ЗАМЕЧАНИЕ О РАЗЛЕТЕ ГАЗОВОГО ОБЛАКА В ПУСТОТУ

Ю. П. Райзер *(Москва)*

В ряде работ [1-3], в которых рассматривается процесс расширения газа в пустоту, предполагается, что при сферически симметричном свободномолекулярном разлете частицы газа имеют максвелловское распределение по скоростям. С такими представлениями иногда приходится сталкиваться при обсуждении близких вопросов.

Здесь следует обратить внимание на тот факт, что на самом деле для того, чтобы при разлете газового облака в пустоту асимптотическое распределение частиц по скоростям было максвелловским, соответствующим начальной температуре газа, нужны весьма специальные, почти не реализуемые на практике начальные условия. Если окончательное распределение и имеет общие черты с максвелловским, то эта аналогия в большинстве практических случаев лишена какого-либо физического содержания.

Частицы газа, расширяющегося в пустоту, обладают максвелловским распределением по скоростям

$$f(v)\,dv = \text{const}\, v^2 e^{-\beta v^2}\,dv \qquad (\beta = m\,/\,2kT_0) \tag{1}$$

только в том случае, если газ, имеющий температуру T_0 и занимающий какой-то объем скажем сферу радиуса R_0, с самого начала расширяется без столкновений. В этом случае по прошествии достаточного времени, когда основная масса газа разлетится на расстояния $r \gg R_0$, в пространстве устанавливается линейное распределение скорости и гауссово распределение плотности частиц по радиусу

$$v = \frac{r}{t}, \qquad n = \frac{f(v)\,dv}{4\pi r^2 dr} = \frac{\text{const}}{t^3} e^{-\beta r^2/t^2} \tag{2}$$

Однако для того чтобы столкновения с самого начала не играли роли, нужно, чтобы длина пробега частиц l_0 в начальный момент была порядка или больше размеров облака R_0

$$R_0\,/\,l_0 = n_0 \sigma R_0 \lesssim 1 \tag{3}$$

Здесь n_0 — средняя начальная плотность частиц, σ — эффективное сечение столкновений. Заметим, что (3) можно представить в виде $M \lesssim {}^4/_3 \pi R_0^2\, m/\sigma$, где M — масса. Например, для атомного веса 15 и $\sigma \sim 10^{-15}$ *см*^{2} имеем $M \lesssim 10^{-7} R_0^2$ (M в *г*, R_0 в *см*).

Практически важнейшим объектом для приложения идеализированной задачи о разлете газового шара в пустоту является процесс, вызванный взрывообразным нагреванием и превращением в газ некоторого количества твердого вещества, находящегося в разреженной среде.

Принимая во внимание, что в этом случае $n_0 \sim 10^{22}$—10^{23} *см*^{3}, а сечение σ по порядку величины не меньше, чем 10^{-15}—10^{-16} *см*^{2}, получим, что для выполнения условия (3) размеры тела не должны превышать $\sim 10^{-7}$ *см*, т. е. величины порядка нескольких атомных диаметров! Если же, например, масса тела порядка нескольких грамм, то $R \approx 1$ *см* и на длине исходного газового облака укладывается $\sim 10^7$ длин свободного пробега!

Перебирая всевозможные значения начальных параметров облака: плотности n_0, радиуса R_0 и массы $M = n_0 m\, {}^4/_3\, \pi R_0^3$ и имея в виду, что говорить о разлете в пустоту имеет смысл только в тех случаях, когда плотность n_0 на много порядков больше плотности окружающей среды (абсолютной пустоты не существует), легко убедиться в том, что соотношение (3), быть может за редкими исключениями, никогда не выполняется в случаях, представляющих физический или практический интерес.

В реальных условиях, когда $l_0 \ll R_0$, расширение газового облака всегда начинается с газодинамической стадии, причем окончательное распределение частиц по скоростям формируется, как правило, в процессе движения «сплошной» среды, еще до наступления стадии свободномолекулярного разлета. А именно, скорости частиц приближенно достигают окончательных значений, когда начальная тепловая энергия газа в значительной степени переходит в кинетическую энергию гидродинамического движения, т. е. хаотические скорости частиц становятся малыми по сравнению с упорядоченными радиальными скоростями. При этом почти прекращается действие сил давления и разлет газа приобретает инерционный характер.

Сопоставим ориентировочные моменты установления окончательных скоростей и прекращения столкновений. При адиабатическом расширении внутренняя энергия газа E_T уменьшается, приблизительно как

$$E_T \approx E_0 (R_0\,/\,R)^{3(\gamma-1)}$$

где E_0 — полная энергия, к которой близка начальная внутренняя, R — эффективный радиус шара, γ — эффективный показатель адиабаты. Рассматривая высоконагретый плотный газ, можно положить для оценки $\gamma = {}^4/_3$ и $E_T/E_0 \approx R_0/R$. Разлет становится почти инерционным, скажем, при $E_T/E_0 = 0.1$, когда $R_1 \approx 10\, R_0$ (скорости при этом в среднем достигают 0.95 от своих конечных значений). Средняя массовая скорость разлета становится равной примерно $u \approx \sqrt{2E_0/M}$, а радиус шара с точностью до коэффициента порядка единицы меняется со временем как $R \approx ut$.

Среднее число столкновений, которое атом испытает с момента t и до бесконечности, по порядку величины равно

$$w \approx \int_t^\infty nV\sigma\, dt \qquad \left(V \approx \left(\frac{E_T}{M}\right)^{1/2},\ n \sim \frac{1}{R^3} \sim \frac{1}{t^3}\right)$$

Здесь V — средняя хаотическая (тепловая) скорость, n — средняя плотность в сфере. Интегрируя, получим с точностью до численного коэффициента порядка единицы, $w \approx nV\sigma t$, где все величины в правой части относятся к моменту t.

За момент прекращения столкновений можно ориентировочно принять такой момент, начиная с которого атом за все время до бесконечности испытает только одно столкновение. Этот момент t_2 определяется из уравнения

$$(nV\sigma t)_{t=t_2} = 1$$

Используя приближенные соотношения

$$\frac{n}{n_0} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^3, \qquad \frac{V}{u} \approx \left(\frac{E_T}{E_0}\right)^{1/2} \approx \left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2}, \qquad t = \frac{R}{u}$$

найдем радиус шара R_2, при котором кончаются столкновения

$$R_2 \approx R_0 (R_0 / l_0)^{2/5} \tag{4}$$

(если $R_0 \lesssim l_0$, столкновений нет с самого начала, в соответствии с условием (3)).

Таким образом, если $R_1 \approx 10 R_0 < R_2$, т. е. если $R_0/l_0 > 300$, разлет становится инерционным еще до того, как прекращаются столкновения. Это условие выполняется в большинстве случаев, представляющих практический интерес, и, следовательно, окончательное распределение частиц по скоростям в этих случаях устанавливается еще в газодинамической стадии. Оно определяется асимптотическим профилем плотности, который в пределе $t \to \infty$ сохраняется неизменным $n \sim t^{-3} F(r/t)$. Асимптотическое распределение скорости при инерционном разлете есть $v = r/t$, поэтому окончательное распределение частиц по скоростям определяется функцией

$$f(v)\,dv = n\,4\pi r^2\,dr \sim v^2 F(v)\,dv$$

Асимптотический профиль плотности зависит от начальных распределений газодинамических величин. Существует сколько угодно таких начальных распределений, при которых функция F не имеет ничего общего с гауссовой, а $v^2F(v)$ — с максвелловской. Имеется, например, указанный Л. И. Седовым [4] класс одномерных автомодельных движений, в котором $v = r\varphi(t)$, а давление p и плотность ρ связаны соотношением $\partial p/\partial r = -\rho r\,(\varphi^2 + d\varphi/dt)$. Если начальные распределения газодинамических величин удовлетворяют этим условиям, то профиль плотности $F(r/t)$ в силу автомодельности сохраняется неизменным с самого начала, причем этот профиль, а следовательно, и асимптотическое распределение частиц по скоростям $v^2F(v)$ могут быть заданы произвольно (см. [5]).

Разумеется, во многих практически важных случаях профиль плотности, формирующийся в той стадии, когда еще действуют силы давления, имеет общие черты с гауссовой кривой, а окончательное распределение по скорости — с максвелловской. Однако это не более чем удобная аппроксимация, и никакой физической связи с начальным максвелловским распределением нагретого газа здесь нет. Достаточно сказать, что «температура» в интерполяционном максвелловском законе может быть в несколько раз больше начальной температуры газа, так как в кинетическую энергию радиального движения переходит не только начальная энергия хаотического движения частиц, но и энергия внутренних степеней свободы, энергия ионизации, начальная тепловая энергия свободных электронов, которые в процессе адиабатического расширения и охлаждения рекомбинируют с ионами, и т. д. Подробнее об этом см. [5].

Поступила 5 III 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Molmud P. Расширение газового облака в пустоту. Phys. Fluids, 1960, 3, 362.
2. Narasimha R. Расширение газов в пустоту без столкновений. J. Fluid Mech., 1962, 12, 294; Сб. пер. «Механика», 1963, № 2.
3. Прессман А. Я. Об истечении разреженного газа в вакуум из точечного источника. Докл. АН СССР, 1961, т. 138, 1305.
4. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Гостехиздат, 1957.
5. Зельдович Я. Б. и Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Физматгиз, 1963.