



ISSN 1607–2855

Том 5 · № 1–2 · 2004 С. 189–194

УДК 523.53

Интерпретация излучения метеоров

В.А. Смирнов

Национальная Академия связи Украины

В работе исследованы характеристики излучения и рассмотрена физическая теория метеоров.

ІНТЕРПРЕТАЦІЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ МЕТЕОРИВ, Смирнов В.О. — Розглянуто фізичну теорію і досліджено характеристики метеороного випромінювання.

THE INTERPRETATION OF METEOR RADIATION, by Smirnov V.A. — The characteristics of radiation and physical theory of meteors are investigated.

1. ИСТОРИЯ ВОПРОСА

Второй сын Дж.Гершеля и внук В.Гершеля Александр Сэват Гершель (1836–1907) с помощью бинокля, снабженного призмами, 18 января 1864 года впервые увидел спектр метеора. По свечению метеора он с помощью световых стандартов также пытался определять массу метеороида. Первый период изучения спектров метеоров продолжался до получения первых спектрограмм, полученных С.Н.Блажко в 1904 и 1907 годах [8].

Итоги изучения метеорных спектров за второй период подвел в начале 60-х годов П.Миллман (1906–1990) в работе “General Survey of Meteor Spectra” [6]. Питер Миллман, имевший происхождение из семьи миссионеров, вслед за своими родителями осуществил свою «миссию» — организацию развития спектральных исследований метеоров в различных странах. (см., например, [15]).

Созданная Миллманом классификация спектральных снимков имела определенный физический смысл: спектры типа Y отличаются излучением ионизированного кальция в линиях H и K. В спектрах типа X интенсивны D-линия натрия и линии нейтрального магния. В спектрах Z наиболее интенсивны линии нейтрального железа и хрома. Типы спектров Y и X соответствовали по составу каменным метеоритам, хондритам. Тип Z и добавленный еще тип W соответствовали по составу железным метеоритам, имеющим астероидальное происхождение. Поток метеорам принадлежало 68% всех спектрограмм: из них на Персеиды приходилось 31%, 14% — на Леониды, 7% — на Геминиды.

Свечение каждого метеора представляет собой неповторимое сугубо индивидуальное явление. Однако, метеоры одного и того же потока, имеющие одинаковую скорость и, вероятно, сходный химический состав, определяемый общим космогоническим происхождением одного и того же потока, показывают как бы «фамильное» сходство по характеру излучения спектров.

Оказалось, что спектр метеора является не только функцией химического состава, но и скорости, вернее, запаса кинетической энергии метеороида. Это было видно из того, что спектры высокоскоростных потоков — Персеид и Орионид — принадлежали типу Y. Метеоры низкоскоростных потоков — Геминид и Драконид — принадлежали типу X.

Оказалось, что были отождествлены линии свыше 120 мультиплетов железа, по 10 мультиплетов ионизированного железа, магния, кальция, кислорода, полосы молекулярного и линии ионизированного азота. Значительное обилие спектральных линий дали натрий, хром, марганец, никель,

кобальт, углерод, литий, барий, стронций, водород, а также ионы магния, кислорода, кремния, алюминия. Более 10 головных кантов полос FeO, MgO, CaO, CN, C₂, CO, CH, CO⁺ и др.

Применение методов звездной фотометрии и спектрофотометрии к метеорным спектрам и особенно фотографическим следам в интегральном свете было отягощено большим количеством систематических погрешностей. Об этом подробно сказано в книге автора [8].

В работе [7] был проведен анализ фотометрических профилей движущихся фотографических следов звезд и метеора. Оказалось, что фотометрический профиль метеорного изображения шире и ниже звездного. Поэтому использование метода построения кривых роста и определений самопоглощения в объеме излучения метеора с помощью фотометрических профилей этих же мнимых «линий» не корректно.

Еще хуже обстоит дело с применением в исследовательских целях фотометрических интегральных изображений метеоров. Здесь фотометрические ошибки связаны не только с тем обстоятельством, что при построении характеристической кривой необходимо вводить фотометрические поправки за счет невыполнения закона фотографического потемнения Бунзена–Роско наряду с множеством других поправок [8]. Систематическая ошибка при построении интегральной фотометрической кривой получается за счет того, что излучение в фиолетовом участке спектра оказывается значительно ослабленным за счет падения чувствительности фотоэмульсии или фотопластинок при использовании обычно применявшейся панхроматической эмульсии. Поэтому многие выводы, которые делались с использованием фотографических экспериментальных данных и весьма сложного математического аппарата, оказываются весьма сомнительными.

Использование видеотехники позволяет получить фотометрические оценки блеска фиксируемых объектов сразу в абсолютных энергетических единицах, не отягощенных указанными систематическими погрешностями.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МЕТЕОРОВ В ИСТОРИЧЕСКОМ АСПЕКТЕ

Физическая теория метеоров разрабатывалась, начиная с 30-х годов, на основании наблюдений ярких болидов. Разработанная теория излучения далеко не всегда способна объяснить особенности свечения метеоров без противоречий.

Уравнения физической теории метеоров были записаны Хоппе, а в бывшем Советском Союзе — Б.Ю.Левиним [3, 8].

Рассмотрение решений уравнений метеорной физики убедительно показывает необходимость разделения этих уравнений по пространственно-временному принципу [9,12]. В противном случае можно встретиться с противоречиями в интерпретации самого явления метеора. Как известно, уравнения физической теории записываются из следующих соображений.

Пусть за время dt метеорное тело (с неизвестной конфигурацией и химическим составом) встречает массу воздуха

$$dm_a = S\rho v dt \quad (1)$$

где $S(t)$ — поперечное сечение метеорного тела, $\rho(H)$ — плотность атмосферы на высоте H , $v(t)$ — скорость тела.

Если пренебречь дополнительным импульсом, создаваемым притяжением Земли и реактивным импульсом, связанным с истечением струи при полете метеора, то количество движения метеорного тела массы m_m оказывается равным

$$m_m dv = -\Gamma S\rho v^2 dt, \quad (2)$$

где Γ — коэффициент сопротивления, характеризующий долю импульса, передаваемого метеору частицами атмосферы.

Тогда «уравнение торможения» физической теории метеоров будет представляться формулой:

$$m_m \frac{dv}{dt} = -\Gamma S\rho v^2. \quad (3)$$

В последнем уравнении все параметры, кроме эмпирически определяемой скорости и ускоре-

ния, неизвестны. Неизвестны и законы изменения параметров по мере проникновения метеора в плотные слои атмосферы. Кроме того, как видно из формулы (3), при дифференцировании произведения $dm_m(t)v(t)$ масса m_m считается не зависящей от времени t , что не соответствует любой модели развития метеорного явления.

Уравнение (3) неоднократно использовалось для определения динамических масс метеоров. Однако, В.А.Бронштэн в письме автору признает, что в уравнении (3) «зависящая от времени величина скорости служит для определения мгновенного значения массы метеора». Иными словами, признается факт использования уравнения (3) для случая стационарной («мгновенной») метеорной массы [3].

Таким образом, следует оговаривать при практическом использовании уравнения торможения метеора стационарность динамической массы.

Если ввести коэффициент теплопередачи Λ , характеризующий долю кинетической энергии метеора, переходящей в тепло, и удельную теплоту метеорного тела Q , то уравнение «потери массы» физической теории метеоров приобретает вид:

$$Q \frac{dm_m}{dt} = -\frac{1}{2} \Lambda S \rho v^3. \quad (4)$$

Как видно, последнее уравнение записывается при условии стационарности скорости v , что, вообще говоря, не соответствует реальным условиям полета метеора. Здесь также, по выражению В.А.Бронштэна, через потерю массы «определяется мгновенное значение скорости» [3].

В третьем уравнении физической теории — «уравнения свечения», связывается получаемая из фотометрических данных наблюдаемая интенсивность свечения метеора I с потерей кинетической энергии.

Считая v не зависящей от t , получаем:

$$I = -\tau \frac{dm_m}{dt} \frac{v^2}{2}, \quad (5)$$

где коэффициент τ характеризует долю кинетической энергии метеорного тела. Для уравнения (5) интенсивности I , полученные в интегральном свете, не могут позволить однозначно решить задачу о развитии метеорного явления. Для каждого метеора как коэффициент τ , так и масса m — неизвестные величины; неизвестной остается также зависимость $m(t)$, которая определяется характером разрушения каждого индивидуального метеорного тела.

Практика абсолютной спектрофотометрии метеоров позволяет в каждый момент времени во время полета метеора определить интенсивность таких монохроматических изображений на спектральной снимке метеора в абсолютных единицах [4, 5].

Если пренебречь индуцированными переходами в атомах и самопоглощением в этих линиях, то интенсивность при излучении определяется суммарным воздействием на фотопленку излучающих в данный момент в единице объема частиц:

$$I_{ik} = N_i A_{ik} h\nu_{ik}, \quad (6)$$

где N_i — концентрация излучающих частиц, A_{ik} — коэффициент вероятности перехода $i \rightarrow k$ Эйнштейна, $h\nu_{ik}$ — энергия кванта. (При использовании (6) в астрономической практике необходимо введение множителя $\frac{1}{4\pi}$).

Поэтому еще Кук и Миллман [4] использовали определенные в абсолютных единицах интенсивности спектральных линий для определения числа излучающих атомов в спектре метеора.

3. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МЕТЕОРА С УЧЕТОМ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СООТНОШЕНИЙ

В работе [1] была создана концепция метеорного явления. Свечение метеора, согласно И.С.Астаповичу, осуществляется на среднем участке пути. Здесь метеор входит в достаточно плотные слои атмосферы, когда длина свободного пробега молекул делается сравнимой с размерами метеорного тела.

Наблюдаемое явление — свечение метеора — в атмосфере определяется рядом факторов, определяющих необходимые условия наблюдения свечения метеора. Так, для визуальной фиксации метеора необходима определенная мощность излучения.

Если звезда со звездной величиной $m = +6^m$ наблюдается визуально, то это означает, что ею создается освещенность E , определяемая из равенства: $m = -13.89 - 2.5 \lg E_*$. Отсюда $E_* = 1.107 \cdot 10^{-8}$ люкс. (-13.89 — звездная величина одного люкса).

Световой поток $\Phi = Es$, где s — площадь освещаемой площадки. Поскольку 1 люмен в области максимальной чувствительности глаза равен $1.47 \cdot 10^{-3}$ Вт, то плотность потока $E = 1.627 \cdot 10^{-11}$ Вт/м².

Однако, скорость перемещения по небосводу изображения звезды отличается от скорости перемещения метеора в $10^3 - 10^4$ раз. Поэтому плотность потока излучения наблюдаемого слабого метеора E_m для сохранения такого же воздействия на сетчатку глаза, как и от звезды 6-й звездной величины, должна быть соответственно больше и составлять не менее $E_m = 2.10 \cdot 10^{-7}$ Вт/м² в каждой точке свечения [9, 10].

Такой же расчет может быть проведен и для свечения отдельных спектральных линий в случае фотографирования или наблюдения спектров метеоров. Принимая расстояние до метеора R равным 100 км, можем получить в ваттах мощность излучения в каждой точке на пути метеора как $4\pi R^2 E_m = 2.5 \cdot 10^3$ Вт.

Взаимодействие метеороида с частицами атмосферы приводит прежде всего к разогреву его поверхности за счет энергии столкновений.

За время 0.1 с, равное усредненному времени полета метеора, максимальная теплопроводность почвы с поверхностным пескованием [14] составляет:

$$q = \frac{Ql}{s\Delta tHT} = 1.72 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}/(\text{мм}\cdot\text{К}) \quad (7)$$

где T/l — температурный градиент, $s = m^2$. Такое экспериментальное определение теплопроводности почвы соответствовало плотности $1.5 \text{ г}/\text{см}^3$ и пористости 42%. При пористости почвы 90% и плотности $0.2 \text{ г}/\text{см}^3$ теплопроводность уменьшается и становится равной $0.48 \cdot 10^{-4} \text{ Дж}/(\text{мм}\cdot\text{К})$.

Такими сравнительно низкими значениями теплопроводности тел, в том числе метеороида, можно объяснить «долгожительство» его твердой фазы за время пролета в атмосфере, а также сохранение его инерционности.

Как видим, при определениях теплопроводности метеороида необходимо учитывать временной фактор t . За время «мгновенной» выдержки метеора 10^{-3} с тепло от бомбардируемой поверхности успевает проникнуть на доли микрона внутрь метеорного тела. Однако по мере уменьшения высоты метеора, процесс теплопроводности ускоряется.

Фотометрические измерения вдоль пути спектрограмм метеоров подтверждают, что в соответствии с увеличивающимся по мере проникновения метеора в плотные слои атмосферы энергетическим взаимодействием за счет столкновений с частицами атмосферы максимум распределения энергии по спектру метеора смещается от длинноволновой части в районе 6000Å до коротковолновой части в районе 4000Å . При этом максимум излучения часто образуется в конечной вспышке быстрого поточного метеора.

Согласно закону Вина, температурный ход при этом изменяется от 4800 до 7100 К [12,13].

Инерционность основной массы метеороида велика по сравнению с испарившимися частицами метеороида. Поэтому скорость метеороида уменьшается при полете метеора значительно медленней, чем скорость быстро тормозящихся при столкновениях со встречным газовым потоком испарившихся частиц метеороида. При этом тормозящиеся частицы метеорной плазмы отстают от метеорного тела, образуя его кому и хвост.

С течением времени t концентрации частиц в каждой точке пролета метеора изменяются по

закону, описываемом решением кинетического уравнения [2.8]:

$$N(t) = N_e(t) \left\{ 27 \cdot 10^{-23} \frac{N_0^2}{T_0^{9/2}} t_0 \left[\left(\frac{t}{t_0} \right)^{0.4} - 1 \right] \right\}^{1/2}. \quad (8)$$

Здесь $N_e(t)$ — закон изменения со временем электронной концентрации, N_{e0} , N_0 , t_0 , T_0 — начальные значения электронной концентрации, концентрации частиц плазмы, времени и температуры [12, 13].

Картина развития метеорного явления во времени выглядит следующим образом. В стационарном состоянии облако метеорной плазмы сохраняется за счет разрушения метеорного тела. В процессе проникновения метеора в более плотные слои атмосферы, образования фронта ударной волны испарившийся метеорный газ испытывает резкое торможение. Кинетическая энергия поступательного движения метеора переходит в тепловую. При этом процессы возбуждения атомов ионизации преобладают над рекомбинацией. За фронтом ударной волны возникает зона ионизационной релаксации. Однако сразу же после пролета метеора и окончания в данной точке полета метеорного тела процесса разрушения происходит распад возникшего плазменного образования. При этом за счет развития рекомбинационного потока возможно образование инверсии населенностей излучающих частиц [8, 9, 11].

Нарастающая по мере проникновения метеора в плотные слои атмосферы плотность энергетического потока взаимодействия метеора с частицами атмосферы, которые в среднем можно считать неподвижными, может привести к излучению согласно «лазерному» механизму.

Физические процессы, сопровождающие развитие метеорного явления, происходят в различных временных масштабах. Например, часто встречающиеся двойные конечные вспышки в метеорах потока Персеид происходят за время, меньшее 0.05 секунды. Однако, передача энергии для испарения метеороида в 1 грамм нуждается во времени, на порядок большем. Таким образом объясняется существующая инертность в движении метеоров и независимость вспышек плазмы метеора от механических изменений структуры метеороида.

Если принять, что излучение конечной вспышки метеора создается частицами, образовавшими инверсию населенностей, то можно рассчитать коэффициенты возможного усиления свечения, которые часто используются и при определении лазерного эффекта.

Такой «макроквантовый эффект» позволяет использовать уравнения, описывающие процессы, происходящие при излучении газодинамического лазера.

Так, для метеора потока Леонид, сфотографированного автором 17/18 ноября 1965 года, усиление излучения за счет указанного эффекта составляло 150 на километр пути.

1. *Астапович И.С.* Метеорные явления в атмосфере Земли. — М.: Физматгиз, 1958. — 640 с.
2. *Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.* Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982. — 375 с.
3. *Бронштэн В.А.* Физика метеорных явлений. — М.: Наука, 1981. — 416 с.
4. *Cook A.F., Millman P.* Photometric analysis of a spectrogram of a Persrid meteor // *Ap.J.* — 1955. — **121**, № 1. — P. 250–270.
5. *Ковшун И.Н., Смирнов В.А.* Некоторые характеристики неравновесной метеорной плазмы // *Астрономический вестник XII.* — 1978. — № 4. — С. 199–205.
6. *Millman P.M.* A general survey of meteor spectra // *Smithsonian Contr. Astrophys.* — 1963. — **7**. — P. 119–127.
7. *Смирнов В.А.* О фотометрическом эффекте неточности метеора // *Материалы международного геофизического года. Информ. Бюллетень № 6.* — Киев, 1964. — С. 16–19.
8. *Смирнов В.А.* Спектры кратковременных атмосферных световых явлений: метеоры. — М.: Физматлит, 1994. — 207 с.

9. *Smirnov V.A.* Spatio-temporal variations of density of the particles generating the optical emission of meteor plasma // *Earth, Moon, and Planets.* — 1995. — **68.** — P. 515–522.
10. *Smirnov V.A.* Methods of nonradiating meteor mass calculation // *Planet. Space Sci.* — 1997. — **45,** № 7. — P. 847–851.
11. *Smirnov V.A.* Coefficient of Meteor Plasma Radiation // *Proceeding IMC Frasso Sabino.* — Published by the International Meteor Organization / edited by Rainer Arlt. — 2000. — P. 47–58.
12. *Smirnov V.A.* About Some Peculiarities of Meteor Radiation // *Proceedings of the International Meteor Conference, Frasso Sabino, Italy 23–26 September, 1999* / Edited by Rainer Arlt. — Published by the IMO. — 2000. — P. 59–71.
13. *Smirnov V.A.* Spatio-temporal correlations characterizing the Meteor Phenomenon // *Proceedings of the International Meteor Conference, Pucioasa, Romania 21–24 September 2000* / edited by Rainer Arlt, Mihaela Triglav, and Chris Trainer. — Published by IMO. — 2001. — P. 88–95.
14. *Чудновский А.Ф.* Теплофизика почв. — М.: Наука, 1976. — 352 с.
15. *Смирнова В.А.* Фотометрия двух спектров метеоров по методу А.Кука и П.Миллмана // *Труды Одесского гос. Университета им. И.И.Мечникова, год ХСУІІІ.* — 1962. — **152.** — С. 55–60.

Поступила в редакцию 9.09.2004