

В. Г. ФЕСЕНКОВ

Избранные
труды

МЕТЕОРИТЫ
И МЕТЕОРНОЕ
ВЕЩЕСТВО

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»



Василий Григорьевич ФЕСЕНКОВ

В. Г. ФЕСЕНКОВ

Избранные
труды

МЕТЕОРИТЫ
И МЕТЕОРНОЕ
ВЕЩЕСТВО



ИЗДАТЕЛЬСТВО "НАУКА"

МОСКВА 1978

Фесенков В.Г. Избранные труды. Метеориты и метеорное вещество. М., "Наука", 1978, с. 252.

Избранные труды выдающегося советского астронома и астрофизика академика В.Г. Фесенкова содержат исследования по проблеме "Метеориты и метеорное вещество", выполненные в течение 1922–1972 гг. В сборник вошли материалы, посвященные изучению Тунгусского метеорита, Сихотэ-Алинского железного метеоритного дождя, метеоров и межпланетного вещества.

Издание рассчитано на специалистов в области метеоритики, астрономии и историков науки.

Редколлегия:

доктор физико-математических наук
Н.Б. ДИВАРИ
(ответственный редактор),
доктор физико-математических наук
Е.В. ПЯСКОВСКАЯ-ФЕСЕНКОВА,
кандидат физико-математических наук
А.И. ЕРЕМЕЕВА
(ответственный секретарь),
И.Т. ЗОТКИН

ПРЕДИСЛОВИЕ

В области изучения метеоритов и метеорных тел академику В.Г. Фесенкову принадлежит более 100 работ. Они охватывают большой для современной науки, пятидесятилетний интервал времени 1922–1972 гг. Главная и важнейшая часть исследований была проведена им в последние 25 лет жизни, когда В.Г. Фесенков с 1945 г., после смерти В.И. Вернадского, возглавлял Комитет по метеоритам АН СССР. Из этого богатого наследия в настоящем издании приведено лишь 27 работ, которые практически полностью охватывают все результаты и идеи по двум большим проблемам метеоритики и связанным с ними вопросам метеорной астрономии.

Не включены лишь краткие статьи и выступления, перекрывающиеся более развернутыми публикациями, а также аутентичные статьи, представленные в параллельных изданиях. В последнем случае составителями выбирался наиболее полный вариант.

Тем не менее в помещенных статьях, как самостоятельных публикациях, неизбежно встречаются некоторые повторения, особенно в описании наблюдательных фактов. Редакционная коллегия сочла необходимым включить такие статьи в монографический том, поскольку они содержат новые идеи или новые детали или же представляют новый угол зрения на ту или иную проблему. Именно объединение разбросанных по разным журналам статей, позволяющее проследить эволюцию тех или иных идей, тех или иных проблем, составляет основную цель данного издания. Да и сами "повторения" при внимательном чтении оказываются, как правило, не идентичными, а отличаются нередко существенными нюансами – автор от первых допущений переходит, например, к более уверенным утверждениям, хотя опирается на тот же круг фактов, но проанализированных более углубленно.

К сожалению, объем книги "Метеориты и метеорное вещество" не позволил поместить раздел о роли метеоритов в космогонии, а также 16 обзорных лекций-докладов под общим названием "Успехи и проблемы метеоритики", с которыми В.Г. Фесенков регулярно выступал на Метеоритных конференциях, начиная с 1949 г. Эти выступления сыграли важную роль в консолидации ученых различных, иногда далеких специальностей: астрономов и минералогов, химиков и аэродинамиков, физиков и геологов. Читатели могут ознакомиться с этими обзор-

рами Фесенкова в сборниках "Метеоритика"*. В.Г. Фесенков был первым астрономом и крупным специалистом в области космогонии, который систематически стал проводить исследования метеоритов с целью выяснения вопросов космогонии. Оба этих раздела — космогонические аспекты метеоритики и общие проблемы метеоритики — представляется целесообразным издать в дальнейшем отдельной книгой.

По той же причине — недостаток объема — пришлось отказаться от помещения содержательных и интересных для широкой аудитории научно-популярных статей, опубликованных в массовых журналах и газетах. Эти статьи написаны общедоступно и на высоком научном уровне. В свое время они привлекали большое внимание общественности.

Особенностью стиля научного творчества В.Г. Фесенкова в рассматриваемой области является отсутствие сводных монографических публикаций. Однако его работы составляют несколько четких циклов, каждый из которых представляет фундаментальное исследование. Они и вошли в три раздела настоящей книги избранных трудов: метеорные тела в атмосфере Земли, Сихотэ-Алинский метеорит и Тунгусский метеорит. Внутри каждого раздела статьи расположены в хронологическом порядке.

Вопросы природы метеорной материи в межпланетном пространстве, также образующие обширную серию работ, были в свое время собраны В.Г. Фесенковым в одноименной книге** и поэтому в настоящее издание не вошли. Указанную книгу разумно считать частью настоящего издания, хотя формально это не так.

Раздел "Метеорные тела в атмосфере Земли" содержит пять работ, три из которых относятся к 20-м годам, т.е. к самому началу современной физической теории метеоров. (Затем на много лет интересы В.Г. Фесенкова уходят в область традиционной астрофизики и атмосферной оптики.) В указанных ранних работах особенно интересен методический подход к строгому определению криволинейной траектории метеоров. Несмотря на скудность вычислительной техники, В.Г. Фесенков выполнил численное решение уравнений движения. Полученные им оценки возможности захвата частиц на геоцентрические орбиты и кривизны метеорных траекторий и в настоящее время можно считать качественно справедливыми для тех случаев, когда можно не учитывать потерю массы. Подход к задачам захвата и касательного прохождения, развитый В.Г. Фесенковым, позднее неоднократно использовался многими авторами.

Интересно обратить внимание на то, что почти 30 лет спустя В.Г. Фесенков в своей статье о микрометеоритах вновь обратился к проблеме баллистики входа в атмосферу метеорной частицы. Здесь физические

* Сб. "Метеоритика". М., "Наука", вып. 7, 8, 10, 11, 13, 14, 16, 18, 20, 24, 26, 28, 30, 31.

** Фесенков В.Г. Метеорная материя в междупланетном пространстве. М.-Л., Изд-во АН СССР, 1947.

процессы, в частности аэродинамический нагрев, рассмотрены гораздо более подробно. Сравнение старых и новых работ в данном случае чрезвычайно поучительно иллюстрирует прогресс науки, хотя и в довольно специальном вопросе.

В этот же раздел включена статья, содержащая одну из первых попыток определения гелиоцентрической скорости спорадических метеоров по суточной и годичной вариациям их численности.

Будучи признанным теоретиком, В.Г. Фесенков в ряде своих работ выступает как внимательный натуралист, хорошо понимающий научное значение детальной описательной картины реального природного явления. Примером может служить его заметка о дрейфе метеорного следа в октябре 1948 г.

В 1947 г. после падения на Дальнем Востоке крупнейшего из наблюдавшихся в истории науки Сихотэ-Алинского железного метеоритного дождя академик В.Г. Фесенков как руководитель Комитета по метеоритам АН СССР совместно с Е.Л. Криновым, тогда ученым секретарем КМЕТ АН СССР, возглавил экспедицию на место этого падения. Как астроном он сосредоточил свое внимание преимущественно на астрономических и физических сторонах явления, не упуская, однако, из виду и результаты исследования самого космического вещества.

Наблюдение болида, сопровождающего падение метеорита, представляет собой крайне специфический раздел астрометрии. Данные здесь получают в результате опроса населения, т.е. от множества случайных неподготовленных очевидцев. Критический анализ свидетельских показаний в случае Сихотэ-Алинского метеорита, выполненный В.Г. Фесенковым, на долгое время останется образцом в практике метеоритики. В результате обработки наблюдательных данных им была получена достаточно надежно траектория космического тела — высоты и радиант, а также уже в 1947 г. правильно оценена площадь рассеяния вещества — в десятки квадратных километров.

Большое внимание было уделено В.Г. Фесенковым морфологическому изучению кратеров и воронок на месте падения метеоритных масс. Теоретически и на богатом фактическом материале был рассмотрен сложный процесс ударного кратерообразования, включающий сложные связанные параметры: размеры депрессии, энергию, массу и скорость снаряда, а также механические свойства соударяющихся тел. Сейчас, когда выяснена большая роль метеоритных кратеров в эволюции поверхностей планет, сихотэ-алинский опыт представляется особенно ценным.

Центральной работой В.Г. Фесенкова является большая статья "О движении Сихотэ-Алинского метеорита в атмосфере" (1951 г.). Это одно из первых исследований по аэродинамике тела, движущегося с космической скоростью. В ней рассмотрены узловые для метеорной физики уравнения торможения и потери массы. В последующие десятилетия проблема входа в атмосферу приобрела важное практическое значение и получила чрезвычайно широкое развитие.

В случае Сихотэ-Алинского метеорита В.Г. Фесенкову путем ряда остроумных сопоставлений теоретических выводов с наблюдениями удалось достаточно убедительно вычислить геоцентрическую скорость метеорного тела. Знание скорости в свою очередь дало возможность высказать определенные небесно-механические соображения об орбите метеорита. Фундаментальным является, в частности, заключение о том, что этот метеорит был небольшим астероидом.

В этот раздел включено 10 статей.

Разумеется, полное представление об изучении Сихотэ-Алинского метеорита можно получить, лишь привлекая данные других исследователей, работавших рядом с В.Г. Фесенковым. Они приведены, например, в монографическом сборнике "Сихотэ-Алинский железный метеоритный дождь", I и II тома которого редактировал также В.Г. Фесенков.

В разделе "Тунгусский метеорит" представлено 12 статей, написанных с 1949 по 1969 г. Это были годы, вероятно, наиболее высокого общественного интереса к знаменитому событию. Научное значение его и по настоящее время остается уникальным. На протяжении долгих лет В.Г. Фесенков был признанным идейным руководителем начавшегося в 50-е годы нового, после Л.А. Кулика, цикла исследований этой проблемы. Она характерна крайней разносторонностью и сложностью включаемых в нее явлений. Почти по всем аспектам Тунгусской проблемы академик В.Г. Фесенков провел оригинальные исследования. В 1949 г. в первой статье, проанализировав актинометрические наблюдения 1908 г., он оценил массу метеорного тела порядка 10^6 т. Эта оценка, длительное время оставшаяся единственной, впоследствии была подтверждена независимыми методами.

С именем В.Г. Фесенкова справедливо связывается возрождение гипотезы о кометной природе Тунгусского тела, когда традиционные взгляды вошли в противоречие с новыми фактами. Еще в 1948 г. после получения первых данных о падении Сихотэ-Алинского метеорита В.Г. Фесенков заметил: "Падение Сихотэ-Алинского метеорита 12 февраля 1947 г., при всей своей грандиозности, существенно отличалось от падения Тунгусского метеорита 30 июня 1908 г. Последний двигался со скоростью значительно большей и совершенно расплылся, еще не достигнув земной поверхности..."

В отобранных статьях последовательно анализируются практически все эффекты, составляющие "загадку Тунгусского метеорита", как локальные, так и глобальные. Видимость болида, его физические характеристики и траектория, варианты орбиты родоначального тела, характер и природа аномальных сумерек после падения, действие ударной воздушной волны, энергия разрушения леса, распространение инфразвуковых волн в атмосфере, динамика движения метеорного тела малой плотности — таков далеко не полный перечень вопросов, обсуждавшихся в статьях В.Г. Фесенкова. Им же в 1966 г. был опубликован обзор проблемы в целом, остающийся и до настоящего времени наиболее квалифицированным.

Убежденность в кометной природе Тунгусского тела у В.Г. Фесенкова была столь велика, что он рекомендовал представителям кометной астрономии учитывать данные по Тунгусскому метеориту в своих работах, выполняемых обычными астрономическими способами.

Что же касается распространившихся вокруг Тунгусского метеорита псевдонаучных сенсаций об аннигиляции антивещества, ядерном взрыве космического корабля и т.п., то В.Г. Фесенков всегда относился к ним отрицательно и равнодушно, не считая их заслуживающими научной дискуссии.

Широта и решительность обобщений и выводов, привлечение результатов различных, иногда далеких друг от друга, наук, самобытность и оригинальность подхода, проявившиеся даже в стандартных вычислительных схемах, — основные особенности работ академика В.Г. Фесенкова по метеоритике. Они и определяют их непреходящее научное значение.

Несмотря на то, что автор не уделял достаточного внимания стилистике, редколлегия, стремясь сохранить в неприкосновенности ход мыслей автора, сочла допустимыми лишь самые минимальные редакторские исправления в тексте в тех случаях, когда затруднялось понимание смысла сказанного.

*И.Т. Зоткин,
В.В. Федынский*

МЕТЕОРНЫЕ ТЕЛА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

ЗАХВАТ МЕТЕОРОВ АТМОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ*

§ 2

Вопрос о сопротивлении атмосферы движущимся в ней телам весьма сложен и до сих пор не решен во всей общности. Прямые наблюдения над полетом снарядов показывают, что при малой скорости движения сила сопротивления изменяется пропорционально первой степени скорости. При дальнейшем увеличении скорости сопротивление начинает возрастать скорее и в некотором промежутке возрастает, как квадрат скорости. Далее оно увеличивается еще быстрее, а после постепенно сводится к квадратичному закону. Если представить этот ход графически, откладывая по оси абсцисс скорости, а по оси ординат соответствующую силу сопротивления, деленную на квадрат скорости, то получим кривую, которая сначала опускается, доходит до определенного минимума, далее возрастает, поднимается до известного максимума, а затем снова опускается и асимптотически приближается к прямой, параллельной оси абсцисс. Подобный график можно найти, например, в [1]. И вообще подобный ход силы сопротивления достаточно известен. Можно думать поэтому, что при очень больших скоростях, каковыми являются космические, мы должны принять для сопротивления простой квадратичный закон.

Теоретически этот вопрос решен Кирхгофом и Рэлеем для случая двух измерений [2]. Насколько я знаю, последний мемуар по этому вопросу принадлежит А. Мэлоку [3].

Сопротивление телу обуславливается:

- 1) положительным давлением на переднюю сторону тела (X);
- 2) отрицательным давлением на заднюю сторону (Y), происходящим от втягивающей силы разрежения, образующегося позади летящего тела;
- 3) силой, необходимой для порождения волн (Z).

X изменяется, как квадрат скорости; Y зависит от разности давлений между двумя областями воздуха, текущего с одной стороны на другую со скоростью движения снаряда. Наибольшее давление равно в этом случае одной атмосфере (при скорости V , равной скорости звука); Z зависит от $V-a$ (a — скорость звука) и пропорциональна квадрату этой

* Эволюция солнечной системы. Ч. I, разд. 6, № 2-4. — Труды Главной Российской астрофизической обсерватории. 1922, I, 143, 156-176.

разности. Сопротивление для плоской головы выражается членами

$$R = X + Y + Z,$$

где $X = \frac{1}{2} DV^2$; $Y = (1 - A)^{0,354}$; $Z = k(v' - a)^2$, D — плотность невозмущенного воздуха.

$$A = \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{V^2}{a^2}\right) \gamma / (\gamma - 1),$$

γ — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и объеме; v' — скорость звука в возмущенной среде непосредственно перед головой тела и k — некоторый весьма малый коэффициент. При очень больших скоростях v' равно V — скорости тела и a может быть отброшено как малая величина. Y достигает максимального значения в одну атмосферу, тогда как X и Z непомерно увеличиваются. Следовательно, мы можем отбросить Y совсем и получаем только члены, содержащие квадрат скорости, из которых X значительно превышает Z . Я пользуюсь в дальнейшем выражением

$$R = \frac{1}{2} DV^2,$$

причем эта сила сопротивления рассчитана на единицу поверхности.

Что касается массы метеоров, то она очень неопределенна. Ньюком и Харкнесс [4] принимают среднюю массу падающих звезд в 1/15 г. При плотности, равной 5,5 плотности воды, это составляет в поперечнике 0,2 см. Однако наблюдения Ньюкома относятся к падающим звездам, видимым простым глазом. Масса телескопических метеоров гораздо меньше, между тем как по численности они значительно превосходят яркие. Денинг [5], принимая во внимание, согласно Бэксаузу, средние угловые расстояния, на которых могут быть видны метеоры различных величин, получает для числа метеоров следующее:

Величина	< 1	1	2	3	4	5	6
Число метеоров	1,8	1,6	3,2	6,4	13,0	25,0	49,0

С каждой следующей величиной число метеоров увеличивается вдвое. Профессор Ньютон в своем мемуаре [6] пишет, что количество телескопических падающих звезд по крайней мере в 50 раз больше, чем видимых простым глазом. В моих вычислениях я принимаю поперечник падающей звезды в 0,5 мм, т.е. в 4 раза меньше, чем следует на основании оценок Ньюкома. Как увидим дальше, некоторая неопределенность массы не окажет существенного влияния на результат.

В дальнейшем мы предполагаем, что метеор вступает в атмосферу со средней скоростью, параболической по отношению к Солнцу. При этом вращение Земли вокруг оси не учитывается. В данном случае нас может интересовать только вращение верхних слоев атмосферы, а они в этом отношении представляют полнейшую загадку. Исследования Йессе движения серебристых облаков на высоте 70-90 км показали, что на этих высотах дует постоянный восточный ветер со ско-

ростью 100 км в час. На этой высоте атмосферные слои лишь наполовину увлекаются вращением Земли. Как обстоит дело выше — неизвестно. Лучше совершенно откинуть это обстоятельство, тем более, что оно может повлиять ничтожным образом на движение метеоров в земной атмосфере.

§ 3

Итак, мы предполагаем, что Земля неподвижна в пространстве и не вращается вокруг оси. В этом случае сопротивление при движении метеора в атмосфере выражается вектором, направленным обратно движению по касательной к орбите. Вследствие этого удобнее взять дифференциальные уравнения в форме Эйлера, проектируя ускорение на касательную и нормаль. Именно:

$$m \frac{dV}{dt} = F_t - \frac{1}{2} D V^2 \sigma, \quad m \frac{V^2}{\rho} = F_n.$$

Здесь F_t и F_n — проекции силы на касательную и нормаль, D — плотность среды, σ — площадь сечения метеора перпендикулярно к направлению полета.

Мы полагаем, что постоянная тяготения $f = 1$, что масса Земли $M = 1$ и радиус ее 6370 км также приравнен к 1; m — масса метеора.

Выгоднее исключить из уравнений элемент времени и преобразовать их к виду

$$V \frac{dV}{ds} = \pm \frac{1}{V^2} \cos \left(V, \frac{dr}{dt} \right) - \frac{1}{2} D V^2 \frac{\sigma}{m},$$

$$\frac{V^2}{\rho} = \frac{1}{r^2} \sin \left(V, \frac{dr}{dt} \right),$$

где ds — элемент траектории и $\left(V, \frac{dr}{dt} \right)$ — угол между касательной и радиус-вектором.

Обозначим через β угол между r и ρ , тогда

$$\frac{dV^2}{ds} = \frac{2 \sin \beta}{r^2} - D V^2 \frac{\sigma}{m}; \quad \frac{V^2}{\rho} = \frac{\cos \beta}{r^2}.$$

Положим, что метеор имеет форму цилиндрика с поперечным сечением σ и длиной l . Если D_0 его плотность, то

$$m = \sigma l D_0$$

и первое уравнение преобразуется

$$\frac{dV^2}{ds} = \frac{2 \sin \beta}{r^2} - \frac{D}{D_0} \frac{V^2}{l}.$$

Первый член положителен до прохода через перигелий и отрицателен после. Для вычисления этого уравнения надо знать D в функции r . Я принимаю, что ход изменения D с 50 км и до 150 км таков, какой дается табл. 1, показывающей изменение отражательной способности атмосферы на основании наблюдений над сумерками. Как увидим ниже, нам важны только слои, лежащие выше 90 км, для которых отражательная способность чувствительно пропорциональна плотности вследствие уже достигнутого постоянства химического состава. Выше 150 км плотность принимается изменяющейся в той же геометрической прогрессии. Впрочем, эти слои большого значения для нас не имеют.

Далее я принимаю, в согласии с моими вычислениями (см. "О строении атмосферы. Фотометрический анализ сумерек"), что на высоте 50 км плотность составляет только долю $\lg(D/D_0) = 4,710$ плотности на уровне моря.

Наконец, плотность нижних слоев на уровне моря составляет всего 0,0012932 плотности воды или 0,00023513 средней плотности Земли. Таким образом, составляем табл. 1.

$$R = 6370 \text{ км} = 1.$$

Плотность метеора принимается равной плотности Земли, следовательно, столбец $\lg D$ дает также ход $\lg(D/D_0)$. Если l принять равным 1 мм, то получим табл. 2, которая использовалась в моих вычислениях.

Начиная с 1,017 плотность изменяется в простой геометрической прогрессии, $\lg(D/l)$ образует прогрессию с разностью в 0,1529. Ниже 1,0170 плотность изменяется скорее вследствие примеси более тяжелых газов. Четвертый знак после запятой не имеет значения. Я ввожу его только для получения лучшего согласования дальнейших числовых вычислений. Принимая поперечник метеора 0,5 мм, имеем для добавочного члена в первой формуле $2 \frac{D}{D_0} \frac{V^2}{l}$, если $l = 1$ мм. Приводимые урав-

Таблица 1

h , км	r	$\lg D$	r	h , км	$\lg D$
50	1,00785	7,081	160	1,02512	11,910
60	1,00942	8,719	170	1,02669	11,670
70	1,01099	8,358	180	1,02826	11,430
80	1,01256	8,001	190	1,02983	11,190
90	1,01413	9,660	200	1,03140	12,950
100	1,01510	9,357	220	1,03454	12,470
110	1,01727	9,108	240	1,03768	13,990
120	1,01884	10,867	260	1,04082	13,510
130	1,02041	10,628	280	1,04396	13,030
140	1,02198	10,390	300	1,04710	14,550
150	1,02355	10,150	400	1,06279	16,150
			500	1,07849	19,750

Таблица 2

r	$\lg(D/l)$	r	$\lg(D/l)$	r	$\lg(D/l)$
1,0140	1,4950	1,0310	2,8147	1,0510	5,7571
1,0145	1,3844	1,0320	2,6618	1,0520	5,6042
1,0150	1,2860	1,0330	2,5090	1,0530	5,4514
1,0155	1,1964	1,0340	2,3561	1,0540	5,2985
1,0160	1,1127	1,0350	2,2032	1,0550	5,1456
1,0165	1,0328	1,0360	2,0503	1,0560	4,9927
1,0170	0,9552	1,0370	1,8974	1,0570	4,8398
1,0180	0,8023	1,0380	1,7446	1,0580	4,6870
1,0190	0,6494	1,0390	1,5917	1,0590	4,5341
1,0200	0,4965	1,0400	1,4388	1,0600	4,3812
1,0210	0,3436	1,0410	1,2859	1,0610	4,2283
1,0220	0,1907	1,0420	1,1330	1,0620	4,0754
1,0230	0,0378	1,0430	9802	1,0630	3,9226
1,0240	1,8849	1,0440	4,8273	1,0640	3,7697
1,0250	1,7320	1,0450	4,6744	1,0650	3,6168
1,0260	1,5791	1,0460	4,5215	1,0660	3,4639
1,0260	1,4262	1,0470	4,3686	1,0670	3,3116
1,0270	1,2734	1,0480	4,2158	1,0680	3,1582
1,0290	1,1205	1,0490	4,0629	1,0690	3,0053
1,0300	2,9676	1,0500	5,9100	1,0700	8,8524

нения, очевидно, нельзя интегрировать точно. Единственный путь — это интегрировать их числовым образом. При этом необходимо знать, как изменяются β и r в функции s . Имеем

$$\frac{dr}{ds} = s \sin \beta,$$

причем до перигея β положительно, после — отрицательно.

Составим теперь дифференциальное уравнение для β . Элемент дуги $AB = ds$ совмещается с отрезком прямой. Движение в каждый момент происходит вокруг центра кривизны C . Назовем угол при центре кривизны C , образованный двумя радиусами кривизны, da , угол при центре протяжения $O - dv$. Из двух прямолинейных треугольников с общим основанием ds и вершинами в C и O имеем

$$\frac{ds}{da} = \frac{\rho}{\sin x}; \quad \frac{ds}{dv} = \frac{r}{\sin(x + \beta_1)},$$

где $x = \angle ABC$; $\beta_1 = \angle CBO$.

Очевидно, $x = 90^\circ - da$ и $\beta_1 = \beta + d\beta$. Далее, $da + 90^\circ - \beta_1 = 90^\circ - \beta + dv$, откуда $dv = da - d\beta$. Следовательно,

$$\frac{ds}{da - d\beta} = \frac{r}{\sin(90^\circ - da + \beta + d\beta)} = \frac{r}{\cos(\beta + d\beta - da)}$$

Пренебрегая бесконечно-малыми второго порядка, имеем

$$ds/r = (da - d\beta)/\cos \beta; \quad \sin x = 1.$$

Так как $da = ds/\rho$, то $\frac{1}{r} = \left(\frac{1}{\rho} - \frac{d\beta}{ds}\right)/\cos \beta$

$$\text{или } \frac{d\beta}{ds} = \frac{\cos \beta}{r} - \frac{1}{\rho}$$

В этом заключаются все формулы, необходимые для вычисления траектории метеора. Если же желательно еще вычислить вторую полярную координату φ для изображения траектории графически, то имеем

$$\operatorname{tg}(90^\circ + \beta) = r d\varphi/dr; \quad dr = -ds \sin \beta,$$

откуда

$$\frac{d\varphi}{ds} = \frac{\cos \beta}{r}$$

Наконец для вычисления продолжительности полета имеем

$$ds/V = dt.$$

Единица времени определяется условием $f = 1$. Третий закон Кеплера

$$2\pi a^{3/2}/T\sqrt{M} = f$$

дает при условии $a = 1$, $M = 1$, $f = 1$, что $T = 2\pi$. При обращении планеты вокруг Солнца единица времени составляет $1/2\pi$ времени полного обращения, если масса Солнца и большая полуось орбиты приняты за единицу. При обращении частицы вокруг Земли единицей времени является $1/2\pi$ периода полного обращения по кругу на расстоянии радиуса Земли. Возьмем предыдущее уравнение. Очевидно, мы получим $T/2\pi$, т.е. единицу времени в нашем случае, если подставим вместо f значение 0,017202, найденное Гауссом, а вместо a возьмем радиус Земли и вместо M — ее массу, выразив эти величины в большой полуоси земной орбиты и в массе Солнца. Наша единица времени получится тогда в долях средних солнечных суток. Именно:

$$\frac{T}{2\pi} = \left(\frac{6370}{149500000}\right)^{3/2} \sqrt{\frac{354710}{0,017202}}$$

Для массы Солнца взято значение, употребленное Гауссом для вывода принятой нами величины f . Отсюда получаем $T/2\pi = 0,0096294$ ср. солн. сут. = $13^m 51,98^s = 831,98^s$.

Если для некоторой точки траектории известны V^2 , r , β и ρ , то можно для нее вычислить производные dV/ds , $d\beta/ds$ и dr/ds . Имея подобные

же производные для ряда точек, можно вычислить вторые производные, третьи и т.д. Вставляя их в формулу Тейлора, находим конечные приращения ΔV^2 , Δr и $\Delta \beta$, соответствующие конечному промежутку Δs . Затем формула $1/\rho = \cos\beta/V^2 r^2$ дает радиус кривизны, и вычисление таким же образом может идти дальше.

Называя какую-нибудь из функций $dV^2/ds \dots$ через $f(a)$, имеем для последовательных производных, если ω — промежуток, равный Δs , следующее:

$$\begin{aligned}\omega f'(a) &= f^I(a) - \frac{1}{6}f^{III}(a) + \dots, \\ \omega^2 f''(a) &= f^{II}(a) - \frac{1}{12}f^{IV}(a) + \dots, \\ \omega^3 f'''(a) &= f^{III}(a), \\ \omega^4 f^{IV}(a) &= f^{IV}(a).\end{aligned}$$

Если ограничиться разностями до четвертого порядка включительно, формула Тейлора дает

$$\Delta f(a) = \omega [f(a) + \frac{1}{2}\omega f'(a) + \frac{1}{6}\omega^2 f''(a) + \dots],$$

или

$$\begin{aligned}\Delta f(a) &= \omega [f(a) + \frac{1}{2}\omega f^I(a) + \frac{1}{6}\omega^2 f^{II}(a) - \frac{1}{24}\omega^3 f^{III}(a) - \\ &- \frac{1}{180}\omega^4 f^{IV}(a) + \dots].\end{aligned}$$

Здесь разности идут по горизонтали, между тем как мы имеем последние разности, расположенные по наклонной черте вверх. Поэтому здесь приходится производить маленькую экстраполяцию. По ходу третьих или четвертых разностей выписываем следующую ниже, затем образуем вторую разность, первую разность, составляем $f^I(a)$, $f^{II}(a)$ и т.д. и вводим в формулу. Вычислив, таким образом, значение $V^2 + \Delta V^2$, $r + \Delta r$, $\beta + \Delta \beta$, мы снова находим соответствующие производные. В случае совпадения экстраполяция произведена верно. Если же, как обыкновенно бывает, совпадения нет, то снова производим вычисление и находим новые конечные приращения $\Delta V^2 \dots$ и т.д., которые уже крайне мало отличаются от прежних. Обыкновенно совершенно достаточно двух таких приближений. В редких случаях, когда метеор летит уже в низких слоях атмосферы, требуется три. В начале вычислений, когда скорость полета еще велика и траектория мало отличается от конического сечения, уже первое приближение дает погрешность лишь в пятом знаке определяемой величины.

К вычислениям приступаем следующим образом: сначала необходимо определить начальные условия, т.е. начальные значения V^2 , r , β и ρ .

Мы полагаем, что метеор встречает Землю с параболической скоростью по отношению к Солнцу. Это дает для действительной полуоси его гиперболы орбиты во всех случаях

$$a = \frac{R_0}{2M} = \frac{149500000}{6370 \cdot 232000},$$

если R_0 — расстояние Земли от Солнца, M — масса Солнца, выраженные в наших единицах.

Действительно,

$$V^2 = 2/r + 1/a = 2M/R_0.$$

При $r = \infty$ получаем приведенную выше формулу.

Далее задаем произвольно q — расстояние перигея от центра Земли, рассчитывая, чтобы метеор прошел на определенной высоте над Землей, если бы он не встретил сопротивления. Далее имеем

$$e = 1 + q/a, \quad p = q(e + 1).$$

Задаем произвольно истинную аномалию v с таким расчетом, чтобы метеор был бы вне атмосферы. Я обыкновенно брал $v = 14^\circ 0' 0''$. Радиус-вектор дается известным выражением

$$r = p / (1 + e \cos v),$$

скорость

$$V^2 = 2/r + 1/a.$$

Далее,

$$\sin \beta = e \sin v / \sqrt{p} V.$$

Действительно, производная от r по времени имеет вид [7]

$$dr/dt = f \sqrt{1+m} e \sin v / \sqrt{p} V,$$

но

$$\frac{dr}{ds} = \sin \beta \quad \text{и} \quad \frac{dr}{ds} = \frac{dr}{dt} \frac{dt}{ds} = \sin \beta V.$$

Затем, так как

$$r dv/dt = f \sqrt{1+m} \sqrt{p} r \quad \text{и} \quad r dv = ds \cos \beta,$$

имеем

$$\cos \beta = \sqrt{p} r V.$$

Наконец, мера кривизны определяется выражением

$$1/\rho = \cos \beta / V^2 r^2.$$

Найдя эти величины, вычисляем первые производные от V^2 , r , β . Если относительно их хода ничего неизвестно, то находим конечные при-

ращения, умножая производные на достаточно малый промежуток Δs . С новыми значениями V^2 , r , β рассчитываем снова производные, образуем первые разности и с этими разностями повторяем то же вычисление.

При расчете следующих значений производных тоже используем метод последовательных приближений и т.д., как уже было описано. Вычисление продолжается, пока метеор не выйдет из атмосферы или не упадет на Землю. В первом случае находим конечные значения r , v , β и на основании их определяем элементы нового конического сечения. Именно:

$$1/a = V^2 - 2/r, \quad p = \cos^2 \beta r^2 V^2, \quad e^2 = 1 + p/a.$$

Плоскость орбиты остается прежней.

По этим формулам я прежде всего вычислил часть гиперболической траектории метеора, не принимая во внимание сопротивления в атмосфере, чтобы убедиться в том, что точные формулы гиперболического движения дают тождественные результаты. Затем были вычислены при указанных начальных условиях траектории при высоте наименьшего опускания 200, 150, 120, 110, 100 и 90 км. Первая траектория совершенно нечувствительно отличается от первоначальной гиперболы. В остальных случаях сопротивление атмосферы сказывается заметным образом. При высоте опускания 150 км скорость изменяется с 30,182 при входе до 23,362 при выходе, оставаясь резко гиперболической. При 120 км падает до 7,109, при 110 км — до 2,670, приближаясь уже к параболической. При 100 км метеор почти выходит из атмосферы, в конечном счете все же падая на Землю. Он подходит к Земле на наименьшее расстояние 1,01554 от центра, т.е. немного ниже 100 км от поверхности, и начинает удаляться, двигаясь почти параллельно Земле. Но вследствие все увеличивающейся кривизны приращение r идет все медленней и медленней, затем переходит в отрицательное, и метеор падает на Землю. Последняя траектория при высоте опускания 90 км не доводит метеор до этого минимума расстояния. Он падает гораздо раньше.

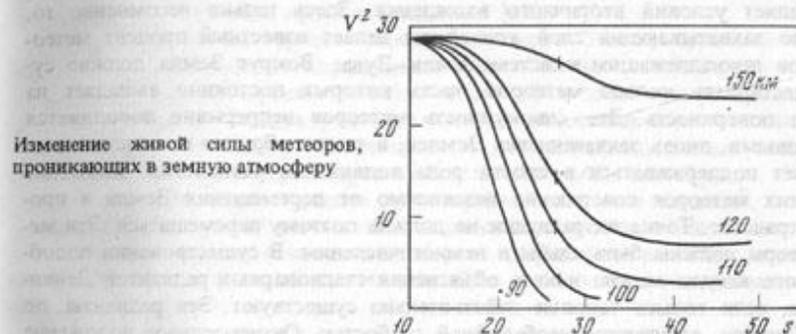
Прилагаемые таблицы дают начальные условия для каждого случая*.

Изменение живой силы метеора нанесено на график в функции длины s . Вертикальные штрихи, поставленные на кривых, соответствуют точке наибольшего приближения к Земле. Отсюда видно, что для высоких метеоров уменьшение живой силы распределяется почти симметрично по отношению к этой точке. Для низких — наибольшая потеря происходит до указанной точки. Участки наибольшей крутизны кривых соответствуют видимости метеора, так как здесь кинетическая энергия переходит более интенсивным образом в теплоту. Интересно отметить, что для четырех последних траекторий возгорание происходит приблизительно на одной высоте, именно на 130 км. По-видимому, то же справедливо и для обыкновенных метеоров, так что действительно можно

* В настоящем издании таблицы "Результаты числовых вычислений" опущены (в оригинале: с. 174–176). — Прим. ред.

говорить о средней высоте возгорания при одинаковых начальных условиях вступления в атмосферу.

Среди всех вычисленных траекторий нет ни одной, которая преобразовалась бы в эллипс или параболу по отношению к Земле. Между тем совершенно ясно, что таковые должны иметь место. Уже при 110 км орбита становится почти параболической, при 100 км метеор едва не выходит из атмосферы. Предельный случай захвата, по крайней мере теоретический, — круговая орбита вокруг Земли. Между тем в последнем случае уже происходило некоторое увеличение r . Несомненно, что метеор,



направленный слегка выше, сделался бы эллиптическим спутником. Приведенный материал достаточен для того, чтобы судить о границах и мощности атмосферного слоя, превращающего при данных начальных значениях скорости, направления и массы гиперболические орбиты в эллиптические.

Если нанести на график по аргументу высоты наименьшего опускания скорости выхода метеоров, то получится очень простая и правильная кривая, позволяющая найти верхнюю границу этой зоны. Из нее видно, что верхняя граница проходит на 108,0 км высоты. Здесь скорость выхода падает до скорости 1,942, являющейся на расстоянии 1,03 параболической. В сущности говоря, скорости выхода, вычисленные мною, не сравнимы строго между собой. Следовало бы сравнивать асимптотические скорости выходящей ветви гиперболы. Но скорость при выходе изменяется уже настолько медленно, что результат не изменится чувствительным образом. Что касается нижней границы, то самое определение ее несколько неопределенно. Она соответствует некоторому эллипсу и лежит немного выше 100 км. Мощность захватывающего слоя оказывается всего около 8 км. Если не принять во внимание земное притяжение, то отсюда немедленно выводим, что на 404 метеора, встречающих Землю, приходится один, выходящий через атмосферу по эллипсу. Помимо этого, остается большое число гиперболических метеоров, которые вследствие большого изменения живой силы могут быть видны. Это отношение — один на 400 — не так мало. Ежедневно на зем-

ную поверхность падает около 20 000 000 метеоров, следовательно, около 50 000 делаются эллиптическими.

Остается еще решить вопрос, что делается с эллиптическим метеором, снова вступившим в те же самые слои атмосферы. Упадет ли он на поверхность Земли или снова выйдет в пространство по более или менее измененной орбите. Однако это, в сущности, неважно. Достаточно самых небольших возмущений, достаточно небольшого увеличения расстояния перигея, чтобы метеор прошел совершенно безнаказанно и сделался спутником Земли на некоторое время. Эллиптическая орбита, вычисленная по условиям выхода его из атмосферы, еще не определяет условий вторичного вхождения. Здесь только несомненно то, что захватывающий слой атмосферы делает известный процент метеоров принадлежащим к системе Земля—Луна. Вокруг Земли должно существовать кольцо метеоров, часть которых постоянно выпадает на ее поверхность. Эта совокупность метеоров непрерывно пополняется новыми, вновь захваченными Землей, и таким образом вся система может поддерживаться в своего рода подвижном равновесии. Движение этих метеоров совершенно независимо от перемещения Земли в пространстве. Точка их радиации не должна поэтому перемещаться. Эти метеоры должны быть слабы и немногочисленны. В существовании подобного кольца можно искать объяснения стационарных радиантов Денинга, если только таковые действительно существуют. Эти радианты, по Денингу, отличаются необычайной слабостью. Окончательное положение некоторых из них Денинг выводит на основании наблюдений нескольких лет. Он дает два примера характерных стационарных радиантов в созвездиях Дракона и Стрелы [8]. Действие их продолжается многие месяцы. Эти радианты крайне слабы. Положение их определено для каждой эпохи из 4—6 метеоров.

В 1901 г. наблюдения продолжались с 11 по 20 августа и зарегистрировано 7 метеоров, определяющих стационарный радиант. Денинг утверждает тем не менее, что эти радианты могут быть определены со средней ошибкой в $1,5^\circ$. Вокруг стационарного радианта посторонние радианты отсутствуют. Поэтому, по Денингу, здесь не может быть простого совпадения многих радиантов, как это полагал Бредихин. Стационарные радианты образуют ограниченную область на небе. Эти радианты были замечены еще раньше Денинга. Около 1875 г. Грег [9] нашел, что некоторые потоки видимы гораздо дальше, чем это допустимо теорией. Подобное же замечали Шмидт и Хейс.

До сих пор не было дано, однако, удовлетворительного объяснения этому явлению. Грег считал, что мы имеем дело с очень рассеянным метеорным потоком. Это, однако, невозможно, так как радиант рассеянного потока должен все равно перемещаться между звездами.

Рэньяр и Проктор предположили огромную скорость метеоров (600—800 англ. миль/с), но Денинг утверждает, что скорость метеоров, принадлежащих к стационарному радианту, обыкновенная. А. Гершель дал довольно фантастическую теорию, состоящую в том, что метеорный по-

ток, ворвавшийся в солнечную систему с огромной скоростью, ударил в метеорное кольцо вокруг Земли, подобное кольцу Сатурна. Земное кольцо превратилось в совокупность частиц, двигающихся по различным эллиптическим орбитам, которые должны встречать Землю, как это доказывает А. Гершель, по одному направлению, соответственно направлению первоначального потока.

Гипотеза Тернера разработана лучше. Тернер считает, что стационарные радианты могут быть произведены возмущающими действиями Земли на метеоры, проходящие то перед Землей, то позади нее. Не входя здесь в изложение гипотезы Тернера, заметим только, что она подверглась уничтожающей критике Бредихина [10].

Существование метеорного скопления вокруг Земли, движения в котором независимы от перемещения всей системы в пространстве, может дать весьма простое и естественное объяснение стационарным радиантам. Однако нельзя решить вопрос на основании вышеизложенного, так как необходимо еще исследовать, насколько постоянны могут быть эллиптические траектории в области системы Земля—Луна.

Возвращаясь к вычисленным траекториям, интересно заметить, что кривизна их довольно значительна. Определим, насколько сопротивление атмосферы может отклонить метеор от направления радианта, даже исправленного за зенитное притяжение. Для этого достаточно проинтегрировать уравнение

$$\varphi = \int ds/\rho$$

между определенными пределами. Мера кривизны $1/\rho$ дается для каждой точки траектории. Я сделал это вычисление просто по способу трапеций. Пределы выбирались следующим образом: с одной стороны, вычислялась полная кривизна между крайними точками, с другой стороны, кривизна вычислялась от точки вхождения до той точки траектории, где живая сила уменьшается уже весьма медленно и где, можно думать, метеор становится невидимым. Эти точки примем на основании графика лежащими на расстоянии 1,02615 для траектории 150 км, 1,02263 для 120 км, 1,02078 для 110 км; для двух остальных траекторий, где кривые изменения живой силы все время идут круто, такие точки не брались вовсе. Результат получился следующий:

	150 км	120 км	110 км	100 км	90 км
1	$1^\circ 2' 14,0''$	$1^\circ 56' 43,8''$	$3^\circ 15' 30,0''$	—	—
2	$0^\circ 39' 20,4''$	$1^\circ 3' 23,5''$	$1^\circ 42' 59,2''$	$2^\circ 10' 27,2''$	$0^\circ 47' 36,2''$

Для сравнения интересно привести величины искривления траектории исключительно под влиянием притяжения Земли. Кривизна гиперболы дуги от точки вхождения до перигея, вычисленная на основании простых формул, которые не стоит приводить, в каждом случае следующая:

150 км	120 км	110 км	100 км	90 км
$26' 51''$	$26' 59''$	$27' 2''$	$27' 4''$	$27' 6''$

Отсюда видно, что направление видимого радианта значительно изменяется под влиянием сопротивления в атмосфере, которое действует в том же смысле, как и зенитное притяжение. Площадь радиации должна растягиваться в вертикальном направлении. Однако для обыкновенно наблюдаемых метеоров это, несомненно, не имеет значения и, вероятно, эта поправка лежит за пределами точности наблюдений.

Во всех этих исследованиях мы предполагали, что масса метеора постоянна при его пролете через атмосферу. Это может вызвать большие сомнения. При той значительной редукции в скорости, которая требуется для захвата метеора, можно думать, что вся масса его превратится в газы и что метеор фактически не выйдет за пределы атмосферы. На это можно возразить, что условия проникновения рассматриваемых метеоров в более плотные слои воздуха совершенно отличаются от тех, которые имеют место обычно. Редукция скорости происходит сравнительно очень медленно, и, чтобы быть пойманным, метеор должен покрыть огромную траекторию. Вычислим в самом деле промежутки времени, в течение которого происходит наиболее сильное понижение скорости в случае траектории при высоте наименьшего опускания 110 км. Как показывает график, мы должны взять весь участок пути, на котором скорость понижается с 5,321 до 2,721. Промежуток времени дается выражением

$$t = \int ds/V,$$

которое мы вычисляем также по способу трапеций. Вычисление дает $t = 0,029708$ в наших единицах, что равносильно 24,716 с. При этом метеор покрывает длину пути l в 764,4 км. Часть освобожденной теплоты тратится на нагревание воздушных слоев, в данном случае — цилиндрического объема воздуха длиной в 764,4 км. Для обыкновенного же метеора, например, падающего отвесно на Землю, еще большая редукция живой силы происходит на протяжении каких-нибудь 30–40 км. Ясно, что в первом случае метеор имеет гораздо больше шансов к сохранению. Самая величина массы выбрана мною довольно произвольно. Увеличение массы дает и увеличение l по закону $\sqrt[3]{m}$. Плотность D с высотой быстро изменяется. Следовательно, увеличив или уменьшив массу m весьма значительно, мы только слегка переместим зону захвата. Если можно принять, что плотность атмосферы на соответствующих высотах изменяется в геометрической прогрессии, что приблизительно верно, то мощность слоя захвата не изменится для разных метеоров и, следовательно, процентное отношение крупных и мелких метеоров будет то же самое, как и в потоке вокруг Солнца.

Было бы, пожалуй, правильнее считать массу метеора непостоянной величиной, меняющейся в зависимости от уменьшения живой силы в данном месте траектории. Это, однако, заставило бы нас ввести новые гипотезы и лишило бы проблему определенности. Я предпочел поэтому сохранить более простой случай постоянной массы.

Уже закончив эту работу, я встретил в "Известиях Русского астрономического общества" [11] сообщение, что Клейбер на заседании об-

щества от 13 февраля 1891 г. сделал доклад "О метеорных спутниках Земли". Он нашел, что относительное количество метеоров, превращающихся в спутники, зависит не от их величины, а только от относительной скорости. При средней скорости на каждые 2200 метеоров, падающих на Землю, один становится спутником. В этом отношении Клейбер ошибается, так как он не имеет данных для суждения о строении верхних слоев атмосферы. Клейбер думает далее, что, постепенно накапливаясь, эти метеоры образуют вокруг Земли пылеобразную атмосферу все возрастающей плотности. С этим также нельзя согласиться. Плотность совокупности метеоритов в системе Земля—Луна не может увеличиваться беспредельно, так же как и количество периодических комет, захватываемых планетами (см., например, [12]).

Резюмируя все сказанное, повторим, что

- 1) сопротивление земной атмосферы прежде всего производит огромное рассеяние гиперболических орбит, которые метеоры описывают по отношению к Земле;
- 2) небольшая часть потока превращается в спутников Земли и остается в системе Земля—Луна, для этого метеоры со средней скоростью должны попасть в зону захвата мощностью 8 км, занимающую положение от 100 до 108 км, если поперечник метеора равен 0,5 мм при плотности, равной средней плотности Земли;
- 3) эти траектории, проходящие через атмосферу, значительно искривлены, и их радиант передвинут к зениту;
- 4) подобные метеоры затрачивают очень незначительное время для прохождения через атмосферу и потому, вероятно, сохраняют свою массу совсем или почти неизменной;
- 5) метеоры, принадлежащие к системе Земля—Луна, постепенно выпадают на Землю, заменяясь вновь захваченными, и могут дать возможное объяснение стационарным радиантам Денинга.

§ 4. Метеороскоп

Для изучения природы падающих звезд весьма желательно иметь возможность наблюдать их телескопически. На всем небесном своде в течение каждого года действуют несколько тысяч радиантов. Так как координаты каждого находятся из наблюдений лишь весьма приблизительно, то появляется опасность смещения многих из них. Однако, по мнению Денинга, различные потоки метеоров отличаются друг от друга не только положением радианта, но и чисто физическими признаками: яркостью падающих звезд, цветом их, длиной путей и т.д. С этой точки зрения изучение метеоров при помощи телескопа также весьма интересно. До сих пор известны только случайные телескопические наблюдения, давшие тем не менее интересные результаты. Ниже я опишу устройство простого инструмента, позволяющего наблюдать метеоры систематическим образом. Данный инструмент должен быть установлен совершенно неподвижно, так как нет никакой возможности следить за па-

дающими звездами в их чрезвычайно быстром полете через атмосферу. С другой стороны, он должен позволять осматривать одновременно самые разнообразные области неба, по преимуществу те, которые находятся в соседстве с радиантом исследуемого потока.

Вообразим кометоискатель с большим полем зрения, перед объективом которого поставлено плоское зеркало, наклоненное к его оси на 45° . Мы будем видеть область неба на угловом расстоянии в 90° от оптической оси телескопа. Вообразим теперь, что это плоское зеркало разрезано на части. Центральная часть сохраняет свою первоначальную наклонность. Остальные части располагаются на слегка выпуклой поверхности, обращенной своей выпуклостью к объективу. Каждое элементарное зеркало посылает свет от определенной области неба через соответствующую часть объектива. Дело происходит так, как если бы объектив был закрыт диафрагмой с небольшим отверстием и направлен на данную часть неба. То же самое относится и ко всем другим элементарным зеркалам. Поле зрения инструмента составит наложением изображений самых разнообразных областей неба, и общая площадь, доступная обозрению, будет равна величине поля зрения кометоискателя, умноженной на число элементарных зеркал.

Само собой разумеется, подобный инструмент не пригоден для обычных наблюдений, потому что поле зрения его представляет самую странную смесь различных звезд. Для падающих звезд, однако, это не имеет никакого значения. Ясно, что один и тот же метеор может быть наблюдаем несколько раз пересекающим поле зрения, если он попадает на различные области, доступные наблюдению. Необходимо, чтобы области неба, которые можно наблюдать одновременно, были бы разбросаны приблизительно равномерно на исследуемой части небесного свода, не касаясь друг друга. В этом случае вероятность наблюдать метеор гораздо больше, чем при касающихся областях, образующих, так сказать, просто расширенное поле зрения. Чтобы доказать это, рассмотрим следующую упрощенную проблему. Предположим, что мы имеем дело лишь со спорадическими метеорами, пути которых одинаково длинны и которые могут появиться в любом месте некоторой площади, имея совершенно произвольную ориентацию. В таком случае проблема сводится к следующему. Пусть на площади S имеем круг радиуса r . Пусть на S бросается игла длины $2l$. Вероятность, что центр иглы упадет в какую-нибудь точку площади S , одинакова для всей площади. Когда центр иглы занял определенное положение, мы полагаем, что ее ориентация одинаково вероятна для любого угла ориентирования.

Определив, таким образом, проблему, будем искать вероятность того, что игла заденет наш круг.

Мы должны рассмотреть три случая:

1) расстояние между центрами круга и иглы, которое назовем δ , удовлетворяет неравенству $r + l \geq \delta \geq \sqrt{r^2 + l^2}$; соответствующая вероятность есть p_1 ;

2) расстояние δ удовлетворяет неравенству $\sqrt{r^2 + l^2} \geq \delta \geq r$; вероятность есть p_2 ;

3) $r \geq \delta \geq 0$ с вероятностью p_3 .

Следовательно, вероятность того, что игла коснется круга в случае совершенно произвольного δ , есть

$$P = p_1 + p_2 + p_3.$$

Вероятность падения центра иглы куда-нибудь на площадь S есть достоверность, следовательно, равна единице. Вероятность падения на кольцевую площадь $2\pi\rho d\rho$, где ρ измеряется от центра круга, равна поэтому $2\pi\rho d\rho/S$. Для того чтобы игла задела круг, необходимо, чтобы угол, который она составляет с прямой, соединяющей ее центр с центром круга, был

меньше, чем $\arccos \frac{l^2 + \rho^2 - r^2}{2\rho l}$. Вероятность этого события составляет $\frac{2}{\pi} \arccos \frac{l^2 + \rho^2 - r^2}{2\rho l}$, потому что можно безразлично рассматривать как тот, так и другой конец иглы. Следовательно,

$$p_1 = \frac{4}{S} \int_{\sqrt{r^2+l^2}}^{r+l} \rho d\rho \arccos \frac{l^2 + \rho^2 - r^2}{2\rho l}.$$

Во втором случае для пересечения иглы с кругом необходимо для каждого δ внутри указанных пределов одновременное осуществление упомяну-

тых событий, вероятности которых суть $\frac{2\pi\rho}{S} d\rho$ и $\frac{2}{\pi} \arcsin \frac{r}{\rho}$.

Поэтому

$$p_2 = \frac{4}{S} \int_r^{\sqrt{r^2+l^2}} \rho d\rho \arcsin \frac{r}{\rho}.$$

Наконец, имеем, очевидно,

$$p_3 = \int_0^r \frac{2\pi}{S} \rho d\rho.$$

Вычисляя интегралы, находим

$$p_1 = \frac{4}{S} \left(-\frac{r^2+l^2}{2} \arccos \frac{l}{\sqrt{r^2+l^2}} + \frac{rl}{2} + \frac{r^2\pi}{4} \right),$$

$$p_2 = \frac{4}{S} \left(\frac{r^2+l^2}{2} \arcsin \frac{r}{\sqrt{r^2+l^2}} + \frac{rl}{2} - \frac{\pi r^2}{4} \right),$$

$$p_3 = \frac{2\pi}{S} \frac{r^2}{2}.$$

Рассматривая разность $\arccos\left(\frac{l}{\sqrt{r^2+l^2}}\right) - \arcsin\left(\frac{r}{\sqrt{r^2+l^2}}\right)$, мы видим, что она равна нулю. Достаточно положить

$$l/\sqrt{r^2+l^2} = \alpha \quad \text{и} \quad r/\sqrt{r^2+l^2} = \beta$$

и образовать выражение $\sin(\arccos \alpha - \arcsin \beta) = \sqrt{(1-\alpha^2)(1-\beta^2)} - \alpha\beta$. Для наших значений α и β эта разность есть нуль. Следовательно,

$$P = p_1 + p_2 + p_3 = 4rl/S + \pi r^2/S.$$

Отсюда видно, что P увеличивается с длиной l . Геометрически это выражение можно представить следующим образом. Пусть s' — площадь круга с радиусом l и σ — площадь кольцевой зоны между окружностями с радиусами r и $r+l$. Тогда

$$P = \left(2 \frac{\sigma - s'}{\pi} + s\right)/S.$$

Пусть теперь мы имеем в плоскости n кругов с радиусами r , так что расстояние между их центрами δ удовлетворяет неравенству $\delta \geq 2r + 2l$. Тогда ничто не мешает нам разделить всю площадь S , на которой лежат эти круги, на n частей и к каждой в отдельности применить найденное выражение для P . Вероятность того, что игла заденет какой-нибудь из кругов, есть, очевидно,

$$P = \frac{n}{S} (4rl + \pi r^2).$$

Если теперь мы имеем один большой круг, площадь которого равна площади всех наших кругов, то его радиус $R = r\sqrt{n}$. Вероятность в этом случае есть

$$P_1 = \frac{1}{S} (4r\sqrt{nl} + \pi^2 n).$$

Отсюда следует, что $P > P_1$, так как $P - P_1 = \frac{4}{S} rl(n - \sqrt{n})$.

Если l очень велико по сравнению с r , то

$$P = P_1 \sqrt{n}.$$

При $2r + 2l > \delta$ вероятность P не может быть получена в такой простой форме. В этом случае надо рассматривать распределение кругов внутри нашей площади. Но очевидно, что вероятность P в этом случае еще больше. Итак, если один большой круг преобразуется в несколько меньших кругов, имеющих в сумме ту же самую площадь, то вероятность встречи с каким-нибудь из них траектории l , взятой совершенно произвольно, увеличивается.

Собственно говоря, рассмотренная проблема не находится в тесной связи с действительным положением вещей. Падающие звезды не показываются

ся безразлично во всех областях неба и не имеют одинаковые видимые траектории. Тем не менее отсюда видно, что введение значительного количества зеркал перед объективом позволяет с большей вероятностью наблюдать падающие звезды, чем простое увеличение поля зрения инструмента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Charbonnier. Balistique extérieure, I.
2. Kirchhoff, Rayleigh. Phil. Mag., 1876, Dec.; R.S. Proc., 1904, Nov, 17.
3. Mallock A. Proceedings of the R.S. London, Ser. A, 79, N 530.
4. Young C.A. A text book of general astronomy. Boston, 1889.
5. Denning. Observatory, 38, p. 136.
6. Newton H.A. On the sporadic shooting stars.
7. Bauschinger. Bahnbestimmung, p. 149.
8. Denning. Observatory, 36, p. 334.
9. Greg M.N., 38, p. 353.
10. Bredichin F.A. Sur l'origine des étoiles filantes.
11. Kleüбер. Изв. Рус. астрон. о-ва, вып. 1, с. 10.
12. Schwarzschild K. Astr. Nachr., 141, 1.

ВЛИЯНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ АТМОСФЕРЫ НА КООРДИНАТЫ РАДИАНТОВ*

Траектории падающих звезд могут быть прослежены лишь во время их прохождения сквозь атмосферу. Несмотря на это, мы обычно вводим в расчеты лишь поправку за зенитное притяжение, оставляя вне обсуждения поправку за сопротивление атмосферы.

Для рассмотрения указанной проблемы требуется прежде всего знать строение атмосферы до значительных высот. Ошибки других источников заставили меня обратиться к собственным результатам по распределению отражательной способности и плотности воздуха до высоты 150 км¹.

Согласно моим фотометрическим наблюдениям сумерек (зимой 1915—1916 гг.), производившимся на Харьковской астрономической обсерватории с помощью астротометра, предназначенного для измерения поверхностной яркости, я получил средние значения для яркости точки неба на высоте 20° в азимуте Солнца (см. табл. 1, где ξ_0 — зенитное расстояние Солнца, i — поверхностная яркость фона неба с точностью до постоянного множителя, исправленная за свечение ночного неба).

Не вдаваясь в детали теории сумерек, я считаю необходимым, однако, упомянуть, что наблюдаемые значения i можно представить как функцию отражательной способности воздуха и, если применить формулу Рэлея для рассеяния света молекулами воздуха, можно определить также и плотность. А именно мы имеем: $f(h)$, представляющая отражательную спо-

* Astr. Nachr., 1923, 218, N. 5209. Пер. с фр. А.Н. Чигорина. (На русском языке публикуется впервые.)

¹ Фесенков В.Г. Труды Главной Российской астрофизической обсерватории, 1923, 2, 7—123.

способность воздуха, с точностью до постоянного множителя есть

$$f(h) = Mc^2\delta,$$

где M — молекулярный вес, δ — плотность, c — константа из известной формулы $n^2 - 1 = 2c\delta$. Окончательно для отражательной способности атмосферы $F(h)$ с точностью до постоянного множителя получаем табл. 2. Плотность дается в табл. 3.

Выше я рассматривал явление сумерек, ограничиваясь рассеянием света первого порядка, но учитывая поглощение каждым объемом атмосферы, освещенным Солнцем и посылающим свет к наблюдателю. Однако я пренебрегал влиянием света, отраженного поверхностью Земли в тех точках, где эти последние еще освещены Солнцем (под горизонтом наблюдателя), рассеянием высших порядков и равно погрешностями, происходя-

Таблица 1

ξ_{\odot}	$\lg i$						
96,5	1,000	98,5	0,267	100,5	-0,439	102,5	-1,101
97,0	0,816	99,0	0,084	101,0	-0,603	103,0	-1,270
97,5	0,633	99,5	-0,097	101,5	-0,768	103,5	-1,441
98,0	0,450	100,0	-0,273	102,0	-0,934	104,0	-1,612

Таблица 2

h , км	$\lg F(h)$	h , км	$\lg F(h)$	h , км	$\lg F(h)$
40	1,880±0,010	80	0,438±0,019	120	9,304±0,029
45	1,698±0,011	85	0,264±0,020	125	9,184±0,030
50	1,518±0,012	90	0,097±0,022	130	9,065±0,031
55	1,337±0,013	95	9,939±0,023	135	8,946±0,032
60	1,156±0,014	100	9,794±0,024	140	8,827±0,034
65	0,976±0,016	105	9,666±0,025	145	8,707±0,035
70	0,795±0,017	110	9,545±0,026	150	8,587±0,036
75	0,615±0,018	115	9,424±0,028		

Таблица 3

h , км	$\lg \delta$								
40	1,835	65	0,269	90	9,397	115	8,910	135	8,438
45	1,615	70	9,917	95	9,323	120	8,794	140	8,319
50	1,363	75	9,672	100	9,232	125	8,676	145	8,199
55	1,062	80	9,515	105	9,136	130	8,557	150	8,079
60	0,705	85	9,453	110	9,027				

щими от конечного размера Солнца, а также и возможным присутствием облаков в тропосфере на пути лучей. В подробном обсуждении этой темы я показываю, что эти ошибки для верхних слоев воздуха весьма мало ощутимы, так что значения $F(h)$, приведенные выше, можно рассматривать как окончательные.

Далее следует выбрать закон, определяющий изменение сопротивления атмосферы как функцию скорости. Вообще сопротивление газовой среды зависит от положительного давления x на поверхности тела, обращенной вперед, от отрицательного давления y на задней поверхности и, наконец, от силы z , необходимой, чтобы производить колебания.

Для космических скоростей второй член становится пренебрежимо малым, потому что он стремится к определенному пределу, в то время как два других увеличиваются неограниченно, пропорционально квадрату скорости. Окончательно я принял в качестве силы сопротивления

$$\dot{R} = \frac{1}{2} D v^2 \sigma,$$

D — плотность среды, v — скорость, σ — сечение падающей звезды.

Ограничение задачи и выбор системы единиц

Рассмотрим скорость метеорного потока относительно Земли, не учитывая ее вращения. Плотность падающей звезды принята равной средней плотности Земли. Ее диаметр принят равным 1 мм в соответствии с последними исследованиями Эпика средней массы персеида.

Чтобы упростить формулы, я выбрал систему единиц следующим образом: радиус Земли $R = 6371$ км = 1, масса Земли $M = 1$, константа Гаусса $f = 1$. В итоге единица времени равна $831,98^s$.

Дифференциальные уравнения движения

Обозначим через r радиус-вектор метеорной частицы по отношению к центру Земли; ρ — радиус кривизны траектории, β — угол между r и ρ , D — плотность среды в наших единицах.

Уравнения движения суть следующие:

$$\frac{dv^2}{ds} = 2 \frac{\sin \beta}{r^2} - \frac{D}{D_0} v^2 \frac{\sigma}{m}, \quad \frac{v^2}{\rho} = \frac{\cos \beta}{r^2},$$

где m — масса метеорной частицы, D_0 — ее плотность. Кроме того, мы получаем из геометрических соображений, что

$$\frac{d\beta}{ds} = \frac{\cos \beta}{r} - \frac{1}{\rho}, \quad \frac{dr}{ds} = -\sin \beta,$$

где ds — элемент траектории. Более выгодно исключить ρ и ds и переписать

сать уравнения следующим образом:

$$\frac{dv^2}{dr} = - \left(\frac{2}{r^2} - \frac{D}{D_0} \frac{v^2}{c \sin \beta} \right),$$

$$\frac{d\beta}{dr} = \frac{\operatorname{ctg} \beta}{r} \left(1 - \frac{1}{r v^2} \right).$$

Интегрируя эти уравнения каким-либо численным методом, мы получим v^2 и β как функции r . Так как $d\varphi/ds = \cos \beta/r$ или лучше $d\varphi = dr/r \operatorname{tg} \beta$, мы можем вычислить угол амплитуды φ как функцию r .

Наконец, кривизна траектории между пределами r и r_0 равна $\int_{r_0}^r \frac{\cos \beta}{v^2 r^2} ds$ или лучше $\int_{r_0}^r \frac{dr}{v^2 r^2 \operatorname{tg} \beta}$.

Для роя Персеид на 11 августа координаты радианта суть $\alpha = 45^\circ$, $\delta = 57^\circ$. Предположим, что поток описывает параболу относительно Солнца. Геоцентрическая скорость равна

$$v = v_T (\cos s + \sqrt{1 + \cos^2 s}),$$

где v_T — скорость Земли и s — угол между видимым радиантом и апексом движения Земли.

Для гиперболической по отношению к Земле орбиты имеем

$$v^2 = 2/r + 1/a,$$

отсюда $v_\infty^2 = 1/a$. Теория зенитного притяжения дает

$$\cos \xi + 2a = (1 + 2a) \cos (2z - \xi),$$

где ξ — зенитное расстояние радианта, свободного от влияния зенитного притяжения, и $z = 90^\circ - \beta$, широта принята равной 50° .

Для поверхности Земли

$$\cos (2\beta_1 + \xi) = (\cos \xi + 2a) / (1 + 2a),$$

но $\cos \beta_1 = \sqrt{p/v_1}$, следовательно, $p = \cos^2 \beta_1 v_1^2$, где $v_1^2 = 2 + 1/a$. Кроме того, $e^2 = p/a + 1$, $q = a(e - 1)$.

Мы применяем формулы гиперболического движения для внеатмосферной части траектории, чтобы начать вычисления. Вычислим также для радиус-векторов r_1, r_2, r_3, r_4 величины v^2 и β , которые суть наши начальные значения. Другие значения v^2 и β вычисляются с помощью численного интегрирования наших дифференциальных уравнений по методу Штёрмера.

Чтобы вычислить общую действительную кривизну траектории падающей звезды, принадлежащей потоку Персеид, я принял в качестве нижнего предела $r = 1,011$, что соответствует высоте 70 км над земной поверх-

ностью, так как падающие звезды исчезают на этой высоте. Обычно принимают во внимание лишь кривизну, происходящую от притяжения Земли, в предположении, что метеорные траектории заканчиваются на земной поверхности. Мы имеем следующие результаты в двух случаях:

Среднее местное время в момент наблюдения	9 ^h	10 ^h	11 ^h
ξ	65°27,9'	60°31,1'	54°35,7'
$\lg p$	1,69888	1,66009	1,60243
$1/a$	59	59	59
I. Кривизна между пределами 1,055 и 1,011	4,3'	3,7'	3,0'
Кривизна гиперболической траектории от бесконечности до 1,011	31,8'	28,1'	25,4'
Общая кривизна до 1,011	36,1'	31,8'	28,4'
II. Общая кривизна гиперболической траектории до поверхности Земли (обычная поправка за зенитное притяжение)	37,1'	32,9'	29,3'
Разность общих кривизн I и II	-1,0'	-1,1'	-0,9'

Очевидно, что влияние сопротивления атмосферы в случае Персеид совершенно ничтожно.

Чтобы узнать максимум атмосферной поправки, я рассмотрел самый неблагоприятный случай, когда относительная скорость потока самая маленькая и в то же время зенитное расстояние радианта велико. Примем $\xi = 75^\circ$ и $v_\infty^2 = 1/\mu = 2,4269$. Применяя те же формулы, имеем:

$\lg p$	0,61598
I. Полная кривизна траектории между бесконечностью и 1,051	11°08,3'
Общая кривизна траектории между 1,051 и 1,009 (кривизна в атмосфере)	2°04,4'
Общая кривизна от бесконечности до исчезновения метеора	13°12,7'
II. Общая кривизна при гиперболическом движении до поверхности Земли	13°34,4'
Разность (I—II)	9,3'
III. Общая кривизна при гиперболическом движении до расстояния 1,009	12°30,4'
Разность (I—III)	42,3'

Очевидно, что в этом случае влияние сопротивления атмосферы на положение радианта довольно чувствительно и достигает 40', если мы рассматриваем траекторию в тех же пределах. Отказываясь от этой поправки, но продолжая траектории метеорных частиц до земной поверхности, мы получаем некую компенсацию. На самом деле, поправка за сопротивление не превышает в данном случае 9'. Следовательно, при существующей точности наблюдений падающих звезд мы имеем право отказаться от поправки за сопротивление атмосферы.

Ниже я привожу таблицу значений r , v^2 , β и $1/\rho$, полученных при интегрировании дифференциальных уравнений движения в атмосфере. В вычислениях принимали участие Милованов, Щиголов и Давидович*.

О СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ПАДАЮЩИХ ЗВЕЗД**

Гофмейстер в своей недавней работе¹ установил, что средняя скорость падающих звезд относительно Солнца значительно превосходит параболическую. На основании собственных наблюдений он считает ее равной $2,398 \pm 0,175$ (за единицу принята скорость Земли). Исследования Кювье-Гравье в обработке Гофмейстера дают иную величину: $2,426 \pm 0,146$, а по данным Шмидта она составляет $2,276 \pm 0,146$.

Заключение Гофмейстера основано на изменении числа метеоров за 1 ч ("часового числа"), которое определяется сочетанием движений Земли с движением метеоров. Прямое определение истинной скорости падающих звезд до сих пор не дает сколько-нибудь удовлетворительных результатов. Единственным методом остается косвенный, который требует для обеспечения необходимой точности дополнительного предположения о распределении скоростей метеоров относительно неподвижной точки в нашей солнечной системе.

О распределении истинных скоростей падающих звезд нам абсолютно ничего не известно, и за неимением лучшего остается предполагать, что это распределение равномерно по небесной сфере. Задача приобретает тогда определенность, и средняя скорость метеоров оказывается гиперболической. Если мы откажемся от этого предположения, то ничего о средней скорости падающих звезд не сможем сказать. Гофмейстер, таким образом, не решает задачу, а лишь констатирует функциональную зависимость между двумя величинами — скоростью метеоров и плотностью радиантов, которая постоянна для всей небесной сферы при неподвижной Земле.

Теперь посмотрим, насколько основное предположение Гофмейстера соответствует действительности. Существуют ли доводы, на основании которых можно предположить какую-то закономерность в ориентировании истинных скоростей падающих звезд? В этом отношении логично говорить о падающих звездах как о продукте распада периодических комет. Периодические кометы вовлекаются в число членов нашей солнечной системы вследствие сильных планетных возмущений и постепенно распадаются на метеоры. Большое число периодических комет, известных нам, движется в прямом направлении, и их орбиты мало наклонены к плоскос-

* Таблица не публикуется ввиду ее чисто вспомогательного характера. — Прим. ред.

** Совместно с Б.М. Щиголовым. Astr. Nachr., 1924, 220, № 5270, 227–240. Пер. с нем. Н.Д. Герасимовой. (На русском языке печатается впервые.)

¹ Astronomische Abhandlungen. Приложение к Astronomische Nachrichten, 4, N 5.

ти эклиптики. Можно предположить, что соответствующие метеоры, когда они появляются в заметном количестве, увеличивают число радиантов вблизи антиапекса орбитального движения Земли и уменьшают, таким образом, подъем часового числа падающих звезд.

На первый взгляд кажется, что комбинация метеоров с параболической скоростью, спорадически появляющихся из радиантов, равномерно покрывающих всю небесную сферу, с эллиптическими метеорами, связанными с периодическими кометами, дает эффект, аналогичный гиперболическим метеорам с равномерным распределением их радиантов. Подробному обсуждению этого вопроса и посвящается эта статья.

Сначала мы коснемся вопроса о том, каким может быть суточное изменение числа метеоров в предположении, что все они являются продуктами распада периодических комет. Представим себе следующий процесс накопления космической пыли в пределах солнечной системы. Предположим, что из глубин межзвездного пространства какая-то комета попадает с параболической скоростью в сферу действия Солнца. Известный процент таких комет притягивается большими планетами, главным образом Юпитером, и остается в пределах солнечной системы. Некоторое число их под разрушительным действием Солнца постепенно распадается на метеоры, которые распределяются вдоль орбит в виде плотных колец. Необходимо исследовать плотность радиантов таких метеорных потоков относительно движущейся Земли, а затем изменение числа падающих звезд в зависимости от момента наблюдения или зенитного расстояния апекса. Для разрешения этой проблемы мы должны использовать следующие предположения:

- 1) скорость параболической кометы вне сферы действия Солнца можно считать совершенно произвольной по направлению. Это единственное допущение гипотетического характера. Мы принимаем его как наиболее простое, но дело не меняется и отнюдь не усложняется, если предположить какой-либо закон ориентации скорости комет по отношению к солнечной системе;
- 2) элементы орбит периодических комет не зависят от их масс;
- 3) плотность пылевой космической материи в целом не имеет периодических колебаний.

Второе предположение понятно само собой, а третье, хотя оно не доказано, мы должны допустить. Если бы периодические изменения плотности происходили, то мы исследовали бы только среднюю плотность в данной точке пространства. Поэтому мы вынуждены допустить, что появляющийся в каждом элементе пространства приходящий квантум материи равен исчезающему, т.е. что наш комплекс космической пыли находится в динамическом равновесии во всех своих частях.

В общем случае эллиптическая орбита характеризуется пятью элементами: i , Ω , π , a , e . В данном случае имеем всевозможные величины для π и Ω , которые встречаются с одинаковой вероятностью, так как распределение всей материи имеет сферическую симметрию.

Теоретическое исследование распределения орбит метеорных потоков в пространстве чрезвычайно трудно, и затрата времени на расчеты никак

не может быть оправдана. Упростим задачу, если предположим, что орбиты находятся в плоскости орбиты той планеты, которая является возмущающей. Это до некоторой степени верно, так как вероятность притяжения растет чрезвычайно быстро с уменьшением наклона к плоскости орбиты. На основании расчетов В. Фесенкова действительно имеем:

Наклон, °	90	60	45	30	15	0
Вероятность, p_0	1,00	1,20	1,45	2,02	3,98	62,68

Для простоты, кроме того, допускаем, что притяжение комет производится только одной планетой — Юпитером, который движется с постоянной скоростью по кругу около Солнца.

Рассмотрим совокупность эллиптических орбит с одинаковыми a , e , которые равномерно распределены вокруг Солнца в плоскости орбиты Юпитера. Возьмем два эллипса, оси которых образуют угол β . Повернем один из эллипсов на угол $d\beta$. Точка его пересечения с другим эллипсом передвигается на нем на расстояние dl . Обозначив радиус-вектор точки пересечения r , а угол между r и касательной в этой точке α , получаем уравнение

$$\frac{1}{2} r d\beta = dl \sin \alpha.$$

Следовательно dl , характеризующее частоту пересечения таких орбит, пропорционально r и обратно пропорционально $\sin \alpha$. Угол между орбитами в точке пересечения, очевидно, равен 2α . Кратчайшее расстояние между соседними орбитами пропорционально $r \sin 2\alpha / \sin \alpha$. При равномерном распределении материи вдоль эллиптических орбит поверхностная плотность поэтому пропорциональна $\sin \alpha / r \sin 2\alpha$.

Следует отметить, что мы ищем распределение плотности в плоскости орбиты Юпитера, но нельзя ее считать поверхностной плотностью. Нам необходима плотность в пространстве трех измерений. Следовательно, надо принять во внимание совокупность плоскостей, расположенных около плоскости орбиты Юпитера, причем таких, которые соответствуют столь малым величинам i , что это позволяет допустить равное распределение поверхностной плотности для всех плоскостей. Все эти плоскости исходят из общей точки S . Вследствие этого для элемента объема, находящегося в плоскости орбиты Юпитера, плотность при прочих равных условиях изменяется лишь обратно пропорционально расстоянию от Солнца. Наконец, мы должны принять во внимание, что плотность на различных участках эллиптической орбиты не может быть одинаковой. В самом деле, чтобы в целом пылевое облако не имело периодических колебаний плотности, как это естественно допустить, необходимо, чтобы для каждого элемента эллипса квантум материи за определенное время, движущийся как тело, был одинаков. На основании закона площадей

$$\frac{1}{2} r^2 d\beta = \sqrt{pf} dt,$$

где $p = a(1 - e^2)$ и f — постоянная тяготения. Так как $d\beta = 2dl \sin \alpha / r$, то $r \sin \alpha dl = \sqrt{pf} dt$.

Так как плотность вдоль орбиты изменяется пропорционально $1/dl$, то мы получаем новый фактор пропорциональности, а именно $r \sin \alpha / \sqrt{p}$.

Сопоставляя все сказанное, мы видим, что в совокупности подобных орбит (с параметрами a , e) плотность космической материи изменяется пропорционально $\frac{\sin \alpha}{r \sin 2\alpha} \frac{1}{r} \frac{r \sin \alpha}{\sqrt{p}}$, т.е. $D = k \operatorname{tg} \alpha / r p^{1/2}$, где k — коэффициент пропорциональности.

Определим теперь k таким образом, чтобы, согласно второму допущению, полный квантум материи M , распределенный вдоль эллипса, и масса распавшейся кометы, не зависящая от элементов орбиты, были равны.

Квантум материи в единице длины орбиты равен $kr \sin \alpha / \sqrt{fp}$. Следовательно, на всей орбите общая масса такова:

$$\frac{k}{\sqrt{fp}} \int r \sin \alpha dt = M,$$

или

$$\frac{1}{2} \frac{k}{\sqrt{fp}} \int r^2 d\beta = M,$$

или

$$k \int dt = M,$$

т.е. $M = kT$, если T — время обращения на данной орбите.

Устраним факторы, постоянные для всех орбит; тогда на основании третьего закона Кеплера можно сказать, что $k = M/x^{3/2}$, или, согласно второму допущению, $k = 1/a^{3/2}$. Таким образом, искомая плотность в совокупности подобных, расположенных в соседних плоскостях орбит будет

$$D = \operatorname{tg} \alpha / r a^{3/2} \sqrt{p}.$$

Угол α можно легко выразить через a , p , r . Если рассмотреть треугольник, образованный данной точкой орбиты и обоими фокусами, то мы получим

$$4a^2 e^2 = r^2 + (2a - r)^2 + 2r(2a - r) \cos 2\alpha,$$

и отсюда

$$\sin \alpha = \sqrt{\frac{ap}{2ar - r^2}},$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\frac{ap}{2ar - r^2 - ap}}.$$

Для того чтобы определить плотность для совокупности эллиптических орбит, характеризуемых всевозможными величинами для a , e , нужно, очевидно, взять двойной интеграл от D по изменяемым величинам a , e , причем каждому D придается соответствующая степень вероятности. Мы дол-

жны поэтому прежде всего исследовать вероятность встречаемости элементов a и e или a и p среди множества орбит. Непосредственное решение этой задачи чрезвычайно трудно, и я обхожу эту трудность следующим образом.

По критерию Тиссерана имеется зависимость между элементами комет до и после больших возмущений:

$$1/a + 2\sqrt{a(1-e^2)}\cos i = 1/a_1 + 2\sqrt{a_1(1-e_1^2)}\cos i_1.$$

В нашем случае периодические кометы возникли из неперидических вследствие притяжения последних Юпитером. Поэтому, если мы предположим, что $a_1 = \infty$, $a_1(1-e_1^2) = 2q$, $a(1-e^2) = p$, а также $i = i_1 = 0$, то получим

$$1/a + 2\sqrt{p} = 2\sqrt{2q}.$$

Назовем ω угол, который образует касательная к параболической орбите кометы с орбитой Юпитера в точке пересечения обеих орбит, причем касательные проведены в направлении движения по орбитам. На основе свойств парабол легко усмотреть, что $q = R \cos^2 \omega$, если R обозначает радиус орбиты Юпитера. В дальнейшем мы считаем $R = 1$. Предыдущая формула дает

$$\sqrt{p} = \sqrt{2} \cos \omega - 1/2a.$$

Далее, профессор Х.А. Ньютон² установил, что

$$a = ps/4m \cos \varphi \sin \gamma,$$

где $s = v_0/v_1$ — отношение скоростей кометы на ее орбите вокруг Солнца и Юпитера; 2γ — угол между асимптотами гиперболической по отношению к Юпитеру орбиты; φ — угол между направлением скорости кометы в периювии и направлением скорости самого Юпитера; m — масса Юпитера в единицах массы Солнца. С помощью φ мы определяем характер вновь образованной орбиты.

Заменяя p , s , φ , γ через ω , d (минимальное расстояние между орбитой Юпитера и кометы) и h (расстояние Юпитера от точки наибольшего сближения орбит в момент, когда комета находится в соответствующей точке), Ньютон получил для большой полуоси уравнение

$$a = \frac{s}{4m} \frac{A^2 + d^2 + h^2 \sin^2 \vartheta}{A \cos \vartheta \pm h \sin^2 \vartheta},$$

где $A = mR/s^2$, ($R = 1$), $\cos \vartheta = (1 - s^2)/2s$, $s^2 = 3 - 2\sqrt{2} \cos \omega$.

В нашем случае $d = 0$, так как комета пересекает орбиту Юпитера. После некоторых преобразований мы получаем

$$4a = \frac{1 + (h/m)^2 2s^2 \sin^2 \omega}{\sqrt{2} \cos \omega - 1 + (h/m) 2s \sin^2 \omega}.$$

² Newton H.A. Amer. J. Sc. and Arts, 1878, 12.

Таким образом, переменные a , p могут быть выражены через h , ω или через h , q — величины, относящиеся к начальной орбите; вопрос относительно вероятности элементов a , p заменяется сходным вопросом относительно h , q . Какова же вероятность данного значения h ?

Так как Юпитер движется по круговой орбите с постоянной скоростью, то для каждого произвольно избранного отрезка времени вероятность его нахождения в определенной точке орбиты не зависит от положения этой точки. Если мы изберем для этого момента ту точку, в которой комета пересекает орбиту Юпитера, то мы можем сказать, что вероятность данного удаления Юпитера от кометы, т.е. вероятность данного значения h , не зависит от величины h . Практически нас интересуют только малые величины для h .

Что касается вероятности для q , то вопрос несколько сложнее. Кажется, что проще всего было бы разрешить его непосредственным наблюдением, установив статистику величин q для всех известных периодических комет. При этом образуется известная кривая, имеющая минимум ординат вблизи Солнца и достигающая максимума на расстоянии радиуса земной орбиты, после чего она довольно быстро снижается до нуля. Без сомнения, значение q в большой степени зависит от условий видимости комет в момент появления, и невозможно учесть это обстоятельство в количественном отношении. Поэтому приходится обращаться к гипотезам и определять вероятность q на основании первого допущения.

Допустим, что в первоначальный момент на границе сферы действия Солнца координаты комет $x_0 = r_0$, $y_0 = 0$, $z_0 = 0$ и компоненты скорости v_0 , которая образует угол δ с радиус-вектором r_0 ,

$$(dx/dt)_0 = v_0 \cos \delta, (dy/dt)_0 = v_0 \sin \delta, (dz/dt)_0 = 0.$$

На основе интегралов площадей получаем отсюда

$$r_0 v_0 \sin \delta = \sqrt{2fq},$$

и так как $v^2 = 2f/r_0$, то $q = r_0 \sin^2 \delta$.

Считая, что комета находится в плоскости орбиты Юпитера, получаем вероятность, что вектор скорости заключен между δ и $\delta + d\delta$:

$$p_\delta = 2 d\delta/\pi.$$

Вероятность того, что q находится между q и $q + dq$, очевидно, равна p_δ , если только определить dq из уравнения

$$dq = 2 r_0 \sin \delta \cos \delta d\delta,$$

так как все кометы, которые находятся в интервале δ и $\delta + d\delta$, неизбежно попадают в промежуток q и $q + dq$. Отсюда следует, что вероятность p_q выразится

$$p_q = \frac{1}{\pi} \frac{dq}{\sqrt{q} (r_0 - q)}.$$

Радиус-вектор r_0 является величиной порядка расстояния звезд, следовательно, велик по сравнению с q — расстоянием кометы в перигелии, когда она притягивается Юпитером. Поэтому можем считать, что искомая вероятность для q просто пропорциональна $1/\sqrt{q}$.

Можем теперь рассматривать плотность D как функцию двух переменных величин q и h , вероятность которых установлена. Следовательно, общая плотность на данном расстоянии r от Солнца

$$\Delta = \iint D dh \frac{dq}{\sqrt{q}}.$$

Объединим теперь формулы, определяющие плотность космической пыли в плоскости орбиты Юпитера:

$$s^2 = 3 - 2\sqrt{2} \cos \omega,$$

$$\sin \alpha = \sqrt{\frac{ap}{2ar - r^2}} = \left(\sqrt{2} \cos \omega - \frac{1}{2a} \right) \sqrt{\frac{a}{r(2a - r)}},$$

$$4a = \frac{1 + (h/m)^2 2s^2 \sin^2 \omega}{\sqrt{2} \cos \omega - 1 + (h/m) 2s \sin^2 \omega},$$

$$D = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{r \sqrt{p a^{3/2}}},$$

$$\Delta = \iint D dh d\omega \cos \omega.$$

Если мы найдем последний интеграл для всевозможных величин h и ω , то получим общий квантум метеорной материи. Что касается коэффициента пропорциональности для различных расстояний от Солнца, то будем действовать иначе. Этот двойной интеграл мы вычисляем только для величин h и ω , которые соответствуют определенным видимым расстояниям от апекса. Если обозначить это расстояние через β , то получим, как это легко можно видеть,

$$\operatorname{ctg} \beta = \sqrt{ar / (2ar - r^2 - ap)} \mp \sqrt{ap / (2ar - r^2 - ap)}$$

(минус для $\sqrt{p} > 0$, плюс для $\sqrt{p} < 0$).

Во всех этих формулах r считается равным радиусу земной орбиты, т.е. $1/5 \cdot 2$, так как мы принимаем за единицу радиус орбиты Юпитера.

Табл. 1–3 дают значения a , D и β , которые вычислены для всех величин h и ω *

Определение двойного интеграла, который указывает среднюю величину плотности радиантов в известных границах видимого расстояния от апекса, было произведено графическим способом. На график были сначала нанесены величины β на основе табл. 3, причем за абсциссу был

* Эти таблицы имеют вспомогательный характер и в настоящем издании не приведены. — Прим. ред.

принят $\cos \omega$, а за ординату — h/m ; каждая точка плоскости соответствует известному значению β ; изолинии равных значений β , взятые на расстояниях 10° , позволили определить границы интеграции по ω . Упомянутый выше двойной интеграл должен быть вычислен по площади, находящейся между двумя соседними кривыми. Для получения интеграла числа табл. 2 должны быть изображены графически. Интегрирование было вначале произведено по ω в предположении, что h — постоянная величина. Затем было сделано второе интегрирование для различных h , которые находились в пределах того же углового расстояния апекса.

Таблица 4

β°	Δ	v'	β°	Δ	v'
10–20	673	2,296	70–80	892	1,211
20–30	720	2,192	80–90	822	1,016
30–40	804	2,041	90–100	(1028)	0,838
40–50	857	1,868	100–110	527	0,702
50–60	964	1,641	110–120	417	0,595
60–70	1029	1,428	120–130	370	0,516

По характеру кривой было чрезвычайно трудно произвести интегрирование первой зоны от 0 до 10° , а также последних зон дальше чем 130° от апекса.

В виде конечного результата мы получили табл. 4, где β — расстояние от апекса, Δ — видимая плотность радиантов, v' — скорость метеоров относительно Земли (скорость Земли принята равной 1), которая вычислена на основе известных величин a (табл. 1). Так как все скорости, установленные в границах одной и той же зоны, имеют весьма малое отклонение друг от друга, мы приводим только их среднее значение.

Этих данных было достаточно, чтобы вычислить количество метеоров, видимых при данной высоте апекса над горизонтом. Мы пользовались при этом той же формулой, что и Гофмейстер, т.е. общим числом наблюдаемых в единицу времени метеоров, равным $\iint D v' \cos z da$. Интеграл должен относиться ко всем радиантам, которые находятся над горизонтом наблюдателя. Для этого широта наблюдательного пункта была принята за 50° и вычисления производились для двух случаев — самого большого северного и самого большого южного склонений апекса. Сравним с нашими результатами аналогичные вычисления Гофмейстера при том же зенитном расстоянии апекса (табл. 5).

Из табл. 5 видно, что относительное количество метеоров, связанных с периодическими кометами, совершенно различным образом меняется в различное время года. В начале весны это изменение должно происходить значительно быстрее, чем в начале осени. В действительности этого не наблюдается. Затем, в последнем случае, при больших зенитных рас-

стояниях апекса, изменение оказывается более резким, чем это можно наблюдать в действительности. Отсюда следует, что никакие комбинации числа спорадических метеоров (которые движутся с параболической скоростью и совершенно произвольно ориентируются по отношению к находящейся в покое Земле) и эллиптических метеоров (с некоторым систематическим расположением их орбит) невозможно подтвердить наблюдениями.

Последняя категория падающих звезд, однако, несомненно существует. Полученный нами результат показывает, что их относительное число должно быть незначительно. Поэтому большинство наблюдавшихся нами

Таблица 5

z°	Наблюдавшееся число метеоров, по Гофмейстеру	Относительное число метеоров, рассчитанное для параболической скорости	Относительное число метеоров, рассчитанное для эллиптической скорости ($\varphi = 50^{\circ}$)	
			$\delta = +23,5^{\circ}$	$\delta = -23,5^{\circ}$
28	—	—	3,02	—
37	2,44	2,18	2,82	—
49	1,68	1,94	2,51	—
60	1,74	1,69	2,16	—
70	1,24	1,46	1,82	—
75	1,42	1,34	1,63	1,058
80	1,08	1,22	1,42	1,058
85	1,04	1,11	1,22	1,035
90	0,95	1,00	1,00	1,000
95	1,03	0,90	0,79	0,952
100	0,85	0,80	0,54	0,904
105	0,87	0,70	0,29	0,840
110	0,60	0,62	—	0,781
115	0,72	0,54	—	0,712
120	0,68	0,47	—	0,646
125	0,54	0,41	—	0,590
130	0,62	0,35	—	0,529
135	0,52	0,30	—	0,477
140	—	—	—	0,421

Таблица 6

Широта, град	Плотность	Редуцированная плотность	Широта, град	Плотность	Редуцированная плотность
90–80	41	41	30–20	16	33
80–70	28	28	20–10	12	34
70–60	25	29	10–0	15	29
60–50	18	27	0–(-10)	18	—
50–40	15	24	(-10)–(-20)	3	—
40–30	19	27			

падающих звезд нельзя рассматривать как продукт разложения периодических комет, как это предполагал Скиапарелли.

Таким образом, не остается повода предполагать, что скорость метеоров в пространстве может быть систематически ориентирована. Мы должны поэтому вернуться к основному предположению Гофмейстера и принять его заключение относительно средней гиперболической скорости метеоров.

То же самое получается при сопоставлении числа радиантов на единице поверхности небосвода как функции углового расстояния от плоскости эклиптики, хотя подобное статистическое исследование не может быть полностью доказательным. Когда заметное количество метеоров связано с периодическими кометами, то плотность радиантов должна увеличиваться в сторону эклиптики.

М.П. Баранцева нанесла все радианты, которые указаны в "Общем каталоге точек радиации" Денинга (1899), на сетку. После того, как она пересчитала число радиантов на площади 100 квадратных градусов для различных широт, она пришла к результатам, приведенным в табл. 6.

Редуцированная плотность получена в предположении, что наблюдавшееся число радиантов на единице площади увеличивается пропорционально времени, в течение которого данная область неба была доступна для наблюдения.

Как можно видеть, данный статистический обзор также подтверждает наши выводы.

БОЛИД 11 ОКТЯБРЯ 1948 г.*

Находясь в астрономической экспедиции в пустыне Сары Ишик Оттрау (Южное Прибалхашье), автор был свидетелем в ночь на 11 октября 1948 г. довольно редкого зрелища – яркого болида, оставившего устойчивый, долго наблюдавшийся след. Наблюдалась область неба в районе противосияния, расположенного на зодиакальной полосе в направлении, противоположном Солнцу, именно в созвездии Рыб, между Пегасом и Китом, примерно на юго-западе. Небо было совершенно чисто, как это обычно бывает в пустынях в это время года, и прозрачность воздуха была необычайно велика при полном отсутствии ветра и пыли. Яркие звезды можно было видеть на высоте $1-2^{\circ}$ над горизонтом. Оптические свойства атмосферы отличались полной однородностью по всем направлениям.

В моем распоряжении находилась звездная карта, вычерченная в большом масштабе для указанной области неба, причем звезды были обрисованы в виде черных кружков, настолько больших, что их можно

* Доклад, прочитанный на Первой метеоритной конференции 17 марта 1949 г. – Метеоритика, 1949, вып. 6, 48–53.

было ясно различать при освещении только от фона ночного неба. Время отмечалось по часам с устойчивым ходом, поправка которых определялась каждый вечер по нескольким парам звезд при помощи одноминутного теодолита. Кроме того, мы располагали радиоактивным поверхностным фотометром со светосилой 70 и с увеличением в 6 раз. Пластина Луммера в этом фотометре освещалась люминофором, представляющим собой пластинку с нанесенным на нее слоем сернистого цинка с примесью мезотория. Яркость этой пластинки была подобрана так, чтобы при ослаблении фотометрическим клином она могла бы сравниваться с яркостью различных протяженных объектов ночного неба — Млечного пути, зодиакального света, противосияния. Как известно, сернистый цинк флюоресцирует зеленым светом, но это не препятствует наблюдению слабой интенсивности ночного неба, так как порог чувствительности глаза к цвету лежит значительно выше.

Отсчеты клина фотометра регистрировались на бумажной ленте, связанной с его оправой. Детальное описание этого прибора, специально приспособленного для определения абсолютных яркостей слабых поверхностей, дано в монографии автора "Метеорная материя в межпланетном пространстве"¹.

Для записи наблюдений и зарисовки положений следа болида на карте служил небольшой радиоактивный фонарик, сделанный из металлической коробки, внутренние стенки которой покрыты тем же флюоресцирующим составом. Применение подобного фонарика не нарушало адаптации глаза и потому позволяло, не прерывая фотометрических наблюдений, вести их в одинаковых условиях.

Географические координаты стоянки экспедиции, определенные по подробной карте, были равны: $\lambda = 5^{\text{h}} 4^{\text{m}} 28^{\text{s}}$ и $\varphi = 44^{\circ} 50'$. Среднее барометрическое давление составляло 740 мм.

Болид появился около $1^{\text{h}} 50^{\text{m}}$ по среднему местному времени около звезды ζ Кита, и сначала на него не обратили особого внимания. Он быстро двигался сверху вниз, несколько наклонно к горизонту, был виден лишь на коротком отрезке своей траектории длиной около 8° и бесшумно исчез, слегка осветив местность. По своей яркости он в несколько раз превосходил Венеру.

След, оставшийся после болида, был сначала узок и достаточно резок. Однако спустя несколько минут след заметно расширился и дал характерный изгиб в своей средней части, что и послужило причиной для дальнейших наблюдений. Вместе с тем происходил общий дрейф следа к западу и одновременно к зениту со все большим и большим его расширением и удлинением, это сопровождалось ослаблением интенсивности. В $2^{\text{h}} 11^{\text{m}}$ местного времени было замечено, что в верхней оконечности следа образовалось овальное светлое облачко и весь след приобрел вид огромного искривленного змея (рис. 1).

¹ М., Изд-во АН СССР, 1948.

С $2^{\text{h}} 26^{\text{m}}$ след уже невозможно было больше различать на фоне неба, за исключением указанного облака, которое продолжало дрейфовать в прежнем направлении, пересекло зодиакальную полосу, напоминая при этом по размерам и яркости противосияние, видимое в этот момент несколько правее, далее прошло через группу звезд $\alpha\gamma$ Овна, $\alpha\gamma$ Треугольника, затем — через γ Андромеды и, наконец, исчезло на фоне Млечного пути в созвездии Кассиопеи около $2^{\text{h}} 40^{\text{m}}$ среднего местного времени.

Это представляло интересное, редко встречающееся зрелище. Обычные следы болидов, хорошо видимые на сумеречном фоне неба или же освещенные лучами солнца на фоне зари, хорошо известны. Они показывают резко выраженную точку задержки и обычно развиваются не-

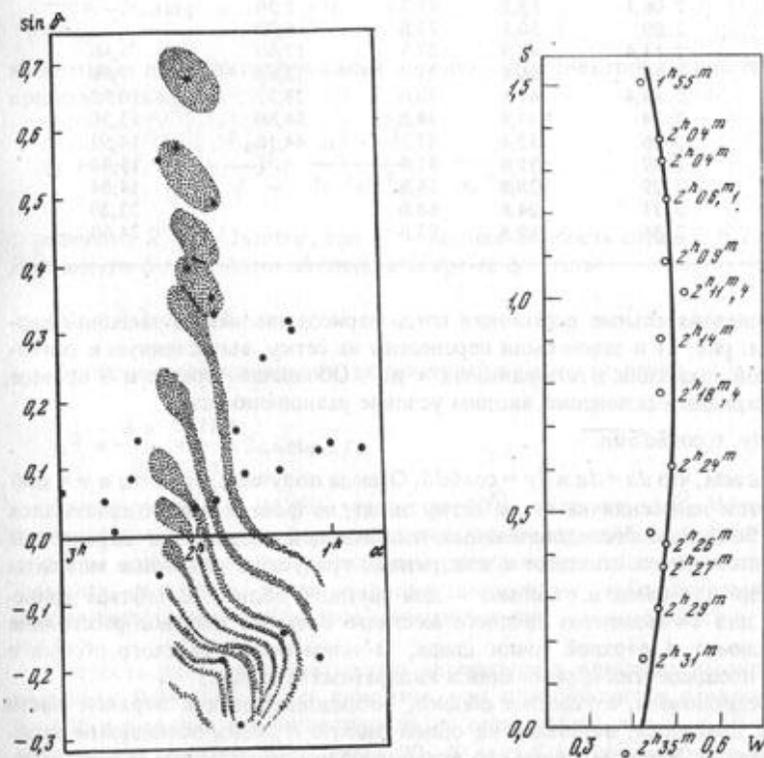


Рис. 1. След болида 11 октября 1948 г. в разные моменты наблюдений
Черные кружки — звезды

Рис. 2. Проекция траектории следа на горизонтальную поверхность

правильными зигзагами вплоть до полного исчезновения. Данный след был совершенно прозрачен и напоминал слабое фосфоресцирующее свечение, поражающее своей устойчивостью, несмотря на значительное расширение. Интересно, что овальное облачко развивалось именно в верхней части следа, которая соответствует начальной точке видимой траектории болида.

№ наблюдения	Среднее время	z°	A°	Площадь, кв. град.	
				всего следа	светлого облака
1	1 ^h 55 ^m	54,6	15,7	1,37	—
2	2 04	55,5	19,0	2,16	—
3	2 04,5	54,8	19,9	3,06	—
4	2 06,1	53,1	21,7	5,30	—
5	2 09	50,1	23,8	6,70	—
6	2 11,4	48,9	27,5	17,40	5,46
7	2 14	45,4	27,7	22,92	7,56
8	2 18,4	42,5	30,6	28,32	10,92
9	2 24	37,9	38,8	34,80	12,36
10	2 26	32,8	47,7	44,16	14,52
11	2 27	31,6	51,4	—	15,92
12	2 29	28,8	58,1	—	14,64
13	2 31	24,8	68,0	—	22,20
14	2 35	19,8	93,6	—	24,60

Последовательные положения следа зарисовывались на звездной карте (см. рис. 1) и затем были перенесены на сетку, вычисленную в равно-великой проекции в координатах x и y . Обозначая через α и δ прямое восхождение и склонение, вводим условие равновеликости

$$dx dy = \cos \delta d\alpha d\delta$$

и полагаем, что $dx = da$ и $dy = \cos \delta d\delta$. Отсюда получаем, что $x = a$ и $y = \sin \delta$.

Путем нанесения на ту же сетку звезд, на фоне которых наблюдался след болида, и последовательных изображений следа были определены соответствующие площади в квадратных градусах в различные моменты времени для следа и отдельно — для светлого облака. В таблице приведены для 14 моментов среднего местного времени зенитное расстояние z и азимут A верхней точки следа, а затем центра светлого облака и далее площади этих образований в квадратных градусах.

Предположим, что светлое облако, образовавшееся в верхней части следа, двигалось, оставаясь на одной высоте h , пока остающейся неопределенной. В таком случае его прямоугольные координаты можно представить в виде

$$x = h \operatorname{tg} z \cos A, \quad y = h \operatorname{tg} z \sin A, \quad z = h$$

(ось x направлена к югу, ось y — к западу). Откладывая на графике отношения x/h и y/h , получим проекцию траектории на горизонталь-

ную плоскость в произвольных единицах, изображенную точками на рис. 2. След болида двигался, как видно, почти в точности с юга на север, искривляясь в направлении по движению часовой стрелки. В том же предположении о постоянстве высоты h можно вычислить дрейф следа относительно вращения Земли. Обозначая через u, v, w, ω, φ составляющие линейной скорости следа болида по осям координат, угловую скорость вращения Земли и географическую широту, получаем обычные уравнения

$$\frac{du}{dt} = 2\omega \sin \varphi \cdot v,$$

$$\frac{dv}{dt} = -2\omega \sin \varphi \cdot u, \quad \frac{dw}{dt} = 0,$$

из которых после интегрирования находим, что траектория следа должна представлять круг

$$\left(y + \frac{u_0}{l}\right)^2 + \left(x - \frac{v_0}{l}\right)^2 = \frac{u^2 + v^2}{4\omega^2 \sin^2 \varphi} = \frac{V^2}{4\omega^2 \sin^2 \varphi}$$

с радиусом $R = V/2\omega \sin \varphi$, где V — полная скорость следа, $l = 2\omega \sin \varphi$. Длина дуги Δs , пройденной следом за время Δt , есть

$$\Delta s = R 2\omega \sin \varphi \Delta t.$$

Угол поворота траектории, выраженный в градусах, равен

$$\alpha^{\circ} = \frac{\Delta s}{R} = \frac{180}{\pi} 2\omega \sin \varphi \Delta t.$$

Для широты $\varphi = 44^{\circ}50'$ угол α за 40^m составит 14° . Нанося эту траекторию на чертеж в виде сплошной линии, так чтобы она наилучшим образом удовлетворяла нанесенным точкам для некоторого среднего момента, получаем очень хорошее согласие с наблюдениями. Это подтверждает наше исходное предположение о постоянстве высоты h .

Скорость движения была легко определена в единицах высоты h и составила 0,04–0,05. Если положим, как представляется правдоподобным на основании корреспондирующих определений, что $h = 50$ км, то найдем, что скорость была равна 30–40 м/с. С такой скоростью переносились атмосферные массы с юга на север в высокой стратосфере в ночь наблюдений.

Относительно следа болида можно сделать следующие замечания.

Около 2^{h7m} среднего мирового времени яркость соответствовала

яркой части протяженного звездного облака в созвездии Щита, в $2^{\text{h}24^{\text{m}}}$ она близко отвечала яркости противосияния и в $2^{\text{h}35^{\text{m}}}$ соответствовала пределу видимости на темном фоне неба вблизи зенита. Определения, произведенные при помощи радиоактивного фотометра над всеми указанными объектами, показали, что их яркости составляли соответственно 3,9; 2,0 и 1,44 в числе звезд пятой величины на квадратный градус и для тех же зенитных расстояний. Яркость облака в последний момент можно считать на 10–20% больше яркости фона ночного неба, т.е. 1,73–1,58 звезд пятой величины на квадратный градус. Исправляя эти яркости за фон неба, получаем (рис. 3):

Время наблюдения	$2^{\text{h}7^{\text{m}}}$	$2^{\text{h}24^{\text{m}}}$	$2^{\text{h}35^{\text{m}}}$
Число звезд пятой величины на 1 кв. град.	2,3	0,5	0,29

Первое значение яркости получено путем приблизительной оценки ее в радиоактивном фотометре без прямого измерения. След в этот момент был еще узок. В поле зрения было констатировано увеличение яркости, напоминающее примерно Млечный путь в созвездии Щита. Второе

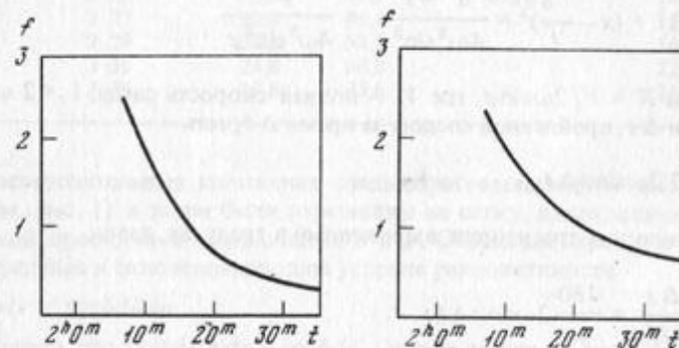


рис. 3. Наблюдавшаяся яркость следа f , выраженная в числе звезд пятой величины на 1 квадратный градус

рис. 4. Функция высвечивания следа

значение найдено на основании измерения яркости противосияния, которое оказалось совершенно похожим на облачко следа болида при прохождении его через зодиакальную полосу. В это время остаток следа едва выделялся на фоне ночного неба. Третье значение основано, как указано, на предположении, что облачко следа, проектируясь на γ Андромеды, находилось на пределе видимости и составляло поэтому не более 20% от яркости неба в данной области.

Яркость следа зависит от двух причин: 1) диффузии его в окружающие слои воздуха, в результате чего то же самое количество излучающих частиц распределяется на большую площадь; 2) естественного затухания с течением времени $f(t)$. Таким образом, изменение яркости может

быть представлено выражением

$$j = j_0 \frac{f(t)}{f(t_0)} \frac{S}{S_0},$$

где площадь следа S связана с его угловыми размерами σ соотношением

$$S = \sigma h^2 \sec^2 z,$$

σ выражено в стерadians. С достаточной точностью можно принять, что

$$S = S_0 + jt.$$

Нанося значения S/h^2 и t на график, находим

$$\gamma = 0,5h^2 (\pi/180^\circ)^2, \quad S_0' = 13,2h^2 (\pi/180^\circ)^2,$$

если площадь σ выражена в квадратных градусах.

Если начало расширения будем фиксировать в $1^{\text{h}50^{\text{m}}}$, то найдем, что

$$\gamma = 0,555h^2 (\pi/180^\circ)^2.$$

Для $2^{\text{h}10^{\text{m}}}$ при высоте $h = 50$ км

$$S_0 = \frac{13,2 \cdot 2500}{3283} = 10,05 \text{ км}^2.$$

Следовательно, с момента образования точки задержки до $2^{\text{h}10^{\text{m}}}$, т.е. за 17^{m} , диффузия следа была такова, что охватила объем пространства диаметром 3,56 км.

Функция высвечивания $f(t)$ пропорциональна j/S и в относительных единицах может быть представлена следующим образом (рис. 4):

t	j	$f(t)$ набл	$f(t)$ выч
$2^{\text{h}7^{\text{m}}}$	2,3	2,3	2,3
2 25	0,50	0,86	0,91
2 35	0,29	0,62	0,56

Представляя $f(t)$ эмпирически при помощи экспоненциального выражения

$$f(t) = C \exp(-kt),$$

мы находим, что $k = 0,0507$, если t выражено в минутах. Таким образом, метеорная среда ослабевала чрезвычайно медленно, именно в e раз каждые 19,7 мин. Приведенные расчеты относятся к облаку, образовавшемуся в верхней части следа.

Таким образом, основная причина ослабления яркости следа заключается не в высвечивании его материи, а в диффузии ее в окружающую атмосферу. Если аналогичные следы оставляются многочисленными метеорами, то этим можно объяснить значительную долю светимости ночного неба.

К ВОПРОСУ О МИКРОМЕТЕОРИТАХ*

1. Согласно терминологии, введенной Уипплом [1], под микрометеоритами подразумеваются частицы космического вещества, которые благодаря своей ничтожной массе способны, проникая в земную атмосферу, прогреваться во всем своем объеме и, отдавая тепло лучеиспусканием, оставаться нерасплавленными. Масса их при этом остается постоянной, и они в конечном счете опускаются на земную поверхность.

Для обычных метеоритов, наблюдаемых как падающие звезды, нагревание и плавление происходит лишь в тонком поверхностном слое. Однако можно себе представить, что достаточно малое тело способно прогреться почти моментально во всей своей массе. Поскольку поверхность с уменьшением размеров тела уменьшается, несомненно, медленнее, чем его масса, излучение тепла, получаемого телом в результате сопротивления атмосферы, происходит соответственно эффективнее. Можно также представить, что очень малое тело не успеет нагреться до температуры плавления к тому моменту, когда скорость его делается незначительной. Такое торможение произойдет в очень высоких слоях атмосферы. Если это может иметь место, то подобная частица будет дальше спускаться под действием собственной тяжести и в конце концов достигнет земной поверхности фактически в неизменном виде.

Два обстоятельства способствуют сохранности очень мелких метеоритов при их движении в земной атмосфере с космической скоростью, причем оба зависят от достаточно малой массы метеоритов. Первое связано с возможностью прогревания метеоритов во всем их объеме, и в результате излучение в расчете на единицу массы относительно весьма велико. Второе заключается в том, что подобные мелкие тела в основном должны тормозиться в гораздо более высоких атмосферных слоях, чем обычные метеорные тела. В этих слоях температурный градиент, как известно, положителен и вследствие этого изменение плотности с высотой менее значительно, чем в слоях, расположенных ниже 80 км. Поэтому наиболее высокие слои отличаются несравненно большей однородностью, и мелкие тела, проникая из межпланетного пространства, испытывают более длительное и более медленное торможение, чем в более низких слоях воздуха.

К сожалению, подобные мелкие тела невозможно непосредственно наблюдать как ввиду их ничтожных размеров, так и из-за того, что они остаются почти несветящимися по самой своей природе. Все же, поскольку они должны выпадать на земную поверхность, их можно искать в отложениях космической пыли.

Подобные поиски космического вещества, выпавшего на земную поверхность, производились неоднократно, но, как нам кажется, не привели к вполне определенным результатам. Очень тщательное исследование

в этой области было выполнено в 1946 г. Н.Б. Дивари [2], который собрал значительное количество твердого осадка в снегу на ледниках Туюк-Су (высота 3000 м), на расстоянии примерно 40 км от г. Алматы. Согласно химическому анализу, произведенному сотрудником Института геохимии АН СССР Д.П. Малюга [3], твердые частицы, извлеченные из этого осадка и обладающие магнитными свойствами, тем не менее не показывают характерных соотношений между основными составляющими железных метеоритов: железом, никелем, кобальтом.

Сборы твердых частиц, обладающих магнитными свойствами, которые производил Бадхью [4] в различных городах США, прибегая зачастую к помощи водосточных труб, также не дают оснований считать эти частицы имеющими космическое происхождение, несмотря на оптимизм автора в этом отношении. Действительно, Бадхью не приводит убедительного доказательства правоты своих отождествлений и, прежде всего, количественного химического анализа собранного им материала. Еще менее надежны данные Ружье о космическом веществе, которое якобы выпало немедленно после обильного метеорного потока Драконид. Не подлежит сомнению, что подобные мелкие частицы должны весьма продолжительное время носиться в высоких атмосферных слоях, не попадая на земную поверхность. Достаточно вспомнить о мелкой пыли, которая образовалась после падения Тунгусского метеорита [5] и носилась в высоких атмосферных слоях по крайней мере в течение двух месяцев. Аналогичные явления наблюдались при каждом обогащении земной атмосферы мелкой пылью, например, при извержении вулканов Кракатау в 1883 г. или Катмаи в 1912 г. и т.д. Твердые частицы, достаточно мелкие для того, чтобы производить красные зори, способны вместе с тем вызвать явление светлых ночей, т.е. они плавают на достаточно большой высоте в течение довольно продолжительного времени. Если предполагаемые микрометеориты имеют размеры всего лишь в несколько микрон, то можно сомневаться в том, способны ли подобные мелкие тела оставаться без изменения в течение того длительного времени, когда они плавают в воздухе, подвергаясь различным воздействиям.

Наконец, нельзя без всяких оснований полагать, что подобная мелкая пыль может вообще находиться в межпланетном пространстве в сколько-нибудь ощутимом количестве. Как известно, продолжительность выпадения на Солнце мелких пылевых частиц начиная с расстояния, равного радиусу земной орбиты, составляет

$$\tau = 6,5 \cdot 10^6 \rho r_0^2 \text{ лет,}$$

если ρ — радиус частицы (см) и r_0 — радиус ее орбиты в астрономических единицах (а.е.).

Если, например, положить, что

$$r_0 = 1 \text{ а.е. и } \rho = 10 \text{ мкм,}$$

то продолжительность выпадения подобной частицы на Солнце составляет всего только 6500 лет [6].

* Метеоритика, 1955, вып. 12, 3–13.

Таким образом, можно считать вполне очевидным, что подобные мелкие частицы должны иметь в высшей степени эфемерное существование и потому должны непрерывно возобновляться, притом в значительном количестве. Нужно показать, что механизм образования новых частиц метеорной пыли в солнечной системе должен быть таким, при котором главным образом образуются именно чрезвычайно мелкие частицы, в соответствии с функцией распределения примерно ρ^{-5} (ρ — радиус частицы). Если этого не будет, то количественно преобладающими могут быть более крупные частицы, дающие явление обычных метеоров.

Итак, микрометеориты, существование которых впервые было обосновано Уипплом, не могут наблюдаться непосредственно при своем полете через атмосферу и, по всей вероятности, не представлены в виде осадков в собираемых отложениях и, кроме того, весьма возможно, имеются в межпланетном пространстве лишь в очень ограниченном количестве. По всем этим причинам, как нам кажется, в настоящее время нет еще веских оснований развивать детальную теорию подобных объектов. Достаточно ограничиться рассмотрением лишь принципиальной возможности их существования.

2. Рассмотрим движение в атмосфере тела с постоянной массой и со скоростью космического порядка, т.е. безусловно большей параболической по отношению к Земле, вообще же говоря, заключенной между 11 и 60 км/с. Найдем условия, при которых температура этого тела, поднимающаяся в результате трения при движении в сопротивляющейся среде, остается ниже точки плавления на всем протяжении его траектории. Поскольку движение происходит в высоких атмосферных слоях и притом с большой скоростью, силой притяжения можно пренебречь. В таком случае уравнение движения имеет простой вид

$$m dv/dt = -R, \quad (1)$$

где R — сила сопротивления.

Траектория тела — прямая линия, ориентированная, по предположению, под углом z к вертикали. Сопротивление, испытываемое телом, равняется изменению количества движения, передаваемого телом некоторой атмосферной массе. За единицу времени тело проходит в атмосфере объем σv , масса которого равна $\delta \sigma v$. Соответствующее количество движения будет $\delta \sigma v^2$, где δ — плотность воздуха и σ — эффективное сечение тела.

Если под σ подразумевать действительное сечение тела в направлении, перпендикулярном к движению, то выражение для силы сопротивления следует принять в виде

$$R = K \delta \sigma v^2,$$

где K — некоторый числовой фактор, вероятно, больший единицы и зависящий от формы тела.

В случае тела правильной сферической формы

$$\sigma = A m^{2/3},$$

где числовой коэффициент A зависит от плотности тела κ и равняется

$$A = \pi^{1/3} (4/3\kappa)^{-2/3}.$$

Таким образом, выражение для силы сопротивления получает вид

$$R = K A m^{2/3} \delta v^2,$$

где плотность атмосферы δ — определенная функция высоты.

Для дальнейших расчетов достаточно исходить из наиболее простого предположения об изотермической атмосфере, когда плотность убывает с высотой, согласно простой экспоненциальной функции

$$\delta = \delta_0 \exp(-h/H),$$

H — высота однородной атмосферы.

Числовой коэффициент A имеет различные значения в случае сферических тел различного удельного веса. Полагая, например, удельный вес метеорита κ равным 7 (железный метеорит) или 3 (каменный метеорит) или наконец, приравнивая его единице, находим соответственно $A = 0,330$; 0,581 и 1,209.

С другой стороны, коэффициент K характеризует, насколько эффективное сечение метеорита во время его полета в атмосфере превосходит его подлинное сечение. В дальнейшем для проведения качественных расчетов будем принимать, что произведение $KA = 1$.

Исходя из уравнения (1), представляющего движение метеорита постоянной массы, находим

$$\frac{dv}{v} = \frac{KA \delta_0 \exp(-h/H) dh}{m^{1/3} \cos z},$$

если считать, что траектория ориентирована к вертикали под углом z , так что

$$ds = -dh \sec z.$$

Полагая

$$P = \frac{KA \delta_0}{m^{1/3} \cos z} = \text{const},$$

находим после интегрирования

$$v = v_0 \exp \{ -PH [\exp(-h/H) - \exp(-h_0/H)] \}, \quad (2)$$

где v_0 и h_0 — начальные значения скорости и высоты.

Такова функциональная связь скорости с высотой при определенных начальных условиях.

Выражая высоту в единицах высоты однородной атмосферы H и полагая $KA = 1$, $\delta_0 = 1,29 \cdot 10^{-3}$, $\cos z = 0,5$, $H = 8 \text{ км} = 8 \cdot 10^5 \text{ см}$, находим для разных величин m значения относительных скоростей $f = v/v_0$, приведенные в табл. 1.

Перейдем теперь к вопросу о разогреве и излучении метеорита, движущегося в атмосфере. Сила сопротивления R производит работу, и некото-

рая доля этой работы затрачивается на непосредственное нагревание тела. Будем предполагать, что метеорит настолько мал, что вся его масса прогревается равномерно. При этом получается повышение температуры на величину ΔT за единицу времени. Соответствующее затраченное количество тепла за время dt в расчете на всю массу m будет $c_p \Delta T m dt$, где c_p — теплоемкость, причем, согласно условию,

$$c_p \Delta T m dt = \mu R ds,$$

или

$$c_p \Delta T m = \mu R v,$$

или иначе

$$m c_p dT/dt = \mu R v.$$

Таково было бы нагревание метеорита за единицу времени, если бы он не изучал теплоту обратно, тем самым испытывая охлаждение. Если представить себе, что нагревание распространяется немедленно по всей массе, не ограничиваясь поверхностью, и иметь в виду, что это нагревание незначительно и обязательно ниже того, при котором происходит плавление, то можно прийти к заключению, что при этих условиях главной причиной охлаждения служит непосредственное лучеиспускание, а не обдувание тела атмосферными токами. В таком случае, согласно формуле Стефана-Больцмана, излучение с единицы поверхности составит aT^4 , а со всей поверхности Σ в единицу времени $aT^4 \Sigma$ эрг/(см² · с).

Для сферы $\Sigma = Bm^{2/3}$, где $B = (4\pi)^{1/3} (\kappa/3)^{-2/3}$. В таком случае имеем, очевидно, $B/A = 4$. Фактическое увеличение температуры за единицу времени будет, таким образом,

$$\frac{dT}{dt} = \mu \frac{KA \delta_0 \exp(-h/H) v^3}{c_p m^{1/3}} - \frac{aT^4 B}{c_p m^{1/3}}.$$

Таблица 1

h/H	v/v_0		
	$m^{1/3} = 0,1$ ($PH = 2,06 \cdot 10^4$)	$m^{1/3} = 0,01$ ($PH = 2,06 \cdot 10^5$)	$m^{1/3} = 0,001$ ($PH = 2,06 \cdot 10^6$)
20	1,00000	1,00000	1,00000
19	1,00000	0,99926	0,99272
18	0,99972	0,99728	0,97324
17	0,99920	0,99192	0,92216
16	0,99775	0,97750	0,79647
15	0,99375	0,93795	0,53479
14	0,98306	0,84292	0,18110
13	0,95455	0,62806	0,00955
12	0,88115	0,28217	0,0000032
11	0,70893	0,03206	0,00000
10	0,39252	0,000087	—

При этом предполагается, что метеорит, находящийся в межпланетном пространстве, не получает никакой лучистой энергии, так что его равновесная температура близка к абсолютному нулю. В действительности же метеорит движется в некотором радиационном поле, которому соответствует температура T_0 , равная примерно 300 К на расстоянии Земли от Солнца. Это радиационное поле остается без изменения и в высоких атмосферных слоях, где происходит движение метеорита. Следовательно, нужно исходить от этой начальной температуры, считающейся постоянной. Принимая это во внимание, получим для выражения изменения температуры в единицу времени

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\mu KA \delta_0 \exp(-h/H) v^3}{c_p m^{1/3} 4,19 \cdot 10^7} - \frac{a(T^4 - T_0^4) B}{c_p m^{1/3} 4,19 \cdot 10^7},$$

где в знаменатель вводится еще числовой коэффициент, представляющий количество эргов, соответствующее одной калории (механический эквивалент тепла).

Если вместо времени ввести высоту h_1 , выраженную в единицах высоты однородной атмосферы, $h_1 = h/H$, то последнее уравнение примет вид

$$\frac{dT}{dh_1} = \frac{\mu KA \delta_0 v^2 H \exp(-h_1)}{c_p m^{1/3} \cos z 4,19 \cdot 10^7} - \frac{a(T^4 - T_0^4) BH}{c_p m^{1/3} 4,19 \cdot 10^7 v \cos z} \quad (3)$$

В правую часть этого уравнения входят величины, зависящие исключительно от высоты, а также переменная величина — температура и различные константы.

В момент влета микрометеорита в атмосферу температура его равна T_0 и потому второй член равен нулю, первый же член правой части представляет очень малую величину. Постепенно значение первого члена возрастает, и этим обуславливается повышение температуры, а следовательно, также увеличение и второго члена правой части. Существенным является то, что первый член, определяющий нагревание, в основном зависит от температурного градиента, т.е. от температуры в первой степени, между тем как второй член, определяющий охлаждение, изменяется пропорционально четвертой степени температуры, т.е. несравненно быстрее. Вследствие этого температурный градиент, будучи сначала положительным, возрастает, потом это возрастание постепенно замедляется, значение градиента переходит через нуль и делается отрицательным — температура тела начинает уменьшаться. Ее максимальное значение определяется условием равенства нулю температурного градиента, т.е.

$$a(T^4 - T_0^4) = \mu \frac{KA}{B} \delta_0 v^3 \exp(-h_1) \quad (4)$$

Для сохранения микрометеорита в неизменяемом состоянии необходимо, чтобы при нагревании его во время движения в атмосфере темпе-

ратура оставалась значительно ниже некоторой максимальной, соответствующей точке плавления:

$$T < T_{\max}$$

Это условие выполнимо для очень мелких частиц, у которых в результате торможения скорость падает до малой величины на очень больших высотах. Для возможности применения написанного выше условия нужно предварительно определить фактор μ , что можно сделать только на основании непосредственных наблюдений.

3. Для сравнения с наблюдениями необходимо написать выражение движения метеорита с переменной массой, как это происходит в реальной действительности. Будем по-прежнему пренебрегать силой тяжести.

Для обычного метеора нагревание происходит лишь в незначительной доле его массы, так что количество затрачиваемого на это тепла будет $dm c_v T$, что по условию составляет некоторую часть μ работы силы сопротивления на элементе траектории ds .

Таким образом, имеем условие

$$c_v T dm = \mu R ds,$$

или

$$dm/dt = -RvC,$$

где

$$C = \frac{\mu \cdot 10^{-7}}{c_v T \cdot 4,19},$$

если ввести механический эквивалент тепла.

Сравнивая это уравнение с основным уравнением движения

$$mdv/dt = -R,$$

исключаем выражение для силы сопротивления R и находим, что

$$\frac{dm}{mdv} = Cv,$$

откуда

$$m = m_0 \exp \left[\frac{C}{2} (v^2 - v_0^2) \right],$$

где m_0 , v_0 представляют, как и ранее, начальные значения массы и скорости.

Подставляя значение массы, выраженной в функции скорости, в уравнение движения

$$\frac{dv^2}{dh} \cos z = -2K\delta_0 \exp \left(-\frac{h}{H} \right) \cdot v^2 A m^{1/3},$$

находим

$$\frac{dv^2}{v^2 dh} = -2K\delta_0 \exp \left(-\frac{h}{H} \right) \cdot A \sec z m_0^{1/3} \exp \left[\frac{C}{6} (v^2 - v_0^2) \right],$$

откуда простым интегрированием получаем выражение скорости в функции высоты h :

$$\int_{y_0}^y \frac{dy}{y \exp [C(y - y_0)/6]} = 2K\delta_0 A \sec z m_0^{1/3} H [\exp(-h/H) - \exp(-h_0/H)],$$

где

$$y = v^2; y_0 = v_0^2.$$

Эти выражения дают возможность проследить обстоятельства движения метеора в функции высоты в зависимости от значения постоянной C . Постоянную C можно определить таким образом, чтобы высота появления и исчезновения метеора принятых типичных массы и скорости соответствовала бы наблюдениям. Подобным образом нами было определено [7], что для железного метеора $\mu = 0,0123$.

Сравним этот результат с тем, который был получен Томасом и Уипплом на основании теории Хоппе [8]. Последний получил такую же формулу для m , где принято $\lg C = -11,75$.

Применительно к железным метеоритам имеем $c_v = 0,1$, $T_{\text{пл}} = 1500^\circ$, и потому $\mu = 0,01545$, что близко к нашему значению для этой константы.

4. В уравнении (3) все константы теперь могут считаться определенными. Для числовых расчетов примем, учитывая возможное отклонение тела от правильной сферической формы, что $KA = 1$, $\mu = 0,01$, $B = 1,33$, $\delta_0 = 1,29 \cdot 10^{-3}$, $H = 8 \cdot 10^5$ см, и обозначим $v/v_0 = f$.

Примем, кроме того, для примерных расчетов, что начальная скорость, с которой тело проникает в земную атмосферу, равняется 20 км/с ($v_0 = 2 \cdot 10^6$ см/с). Первоначальная температура принята равной 300 К, теплоемкость применительно к железу $c_v = 0,15$, а массы соответственно таковы, что $m^{1/3}$ равно 0,1; 0,01; 0,001.

В таком случае уравнение (3), определяющее температурный режим в каждой точке траектории микрометеорита и представляющее собой дифференциальное нелинейное уравнение первой степени

$$\frac{dT}{dh_1} + \frac{a(T^4 - T_0^4)BH}{c_v m^{1/3} \cdot 4,19 \cdot 10^7 v \cos z} = \frac{\mu KA \delta_0 H v^2 \exp(-h_1)}{c_v m^{1/3} \cdot 4,19 \cdot 10^7 \cos z},$$

может быть проинтегрировано численно с учетом того, что скорость v дается формулой (2) и изменение ее показано в табл. 1.

Изменение скорости с высотой, согласно табл. 1, представлено на рис. 1 для трех указанных выше значений массы.

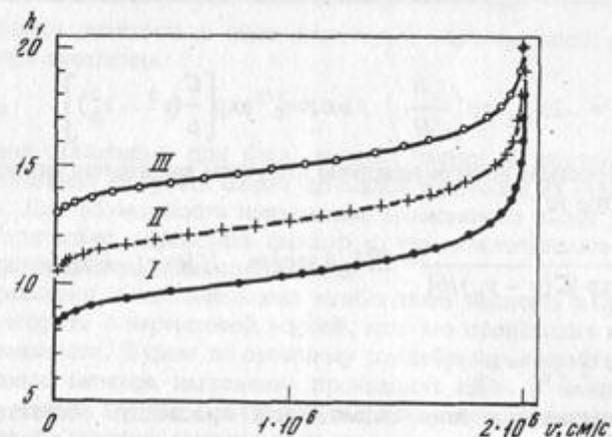


Рис. 1. Изменение скорости v с высотой
 $I - m^{1/3} = 0,1$; $II - m^{1/3} = 0,01$; $III - m^{1/3} = 0,001$

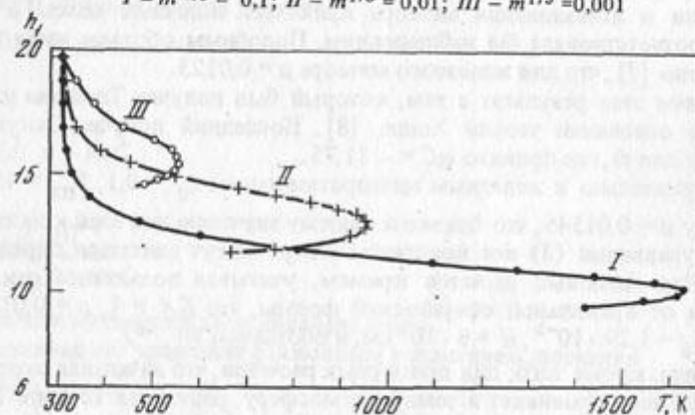


Рис. 2. Изменение температуры T с высотой
 $I - m^{1/3} = 0,1$; $II - m^{1/3} = 0,01$; $III - m^{1/3} = 0,001$

Результаты численного интегрирования уравнения (3), произведенного через определенный интервал h_1 для перпендикулярного к атмосфере проникновения метеорита ($z = 0$), представлены в табл. 2.

Данные этой таблицы представлены графически на рис. 2. Как видно, каждая метеоритная частица, нагреваясь в земной атмосфере, достигает определенной максимальной температуры и затем охлаждается. Для весьма малых частиц эта максимальная температура может быть значительно ниже температуры плавления. Это для нас представляет наибольший интерес, так как доказывает возможность выпадения подобных частиц на земную поверхность без существенного изменения их свойств.

По существу, можно поставить задачу более ограниченную, чем определение температурного режима на всем протяжении траектории микрометеорита. Достаточно убедиться лишь в том, что данный метеорит во время полета в атмосфере не достигнет температуры более высокой, чем некоторая предельная, при которой уже начинается его оплавление и разрушение. В таком случае достаточно ограничиться лишь условием максимума температуры (4), которое при выбранных константах будет иметь вид

$$T^4 (1 - T_0^4/T^4) = \frac{8}{5,75} 10^{18} f^3 \exp(-h_1), \quad (5)$$

где $f = v/v_0$ и $h_1 = h/H$.

Согласно этому условию, можно определить максимальную возможную температуру, которую принимает микрометеорит на определен-

Таблица 2

h_1	T_0, K		
	$m^{1/3} = 0,1$	$m^{1/3} = 0,01$	$m^{1/3} = 0,001$
20	300	300,0	300,0
19	300,27	302,7	327,1
18	301,20	309,8	366,8
17	303,19	328,6	456,2
16,5	—	—	501,5
16	308,59	378,6	534,96
15,75	—	—	543,6
15,5	—	443,0	548,5
15,2	—	—	539,9
15	323,21	540,6	526,0
14,8	—	—	505,7
14,6	—	—	477,3
14,5	—	677,8	—
14,25	—	757,7	—
14	362,63	931,2	—
13,75	—	889,4	—
13,5	—	927,9	—
13,25	—	947,1	—
13	467,28	949,2	—
12,6	—	917,4	—
12,5	600,52	—	—
12	804,02	758,4	—
11,8	—	662,8	—
11,5	1094,56	—	—
11,25	1270,8	—	—
11	1437,8	—	—
10,75	1566,5	—	—
10,5	1623,3	—	—
10,25	1617,1	—	—
10	1542,0	—	—
9,75	1420,1	—	—

ной высоте в атмосфере. Эта высота может быть взята из табл. 2 и оказывается соответственно равной 84, 106 и 116 км для трех рассматриваемых значений масс. На основании точного условия максимума температуры на этих высотах будут соответственно 1612,6; 948,8 и 545,4 К.

Те же температуры, полученные при помощи численного интегрирования уравнения (3), оказываются равными 1629,3; 947,1 и 548,5 К, что мало отличается от предыдущих значений.

Поправка на начальную температуру значительно изменит низкие температуры, не представляющие для нас никакого интереса, но высокие температуры останутся почти без изменения. Из табл. 2 ясно видно, что очень мелкие тела могут несравненно безопаснее для себя проникать в атмосферу, не нагреваясь до значительных температур. Для удельного веса κ , равного 7 или 3, радиусы частиц составят в рассмотренных трех случаях 300, 30, 3 и 430, 43 и 4 мкм соответственно.

Как видно, для частиц радиусом в десятые доли миллиметра безопасное их проникновение через всю атмосферу без изменения массы остается под сомнением и нуждается в более точном исследовании, но для частиц радиусом в десятки микрон такая возможность имеется.

Таким образом, микрометеориты, без сомнения, существуют, что имеет большое принципиальное значение. Земная атмосфера не представляет совершенно непроницаемого барьера — достаточно мелкие тела могут попадать на земную поверхность в таком же виде, в каком они носились в межпланетном пространстве. Однако, как было отмечено выше, остается неясным, в какой мере подобные тела могут быть распространены в природе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Whipple Fr.* Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A., 1950, 36, N 12; 1951, 37, N 1.
2. *Дивари Н.Б.* Метеоритика, 1948, вып. 4, 120.
3. *Малюга Д.П.* Метеоритика, 1948, вып. 4, 123.
4. *Buddhue J.D.* Meteoritic dust. Albuquerque, 1960.
5. *Фесенков В.Г.* Метеоритика, 1949, вып. 6; 8.
6. *Фесенков В.Г.* Метеорная материя в межпланетном пространстве. М., 1947, 114.
7. *Фесенков В.Г.* Метеоритика, 1951, вып. 9, 12.
8. *Thomas R., Whipple Fr.* Astr. J., 1951, 114, N 3.

III

ТУНГУССКИЙ МЕТЕОРИТ

ПОМУТНЕНИЕ АТМОСФЕРЫ, ПРОИЗВЕДЕННОЕ ПАДЕНИЕМ ТУНГУССКОГО МЕТЕОРИТА 30 ИЮНЯ 1908 Г. *

Падение известного Тунгусского метеорита вызвало необычайные атмосферные явления, выразившиеся в резко увеличенном свечении ночного неба, ярких зорях, чрезвычайно продолжительных сумерках, которые наблюдались на огромных пространствах земного шара. Эти явления по своему характеру должны быть обусловлены огромными массами тонко распыленной материи, выброшенной в атмосферу. Поэтому представляется весьма вероятным, что была также понижена и прозрачность земной атмосферы в особенности для волн малых длин. Единственная станция на земном шаре, на которой начались в то время регулярные определения коэффициента прозрачности для разных волн в связи с исследованием значения солнечной постоянной, находилась на очень большом расстоянии от места падения, на горе Вилсон в Калифорнии. Но и на этой станции определения атмосферной прозрачности имеются только с середины мая 1908 г.

Просматривая эти данные [1] и сопоставляя их с аналогичными определениями на той же станции и теми же методами в следующие несколько лет, можно констатировать заметное понижение прозрачности атмосферы, начиная примерно с середины июля 1908 г. и вплоть до середины августа. Впрочем, и следующие месяцы 1908 г. не отличались полной устойчивостью прозрачности. Средние значения коэффициентов прозрачности p по пентадам июня—сентября с 1908 по 1911 г. для трех различных длин волн приведены в табл. 1. Значения, поставленные в скобки, относятся к одному дню в данной пентаде (в другие дни наблюдения не проводились).

Нанося эти значения на график (рисунок), мы убеждаемся в наличии весьма заметного понижения прозрачности атмосферы со второй половины июля 1908 г., которая в этом отношении резко отличается от трех последующих лет.

Весьма вероятно, что это явление обусловлено распылением массы Тунгусского метеорита. Если исходить из этой гипотезы, то можно сделать попытку определить размер пылевых частиц метеорита, которые плавали в атмосфере в течение значительного времени. Для этой цели строим сглаженные кривые атмосферной прозрачности и определяем понижение прозрачности 1908 г. по отношению к средней кривой прозрачности в те же

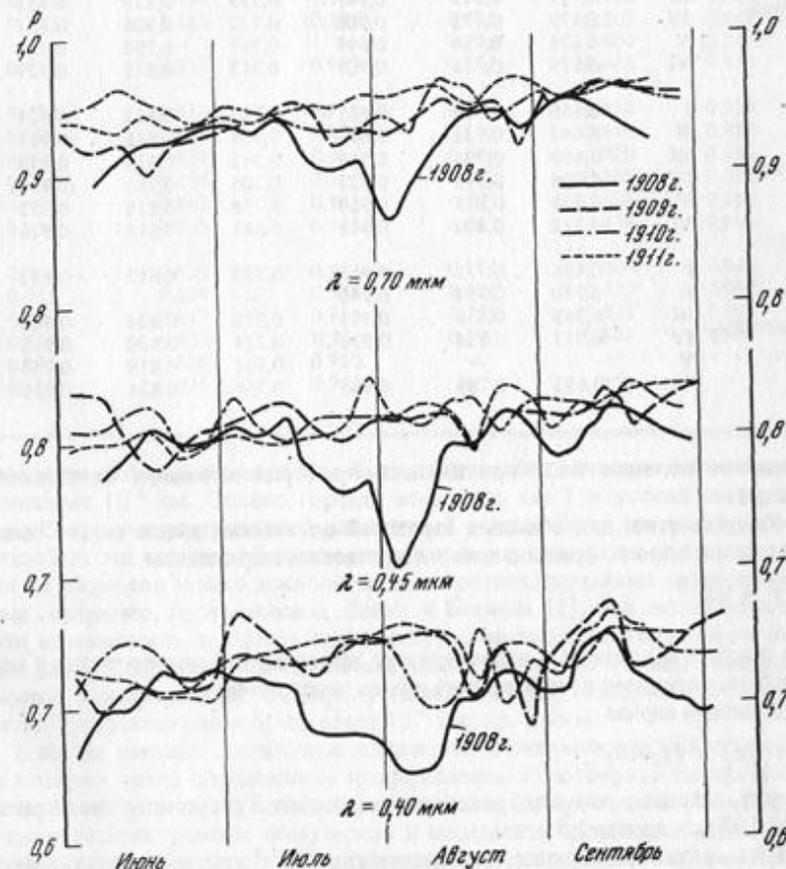
* Метеоритика, 1949, вып. 6, 8—12.

месяцы трех последующих лет. Соответствующее изменение оптической толщи τ определяется выражением

$$\Delta \tau = \Delta p/p.$$

В результате находим изменение оптической толщи атмосферы, зависящее от наличия метеоритной распыленной материи (табл. 2).

В третьем столбце приведены усредненные значения для $\lambda = 0,40$ и $0,45$ мкм. Как следует из данных последнего столбца, отношение оптических толщ для синих и красных лучей с длиной волны $0,425$ и $0,700$ мкм близко к 2, в среднем оно равно $2,123$ (при выводе уравновешенного



Среднее значение коэффициентов прозрачности атмосферы по пентадам июня—сентября 1908–1911 гг. для $\lambda = 0,40, 0,45$ и $0,70$ мкм

Таблица 1

Месяц	Пен-тады	1908 г.			1909 г.		
		$\lambda = 0,40$ мкм	$\lambda = 0,45$ мкм	$\lambda = 0,70$ мкм	$\lambda = 0,40$ мкм	$\lambda = 0,45$ мкм	$\lambda = 0,70$ мкм
Июнь	III	0,706	0,788	0,913	0,721	0,802	0,924
	IV	0,734	0,811	0,927	0,710	0,778	0,900
	V	0,723	0,799	0,926	0,714	0,795	0,925
	VI	0,734	0,800	(0,934)	0,717	0,808	0,928
Июль	I	0,721	0,811	0,937	0,774	0,816	0,937
	II	0,720	0,801	0,933	0,762	0,823	0,932
	III	0,717	0,819	0,941	0,739	0,829	0,953
	IV	0,679	0,775	0,906	0,722	0,808	0,951
	V	0,678	0,758	0,898	0,747	0,798	0,918
	VI	0,679	0,771	0,909	0,745	0,813	0,929
Август	I	0,650	0,695	0,861	0,747	0,812	0,924
	II	0,649	0,731	0,890	0,754	0,815	0,937
	III	0,699	0,791	0,919	0,743	0,816	0,950
	IV	0,704	0,792	0,922	0,705	0,785	(0,938)
	V	0,728	0,819	0,938	0,738	0,818	0,953
	VI	0,712	0,809	0,941	0,681	0,815	0,916
Сентябрь	I	0,698	0,777	0,925	0,739	0,813	0,952
	II	0,740	0,791	0,940	—	—	—
	III	0,748	0,819	0,951	0,770	0,834	0,960
	IV	0,717	0,814	0,938	0,724	0,800	0,955
	V	—	—	—	0,731	0,819	0,955
	VI	0,692	0,789	0,915	0,754	0,834	0,952

среднего значения веса принимались пропорциональными оптической толщине).

Как известно, для обычных аэрозолей оптическая толщина может быть достаточно хорошо представлена эмпирическим выражением

$$\tau = a\lambda^{-n},$$

где показатель степени n характеризует эффективный размер частиц и может быть определен из наблюдений или из эксперимента.

В данном случае

$$\tau_1/\tau_2 = (1,648)^n,$$

откуда находим, что для распыленных частиц Тунгусского метеорита $n = 1,507$ или просто 1,5.

Итак, оптическая толщина пропорциональна $\lambda^{-1,5}$, т.е. отличается заметной селективностью. Если бы был известен состав этих распыленных частиц, то можно было бы определить их размеры. В случае чисто железного

	1910 г.			1911 г.		
	$\lambda = 0,40$ мкм	$\lambda = 0,45$ мкм	$\lambda = 0,70$ мкм	$\lambda = 0,40$ мкм	$\lambda = 0,45$ мкм	$\lambda = 0,70$ мкм
	0,753	0,822	0,968	0,722	0,801	0,935
	0,743	0,825	0,955	0,713	0,812	0,946
	0,712	0,793	0,947	0,707	0,784	0,936
	0,721	0,804	0,937	0,704	0,798	0,939
	0,740	0,834	0,950	0,742	0,806	0,942
	0,737	0,808	0,943	0,740	0,798	0,935
	0,733	0,794	0,939	0,744	0,797	0,944
	0,733	0,815	(0,928)	0,748	0,803	0,948
	—	—	—	0,750	0,804	(0,945)
	0,752	0,817	0,927	0,756	0,845	0,956
	0,730	0,813	0,940	0,761	0,819	0,955
	0,694	0,804	0,926	0,756	0,826	0,959
	0,699	0,821	0,965	0,746	0,820	0,963
	0,756	0,826	0,960	0,712	0,784	0,945
	0,694	0,802	0,933	0,742	0,836	0,959
	0,730	0,823	0,945	0,743	0,834	0,965
	0,714	0,823	0,956	0,726	0,801	0,942
	0,751	0,824	0,948	0,726	0,822	0,949
	0,767	0,817	0,954	0,755	0,824	0,960
	0,755	0,836	0,962	0,750	0,831	0,959
	0,732	0,818	0,950	—	—	—
	0,730	0,815	0,945	—	—	—

метеорита эти размеры должны быть чрезвычайно малыми, значительно меньшими 10^5 см. Однако гораздо вероятнее, что Тунгусский метеорит имел более распространенный силикатный состав. Если, таким образом, уподобить эти частицы обычным силикатным аэрозолям, то для определения их размеров можно воспользоваться соответствующими экспериментами, например, проведенными Линке и Борном [2]. Эти эксперименты дали возможность построить однозначную зависимость между эффективным диаметром частицы и соответствующим значением n в виде довольно простой кривой. Согласно графику Линке и Борна, находим, что размер частиц Тунгусского метеорита равен 10^{-4} см, т.е. 1 мкм.

Если бы имелось достаточное количество актинометрических станций, на которых точно определялись коэффициенты атмосферной прозрачности для волн различных длин, то можно было бы проследить последовательное распространение помутнения и определить площадь, занятую им. Это дало бы возможность найти общую массу распыленной материи Тунгусского метеорита. Мы располагаем, однако, данными только одной подобной станции и потому определить массу метеорита невозможно. Однако

Таблица 2

Месяц	Пентада	τ_1 ($\lambda = 0,425$ мкм)	τ_2 ($\lambda = 0,700$ мкм)	τ_1/τ_2
Июль	I	0,000	0,000	—
	II	0,004	0,002	—
	III	0,020	0,005	4
	IV	0,039	0,013	3
	V	0,065	0,030	2,16
	VI	0,092	0,047	1,96
Август	I	0,102	0,066	1,54
	II	0,103	0,055	1,87
	III	0,058	0,030	1,93
	IV	0,031	0,013	2,38
	V	0,021	0,006	3,5
	VI	0,011	0,002	—
Сентябрь	I	0,005	0,000	—
	II	0,002	0,000	—
	III	0,000	0,000	—

тот факт, что помутнение, достигшее Калифорнии спустя две недели после катастрофического падения метеорита, продолжалось около месяца и что оно, таким образом, распространилось на огромную площадь земной поверхности, позволяет оценить порядок массы этого метеорита по крайней мере в несколько миллионов тонн.

ЛИТЕРАТУРА

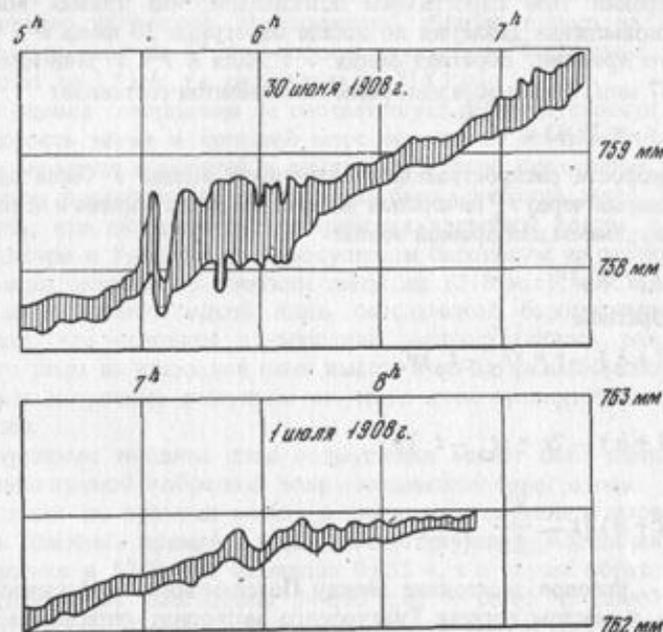
1. Ann. Astrophys. Observ. Smithsonian Inst., 1913. v. III, p. 104–112.
2. Linke K.W.F., Borne H.V. Gerlands Beitr. Geophys., 1932, 37, H. 1, 49–72.

О ВОЗДУШНОЙ ВОЛНЕ, ПРОИЗВЕДЕННОЙ ПАДЕНИЕМ
ТУНГУССКОГО МЕТЕОРИТА 1908 г.*

Как известно, падение огромного Тунгусского метеорита 30 июня 1908 г. произвело воздушную волну, отмеченную большим числом метеорологических станций. В одной только Центральной Сибири резкое увеличение воздушного давления было отмечено на 24 барографах. Момент падения метеорита лучше всего может быть определен по регистраграмме Иркутской сейсмической станции, где была зарегистрирована сейсмическая поверхностная волна. Это отметил еще в 1924 г. Вознесенский [1]. Сводка наблюдательного материала, связанного с регистрацией про-

* Метеоритика, 1959, вып. 17, 3–7.

хождения воздушных волн, была составлена и подробно рассмотрена Астаповичем [2], а для английских метеорологических станций — Уиплом [3]. Сопоставляя эти данные, можно было довольно надежно вывести как момент падения, так и скорость распространения барической волны, а также сделать приблизительные оценки общей энергии падения этого метеорита. Некоторые дополнительные выводы можно сделать из рассмотрения барограммы, зарегистрированной в Потсдамском геофизическом институте на барографе Фусса, фотографическая копия которой была любезно предоставлена мне при моем посещении Потсда-



ма в апреле 1957 г. Эта барограмма интересна тем, что она представляет единственный пример регистрации на одной и той же обсерватории и на одном и том же приборе как прямой, так и обратной барической волны. Прямая волна достигла Потсдама от места взрыва метеорита по наискратчайшей дуге большого круга, а обратная предварительно обошла весь земной шар в обратном направлении и достигла Потсдама примерно на сутки позднее. Это обстоятельство позволяет весьма просто и независимо от особенностей прибора, его инерции, поправок за время и т.п. сделать заключения о различных особенностях воздушной волны и характере ее распространения в атмосфере.

На рисунке изображены оба участка барограммы с увеличением в 5 раз, относящиеся к обеим волнам.

На обеих барограммах можно явственно различить первое колебание в волновом пакете, распространявшемся со скоростью звука. Остальные волны оказываются слытными и плохо различаются. Тем не менее можно судить в обоих случаях об амплитуде и о длине волны. Без этого возмущения, произведенного взрывной волной Тунгусского метеорита, потсдамская барограмма имела бы довольно спокойный вид, характеризуя лишь правильно повышающееся барометрическое давление. Многочисленные неправильности, проявляющиеся на значительном протяжении после первого и наибольшего колебания, следует поэтому объяснить той же причиной.

Измерения этой барограммы показывают, что прямая волна дала резкое повышение давления по шкале барографа 30 июня в 5 ч 54 мин местного времени; обратная волна — 1 июля в 7 ч 37 мин или 30 июня в 31 ч 37 мин. Таким образом, разность моментов составляет

$$t_2 - t_1 = 25,83 \text{ ч.}$$

Если скорость распространения воздушной волны v была одинакова, то, обозначая через t_0 начальный момент (момент взрыва в потсдамском времени), имеем для прямой волны

$$s = (t_1 - t_0)v.$$

и для обратной

$$2\pi(R+h) - s = (t_2 - t_0)v,$$

откуда

$$2\pi(R+h) - 2s = (t_2 - t_1)v$$

или

$$2\pi(R+h) \left[1 - \frac{s^\circ}{180^\circ} \right] = (t_2 - t_1)v, \quad (1)$$

где s° — угловое расстояние между Потсдамским геофизическим институтом и местом взрыва Тунгусского метеорита, определяемое по известным географическим координатам, v — скорость звука, зависящая от температуры воздуха, последняя же зависит от высоты h . Таким образом, в уравнение (1) входит лишь одно неизвестное, например h , которое можно из него определить.

В настоящее время местом падения Тунгусского метеорита принято считать Суловскую воронку [4] с координатами: $\lambda_0 = 101^\circ 54,5'$; $\varphi_0 = 60^\circ 54,2'$. Для Потсдама имеем $\lambda = 13^\circ 04,0'$; $\varphi = 52^\circ 22,9'$. Отсюда получаем, что $s^\circ = 47^\circ 7'$. С другой стороны, скорость звука выражается, как известно, формулой

$$v = \sqrt{\gamma P / \rho}$$

или

$$v \sim \sqrt{T}.$$

Поскольку для $T = 273 \text{ К}$ скорость звука составляет в реальной атмосфере 332 м/с, имеем

$$v = 332 \sqrt{T/273}.$$

Сначала полагаем $h = 0$ и находим из уравнения v , а затем соответствующую температуру T . Зная T , оцениваем высоту в атмосфере h , а затем снова вычисляем v из того же уравнения, а также окончательное значение h . Таким образом, найдено: $v = 317,9 \text{ м/с}$, $T = 250,5 \text{ К} = -22,5^\circ \text{С}$, $h = 5,3 \text{ км}$ (если на земной поверхности имеем в среднем $T = 10^\circ \text{С}$, а на высоте 12 км $T = -60^\circ \text{С}$). Если бы распространение воздушной волны происходило на высоте, превышающей данную только на 1 км, где температура ниже на 6° , то скорость звука была бы меньше, как легко рассчитать, на 3,8 м/с, т.е. составляла бы 314,1 м/с.

Эта оценка совершенно не соответствует действительности. Поскольку скорость звука в большей мере зависит от температуры, которая сильно меняется с высотой в земной атмосфере, протяжение по высоте основного волнового пакета должно быть ничтожно мало. Интересно отметить, что скорость распространения взрывной волны, полученная Астаповичем и Уипплом по совокупности барограмм на различных станциях мира, оказалась в точности такой же (318 м/с), как и полученная нами на основании одной лишь потсдамской барограммы. Это показывает, что основное возмущение распространялось вокруг всего земного шара на указанной нами высоте и самые разнообразные станции получали вторичные импульсы от этого слоя сравнительно ничтожной толщины.

Допустимая толщина слоя возмущения может быть оценена путем сравнения прямой и обратной волн потсдамской барограммы.

Интервал по времени между первым максимумом и первым минимумом давления прямой волны, соответствующей расстоянию от места возмущения в 5240 км, составлял 0,055 ч, а в случае обратной волны, соответствующей расстоянию 34 800 км, — 0,065 ч. Таким образом, на протяжении 29 600 км увеличение длины волны соответствует всего 0,01 ч.

Чтобы на этом протяжении запоздание заднего фронта составило 0,01 ч, необходимо изменение скорости

$$\Delta v = v \frac{\Delta t}{t_2 - t_1} = \frac{0,01 \cdot 318}{25,8} = \frac{1}{8} \text{ м/с.}$$

Следовательно, в пределах пакета волн изменение скорости не превышает приблизительно 0,1 м/с. Между тем при изменении высоты только на 1 км скорость должна измениться на 3,8 м/с, как было получено выше. Это показывает, что взрывная волна в атмосфере фактически является плоской. Как указывает Уиппл, линейные размеры пульсирующей массы могут быть сравнимы с расстоянием, проходимым звуком за полупериод колебания, что составляет 23 км.

Таково возможное протяжение возмущения Тунгусского метеорита по горизонтали при совершенно ничтожном его протяжении по высоте.

Далее можно получить представление о законе изменения амплитуды волны возмущения с расстоянием. Связывание между собой данных, полученных на различных станциях, не даст надежных результатов, так как невозможно исключить различие в чувствительности применяемых барографов. Между тем сопоставление прямой и обратной волн на потсдамской барограмме относится к одному и тому же прибору, что позволяет сделать гораздо более надежные заключения.

Как показывают измерения, наибольшая амплитуда прямой волны составляет 0,53, а обратной 0,165 мм. Если принять экспоненциальную форму для выражения затухания амплитуды

$$a \sim s^{-a},$$

то находим из сравнения обеих амплитуд, что $a = +0,67$.

Если сферическая волна распространяется при отсутствии затухания, энергия остается постоянной в каждом сферическом слое общей поверхностью $4\pi R^2$. Следовательно, плотность энергии должна меняться в этом случае как R^{-2} , а амплитуда — как R^{-1} . В плоской волне энергия сохраняется постоянной для всей окружности $2\pi R$, а амплитуда должна меняться поэтому как $R^{-1/2}$ (Релей) [3]. Как было показано выше, волна возмущения от Тунгусского метеорита резко отличается от пространственно сферической волны и, скорее, должна рассматриваться как плоская. При отсутствии затухания закон изменения амплитуды для нее должен был бы иметь вид $a \sim s^{-0,5}$, т.е. a равнялось бы 0,5. В нашем случае a оказывается значительно больше, что должно быть связано с неизбежной диссипацией энергии, а также с некоторым распылением длины волны. Последнее должно иметь, как нетрудно показать, преобладающее значение.

На основании той же барограммы можно определить начальный момент взрыва и сравнить его с принятым в настоящее время значением. Недостаток этого определения состоит в том, что оно требует знания поправки времени к потсдамской барограмме.

Из выражения

$$s = (t_1 - t_0) \nu$$

находим начальный момент t_0 , зная остальные величины. По потсдамскому времени $t_0 = 0$ ч 58,2 мин, или по времени меридиана Суловской воронки $t_0 = 6$ ч 53,6 мин.

По сейсмографу Иркутской обсерватории начало землетрясения, вызванного Тунгусским метеоритом, было отмечено в 7 ч 17 мин по среднему иркутскому времени. Разность долгот (Иркутск—Суловская воронка) составляет 9,6 мин. Следовательно, начало землетрясения по времени Суловской воронки имело место в 7 ч 7,4 мин. Соответствующая разность

$$7 \text{ ч } 7,4 \text{ мин} - 6 \text{ ч } 53,6 \text{ мин} = 13,8 \text{ мин}$$

должна была бы представлять разность моментов между падением метеорита и началом землетрясения в Иркутске, если бы момент времени на сейсмографе Фусса в Потсдаме был абсолютно точным. Расстояние от места взрыва до Иркутска, составляющее 918 км, поверхностная сейсмическая волна проходит за 4 мин 50 с. Таким образом, остается небольшая неувязка неизвестного происхождения в 9 мин. В Потсдамском геофизическом институте со слов профессора Вемпе было указано, что поправка времени диаграммы на барографе Фусса отсутствует, но это не значит, что она в точности равна нулю или даже что она весьма мала. С другой стороны, некоторое расхождение, возможно, зависит от того, что скорость распространения взрывной волны была в действительности переменной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вознесенский А.В. Мирозведение, 1925, № 1.
2. Астапович И.С. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1934, v. LX, N 257.
3. Whipple F.J.W. Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., 1934, v. LX, N 257.
4. Кулик Л.А. Докл. АН СССР, 1939, 22, № 8.

НОВОЕ О ТУНГУССКОМ МЕТЕОРИТЕ*

Прошло свыше пятидесяти лет после падения в Сибири 30 июня 1908 г. Тунгусского метеорита, а явление это все еще до конца не исследовано.

Изучение падения Тунгусского метеорита было предпринято после Великой Октябрьской революции. В 1927 г. советский ученый Л.А. Кулик при деятельной поддержке академиков В.И. Вернадского и А.Е. Ферсмана впервые проник на место падения метеорита. Однако за прошедшие 19 лет следы явления значительно изменились, а многие и совсем исчезли. Этим в первую очередь объясняются те трудности, с которыми столкнулись исследователи. Кроме того, на протяжении длительного времени (с 1927 по 1939 г.) изучение проводилось почти исключительно одним Л.А. Куликом и велось на основе представления, что Тунгусский метеорит относится к числу гигантских, принадлежит к железному классу, и в результате его падения в грунте должны оказаться многочисленные крупные массы весом в десятки тонн.

Однако, как теперь удалось выяснить, падение Тунгусского метеорита представляло собой исключительно сложное явление, которое полностью может быть изучено только путем применения комплексных методов с привлечением специалистов ряда научных дисциплин. Первостепенное значение имеет то обстоятельство, что падение Тунгусского метеорита сопровождалось взрывными явлениями. Поэтому при его изу-

* Совместно с Е.Л. Криновым. Вестн. АН СССР, 1960, № 12, 32—36.

чений должны быть использованы новейшие научные данные, полученные в этой области.

Изучение падения Тунгусского метеорита планировалось возобновить после окончания войны. Однако падение на Дальнем Востоке 12 февраля 1947 г. замечательного Сихотэ-Алинского железного метеоритного дожда надолго отвлекло внимание, силы и средства Комитета по метеоритам АН СССР.

Систематическое изучение падения Тунгусского метеорита возобновилось в 1958 г., когда была проведена комплексная экспедиция в район падения с участием научных сотрудников разных специальностей: астронома, геолога, петрографа, физика, химика и двух геохимиков. Собранные экспедицией научные материалы были подвергнуты соответствующей обработке. Кроме того, были выполнены некоторые теоретические исследования, касавшиеся условий движения метеорита в земной атмосфере и происшедшего затем взрыва.

Нужно сказать, что еще в первой экспедиции Л.А. Куликом был обнаружен в районе падения метеорита сплошной вывал леса на площади радиусом свыше 10 километров, имевший радиальный характер. В 1937–1938 гг. при содействии академика О.Ю. Шмидта была проведена аэрофотосъемка центральной площади поваленного леса. Обработка аэрофотосъемочных материалов в Московском институте инженеров геодезии, аэросъемки и картографии будет завершена к началу 1961 г. Предварительная обработка, выполненная в Комитете по метеоритам, позволила установить, что в центральной области вывала леса имели место мощные взрывные явления в атмосфере по крайней мере в трех отдельных центрах на значительной высоте. Возникшие ударные волны повалили лес на протяжении десятков километров, обошли весь земной шар и произвели также сотрясения почвы, отмеченные обсерваторией в Иркутске. Из документов иностранных обсерваторий особенно показательны записи прямой и обратной барических волн, зарегистрированные в Потсдаме, позволившие сделать независимое заключение о месте взрыва, а также о высоте распространения волны, оказавшейся равной 5–6 км над уровнем моря. Было отмечено также заметное нарушение магнитного поля Земли. Распыленное вещество взорвавшегося космического тела заполнило высокие слои атмосферы и примерно через две недели после взрыва достигло западного побережья США. Распыленная материя произвела общее помутнение атмосферы и заметное понижение солнечной радиации, ощущавшиеся вплоть до сентября 1908 г. Количество распыленного вещества для образования подобного эффекта должно было достигать миллиона тонн.

В настоящее время получены новые материалы, связанные с падением Тунгусского метеорита. Теперь можно считать установленным, что одновременно с падением Тунгусского метеорита в направлении, противоположном Солнцу, произошло проникновение в высокие слои атмосферы (по долготе вплоть до Ирландии и по широте — до юга Франции) тончайшей распыленной материи, характеризовавшейся непрерывным

спектром, которая произвела резкое увеличение светимости ночного неба. В ночь с 30 июня на 1 июля небо оставалось светлым, на указанной территории земного шара темнота не наступила, что возбудило общее внимание. Не подлежит сомнению, что облако тонкой распыленной материи, вытянутое в сторону, противоположную Солнцу, было связано с Тунгусским метеоритом еще до встречи его с Землей. Между тем, несмотря на огромную энергию этого космического тела, оцениваемую примерно в 10^{25} эрг, с массой по крайней мере в миллион тонн, в центральной области падения не оказалось никаких следов нарушения рельефа и никаких остатков метеоритного вещества в виде обломков разного размера.

Многочисленные пробы почвы, собранные экспедициями Комитета по метеоритам в 1958 и 1960 гг., позволили обнаружить в отдельных пробах лишь ничтожное количество магнетитовых и силикатных шариков размером порядка 30–40 мкм, которые, возможно, представляют собой распыленные остатки Тунгусского метеорита. Нужно сказать, что за последние годы, особенно при изучении Сихотэ-Алинского падения, было установлено, что подобные шарики образуются в результате расплавления, сдувания и разбрызгивания поверхностных слоев метеорных тел во время их движения в атмосфере с космической скоростью. Разбрызганные в атмосфере капельки превращаются в шарики и затем оседают на земную поверхность.

Имеющиеся данные о траектории Тунгусского метеорита дают основания предполагать, что он летел навстречу Земле с большой скоростью и, следовательно, имел обратное движение в солнечной системе. Но это свойственно только кометам, а не метеоритам, обычно падающим на Землю и представляющим собой обломки астероидов, которые движутся в прямом направлении и потому могут быть только попутными по отношению к Земле. Таким образом, мы должны сделать заключение, что явления 30 июня 1908 г. были вызваны падением на Землю кометы.

Будучи ядром кометы, Тунгусский метеорит не мог представлять собрания крупных глыб, способных достигнуть земной поверхности, а, по-видимому, состоял из очень компактных пылевых облаков (диаметром в несколько километров), испытывавших огромное сопротивление в земной атмосфере. Кроме того, это космическое тело сопровождалось пылевым хвостом в направлении, противоположном Солнцу.

Для изучения единственной в своем роде картины падения кометы на Землю нужно главное внимание обратить на раскрытие всей аэродинамики явления — выделить области взрыва в атмосфере, изучить распространение и интерференцию взрывных волн с учетом рельефа местности на различных расстояниях от центральной области падения. Необходимым условием успешности работы являются точные карты по материалам аэрофотосъемки. Имеющиеся на картах пробелы необходимо заполнить на месте. Отдельные детали рельефа должны быть проверены. Очень важно изучить воздействия взрывных волн на почву — нарушение дна болот, почвенного слоя, растительного покрова, режима вечной

мерзлоты и, кроме того, выяснить влияние Тунгусского падения на рост деревьев.

Само собой разумеется, что в почве, в болотах, в коре деревьев должно было остаться какое-то распыленное вещество кометного происхождения. Если тугоплавкая составляющая ядра кометы массой около миллиона тонн распространилась в атмосфере, то какая-то ее часть должна была выпасть и на земную поверхность, прежде всего в районе катастрофы.

В проведении подобной работы, которая далеко превышает силы и возможности Комитета по метеоритам и должна носить комплексный характер, могли бы принять участие сотрудники различных институтов и учреждений Академии наук СССР (например, институтов геохимии и аналитической химии, физики Земли, химической физики, мерзловедения, Почвенного, Ботанического и Главного ботанического сада), а также Московского института инженеров геодезии, аэрофотосъемки и картографии, Министерства геологии и охраны недр СССР и других учреждений и организаций, которые уже участвовали в предыдущих экспедициях и обсуждении полученного материала. Однако для успеха подобной работы и получения окончательных выводов следует обеспечить не только участие названных учреждений в намечаемой комплексной экспедиции 1961 г., но и обработку ими полученных материалов в плановом порядке под руководством Комитета по метеоритам.

Президиум Академии наук СССР одобрил организацию летом 1961 г. комплексной экспедиции в районе падения Тунгусского метеорита и выделил для этого необходимые средства.

Нужно сказать, что за последние годы в район падения Тунгусского метеорита устремились с целью проведения самостоятельных исследований самодеятельные группы учащихся, научных работников разных специальностей, инженеров и просто интересующихся метеоритикой. Некоторые из таких групп летом 1959 г. доставили перед собой небоснованную задачу установить следы атомного взрыва межпланетного корабля, в связи чем в районе падения проводили даже измерения радиоактивности. Естественно, что никакой повышенной радиоактивности ими обнаружено не было.

Если бы дело касалось поисков и сбора железных или каменных метеоритов, рассеявшихся в тайге, то в таком случае помощь широкого круга лиц была бы очень полезной. Комитет по метеоритам неоднократно привлекал население к сбору метеоритов, например каменного метеоритного дождя, выпавшего в Ивановской области в декабре 1938 г. Тогда при участии примерно 300 школьников было собрано 98 каменных метеоритов. В данном же случае задача заключается в изучении сложнейшей обстановки падения космического тела, имевшего гигантскую массу, необычайный состав и структуру, выяснении условий его движения и взрыва. Такая задача может быть решена лишь квалифицированными специалистами с применением разнообразных методов и проведением исследований на современном уровне развития науки. По-

этому возможная помощь энтузиастов, к сожалению, ограничивается чрезвычайно узкими пределами.

Тунгусское падение, представляющее собой первое зарегистрированное (наблюдавшееся) падение кометы на Землю, должно быть детально изучено. В результате будет достигнут новый этап развития метеоритики — изучение не только обычных метеоритов, которые ежегодно падают на Землю, но и нового класса космических тел — комет, их природы и условий падения на Землю.

О ПРИРОДЕ ТУНГУССКОГО МЕТЕОРИТА*

Тунгусское явление 1908 г. представляло собой падение на Землю какого-то космического тела. Было бы нелепо считать это явление радиоактивным взрывом космического корабля с другой планеты при неудачной попытке его приземления. Подобная версия, к сожалению, возникшая в Советском Союзе и обошедшая многие страны, нелепа вдвойне не только потому, что она совершенно расходится с общепризнанными фактическими данными, но и потому, что она неизбежно предполагает наличие высокоорганизованной жизни на других планетах солнечной системы, прежде всего, очевидно, на Марсе. Между тем достоверно известно, что высокоорганизованной жизни в виде высших растений или животных, а тем более мыслящих существ нигде, за исключением нашей Земли, на планетах солнечной системы нет. Утверждать обратное — значит идти против научной очевидности, потому нет надобности больше останавливаться на фантастической интерпретации Тунгусского явления. Нет сомнения, что здесь было падение обычного космического тела. Какова же была его природа?

Может быть только две категории космических тел, принадлежащих солнечной системе и движущихся по разнообразным орбитам, позволяющим им встречаться с Землей или с другими планетами, — это метеориты и кометы.

Известный специалист по Луне Зд. Копал (Манчестер) в своей статье [1] выражает удивление, почему многие пишут о падении на Луну метеоритов и даже астероидов, которым приписывается образование лунных кратеров и иных формаций, но никто не рассматривал до сих пор падение на Луну комет. Между тем эти тела также достаточно распространены и также могут встречаться с Землей или другими планетами.

Нужно заметить, что между падением метеоритов и комет имеется существенная разница. Природа метеоритов в настоящее время хорошо изучена. Известно, что они принадлежат солнечной системе и что их вещество постепенно выкристаллизовалось в недрах таких сравнительно небольших тел, как астероиды, при известном не слишком большом

* Метеоритика, 1961, вып. 20, 27–31.

давлении и температуре, где, однако, оно было защищено от воздействия космических лучей и корпускулярных потоков Солнца. Метеориты произошли путем дробления в результате столкновений подобных родоначальных астероидов, причем первоначальная структура их вещества оставалась в ненарушенном состоянии, что ясно говорит об отсутствии каких-либо взрывов. Следовательно, продукты дробления — метеориты — должны были всегда двигаться в том же направлении, что и астероиды, т.е. в прямом.

Итак, характерная особенность метеоритов — та, что они до встречи с Землей двигались в пространстве в прямом направлении по отношению к Солнцу. Кроме того, поскольку их орбиты не могут значительно отличаться от астероидальных, они наклонены к плоскости эклиптики преимущественно под небольшими углами. Отсюда вытекает, что относительная скорость встречи метеорита с Землей должна быть невелика. Если метеорит в момент встречи находится в перигелии своей орбиты, то он догоняет Землю, если же он находится в афелии, то Земля догоняет его. В обоих случаях орбитальные скорости Земли и метеорита вычитаются, и эта разность невелика. Следовательно, падающий метеорит обладает большой кинетической энергией только в случае, если его масса непомерно велика. Но тогда его масса непременно достигнет поверхности Земли и будет обнаружена. Прекрасный пример этого рода представляет падение Сихотэ-Алинского метеорита с первоначальной массой около 1000 т. Этот метеорит произвел около сотни кратеров и воронок, но повреждения тайги, среди которой он упал, были ничтожно малы и никаких ожогов деревьев не произошло.

С другой стороны, как непериодические, так и периодические кометы совершают движения в солнечной системе по любым орбитам, в том числе и с обратным движением. Например, всем хорошо известная комета Галлея, через хвост которой Земля прошла в мае 1910 г., двигалась вокруг Солнца в обратном направлении. Вследствие этого кометы могут двигаться также навстречу Земле, и тогда их относительная скорость при встрече, а особенно кинетическая энергия, пропорциональная квадрату этой скорости, будут гораздо больше.

Тунгусский метеорит наблюдался, как известно, ранним утром 30 июня 1908 г., когда Солнце находилось на востоке, и летел с юга. Направление орбитального движения Земли под прямым углом к Солнцу было в то время ориентировано на юг, т.е. навстречу метеориту. Если это было обусловлено тем, что сама Земля догоняла метеорит, имевший прямое движение, то относительная скорость обоих тел должна была быть незначительной, и в таком случае метеорит не мог бы произвести столь разрушительные действия. Все говорит, напротив, о том, что метеорит действительно летел навстречу Земле, т.е. имел обратное направление движения в солнечной системе. И действительно, разные авторы оценивают наиболее вероятную скорость встречи в 40–50 км/с. Только в этом случае могла возникнуть мощная воздушная волна, обошедшая весь земной шар, и могли наблюдаться необычайные сейсмические явления (которые,

как можно упомянуть для сравнения, полностью отсутствовали в случае Сихотэ-Алинского метеорита), взрыв, ожог тайги и т.п.

Выше было сказано, что метеориты, как продукты распада астероидов, не могут иметь обратного движения в солнечной системе. Значит Тунгусский метеорит имел другое происхождение: он не был обычным метеоритом, он мог быть только кометой. Вещество ядра этой кометы, столкнувшейся с Землей в районе Ванавары, после взрыва распространилось по всей Земле и только через две недели достигло Калифорнии, где при этом было зарегистрировано длительное понижение солнечной радиации, продолжавшееся вплоть до сентября. По степени атмосферного помутнения, которое должно было распространиться на все северное полушарие земного шара, общая масса Тунгусского метеорита была оценена примерно в миллион тонн. При указанной выше скорости встречи с Землей соответствующая кинетическая энергия Тунгусского метеорита составила около 10^{25} эрг, а это примерно на 4 порядка больше того, что было выведено разными авторами (Уиппл, Астапович и др.) на основании анализа разрушительных явлений на месте взрыва. При таком избытке кинетической энергии совершенно бессмысленно придумывать еще какой-то вид энергии, например атомный, и тем еще больше увеличивать несоответствие с размерами эффектов, произведенных на самой земной поверхности.

Итак, самый факт обратного движения Тунгусского метеорита указывает на его кометную природу и объясняет его огромную кинетическую энергию, растрченную главным образом в самой атмосфере и разрушившую прежде всего самый метеорит.

Другие признаки кометной природы Тунгусского метеорита заключаются в следующем.

В первую же ночь после падения этого метеорита наблюдались интенсивные световые явления по всему небу, которые были видны к западу от Ванавары даже в Европейской части России и в Западной Европе. На другой стороне земного шара, в США, и к востоку от Ванавары их, по видимому, замечено не было. Хорошо помню, что, придя в эту ночь для наблюдений на нормальном астрографе Ташкентской обсерватории, я не мог дожидаться наступления темноты — небо продолжало оставаться светлым.

Причина этого явления может быть только в том, что одновременно с ядром Тунгусской кометы в высшие слои земной атмосферы проник также ее хвост, располагающийся, как известно, против Солнца, т.е. как раз в западном направлении.

Хвосты небольших комет состоят из мельчайших пылевых частиц, настолько мелких, что они отбрасываются в сторону, противоположную от Солнца, под действием его радиации и корпускулярного излучения. Частицы кометных хвостов даже меньше микрометеоритов, и поэтому они тормозятся в еще более высоких атмосферных слоях, производя их интенсивную ионизацию. Кроме того, находясь на больших высотах, они способны непосредственно рассеивать солнечные лучи, особенно в эпо-

ху, близкую к солнцестоянию, как это было в случае Тунгусского падения.

В полночь 30 июня для Ташкента в зените высота атмосферных слоев, еще освещаемых непосредственно солнечными лучами, составляет около 600 км. На этой высоте обычная метеорная материя никогда не наблюдается — она спускается несравненно ниже. Однородное свечение ночного неба, по всей вероятности, в еще большей степени было усилено ионизацией атомов кислорода, которые дают резкие эмиссионные линии. Обычные метеоры всегда производят ионизацию на протяжении своей траектории и потому хорошо отражают радиоволны. К сожалению, в эпоху 1908 г. никаких снимков эмиссионного спектра ночного неба не производилось, и потому о количественной стороне этого эффекта невозможно судить.

Эти световые явления не могли быть обусловлены продуктами взрыва самого ядра кометы, происшедшего в нижних слоях атмосферы уже недалеко от земной поверхности. Во-первых, подобные продукты взрыва не могли бы распространяться на столь большие высоты, т.е. на несколько сот километров; во-вторых, они не могли бы иметь, даже достигнув этих высот, достаточную энергию для ионизации атомов кислорода и для возбуждения свечения эмиссионных линий ночного неба; наконец, в-третьих, они не могли бы в ту же ночь, следующую за падением, оказаться на расстоянии во много тысяч километров от Ванавары и пройти именно в западном и юго-западном направлениях. Действительно, эти продукты взрыва достигли Калифорнии только через две недели, как это упоминалось выше.

Итак, несомненно, что Тунгусский метеорит сопровождался со стороны, противоположной Солнцу, огромными облачными массами из мельчайшей пыли, которые влетели фактически одновременно с ним в атмосферу, задержались в наиболее высоких слоях и произвели упомянутые световые явления.

Тунгусский метеорит сопровождался типичным кометным хвостом потому, что он был кометой.

Другим независимым доказательством кометной природы Тунгусского падения является то, что оно сопровождалось резким и внезапным нарушением магнитного поля Земли, как это было установлено в недавнее время на Иркутской магнитной обсерватории [2], а в свое время было отмечено в Гринвиче [3].

Для нарушения магнитного поля требуется значительное изменение электрического состояния высоких атмосферных слоев, заметное изменение числа свободных электронов, которые при своем движении создают дополнительные магнитные силы. Обычный метеорит, какова бы ни была его масса, не может произвести ничего подобного. Он беспрепятственно пробивает высокие атмосферные слои, производя лишь ничтожную ионизацию, и начинает оплавляться, а затем распадаться фактически только над самым местом падения. Комета производит совсем другой эффект. Всякие кометы состоят из целого роя небольших тел,

перемешанных с большим количеством пыли, которая также образует и ее хвост. Поэтому ядра даже больших комет практически прозрачны. Так, например, автору пришлось наблюдать прохождение самого ядра довольно яркой кометы Морхауза 1908 г. перед слабой звездой, которая даже в самом центре кометы не уменьшила свою яркость. Хорошо также известно, что при прохождении в 1910 г. еще более яркой кометы Галлея перед солнечным диском голова кометы сделалась абсолютно невидимой, пока она снова не появилась в виде яркого светила по другую сторону Солнца.

При влете в атмосферу подобной кометной структуры происходит интенсивная ионизация в огромном объеме, обусловленная не только головой, но и хвостом кометы. Дело обстоит так, что каждая частица кометного роя, попадая в верхние атмосферные слои с комической скоростью и испытывая в них сильное торможение, производит ионизацию, уподобляясь в этом высотным метеорам, которые прочерчивают свои ионизованные следы. При Тунгусском падении мириады подобных следов ионизации густо заполнили верхнюю атмосферу над значительными пространствами земной поверхности и могли изменить ее электрическое состояние, а следовательно, и магнитное поле Земли, конечно, на короткое время. Соответствующие количественные расчеты подобного эффекта, исходящие из приемлемой модели строения кометы при общей ее массе порядка миллиона тонн, были проведены Иддисом [4], который получил хорошее согласие с наблюдениями.

Наконец, еще одним признаком кометной природы Тунгусского падения является отсутствие в этом районе каких бы то ни было метеоритных остатков. При падении даже со сравнительно незначительной скоростью крупной метеоритной массы земной поверхности достигает только центральная часть первоначального метеорита, которая к тому же еще дробится на большее или меньшее число осколков и выпадает в виде целого роя, покрывая так называемый эллипс рассеяния. Поверхностные части метеоритной массы, подверженные непосредственному воздействию атмосферы, интенсивно плавятся, частично испаряются и могут выпадать только в виде шариков, сдутых с плавящейся поверхности или сконденсированных в атмосфере. Но, спрашивается, какие же остатки вещества может дать комета, в особенности если принять точку зрения некоторых авторов (Уиппл), что она должна состоять из замерзших льдов, загрязненных разными примесями, и при условии, что поиски этих остатков начались только через десятки лет после события?

Какие остатки могут быть от роя, состоящего из мелких отдельных масс, из которых каждая в отдельности подвергается разрушающему действию атмосферы, особенно эффективному при огромной встречной скорости? Каждый метеорит при падении на Землю разрушает прежде всего самого себя. Тунгусская комета должна была полностью разрушиться, еще не достигнув поверхности Земли, и ее вещественные

следы, которые, быть может, удастся обнаружить, должны иметь, как можно полагать, вторичное происхождение, т.е. явиться мельчайшими продуктами конденсации первоначальной распыленной и расплавленной массы при ее охлаждении над местом падения. Таким образом, вполне естественно, что никакого вещества, кроме, возможно, микроскопических шариков, на месте Тунгусского падения не может быть обнаружено.

В заключение отметим, что мнение о кометной природе Тунгусского падения неоднократно высказывалось и ранее разными авторами (Астапович, Юрий и др. [5]), хотя не могло быть доказано с несомненностью. В настоящее время, однако, благодаря ряду новых данных, полученных в Комитете по метеоритам АН СССР, это уже не может вызывать никаких сомнений. Следовало бы исходя из подобных представлений количественно разработать различные стороны этого явления и определить, например, вероятную высоту взрыва, связь вывала леса с рельефом местности и многое другое. Подобные задачи входят в программу Комитета, так же как и дальнейшее накопление фактического материала, еще далеко не исчерпанного.

Падение комет, в противоположность мнению Копала, принадлежит к числу редчайших событий. Тунгусское падение — единственный ныне пример достоверного столкновения кометы с Землей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kopal Zd. Nature, 1959, 183, N 4655, 169–170.
2. Иванов К.Г. Метеоритика, 1961, 21, 46–48.
3. Roy F.V. Gaz. astron. Société d'Astronomie d'Anvers, 1908, N 8.
4. Идлис Г.М., Карягина З.В. Метеоритика, 1961, 21, 32–43.
5. Кринов Е.Л. Природа, 1960, № 5.

О КОМЕТНОЙ ПРИРОДЕ ТУНГУССКОГО МЕТЕОРИТА*

Тунгусский метеорит, упавший в районе Ванавары в области с примерными координатами $\lambda = 101^{\circ}56'$ и $\varphi = 60^{\circ}54'$ в $0^{\text{h}} 17^{\text{m}}$ UT, после известных экспедиций Кулика сделался предметом всеобщего внимания, так как с самого начала выявилась его необычайная природа. При поразительно сильных взрывных явлениях, которые сопровождалась местными землетрясениями, радиальным вывалом и ожогом тайги, нарушением магнитного поля Земли, ударными волнами, обошедшими весь земной шар, и, очевидно, очень значительной массой, Тунгусский метеорит не оставил после себя никаких метеоритных масс, которые можно было бы с несомненностью считать с ним связанными. Первые экспедиции на месте Тунгусского падения работали при убеждении, что их основ-

* Астрон. журн., 1961, 38, вып. 4, 577–592.

ной задачей должно быть отыскание выпавших метеоритных глыб, которые произвели многочисленные кратеры, сохранившиеся в виде болот. В частности, Кулик считал местом падения основной массы метеорита так называемое Южное болото и окружающие его воронки, которые поэтому и подверглись тщательному, но безрезультатному раскопкам. Тем не менее Тунгусский метеорит продолжал считаться предположительно кратерообразующим и в качестве такого указан, например, в последнем издании 1957 г. известной книги Хейде [1].

Предполагалось, что на всей центральной области падения в пределах эллипса рассеяния должны находиться, и притом в большом количестве, отдельные фрагменты метеорита. Однако в настоящее время может считаться вполне установленным после работ многочисленных экспедиций, особенно последних лет, наиболее тщательно занимавшихся поисками метеоритного вещества, что никаких метеоритных остатков в области падения не существует. Анализ проб почвы из различных мест центральной области показал только наличие микроскопических шариков, частично магнетитовых, частично силикатных, которые, очевидно, не представляют первоначального метеоритного вещества, но если и связаны с Тунгусским метеоритом, то являются результатом отвердения уже в пределах земной атмосферы распыленного вещества. Повидимому, их нужно считать связанными с Тунгусским падением, так как в обычных пробах почвы ничего подобного не встречается.

Итак, первая особенность падения Тунгусского метеорита, резко отличающая его от обычных метеоритов, — полное отсутствие остатков первичного метеоритного вещества. Равным образом можно считать установленным, что имеющиеся в области падения болота вовсе не являются результатом воздействия метеорита на почву. В этом убедился уже Л.А. Кулик, который в центре одной из воронок, рассматривавшейся им как своеобразный метеоритный кратер, нашел нетронутый старый пень давнего происхождения.

Вместе с тем энергетические явления, связанные с падением Тунгусского метеорита, были очень велики. В сущности, положение центральной области падения можно было установить только по направлению вывала леса, которое на достаточном расстоянии от центра принимает совершенно определенный радиальный характер. В самой центральной области этот вывал довольно сложен и явным образом не связан с рельефом местности. Взрыв колоссальной силы, очевидно, не был наземным, не произвел непосредственных нарушений почвы, как об этом уже говорилось выше, но, видимо, произошел не некоторой высоте над земной поверхностью. Воздействие на почву имело место только вследствие распространившейся ударной волны, которая произвела корчевание деревьев в общем по радиальному направлению от места взрыва, но вместе с тем, распространяясь во все стороны, обошла весь земной шар в прямом и обратном направлениях, как это было зарегистрировано на многочисленных станциях земного шара. Особенно показательна запись подобной барической волны, связанной с Тунгусским взрывом,

на станции Потсдамского геофизического института. Запись прямой и обратной волн, имеющаяся на этой станции, позволяет непосредственно определить скорость распространения волны в атмосфере независимо от поправки часов, которая может и не быть известна с достаточной точностью. Эта скорость, равная, как оказалось, 318 м/с [2], соответствует высоте в атмосфере в 5–6 км над уровнем моря и, как можно считать, представляет именно ту высоту, на которой произошел взрыв космического тела, проникшего в земную атмосферу. Само собой разумеется, что воздушные волны должны были распространяться от точки взрыва по всем возможным направлениям. Но только те волны могли обойти весь земной шар, которые продолжали двигаться на одной и той же высоте, равной высоте самого взрыва, которая, таким образом, и может быть примерно установлена.

Другой особенностью Тунгусского метеорита является весьма вероятное обратное движение его по орбите вокруг Солнца до встречи с Землей и вместе с тем значительный наклон его орбиты к эклиптике. Чисто качественно на это указывает то обстоятельство, что в ранние утренние часы, когда произошло это явление, он двигался в общем с юга на север (согласно Астаповичу, азимут его траектории составлял 10° к западу, согласно Кринову, -40° к востоку, эллипс вывала леса приблизительно дает направление по средней линии между указанными определениями).

Таким образом, поскольку апекс земного движения был направлен при этом в общем с севера на юг, видимое движение Тунгусского метеорита было, очевидно, почти встречным. Это можно интерпретировать или тем, что он двигался в том же направлении что и Земля, но с меньшей скоростью, но в таком случае его относительная скорость должна была быть очень малой. Более вероятно считать, что движение Тунгусского метеорита было обратным и что он, таким образом, действительно двигался навстречу Земле. В этом случае его энергия на единицу массы была очень большой. При малой скорости встречи и, следовательно, при еще меньшей скорости падения совершенно невозможно объяснить наблюдавшиеся исключительные явления и ожог тайги. Для сравнения можно привести падение Сихотэ-Алинского метеорита, который двигался с севера на юг и был догоняющим, так что его относительная скорость встречи с Землей составляла всего 14,5 км/с. Несмотря на первоначальную массу порядка 1000 т, этот метеорит не произвел каких-либо разрушений в тайге, за исключением мест прямого попадания крупных метеоритных масс. Только в этих местах образовались кратеры (наибольший — размером 26 м в диаметре), окруженные зачастую деревьями с оборванными ветвями ("телеграфные столбы"). Скорость падения метеоритных осколков не превышала 500–600 м/с, причем частичное оплавление их происходило в небольшом масштабе лишь на высоте области задержки, так что ни малейшего ожога лесных пород получить не могло. Тунгусский метеорит представлял поразительную противоположность этому, так как при необычайном выделении энергии никакого его вещества в первоначальном состоянии не сохранилось вовсе. Приняв

большую относительную скорость и, следовательно, обратное движение вокруг Солнца Тунгусского метеорита, нужно тем самым допустить его кометную природу. Действительно, обычные метеориты, свойства которых изучаются в наших лабораториях, несомненно являются продуктами распада астероидов. Структурные особенности метеоритов показывают ясно, что этот распад происходил без заметного нагревания, которое неизбежно должно было бы сопровождаться потерей окклюдированных внутри них газов, и поэтому имел место лишь при малых относительных скоростях сталкивающихся между собой астероидальных тел.

В настоящее время определенно установлено, что возраст метеоритного вещества, сформировавшегося в недрах тел астероидального размера, составляет не менее 4,5 млрд. лет, что можно принять вообще для возраста нашей планетной системы в целом. Методы определения возраста, основанные на соотношении содержания урана и свинца, рубидия и стронция, также калия 40 и аргона 40 , указывают на довольно близкие значения предельного возраста, который хорошо объясняет при некоторых допущениях также и структурные свойства метеоритов, представляющих зачастую массивные кристаллы Fe-Ni. Наряду с этим содержание изотопа He_3 , который может выделяться из Fe только при облучении первичными космическими лучами, но совершенно отсутствует при обычном радиоактивном распаде, а также содержание трития непосредственно указывают на время перехода к индивидуальному существованию в межпланетном пространстве, считаемое с момента освобождения данного осколка метеорита от защищавшей его остальной астероидальной массы. Такое выделение метеоритов из более крупных астероидальных масс в ряде случаев происходило сравнительно недавно, всего лишь несколько сот миллионов лет тому назад, всегда без всякого нарушения внутренней структуры, сложившейся со времени образования родоначальной астероидальной массы.

По-видимому, даже кратковременное прохождение метеорита через земную атмосферу гораздо больше сказывается на его внутреннем составе, чем выделение его в результате дробления астероидов. Это представляется вполне понятным, если причиной дробления считать простые столкновения между собой различных астероидов, двигающихся, вообще говоря, по различным, но подобным орбитам, могущим пересекаться между собой.

Можно легко судить об относительной скорости при столкновении двух астероидов на основании следующих элементарных соображений.

Если скорость движения двух астероидов на расстоянии радиус-вектора от Солнца будет соответственно v_1 и v_2 :

$$v_1^2 = \frac{2kM}{r_1} - \frac{kM}{a_1}, \quad v_2^2 = \frac{2kM}{r_2} - \frac{kM}{a_2},$$

то их относительная скорость v_r будет

$$v_r^2 = v_1^2 + v_2^2 - 2v_1v_2 \cos(\xi_1 - \xi_2),$$

причем

$$\cos \xi = \frac{1 + e \cos \theta}{\sqrt{1 + e^2 + 2e \cos \theta}},$$

где ξ_1 и ξ_2 представляют углы между касательной к орбите и соответствующим радиус-вектором, а углы θ_1 и θ_2 представляют истинные аномалии в соответствующих эллиптических орбитах:

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos \theta}.$$

Представим себе, что пересечение орбит астероидов происходит по радиус-вектору r и что большие оси их орбит составляют между собой угол ψ , равный, очевидно,

$$\psi = \theta_2 - \theta_1.$$

В качестве конкретного примера примем, что обе орбиты одинаковы, но имеют эксцентricность, равную 0,1, что представляет довольно значительную величину. Полагая, что $a_1/r = a_2/r = 1$, находим, что скорость столкновения подобных астероидов будет заключаться в пределах 0–4 км/с, если принять, что их абсолютная орбитальная скорость равняется 20 км/с. Отсюда видно, что осколки астероидов в результате подобных столкновений не могут разлетаться с относительными скоростями, превышающими орбитальные, и получить, хотя бы в небольшом числе случаев, обратное движение вокруг Солнца. К тому же заметная часть энергии при столкновении будет затрачена на преодоление сил связи в некоторой мере также и гравитационного характера и на нагревание самого вещества астероидов. Последнюю также не представляет труда рассчитать при некоторых упрощающих предположениях.

Итак, можно считать достоверным, что метеориты как продукты распада астероидов могут двигаться в солнечной системе только в прямом направлении вокруг Солнца. Существование каких-либо других метеоритов, например межзвездного происхождения, можно считать исключенным или во всяком случае крайне невероятным. Из малых тел солнечной системы только кометы могут двигаться в значительном числе случаев в обратном направлении вокруг Солнца.

Для большей детализации сказанного выше произведем некоторые расчеты. Зная момент падения Тунгусского метеорита, бывший по мировому времени $0^{\text{h}}17^{\text{m}}11^{\text{s}}$, и долготу места падения, находим прежде всего, что часовой угол Солнца составлял при этом почти в точности $T = 75^\circ$ к востоку. Примем для радианта метеорита, представляющего его относительное движение, значения $z_M = 70^\circ$ и $A_M = 10,0^\circ$ или $25,0^\circ$.

Переходя к экваториальным координатам, находим для направляющих косинусов скорости относительного движения метеорита по отношению к направлениям на Солнце ($\cos \alpha$), на апекс движения Земли ($\cos \beta$) и на полюс эклиптики ($\cos \gamma$), следующие выражения:

$$\cos \alpha = \sin \delta_\odot \sin \delta_M + \cos \delta_\odot \cos \delta_M \cos(T - t_M),$$

$$\cos \beta = \sin \delta_A \sin \delta_M + \cos \delta_A \cos \delta_M \cos(t_A - t_M),$$

$$\cos \gamma = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta},$$

откуда при $A = 10^\circ$ имеем $\cos \alpha = -0,317$, $\cos \beta = -0,878$, $\cos \gamma = 0,358$, и при $A = 25^\circ$ — $\cos \alpha = -0,518$, $\cos \beta = -0,749$, $\cos \gamma = 0,414$.

Примем теперь начало координат в Солнце и ось x в направлении на Землю для ее положения на орбите для момента падения, ось y параллельно движению Земли и ось z на полюс эклиптики.

Скорость метеорита в этой системе координат, т. е. по его орбите по отношению к Солнцу, представляется векторной суммой

$$v_M = v_r + v_0,$$

откуда

$$\frac{dx}{dt} = v_r \cos \alpha, \quad \frac{dy}{dt} = v_r \cos \beta + v_0, \quad \frac{dz}{dt} = v_r \cos \gamma.$$

Для интегралов площадей имеем

$$z \frac{dy}{dt} - y \frac{dz}{dt} = 0,$$

$$x \frac{dz}{dt} - z \frac{dx}{dt} = r v_r \cos \gamma = -C \sin i,$$

$$y \frac{dx}{dt} - x \frac{dy}{dt} = -r(v_r \cos \beta + v_0) = C \cos i.$$

Для угла наклонности орбиты к эклиптике в зависимости от относительной скорости находим

$$\operatorname{tg} i = \frac{v_r \cos \gamma}{v_0 + v_r \cos \beta}.$$

Эта зависимость i от v_r представлена на рис. 1.

Кроме того, очевидно, что

$$v_M^2 = v_r^2 + v_0^2 + 2v_0 v_r \cos \beta.$$

Пусть на рис. 2 вектор TA представляет скорость Земли v_0 на ее круговой орбите, равную примерно 30 км/с. Направления AM_1 и AM_2 — види-

мые движения метеорита v_r при $A_M = 10$ или 25° . Абсолютная скорость метеорита v_M , которая определяет характер его орбиты, может быть формально представлена любым вектором, проведенным из T в направлении на AM , и соответствовать прямому или обратному движению.

Однако, если примем, что метеориты принадлежат к комплексу астероидов, являясь продуктами их фрагментации, то наклонности их орбит к эклиптике должны быть незначительны. При этом, как видно из рис. 1, относительная скорость v_r также довольно мала. Напротив, при больших

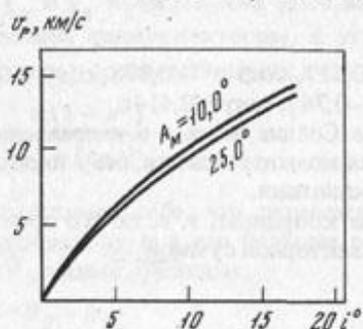


Рис. 1

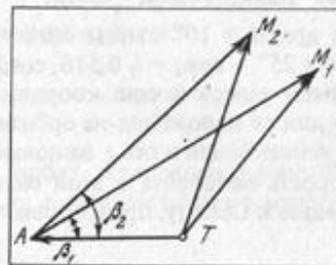


Рис. 2

относительных скоростях углы наклонности i оказываются очень большими, значительно превосходящими 90° , что, следовательно, соответствует обратному движению по орбите. В первом случае ($z_M = 70^\circ$, $A_M = 10,0^\circ$) весь диапазон от параболической (максимально возможной) до круговой орбитальных скоростей метеорита соответствует углам наклонности к эклиптике от $140,2$ до $130,8^\circ$; во втором рассмотренном случае ($z_M = 70^\circ$, $A_M = 25,0^\circ$) этот диапазон составляет от $121,0$ до $101,2^\circ$, что также отвечает обратному орбитальному движению.

Формально возможен также и промежуточный случай, когда орбитальная скорость метеорита значительно меньше скорости Земли. Однако этот случай не соответствует ничему реальному. Действительно, астероид или его разновидность — метеорит не могут обладать подобной скоростью, так как в данном случае она приводит к очень большим значениям i , превышающим 40° и несвойственным этим телам. Кометы также не могут иметь столь малых орбитальных скоростей, так как это означало бы, что большая полуось орбиты значительно меньше одной астрономической единицы, что для этих тел также невозможно.

Итак, по существу следует рассматривать лишь два крайних случая, удовлетворяющих видимому направлению движения Тунгусского метеорита: 1) малая относительная скорость, соответствующая орбитальной скорости метеорита, меньшей, чем у Земли. При этом угол i может быть незначителен и орбитальное движение прямое. Этот случай сам по себе мало вероятен, так как он соответствует большой полуоси орбиты, меньшей одной астрономической единицы, но все же возможен для астероидов или

метеоритов. Однако при этом кинетическая энергия относительного движения на единицу массы должна быть малой, а это совершенно противоречит наблюдаемым явлениям в случае Тунгусского метеорита.

Во втором случае — большой относительной скорости, достигающей до $66,3$ ($A_M = 10,0^\circ$) или $60,0$ км/с ($A = 25,0^\circ$), движущееся тело обладает большой энергией, как это и наблюдается, но наклонность его орбиты к эклиптике значительно превышает 90° . Подобными орбитами отличаются только кометы, но не астероиды.

Даже в случае круговой орбитальной скорости движущегося тела относительные скорости встречи оказываются также весьма значительными, соответственно $52,7$ и $44,9$ км/с. Поскольку эти скорости должны быть еще увеличены за эффект земного притяжения, наиболее вероятное значение относительной скорости Тунгусского метеорита должно быть принято порядка 60 км/с. Таким образом, кинетическая энергия на единицу массы в этом случае могла примерно в 17 раз превосходить энергию Сихотэ-Алинского метеорита.

Другим признаком кометной природы Тунгусского метеорита является необычайное свечение неба в первую же ночь после падения метеорита, именно с 30 июня на 1 июля 1908 г.

Это свечение было констатировано на большом протяжении к западу от места падения, именно в Центральной Сибири, в Средней Азии, а также в Европе вплоть до западного побережья Ирландии по долготе и примерно до 47° широты в Западной Европе, причем южная граница этого явления была определенно смещена еще более к югу по мере продвижения на восток, так что, например, необычайно светлая ночь была также в Ташкенте. Многочисленные анкетные данные, полученные Комитетом по метеоритам АН СССР, а также имеющиеся литературные сведения позволили установить пределы распространения этого аномального свечения и вместе с тем доказать бесспорным образом, что ни в южном полушарии, ни также в США ничего подобного не наблюдалось. На рис. 3 представлена схема распространения этого явления.

Можно считать, что западная граница свечения проходила в 180° от Солнца по долготе. Действительно, время падения метеорита отмечено в $0^h 17^m$ мирового времени, как это следует на основании сейсмограммы Иркутской обсерватории и подтверждается данными других станций, где отмечалось прохождение воздушной волны. Таким образом, Солнце должно было находиться в точности в противоположном направлении по отношению к меридиану, соответствующему западной Ирландии. Следовательно, если облако тонкой космической пыли влетело одновременно с метеоритом в земную атмосферу и было ориентировано в направлении, противоположном Солнцу, то оно могло проникнуть в пределы земной атмосферы только на обращенном к нему полушарии Земли, независимо от направления движения самого метеорита.

Если появление аномально светлых ночей связывать с Тунгусским метеоритом, то начало их следует ожидать на их (США) крайней западной границе уже после полуночи в ночь с 29 на 30 июня 1908 г., где в момент

падения была ночь, в отличие от более восточных областей земного шара. В ответ на мой запрос, адресованный в Королевскую Гринвичскую обсерваторию, д-р Финч ответил, что ничего необычного в ночь с 29 на 30 июня 1908 г. в Гринвиче замечено не было. Правда, необычные явления в это время могли начаться только незадолго до рассвета, причем на этой широте в эпоху летнего солнцестояния сумерки вообще не прекращаются полностью. Д-р Финч подчеркивает, однако, что на следующую ночь явления этого рода были чрезвычайно резки, и приводит подробное описание

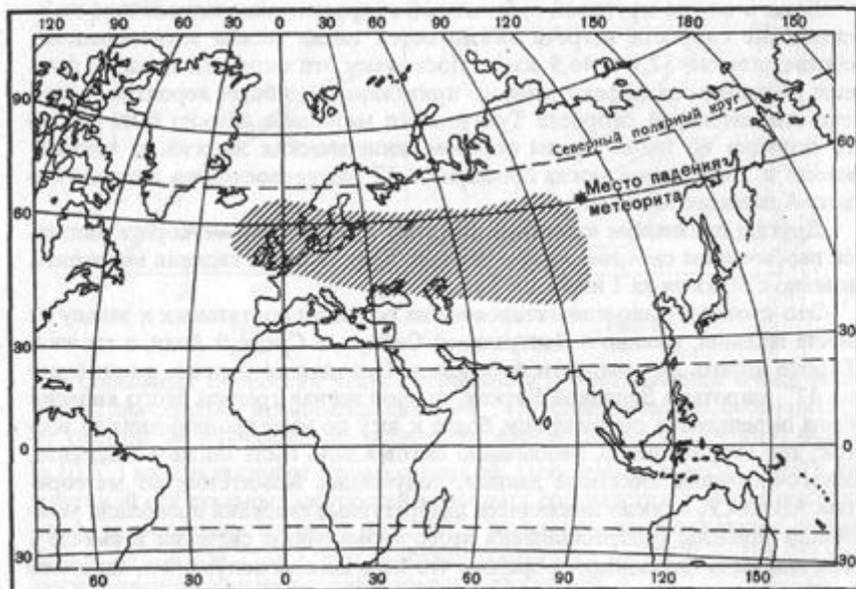


Рис. 3

их, опубликованное в Observatory (т. 31, с. 325). Освещенность при этом была достаточна для того, чтобы получить хорошие фотографии земных предметов. Так, например, д-р Эванс сделал хорошие фотоснимки куполов Гринвичской обсерватории с экспозицией около 15 мин. Это соответствует яркости ночного неба, примерно в 10^4 раз меньшей, чем обычное дневное освещение, и превосходит нормальное ночное свечение в 50–100 раз.

Подобный снимок был сделан также Россиним в г. Наровчате Тамбовской области [3]. Аналогичные оценки можно также сделать на основании данных Вольфа и Эсклангона [4].

Иногда высказывается мнение, что светлые ночи наблюдали и в месяцы, предшествовавшие падению Тунгусского метеорита, в частности, в июне 1908 г. Не подлежит никакому сомнению, однако, что подобные све-

дения относятся к обычным серебристым облакам, которые наблюдаются довольно часто около периода солнцестояния. Однако освещенность неба в ночь на 30 июня простиралась на весь свод вплоть до зенита и носила достаточно равномерный характер, отличаясь этим от серебристых облаков, что привлекло к себе всеобщее внимание. Это необычное явление послужило предметом обсуждения на заседании Академии наук в Париже по докладу Эсклангона [4] уже через неделю после падения метеорита, о котором в заграничной печати в то время еще не было получено каких-либо сведений. Предположение о каком-то необычном полярном сиянии сразу было оставлено вследствие того, что никакого усиления эмиссионных линий ночного неба констатировано не было, как это отмечалось различными авторами того времени. В конце концов было высказано, как наиболее вероятное, мнение, что эти аномальные явления зависели от проникновения в земную атмосферу какой-то метеорной материи.

Яркость ночного неба оказалась уже в следующую ночь, с 1 на 2 июля, в несколько десятков раз меньшей, чем в предыдущую, а затем всякие признаки аномальной светимости совершенно исчезли.

Исходя из предположения, что аномальная светимость неба обусловлена пылевым хвостом небольшой кометы, направленным в сторону, противоположную Солнцу, и расположенным в плоскости ее орбиты, можно также объяснить положение южной границы этого явления.

Плоскость орбиты включает направление на Солнце и на радиант метеорита. Она представляется большим кругом на небесной сфере, полюс которого нетрудно определить.

Если z и A — зенитное расстояние и азимут в местной системе координат радианта Тунгусского метеорита, то координаты этого радианта $\delta, \lambda - t$ (λ — долгота места падения от Гринвича) в экваториальной системе координат, отнесенной к Гринвичскому меридиану, будут

$$\sin \delta = \sin \varphi \cos z - \cos \varphi \sin z \cos A,$$

$$\cos \delta \sin t = \sin z - \sin A,$$

$$\cos \delta \cos t = \cos z \cos \varphi + \sin z \sin \varphi \cos A.$$

Находим далее координаты полюса орбиты Тунгусского метеорита на небесной сфере. Имеем

$$\operatorname{tg} p_1 = -\operatorname{tg} \delta_0 / \cos \tau, \quad t_1 = T - \tau,$$

где

$$\operatorname{tg} \tau = \frac{\operatorname{tg} \delta - \operatorname{tg} \delta_0 \cos (T - \lambda)}{\sin (T - \lambda) \operatorname{tg} \delta_0}.$$

Здесь T — часового угла Солнца или истинное солнечное время по отношению к Гринвичу, p_1 — полярное расстояние в момент t_1 , λ — долгота от Гринвича полюса орбиты.

Если бы место падения метеорита находилось на экваторе, то проведенный по положению полюса большой круг на земной поверхности представлял бы пересечение его орбиты с Землей. В действительности это пересечение определяется малым кругом, проходящим от полюса орбиты на угловом расстоянии β :

$$\cos \beta = \cos p \sin \varphi + \sin p \cos \varphi \cos (\tau - T + \lambda).$$

Географические координаты (φ_i, λ_i) различных точек этого малого круга находятся из очевидных соотношений

$$\sin \varphi_i = \cos \beta \cos p + \sin \beta \sin p \cos P_i,$$

$$\cos \varphi_i \sin (\lambda_i - t) = \sin \beta \sin P_i,$$

P_i — внутренний угол при полюсе орбиты в треугольнике, определяющем географические координаты.

Соответствующие вычисления были нами проведены в предположении, что метеорит двигался в точности с юга на север, так что $t = 0$, причем угол его наклона к горизонту составлял соответственно 20 и 10°. В результате получена система координат, характеризующая широту южной границы пересечения земной поверхности плоскостью орбиты Тунгусского метеорита (таблица).

λ_i°	φ_i°	λ_i°	φ_i°	λ_i°	φ_i°	λ_i°	φ_i°
$z = 70^\circ$				$z = 80^\circ$			
14,0	43,8	46,3	29,5	5,8	41,5	58,2	26,4
4,3	37,5	58,5	32,5	15,2	34,7	69,0	29,6
9,5	32,5	70,0	37,5	25,4	29,6	79,2	34,7
21,7	29,5	82,0	43,8	36,2	26,4	88,6	41,5
34,0	28,5	93,0	51,3	47,2	25,3	97,5	50,0

Это геометрическое место точек представлено графически на рис. 4 (λ — долгота от Гринвича, φ — широта).

Как отсюда видно, сечение земной поверхности плоскостью орбиты Тунгусского метеорита проходит только в северном полушарии и притом несколько южнее границы аномального ночного свечения. Поскольку вещество кометного хвоста было расположено на каком-то расстоянии по обе стороны от плоскости метеоритной орбиты, ясно, что земная атмосфера должна быть заполнена космической пылью значительно еще южнее. Следовательно, расположение южной границы аномального свечения определялось исключительно условиями освещения ее Солнцем. Это позволяет определить минимальную высоту распространения в атмосфере частиц кометного хвоста спустя несколько часов после падения метеорита.

Если принять во внимание погружение Солнца под горизонт данного места (склонение Солнца равнялось $+23,2^\circ$) и учесть, что эффективный сумеречный луч проходит на высоте 20 км над земной поверхностью, то,

не учитывая горизонтальной рефракции, получаем для нижней границы высоты освещенной атмосферы в направлении на зенит для широты 47° (Франция) — 360 км и для широты 41° (Ташкент) — 700 км.

На рис. 5 представлена высота нижней границы освещенной атмосферы для зенита. Для направления в южную сторону неба предельная высота получилась бы еще более значительной, но нам достаточно ограничиться только зенитом при наличии аномального свечения по всему небу, так как увеличение яркости в сторону, противоположную Солнцу, всегда

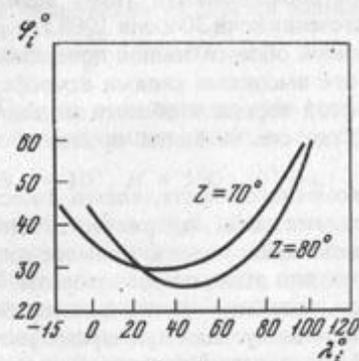


Рис. 4

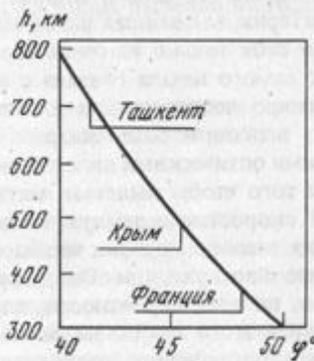


Рис. 5

обеспечивается в достаточной мере эффектом рассеяния света высших порядков. Если же ограничиться направлением луча зрения, ориентированным только к северу, что позволит значительно снизить предельную высоту, то освещенность неба будет носить весьма неравномерный характер, а это как будто не соответствует действительности.

Не подлежит сомнению, что пылевая рассеивающаяся материя, производящая явление аномально светлой ночи, чрезвычайно быстро оседала в атмосфере. Это видно из того, что уже через сутки от нее остались лишь небольшие следы, так что яркость неба уменьшилась в несколько десятков раз, а еще через сутки она полностью сравнялась с обычной нормой. Это как раз соответствует тому, что предельная высота атмосферных слоев, еще освещенных непосредственно солнечными лучами, была, как видно на рис. 5, чрезвычайно большой. Этой большой скорости оседания соответствует также то обстоятельство, что, как видно из показаний очевидцев, предельная высота была заметно больше на востоке, где наступление ночи происходило на несколько часов ранее по сравнению с западом, и таким образом, промежуток времени, отделяющий начало темного периода от момента падения Тунгусского метеорита, был значительно меньше.

Во всяком случае, совершенно очевидно, что эта распыленная материя, связанная с Тунгусским метеоритом, не могла иметь ничего общего с продуктами взрыва самого ядра, произошедшего в центре падения в районе

Ванавары на высоте, как указывалось выше, всего только 5–6 км над уровнем моря. Эти продукты взрыва распространились на все северное полушарие и достигли Калифорнии только спустя две недели после падения, произведя наибольшее ослабление солнечной радиации только в начале августа 1908 г. Соответствующее изменение коэффициентов прозрачности атмосферы, составленное по наблюдениям Аббота (Калифорния) [5] для трех разных длин волн, показывает, что этот эффект был весьма значителен по сравнению с последующими годами и сравнительно мало зависел от длины волны. В противоположность этому мельчайшая материя, вызвавшая аномальное свечение ночи 30 июня 1908 г., проявившая себя только на очень ограниченной области земной поверхности, была с самого начала связана с наиболее высокими слоями атмосферы, совершенно недоступными для продуктов взрыва в области падения, и быстро выпала в более нижние слои, где она не могла проявить себя никакими оптическими явлениями.

Для того чтобы пылевые частицы кометного хвоста, влетев с космической скоростью в земную атмосферу, могли бы задержаться на столь больших высотах, нужно, чтобы они испытывали гораздо большее сопротивление в воздухе, чем обычные метеоры или даже микрометеориты. Размеры и, по всей вероятности, плотность подобных частиц должны быть вследствие этого крайне малы. Сделаем следующий примерный расчет.

При столкновении молекулы воздуха с рассматриваемой пылевой частицей последняя испытывает изменение количества движения, равное mv (m – масса молекулы и v – скорость пылинки), а в среднем за секунду времени от всего числа встречных молекул это приращение будет

$$M dv/dt = 2\sigma Nnv^2,$$

где N – число молекул в единице объема, σ – площадь поперечного сечения пылевой частицы. Представляя скорость движения как

$$v = \frac{ds}{dt} = -\frac{dh}{dt} \sec z,$$

получаем

$$\rho \Delta d \ln v / ds = 2Nm,$$

где ρ – плотность частицы и Δ – толщина (частица рассматривается как некоторая пластинка с площадью σ).

Отсюда изменение скорости в пределах высот $h_0 \approx \infty$ и h определяется выражением

$$\ln \frac{v}{v_0} = -\frac{2m}{\rho \Delta} \sec z \int_{h_0}^h N(h) dh.$$

Для некоторого уровня над земной поверхностью h_1 изменение плотности воздуха примем, согласно экспоненциальной формуле,

$$N(h) = N_1 e^{-(h-h_1)/H},$$

где H – соответствующая высота однородной атмосферы. Это дает окончательно для высоты

$$\ln \frac{v}{v_0} = -\frac{2m}{\rho \Delta} \sec z H e^{-(h-h_1)/H} N_1$$

Отсюда находим зависимость между Δ и той высотой, на которой скорость движения частицы уменьшается в e раз.

Например, если подобное уменьшение скорости происходит от момента вхождения в атмосферу и вплоть до высоты h , для которой соответствующее число молекул берется равным N_1 , то толщина пылевой частицы будет

$$\Delta = \frac{2m}{\rho} \sec z H N_1.$$

Отсюда, если принять, что столь значительное торможение происходит уже при опускании вплоть до высоты 350 км, где можно принять

$$N_1 = 10^8, H = 100 \cdot 10^5 \text{ см},$$

при $\sec z = 10$ и $\rho = 0,1$ получаем для Δ величину порядка 0,1 мкм. Во всяком случае естественно, что частицы, входящие в состав кометного хвоста идвигающиеся в сторону, противоположную Солнцу, под действием отталкивания солнечной радиации, могли задержаться в наиболее высоких атмосферных слоях, в отличие от обычных метеоров. Можно ожидать, кроме того, что подобные частицы будут иметь некоторый положительный заряд, но трудно сказать, каким образом это обстоятельство отразится на прохождении их через зоны радиации земного шара.

Как указывалось выше, судя по имеющимся, правда, весьма приближенным оценкам, яркость аномального ночного свечения была в несколько десятков раз больше нормального и примерно составляла всего лишь 10^{-5} от яркости дневного неба. Принимая во внимание, что при нормальных условиях оптическая толщина, зависящая от наличия атмосферных аэрозолей, не превосходит обычно 0,1, можно заключить, что оптическая толщина, вносимая дополнительно частицами кометного хвоста, может быть примерно 10^{-6} , т.е. никак не должна сказываться на каких-либо оптических свойствах земной атмосферы в дневных условиях. Никаких аномальных ореолов вокруг Солнца, изменения атмосферной поляризации, а тем более увеличения атмосферной экстинкции явным образом ожидать нельзя, и в этом отношении пылевые частицы кометного хвоста представляют разительную противоположность облаку взрыва, рассеявшемуся медленно в нижних атмосферных слоях по всему земному шару.

Как известно, падение Тунгусского метеорита произвело также заметное возмущение магнитного поля Земли, зарегистрированное на ближайшей к месту падения Иркутской обсерватории. Это характеризует интенсивность произведенной метеоритом ударной волны и является обычным даже при пролетах болидов. Однако на более отдаленных станциях подобных возмущений отмечено не было. Только Гринвичская обсерватория [6] отметила небольшое магнитное возмущение днем 30 июня 1908 г., но,

по-видимому, оно не имеет непосредственного отношения к Тунгусскому метеориту и едва ли могло быть произведено частицами пылевого хвоста, заторможенного, как мы уже видели, на весьма больших высотах значительно ранее проникновения в слой ионизации.

Таким образом, самый факт возмущения магнитного поля Земли еще не говорит о кометной природе Тунгусского падения. Напротив, интересные данные о самом ядре кометы может дать детальное рассмотрение центральной области падения.

Во-первых, можно поставить вопрос, каким образом ядро кометы, двигаясь по наклонному направлению к горизонту, вообще могло проникнуть в достаточно низкие слои земной атмосферы, произведя взрыв огромной силы на высоте всего лишь в несколько километров. С чисто качественной стороны очевидно, что космическое тело, заторможенное в атмосфере, должно встретить сопротивление со стороны массы воздуха, в несколько раз превышающей его собственную массу. Масса Тунгусского метеорита должна была составить по крайней мере несколько миллионов тонн, если судить по тому, что его распыленная тугоплавкая составляющая могла произвести заметную экстинкцию солнечной радиации на всем северном полушарии земного шара. Если бы он представлял одну сплошную массу, то при плотности, равной примерно 5, диаметр его был бы около 74 м. Это соответствует массе 37 кг в 1 см² центрального сечения, что почти в 4 раза превышает массу атмосферы вплоть до уровня моря по вертикальному направлению. Подобное тело свободно пробивает всю воздушную оболочку, не теряя полностью своей космической скорости.

Подобная проблема проникновения в земную атмосферу массивного метеоритного тела была рассмотрена в последнее время применительно к Тунгусскому падению Бронштэном [7]. Он получил при некоторых вероятных предположениях для начальной массы подобного метеорита значение 10⁵–10⁷ т и нашел, что при падении на поверхность Земли еще в значительной мере сохраняется первоначальная космическая скорость, а также и масса (наиболее вероятные значения, по его оценке, для конечных значений скорости и массы соответственно 16–30 км/с и (2–7,5) · 10⁴ т).

В сущности, это исследование является независимым доказательством того, что Тунгусский метеорит не был в действительности обычным метеоритом, так как никакой конечной массы от него не сохранилось. Он был, по-видимому, небольшой кометой, ядро которой состояло из множества отдельных небольших частиц и потому имело малую среднюю плотность.

Постараемся сделать примерную оценку того, что должна была представлять собою такая комета, если исходить из того несомненного факта, что подобное космическое тело смогло проникнуть в нижние слои земной атмосферы, но тем не менее не упало на самую поверхность Земли.

Если M — масса метеорита и D — его диаметр, то имеем

$$\frac{1}{2} \rho D^2 = M,$$

где ρ — плотность. Если метеорит испытывает значительное торможение, двигаясь в атмосфере, то он должен прийти во взаимодействие с массой

воздуха, в несколько раз большей, чем его собственная, на единицу сечения. Это выражается приближенным условием

$$\rho D = k M_0 e^{-h/H},$$

где M_0 — масса в столбе воздуха до границ атмосферы единичного сечения, H — высота однородной атмосферы и h — та высота над земной поверхностью, на которой наблюдается уже сильное торможение метеорита, k — некоторый числовой коэффициент, зависящий от наклона метеоритной траектории к горизонту.

Отсюда вытекает, что

$$D = \sqrt{2M/kM_0} e^{h/2H}.$$

Если принять, что первоначальная масса космического тела составляет 5 млн. т, что сильное торможение имело место уже на высоте однородной атмосферы, так что $h = H$, и положить, учитывая кривизну земной поверхности, что $k = 5$, то находим, что $D = 738$, а при $M = 10^{12}$, $k = 10$, $D = 233$ м.

Таким образом, можно заключить, что ядро кометы имело всего лишь несколько сот метров в диаметре, а его средняя плотность ρ_m все же сравнительно велика и может выражаться в сотых долях грамма на кубический сантиметр. Если отдельные частицы, входящие в состав кометного ядра, в среднем обладают плотностью, равной 2, то из условия для единицы объема $nm = \rho_m$ имеем просто

$$nd^3 = \rho_m.$$

Поскольку среднее расстояние между частицами l равно

$$l \sim \frac{1}{3} \frac{1}{n},$$

немедленно находим следующее соотношение между диаметром отдельной частицы и средним расстоянием ее от соседней в кометном ядре:

$$d = \sqrt[3]{\rho_m}.$$

Таким образом, даже если средняя плотность выражается в сотых долях грамма на кубический сантиметр, расстояние между частицами всего лишь в несколько раз превышает их индивидуальные размеры. Поскольку при полете отдельной частицы размеры охватывающей ее ударной волны в сотни раз превышают ее диаметр, ясно, что в данном случае все ядро Тунгусской кометы должно было характеризоваться одной общей ударной волной и двигалось в атмосфере как единое целое. Следовательно, можно рассматривать движение ядра кометы в атмосфере, применяя обычные формулы движения метеоритной массы в сопротивляющейся среде, если только принять достаточно малую среднюю плотность. Поперечное эффективное сечение, по всей вероятности, мало отличается от реального. Однако большое усложнение может внести выделение энергии взрывов химического происхождения, которое может оказать заметное дополнительное сопротивление движению ядра.

Имея в виду вышеизложенное, можно перейти к рассмотрению центральной области вывала леса — единственного свидетельства произошедшей катастрофы, сохранившегося на месте до настоящего времени. Уже беглое обозрение делает очевидным, что никаким единственным взрывом, распространившим по всем направлениям сильные воздушные волны, наблюдаемую картину вывала леса объяснить нельзя. Рельеф местности не проявляется резко и не оказывает явного влияния на распределение поваленных деревьев. Наиболее высокая гора Фаррингтон, стоящая на расстоянии около 3 км от центра — лагеря Кулика (рис. 6), не оказала никакого препятствия распространившимся взрывным волнам, и ее склоны, противоположные точке взрыва, покрыты равномерно лежащими поваленными деревьями.

На прилагаемом чертеже центральной области падения Тунгусского метеорита, охватывающем площадь в 24 км² и составленном по данным

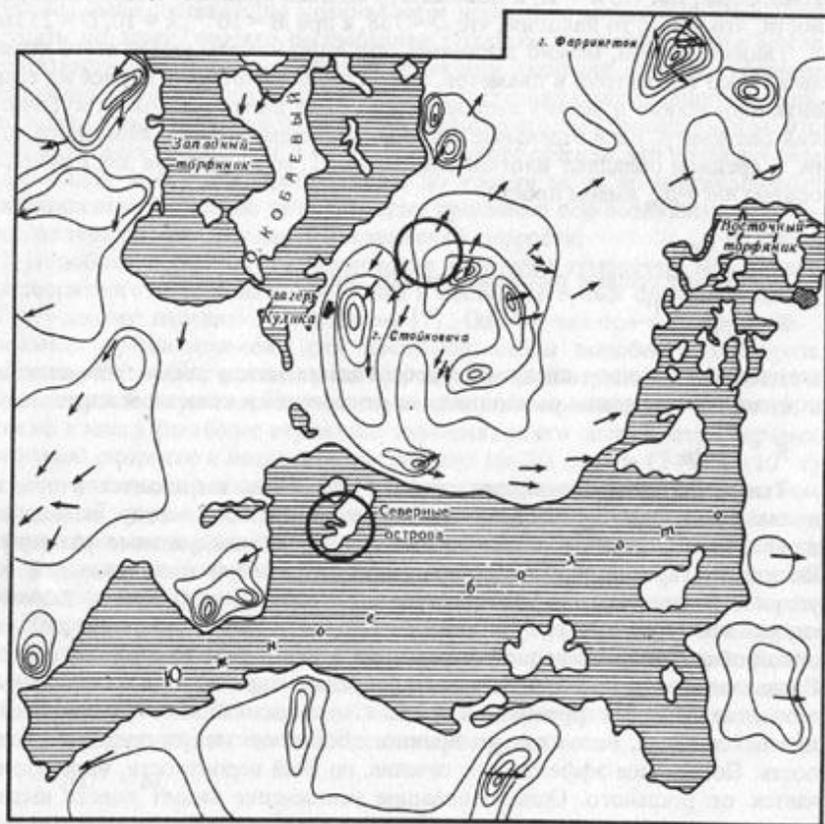


Рис. 6

аэрофотосъемки 1939 г., стрелками схематически представлено среднее направление вывала леса, характерное для каждого данного пункта. Примерно намечаются три отдельные области взрыва, отмеченные на чертеже кружками: первая расположена к югу от лагеря Кулика на расстоянии от него около 15 км, почти совпадая с Северными островами на обширном болоте; вторая — к северо-востоку от лагеря на расстоянии около 0,7 км и третья значительно дальше на севере, примерно на расстоянии 2,2 км (за пределами карты). Первый взрыв мог обусловить радиальный вывал леса, сравнительно слабый, но довольно хорошо определенный как к востоку, так и к западу от указанной точки взрыва и, кроме того, произвести встречную волну в северном направлении, которая дала интерференцию с волной второго взрыва и обусловила значительный разброс в направлениях деревьев с северной стороны, лежащих в общем с севера на юг.

Второй, более сильный, взрыв мог произвести мощный вывал в восточном направлении, а также на горе Фаррингтон, далее в южном и северном направлениях, а также в юго-западном направлении, где он также интерферировал с волной, пришедшей от третьей точки взрыва, расположенной значительно севернее и западнее. В общем получается впечатление, что области взрывов расположены по общему направлению с юго-юго-востока на северо-северо-запад, но как будто не лежат строго на одной прямой линии, отклоняясь, однако, от нее не более чем на 0,5 км. Расстояние между точками крайних взрывов, по-видимому, не меньше 3—4 км, и поэтому они не могли произойти одновременно, в пределах того же кометного ядра, хотя по времени различие могло быть лишь в несколько секунд.

Обращает внимание то, что, помимо поваленных деревьев, имеется очень большое количество стоячего с оборванными ветвями леса, которого особенно много вдоль траектории движения метеорита. Этот стоячий лес мог появиться при воздействии воздушных волн преимущественно сверху, когда они обрывали кроны деревьев, но не могли повалить их стволы, или в случае, если интенсивность волн была недостаточной.

Падение дерева зависело еще от прочности его корневой системы. Подобные "телеграфные столбы", сохранившиеся в большом количестве иногда попеременно с неповрежденными деревьями даже в области второго наиболее сильного взрыва, показывают, что подобные взрывы происходили на значительной высоте и не оказывали очень большого воздействия на земную поверхность.

Итак, совокупность всех данных по падению Тунгусского метеорита показывает, что оно, безусловно, не могло быть произведено обычным даже весьма крупным метеоритом. Тем самым кометная природа этого падения оказывается вне сомнения. Детальное изучение этого исключительного явления позволит вместе с тем расширить наши сведения и о природе комет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Heide F. Kleine Meteoritenkunde. Berlin, 1957, p. 29.
2. Фесенков В.Г. Метеоритика, 1959, вып. 17.
3. Россия В.П. Метеоритика, 1941, вып. 2.
4. Esclançon E. C. r. Acad. sci., Séance 6 Juillet, 1908, Juil-Dec. (2 Sem.).
5. Фесенков В.Г. Метеоритика, 1949, вып. 6.
6. De Roy F. Gaz. astron. Société d'Astronomie d'Anvers, 1908, N 8.
7. Бронштэн В.А. Метеоритика, 1961, вып. 20.
8. Флоренский К.П. Метеоритика, 1960, вып. 19.

ОБ УСЛОВИЯХ ПАДЕНИЯ НА ЗЕМЛЮ КОМЕТ И МЕТЕОРИТОВ*

Из всех космических тел, принадлежащих солнечной системе, на планеты, в частности на нашу Землю, могут падать только метеориты и кометы или продукты их дезагрегации, наполняющие межпланетное пространство в виде мелкой пыли. Однако эффект падения метеоритов должен существенно отличаться от действия, производимого падением комет, что обусловлено совершенно разной природой этих тел, а также в известной мере и различным характером их орбит.

Метеориты принадлежат солнечной системе и являются продуктами распада астероидов, в недрах которых возникают структурные особенности их вещества. Когда метеориты выделяются из астероидов и переходят к индивидуальному существованию, текстура их вещества не подвергается изменению и полностью отражает условия его развития в недрах более крупных космических тел. Мало того, содержание газов в метеоритах, даже такого, как аргон, требующего для своего выделения сравнительно небольшого нагревания, не подвергается изменению.

Подобные факты указывают на то, что метеориты выделяются из астероидов при их дроблении со сравнительно небольшой затратой энергии, без всяких взрывных явлений, при взаимных столкновениях этих тел, движущихся всегда в прямом направлении вокруг Солнца. Осколки астероидов, разлетающиеся с небольшими относительными скоростями, должны также двигаться в прямом направлении. Следовательно, отличительной особенностью метеоритов является то, что все они имеют прямое направление движения вокруг Солнца и поэтому могут встречаться с Землей лишь с небольшой относительной скоростью — в пределах от 11 до 24 км/с.

Вообще при неэластичном столкновении астероидов значительная часть кинетической энергии может тратиться на их нагревание. Может быть вследствие этого, заметная часть газов, окклюдированных внутри астероидов, в том числе также и тех, которые выделяются при атомном распаде, в некоторых случаях может теряться в процессе их освобождения из вещества астероидов. Если же астероиды дробятся при ничтожной скорости

* Труды Ин-та геологии АН ЭССР, 1963, 11, 5-8.

столкновения, то нагревание при этом практически отсутствует и не оказывает влияния на содержание газов. Однако ни при каких обстоятельствах нагревание не может быть настолько значительным, чтобы расплавить вещество метеорита или даже изменить его внутреннюю кристаллическую текстуру, так как во всех известных случаях космический возраст метеорита совершенно отличается от его радиоактивного возраста. Первый представляет промежуток времени, протекший с момента выделения метеорита из астероида, второй — время, протекшее с момента отвердения астероидального вещества, сравнимое с возрастом солнечной системы.

Общий вывод заключается в том, что продукты распада астероидов — метеориты — ни при каких обстоятельствах не могут получить скорости разлета, при которой их движение могло бы сделаться обратным. В комплексе метеоритов, образованных из астероидов, должны преобладать орбиты в общем с малыми углами наклона к эклиптике, лишь немногие превышающими подобные же углы наклона для самих астероидов. Кривая распределения орбит метеоритов, образованных подобными путями из астероидов, была детально рассмотрена мною в связи с проблемой распределения плотности в пылевой среде зодиакального света.

Итак, метеориты, двигаясь в прямом направлении с незначительными углами наклона своих орбит, при падении на Землю могут быть только догоняющими и потому не могут развивать большую кинетическую энергию. Мелкие метеориты полностью теряют в земной атмосфере свою первоначальную кинетическую энергию и падают после точки задержки в основном под действием силы тяжести. Даже очень крупные метеориты с массами в тысячи и миллионы тонн все же могут благодаря атмосферному торможению распадаться на мелкие обломки, которые при столкновении с земной поверхностью дробят земные породы, образуя кратеры больших или меньших размеров, дробятся сами, но, по-видимому, не могут производить настоящих взрывов вследствие недостаточной энергии на единицу массы.

Воздушные волны, вызываемые ими, не имеют первостепенного значения. При этом не возникает также значительного нагрева самих метеоритных осколков или предметов на земной поверхности, с которыми они сталкиваются, и дело ограничивается только дроблением на части самого метеоритного вещества.

Типичным примером падения большого метеорита с образованием ряда кратеров, происшедшим на наших глазах, было Сихотэ-Алинское падение железных масс, изученное Комитетом по метеоритам. Лес при этом остался почти ненарушенным, хотя на каменистых отрогах Сихотэ-Алинского хребта образовалось свыше сотни кратеров и воронок разных размеров.

Совсем другой эффект производят кометы при столкновении их с Землей. Большие кометы встречаются очень редко, так же как и большие метеориты, и их столкновения с Землей крайне невероятны, но мелких комет очень много, они движутся по всевозможным орбитам и, несомнен-

но, неоднократно попадали на Землю. Примером встречи очень маленькой кометы с Землей является так называемый Тунгусский метеорит, упавший в районе Ванавары, в Сибири, 30 июня 1908 года.

Это космическое тело не могло быть обычным метеоритом уже потому, что оно двигалось вокруг Солнца по обратному направлению и потому было встречным с Землей, а не попутным. Но метеоритов с обратным орбитальным движением вокруг Солнца не бывает. Только кометы могут двигаться как в прямом, так и в обратном направлении и при любых углах наклона к эклиптике. Кроме того, одновременно с головой этой кометы в земную атмосферу вторглось также огромное облако мельчайших частиц, вытянутое, как и полагается кометному хвосту, в направлении, противоположном Солнцу, т.е. к западу от Ванавары вплоть до Западной Ирландии, за пределами которой оно уже не могло проникнуть в верхние слои воздуха вследствие кривизны земного шара. Южная, довольно резко очерченная граница аномально светлых ночей в этих областях Земли спускалась до Южной Франции.

Разрушительный эффект этого Тунгусского падения также указывает на кометную, а не на метеоритную природу. Наблюдаемые разрушения, в основном в виде вывала леса на протяжении десятков километров, были обусловлены не прямым воздействием каких-либо масс на земную поверхность, как в случае метеоритов, а почти исключительно мощными воздушными волнами, возникавшими вследствие взрывов на известной высоте в атмосфере. Первоначальная огромная космическая энергия, оцениваемая до вхождения этого тела в атмосферу приблизительно в 10^{25} эрг, которая примерно на четыре порядка превышала соответствующую энергию Сихотэ-Алинского метеорита, оказалась распределенной на площади в миллионы раз большей, и потому этот Тунгусский метеорит был заторможен в земной атмосфере, чему способствовало еще реактивное действие взрывов, происходящих, по-видимому, преимущественно на его передней стороне. В противоположность Сихотэ-Алинскому метеориту, здесь подавляющая доля энергии была истрачена на образование взрывных воздушных волн, которые повалили тайгу на громадной площади, но не могли произвести каких-либо заметных нарушений рельефа местности, а тем более произвести кратеры. Размер так называемого ядра Тунгусской кометы составлял, можно думать, 1,0–1,5 км, что значительно меньше протяженности центральной области падения. Это ядро состояло из множества мелких частиц специфического строения и состава и, очевидно, не отличалось однородностью, так как в центральной площади можно различить по крайней мере три отдельные области взрывов на значительной высоте над земной поверхностью. При этом эти взрывные волны интерферировали между собой и, кроме того, отражались от почвы, производя очень сложную картину в характере вывала леса. Только на достаточно большом расстоянии от центральной области вывал леса принял радиальный характер. Для лучшего понимания этих явлений нужно исходить из природы кометного ядра, тесно связанной с самим происхождением этих космических тел.

С точки зрения небесной механики комплекс комет, объединяющий непериодические, долгопериодические кометы и кометы группы Юпитера, может быть произведен как выбросом продуктов распада из астероидального пояса или из области больших планет на далекое расстояние от Солнца, так и, наоборот, формированием сначала параболических комет с последующими возмущениями на них со стороны звезд, а затем комет, начавших проникать во внутренние области солнечной системы с постепенным накоплением планетных возмущений. Поэтому более определенное заключение о происхождении комет можно вывести из сопоставления различных особенностей их физической природы. Не входя здесь в подробную дискуссию, отметим, что наиболее вероятной гипотезой является образование комет из среды наружных областей протопланетной туманности, возможно, в эпоху формирования планет солнечной системы и самого Солнца. Кометы могли образоваться на подобных расстояниях как устойчивые сгущения, состоящие из множества мелких частиц той же природы, что и входящие в состав межзвездных туманностей. Межзвездная пыль состоит из очень мелких частиц порядка микрона в диаметре. Пылевые частицы, образовавшие кометные ядра, могут достигать размеров в несколько сантиметров и более, поскольку они образовались в несравненно более плотной среде, хотя также в условиях низкой температуры. Состав этих пылевых частиц должен отвечать наблюдаемому обилию элементов в космосе и способности их к конденсации, т.е. они должны заключать железные и силикатные соединения, перемежающиеся с отложенными среди них льдами соединений водорода с кислородом, углеродом и азотом, возгоняющимися при очень низких температурах, но могущих образоваться в твердом состоянии во внешних частях протопланетной туманности. В кометных ядрах не проявляется наличия крупных глыб размерами в несколько метров, а тем более в десятки или сотни метров.

На эту особенность кометных ядер указывает, например, одна и та же степень поляризации для всей головы кометы, включая и самое ее ядро. О той же особенности — малых размерах частиц, входящих в состав ядра кометы, — говорят также большая яркость кометы при ее ничтожной массе и отсутствие выпадения метеоритов при обычных метеорных потоках.

Отметим в заключение, что общая масса Тунгусского метеорита с точки зрения обычных масштабов была чрезвычайно велика. Одна только тугоплавкая ее составляющая, распыленная в земной атмосфере и обусловившая заметное поглощение солнечной радиации во всем северном полушарии вплоть до Калифорнии, должна была составить по имеющимся оценкам около миллиона тонн. Если бы подобная масса выпала на земную поверхность в районе Ванавары, то она должна была бы составить слой вещества порядка 1 см на площади в 100 км^2 . В действительности же в районе падения не обнаружено никаких следов выпавшего вещества, за исключением небольшого числа микроскопических силикатных и магнетитовых шариков, обнаруженных в пробах почвы, относящихся к

отдельным участкам. Эта особенность должна быть подтверждена дальнейшими поисками. Если подобное отсутствие вещества подтвердится, то это можно будет объяснить, по-видимому, только тем, что в основном распыление Тунгусского метеорита происходило уже в высоких атмосферных слоях на протяжении его длинной траектории, весьма мало наклоненной к земной поверхности, и что, кроме того, над самым местом падения вследствие сильных взрывных явлений даже тугоплавкая его составляющая превратилась в газ, который мог просто рассеяться в атмосфере без образования на месте продуктов конденсации.

Таким образом, основное направление при исследовании обстоятельств падения такой кометы, как Тунгусский метеорит, должно относиться к аэродинамическим явлениям и их воздействию на растительность и почву. Изучение же падения метеоритов, производящих кратеры, является более перспективным, так как при этом должна быть изучена вся картина нарушения и изменения положения пластов, энергия, развитая упавшим метеоритом при этих деформациях, даже, быть может, скорость и направление его падения и затем, конечно, сбор и изучение самого метеоритного материала.

Вместе с тем изучение Тунгусского падения позволит получить новые, более определенные данные относительно природы комет вообще. При падении комет благодаря указанным выше особенностям всякие следы воздействия их на Землю исчезают через десятки или немногие сотни лет. Метеоритные же кратеры, производимые метеоритами — осколками астероидов, могут сохраняться многие тысячи лет. В этом также заключается существенная разница между падением метеоритов и комет.

К ВОПРОСУ О ПРИРОДЕ КОМЕТ*

Исследование метеоритов, их структуры, минералогического состава, содержания различных изотопов имело большое значение для познания природы астероидов и Земли, определения их возраста и даже изучения их эволюции. Кометы не входили в область метеоритики, так как до сих пор не было известно ни одного достоверного случая падения этих тел на Землю и даже не ставился вопрос, что при этом могло бы произойти. Однако в настоящее время становится все более очевидным, что так называемый Тунгусский метеорит в действительности не мог быть астероидальным осколком, т.е. обычным метеоритом. Ряд фактов, которые нет надобности здесь перечислять, показывает, что это могла быть только небольшая комета. Аналогичные случаи столкновений комет с Землей, несомненно, должны были неоднократно иметь место на протяжении ее истории, причем следы воздействий на местность были исключительно

* Метеоритика, 1964, 24, 61—65.

малыми и проходящими, не соответствующими развиваемой при этом огромной энергии.

Изучение природы Тунгусского метеорита может оказаться весьма ценным для познания действительной сущности комет, о которой до сих пор нет единого мнения. Вместе с тем для рациональной интерпретации данных, полученных многочисленными экспедициями, работавшими на месте Тунгусского падения, также необходимо исходить из правильного представления о кометах.

Для суждения о природе комет, несомненно, тесно связанной с их происхождением, следует рассмотреть их наиболее характерные особенности.

Как известно, кометы распадаются на два основных семейства: периодические и непериодические. Можно исходить из предположения, что как периодические, так и непериодические кометы имеют одинаковую природу в отношении химического состава, внутренней структуры, степени неустойчивости. К тому же непериодические кометы под влиянием планетных возмущений могут иногда превращаться в короткопериодические. Так, например, согласно Ньютону [1], из 100 000 непериодических комет, подходящих к Солнцу на расстояние меньше одной астрономической единицы, 30 улавливаются Юпитером благодаря единовременному действию больших возмущений с его стороны, 5 — Сатурном и т.д. Вероятно, число подобных преобразованных кометных орбит будет гораздо больше, если учесть также планетные возмущения, постепенно накапливающиеся в течение времени. Кроме того, можно считать доказанным, что все кометы принадлежат нашей солнечной системе, а не приходят из межзвездного пространства (Стромгрен [2], Трази, Тарасашвили и др.). Непериодические кометы не связаны с преобладающей плоскостью планетных движений, и оси их орбит ориентированы равномерно по всем направлениям (Эддингтон [3], Кроммелин [4]).

Считая, что все кометы имеют одинаковую природу, мы должны принять также общность их происхождения. В таком случае нужно прежде всего решить вопрос — произошли ли короткопериодические кометы из непериодических или же наоборот.

Если представить распределение всей совокупности комет по энергии их движения, т.е. по величинам, обратным их большим полуосям, то оказывается, что непериодические кометы группируются около значения $1/a = 0$ и образуют весьма однородный энергетический комплекс, в то время как периодические кометы разбросаны по совершенно различным значениям $1/a$. По-видимому, наблюдаемое распределение периодических комет нельзя просто получить, учитывая одновременные сильные возмущения, вызываемые планетами. Для окончательного решения вопроса о происхождении этой групп комет, непосредственно связанной с планетами, нужно рассмотреть эффект постепенного накопления планетных возмущений и учесть также условия видимости, что представляет очень трудную задачу. Однако совершенно очевидно, что гораздо проще получить из однородного в энергетическом отношении комплекса непериоди-

ческих комет распределение, разбросанное по разным энергиям под возмущающим действием различных планет, проявляющимся в различных условиях, чем предполагать, что именно периодические кометы со сравнительно короткими периодами обращения могут быть родоначальниками всех комет вообще. Между тем продолжает высказываться мнение (Всехсвятский [5, 6]), что кометы в виде компактных роев, состоящих из более или менее крупных частиц, могут выбрасываться из недр больших планет или даже их спутников, другими словами, что образование комет есть одно из проявлений космического вулканизма.

С чисто механической точки зрения всегда можно допустить такой выброс частицы с орбиты той или иной планеты, при котором она начнет двигаться по любой заранее заданной орбите, в том числе и параболической. Однако представляется совершенно невероятным, чтобы таким путем образовался весь комплекс неперIODических комет, равномерно распределенных по всем направлениям в пространстве вокруг Солнца и обладающих фактически одинаковой энергией на единицу массы.

Итак, с чисто механической точки зрения образование совокупности комет путем выброса из планет, спутников или астероидов представляется крайне невероятным.

Перейдем теперь к рассмотрению той же проблемы с физической точки зрения. Основная особенность комет — их неустойчивость. При своих ничтожно малых массах кометы интенсивно выбрасывают под влиянием даже умеренного солнечного облучения газовое и пылевое вещество, переходящее в их хвосты разных типов, разделяются на отдельные кометы, движущиеся по сходным орбитам и обладающие сходными свойствами, выделяют метеорные потоки и спустя короткое время разлагаются и перестают существовать, если не успевают уйти в отдаленные области солнечной системы — пристанище огромного резервуара неперIODических комет.

Можно указать целый ряд примеров деления кометных ядер на составные части, развивавшие хвосты и превращавшиеся в независимые кометы; наиболее классическим из них является, без сомнения, известная комета Биелы. Открытая в 1826 г. и признанная короткопериодической (период обращения около семи лет), эта комета вследствие неблагоприятных условий видимости была снова найдена лишь в декабре 1845 г., когда она появилась на небе разделившейся на две неравные части — две независимые кометы, постепенно расходящиеся на все большее расстояние. В дальнейшем эта комета, несмотря на благоприятные сближения с Землей, не могла наблюдаться вовсе и, очевидно, разложилась полностью, произведя обильный метеорный поток Андромедид. Интересно, что подобное деление могло произойти несмотря на то, что эта комета всегда оставалась на значительном расстоянии от Солнца — ее перигелийное расстояние составляло около 0,86 радиуса земной орбиты.

Последний случай деления головы и ядра относится к комете 1951a (Пайдушаковой) в марте 1951 г. На снимке этой кометы 25 марта [7] ясно видно разделение ее головы на три части. Две из составляющих,

соответственно 13,5 и 13,8 звездных величин, находились от основного ядра на расстоянии в 18" и 58" и каждая из них образовала свой собственный хвост.

Подобные явления, по-видимому, указывают на то, что кометные ядра должны состоять не из сплошных масс, а скорее из компактных роев своеобразных частиц, способных выделять большое количество газов даже при сравнительно умеренном облучении их Солнцем. Нужно подчеркнуть, в противоположность мнению Орлова [8] и некоторых других авторов, что в состав комет не могут входить обычные метеориты. Как известно, вещество метеоритов при обычном нагревании Солнцем на расстоянии порядка радиуса земной орбиты почти не теряет такие легкие газы, как гелий. Вследствие этого возраст их, определяемый радиоактивным методом, оказывается порядка нескольких миллиардов лет, т.е. соответствует возрасту самих первоначальных астероидов. Метеориты должны нагреваться до весьма высокой температуры порядка 1000°, для того чтобы изгнать содержащееся в них небольшое количество газов, и потому ни при каких обстоятельствах не могут обусловить наблюдаемые взрывные явления в кометных ядрах. С другой стороны, известно, что даже самые обильные метеорные потоки, связанные с определенными кометами, никогда не сопровождаются выпадением метеоритов. Конечно, количество метеоров быстро уменьшается по мере увеличения их яркости (и, следовательно, размеров) примерно обратно пропорционально 4-й степени радиуса, но во время таких исключительных явлений, как метеорные дожди Леонид 1799, 1833, 1866 г., когда над горизонтом наблюдателя были одновременно видны многие тысячи падающих звезд, можно было бы рассчитывать на выпадение отдельных метеоритных масс, если бы они в действительности содержались в этих потоках.

Итак, кометные ядра должны состоять из слабо связанного вещества, способного к бурному испарению при относительно небольшом нагреве, и выбрасывать мелко рассеянную материю, а также разнообразные газы — преимущественно неполные соединения углеводородов CN , C_2 , C_3 , а также CN и отчасти CO . Переходя в хвост и подвергаясь жестким облучениям со стороны Солнца, а также воздействию корпускулярных потоков, это вещество ионизируется и обогащается соединениями кислорода.

Яркость кометной головы определяется эмиссионными полосами, производимыми указанными выше газами, и рассеянием солнечного света на мелких частицах, создающих непрерывный спектр. В случае ярких комет 1957 г. — Арнда-Роллана и Мркоса — суммарная интенсивность непрерывного свечения была раза в три больше света, испускаемого эмиссионными полосами [19]. В то же время размеры рассеивающих частиц должны быть малы, так как головы указанных комет характеризовались значительной поляризацией, доходящей до 20% на угловом расстоянии около 40° от Солнца (Мартель [10], Харитонов). Максимальное значение наблюдаемой поляризации, соответствующей угло-

му расстоянию от Солнца 90° , должно составлять примерно 40%, как у атмосферных аэрозолей космического происхождения.

Распределение интенсивности в спектре комет соответствует солнечному и определяет нижний предел размеров частиц порядка длины световой волны. Задавая размеры этих части, можно по яркости головы кометы определить их число.

Для оценки общей возможной массы типовой кометы необходимо пользоваться теми явлениями, в которых проявляется вся ее масса в целом. Гравитационное влияние комет слишком мало и абсолютно незаметно. Известным признаком может служить постепенное уменьшение яркости кометы векового характера, происходящее вследствие непрерывной траты ее вещества, поступающего из ядра в ее голову и затем в хвост. Если, например, определять массу головы кометы при ее различных появлениях и считать, что эта масса пропорциональна массе всей кометы в целом, то отсюда можно найти и массу кометного ядра.

Другой возможный способ оценки массы кометы — это оценка ее реакции на возникающие в ней извержения.

Давно известно, что некоторые кометы скачкообразно меняют свое орбитальное ускорение. Комета Энке была в этом отношении подробно исследована Баклундом в Пулковке. Известно, что орбита этой кометы сокращается, вследствие чего она уже значительно отошла от орбиты Юпитера, к семейству которого она принадлежит. Ранее считалось, что причина этого в том, что комета Энке встречает при своем движении какое-то сопротивление со стороны внешней неоднородной среды, что уменьшает энергию ее движения. Однако теперь известны и другие кометы, например комета Брукса [11], которые, наоборот, увеличивают энергию своего движения и вместе с тем размеры своих орбит. Очевидно, это не может быть вызвано сопротивлением среды. К тому же обе указанные кометы движутся по сходным орбитам, мало наклоненным по плоскости эклиптики. Нужно поэтому предположить, что подобные кометы подвергаются действию реактивных сил в результате взрывов в своей собственной массе.

В данном случае интересно еще то, что взрывы или бурные истечения вещества, наблюдаемые в кометных оболочках, передаются на всю кометную массу в целом. Эта масса должна представлять довольно связанное целое. Если это целый рой частиц, то он должен быть достаточно плотным. Однако какова бы ни была эта плотность, она не может удовлетворить критерию устойчивости Роша на всех возможных расстояниях от Солнца. Этот критерий можно представить в простой форме:

$$\bar{\rho} > 8\rho_d,$$

где $\bar{\rho}$ — средняя плотность тела, подверженного только гравитационным силам, а не внутренним силам сцепления; ρ_d — средняя плотность Солнца, если предположить, что оно расширилось вплоть до расстояния до данного тела.

Например, на расстоянии земной орбиты имеем приблизительно

$$\rho_d = \frac{1}{200^3} \rho_\odot,$$

и поэтому

$$\bar{\rho} > 1,5 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3.$$

Это условие легко удовлетворяется, и потому на значительных расстояниях от Солнца кометы, естественно, являются гравитационно связанными телами. Однако sun grating comets, проходящие недалеко от солнечной поверхности, должны иметь предельную плотность почти на порядок больше средней плотности самого Солнца, что совершенно невозможно. Следовательно, для подобных комет каждая их частица описывает самостоятельную орбиту вокруг Солнца по крайней мере на небольшом от него расстоянии, к тому же еще нагреваясь до высокой температуры.

На основании изложенного можно сделать следующее вероятное заключение о природе и происхождении комет.

Ядра комет не могут представлять сплошных компактных масс, так как они часто распадаются на отдельные кометы, обладающие такими же свойствами. Примеры этого общеизвестны. Следовательно, это должно быть собрание относительно большого числа агрегатов, неправильно расположенных, с различными центрами конденсации. Массы ядер комет могут быть только на несколько порядков больше масс образуемых ими оболочек, так как они довольно быстро исчерпываются и это делается заметным уже за несколько десятков оборотов их вокруг Солнца. Расстояния между составными частями в ядре кометы должны быть достаточно малыми, поскольку они, как правило, при взрывах окружаются одной ударной волной и потому испытывают общее реактивное действие. Следовательно, это очень плотные рои тел, в которых расстояния между составляющими лишь в несколько раз превосходят их размеры. Состав этих тел таков, что они способны давать взрывы уже при слабом облучении, выделяя газы, включающие наиболее распространенные в космосе H, C, N, O и другие преимущественно легкие элементы.

Такова вероятная структура комет. Подобные рои неустойчивых частиц, образованные из легких элементов при весьма низких температурах, никак не могут выбрасываться в результате вулканических извержений, выдерживая предварительно огромные нагревы, которые неизбежно должны были бы иметь место. Напротив, они могут возникать только при очень низких температурах в условиях практически межзвездного пространства на больших расстояниях от Солнца, где они могут неопределенно долгое время оставаться в устойчивом состоянии.

До сих пор о структуре кометных ядер можно было только строить более или менее вероятные предположения. Падение Тунгусской кометы 30 июня 1908 г., не оставившей после себя никаких сколько-нибудь значительных масс вещества, будет иметь большое значение также и для лучшего понимания кометных структур вообще.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Newton H.A.* Amer. J. Sci., 1878.
2. *Stromgren E.* Publ. Copenhagen observ., 1914, N 19.
3. *Eddington A.S.* Observatory, 1913, 36, 459.
4. *Proctor M., Crommelin A.C.* Comets. Their natur origin and place in the science of astronomy. London, 1937.
5. *Всехсвятский С.К.* Публ. Киевской обсерватории КГУ, 1953, 5, 8.
6. *Всехсвятский С.К.* Физические характеристики комет. М., Физматгиз, 1958.
7. *Beyer M.* Vistas Astron., 1956, 2.
8. *Орлов С.В.* О природе комет. М., Изд-во АН СССР, 1958.
9. *Richter N.* Vistas Astron., 1960, 3, 134.
10. *Martel M.* Ann. astrophys., 1960, 23, N 3.
11. *Lyttleton R.A.* Comets and their origin. Cambridge, 1953.

ОБ АНОМАЛЬНЫХ СВЕТОВЫХ ЯВЛЕНИЯХ, СВЯЗАННЫХ С ПАДЕНИЕМ ТУНГУССКОГО МЕТЕОРИТА*

До сих пор еще нет единого мнения о природе Тунгусского метеорита, несмотря на то что данные, относящиеся к этому явлению, происшедшему уже более полстолетия назад, едва ли могут быть теперь существенно дополнены.

В отношении атмосферных явлений прежде всего нужно установить, что именно в действительности может считаться связанным с Тунгусским падением. До сих пор еще высказываются мнения, что, например, аномально светлые ночи начались до падения Тунгусского метеорита. Вообще говоря, яркость ночного неба не остается постоянной, но постоянно колеблется в связи с солнечной активностью, облучением верхних атмосферных слоев жесткими солнечными радиациями и развитием полярных сияний. Например, за несколько дней до полного солнечного затмения 21 сентября 1941 г. наблюдалось интенсивное полярное сияние, хорошо видимое даже под низкими широтами, и яркость ночного неба значительно повысилась, очевидно, за счет резкого повышения интенсивности эмиссионных линий, постепенно спадая в последующие дни.

Резкое повышение 30 июня 1908 г. светимости ночного неба, наблюдавшееся на обширной площади, характеризовалось увеличением интенсивности непрерывного спектра и, следовательно, было обусловлено рассеянием солнечного света на пылинках, проникших в пределы земной атмосферы. Для выяснения реальной связи этого явления с Тунгусским падением Комитет по метеоритам АН СССР обратился в Королевскую обсерваторию, в Гринвиче, которая ранее занималась этим вопросом. В частности, было интересно выяснить, наблюдалось ли в Европе какое-либо повышенное свечение неба накануне и особенно за несколько часов до того, как Тунгусский метеорит упал в далекой сибирской тайге. В ответе, полученном от д-ра Эллисона, говорилось, что до Тунгусского

* Метеоритика, 1964, 24, 177-179.

падения яркость ночного неба ничем необыкновенным не отличалась и даже ночь 29 июня 1908 г. могла считаться вполне нормальной. Аномально большая яркость ночного неба, сделавшая невозможной фотографические наблюдения астрономов, наступила именно 30 июня 1908 г., т.е. немедленно после Тунгусского падения, и уже через сутки, по данным Эсклангона, уменьшилась в десятки раз, а затем совершенно исчезла и более никогда не повторялась.

В то же время распространение границы ночного свечения по долготе лишь до западной Ирландии (как установлено, на Атлантический океан аномальное свечение неба не распространилось), т.е. до географической долготы, соответствующей положению антитечки, и, кроме того, отсутствие всяких аномальных явлений этого рода к востоку от Ванавары (проверено, что даже в Иркутске небо оставалось нормальным) наглядно говорит о том, что это явление было обусловлено проникшим в высокие атмосферные слои облаком космической пыли, берущим начало от места Тунгусского падения и направленным в сторону, противоположную Солнцу.

Эти пылевые частицы должны были быть связаны с метеоритом еще до его встречи с Землей и двигаться от него со скоростью, весьма небольшой по сравнению с орбитальной скоростью Земли. В случае значительной скорости движения граница распространения светлых ночей должна была быть заметно смещена к востоку. Итак, эти явления, несомненно, указывают на то, что это был хвост кометы, который не может существовать самостоятельно, но непрерывно пополняется из кометного ядра, направляясь в сторону, противоположную Солнцу.

Частицы подобного хвоста не могут сравниваться даже с микрометеоритами, которые все же способны к самостоятельному существованию и к проникновению даже в нижние атмосферные слои после длительного торможения, начиная с высоты в несколько сот километров. Частицы хвоста Тунгусской кометы были задержаны, как показывает положение южной границы ночного свечения, на высоте около 600 км и затем, заметно снижаясь, должны были весьма скоро быть вытолкнуты обратно в межпланетное пространство давлением солнечной радиации. Вследствие этого уже в следующие ночи после Тунгусского падения условия вновь сделались нормальными.

Некоторые авторы без всякого на то основания предполагают, что Тунгусское падение ответственно не только за указанное выше аномальное свечение неба 30 июня 1908 г., но и за более ранние колебания в эмиссионной способности ионосферы, за развитие серебристых облаков, за изменения оптических свойств дневного неба, его степени поляризации, положения нейтральных точек и околосолнечных ореолов. В действительности подобные явления не могут вызываться одновременно одной и той же причиной.

Аномально светлые ночи, как указывалось выше, были обусловлены мельчайшими частицами пыли, привнесенными извне на короткое время на высоту в несколько сот километров. Между тем обычные метеорные

частицы задерживаются несравненно ниже, на высоте около сотни километров и, как было показано Бауэном, могут спуститься вплоть до низших атмосферных слоев лишь в течение месяца; серебристые облака обычно относятся к высоте 70–80 км и никак не проявляют себя в дневное время; поляризационные особенности дневного неба вызваны самой тропосферой, причем соответствующая эффективная высота увеличивается по мере приближения Солнца к горизонту, но не может превзойти 20 км; наконец, ореольные явления и общая атмосферная экстинкция определяются преимущественно самыми низкими атмосферными слоями.

Изменение оптических свойств дневного неба и общее значительное увеличение экстинкции на обширном пространстве земного шара наступило лишь значительно позднее Тунгусского падения. В результате мощного взрыва, происшедшего на высоте в 6–7 км, основная масса метеорита начала разноситься в нижней атмосфере на огромные расстояния, достигнув, например, западного побережья США только спустя приблизительно две недели.

Как известно, при высотных ядерных взрывах распространение продуктов взрыва на тысячи километров в высоких атмосферных слоях требует обычно нескольких суток. Так, например, возмущения в ионосфере, произведенные ядерным взрывом на Маршалльских островах 1 июля 1946 г., могли наблюдаться в районе Алма-Аты, т.е. на расстоянии около 8000 км, только в ночь с 3 на 4 июля. Перенос продуктов взрыва в нижней атмосфере, как это имело место в случае Тунгусского метеорита, происходит гораздо медленнее. Таким образом, совершенно ясно, что приписывать чисто тропосферные явления, как, например, изменения поляризации или экстинкции, взрыву Тунгусского метеорита в самый день 30 июня 1908 г. нет никаких оснований. Совокупность наблюдаемых оптических явлений определялась двумя причинами. Во-первых, рассеянным облаком мельчайших пылевых частиц, связанным с Тунгусским метеоритом, направленным в сторону, противоположную Солнцу. Это облако проявило себя только в день падения и притом только на высотах в несколько сот километров. Оно покрывало лишь совершенно определенную область земного шара. Во-вторых, более грубыми частицами вещества, возникшими в результате взрыва в тропосфере. Эти частицы затем медленно и постепенно разносились атмосферными потоками по всей земной поверхности, преимущественно в северном полушарии.

Как видно из изложенного, против кометной версии Тунгусского падения нельзя выставить никаких серьезных возражений. Напротив, вся совокупность собранных фактов убедительно подтверждает кометную природу Тунгусского метеорита.

ОБ ОРБИТЕ ТУНГУССКОГО МЕТЕОРИТА*

Относительно падения Тунгусского метеорита, имевшего место в далекой Сибирской тайге, достоверно известно, что оно произошло 30 июня 1908 г. в $0^h 17^m$ мирового времени, как это было отмечено на сейсмограмме Иркутской обсерватории и могло быть выведено по барограммам многих метеорологических станций, в особенности Потсдамской, зарегистрировавшей как прямую, так и обратную барическую волну. Место падения можно принять соответствующим $101^{\circ}57'$ з.д. и $60^{\circ}55'$ с.ш., как это получается на основании радиального вывала леса, открытого Куликом в его первую экспедицию 1927 г.

Гораздо менее определенны данные о видимом движении Тунгусского болида. Первые сведения об этом собраны директором Иркутской магнитно-метеорологической обсерватории Вознесенским, который установил, что в общем это движение происходит с юга на север. Позднее Астапович, рассмотрев совокупность имевшихся показаний очевидцев, пришел к заключению, что Тунгусский метеорит, вероятнее всего, летел с юго-юго-запада на северо-северо-востока, но Кринов нашел более вероятным направление движения с юго-востока. Это его заключение основано главным образом на том факте, что в г. Киренске, расположенном на юго-восток от Ванавары, близкой к месту падения, некоторые очевидцы видели хвост пролетевшего болида как раз в вертикальной плоскости.

Во всяком случае несомненно, что болид летел в общем с юга на север и его видимый радиант составлял сравнительно небольшой угол с апексом орбитального движения Земли. Кроме того, поскольку полет его в атмосфере происходил на протяжении сотен километров, соответствующая наклонность к горизонту была, очевидно, небольшая и едва ли превосходила 20° . Очевидно, что судить о скорости полета на основании показаний очевидцев того времени совершенно не представляется возможным. Можно только предполагать, что, судя по энергии взрыва и огромным разрушениям в месте падения, эта скорость была достаточно велика, хотя и не могла превосходить параболическую при встречном движении, т.е. около 70 км/с.

При подобных крайне неопределенных данных, очевидно, невозможно определить сколько-нибудь надежным образом орбиту Тунгусского метеорита, представляющую его гелиоцентрическое движение. Можно, однако, рассмотреть несколько вариантов подобных орбит исходя из наиболее вероятных исходных условий. Нами вычислены шесть подобных вариантов в предположении, что во всех случаях зенитное расстояние радианта болида составляет 70° , но азимуты равны 0, 20 и 40° , считая от южной точки меридиана к востоку. Кроме того, гелиоцентрическая скорость метеорита на расстоянии радиуса земной орбиты принималась равной соответствующей круговой, т.е. 29,8 (орбитальная скорость Земли), или же

* Метеоритика, 1964, вып. 25, 163–167.

параболической, т.е. 42,2 км/с. Было бы крайне невероятно предполагать эту скорость меньше круговой, так как подобные космические тела — метеориты, астероиды, а тем более кометы — в природе фактически не встречаются. К тому же, как указано выше, против малой гелиоцентрической скорости, а следовательно, тем более малой относительной скорости встречи с Землей, говорит исключительно большая энергия, проявившаяся при падении Тунгусского метеорита, которая во всяком случае должна быть связана с его кинетической энергией.

Поэтому можно предполагать, что совокупность указанных вариантов движения Тунгусского метеорита действительно характеризует особенности его движения в солнечной системе.

При помощи постоянных таблиц Виртца¹ находим для соответствующей даты и момента времени следующие экваториальные координаты Солнца:

$$\alpha_{\odot} = 6^{\text{h}}33^{\text{m}}59^{\text{s}} = 98^{\circ}29'45'', \quad \delta_{\odot} = +23^{\circ}13,2'$$

и его часовой угол

$$t_{\odot} = 74^{\circ}37'0''.$$

Аналогичным образом находим координаты α_T, δ_T апекса движения Земли:

$$\sin \delta_T = \sin(l_{\odot} - 90^{\circ}) \sin \epsilon,$$

$$\operatorname{tg} \alpha_T = \operatorname{tg}(l_{\odot} - 90^{\circ}) \cos \epsilon,$$

где эклиптикальная долгота Солнца l_{\odot} дается очевидным соотношением

$$\cos l_{\odot} = \cos \alpha_{\odot} \cos \delta_{\odot},$$

и затем часовой угол апекса Земли

$$t_T = S - \alpha_T,$$

где S — местное звездное время, находимое также по таблицам Виртца.

Для нахождения координат истинного радианта метеорита в той же системе сначала находим положение его видимого радианта

$$\sin \delta_m = \cos z \sin \varphi - \sin z \cos \varphi \cos A, \quad \cos \delta_m \sin t_m = \sin z \sin A,$$

затем определяем угловое расстояние θ между этим видимым радиантом M и апексом T :

$$\cos \theta = \sin \delta_T \sin \delta_m + \cos \delta_T \cos \delta_m \cos(t_T + t_m)$$

(в рассматриваемом случае T и M находятся по разным сторонам от южного меридиана).

Далее находим вспомогательный угол ψ при точке T апекса внутри сферического треугольника PTM :

$$\sin \psi = [\cos \delta_m \sin(t_m + t_T)] / \sin \theta.$$

¹ Wirtz C. Tafeln u. Formeln aus Astronomie u. Geodäsie, Berlin, 1918.

Рассмотрим теперь плоский треугольник (рисунок), составленный векторами гелиоцентрического движения Земли v_T и метеорита v_m , пересекающимися в точке T . Вектор AM представляет относительное движение метеорита.

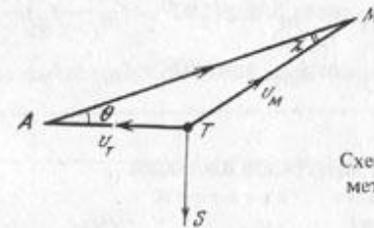


Схема относительного движения метеорита и Земли

Для нахождения истинного радианта нужно лишь продолжить сторону TM в сферическом треугольнике PTM в сторону, противоположную апексу, т.е. увеличить ее на дополнительный угол χ :

$$\sin \chi = (v_T/v_m) \sin \theta.$$

В случае круговой скорости метеорита $\chi = \theta$, а при параболической скорости

$$\sin \chi = \sin \theta / \sqrt{2}.$$

Таким образом, координаты истинного радианта δ_{m_1} и t_{m_1} будут

$$\sin \delta_{m_1} = \cos(\theta + \chi) \sin \delta_T + \sin(\theta + \chi) \cos \delta_T \cos \psi,$$

$$t_{m_1} = \zeta - t_T,$$

$$\sin \zeta = \frac{\sin(\theta + \chi) \sin \psi}{\cos \delta_{m_1}}, \quad \cos \zeta = \frac{\cos(\theta + \chi) - \sin \delta_T \sin \delta_{m_1}}{\cos \delta_T \cos \delta_{m_1}}.$$

Итак, в одной и той же экваториальной системе координат находим положение Солнца (S), апекса земного движения T и истинного радианта M_1 (зенитное притяжение не учитывается вследствие его малости).

Для вычисления элементов орбиты метеорита выбираем пространственную систему координат. Ось x направлена от Солнца по радиус-вектору Земли, ось y — по направлению касательной земного движения, т.е. в сторону апекса Земли, ось z — по перпендикуляру к плоскости, образованной (x, y), и именно в направлении северного полушария. Координаты точек на небесной сфере, представляющие эти направления от x и y , будут

$$\delta_x = -\delta_{\odot}, \quad \delta_y = \delta_T,$$

$$t_x = 180^{\circ} - t_{\odot}(W), \quad t_y = t_T(W),$$

и координаты направления движения метеорита

$$-\delta_{m_1} \text{ и } (180^\circ - t_{m_1})(W).$$

Направляющие косинусы α, β, γ движения метеорита в этой системе будут

$$\cos \alpha = -\sin \delta_x \sin \delta_{m_1} + \cos \delta_x \cos \delta_{m_1} \cos (180^\circ - t_{m_1} - t_x),$$

$$\cos \beta = -\sin \delta_y \sin \delta_{m_1} + \cos \delta_y \cos \delta_{m_1} \cos (180^\circ - t_{m_1} - t_y),$$

$$\cos \gamma = \sqrt{1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta}.$$

Исходя из известных выражений интегралов площадей

$$y \frac{dx}{dt} - x \frac{dy}{dt} = C \cos i,$$

$$z \frac{dy}{dt} - y \frac{dz}{dt} = C \sin \Omega \sin i,$$

$$x \frac{dz}{dt} - z \frac{dx}{dt} = -C \cos \Omega \sin i,$$

причем $C = -\sqrt{k^2 m_\odot p}$, и, принимая во внимание, что $x = R, y = 0, z = 0$, $dx/dt = v_m \cos \alpha$, $dy/dt = v_m \cos \beta$, $dz/dt = v_m \cos \gamma$ и, кроме того, $\Omega = 0$, найдем

$$\operatorname{tg} i = \cos \gamma / \cos \beta.$$

Этим определяется угол наклона орбиты метеорита к плоскости эклиптики.

Далее, из тех же уравнений имеем

$$\frac{p}{R} = \frac{R v_m^2 \cos^2 \gamma}{\sin^2 i k^2 M_\odot},$$

где R — радиус земной орбиты, равный $1,5 \cdot 10^{13}$ см, и $k^2 M_\odot = 1,334 \cdot 10^6$.

Определив параметр p в единицах радиуса земной орбиты, можно найти также эксцентриситет e , поскольку

$$p = a(1 - e^2)$$

и большая полуось a находится из выражения для интеграла живых сил

$$v_m^2 = 2k^2 M(1/R - 1/2a).$$

В рассматриваемых выражениях

$$a/R = 1 \text{ или } a/R = \infty,$$

и тогда

$$e = \sqrt{1 - p/R} \text{ или } e = 1,$$

а расстояние перигелия

$$q = p/(1 + e) \text{ или } q = p/2.$$

Наконец, относительная скорость встречи с Землей определяется как

$$v_r = \frac{\sin(\theta + \chi) v_t}{\sin \chi}, \quad v_t = 29,8 \text{ км/с}.$$

Результаты вычислений согласно этим формулам представлены в таблице.

A°	i	q	e	a	v_r , км/с
Круговая скорость					
0	142 ⁰ 53	0,6644	0,3356	1	55,8
20	113 47	0,2624	0,738	1	47,5
40	55 35	0,171	0,829	1	34,8
Параболическая скорость					
0	148 ⁰ 49	0,916	1,000	∞	68,7
20	129 12	0,540	1,000	∞	61,9
40	91 20	0,237	1,000	∞	51,9

Примечание. Zenитное расстояние видимого движения метеорита во всех случаях принимается равным 70° , а значение относительной скорости встречи с Землей — без учета земного притяжения. A — азимуты видимого радианта, i — углы наклона орбиты к плоскости эклиптики, q — перигелийное расстояние, e — эксцентриситет, a — большие полуоси, v_r — относительные скорости встречи с Землей.

Как видно для всех рассмотренных вариантов, между которыми, по-видимому, должна заключаться истинная орбита, движение Тунгусского космического тела оказывается обратным или, во всяком случае, с очень большим углом наклона. Подобный характер движения совершенно не свойствен обычным метеоритам, представляющим продукты распада астероидов, но довольно обычен в случае комет.

ПРОБЛЕМЫ ПАДЕНИЯ ТУНГУССКОГО МЕТЕОРИТА*

1. Тунгусская катастрофа, произведенная взрывом космического тела 30 июня 1908 г., изучалась многими экспедициями, которые организовывались преимущественно Комитетом по метеоритам АН СССР (КМЕТ), начиная с пионерских работ Кулика 1927 г. и последующих лет. Относительно этого явления высказывались разнообразные мнения. Кулик, естественно, считал, что оно было произведено падением обычного метеорита и в этом направлении ориентировал свою исследовательскую ра-

* Астрон. журн., 1966, 43, № 2, 242–265.

боту вплоть до поисков предполагаемых метеоритных масс, которых в действительности не оказалось. В дальнейшем при сопоставлении всех явлений, связанных с этой катастрофой, стало ясным, что наиболее вероятное заключение о ее причине — столкновение с Землей небольшой кометы, пылевой хвост которой, ориентированный приблизительно в сторону, противоположную Солнцу, проник в высокие слои земной атмосферы и обусловил аномальное сумеречное свечение неба как раз в ночь на 1 июля 1908 г. Однако и в этой версии оставались некоторые невыясненные обстоятельства, которые подлежат дальнейшему обсуждению. В настоящее время экспедиционная работа на месте катастрофы, по существу, закончилась, опрос новых очевидцев по истечении почти 60 лет после происшествия уже не имеет смысла, нового фактического материала ожидать больше нельзя и поэтому необходимо попытаться подвести окончательные итоги.

2. Вероятная траектория движения Тунгусского метеорита. Фактический материал. Для суждения о вероятной орбите необходимо иметь представление о видимой траектории движения в земной атмосфере и скорости полета. Место падения и соответствующий момент известны точно. Нужно принять лишь направление траектории, о чем, к сожалению, вполне достоверных данных нет. Имеются: 1) показания очевидцев катастрофы 1908 г., причем лишь двое опрошены непосредственно (Кежма и Нижне-Илимск) и четверо (Каменка, Малышевка, Киренск, Нижнекарелина) — через других лиц. Эти показания, сделанные под непосредственным впечатлением от явления, представляют наибольшую достоверность; 2) довольно многочисленные данные, представляющие или личные воспоминания о явлении спустя несколько десятков лет, или изложения сохранившихся слухов о нем; подобный материал гораздо менее достоверен; 3) представления об ориентировке траектории метеорита по отношению к странам света, выводимые на основании данных по вывалу леса на месте катастрофы на площади всего лишь около 50 км в диаметре.

Рассмотрим сначала выводы, которые можно сделать на основании наиболее достоверных данных, т.е. показаний очевидцев катастрофы 1908 г. [1]. Расположение мест, где собирались сведения, указано на прилагаемой карте (рис. 1). Показания можно суммировать следующим образом: Каменка — летел на восток, оторвался от Солнца; Кежма — летел с юга на север, высоко в небе; Малышевка — летел к востоку; Нижне-Илимск — видели к востоку, движение косвенно к горизонту; Киренск — наблюдали на северо-западе огненный столб; Нижнекарелина — движение на северо-запад сверху вниз в виде трубы.

Расстояние между Каменкой и Кежмой около 300 км. В момент падения высота Солнца из этих пунктов составляла соответственно 25 и 28°. Если в Каменке казалось, что метеорит "оторвался" от Солнца, значит он был в стороне Солнца и немного ниже его, может быть, под углом $\alpha = 20^\circ$ к горизонту. В Кежме в то же время он отмечался "высоко в небе", следовательно, как будто значительно выше, чем в Каменке. Если взять, на-

пример, его высоту β в Кежме 40° , то расстояние s метеорита к востоку от этого пункта будет

$$s = 300 \operatorname{tg} \alpha / (\operatorname{tg} \beta - \operatorname{tg} \alpha) = 230 \text{ км.}$$

Другой подход может быть следующим. Можно наметить примерную высоту летящего болида, при которой он мог представляться раскаленным и быть замеченным днем как светящееся тело на больших расстояниях. Обычные болиды появляются на высоте 30–40 км, едва ли выше. В данном случае примем завышенное значение для высоты свечения около 60–80 км. Тогда при высоте над горизонтом 40° для Кежмы болид мог находиться от этого пункта к востоку лишь на 95 км. Для получения прежнего числа 200 км, как расстояния к востоку от Кежмы, нужно, чтобы это "высоко в небе" соответствовало всего лишь 22° над горизонтом.

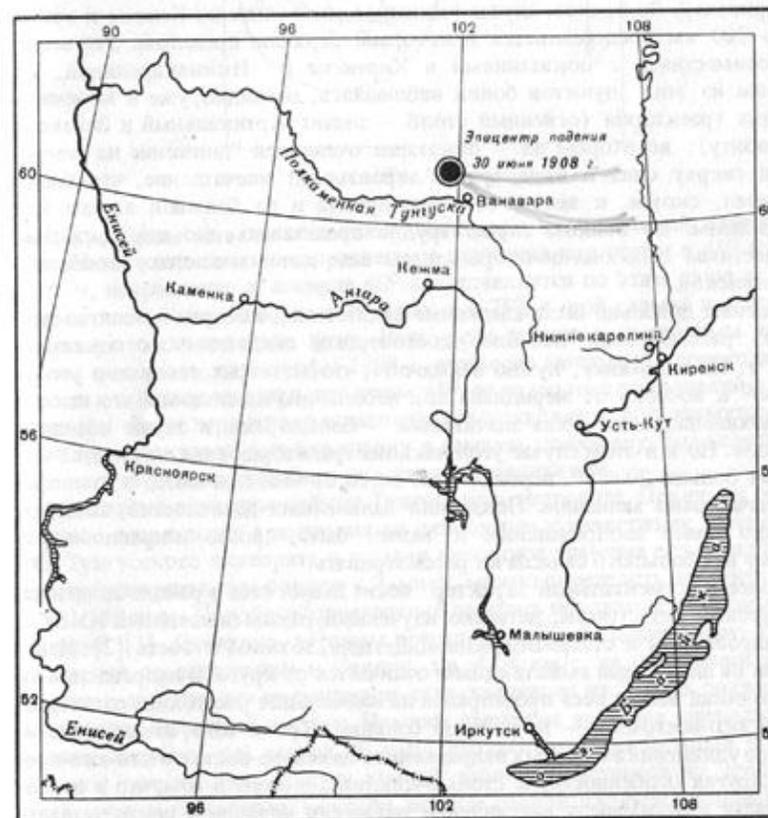


Рис. 1

Однако в Малышевке видели, что метеорит летел к востоку (очевидно, по направлению к северу), где он упал. Так как Малышевка приблизительно на 800 км южнее места падения, а метеорит представлялся там по крайней мере на востоке, если еще не южнее, то, следовательно, полет его можно было проследить на протяжении не менее 800 км в атмосфере. При этом высота болида могла измениться максимум в пределах от 80 до 10 км (высота взрыва), что соответствует углу наклона траектории всего лишь в 5° . Это представляется маловероятным. Нужно поэтому принять, что Тунгусский метеорит появился значительно выше обычных болидов или что свидетельские показания неверны и в действительности его видели из Малышевки не на востоке, а гораздо ближе к северу. Тем не менее болид не мог быть высоко над земной поверхностью, наблюдаясь из Кежмы, поскольку до этого он пролетел уже довольно значительную часть своей траектории и в промежуточном пункте — Нижне-Илимске — по непосредственным показаниям, летел наклонно к горизонту. Во всяком случае указанное расстояние от Кежмы к востоку в 200 км представляется некоторым верхним пределом. Эти выводы совместимы с показаниями в Киренске и Нижнекарелиной. В первом из этих пунктов болид наблюдался, очевидно, уже в конечном участке траектории (огненный столб — значит вертикальный и близко к горизонту); во втором же — показание очевидцев "движение на северо-запад сверху вниз в виде трубы" производит впечатление, что болид пролетел, скорее, к западу от этого пункта и на большой высоте над горизонтом. Во всяком случае трудно представить, что эти показания совместимы с положением траектории еще далее к востоку от Нижне-Карелинской.

Таковы довольно неопределенные заключения, которые можно вывести из рассмотрения наиболее достоверных свидетельских показаний 1908 г. По-видимому, нужно заключить, что метеорит летел под углом $30-40^\circ$ к востоку от меридиана под небольшим наклоном и что высота его появления была очень значительна — больше, чем в случае обычных болидов. Но и в этом случае угол наклона траектории едва ли может быть принят больше $20-25^\circ$, вероятней же всего он был при входе в атмосферу значительно меньшим. Показания дальнейших десятилетий, конечно, гораздо более неопределенны и, может быть, просто неправильны, и потому нет большого смысла их рассматривать.

Более документальный характер носит вывал леса в районе эпицентра Тунгусской катастрофы, детально изученный рядом экспедиций КМЕТ и суммированный в статье Бояркиной, Демина, Зоткина и Фаста [2]. Нанесенная на план схема вывала сильно отличается от круга. В направлении на северо-запад вывал леса простирался на наименьшее расстояние от эпицентра, в юго-восточном — на гораздо большее. Кроме того, имеется значительное удлинение в боковых направлениях на северо-восток и юго-юго-восток. Другая особенность, не столь очевидная, состоит в том, что в передней части диаграммы в направлении движения метеорита центр радиального вывала довольно хорошо проходит через намеченную на диаграмме

точку эпицентра, в то время как в задней части центр радиального вывала довольно определенно сдвинут на несколько километров в сторону в юго-восточном направлении.

Если сравнить подобную картину с той, которая получается при экспериментах с моделями тайги, над которой происходит взрыв, вызываемый детонирующим шнуром, протянутым в определенном направлении под небольшим наклоном, то представляется несомненным, что движение Тунгусского метеорита должно было происходить с юго-востока на северо-запад.

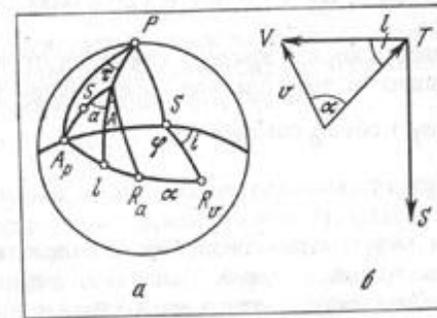


Рис. 2

Хотя схема вывала леса имеет несколько неправильный характер и ее можно согласовать с направлением движения под углом в 45° к меридиану, направление в азимуте 60° представляется по этим данным более вероятным. Углы азимута в 30° , как и в 75° , с этой схемой вывала леса согласуются значительно хуже. Итак, если по непосредственным показаниям очевидцев катастрофы 1908 г. движение метеорита происходило не далее к востоку как под азимутом 45° , то по анализу разрушений в месте падения более вероятное направление представляется под азимутом 60° . Наклон траектории при вхождении в земную атмосферу был невелик, но к месту взрыва должен был, естественно, увеличиться.

3. Разные варианты орбиты Тунгусского метеорита. Принимая определенное направление траектории по отношению к известному месту взрыва Тунгусского метеорита и задавая вероятное значение его гелиоцентрической скорости при встрече с Землей, можно определить элементы орбиты этого тела. Подобные определения делались неоднократно разными авторами [3]. Очевидно, верхним пределом скорости должна быть параболическая по отношению к Солнцу, т.е. $42,4$ км/с, на расстоянии земной орбиты, так как все космические тела, падающие на Землю, должны принадлежать солнечной системе. Нижним пределом является, очевидно, круговая скорость, т.е. равная 30 км/с, что соответствует большой полуоси, равной единице, т.е. радиусу земной орбиты. Действительно, среди всех возможных астероидов, которые, вообще говоря, являются родоначальниками метеоритов, встречаются в виде исключения немногие с подобными

большими полуосями: Аполлон — 1,481, Адонис — 1,969, Гермес — 1,290, Географос — 1,244 и Икар — 1,078. Астероидов с меньшими полуосями, по-видимому, не имеется. Однако вероятнее, что орбита Тунгусского тела более приближалась к параболической.

Определим элементы орбиты исходя из следующих элементарных соображений. Задаются координаты на земной поверхности места падения, т.е. эпицентра T (рис. 2, а): широта $60,9^\circ$, долгота $101,9^\circ$; местное время 7 ч 8 мин утра, следовательно, часовой угол Солнца t_\odot к востоку от места падения был 73° . Склонение солнца δ_\odot составляло 23° . Имеем также, что апекс A_p земного движения, лежащий на эклиптике на 90° к западу от Солнца, имеет координаты $\delta_A = +3^\circ$ и $\tau = 17^\circ$ — часовой угол к западу от меридиана эпицентра.

Угловое расстояние s апекса земного движения от эпицентра и угла a при точке T (внешний в треугольнике TPA_p) находим из выражения

$$\cos s = \sin \delta_A \sin \varphi_T + \cos \delta_A \cos \varphi_T \cos \tau,$$

$$\sin s \sin a = \cos \delta_A \sin \tau.$$

Называя буквами A — угол азимута видимого радианта метеорита R_a и z — его зенитное расстояние, которые принимаются в различных вероятных вариантах, находим сначала угловое расстояние l между R_a и A_p

$$\cos l = \cos s \cos z + \sin s \sin z \cos(a + A)$$

и затем координаты видимого радианта в той же экваториальной системе, а именно: широту φ_{R_a} (если этот радиант спроектировать на земную поверхность) и Δt — часовой угол по отношению к меридиану эпицентра:

$$\sin \varphi_{R_a} = \cos z \sin \varphi_T - \sin z \cos \varphi_T \cos A,$$

$$\cos \varphi_{R_a} \sin \Delta t = \sin z \sin A.$$

Задаем теперь гелиоцентрическую скорость v метеорита при встрече его с Землей, которая движется по своей круговой орбите со скоростью V (см. рис. 2, б). Тогда угол a между видимым и истинным радиантом R_p будет

$$\sin a = \frac{V}{v} \sin l.$$

Для определения координат истинного радианта метеорита сначала находим вспомогательный угол β при точке A_p в треугольнике $A_p P R_a$, в котором координаты всех вершин уже известны,

$$\cos \beta = (\sin \varphi_{R_a} - \sin \delta_A \cos l) / \cos \delta_A \sin l,$$

а затем из аналогичных выражений, но относящихся к треугольнику

$A_p P R_p$, находим координаты φ_{R_p} и t_{R_p} , а именно:

$$\sin \varphi_{R_p} = \sin \delta_A \cos(l + a) + \cos \delta_A \sin(l + a) \cos \beta,$$

$$\cos t_{R_p} = [\cos(l + a) - \sin \delta_A \sin \varphi_{R_p}] / \cos \delta_A \cos \varphi_{R_p}.$$

Наконец, угловое расстояние φ между положением Солнца на той же сфере и истинным радиантом метеорита дается формулой

$$\cos \varphi = \sin \delta_s \sin \delta_R + \cos \delta_s \cos \delta_R \cos t_{R_p},$$

а угол между этой дугой, представляющей проекцию на сфере плоскости орбиты метеорита с эклиптикой, т.е. угол наклона орбиты к эклиптике i , получаем из очевидного выражения

$$-\cos i = \cos(l + a) / \sin \varphi.$$

Все предыдущие выражения требуют решения сферических треугольников. Поскольку исходные данные, как мы видели, чрезвычайно неуверенны, совершенно достаточно пользоваться графическими методами, например, применять известную сетку Каврайского, дающую точность до $0,1-0,2^\circ$. Эта сетка особенно удобна в тех случаях, когда требуется решать большое число аналогичных треугольников. Далее, принимаем во внимание, что из интеграла живых сил

$$v^2 = 2k^2 M/R - k^2 M/a$$

следует выражение для гелиоцентрической скорости v на расстоянии радиуса земной орбиты R

$$v^2 = 2k^2 M/R \text{ при } a = \infty, \quad v^2 = k^2 M/R \text{ при } a = R,$$

находим из интеграла площадей

$$Rv \sin \varphi = \sqrt{k^2 M p},$$

что параметр орбиты метеорита равен

$$p = 2R \sin^2 \varphi \text{ при } a = \infty$$

или

$$p = R \sin^2 \varphi \text{ при } a = R.$$

Вообще же

$$p = R^2 \sin^2 \varphi (2/R - 1/a).$$

Наконец, угловое расстояние ω перигелия орбиты метеорита от узла должно равняться истинной аномалии, так как метеорит в момент встречи с Землей находится в узле. Следовательно, из уравнения эллиптическо-

го движения

$$R = p/(1 + e \cos \theta), \text{ где } \theta = \omega,$$

имеем

$$\cos \omega = p/R - 1 \text{ при } a = \infty$$

или

$$\cos \omega = (p/R - 1)/e \text{ при } a = R.$$

Кроме того, представляет интерес учесть также влияние земного притяжения на скорость и направление движения метеорита, приближающегося к Земле. Относительная скорость метеорита будет, очевидно,

$$v_r = \frac{\sin(a + l) V}{\sin a} = \frac{\sin(a + l) v}{\sin l}.$$

Эту скорость можно рассматривать как гиперболическую по отношению к Земле, которую метеорит мог бы иметь на бесконечном от нее расстоянии. Следовательно, большая полуось соответствующей гиперболы есть

$$a_1 = k^2 M_1 / v_r^2,$$

где M_1 — масса Земли. При сближении с Землей на расстояние ее радиуса R_1 скорость движения становится v' :

$$v'^2 = 2 k^2 M_1 / R_1 + k^2 M_1 / a_1 = 2 k^2 M_1 / R_1 + v_r^2.$$

Но первый член в правой части представляет параболическую скорость по отношению к Земле v_c , равную 11,2 км/с. Итак,

$$v'^2 = v_c^2 + v_r^2.$$

С такой скоростью v' метеорит попадает в земную атмосферу.

Ниже приводятся различные элементы орбиты Тунгусского метеорита, определенные, согласно указанному выше методу, в предположении, что траектория его отклонялась от меридиана к востоку на 45, 60 и 75°, причем наклон ее к земной поверхности принимался равным 60 и 75°, а гелиоцентрические скорости соответствовали параболической и круговой орбитам, т.е. на расстоянии Земли от Солнца составляли 42,4 и 30 км/с (табл. 1).

Кроме того, мною были ранее вычислены элементы орбиты в тех же предположениях относительно скорости движения, но для направления траектории $A = 20$ и 40° при ее наклоне $z = 70^\circ$ (табл. 2).

Из этих таблиц видно, что если гелиоцентрическая скорость метеорита была достаточно велика, особенно если она приближалась к параболической, что представляется наиболее вероятным, то при углах азимута около 40–45° наклонность его орбиты к эклиптике была весьма значительной. Никакие астероиды или обычные метеориты не могут иметь такую большую наклонность. Как видно, при $A = 20^\circ$ наклонность оказывается даже

больше 90° , что соответствует обратному направлению движения. При больших азимутах наклонность делается сравнительно незначительной.

Далее, во всех возможных случаях угол φ — угловое расстояние от Солнца — оказывается сравнительно небольшим, во всяком случае, лежащим в первом квадранте. Таким образом, метеорит при встрече с Землей исходит из точки неба, сравнительно близкой к Солнцу, пройдя уже свой перигелий. Этот случай аналогичен комете Мркосу, которая, несмотря на свою огромную яркость и большое приближение к Солнцу, могла быть обнаружена только при таких же обстоятельствах, когда она уже обогнула Солнце и вышла за пределы земной орбиты.

Интересно далее отметить, что во всех случаях эксцентриситет орбиты Тунгусского метеорита оказывается очень большой, даже если принять скорость, близкую к орбитальной скорости Земли. Для астероидов такая эксцентриситет очень маловероятна. Действительно, только такие исключительные астероиды, как Адонис и Икар, имеют эксцентриситеты, соответственно равные 0,780 и 0,828, остальные же гораздо меньше. Таким образом, даже крайне неопределенные данные, имеющиеся в нашем распоряжении, все же позволяют сделать заключение, что орбита Тунгусского тела была совершенно несвойственна астероидам и, следовательно, обычным метеоритам.

Представляет интерес принять определенную скорость проникновения Тунгусского метеорита в земную атмосферу (последние столбцы табл. 1, 2). Можно заключить, что эта скорость почти наверное заключалась в пределах от 30 до 40 км/с. По-видимому, она никак не могла быть столь низкой, как 20 км/с, и крайне невероятно, чтобы доходила до 50 км/с. Оценить освобожденную при торможении энергию всего вероятнее, приняв относительную скорость равной 40 км/с.

4. Аномальное ночное свечение 30 июня 1908 г. Фактический материал. Необходимо дать детальное объяснение аномальному свечению ночного неба в ночь с 30 июня на 1 июля 1908 г. в связи с падением Тунгусского метеорита. В отношении этого явления имеется большая литература [4]. Первоначальные данные о нем были собраны Эсклангоном [5] и доложены на заседании Парижской академии наук 6 июля 1908 г., когда еще никаких сведений о падении Тунгусского метеорита получено не было.

Эсклангон, квалифицированный астроном (в дальнейшем директор Парижской обсерватории), констатировал, что 1 июля в Бордо были яркие сумерки такой интенсивности, что в 9 ч 56 мин вечера местного времени можно было свободно читать на расстоянии 30 см от глаз, а на другой день при тех же метеорологических условиях такая же яркость ночного неба была на 41 мин ранее.

Принимая широту Бордо $44,8^\circ$, склонение Солнца $23,2^\circ$ и его часовой угол в указанный момент $148,15^\circ$, находим, что погружение Солнца под горизонт в момент, указанный Эсклангоном, составляло $16,1^\circ$. Это соответствует фактически прекращению астрономических сумерек. На другой день на 41 мин ранее погружение Солнца должно было быть меньше на $4,2^\circ$, т.е. $11,9^\circ$. Сумеречные кривые яркости при нормальных

Таблица 1

A°	a	α°	φ°	i°
$z = 60^\circ$				
45	∞	39	15,8	71,5
60	∞	43,5	23,2	23,3
75	∞	45	33,2	6,6
45	R	61,2	30,5	26,8
60	R	76,5	55,2	7,8
$z = 75^\circ$				
45	∞	39	32,9	70
60	∞	43,5	36,8	38
75	∞	45	44,9	18,3
45	R	61,2	44,3	39,1
60	R	76,5	64,0	13

Примечание: A – азимут, a – большая полуось, α – угол между видимым и истинным радиантом, φ – угловое расстояние истинного радианта от Солнца, i – наклонность орбиты к эклиптике, ω – расстояние перигелия от узла, e – эксцентриситет, p – параметр орбиты, v_r – относительная скорость встречи с Землей, v' – та же скорость с учетом притяжения Земли.

Таблица 2

A°	a	α°	φ°	i°
$z = 70^\circ$				
40	∞	35,7	14,8	86,9
20	∞	25,2	48,6	119,9
40	R	55,5	50,1	59,1
20	R	37,1	43,0	63,7

условиях характеризуются почти линейным ходом логарифма яркости в различных точках неба в функции депрессии Солнца под горизонт. На основании подобных кривых, выбранных для визуальной области спектра, находим, что при смещении Солнца на $4,1^\circ$ по зенитному расстоянию яркость сумерек изменяется в 34 раза. Нужно заметить, что эти данные относятся к Бордо, который находится примерно на южной границе области распространения аномально светлых ночей.

Другое подробное описание этого явления было дано Зюрингом [6] и де Руа [7], из которого, однако, не представляется возможным сделать выводы фотометрического характера. Можно только считать несомненным, что понижение освещенности в смежные дни происходило чрезвычайно быстро и что имело место полное различие с явлением выброса тонкой вулканической пыли при известных извержениях Монт Пеле 1902 г. и Кракатау 1883 г. Например, в 1902 г. аномальные явления продолжались целых полгода с отдельными максимумами и минимумами [7].

ω°	e	p/R	v_r км/с	v' км/с
$z = 60^\circ$				
148,4	1	0,1487	47,1	48,4
133,6	1	0,3091	37,2	38,8
113,7	1	0,5979	28,8	30,9
149,5	0,862	0,2575	28,5	30,6
124,8	0,571	0,6744	13,8	17,8
$z = 75^\circ$				
114,3	0,1	0,0903	47,1	48,4
106,4	1	0,7176	37,2	38,8
90,2	1	0,9964	28,8	30,9
135,6	0,715	0,4886	28,5	30,6
116,0	0,438	0,8085	13,8	17,8

ситет, p – параметр орбиты, v_r – относительная скорость встречи с Землей, v' – та же скорость с учетом притяжения Земли.

ω°	e	p/R	v_r км/с	v' км/с
$z = 70^\circ$				
118,9	1	0,514	51,1	52,3
42	1	1,744	61,9	62,9
135,4	0,715	0,491	33,7	35,5
137,0	0,731	0,465	47,5	48,8

Согласно Бушу [8], в Арнсберге свечение производилось вследствие рассеяния света пылевыми частицами в очень высоких атмосферных слоях, которые слились со светящимися облаками. Движение этих облаков происходило с северо-востока в западном направлении.

Имеются также и другие данные, говорящие о том, что при аномальном свечении 30 июня 1908 г. не было никакого усиления эмиссионных линий ночного неба. Если это так, то пылевая природа аномального свечения является совершенно несомненной.

Комитет по метеоритам АН СССР в 1960 г. предпринял детальный опрос различных учреждений и отдельных лиц в разных странах. В США при содействии О.Л. Струве была напечатана опросная анкета. В результате выяснилось, что ни в США, ни в странах, расположенных восточнее места падения, ни в южном полушарии никаких аномалий свечения ночного неба не наблюдалось. Согласно письменному ответу королевского астронома проф. Ф. Вилли (Гринвич, Англия), обследование судовых журналов английского флота, бывшего в указанные дни в Атлантике, не обнару-

жило ничего аномального. Кроме того, по свидетельству ряда лиц, в Англии в ночь с 29 на 30 июня также не было ничего необычного. Между тем момент падения Тунгусского метеорита соответствовал местной полуночи для западной границы Ирландии и всего 0 ч 17 мин для Гринвичской обсерватории. В этой области, однако, поразительно светлая ночь проявилась только на следующие сутки.

Южная граница аномального свечения неба в Западной Европе проходила, по-видимому, непосредственно южнее Бордо, примерно на широте 44° , в Средней Азии, где-то южнее Ташкента, где в ночь на 30 июня наблюдения с нормальным астрографом оказались невозможными.

5. Границы проникновения пылевого кометного хвоста в атмосферу Земли. Наиболее вероятное объяснение аномальным светлым ночам, связанным с падением Тунгусского метеорита, заключается в предположении, что этот метеорит был в действительности небольшой кометой с пылевым хвостом, направленным в сторону, противоположную Солнцу. Проникновение подобных пылевых частиц в земную атмосферу определяется их скоростью встречи с Землей, т.е. их видимым радиантом, положение которого может быть легко получено, если задать вероятную скорость v_r , с которой пылевые частицы покидают кометное ядро.

Если R_p представляет положение на небесной сфере истинного радианта метеорита и S — положение Солнца на эклиптике (рис. 3, а), то истинный радиант, характеризующий движение пылевой частицы, определяется точкой $R_{p'}$, лежащей на большом круге и определяемой из треугольника Tvv' как угол $\angle R_p R_{p'} = \angle v T v'$ (рис. 3, б). Зная скорость v' пылевых частиц, находим, таким образом, положение видимого радианта $R_{a'}$, лежащего на большом круге. Не делая детальных вычислений, можно заключить, что видимое направление встречи Земли с частицами кометного хвоста будет лишь незначительно отличаться от видимого радианта, установленного ранее.

Очевидно, что область проникновения пылевых частиц в земную атмосферу может заключаться в пределах всей полусферы, границы которой отличаются от $R_{a'}$ на 90° . Оказывается, что подобный "терминатор" проходит при всех возможных предположениях о видимом направлении движения метеорита через Северную Америку, разные области южного полушария, а на Западе достигает лишь Каспийского моря и в крайнем случае Кавказа. Западная Европа остается вне предела досягаемости.

В действительности, как отмечалось выше, в США и вообще восточнее Подкаменной Тунгуски ничего аномального не было отмечено, но западная граница свечения достигала берегов Ирландии.

Эти особенности распределения объясняются тем, что облако космических частиц было непосредственно связано с ядром Тунгусской кометы и было направлено в сторону, противоположную Солнцу. Над территорией США, которая немедленно после Тунгусского падения вступила в теневую область Земли, никакие оптические возмущения, таким образом, не могли наблюдаться. Кометный хвост занимал небольшой объем и его частицы не могли попасть в южное полушарие. Понятно также, почему в Англии,

и тем более в Западной Европе, не наблюдалось ничего аномального в ночь падения метеорита, т.е. с 29 на 30 июня, хотя момент падения произошел около полуночи по местному ирландскому времени. Однако нужно найти, в чем заключался механизм, который обусловил перенос пылевых частиц на протяжении по меньшей мере 30° по долготе в западном направлении и аномальное свечение неба в Европе в ночь с 30 июня на 1 июля 1908 г., и почему получилось затем столь быстрое исчезновение аномального свечения в последующие дни.

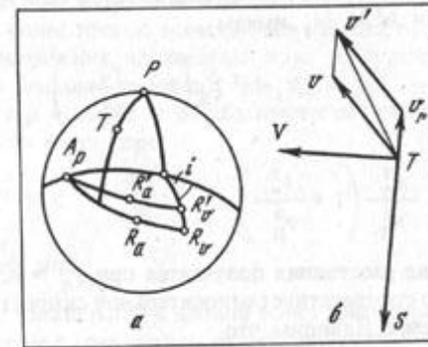


Рис. 3

Рассмотрим прежде всего эффект зенитного притяжения, т.е. искривление траекторий частиц под влиянием гравитационного поля Земли.

Исходя из обычных выражений

$$r = a_1(e_1^2 - 1)/(1 + e_1 \cos \theta), \quad v^2 = 2k^2 M_1/r + k^2 M_1/a_1;$$

$$r^2 d\theta/dt = \sqrt{k^2 M_1 p}, \quad \operatorname{tg} \xi_1 = r d\theta/dr,$$

которые представляют гиперболическое движение материальной точки вокруг Земли с массой M_1 (p_1, e_1, a_1 — параметр, эксцентриситет, действительная полуось гиперболы), находим для угла между радиус-вектором и касательной к орбите

$$\operatorname{tg} \xi = \sqrt{p_1} / \sqrt{2r + r^2/a_1 - p_1}.$$

Если элементы гиперболы по отношению к Земле известны, то для любого радиус-вектора r находим расстояние ξ , искаженное притяжением Земли. Искомая величина зенитного притяжения $\Delta \xi$ будет

$$\Delta \xi = \theta_\infty - \theta_R - \xi_R,$$

где θ_∞, θ_R находятся согласно выражениям

$$\cos \theta_\infty = -1/e_1, \quad \cos \theta_R = \left[\frac{a_1(e_1^2 - 1)}{R} - 1 \right] \frac{1}{e_1}.$$

Очевидно, что $\theta_\infty - \theta_R$ — зенитное расстояние, не искаженное притяжением Земли.

Для конкретного решения задачи задаем видимое зенитное расстояние ξ_a для земной поверхности

$$\operatorname{tg} \xi_a = \frac{1}{\sqrt{2R/p + R^2/2p - 1}}$$

и значение скорости метеорита на большом расстоянии от Земли. Поскольку параболическая скорость по отношению к Земле есть $v_{\Pi}^2 = 2k^2 M_1 / R_1$, $v_{\Pi} = 11,2$ км/с и $v_\infty^2 = k^2 M_1 / a_1$, имеем

$$a_1 = R_1 \frac{v_{\Pi}^2}{2v_\infty^2}, \quad p_1 = 2R_1 \sin^2 \xi_a \left(1 + \frac{v_\infty^2}{v_{\Pi}^2} \right)$$

и, наконец,

$$e_1^2 = 1 + 4 \sin^2 \xi_a \frac{v_\infty^2}{v_{\Pi}^2} \left(1 + \frac{v_\infty^2}{v_{\Pi}^2} \right).$$

Наибольшая величина расстояния получается при $\xi_a = 90^\circ$. Пусть, например, $v_\infty / v_{\Pi} = 3$, что соответствует относительной скорости встречи метеорита с Землей 33,6 км/с. Находим, что

$$a_1/R_1 = 1/18, \quad p_1/R_1 = 20, \quad e_1 = 19,$$

$$\theta_1 = 93^\circ, \quad \theta_R = 0.$$

Следовательно,

$$\Delta \xi = \arccos(-1/19) - 90^\circ = 3^\circ$$

— величина довольно незначительная. Однако при $v_\infty / v_{\Pi} = 1$ находим, что $\Delta \xi = 19,5^\circ$.

Более эффективной причиной проникновения пылевых частиц за пределы "терминатора" далее на запад кажется сопротивление их движению в верхних атмосферных слоях. Сделать точный расчет траектории частиц не представляется возможным, так как строение земной атмосферы на столь больших высотах фактически неизвестно и, кроме того, оно, несомненно, сильно меняется в зависимости от солнечной активности, напряжения магнитного поля и прежде всего от времени суток.

Для получения общего представления о характере явления рассмотрим уравнения динамики в форме Эйлера

$$m \frac{dv}{dt} = F_t - R, \quad m \frac{v^2}{\rho} = F_{\Pi},$$

где F_t , F_{Π} — составляющие силы тяготения, взятые по касательной и по нормали, R — сила сопротивления, ρ — радиус кривизны траекторий. Имеем

$$F = mg = mk^2 M_1 / r^2, \quad F_t = F \cos \xi, \quad F_{\Pi} = F \sin \xi,$$

причем $\operatorname{tg} \xi = rd\theta/dr$. Кроме того,

$$R = \Gamma S \delta v^2,$$

если считать, что сила сопротивления пропорциональна квадрату скорости, плотности среды и площади поперечного сечения. Коэффициент сопротивления Γ , согласно сводке Бронштэна, имеет различные значения, но вообще близок к единице. Например, для разных кусков метеорита Пришибрам, выпавшего в Чехословакии в 1959 г., Γ найдено в пределах от 0,55 до 1,20. Для мелких пылинок, не испаряющихся в атмосфере, можно принять $\Gamma = 1$. Искать более точные значения нет смысла, поскольку размеры пылевых частиц совершенно неизвестны, как, по существу, и плотность атмосферы на столь больших высотах.

Далее, поскольку $\rho = ds/da = vdt/da$, имеем окончательно следующие уравнения движения в атмосфере:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{k^2 M_1}{r^2} \cos \xi - S \frac{\delta v^2}{m},$$

$$v \frac{da}{dt} = \frac{k^2 M_1}{r^2} \sin \xi,$$

где ξ — угол между касательной в данной точке траектории и соответствующим радиус-вектором r , считаемым от центра Земли.

Интегрируя эти уравнения числовым методом, нужно представить радиус-вектор r или высоту в атмосфере h в функции угла амплитуды θ . Это представит характер захвата частицы и степень ее проникновения за пределы терминатора. Исходим из начальных условий, когда частица, находясь за пределами атмосферы, не испытывала еще никакого сопротивления и двигалась по обычной гиперболической орбите по отношению к центру Земли. Задаем начальные значения, характеризующие обстоятельства вступления метеорита в атмосферу Земли: относительную скорость v_∞ приближения к Земле, зависящую от элементов орбиты метеорита: значение начального радиус-вектора r и угол, соответствующий искомой аномалии θ . Тогда находим действительную полуось гиперболы из выражения $a = k^2 M_1 / v_\infty^2$, скорость на расстоянии r , эксцентриситет e из выражения

$$r = a(e^2 - 1)/(1 + e \cos \theta)$$

и угол ξ

$$\operatorname{tg} \xi = (1 + e \cos \theta)/e \sin \theta.$$

Удобнее задать минимальное значение радиус-вектора r_{\min} , которое мог бы иметь метеорит, если бы не было сопротивления в атмосфере, т.е. расстояние перигея его орбиты. Тогда немедленно находим e из выражения

$$e = 1 + r_{\min}/a$$

и затем для заданной величины r и угол θ

$$\cos \theta = \left[\frac{a(e^2 - 1)}{r} - 1 \right] \frac{1}{e}.$$

Задаем теперь интервал времени Δt и, найдя из уравнений dv/dt и da/dt , берем

$$\Delta v = \frac{dv}{dt} \Delta t, \quad \Delta a = \frac{da}{dt} \Delta t,$$

$$\Delta s = \left(v + \frac{1}{2} \Delta v \right) \Delta t, \quad \Delta y = \frac{\Delta s \sin \xi}{r}.$$

Следующие значения для продолжения числового интегрирования наших исходных уравнений будут

$$v_1 = v + \Delta v, \quad r_1 = r - \Delta s \cos \xi, \quad \xi_1 = \xi + \Delta \theta - \Delta a.$$

Возьмем в качестве примера следующие параметры: пусть сопротивление атмосферы начинает действовать на высоте 1000 км, а за высоту перигея примем 500 км. Пусть относительная скорость v_{II} равна

$$v_{\text{II}} = 3v_{\text{II}} = 33,6 \text{ км/с},$$

где v_{II} — параболическая скорость по отношению к Земле, $v_{\text{II}} = 11,2 \text{ км/с}$. Имеем

$$a = \frac{R v_{\text{II}}^2}{2v_{\text{II}}^2} = R \frac{1}{18} \quad \text{и} \quad e = 20,413.$$

Далее,

$$\theta = 21^{\circ}43,5', \quad \xi = 69^{\circ}16', \quad v = 35,18 \text{ км/с}.$$

Для вычисления силы сопротивления предположим, что размеры пылевых частиц, которые должны отталкиваться солнечной радиацией, составляют десятые доли микрона. Примем радиус частицы равным 0,1 мкм, т.е. 10^{-5} см. Тогда

$$R = S \delta v^2 / m = \frac{3}{4} \cdot 10^5 \delta v^2$$

(плотность частицы принята за единицу).

Плотность воздуха на соответствующих высотах может быть получена из несколько проэкстраполированных таблиц КОСПАР¹. Средние данные для плотности воздуха для высоких атмосферных слоев, взятые из этих таблиц, приведены в табл. 3.

Видно, что на больших высотах плотность воздуха падает очень медленно. На высоте 1000 км получаем для силы сопротивления при скорости $v = 35,17 \text{ км/с}$

$$R = \frac{3}{4} \cdot 10^5 \cdot 1,86 \cdot 10^{-17} \cdot 10^{13} = 13,95.$$

Итак, наши исходные уравнения для высоты 1000 км имеют вид

$$\frac{dv}{dt} = 735,5 \cos \xi - 14 = 260,4 - 14,$$

$$\frac{da}{dt} = \frac{735,5 \cdot 0,93514 \cdot 10^{-5}}{33,6} = 0,0002.$$

¹ Cospar International Reference Atmosphere (CIRA), 1961.

Таблица 3

h, км	$\delta, \text{г/см}^3$						
200	$3,61 \cdot 10^{-13}$	350	$1,23 \cdot 10^{-14}$	500	$1,17 \cdot 10^{-15}$	800	$4,60 \cdot 10^{-17}$
250	$1,03 \cdot 10^{-13}$	400	$5,09 \cdot 10^{-15}$	600	$3,46 \cdot 10^{-16}$	1000	$1,86 \cdot 10^{-17}$
300	$3,34 \cdot 10^{-14}$			700	$1,19 \cdot 10^{-16}$		

Как видно, даже на такой высоте сила сопротивления оказывается довольно значительной. За 1 с поворот угла касательной составляет около $40''$.

Можно принять за интервал времени $\Delta t = 10$ с. В начале движения с учетом сопротивления находим, что за это время частица опустится на 119 км; загиб траектории по отношению к новому вертикалу составит

$$\Delta \xi = \Delta \theta - \Delta a = \frac{336,1}{7370} \sin \xi - 400'' = 7600'', \text{ т.е. около } 2^{\circ}.$$

При большой скорости движения происходит быстрое торможение и траектория заворачивается к земной поверхности, входя в более плотные слои. Это еще более увеличивает торможение, и, наконец, пылевые частицы задерживаются и начинают медленно оседать. Из чисто качественных соображений можно полагать, что подобная задержка происходит на высоте уже в несколько сот километров, значительно выше области задержки метеоритов. Желательно произвести детальные количественные расчеты различных схем строения атмосферы на большой высоте для разных размеров пылевых частиц.

Подобные вычисления должны выяснить, какая область атмосферы оказалась запорошенной пылевыми частицами. Очевидно, должно было произойти выделение лишь определенной высоты, загрязненной частицами. Через более высокие слои частицы прошли насквозь и ушли в межпланетное пространство. Попавшие в более низкие слои частицы полностью задержались и не достигли Европы, т.е. не перешли за пределы терминатора видимости. Лишь в промежуточных слоях, высоту которых можно определить вычислениями, частицы задержались и затем были отнесены к западу. По-видимому, можно ожидать, что равновесное состояние, когда ускорение движения аннулируется, наступило довольно скоро и частицы не дошли полностью до западной границы в области видимости.

Дополнительной причиной, обусловившей перенос пылевых частиц в западном направлении, были, по-видимому, систематические западные ветры, особенно сильные на больших высотах. Можно полагать, что чем больше высота над земной поверхностью, тем больше скорость подобных течений.

Так, например, взрыв самого ядра Тунгусской кометы на высоте 10 км произвел мелко распыленную материю, которая только примерно через две недели могла достичь Калифорнии, где было зарегистрировано резкое увеличение атмосферной экстинкции.

Продукты взрыва атомной бомбы на Маршалловых островах 1 июля 1946 г., оказавшиеся на гораздо большей высоте, распространились вплоть

до Алма-Аты уже к ночи на 3 июля, т.е. прошли расстояние на запад свыше 8000 км примерно за трое суток. Мельчайшие частицы хвоста Тунгусской кометы, задержавшиеся на высоте около 600 км, могли пересечь всю Западную Европу всего лишь за несколько часов.

Другая проблема заключается в том, почему аномальное свечение неба так быстро прекратилось. Если тучи мелкого пепла выбрасываются в воздух при вулканических извержениях, то в течение месяца сохраняется повышенная атмосферная экстинкция, аномально яркие зори, изменение поляризации дневного неба, как это было после извержения вулкана Катмай в 1912 г., Кракатау в 1883 и др. Как установлено, продукты взрыва Тунгусского метеорита 30 июня 1908 г., распространившиеся по всему северному полушарию, обусловили понижение солнечной радиации вплоть до середины сентября, т.е. носились в атмосфере больше двух месяцев [9].

Вещество обычных метеоров, задерживающихся на высоте 80–90 км, лишь спустя несколько недель, а по мнению Баузна, не ранее как через месяц, попадает в тропосферу. Об этом свидетельствуют также наблюдаемые сумеречные явления.

В нашем случае причиной быстрого исчезновения аномально светлых ночей не могло быть обычное оседание мелкой пыли, которое характеризуется формулой Стокса

$$v = \frac{2}{9} r^2 \frac{\rho - \rho'}{\eta} g,$$

а с поправкой Куиннингема

$$v = \frac{2}{9} r^2 \frac{\rho - \rho'}{\eta} g \left(1 + A \frac{\lambda}{r} \right),$$

где v — скорость оседания частицы, r — ее радиус, ρ, ρ' — плотности частицы и окружающей среды соответственно, g — ускорение силы тяжести, λ — средняя длина свободного пробега, η — коэффициент вязкости, A — постоянная, примерно равная 0,86 [10].

Эта формула основана на предположении, что сила сопротивления f при движении пропорциональна скорости v , так что

$$f = 6\pi r v \eta,$$

и что турбулентия и ветры полностью отсутствуют.

Для применения формулы Стокса нужно выяснить, как изменяется η в зависимости от плотности и температуры. Согласно кинетической теории газов, коэффициент вязкости

$$\eta = \lambda \bar{v} / 3,$$

где \bar{v} — средняя молекулярная скорость, равная

$$\bar{v} = (3RT_0/M_0)^{1/2}$$

M_0 — молекулярный вес, T_0 — температура, R — газовая постоянная.

Для нормальной атмосферы при стандартном давлении и температуре $\bar{v} = 4,85 \cdot 10^4$ см/с.

Длина свободного пробега

$$\lambda = 1/\sqrt{2\pi} N \sigma^2,$$

где σ — молекулярный диаметр, N — число молекул в 1 см^3 . Следовательно,

$$\eta = \frac{\rho}{3} \left(\frac{3RT}{M_0} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{2\pi} N \sigma^2} \sim T^{1/2}.$$

Итак, для суждения о порядке скорости падения достаточно взять все параметры при стандартных условиях, именно

$$g = 981 \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}, \quad \eta = 1,72 \cdot 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Принимая затем плотность частицы $\rho = 1$ и ее радиус $r = 10^{-4}$ см, находим для скорости падения совершенно ничтожную величину

$$v = 1,21 \cdot 10^{-2} \text{ см/с}.$$

Вообще формула Стокса, очень полезная в лабораторных условиях, фактически не может быть применена в свободной атмосфере, особенно в ее высших слоях, отличающихся резкой неустойчивостью.

Учитывая сказанное выше, нужно отметить, что основная причина быстрого ослабления аномального свечения неба заключалась просто в быстром разносе пылевого вещества, занявшего с самого начала лишь ограниченную площадь, на большие расстояния турбулентным и вихревым движением в высокой атмосфере. Более крупные частицы, которые могли отделиться от самого ядра кометы и сначала входили в состав следа пронесшегося болида, должны быть связаны с более низкими слоями и могли значительно усилить явление серебристых облаков, наблюдаемых во время падения Тунгусского метеорита, особенно интенсивных около северного горизонта.

Наконец, можно поставить вопрос, какова должна быть масса пылевых частиц, которые произвели аномальное свечение неба 30 июня 1908 г. Яркость этого свечения, если основываться на данных Эсклангона, была примерно в 30–40 раз больше той, которая соответствовала окончанию сумерек. Это должно быть эквивалентно яркости приблизительно в 100 звезд 5-й величины на квадратный градус.

Яркость сумерек в зените может быть представлена выражением

$$j = L \exp(-mz) f(\theta) \int_{h_{\min}}^{\infty} \mu(h) (abs) dh,$$

L — поток излучения от Солнца нормально на единицу площади, j — яркость неба, характеризуется потоком излучения с одного стерадиана. Принимая во внимание, что звездная величина Солнца есть 26,8, имеем

$j/L = 0,82 \cdot 10^{-7}$. Задача заключается в том, чтобы, оценивая рассеивающую способность $\mu(h)$ пылевой материи, сделать заключение о ее плотности.

Рассмотрим южную границу распространения аномального ночного свечения. Если эта граница, проходившая в Европе несколько южнее Бордо, была достаточно резкой и если интенсивность ночного свечения мало изменялась с широтой, то это означало бы, что рассеивающая свет пылевая материя распределялась в атмосфере на высоте около 600 км и представляла довольно тонкий слой. Если интенсивность этого свечения значительно возрастала к северу, то это говорило бы о достаточной толщине подобного слоя, хотя об этом нет никаких определенных данных.

Резкость южной границы аномального свечения указывает, что рассеивающий слой был довольно четко ограничен по высоте. Например, если интенсивность свечения постепенно спадала к югу на протяжении всего лишь полуградуса по широте, то для этого плотность слоя должна сходиться на нет в интервале высот всего лишь в 25 км.

Действительно, имея для Бордо $\varphi = 44,8^\circ$ и, следовательно, $z = 22^\circ$, примем $z_1 = 22,5^\circ$ и $h = 600$ км. Из выражения

$$\Delta h = (R + h) (\cos z - \cos z_1) / \cos z_1$$

находим $\Delta h = 23:0,92 = 25$ км. Будем теперь исходить из приближенного выражения

$$j/L = \mu(h)\Delta h,$$

где Δh есть толщина рассеивающего слоя. Имеем

$$\mu(h)\Delta h = 10^{-7},$$

где

$$\mu(h) = \frac{f(\theta)AN\sigma}{4\pi \int_0^\pi f(\theta) \sin \theta d\theta},$$

$f(\theta)$ — индикатриса рассеяния при угле $\theta = 45^\circ$. Рассеивающую способность единицы объема $\mu(h)$ можно представить долей общей площади рассеивающих частиц с учетом их альбедо.

$$AN \frac{m^{2/3} \pi^{1/3} \Delta h f(\theta)}{(4\rho)^{2/3} 2\pi \int_0^\pi f(\theta) \sin \theta d\theta} = 10^{-17},$$

где N — число частиц, ρ — их плотность, A — альбедо. Если задать размеры частиц и их плотность, то можно найти соответствующую массу. Альбедо космических пылинок, согласно Сауфворфу [11], очень мало, порядка 0,03. Если принять за диаметр частиц соответственно 10^{-5} и

10^{-4} см, то находим, что их масса (плотность равна единице) при альбедо 0,03 составит всего лишь соответственно $1,2 \cdot 10^{-10}$ и $12 \cdot 10^{-10}$ г/см².

Это можно сравнить с яркостью дневного неба, обусловленной атмосферными аэрозолями. Наблюдения Пясковской-Фесенковой [12] показывают, что в зените для дневного неба j/L составляет примерно 0,01, а для аэрозолей — около половины этого, т.е. $3 \cdot 10^{-3}$. Это примерно в 50 000 раз больше, чем интенсивность аномального свечения. Тем не менее общая масса атмосферных аэрозолей в столбе сечением 1 см² совершенно ничтожна. Итак; аномальное свечение ночного неба дает независимое доказательство кометной природы Тунгусского метеорита. Это свечение произведено пылевым облаком, проникшим в верхние слои атмосферы одновременно с Тунгусским метеоритом. Никогда — ни ранее, ни после — ничего подобного не было; это облако было направлено в сторону, противоположную от Солнца, и имело ограниченные размеры; оно состояло из крайне мелких частиц, задержавшихся на высоте 600–800 км, что не свойственно обычным метеорам и даже микрометеоритам. Количество этих частиц было настолько ничтожно, что рассеяние произведенного ими света по яркости сравнимо с обычным кометным хвостом (поверхностная яркость, как известно, не зависит от расстояния).

6. Особенности эпицентра взрыва Тунгусского метеорита. Тунгусская катастрофа с самого начала вызвала вследствие своей необычности огромный интерес и после первых опросов населения В.А. Вознесенским систематическое обследование его началось Л.А. Куликом и затем было продолжено в ряде экспедиций Комитета по метеоритам, Сибирского отделения АН СССР, причем ближайшее участие принимали Институт геохимии и аналитической химии им. Вернадского (ГЕОХИ), МГУ и различные институты АН СССР. Организовывались, помимо этого, чисто самодельные экспедиции из различных групп участников, как, например, в 1960 г., ставившие себе целью обнаружить следы радиоактивности облучения, якобы имевшего место в 1908 г., согласно утверждениям некоторых фантастов, и тем самым "доказать", что Тунгусский метеорит был в действительности космическим кораблем, прилетевшим на Землю с другой планеты [13]. Экспедиции рубили деревья, уцелевшие после Тунгусской катастрофы, особенно подвергшиеся ожогу при взрыве, и получали пепел для исследования его на радиоактивность, что, естественно, не привело ни к каким результатам. Помимо этого, после 1908 г. появились естественные пожары, свойственные тайге, которые еще больше ухудшали обстановку и делали ее все менее пригодной для детального обследования. Поэтому вполне естественно, что результаты измерений в области взрыва, несмотря на огромный объем работы, затраченной разными экспедициями, оказались недостаточно согласующимися между собой. Прежде всего это относится к исследованию закономерностей в вывале леса, которые наиболее явно указывают на происшедшую катастрофу.

Например, экспедиция КМЕТ 1958 г. [14] провела многочисленные замеры азимутов вывала леса в районе падения, из которых выявились примерно три центра радиации, расположенных по дуге на расстоянии нескольких километров.

Экспедиция Сибирского отделения АН СССР в 1960 г. замерила около 5500 азимутов поваленных стволов, на основании чего можно было определить положение эпицентра вывала, причем эллипс отклонений оказался с осями 1,50 и 0,93 км, направленными по азимутам 8,25 и 98,25° [2, с. 112], хотя в общем проявляется довольно правильная радиальность. Далее, еще более многочисленный материал по радиальному вывалу, полученный комплексной экспедицией 1961 г., по тщательной его обработке привел к заключению, что вывал леса не носил столь радиальный характер, так как размеры эллипса рассеяния оказались уже с полуосями 6 и 4,3 км в азимутальных направлениях 3,52 и 93,52°. Это уже значительно отличается от предшествующего результата. Кроме того, центр нового эпицентра сдвинулся на 2 км западнее по сравнению с эпицентром 1960 г. [2, с. 115]. Затем исследования лучевого ожога деревьев, выполненные группой участников экспедиции 1960 и 1961 гг., показали, что центр излучения существенно сдвинут по сравнению с эпицентром радиального вывала, именно на 2,5 км в юго-восточном направлении [16], и находится посредине берега Южного Болота. Граница обнаружения лучевого ожога отстоит, по этим данным, на 7 км, а по более поздним, даже на 10 км (Зоткин, Письменное сообщение). Как видно, в этих данных нет полного согласования и полученные результаты значительно зависят от отбора и усреднения материала в различных точках области вывала леса.

В отношении высоты взрыва расхождения в оценках еще более велики. Так, Цикулин [17] считал ее всего лишь 0,1–0,5 км, основываясь на том, что имеющиеся разрушения были произведены баллистической волной (а не взрывной), отраженной от почвы. Маслов [18] по воздушной волне, считая ее центральной, получил высоту в пределах 6,5–11,5 км; Зенкин и Ильин [19] полагали, что можно принять для высоты взрыва 4,8 км, основываясь на ориентировке площадей ожога, как они сохранились в течение свыше полустолетия.

О мощности взрыва также нет вполне надежных данных. Ранее Астаповичем, Уишлом для мощности было получено значение около 10^{21} эрг, но теперь после более тщательного изучения величины произведенных разрушений оказывается, что, скорее, нужно принять около 10^{23} эрг — на два порядка больше.

Можно полагать, что более правдоподобные данные о физической картине Тунгусской катастрофы будут получены при сопоставлении совокупности всех сопутствующих ей явлений.

Общая кинетическая энергия Тунгусского метеорита $E = 1/2 \cdot Mv^2/2$ оценивается при наиболее вероятной скорости $v = 40$ км/с = $40 \cdot 10^5$ см/с и при массе 10^6 т = 10^{12} г как $E = 8 \cdot 10^{24}$ эрг. К этому еще можно присоединить химическую энергию, способную выделяться даже в межпланет-

ном пространстве при облучении ядра кометы солнечными вихрями, несущими "вмороженные" в них магнитные поля. Подобная химическая энергия при обилии в составе головы кометы углеводородных соединений и при воздействии сжатого кислорода, облегающего метеорит в ударной волне при пролете через атмосферу, также может иметь некоторое значение.

Очевидно, что большая часть этой энергии растрачивается еще до приближения к эпицентру вследствие большой потери массы. Оценку энергии взрыва по произведенным разрушениям в месте вывала леса можно сделать следующим образом. Пусть к рассматриваемому дереву определенного сечения нужно приложить силу F , чтобы вызвать его падение. Площадь дерева, испытывающего давление со стороны взрывной волны, обозначим через S . Если необходимая для вывала сила F должна действовать на дерево в течение времени Δt , а скорость распространения ударной волны, которую можно принять за скорость звука, есть v , то импульс силы будет

$$mv/\Delta t = F/SK,$$

где K — фактор обтекания, находимый из опыта и вообще меньший единицы.

Отсюда соответствующая энергия в единицу телесного угла

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{1}{K} \frac{F}{S} \Delta t v r^2,$$

где r — расстояние от источника взрыва. Пусть, например, на расстоянии 10 км к дереву площадью $S = 1$ м² нужно приложить груз в 1 т при действии его в течение $\Delta t = 1$ с, для того чтобы произвести вывал. Тогда

$$E = \frac{1}{2} \cdot \frac{10^6 \cdot 981}{10^4} \cdot 1 \cdot 330 \cdot 10^2 \cdot 10^{12} = 1,6 \cdot 10^{21} \text{ эрг.}$$

Такова примерная энергия взрыва в телесном углу в 1 ср в направлении рассматриваемого дерева. При равномерном распределении энергии по всем направлениям от центра взрыва его общая энергия будет

$$E = 1,6 \cdot 10^{21} (180/\pi)^2 = 1,6 \cdot 3280 \cdot 10^{21} = 5,3 \cdot 10^{24} \text{ эрг.}$$

Итак, эта достаточно произвольная оценка все же приводит к значению энергии, сравнимому с общепринятой в настоящее время.

Для фактического определения энергии взрыва по наблюдаемым явлениям нужно, поскольку это представляется возможным, сделать оценки импульса силы, необходимой для повала определенных выбранных деревьев, учитывая не только их расстояние, но вероятную крону, которой они располагали в 1908 г., и степень закрытия другими деревьями, и провести это для разных направлений по отношению к точке взрыва. Задача усложняется тем, что нужно еще учитывать различные действия прямой и отраженной взрывной волн, что может повлиять на оценку

энергии в разных направлениях, особенно по направлениям к почве и в свободную атмосферу. Вследствие этого нужно исходить из общей теории ударных волн, огибающих тело со сверхзвуковой скоростью.

Задача несколько упрощается тем, что, по заключению Зоткина, в конкретных местных условиях усилие, требуемое для вывала, не зависит от свойств почвы, рода и возраста дерева, а определяется главным образом его диаметром.

Интересно отметить, что дисперсия вываленных деревьев по азимуту в данной точке местности зависит от расстояния от эпицентра, увеличиваясь по мере приближения к нему на более коротких расстояниях. Это, возможно, говорит о том, что угловые размеры источника взрыва не были малы и заметно отличались от точечных на расстоянии порядка 20 км.

В области самого эпицентра, как видно их схематической карты, приводимой в работе Флоренского [20], радиальность вывала вообще теряется в высокой мере. Та же карта указывает, что сухостойные деревья — так называемые телеграфные столбы — встречаются в области Южного болота на протяжении всего около 8 км по долготе и несколько меньше по широте. Отдельные островки телеграфных столбов встречаются и дальше, перемежаясь с радиально вываленными деревьями. Такие значительные размеры области, где взрывная волна, очевидно, шла сверху, наглядно указывают, что высота взрыва не могла быть незначительной и, по всей вероятности, составляла 10 км, а может быть, и больше. Это необходимо учитывать при определении общей мощности взрыва.

Рассмотрение схемы вывала на всем его протяжении (см., например, [2, с. 127]) указывает, что в целом имеется определенная закономерность в расположении радиантов вывала, если их определять отдельно для различных секторов по азимуту.

Действительно, в головной части диаграммы вывала, ориентированной с двумя характерными лепестками в юго-восточном и северо-восточном направлениях, радиант вывала хорошо совпадает с найденным эпицентром, но в тыловой ее части, в особенности для указанных лепестков, радиант располагается позади на несколько километров. Это было бы интересно рассмотреть более детально с точки зрения воздействия на растительность прямой и отраженной ударной волн, распространяющихся при взрыве.

Изучение ожога деревьев дает указание на размеры головы Тунгусской кометы в момент ее взрыва. Действительно, общий поток радиации Q от непрозрачного раскаленного тела можно представить как

$$Q = \Omega \sigma T^4,$$

где Ω — телесный угол, под которым оно представляется наблюдателю, и T — абсолютная температура. Оценивая Q и T , можно найти Ω т.е. видимые размеры. Всего проще это сделать по сравнению с Солнцем, излучение которого известно.

Сначала находим из опыта поток радиации, который был бы способен за короткое время порядка 1–2 с, в течение которых мог длиться взрыв, произвести заметный ожог коры деревьев. Если взять линзу достаточного диаметра и навести на Солнце, то легко находим, при каком размере сфокусированного солнечного изображения, полученного на испытуемом предмете, получается заметный ожог.

Например, линза диаметром 11 см с фокусным расстоянием 67 см дает изображение Солнца в 0,674 см, и это соответствует конденсации в 310 раз, а с учетом поглощения в стекле примерно в 250 раз. При подобной наводке получается почти мгновенный прожог бумаги и заметный ожог сухих ветвей за самое короткое время. Солнечная постоянная равняется, как известно, около $2 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ (на границе атмосферы). В условиях опыта с учетом атмосферного поглощения имеем $1,5/60 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{с}$. Следовательно, ожог может получаться при облучении радиацией

$$Q = \frac{250 \cdot 1,5}{60} \approx 6,25 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{с}.$$

Далее нужно оценить примерную температуру летящего болида, от которого зависит его поверхностная яркость. Судя по свидетельству очевидцев из Каменки, эта яркость мало отличалась от солнечной, так как иначе нельзя было бы получить впечатление, что болид "оторвался от солнца". Вместе с тем, никто из очевидцев не отмечал и необычайно большую яркость болида.

Если принять, что $T = 5000$ и $T_{\odot} = 6000\text{К}$, то получаем

$$\frac{\Omega}{\Omega_{\odot}} = \frac{Q}{Q_{\odot}} \frac{T_{\odot}^4}{T^4} \approx 300,$$

т.е. угловые размеры болида должны быть в 300 раз больше солнечных и составлять около 60 квадратных градусов. Эта оценка температуры относится к болиду, летящему на последних ступенях своей траектории незадолго до взрыва. Если, как можно полагать, это не был настоящий взрыв, а только результат резкого торможения с развитием уплотненной ударной волны, то можно применить для оценки температуры определенные теоретические расчеты, исходя из известной начальной скорости тела и проследив его движение в атмосфере. Тем не менее едва ли возможно приписать летящему болиду световую яркость сколь угодно выше солнечной. Если, однако, она будет в 10 раз больше солнечной, что едва ли вероятно, это дает для угловых размеров величину в 15 раз больше Солнца, или диаметром приблизительно в 2° . На расстоянии 10 км это соответствует линейным размерам 350 м. Если даже принять радиус Тунгусского тела несколько заниженным, например, всего лишь 100 м, то это при взорвавшейся массе примерно в миллион тонн все же соответствует плотности $1/4 \text{ г/см}^3$, т.е. в 4 раза меньше плотности воды, а фактически гораздо меньше.

Таким образом, представляется чрезвычайно вероятным, что ядро Тунгусского метеорита, полностью задержавшееся перед взрывом на высоте около 10 км, представляло довольно плотный рой отдельных частиц.

Если считать, что ударная волна при полной задержке должна была довольно плотно прилегать к самому объему метеорита, то полученные размеры довольно близко соответствуют его подлинной величине.

Для лучшего понимания явлений, связанных с Тунгусской катастрофой, следовало бы произвести детальный расчет пролета в атмосфере различных типов космических тел, обладающих большими начальными скоростями порядка десятков километров в секунду, с учетом образующихся при этом ударных волн и постепенного дробления их на части. Это представляет, однако, весьма сложную задачу. Некоторым приближением в ее разрешении может служить рассмотрение движения в атмосфере обычного метеорита как сплошного тела с определенной плотностью, согласно известным исходным уравнениям

$$m \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho v^2, \quad \frac{dm}{dt} = \frac{\Lambda S \rho v^3}{2Q}$$

(m — масса, v — скорость, S — площадь сечения метеорита, Γ и Λ — коэффициенты сопротивления и теплопередачи, ρ — плотность воздуха, Q — энергия, идущая на нагревание и испарение единичной массы). Эти уравнения были применены Бронштэном [21] и для расчета движения Тунгусского метеорита в предположении, что он представляет единую массу плотностью, равной 3. Вычисления велись для различных значений начальных масс, скоростей и коэффициента сопротивления Γ и представлены на ряде диаграмм, показывающих, как происходило изменение скорости и массы на разных высотах и какова была конечная энергия. При этом наклонность траектории принималась, по-видимому, слишком большой, именно равной 80° , и не учитывалось влияние земного притяжения.

Мы провели аналогичные вычисления, пользуясь формулой, получающейся из тех же уравнений

$$\exp(-h/H) = \frac{1}{M} \int \left(\frac{m}{m_0} \right)^{1/3} \frac{dx}{x},$$

которая связывает высоту в атмосфере h с различными параметрами, а также с начальными значениями скорости и массы. Здесь

$$M = \frac{2\Gamma A \rho_0 H \sec z}{m_0^{1/3}},$$

где H — высота однородной атмосферы, z — угол наклона траектории к вертикальной линии, $A = S/m^{2/3} = 1,22 \delta^{-2/3}$, где δ — плотность метеорита,

рита, ρ — плотность воздуха у земной поверхности, $\rho = 1,25 \cdot 10^{-3}$, причем $\rho = \rho_0 \exp(-h/H)$. Переменная величина x пропорциональна квадрату скорости, $x = v^2/v_0^2$. Кроме того, имеем для отношения масс

$$m/m_0 = \exp[-3u_0(1-x)],$$

где $u_0 = \sigma_0^2/6$, коэффициент σ ($\sigma = \Lambda/2\Gamma Q$) принимается на основании различных данных равным 10^{-12} .

Мы принимаем, что наклон траектории составлял 75° , начальные скорости 30 и 40 км/с, начальная масса 10^{12} г, как нами было получено ранее на основании независимых данных [22] и подтверждено также Бронштэном [21]. Далее для значений M приняты величины 1, 2, 4 и 10, что соответствует плотности метеорита соответственно 0,9025, 0,3195, 0,1128 и 0,02854. Результаты расчета представлены в табл. 4. Данные этой таблицы представлены на рис. 4. На оси абсцисс отложены высоты в километрах, по оси ординат — соответствующие значения скоростей и относительной массы летящего метеорита. Каждая пара кривых соответствует одному из указанных выше значений плотностей ($1 - \delta = 0,90; 2 - 0,32; 3 - 0,11; 4 - 0,028$).

Мы видим, что во всех случаях скорость движения метеорита (без учета притяжения Земли, которое качественно не может изменить результат) меняется сначала медленно и только в конце траектории начинает резко уменьшаться. Заметное уменьшение массы наступает значительно ранее, но тем не менее видно, что даже в случае достаточно плотных тел выделение теплоты, следовательно, разогрев тел вследствие резкого расходования кинетической энергии наступает только на высоте 25 км над земной поверхностью при начальной скорости 40 км/с и еще ниже при меньшей начальной скорости. В общем из этого видно, что обычный метеорит значительной массы не может представляться в виде раскаленного летящего боида на высоте свыше 40 км вследствие слишком незначительного торможения и оплавления, связанного с потерей массы.

Если Тунгусский метеорит действительно был замечен в виде раскаленного боида на значительно большей высоте, то это может служить независимым указанием на его сравнительно малую среднюю плотность. Действительно, как видно из тех же графиков, все нанесенные кривые смещаются очень значительно в область более высоких атмосферных слоев при гораздо меньших плотностях. Например, при плотности $0,03 \text{ г/см}^3$ заметная потеря массы происходит уже на высоте около 50 км, хотя скорость и при этом меняется мало.

Особенно сложно происходит полет метеорита, если в процессе торможения он начинает дробиться и превращаться в плотный рой частиц, который продолжает быть окутанным единой ударной волной и, следовательно, движется как единое тело. Такое дробление происходит, очевидно, при наличии уже достаточного торможения. Скорость падает сначала весьма медленно, потом все быстрее. Однако если происходит

дробление и, значит, резкое уменьшение плотности, то скорость представляют более низкие кривые, т.е. она резко падает почти без заметного уменьшения высоты. В результате выделяется большое количество кинетической энергии и явление получает характер взрыва. При начальной скорости 40 км/с это получается на высоте около 12 км, при начальной скорости 30 км/с — на высоте около 8 км. Это наглядно показывает, почему движение Тунгусского тела должно было закончиться взрывом. При движении в более высоких слоях атмосферы оно двигалось уже в виде раскаленного болида, но при наступившем дроблении и резкой остановке фактически на протяжении 1–2 км произошло почти мгновенное выделение энергии вследствие расходования еще сохранившегося ее запаса вплоть до нуля. Выделение химической энергии при этом, возможно, не прибавило ничего существенного. Количество выделенной энергии, которая пошла на разрушение тайги и вывал леса, составляет приблизительно $2 \cdot 10^{23}$ эрг, если считать, что при этом сохранилось около половины всей начальной массы, а скорость составляла перед конечным торможением около 10 км/с, как видно по нашим графикам. Вместе с тем сравнительно малая высота взрыва, которая оценивается по разным данным около 10 км, говорит против того, чтобы Тунгусское тело с самого начала представляло некоторый рой частиц, хотя бы достаточно уплотненный. Но распад этого тела в атмосфере и превращение в довольно плотный рой представляется совершенно несомненным.

В связи с этим интересную проблему представляет собой тот факт, что никаких крупных масс в районе эпицентра падения не обнаружено. Все собранное вещество, несмотря на тщательные поиски с миноискателями рядом экспедиций, представляют силикатные и магнетитовые шарики диаметром от 10 до 200 мкм, в среднем около 90 мкм для силикат-

Таблица 4

$v_0 = 30 \text{ км/с}$					
x	0,95	0,90	0,80	0,70	0,60
m/m_0	0,798	0,638	0,407	0,259	0,165
v	29,4	28,46	26,83	25,10	23,24
h					
$M = 1$	24,21	18,60	13,20	10,08	7,84
$M = 2$	29,75	24,14	18,75	15,62	13,39
$M = 3$	35,29	29,68	24,30	21,17	18,93
$M = 4$	42,62	37,02	31,62	28,50	26,26

$v_0 = 40 \text{ км/с}$					
x	0,95	0,90	0,80	0,70	0,60
m/m_0	0,670	0,449	0,202	0,0997	0,041
v	38,99	37,95	35,78	33,47	30,98
h					
$M = 1$	24,29	19,04	14,09	11,40	9,592
$M = 2$	29,83	24,58	19,63	16,94	15,14
$M = 3$	35,40	30,11	25,18	32,49	20,69
$M = 4$	42,70	37,46	32,50	29,82	28,02

ных и 80 мкм для магнетитовых [23, 24]. Эти шарики, как можно предполагать, представляют результат быстрой конденсации при охлаждении раскаленного газа, причем отвердевание вещества сопровождалось частичной возгонкой разных элементов и это, по данным Института ГЕОХИ, могло повести к обеднению никелем их различных слоев. Особенно интересно наличие в отдельных случаях двойных шариков, состоящих из соединения силикатного и магнетитового или же из маленького магнетитового шарика внутри большого силикатного. Поскольку плавление силикатного вещества происходит при более высокой температуре, чем магнетитового, подобные сочетания, по-видимому, указывают на большую плотность газа, образовавшегося при взрыве Тунгусского тела. Отдельные шарики встречаются повсеместно, так как они в числе других видов мелкой космической материи поступают на Землю из космического пространства, как это показывают непосредственные сборы при помощи космических ракет. Аналогичные шарики или колбочки во множестве собирались также в области падения Сихотэ-Алинского метеорита, где они образовывались путем оплавления в атмосфере незадолго до падения на Землю крупных метеоритных масс. Однако только при Тунгусской катастрофе возникли указанные выше парные шарики разнородного состава и нигде более в другом месте.

Основная особенность Тунгусского падения заключается в том, что несмотря на огромную остаточную массу, взорвавшуюся в области эпицентра на высоте примерно 10 км, на поверхности Земли обнаружены только указанные выше мельчайшие шарики, без малейших признаков каких-либо более крупных осколков метеоритного вещества. Все остальное вещество было, по-видимому, приведено в газообразное состояние, сконденсировалось еще на достаточно большой высоте и затем было рас-

$v_0 = 30 \text{ км/с}$					
0,50	0,40	0,30	0,20	0,10	
0,1054	0,0672	0,0428	0,0273	0,0174	
21,21	18,97	18,97	13,42	9,49	
6,07	4,55	3,14	1,70	—	
11,62	10,10	8,69	7,24	5,44	
17,16	15,64	14,43	12,79	10,98	
24,50	22,97	21,56	20,12	18,31	

$v_0 = 40 \text{ км/с}$					
0,50	0,40	0,30	0,20	0,10	
0,018	0,0082	0,0037	0,0166	0,00075	
28,28	25,40	21,91	17,89	12,65	
8,256	7,17	6,23	5,32	4,23	
13,80	12,72	11,95	10,86	9,78	
19,34	18,26	17,50	16,41	15,32	
26,67	25,58	24,66	23,74	22,65	

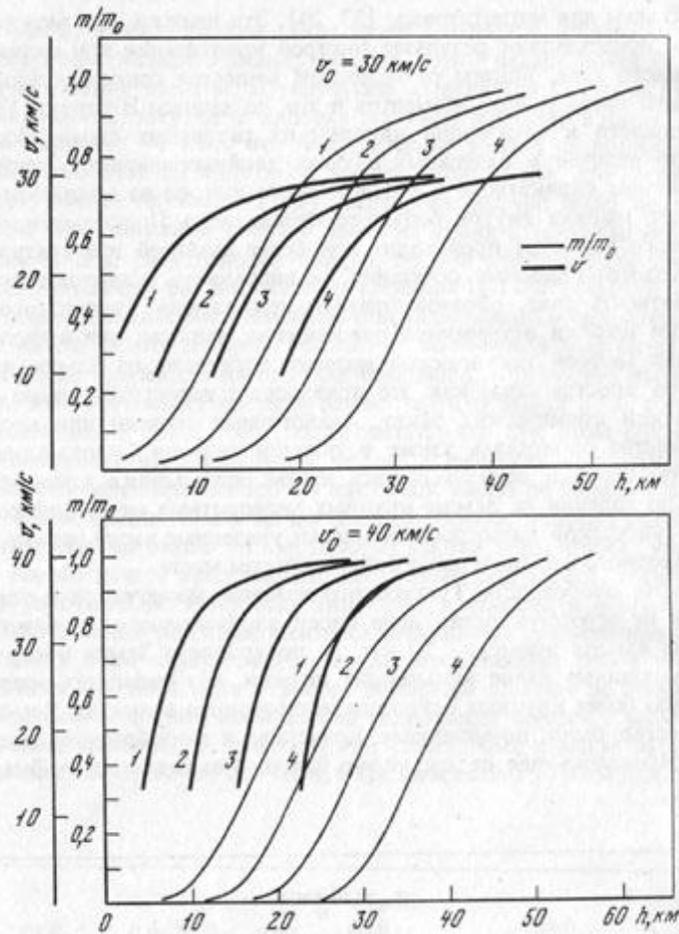


Рис. 4

сеяно атмосферными течениями фактически по всему северному полушарию. Подобный разнос сконденсированного вещества должен был начаться еще задолго до взрыва, так как пылевой след Тунгусского болида возник уже на высоте в несколько десятков километров в результате взаимодействия его с атмосферой.

Если признать, что пылевое вещество, обусловившее аномальные световые явления 30 июня 1908 г., было действительно связано с Тунгусским телом и представляло пылевой хвост, направленный противоположно Солнцу, то, очевидно, это тело было такой природы, что оно было способно подвергаться некоторому распаду при простом облучении его солнечными излучениями. Этот распад должен быть тем более интен-

вен в случае проникновения в земную атмосферу. Рассмотрение механизма подобного распада в условиях движения Тунгусского тела представляет очень сложную задачу, которую, однако, было бы интересно поставить на разрешение для лучшего выяснения подлинной природы кометных ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Науменко Т.Н. Метеоритика, 1941, 2, 119; Кринов Е.Л. Тунгусский метеорит. М., Изд-во АН СССР, 1949.
2. Бояркина А.П., Демина Д.В., Зоткин И.Т., Фаст Ф.Г. Метеоритика, 1964, 24, 112.
3. Левин Б.Ю. Метеоритика, 1954, 11, 132; Фесенков В.Г. Метеоритика, 1964, 25, 163.
4. Зоткин И.Т. Метеоритика, 1961, 20, 40; Васильев Н.В., Журавлев В.К. и др. Ночные светящиеся облака и оптические аномалии, связанные с падением Тунгусского метеорита. М., "Наука", 1965.
5. Esclangon E. C. r. Acad. sci., Séance 6 Juillet, 1908, Jul. - Dec. (2 Sem.).
6. Süring R. Meteorol. und hydrol. Dienst. Potsdam, 1908, Jul. - Dec. (2 Sem.).
7. De Roy F. Gaz. astron., 1908, N 8.
8. Busch Fr. Mitt. Verein. Freunden Astronomie und kosm. Physik. 1908, 18 Jahrg. 85.
9. Фесенков В.Г. Метеоритика, 1949, 6, 8.
10. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. ИЛ, М., 1951.
11. Southworth R. Cosmic Dust. B: Ann. N.Y. Acad. Sci., 1904, 119, N 1.
12. Пясковская-Фесенкова Е.В. Астрон. журн., 1952, 29, вып. 3.
13. "Известия", 7-9 декабря 1960.
14. Флоренский К.П., Вронский Б.И. и др. Метеоритика, 1960, 19, 108.
15. Фесенков В.Г. Астрон. журн., 1961, 38, 577.
16. Зенкин Г.Н., Ильин А.Г. Метеоритика, 1964, 24, 129.
17. Цикулин М.А. Метеоритика, 1961, 20, 87.
18. Маслов Е.Б. Тр. Томск. отд. ВАГО, 1963, 5.
19. Зенкин Г.М., Ильин А.Г. Метеоритика, 1964, 24, 129.
20. Флоренский К.П. Метеоритика, 1963, 23, 12.
21. Бронштэн В.А. Метеоритика, 1961, 20, 85.
22. Фесенков В.Г. Метеоритика, 1949, 6, 8.
23. Кирова О.А. Метеоритика, 1961, 20, 32.
24. Kirova O. Cosmic Dust. Ann. N.J. Acad. Sci., 1964, 119, N 1, 235.

ТУНГУССКОЕ ПАДЕНИЕ И СВЯЗАННЫЕ С НИМ ПРОБЛЕМЫ*

Изучая какое-либо явление, нужно исходить из совокупности связанных с ним фактов. Нельзя рассматривать отдельный факт, пренебрегая всеми остальными, а тем более подбирать эти отдельные факты, не проверив досконально их достоверность.

Указанное условие особенно должно соблюдаться в отношении такого необычного явления, как падение так называемого Тунгусского метеорита. Без этого всякая дискуссия неизбежно превратится в простые разговоры, лишённые научного значения.

* Метеоритика, 1968, вып. 28, 107-113.

Итак, необходимо прежде всего установить, какова совокупность по крайней мере главных факторов, которая должна быть рассмотрена в целом для вывода заключений о подлинной природе явления.

Начнем со световых явлений, связанных с Тунгусским падением. Тунгусский метеорит был, несомненно, космическим телом. Он не мог оказывать влияния на Землю до падения, находясь еще в космическом пространстве. Следовательно, с ним могут быть связаны только те световые явления, которые произошли одновременно с падением или после него, но никак не раньше.

Такие явления, как серебристые облака, наблюдавшиеся еще до 30 июня 1908 г., т.е. до Тунгусского падения, не могли иметь к нему отношения. Кроме того, хорошо известно, что серебристые облака чаще всего появляются в июле, сравнительно редко осенью или весной и никогда не наблюдаются зимой. Явление это довольно обычно, и нет надобности связывать его с Тунгусским падением. Напротив, с этим падением, несомненно, связаны аномально светлые ночи. Это явление особенно резко проявилось в первые сутки, когда произошло падение, а на следующие сутки оно уже ослабело в несколько раз. Область распространения этого аномального свечения детально исследовалась Комитетом по метеоритам при содействии Струве (США) и проф. Вилли, директора Гринвичской обсерватории. Ночь фактически совсем не наступила даже на такой южной станции, как Ташкент, где автор настоящей статьи и астрофизик Сикора не могли вести наблюдений: небо оставалось свинцово-бледным. Впечатление от этого явления было настолько велико, что хотя причина его оставалась еще совершенно неизвестной, уже через неделю после него был заслушан доклад Эсклангона на заседании Парижской академии наук. Эсклангон [1], находясь в Бордо, делал попытки определить яркость неба. Сравнивая его данные с нормальными сумеречными кривыми, можно сделать заключение, что яркость увеличилась по крайней мере в 40–50 раз. Высота освещенного Солнцем слоя атмосферы, где присутствовало рассеивающее свет вещество, составляла около 600–700 км в зависимости от долготы местности. Можно утверждать, что ничего подобного не происходило ни ранее, ни позднее.

Систематические наблюдения над сумерками (вплоть до полного наступления ночи), организованные в Алма-Ате и Абастумани и частично в Казани и Одессе, показали, что время от времени сумеречные кривые испытывают заметные аномалии, когда яркость повышается против нормы в 2–3 раза. Однако подобные аномальные повышения яркости исчезают при погружении Солнца под горизонт на 10° , после чего сумеречные кривые совершенно нормализуются. Аномально светлые ночи, связанные с Тунгусским падением, даже отдаленно нельзя сравнивать с обычными сумеречными аномалиями, которые, как было показано автором настоящей статьи [2], обуславливаются рассеянием света веществом, простирающимся в атмосфере не выше 89–90 км, аналогично серебристым облакам.

Итак, приходится сделать заключение, что одновременно с Тунгусским телом в атмосферу Земли влетело рассеянное облако мельчайших частиц,

задержавшихся на высоте в несколько сот километров и затем быстро рассеявшихся. На основании оценок яркости Эсклангона можно сделать заключение, что масса подобного вещества составляла примерно 1,2–12 г на 1 км^2 земной поверхности (в зависимости от принятых размеров рассеивающих частиц).

Нужно заметить, однако, что в этом необычном явлении многое остается еще недостаточно выясненным. Если это действительно было разреженное облако космических частиц, связанное с Тунгусским метеоритом, проще говоря, хвост небольшой кометы, направленный в сторону, противоположную Солнцу, то, как можно показать, западная граница распространения светлых ночей должна была проходить в момент падения только через Каспийское море, в крайнем случае через Кавказ. Западная же Европа оставалась вне пределов досягаемости. Действительно, лишь спустя несколько часов после падения аномальные световые явления охватили все пространство вплоть до западного побережья Ирландии.

В работе [3] рассматриваются обстоятельства распространения этой рассеянной материи и ее быстрой диффузии в последующие дни. Для лучшей детализации было бы желательно определить ветровой режим на больших высотах по современным данным. Следовало бы рассмотреть более детально проблему движения частиц пылевого хвоста кометы при вхождении в сопротивляющуюся среду при наличии солнечного облучения и без него. Естественно, что для полной интерпретации всякого нового явления необходимо соответствующим образом развить надлежащую теорию, привлекая, быть может, для этой цели различных специалистов. Заметим, что детальные наблюдения над серебристыми облаками показали, что на высоте 80–90 км господствуют ветры, направленные в общем с востока на запад со скоростью 30–50 м/с, т.е. примерно около 3° по долготе в час [4]. Если на больших высотах ветровой режим аналогичен, то уже одно это может дать объяснение запозданию светлых ночей в Западной Европе.

Второе явление, по всей вероятности связанное с Тунгусским падением, это, как известно, аномальная экстинкция, обусловившая заметное уменьшение солнечной радиации, отмеченное на единственной в то время актинометрической обсерватории Аббота, проводившей систематические наблюдения в Калифорнии.

Аналогичные явления отмечались и в другие годы и являлись следствием выброса огромных количеств распыленной материи при вулканических извержениях. При этом сильно увеличивается интенсивность зари, но не глубоких сумерек и не светимости ночного неба, поскольку подобная материя остается сосредоточенной главным образом в тропосфере и не поднимается на очень большую высоту. Однако, как известно, в 1908 г. никаких извержений вулканов не было, а аномальная экстинкция наблюдалась очень скоро после Тунгусского взрыва: в Калифорнии она начала ощущаться уже через две недели после этого явления. Если предположить, что экстинкция распространилась на все северное полушарие, то нужная для этого масса распыленного вещества должна была составить около

1 млн. т — это и представляет единственную сделанную оценку массы Тунгусского тела. Было бы весьма желательно вновь проследить, имеются ли какие-либо дополнительные данные относительно солнечной радиации в соответствующую эпоху.

Третье проявление вещества Тунгусского тела — это мелкие шарики силикатного и магнетитового состава, собираемые многими экспедициями в месте падения и тщательно анализируемые в Институте геохимии АН СССР. Интересно, что никаких крупных масс при этом, как известно, не было обнаружено. Все собранное вещество, несмотря на тщательные поиски, состоит только из мелких шариков диаметром от 10 до 200 мкм, в среднем около 90 мкм для силикатных и 80 мкм для магнетитовых (Кирова [5]). Эти шарики, как можно предполагать, представляют собой результат быстрой конденсации при охлаждении раскаленного газа, причем отверждение вещества сопровождалось частичной возгонкой разных элементов. Особенно интересно наличие в отдельных случаях двойных шариков, состоящих из соединения силикатного и магнетитового шариков, что, по-видимому, указывает на большую плотность газа, образовавшегося при взрыве Тунгусского тела. Было бы очень интересно провести лабораторное исследование структуры и состава шариков Тунгусского падения и попытаться воспроизвести подобные шарики, в том числе двойные, экспериментальным путем. Заметим, что отдельные шарики встречаются более или менее повсеместно, хотя и довольно редко, но двойные шарики разнородного состава известны только в районе Тунгусского падения.

Большое значение имело бы широкое определение фона рассеянного вещества в разных местах земного шара, в особенности близких к месту Тунгусского падения. Специальные экспедиции проводились для этой цели еще в 1946 г. Астрофизическим институтом АН КазССР в район ледников Туяк-Су Заилийского Алатау (Дивари [6]), но ничего подобного космическому веществу при этом обнаружено не было. Обширные работы были выполнены на территории Казахстана для сбора осажденных частиц из верхних слоев земной атмосферы. Желательно провести изучение результатов сбора частиц в Гренландии, Антарктиде и в других местах земного шара. Имеющиеся данные, в особенности отсутствие двойных силикатно-магнетитовых шариков, которые оказываются свойственными только району Тунгусского падения, свидетельствуют о том, что это выпавшее вещество действительно представляет результат взрыва Тунгусского тела. Желательно также провести расчеты модели взрывающегося вещества комплексного состава, при которой могли бы появиться подобные шарики, и определить соответствующие физические условия.

Итак, с Тунгусским падением связано вещество трех разных категорий: мельчайшая пыль, резко увеличившая яркость непрерывного спектра сумеречного и ночного неба и задержавшаяся на короткое время в очень высоких атмосферных слоях; более крупная пыль, по всей вероятности связанная с пылевым следом Тунгусского болида, который мог возникнуть на высоте гораздо меньшей, но все же порядка десятков километров, и, наконец, сравнительно крупные шарики, очевидно, образовавшиеся в

результате взрыва, выпавшие в районе эпицентра и лишь незначительно рассеянные ветром. Наличие всего этого материала лучше всего согласуется с предположением о кометной природе Тунгусского метеорита.

Рассмотрим теперь энергию Тунгусского явления. Для этой цели следует принять определенную орбиту и скорость встречи с Землей, а также рассчитать траекторию Тунгусского болида в атмосфере. Хотя вычисление орбит уже неоднократно производилось разными авторами, мы снова вычислили 14 новых вариантов [3], пересмотрев для этой цели показания очевидцев, а также приняв во внимание форму площади вывала леса в районе падения, согласно результатам, полученным рядом экспедиций последних лет. Укажем, что во всех возможных случаях угловое расстояние от Солнца видимого ридианта Тунгусского болида оказывается сравнительно небольшим, во всяком случае лежащим в первом квадранте; это объясняет, почему Тунгусская комета, приближаясь к Земле, не могла быть замечена. Это вполне аналогично комете Мркоса 1957 г., которая, несмотря на свою огромную яркость и большое приближение к Солнцу, была обнаружена только тогда, когда она уже обогнула Солнце и вышла за пределы земной орбиты. Можно далее отметить, что во всех вариантах эксцентricность орбиты Тунгусского метеорита оказывается очень большой, даже если принять скорость близкой к орбитальной скорости Земли. Для астероидов такая эксцентricность очень мало вероятна. Таким образом, даже малоопределенные данные, имеющиеся в нашем распоряжении, все же позволяют сделать вывод, что орбита Тунгусского тела была несвойственна астероидам и, следовательно, обычным метеоритам. Наконец, можно сделать заключение, что скорость проникновения в земную атмосферу находилась, вероятнее всего, в пределах от 30 до 40 км/с. Принимая наклон траектории равным 75° , начальные скорости — 30 и 40 км/с и начальную массу — 1 млн. т, как нами было получено на основании независимых данных и затем подтверждено Бронштэном, можно было рассчитать движение Тунгусского тела в атмосфере. Средняя плотность этого тела принималась 0,9025, 0,3095, 0,1128 и 0,02854 г/см³. В результате было получено, что во всех случаях скорость движения метеорита сначала меняется медленно и только в конце траектории начинает резко уменьшаться. Заметное уменьшение массы наступает гораздо раньше, но тем не менее видно, что даже в случае достаточно плотных тел значительное выделение теплоты вследствие резкого расходования кинетической энергии наступает только на высоте 25 км над земной поверхностью при начальной скорости 40 км/с и еще ниже при меньшей начальной скорости.

Если Тунгусский метеорит действительно был замечен в виде яркого болида на значительно большей высоте, то это может служить независимым указанием на его сравнительно малую среднюю плотность. В самом деле, как видно из графиков, приведенных в [3], все кривые смещаются очень значительно в область больших высот при гораздо меньших плотностях. Например, при плотности 0,03 г/см³ заметная потеря массы происходит уже на высоте около 50 км, хотя скорость при этом меняется мало.

Особенно интересно происходит полет метеорита, когда в процессе торможения он начинает дробиться и превращаться в плотный рой частиц, окутанный единой ударной волной и продолжающий двигаться как единое тело. При этом происходит резкое уменьшение средней плотности летящего тела. В результате возникает явление, вполне аналогичное удару о твердую поверхность, когда происходит внезапный взрыв. При начальной скорости 40 км/с это бывает на высоте примерно 12 км, а при начальной скорости 30 км/с — на высоте около 8 км. Отсюда ясно, почему движение Тунгусского тела должно было кончиться взрывом. В более высоких слоях атмосферы оно двигалось уже в виде раскаленного болида, но при наступлении дробления и, вследствие этого, резкой остановки произошло почти мгновенное выделение еще сохранившегося запаса кинетической энергии. Выделение химической энергии при этом, возможно, не имело существенного значения. Количество выделенной энергии, которая пошла на разрушение тайги и вывал леса, составляет приблизительно $2 \cdot 10^{23}$ эрг, если считать, что при этом сохранилось около половины всей начальной массы и скорость перед конечным торможением составляла около 10 км/с. Вместе с тем сравнительно малая высота взрыва, которая принимается по разным данным равной примерно 10 км, говорит против того, что Тунгусское тело с самого начала представляло некоторый рой частиц, хотя бы достаточно уплотненный. Но распад этого тела в атмосфере и превращение его в довольно плотный рой кажется совершенно несомненным.

Все указанные расчеты были проведены нами при указанных начальных условиях с применением обычной теории движения тел в сопротивляющейся среде с соответствующим нагреванием и постепенной потерей массы. Было бы желательно уточнить теорию движения ядра кометы в земной атмосфере при единой огибающей ударной волне и при различных предположениях относительно его физических свойств, определив процесс дробления с соответствующим выделением энергии в конце пути. Изучение всякого нового явления требует и соответствующего развития более совершенной теории.

Дальнейшие заключения можно сделать на основании оценки общей энергии взрыва по произведенным разрушениям и частичному ожогу в месте вывала леса и по дисперсии вываленных деревьев, принимая, как указывалось ранее, высоту взрыва равной 10 км. Простой опыт показывает, что ожог может возникать при воздействии радиации интенсивностью примерно $6 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{с}$. Наличие ожога определяет порядок потока радиации от летящего болида. Поскольку температура болида, судя по впечатлению о его поверхностной яркости, сравнительно мало отличалась от эффективной температуры Солнца, можно полагать, что угловые размеры болида должны быть примерно в 300 раз больше размеров Солнца. Даже при температуре, в 10 раз больше эффективной температуры Солнца, для видимых размеров получаем около 2^0 , что на расстоянии 10 км соответствует линейным размерам около 350 м и средней плотности $0,1 \text{ г/см}^3$. Однако скорее следует считать, что ожог был произведен

не летящим болидом, а взрывом его остаточной массы; это требует более сложных расчетов для оценки физических свойств.

Укажем, что большое значение имеет моделирование подобных взрывных явлений в лабораторных условиях. Моделирование проводилось Зоткиным и Цикулиным в лаборатории Института физики Земли АН СССР и привело уже к весьма интересным результатам. В дальнейшем было бы существенно исходя из экспериментальных опытов по модельным взрывам (желательно с воспроизведением рельефа местности) установить, насколько целесообразно продолжение поисков осевшего вещества в направлении траектории движения за его эпицентром. Хотя не подлежит никакому сомнению, что никаких крупных масс выпасть не могло, тем не менее желательно окончательно убедиться в этом, обследуя те районы, в которых это могло бы иметь место, согласно данным модельных взрывов.

С Тунгусским падением связаны и другие явления, например, сейсмические волны, воздушная волна, обошедшая весь земной шар в том и другом направлениях, возмущения магнитного поля Земли и др.

Как известно, сейсмические колебания, зарегистрированные на Иркутской обсерватории, позволили с большой точностью установить момент падения. Возмущения магнитного земного поля не представляют ничего необычного, так как они производятся в небольшой степени болидами и яркими метеорами (Калашников [7]). Причина этого, по-видимому, заключается в том, что каждая космическая частица, а тем более такое крупное тело, как Тунгусский метеорит, вторгаясь с космической скоростью в верхние слои земной атмосферы, неизбежно производит значительную ионизацию и увеличивает тем самым количество свободных электронов. На свойстве всякого метеора ионизировать обширный слой воздуха, через который он пролетает, основан, как известно, метод радарных метеорных исследований.

Заметим также, что хотя аномально светлые ночи 30 июня — 1 июля 1908 г. не могли сказаться на оптических свойствах нижних атмосферных слоев и даже не могли быть связаны с серебристыми облаками, распыление основной массы Тунгусского метеорита, произведшее значительную экстинкцию во всем северном полушарии, должно было, конечно, сказаться на поляризации дневного неба, произвести аномальные зори и аналогичные явления. Однако использовать соответствующие наблюдения, которые большей частью проводились без количественных измерений, для уточнения природы Тунгусского падения не представляется возможным.

В заключение упомянем, что Тунгусской катастрофе 1908 г. стали приписывать и другие особенности, которые при тщательной проверке совершенно не подтвердились, прежде всего увеличение радиоактивности в месте падения. Не входя здесь в детали, укажу, что весь относящийся к этому материал суммирован Барановым, который в результате его изучения пришел к отрицательному выводу. Тем не менее версия о якобы имевшем место ядерном взрыве, а следовательно, о каком-то прилетевшем космическом корабле или о комете, состоящей из антиматерии, по-

прежнему находит себе место на страницах научно-популярных изданий и вызывает положительные отклики за рубежом со стороны некоторых исследователей. Предположение о том, что Тунгусское тело состоит из антиматерии, было высказано сначала Ла Пазом [8], затем Бонди [9] на заседании Британского астрономического общества и в самое последнее время Либби и др. [10]. В отношении Тунгусского падения эти высказывания указывают просто на недостаточную осведомленность авторов. Однако Константинов, Бредов, Белявский и Соколов [11], предположив на основании некоторых соображений возможность антивещественной природы микрометеоритов, высказали также идею о том, что кометы вообще и связанные с ними метеорные потоки представляют собой антивещество.

Изучение Тунгусского явления, которое по всем данным представляло встречу кометы с Землей, совершенно опровергает это довольно одностороннее заключение. Тунгусское падение не сопровождалось повышением радиоактивности, а было связано с распылением вещества разного характера, причем распыленное вещество длительное время сохранялось в атмосфере. Кроме того, имел место взрыв, который возник на определенной высоте в атмосфере только вследствие малой плотности Тунгусского тела. Оно не могло, разумеется, состоять из антиматерии, а представляло собой обычную комету.

Это был единственный случай, известный в науке, когда ядро кометы проникло непосредственно в земную атмосферу. Детальное изучение его даст возможность ближе ознакомиться со строением и природой комет, которые до сих пор могли наблюдаться только на расстоянии миллионов километров. В этом и заключается основное значение Тунгусского явления, далеко выходящего за рамки метеоритики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Esclangon E. C. r. Acad. sci., Séance 6 Juillet 1908, Juil-Dec. (2 Sem.).
2. Фесенков В.Г. Об оптических неоднородностях высотной атмосферы и их возможной связи с серебристыми облаками. — В кн.: Серебристые облака. М., изд. ВИНТИ, 1967, 81–85.
3. Фесенков В.Г. Проблемы падения Тунгусского метеорита. — Астрон. журн., 1966, 43, № 2, 241.
4. Гришин Н.И. Динамическая морфология серебристых облаков. — В кн.: Серебристые облака. М., изд. ВИНТИ, 1967, с. 193–199.
5. Кирова О.А. Метеоритика, 1961, вып. 20, 32.
6. Дивари Н.Б. Метеоритика, 1948, вып. 4, 120.
7. Калашников А.Г. Докл. АН СССР, 1949, 66, № 3, 373.
8. La Paz L. Meteorite craters and the hypothesis of the existence of contraterrene meteorites. — Popul. Astron., 1941, 49, N 2, 99: The energy of Podkamennaya Tunguska, Siberia, meteorite fall. — Popul. Astron., 1948, 56, N 6, 330.
9. Bondi H. Colloquium of interplanetary Matter. — Observatory, 1958, 78, N 906, 197.
10. Cowan C., Ailuri C., Libby W. Possible anti-matter content of the Tunguska meteor of 1908. — Nature, 1965, 206, 861.
11. Константинов Б.П., Бредов М.М., Белявский А.И., Соколов И.А. Космические исследования. 1966, 4, вып. 1.

О ПРИРОДЕ КОМЕТ И ТУНГУССКОМ ЯВЛЕНИИ*

1. При изучении всякого необычайного явления прежде всего ставится вопрос: что оно представляет собой, какова его природа?

В отношении Тунгусского явления всего вероятнее считать, что это была встреча кометы с Землей. Признаки этого — свойства орбиты Тунгусского тела, необычные для метеоритов и астероидов, характер движения в атмосфере с полным торможением на большой высоте, несмотря на огромную массу, отсутствие каких-либо выпавших метеоритов, а главное одновременный влет в высокие слои атмосферы разреженного пылевого облака, генетически связанного, очевидно, с основным телом — огромным болидом. Совместное и независимое движение в межпланетном пространстве массивного тела и разреженного протяженного облака невозможно, а потому подобное облако должно было порождаться массивным телом, т.е. представлять хвост кометы, непрерывно истекающей из ее ядра.

Для лучшего понимания Тунгусского явления и вместе с тем природы комет следует ясно представить себе, что такое кометы и что можно ожидать от встречи кометы с Землей.

2. Происхождение комет тесно связано с их природой. В настоящее время можно считать, что кометы образовывались в межзвездной среде на самой первичной стадии возникновения Солнца и планет. Об этом свидетельствует установленное наличие околосолнечного протяженного кометного облака, включающего многие миллиарды комет. В прошлом оно было еще более обильным. О наличии подобного облака комет еще раньше указывал Оорт, а в последнее время это подтверждено многочисленными работами Чеботарева, Казимирчак-Полонской, Штейнса и др., проведенными в значительной мере на электронных машинах.

Подобное облако простирается от Солнца примерно на 1500 а.е. и постепенно расходуется вследствие звездных возмущений, причем 50% комет уходят в межзвездное пространство по гиперболическим орбитам, 50% проникают по вытянутым эллипсам внутрь солнечной системы и под влиянием притяжения различных планет частично входят в различные планетные семейства. С этим согласуется тот известный факт, что газопылевые туманности, окружающие недавно образовавшиеся звезды, в значительной мере состоят из множества неоднородностей — отдельных сгущений. Например, известная туманность Ориона, по данным Остерброка и Флаттера, состоит из подобных сгущений кометного типа.

3. Химический состав комет непосредственно связан с их происхождением в условиях практически межзвездной среды. Межзвездные пылевые частицы — зерна графита, способствуют образованию различных молекулярных соединений преимущественно углеводородной природы; они же способствуют и возникновению местных сгущений.

* Астрон. вестн., 1969, 3, № 4, 211–213. Доклад на Симпозиуме по физическим явлениям, связанным с Тунгусским метеоритом (Москва, 4–5 июня 1969 г.).

Не останавливаясь на процессах образования подобных сгущений, отметим, что их состав, естественно, должен быть близким к тому, который характеризует кометы по спектральным данным, т.е. они состоят из CN, CH, CH₂, C₂, C₃, OH, CO, OH⁺, CH⁺, CO⁺, N₂⁺, Na, CN с родительскими соединениями HCN, NH₂, H₂O, CO₂, C₂N₂, CH, C₂H₂ и других углеводородов, а также из ряда других элементов, которые, особенно металлы, лучше проявляются в спектре комет при их тесных приближениях к Солнцу. Вследствие подобного состава кометы при встрече с планетами, в частности с Землей, приносят органическое вещество, способствующее развитию жизни.

По мнению ряда специалистов (Элик и др.), углистые хондриты, богатые сложными органическими соединениями, возникают из комет, а не из астероидов. Многочисленные опыты показывают, что эти сложные органические соединения, включающие основы белков, могут возникать в результате кратковременного нагрева простейших углеводородных и азотистых соединений с последующим быстрым охлаждением; это может получаться, например, при неизбежных столкновениях комет между собой.

4. Что касается физических свойств кометных ядер, здесь основной вопрос: представляет ли ядро кометы некоторую сплошную массу или же какой-то компактный рой отдельных частиц? Масса кометы настолько мала, что не может быть оценена обычными методами небесной механики. Косвенным путем можно было установить, что масса типичной кометы составляет $10^{18} \pm 3$ г с погрешностью в несколько порядков. Подобную оценку можно сделать, например, определяя потерю массы в абсолютных единицах в течение одного обращения кометы по орбите вокруг Солнца и затем учитывая степень уменьшения всей массы по вековому падению ее блеска.

Кометные ядра состоят из слабо связанного вещества, способного к бурному испарению при относительно большом нагреве. Они выбрасывают при этом мелко рассеянную материю и различные газы. Яркость кометной головы определяется эмиссионными полосами этих газов и более интенсивным рассеянным солнечным светом на мелких частицах. Размеры этих пылевых частиц должны быть очень малы, так как головы комет обычно отличаются значительной поляризацией, доходившей даже до 20% на угловом расстоянии от Солнца около 40° (Мартель, Харитонов). С другой стороны, распределение интенсивности в спектре головы ряда исследованных комет близко к солнечному, и это указывает на то, что нижний предел размеров частиц порядка длины световой волны.

Далее, для комет существенно то, что некоторые из них подвергаются реактивным силам, изменяющим их орбитальное движение в результате взрывов в собственной массе. В зависимости от ориентировки вращения кометного ядра эти реактивные воздействия могут или ускорять их движение, или замедлять, удаляя или приближая комету к Солнцу. Примером этого могут служить комета Энке, подробно исследованная Баклундом в Пулковке, которая испытывает скачкообразное замедление сво-

его движения, или комета Брукса, наоборот, увеличивающая свою скорость.

В данном случае интересно то, что взрывы или бурные истечения вещества, наблюдаемые в кометных оболочках, передаются на всю кометную массу в целом. Эта масса, следовательно, должна представлять собой довольно связанное целое. Если это рой частиц, то он должен быть достаточно плотным. Однако, какова бы ни была эта плотность, она не может удовлетворять критерию устойчивости Роша на всех расстояниях от Солнца, и потому вблизи от Солнца кометы неизбежно должны распадаться даже вследствие обычных приливных воздействий, не говоря уже о происходящих внутренних взрывах.

Ядра комет не могут представлять собой сплошные компактные массы, так как они часто распадаются на отдельные кометы, обладающие такими же свойствами. Примеры этого общеизвестны. Следовательно, это должно быть собрание относительно большого числа агрегатов, неправильно расположенных, с различными центрами конденсаций. Массы комет могут быть только на несколько порядков больше образуемых ими оболочек, так как они довольно быстро исчерпываются и это делается заметным уже за несколько десятков оборотов их вокруг Солнца. Расстояния между частицами в ядре кометы должны быть настолько малы, что они, как правило, при взрывах окружаются одной ударной волной и потому испытывают общее реактивное действие. Следовательно, это очень плотные рои тел, в которых расстояния между составляющими могут лишь в несколько раз превышать их размеры. Состав этих тел такой, что они способны давать взрывы уже при слабом облучении, выделяя газы, свойственные наиболее распространенным в космосе H, C, O, N, и другие — преимущественно легкие — элементы.

5. Какие эффекты должны наблюдаться при проникновении кометы в земную атмосферу? Хвост кометы и значительная часть ее оболочки вокруг ядра не смогут проникнуть в нижние слои и будут задержаны высоко в стратосфере. Ядро будет двигаться, окруженное единой ударной волной с резким выделением химической энергии в виде сильных взрывов в более низких атмосферных слоях. Средняя плотность ядра сравнительно мала, возможно, не превышает 0,1 г/см³, размеры же его даже при небольшой массе порядка 1 млн. т составят несколько сот метров.

Все это усложняет картину взрывных явлений, связанных с распространением воздушных волн, вывалом леса, и т.п., но это желательно учитывать при детальном рассмотрении всего наблюдательного материала по Тунгусскому падению.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
-----------------------	---

I. МЕТЕОРНЫЕ ТЕЛА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Захват метеоров атмосферой Земли	8
Влияние сопротивления атмосферы на координаты радиантов	25
О средней скорости падающих звезд (совместно с Б.М. Циголевым)	30
Болид 11 октября 1948 г.	39
К вопросу о микрометеоритах	46

II. СИХОТЭ-АЛИНСКИЙ МЕТЕОРИТ

Сихотэ-Алинский метеорит	57
Обстоятельства падения Сихотэ-Алинского метеорита	75
О результатах исследования Сихотэ-Алинского метеорита	84
О массе атмосферного следа Сихотэ-Алинского метеорита	93
О движении Сихотэ-Алинского метеорита в атмосфере	95
Замечания о движении Сихотэ-Алинского метеорита в атмосфере	117
Орбита Сихотэ-Алинского метеорита	120
Сихотэ-Алинский метеорит и его значение для проблемы происхождения и эволюции солнечной системы	125
О прошлом движении Сихотэ-Алинского метеорита (совместно с Л.Н. Туленковой)	138
Некоторые соображения об энергии образования кратеров и скорости падения Сихотэ-Алинского метеорита	147

III. ТУНГУССКИЙ МЕТЕОРИТ

Помутнение атмосферы, произведенное падением Тунгусского метеорита 30 июня 1908 г.	156
О воздушной волне, произведенной падением Тунгусского метеорита 1908 г.	160
Новое о Тунгусском метеорите (совместно с Е.Л. Криновым)	165
О природе Тунгусского метеорита	169
О кометной природе Тунгусского метеорита	174
Об условиях падения на Землю комет и метеоритов	192
К вопросу о природе комет	196
Об аномальных световых явлениях, связанных с падением Тунгусского метеорита	202
Об орбите Тунгусского метеорита	205
Проблемы падения Тунгусского метеорита	209
Тунгусское падение и связанные с ним проблемы	239
О природе комет и Тунгусском явлении	247

Василий Григорьевич
ФЕСЕНКОВ

ИЗБРАННЫЕ ТРУДЫ Метеориты и метеорное вещество

*Утверждено к печати
Астрономическим
советом АН СССР*

Редактор
Л.Е. Кононенко
Художественный редактор
Т.П. Поленова
Технический редактор
Л.А. Куликова