Доклады Академии Наук СССР
1939. Том XXV, № 5

АСТРОНОМИЯ

Б. Ю. ЛЕВИН

ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МЕТЕОРОВ

(Представлено академиком В. Г. Фесенковым 16 IX 1939)

Соударения метеора с молекулами воздуха. При рассмотрении движения метеора в атмосфере вследствие того, что его скорость (30—70 км/сек) много больше скорости теплового движения молекул воздуха (≈ 0.5 км/сек), последние можно считать неподвижными (до пролета метеора). Исследования Кнудсена, Вуда, Тейлора и др. ([1]) показали, что отражение молекулярных пучков от поверхностей твердых тел имеет диффузный характер. В таком случае средняя длина отрезка, проходимого отраженной молекулой в пределах цилиндра, описываемого метеором, того же порядка, что и его поперечник. По современным взглядам на строение атмосферы, средняя длина свободного пробега молекул— порядка 1 см на высоте 100 км и порядка километров на высоте 200 км. Следовательно на этих высотах все молекулы воздуха достигают поверхности метеора с относительной скоростью, равной скорости метеора. Кинетическая энергия их относительного движения порядка нескольких сот электрон-вольт. Эта энергия во много раз больше энергии диссоциации и ионизации, и потому, даже если эти процессы и происходят (что мало вероятно), соударение молекулы воздуха с метеором можно рассматривать как абсолютно упругое соударение с одной или несколькими (последовательно) молекулами метеора. Кинетическая энергия, приобретаемая молекулой метеора (характеризуемая коэффициентом аккомодации $\bar{a}$), является тепловой энергией по отношению ко всему метеору, и таким образом по отношению ко всему метеору удар молекулы воздуха является не абсолютно упругим. Вычисление среднего коэффициента аккомодации может быть произведено по формулам, проверенным экспериментально при изучении газового разряда([2],[3]). При азотно-кислородном составе атмосферы для железного метеора получается $\bar{a}=0.75$, для каменного метеора $\bar{a}=1$.

Нагревание метеора. Полагаем, что изменение плотности атмосферы с высотой на отдельных интересующих нас участках может быть представлено показательным законом:

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{H}{H^*}}. \qquad (1)$$

Заметное торможение метеора происходит в самом конце его пути, и потому для верхней части пути можно считать

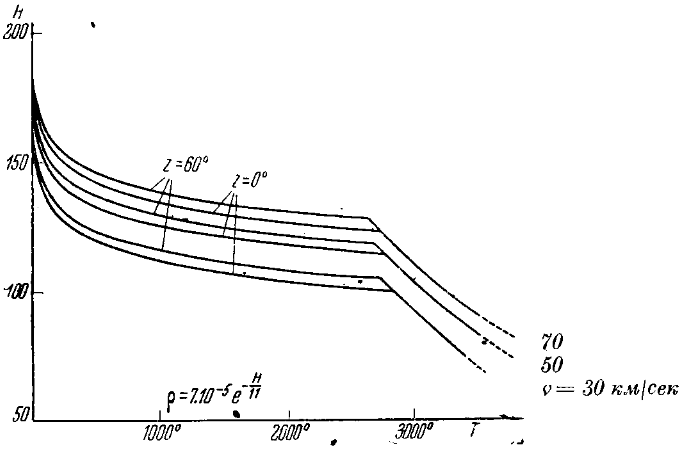
$$H = -v_0 \cos zt \qquad t < 0 \qquad (2)$$

(z—зенитное расстояние радианта).

Встречные удары молекул воздуха нагревают лобовую поверхность метеора. Поток энергии через площадку в 1 см^2 лобовой поверхности, нормаль к которой образует угол α с направлением движения, равен:

$$W = \bar{a}\frac{\rho v_0^3}{2}\cos\alpha = \bar{a}\frac{\rho_0 v_0^3}{2}\cos\alpha e^{\frac{v_0\cos z}{H^*}t}. \tag{3}$$

Рассмотрим нагревание невращающегося цилиндрического метеора с плоской лобовой поверхностью (ось цилиндра совпадает с направлением движения). При достаточных размерах метеора тыловая поверхность остается практически холодной, и потому можно воспользоваться решением



уравнения теплопроводности для ограниченного с одной стороны стержня с заданным потоком через границу ([1]. Оно дает

$$T(x, H) = \frac{\bar{a}b\sqrt{H^*}}{2\lambda}\frac{v_0^{5/2}}{\sqrt{\cos z}}\rho(H)e^{-\frac{1}{b}\sqrt{\frac{v_0\cos z}{H^*}}x} \tag{4}$$

(x—расстояние точки от лобовой поверхности метеора, $b^2 = \frac{\lambda}{Dc}$, D—плотность метеора, c—удельная теплоемкость, λ—коэффициент теплопроводности).

T возрастает пропорционально ρ, следовательно разогревание метеора происходит очень быстро в пределах весьма тонкого слоя атмосферы. Характеризуя глубину прогрева метеора толщиной поверхностного слоя x_0, в пределах которого T убывает в e раз, получаем, что x_0 не зависит от t:

$$x_0 = b\sqrt{\frac{H^*}{v_0\cos z}}. \tag{5}$$

Подстановка в (5) числовых значений показывает, что глубина прогрева очень мала—для железного метеора около $1^1/_2$ мм, а для каменного меньше $^1/_2$ мм. Из этого следует, что (4) применимо к метеорам очень малых размеров.

На некоторой высоте температура метеора достигает значения, при котором давление паров вещества метеора равно лобовому давлению на метеор. Начинающееся бурное испарение (кипение) приостанавливает увеличение температуры. Последняя возрастает дальше лишь потому, что лобовое давление возрастает с проникновением метеора в более плотные слои атмосферы (см. фигуру). Начало бурного испарения, повидимому, определяет собой точку появления метеора.

([1] На всем пути метеора излучаемый поток энергии много меньше потока энергии, получаемого от ударов молекул воздуха.

Благодаря тому, что большие изменения давления лишь немного изменяют температуру кипения, температура в момент появления для метеоров разной скорости и разного наклона практически одинакова (для железных метеоров 2700—2800°K). Поэтому (4) позволяет найти плотность на высоте появления метеоров. В то же время зависимость высоты появления H_1 от скорости и наклона позволяет найти H^*, определяющее состав и температуру атмосферы ($H^* = \frac{RT}{\mu g}$). В выражение для этих зависимостей не входят никакие константы самого метеора:

$$\frac{\partial H_1}{\partial v_0} = \frac{5}{2} \frac{H^*}{v_0}, \tag{6а}$$

$$\frac{\partial H_1}{\partial z} = \frac{H^*}{2} \operatorname{tg} z. \tag{6б}$$

Наблюдательные данные, относящиеся к этим зависимостям, говорят в пользу $H^* \approx 10$ км (азотно-кислородная атмосфера) и категорически противоречат гипотезе о преобладании на высотах 100—140 км легких газов.

Испарение и торможение метеора. Практически вся энергия, получаемая метеором (ниже точки появления), идет на испарение поверхностного слоя и нагревание до температуры кипения следующего более глубокого слоя. Поэтому убыль массы метеора дается уравнением:

$$dM = \frac{\bar{a}\mu_m}{2(L+\bar{Q})\cos z} Sv^2\rho\, dH \tag{7}$$

(S—площадь лобового сечения, μ_m—молекулярный вес метеора, L—скрытая теплота испарения на г/моль, $\bar{Q}$—средняя теплота, необходимая для нагревания 1 г/моля до температуры кипения).

Торможение метеора определяется из закона сохранения количества движения. Пренебрегая скоростью испаряющихся молекул относительно метеора по сравнению со скоростью самого метеора, получаем:

$$M\, dv = -(1+k)\, v\, dm = \frac{1+k}{\cos z} Sv\rho\, dH \tag{8}$$

(dm — масса соударившихся молекул воздуха), k — коэффициент, характеризующий реакцию молекул воздуха, диффузно отлетающих от метеора со скоростью $v_1 = v\sqrt{1-\bar{a}}$:

$$k = \frac{2}{3} \frac{\sqrt{1-\bar{a}}}{S} \int \cos^2\alpha\, d\sigma, \tag{9}$$

причем интеграл берется по всей лобовой поверхности. Для плоской лобовой поверхности

$$k = \frac{2}{3}\sqrt{1-\bar{a}},$$

и, пользуясь (8), получаем давление на плоскую лобовую поверхность

$$P = \left(1 + \frac{2}{3}\sqrt{1-\bar{a}}\right) v^2\rho. \tag{10}$$

Деля (7) на (8) и интегрируя, получаем:

$$M = M_0 e^{-A(v_0^2 - v^2)}; \qquad A = \frac{\bar{a}\mu_m}{4(L+\bar{Q})(1+k)}. \tag{11}$$

При $v \to 0$ масса стремится к некоторому пределу, который для медленных метеоров сравнительно велик (для железного метеора с v_0=30 км/сек

$\lim M = 2.10^{-6} M_0$). Большая часть метеора испаряется на том участке пути, на котором скорость убывает всего на 1—2 км. Из начальной кинетической энергии метеора $\frac{M_0 v_0^2}{2}$ значительная часть, равная $\left(1 - \frac{1}{Av_0^2}\right) \frac{M_0 v_0^2}{2}$, уносится испаряющимися молекулами и лишь малая часть (для железного метеора $\frac{1}{13}$ при $v_0 = 30$ км/сек и $\frac{1}{71}$ при $v = 70$ км/сек) идет на испарение метеора и сообщение кинетической энергии молекулам воздуха, непосредственно соударяющимся с метеором. Из этой последней части доля энергии, идущая на испарение,

$$\eta = \frac{\bar{a}}{2(1+k)}. \tag{12}$$

Подставляя (11) в (8), получаем для невращающегося цилиндрического метеора зависимость скорости от высоты:

$$e^{-Av_0^2}\left[Ei\left(Av_0^2\right) - Ei\left(Av^2\right)\right] = \frac{2(1+k)}{\cos z} \frac{S}{M_0} H^* \rho(H), \tag{13}$$

где $Ei(x)$—интегральная показательная функция. Аналогичная формула получается для вращающегося сферического метеора.

Торможение носит чрезвычайно резкий характер, так как фактически тормозится очень малый остаток метеора [см.(11)]. Высота исчезновения H_2 получается из (13), если положить $Ei(Av^2) \approx 0$. Зависимости H_2 от начальной скорости, наклона, а также от начальных размеров и плотности, таковы:

$$\frac{\partial H_2}{\partial v_0} = \frac{2H^*}{v_0}, \tag{14а}$$ (1)

$$\frac{\partial H_2}{\partial z} = H^* \operatorname{tg} z, \tag{14б}$$

$$\frac{\partial H_2}{\partial (RD)} = \frac{H^*}{RD}. \tag{14в}$$

Из (13) следует, что масса железных метеоров, исчезающих на высоте около 80 км («обыкновенные» метеоры), должна быть порядка 10^{-2} г.

Государственный педагогический институт
им. Либкнехта
Москва

Поступило
19 IX 1939

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] L. Loeb, The Kinetic Theory of Gases, N.-Y. (1934). [2] K. T. Compton a. J. Langmuir, Rev. Mod. Phys., 2, 210 (1930). [3] K. T. Compton a. E. S. Lamar, Phys. Rev. (2), 44, 338 (1933).

(1) Приближенная формула для больших начальных скоростей; для небольших скоростей формула несколько сложнее.