

И. Б. КОСАРЕВ, И. В. НЕМЧИНОВ, В. Н. РОДИОНОВ

**ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ
МОЩНОГО ИСТОЧНИКА, ДЕЙСТВУЮЩЕГО В ТРУБЕ,
ПРИ УЧЕТЕ ПЕРЕИЗЛУЧЕНИЯ СТЕНОК**

(Представлено академиком М. А. Садовским 21 I 1972)

Достаточно мощные источники энергии такие, как ядерные взрывы, являются обычно сосредоточенными, т. е. энергия выделяется в малом объеме. Последующее движение среды близко к сферически-симметричному. В некоторых практических задачах было бы желательно иметь цилиндрический источник.

В работах (¹, ²) рассмотрен случай пространственного перераспределения энергии взрыва с помощью газодинамического механизма — ядерной ударной трубы, заполненной воздухом. Представляет интерес исследовать возможности такого перераспределения благодаря излучению.

Рассмотрим задачу о переносе энергии излучения в некотором пустом цилиндрическом объеме (трубе переменного или постоянного сечения), ограниченном стенками. Канал симметричен относительно центрального сечения, в центре которого расположен источник сплошного спектра с температурой T_0 порядка 10^7 °К. Его размер достаточно мал по сравнению с характерным радиусом трубы r и тем более по сравнению с ее длиной L , так что источник можно считать точечным.

Излучение от источника достигает стенок канала и проникает в глубь поверхностного слоя вещества, из которого сделана стенка. Оно разогревает этот слой до весьма высоких температур (при небольшом радиусе трубы и на небольших расстояниях от центра — вплоть до температур T порядка T_0). Вещество, в котором выделилась энергия излучения источника, под действием высоких давлений, возникших в нем, приходит в движение. Таким образом, энергия излучения источника переходит в тепловую и кинетическую энергию вещества стенок трубы.

Однако нельзя считать, что энергия, содержащаяся в веществе стенок на данном расстоянии z от центра, равна энергии, подведенной от источника в тот же участок поверхности канала. Вещество стенок, во всяком случае на небольшом удалении от центра, само интенсивно излучает, являясь источником излучения для других сечений. Благодаря переизлучению стенок возникает перераспределение энергии вдоль оси трубы. Если $L \gg r$ и перераспределение энергии достаточно сильно (а именно этот случай представляет практический интерес), то энергия в конце концов будет распределена по стенкам трубы на длине $z_* \gg r$. Разлетающееся вещество стенок заполняет первоначально пустую трубу. После того, как внутренний диаметр плазменного облака, движущегося от стенок канала к его оси, существенно уменьшится, перенос излучения вдоль оси будет затруднен. Поэтому интерес представляют лишь моменты времени, когда толщина разлетающегося слоя плазмы $x \ll r$. Таким образом, $x \ll z_*$, где z_* — характерное расстояние вдоль оси канала, на котором происходит существенное изменение температуры и давления.

Следовательно, расчет газодинамического движения слоя паров можно проводить, считая движение плоским или цилиндрически-симметричным.

При $r \ll z_*$ в данное сечение главным образом падает излучение от сечений, отстоящих от данного на расстоянии $\Delta z \approx 2r$. Поэтому диаграмма направленности излучения, падающего на слой паров и поглощающего в нем, будет почти симметричной вдоль некоторой оси, перпендикулярной стенке.

В силу того, что $\partial T / \partial z \ll T / x$, диаграмма направленности излучения, рожденного внутри слоя паров, будет почти симметричной относительно направления движения. Поэтому перенос излучения внутри слоя паров можно считать квазиодномерным (диаграмму направленности — симметричной). Что же касается переноса излучения внутри пустого, еще не заполненного объема вблизи оси симметрии канала, то естественно, что здесь двумерность переноса должна быть сохранена, иначе вообще не будет эффекта перераспределения энергии вдоль трубы. Но здесь задача облегчается тем, что объем, через который происходит перенос, пуст или заполнен газом, имеющим низкую плотность, а поэтому легко понизующимся до таких температур, при которых он становится прозрачным.

В таком случае интенсивность излучения I_v вдоль луча на пути от границы слоя паров в том сечении, где оно было испущено, сохраняется неизменной до границы слоя паров, где оно поглощается.

Рассматриваемая задача допускает приближенное аналитическое решение при сделанных выше предположениях о диаграммах направленности излучения и при наиболее простой форме канала (а именно, цилиндрически-симметричной), а также в предположении, что стенки канала излучают как черное тело.

Сделаем еще одно приближение при описании распространения излучения в слое паров. Будем считать, что перенос излучения в слое паров материала стенок имеет характер лучистой теплопроводности. Это предположение оправдывается тем, что из-за высокой плотности такой слой является оптически толстым, с малыми градиентами величин, приводящими к слабой анизотропии поля излучения, т. е. к диффузионной связи потока с плотностью энергии излучения и существованию локального равновесия.

В точке на поверхности цилиндра с координатой z вдоль оси можно записать следующее граничное условие (см., например ⁽³⁾):

$$2F^+ = q_w + 2\sigma T^4. \quad (1)$$

Здесь $T = T(z)$ — температура участка поверхности с координатой z , σ — постоянная Стефана — Больцмана, q_w — плотность потока излучения, отводимого в глубь материала стенок на данном участке; индекс w соответствует поверхности стенок.

Плотность потока падающего излучения F^+ для прямого кругового бесконечного цилиндра запишется как

$$F^+ = \frac{\sigma}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \int_0^{2\pi} T^4 \left(z', t - \frac{s}{c} \right) \frac{r^3 (1 - \cos \varphi)^2 d\varphi}{[2r^2 (1 - \cos \varphi) + (z' - z)^2]^2} + \\ + I^e \left(t - \frac{R}{c} \right) \frac{r}{(r^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (2)$$

Здесь $s = [2r^2 (1 - \cos \varphi) + (z' - z)^2]^{1/2}$ — расстояние от данной точки с координатой z до поверхности цилиндра, от которой приходит излучение, $R = (r^2 + z^2)^{1/2}$ — расстояние от данной точки до источника, I^e — интенсивность источника.

В интеграле F^+ будет учитывать вклад только от участков поверхности, ближайших к данному. Тогда считая малыми $\Delta z = z' - z$ и s/c , разложим подынтегральное выражение в (2) в ряд Тейлора до членов 2-го порядка малости. В результате получим уравнение типа уравнения диффузии для

$$U = T^4:$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} - \frac{2rc}{3} \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{c}{4\sigma r} q_w + \frac{c}{2\sigma r} I^e (t - R/c) \frac{r}{(r^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (3)$$

Как видно из (3), длина «эффективного» свободного пробега квантов равна диаметру канала $2r$. Кроме того, следует отметить, что в каждый момент времени t существует нагретая область с характерной длиной $z_* \simeq (2rct)^{1/2}$.

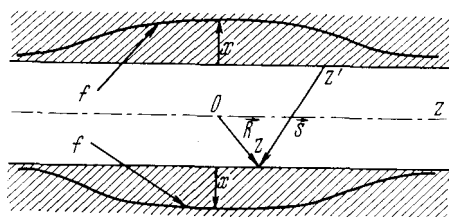


Рис. 1

На рис. 1 буквой f обозначены линии фронта тепловой волны в материале стенок.

Поток q_w в рассматриваемом здесь приближении лучистой теплопроводности можно аппроксимировать следующим образом:

$$q_w = \eta \sigma T^4; \quad \eta = A l / x. \quad (4)$$

Здесь l — пробег излучения в разлетающемся слое паров, а $x = m / \rho_*$, где m — масса испарившегося вещества с 1 см^2 поверхности канала, ρ_* — средняя плотность паров, A — численный коэффициент порядка единицы; коэффициент η будем считать постоянным.

В этом случае решение уравнения (3) при начальном распределении температуры поверхности канала $T(z, 0) = 0$ имеет вид

$$U(z, t) = \int_0^t \frac{\exp [1/4\eta (t-t')/t_0]}{[8/3\pi r c (t-t')]^{1/2}} dt' \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{c}{2\sigma} \exp \left[\frac{- (z-z')^2}{8/3\pi r c (t-t')} \right] \frac{I^0 (t-R/c)}{(r^2+z'^2)^{3/2}} dz',$$

$$t_0 = r/c, \quad R = (r^2+z'^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Рассмотрим случай, когда внешний источник излучения отсутствует и создано некоторое начальное распределение температуры $T(z, 0)$.

Решение (3) в случае δ -образного характера начального распределения температуры запишется так:

$$U(z, t) = Q \frac{\exp\left(-\eta \frac{t}{4t_0} - \frac{z^2}{8/3\pi r c t}\right)}{(8/3\pi r c t)^{1/2}}, \quad (6)$$

где Q — некоторая константа.

Проведенный численный расчет с использованием выражения (2) подтвердил, что уравнение (3) вполне удовлетворительно описывает процесс распространения излучения вдоль оси канала.

Параметр η в (4) может быть оценен из известных значений ρ_* и T_* — средней температуры поверхности канала на длине z_* . Оценим величину ρ_* в зависимости от T_* в некоторый момент времени t' . Температура T_* будет равна по порядку величины средней температуре паров в зоне тепловой волны, идущей по материалу стенок. Момент времени t' выберем таким, при котором $x = r/10$, т. е. $t' = r/(10u)$, где u — скорость разлета, которая по порядку величины совпадает со скоростью звука c , соответствующей T_* .

Предположим теперь, что материалом стенок является алюминий.

Удельную теплоемкость иросселандов пробег без учета спектральных линий для Al в рассматриваемом диапазоне плотностей и температур можно аппроксимировать выражениями

$$c_v = 1,2 \cdot 10^5 T^{1/2} \left[\frac{\partial \rho \Gamma}{\Gamma \cdot \text{град}} \right], \quad l = \frac{2 \cdot 10^{-20}}{\delta^2} T^{2,5} [\text{см}]. \quad (7)$$

Здесь $\delta = \rho / \rho_0$, ρ_0 — плотность твердого тела, T в $^{\circ}\text{K}$.

Среднюю температуру T_* можно найти, считая, что энергия вещества стенок, нагретого в тепловой волне к моменту t' , равна или не превосходит энергии излучения в пустой трубе. Применим закон сохранения энергии.

$$\frac{4\sigma}{c} T_*^4 \cdot 4(2rct)^{1/2} = \frac{4\sigma}{c} Q. \quad (8)$$

Подставляя в (8) $t' = r / (10u)$ и $Q = T_0^4 \cdot 2r$, получим $T_* \simeq 0,33T_0$.

Расчеты автомодельного движения газа с нелинейной теплопроводностью⁽⁴⁾, проведенные по нашей просьбе В. М. Кролем по программе⁽⁵⁾, в предположении, что температура на границе слоя паров меняется по степенному закону $T \sim t^{-1/2}$ для $r = 1-3$ м дают значение средней плотности в момент t' $\rho_* \approx 0,1-0,15\rho_0$ и $\eta \approx 0,003-0,005$. Такие значения параметра η приводят к умеренному поглощению энергии излучения в стенках канала и довольно сильному перераспределению этой энергии вдоль его оси. Оценки для достаточно больших мощностей источника показывают, что в момент t' имеем $z_* \gg r$.

Таким образом, можно считать, что сама постановка задачи о существенном перераспределении энергии излучения вдоль оси канала разумна.

Заметим, что учет непрозрачности в спектральных линиях должен привести к еще большему уменьшению теплоотвода в стенки.

Институт физики Земли им. О. Ю. Шмидта
Академии наук СССР
Москва

Поступило
12 I 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ H. D. Glenn, B. K. Crouley, Nucl. Technol., 11 (3), 372 (1971). ² H. D. Glenn, B. K. Crouley, R. E. Marks, An analysis of Marvel — a nuclear shock-tube experiment. Lawrence Radistion Laboratory, preprint, Livermore, VGRL-72489, 1971.
³ И. В. Немчилов, Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 1, 36 (1960). ⁴ Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, «Наука», 1966. ⁵ В. М. Кроть, Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 1, 18 (1968).