

ВЗРЫВ В ОГРАНИЧЕННОМ ОБЪЕМЕ ГАЗА ПРИ СИЛЬНОМ ИЗЛУЧЕНИИ

И. В. Немчинов, И. А. Трубецкая, В. В. Шувалов

(Москва)

Основным препятствием при использовании сильных ударных волн в качестве мощных источников излучения является экранировка их фронта [1]. На большие расстояния от фронта докритических ударных волн могут уходить лишь кванты с энергией ε , меньшей их границы прозрачности ε_* , которая вследствие поглощения в прогретом слое уширенными линиями и благодаря фотоэффекту с возбужденных состояний атомов оказывается несколько ниже первого потенциала ионизации I_1 того газа, по которому распространяется ударная волна [2, 3]. Поскольку наибольшие возможные значения I_1 достигаются для гелия и неона и равны 24,6 и 21,6 эВ, то, используя излучение сильной ударной волны, невозможно создать источник, в спектре которого присутствовали бы более жесткие кванты. Для ударных волн с очень большими скоростями D , которые являются сверхкритическими, горячий газ в прогретом слое, образующемся перед фронтом, с температурой, близкой к температуре T_s , определяемой по ударной адиабате, экранирует фронт и в области $\varepsilon < \varepsilon_*$. Тем самым, увеличивая скорость волны D , не удастся повысить яркостные температуры и потоки излучения выше определенного предела. Расчеты [2, 3] и эксперимент [4] показывают, что предельная яркостная температура фронта ударных волн, движущихся в безграничном газе, для гелия и неона составляет 10—12 эВ, а максимальные потоки q_0 излучения, испускаемого с фронта на большие расстояния от него, не превышают 0,2—0,4 ГВт/см². Это соответствует энергетической температуре $T_e = (q_0/\sigma)^{1/4}$ всего лишь 7—8 эВ. При этом отношение излучаемого потока q_0 к гидродинамическому потоку энергии $q_h = (1/2)\rho_0 D^3$, где ρ_0 — плотность газа перед фронтом, не превышает ~ 20%.

Если ограничить размер того объема газа, по которому распространяется ударная волна, например, осуществив взрыв в газовом «облаке», то после выхода прогретого слоя на границу такого облака с вакуумом потоки излучения резко возрастают. Для сверхкритических ударных волн толщина прогретого слоя может быть велика, и благодаря сильной лучистой теплопроводности будет осуществляться почти свободный выход излучения, испущенного фронтом в течение значительной части того времени, которое необходимо ударной волне, чтобы пройти весь газовый объем.

В [5] эта идея была проверена путем численного расчета соответствующей одномерной плоской нестационарной задачи о распространении по ограниченному слою газа сильной интенсивно излучающей ударной волны, генерируемой поршнем с постоянной скоростью. Расчеты для ударной волны в воздухе, близкой к критической, показали, что в течение времени порядка $\tau = L/D$, где L — размер слоя, плотность потока излучения q_0 близка к σT_s^4 . Если в качестве рабочих газов использовать тяжелые инертные газы (ксенон, криптон) или пары тяжелых металлов (например, свинца или висмута), то при достигаемых в настоящее время с помощью магнитокумулятивных генераторов [6, 7] или взрывных компрессоров [8, 9] скоростях ударных волн 20—70 км/с ударные волны оказываются сверхкритическими, а температура ударно-сжатого слоя превышает 15—30 эВ. Еще большие скорости (100—200 км/с) в достаточно плотных газах могут быть достигнуты при разгоне тонких фольг импульсом электрического тока, лазерными, электронными или ионными пучками [10].

Можно было бы ожидать, что плотности потока излучения при выходе прогретого слоя на границу с вакуумом достигнут значений σT_s^4 . Однако

это не так. Если рассмотреть законы сохранения массы, импульса и энергии в квазистационарной ударной волне с учетом того, что часть энергии высвечивается, то возникающая система уравнений имеет решение лишь при $0 \leq q_0 \leq q_h$. Следовательно, максимально возможные потоки энергии q_0 в квазистационарном режиме равны гидродинамическому потоку энергии q_h . Если достигнуто предельное значение $q_0 = q_h$, то распределение параметров таково: непосредственно на фронте $T = T_s$ и все остальные параметры также соответствуют обычной ударной адиабате, а вне бесконечно узкого температурного пика имеем $u = 0$, $v = 1/\rho = 0$. Для того чтобы приблизиться к условию $q_0 = q_h$ при выходе прогревного слоя на границу с вакуумом, необходимо, чтобы 1) прогревный слой был бы достаточно прозрачным, что ограничивает толщину слоя газа, по которому движется ударная волна; 2) ударная волна была бы сильно сверхкритической, т. е. чтобы выполнялось $\sigma T_s^4 / (1/2) \rho_0 D^3 \gg 1$, что накладывает определенные ограничения снизу на скорость ударной волны. Отметим, что при сильном высвете понижается не только температура за фронтом, но и величина температуры в самом прогревном слое. Ситуация близка к той, которая возникает при ударе о преграду струй газа, движущегося с очень большими скоростями [7, 11].

При анализе параметров источника излучения, основанного на излучении сильной ударной волны, образовавшейся при взрыве в ограниченном объеме газа, пропускающем при своем нагреве излучение с фронта, необходимо не только рассматривать процессы лучистого переноса тепла, но и учесть, что ударная волна меняет свою скорость как вследствие увеличения массы m_s , захваченной фронтом, так и за счет потерь энергии на излучение.

Рассмотрим развитие точечного взрыва в предположении бесконечно сильных потерь энергии, когда сжатие за фронтом оказывается бесконечно велико. Предположим, что в начальный момент времени вся энергия равна кинетической энергии слоя, цилиндрической или сферической оболочки массы m_0 с начальной скоростью u_0 , а затем происходит торможение движущегося газа в рабочем газе. Вследствие очень сильных потерь энергии тепловая энергия пренебрежимо мала, и вся энергия взрыва в любой момент времени по-прежнему равна кинетической, а так как движущийся газ бесконечно сжат и все его частицы имеют одинаковую скорость u , причем $u = D$, то $E = (m_s + m_0)u^2/2$. Закон изменения энергии взрыва в предположении бесконечно быстрого высвечивания описывается уравнением

$$(1) \quad \frac{dE}{dt} = -r_s^{j-1} \frac{1}{2} \rho_0 u^3 = -\rho_0 u \frac{E}{m_s + m_0} r_s^{j-1}.$$

Из (1) следует

$$(2) \quad dE/dm_s = -E/(m_s + m_0), \quad E/E_0 = m_0/(m_0 + m_s).$$

Если полная масса «рабочего» газа равна M , то в момент выхода ударного фронта на границу $E/E_0 = m_0/(m_0 + M)$. Отношение высвеченной энергии к начальной равно $M/(m_0 + M)$. При $m_0 \ll M$ высвечивается практически вся энергия, а закон затухания волны $D \sim r_s^{-j}$ существенно отличается от аналогичного закона $D \sim r_s^{-j/2}$ для сильного взрыва с сохранением энергии [12], где $j = 1, 2, 3$ в плоском, цилиндрическом и сферическом случаях.

Предельные решения (1), (2) не зависят от рода газа. Однако область применимости самой модели зависит от оптических и термодинамических свойств конкретного рабочего газа. С этой точки зрения выгоднее использовать тяжелые газы, так как они легче греются и позволяют достичь сверхкритичности при меньших скоростях. Кроме того, прогревный слой перед их фронтом оказывается прозрачнее, так как пробеги излучения зависят главным образом от числа частиц в единице объема [1], т. е. от относительной плотности δ , а при равной абсолютной плотности величина δ у тяжелых газов меньше, а следовательно, пробеги больше.

$\lg \delta$	v_0 , км/с	L , см	T_0 , эВ	Q_0 , ГВт/см ²	t_L , мкс	E_0 , кДж/г
-0,5	95	0,34	64	160	0,036	0,56
-1	64	2,0	35	15	0,31	0,47
-1,5	43	6,0	20	1,5	1,4	0,20

Для проверки описанных выше рассуждений были проведены численные расчеты соответствующей плоской нестационарной радиационно-газодинамической задачи аналогично [5, 11, 13]. Поскольку рассматривался разлет первоначально плотного слоя газа («продуктов взрыва») и его торможение в слое газа более низкой плотности, а все газовое «облако» находилось в вакууме, то в качестве граничных условий принималось $p = 0$ при $m = m_0 + M$, где m — лагранжева массовая координата. Кроме того, для входящих лучей спектральная интенсивность излучения $J_s = 0$ и соответственно односторонние (проинтегрированные по спектру) потоки входящего излучения отсутствуют: $\bar{q} = 0$ при $m = m_0 + M$. В силу симметрии $u = 0$, $q^+ = q^-$ при $m = 0$. Начальные данные задавались в виде

$$(3) \quad u(x) = \begin{cases} u_0 \frac{x}{L_0}, & \rho(x) = \begin{cases} \rho_1 = 10\rho_0 & \text{при } 0 \leq x \leq L_0 = \frac{m_0}{\rho_1}, \\ \rho_0 & \text{при } L_0 < x < L_0 + L, \end{cases} \\ 0, & e(x) = 0, \quad 0 \leq x \leq L_0 + L, \end{cases}$$

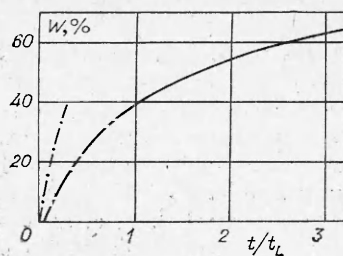
где $L = M/\rho_0$ — первоначальная толщина тормозящего слоя. Указанное распределение скоростей и температур «продуктов» соответствует их инерционному разлету до начала торможения. В качестве рабочего газа был выбран ксенон. Для того чтобы пересчитывать результаты на разные плотности ксенона, уравнение состояния и зависимость росселандова пробега l_R от T и δ [14] в диапазоне до $T = 30$ эВ были аппроксимированы степенными законами [8]:

$$(4) \quad T = 0,42 e^{0,61\delta^{0,09}}, \quad l_R = 0,0017 e^{0,292\delta^{-1,57}},$$

где T — температура, эВ; e — внутренняя энергия, кДж/г; l_R — росселандов пробег, см. Среднеквадратичная скорость тормозящегося газа равна $v_0 = (1/\sqrt{3})u_0 = 0,58 u_0$. В таблице для случая $L = 50 L_0$ (при массе газа $M = \rho_0 L = 5m_0$) приведены для разных плотностей следующие характерные величины:

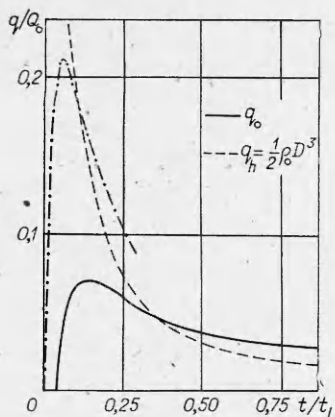
$$v_0, L, E_0, T_0 = T \left(e = \frac{v_0^2}{2}, \delta \right), \quad Q_0 = \rho_0 v_0^3, \quad t_L = \frac{L}{v_0}, \quad E_0 = \frac{\rho_0 L_0 v_0^2}{6}.$$

На фиг. 1 приведена зависимость относительного высвета W от времени. Видно, что к моменту выхода ударного фронта на границу с вакуумом высвечивается 65% начальной энергии E_0 (по оценкам (2) должно было бы быть 75%). На фиг. 2 приведены зависимости от времени плотности выходящего потока излучения q_0 и гидродинамического потока энергии q_h . Максимум q_0 составляет 12, 1,1 и 0,11 ГВт/см² для $\delta = 0,3162$; 0,1 и 0,0362 (максимальные энергетические температуры $T_s^m = (q_0^m/\sigma)^{1/4}$ соответственно равны 18; 10 и 5,6 эВ).

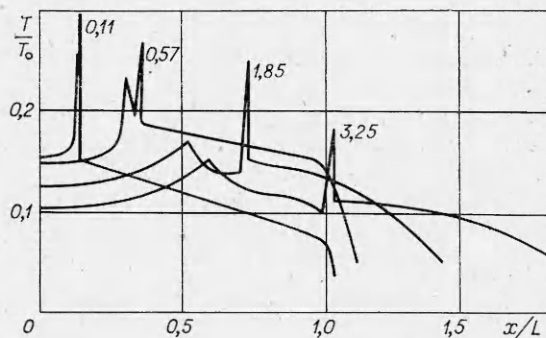


Фиг. 1

При $t/t_L < 0,5$ волна сильно сверхкритическая ($\sigma T_s^4 / \frac{1}{2} \rho_0 D^3 \sim 5-10$), поэтому $q_0 \approx q_h$. При $t/t_L > 0,5$ величины T_- и T_s сравниваются и q_0 почти вдвое превышает q_h .



Фиг. 2



Фиг. 3

На фиг. 1, 2 штрихпунктиром приведены результаты аналогичного расчета с тем же значением L_0 , но меньшим значением L , а именно $L = 10 L_0$ (в этом случае $M = m_0$). Поскольку размер L здесь меньше, прогревный слой раньше выходит на границу с вакуумом, скорость волны в момент выхода больше и соответственно больше максимум q_0 (примерно втрое). Однако относительный высвет при этом оказывается вдвое меньшим. При уменьшении массы слоя, в котором тормозится газ, при той же скорости ударной волны можно еще больше увеличить значения потоков излучения, энергетических и яркостных температур.

На фиг. 3 приведены распределения температуры в различные моменты времени t (значения t/t_L указаны у соответствующих кривых) для варианта с $L = 50 L_0$. Как видно, картина процесса, полученная в численном расчете, качественно соответствует описанной выше.

Приведенные оценки и расчеты показывают, что при выходе ударной волны на границу с вакуумом высвечивается более 50% энергии взрыва (в пределе — для очень сильных ударных волн — почти вся энергия). При этом плотность потока излучения будет в основном определяться гидродинамическим потоком энергии $(1/2)\rho_0 D^3$. Предельная картина не зависит от термодинамических и оптических свойств рабочего газа. Однако приближение к предельной картине облегчается при использовании тяжелых газов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд. 2-е. М.: Наука, 1966.
2. Богоявленская Е. Г., Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение сильных ударных волн в гелии нормальной плотности.— Журн. прикл. спектроскопии, 1981, т. 34, № 1.
3. Богоявленская Е. Г., Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение сильных ударных волн в неоне нормальной плотности.— Журн. прикл. спектроскопии, 1982, т. 36, № 4.
4. Киселев Ю. Н. Излучательные свойства сильной ударной волны в неоне.— ПМТФ, 1983, № 1.
5. Немчинов И. В., Шувалов В. В. Излучение сильных ударных волн, выходящих на границу с вакуумом.— ДАН СССР, 1980, т. 253, № 4.
6. Плазменные ускорители/Под ред. Л. А. Арцимовича. М.: Машиностроение, 1973.
7. Камруков А. С., Козлов Н. П. и др. Экспериментальное исследование эффективности преобразования кинетической энергии гиперзвукового потока плотной плазмы в излучение.— Физика плазмы, 1981, т. 7, № 6.
8. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.

9. Киселев Ю. Н., Самонин К. Л., Христофоров Б. Д. Параметры струи взрывного газового компрессора.— ПМТФ, 1981, № 3.
10. Физика высоких плотностей энергии/Под ред. П. Кальдиरोлы, Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1974.
11. Бергельсон В. И., Немчинов И. В. Об излучении, возникающем при ударе о преграду слоя газа с очень большими скоростями.— ПМТФ, 1978, № 6.
12. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Изд. 9-е. М.: Наука, 1981.
13. Немчинов И. В., Светцов В. В., Шувалов В. В. Решение задачи о распространении сильных интенсивно излучающих ударных волн в воздухе методом осреднения уравнений переноса излучения.— В кн.: Низкотемпературная плазма в космосе и на Земле. М.: ВАГО, 1977.
14. Ельяшевич М. А., Боровик Ф. Н., Каськова С. И. и др. Термодинамические функции и коэффициенты поглощения плазмы висмута и ксенона при температурах до 30 эВ.— В кн.: Тр. IV Всесоюз. конф. «Динамика излучающего газа». М.: МГУ, 1981, т. 1.

Поступила 6/IX 1983 г.
