

**О КРИТЕРИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ
И ЕЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ ВЗРЫВЕ В РАЗРЯЖЕННОМ ГАЗЕ**

Ю. А. Медведев, В. Д. Хохлов

(Москва)

Рассматривается влияние начального давления окружающего газа на интенсивность ударной волны (УВ), формирующейся при разлете вещества, испаренного мощным лазерным импульсом. Начальная стадия расширения плазмы, возникающей при фокусировании мощного лазерного излучения на поверхность твердого вещества в воздухе, экспериментально исследовалась в [1, 2]. На приведенных в этих работах фоторазвертках свечения фронта УВ зарегистрированы моменты образования и начальные радиусы УВ. Обнаружено, что при давлении воздуха ниже ~ 0.1 мм рт. ст. регистрограммы собственного свечения факела не отличаются от соответствующих регистрограмм в вакууме. Так, в [2] при давлении 0.18 мм рт. ст. наблюдался яркий ударный фронт, в то время как уже при давлении 0.1 мм рт. ст. свечения УВ не обнаружено. В работе [2] высказано предположение, что при давлении воздуха ниже ~ 0.1 мм рт. ст. УВ не образуется, и взаимодействие испаренного вещества с окружающим газом носит диффузионный характер. Однако в [1] шпирен-методом УВ были обнаружены при значительно меньшем давлении, примерно при $2 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст.

Ниже будет показано, что наблюдаемое резкое падение яркости свечения фронта УВ, возникающих при лазерном нагреве твердого вещества в разряженном газе, объясняется быстрым уменьшением максимальной скорости УВ при давлении ниже ~ 0.1 мм рт. ст. Рассматривается также расширение испаренного вещества при давлении окружающего газа много меньше 0.1 мм рт. ст.

Критерий образования слабосветящейся ударной волны. Определим давление окружающего газа p_* , ниже которого начальная скорость УВ, возникающей при испарении твердого вещества мощным импульсом излучения лазера, начинает уменьшаться. Будем считать, что испаренное вещество окружено невесомой, непроницаемой оболочкой, обладающей теми же свойствами, что и газ за фронтом формирующейся УВ, а приращения массы, количества движения и энергии газа в объеме, занятом фронтом цилиндрических и сферических УВ, на единицу площади поверхности фронта, равны соответствующим величинам для плоской УВ.

В этих предположениях уравнение неразрывности можно записать в следующей форме [3]:

$$\frac{R\rho_1}{k} = \int_{-0.5L}^{0.5L} [\rho(x) - \rho_1] dx$$

откуда

$$(1) \quad R = (\rho_2/\rho_1 - 1) Lk/2$$

где R — начальный радиус УВ (расстояние, пройденное оболочкой к моменту образования УВ), $\rho(x)$ — распределение плотности газа во фронте УВ, ρ_2/ρ_1 — отношение плотности газа за фронтом УВ к плотности невозмущенного газа, L — толщина фронта УВ, $k = 1, 2, 3$ для плоской, цилиндрической и сферической симметрии соответственно. Можно убедиться, что выражение (1) справедливо для трех различных распределений $\rho(x)$, приведенных в [4] (стр. 154). Это свидетельствует о слабой зависимости R от $\rho(x)$.

Для сильных УВ в воздухе $L \approx 1.4l$ [5], следовательно

$$(2) \quad R \approx 0.7 (\rho_2/\rho_1 - 1) l$$

где l — средняя длина свободного пробега молекул в невозмущенном газе.

В опытах [1] скорость разлета паров в начальные моменты времени $5 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^6$ см/сек. При таких скоростях и давлении воздуха 1 мм рт. ст. степень сжатия в УВ $11 \div 15$ [6]. Принимая $\rho_2/\rho_1 = 13$, $k = 3$, по формуле (2) найдем $R \approx 1.2$ мм. Начальный радиус УВ, определенный по регистрограмме работы [1], ≈ 1 мм.

Давление p_* определим из уравнения сохранения энергии. Найдем для этого энергию W , сообщенную испаренным веществом окружающему газу к моменту образования УВ. Воспользовавшись функцией $\rho(x)$, которая получена в [5], для кинетической энергии газа во фронте УВ, распространяющемуся по покоящемуся газу, найдем

$$(3) \quad W_1/S = C (\rho_2/\rho_1) D^2 \rho_1 L/2$$

$$C \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1 \right) + \frac{\rho_1}{\rho_2} + \frac{1}{4} \frac{\rho_1}{\rho_2} \ln \frac{\rho_2/\rho_1 + \exp(-2)}{\rho_2/\rho_1 + \exp(2)} -$$

$$- \frac{1}{4} \ln \frac{1 + (\rho_2/\rho_1) \exp(2)}{1 + (\rho_2/\rho_1) \exp(-2)}$$

где S — площадь поверхности фронта УВ. Из соотношений на фронте УВ [7] (стр. 57) следует, что приращение внутренней энергии газа во фронте сильной УВ, включая энергию возбуждения внутренних степеней свободы молекул, приближенно равно W_1 . Таким образом, для сильных УВ в воздухе

$$W/S \approx 1.4C (\rho_2/\rho_1) D^2 \rho_1 l \sim D^2 m/Q$$

где m — масса молекулы, Q — ее газокинетическое сечение.

Максимальная начальная скорость УВ примерно равна асимптотической скорости разлета паров в вакуум U , которая достигается, когда газодинамическое движение близко к движению, возникающему при сильном взрыве. В начальной стадии сильного взрыва среднее давление во внутренней области взрыва $\approx p_2/2$ [7] (стр. 88), где p_2 — давление газа за фронтом УВ. Следовательно, внутренняя энергия паров в момент образования УВ

$$E_1 \approx SR \rho_1 U^2 / (\gamma + 1) (\gamma_1 - 1) k$$

где γ и γ_1 — отношения удельных теплоемкостей окружающего газа и испаренного вещества соответственно. Кинетическая энергия паров W_2 на этой стадии в $2 \div 4$ раза больше E_1 [1]. С учетом этого ($W_2 = 3E_1$) уравнение сохранения энергии принимает вид

$$(4) \quad 4S (p_*) R (p_*) \rho_1 (p_*) U^2 / k (\gamma + 1) (\gamma_1 - 1) + 1.4C (\rho_2/\rho_1) \times$$

$$\times S (p_*) \rho_1 l = E$$

где E — выделившаяся энергия. Учитывая, что при лазерном нагреве массивной мишени разлетающееся вещество ограничено приближенно полусферой, из (2) и (4) получим

$$(5) \quad p_* \approx 6.2 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1 \right) BU \sqrt{\frac{A}{E} \left[\frac{2(\rho_2/\rho_1 - 1)}{(\gamma + 1)(\gamma_1 - 1)} + C \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \right]^{1/2}}$$

$$(A = \rho_1 l, B = p_1 l)$$

где для воздуха $A \approx 7.8 \cdot 10^{-8} \text{ кг/м}^2$, $B \approx 6.4 \cdot 10^{-3} \text{ н/м}$. Так как $U \sim E^n$, где $n = 0.15 \div 0.3$ [1, 8], то давление p_* слабо зависит от E .

В условиях опытов [1] $E \approx 3 \text{ Дж}$, $U \approx 1.4 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$. Тогда, полагая в (5) $\rho_2/\rho_1 = 9$ и $\gamma_1 = 5/3$, получим $p_* \approx 0.2 \text{ мм рт. ст.}$, что близко к давлению воздуха ($\sim 0.1 \text{ мм рт. ст.}$), ниже которого в [1, 2] наблюдалось резкое уменьшение яркости свечения воздуха за фронтом УВ. Для приведенного примера $R \approx 4 \text{ мм}$, процесс формирования УВ завершается после окончания лазерного импульса.

Считая, что при p_1 , не слишком сильно отличающемся от p_* , формируется сильная УВ и движение после окончания лазерного импульса адиабатическое, найдем зависимость начальной скорости УВ D от p_1 при $p_1 < p_*$. Начальный радиус УВ $R \sim l \sim p_1^{-1}$, средняя плотность и среднее давление в испаренном веществе в момент образования УВ

$$\rho_3 \sim R^{-3} \sim p_1^3, \quad p_3 \sim \rho_3^{\gamma_1} \sim p_1^{3\gamma_1}$$

соответственно, давление газа за фронтом УВ

$$p_2 \approx 2 \rho_1 D^2 / (\gamma + 1) \approx 2p_3 \sim p_1^{3\gamma_1}$$

начальная скорость УВ

$$D \sim p_1^{(3\gamma_1-1)/2}$$

Следовательно, сильные УВ формируются при

$$p_1 \geq p_* (10c_1 / U)^{2/(3\gamma_1-1)}$$

где c_1 — скорость звука в невозмущенном газе. Уменьшение скорости формирующейся УВ совместно с уменьшением плотности газа за фронтом УВ при $p_1 \lesssim p_*$ приводит к резкому ослаблению яркости свечения газа за фронтом УВ, обнаруженному в [1, 2].

Критерий отсутствия ударной волны. Определим давление окружающего газа p_{**} , ниже которого не образуется даже слабой УВ. В процессе разлета, когда радиус испаренного вещества достигает размеров $r \gg \gg (QM_1/m)^{1/2}$ средняя длина свободного пробега молекул в испаренном веществе становится много больше r . Здесь M_1 — масса нагретого вещества. На этой стадии молекулы испаренного вещества будут разлетаться без столкновений в виде расширяющегося слоя. Это обстоятельство наряду с пульсациями испаренного вещества около равновесного радиуса учитываться не будет. В остальном постановка задачи аналогична предыдущей.

Выражение для начального радиуса слабой УВ

$$(6) \quad R \approx \frac{2k}{\gamma+1} \sqrt{\frac{8}{\pi\gamma}} \left[\frac{4}{3} + \frac{(\gamma-1)(9\gamma-5)}{4\gamma} \right] l$$

следует из (1), если для L воспользоваться выражением, полученным в [9], и учесть, что

$$\rho_2/\rho_1 - 1 \approx 4(M-1)/(\gamma+1) \text{ при } M-1 \ll 1$$

где M — число Маха УВ.

Давление p_{**} определим из условия, что начальный радиус УВ, соответствующий этому давлению, равен радиусу испаренного вещества, расширившегося до давления окружающего газа.

Найдем для этого W . Из (3) следует, что $W_1 \rightarrow 0$ при $M \rightarrow 1$. Заметим, что количество движения газа во фронте слабой УВ конечно

$$I/S \rightarrow \frac{4}{\gamma+1} \sqrt{\frac{2}{\pi\gamma}} \left[\frac{4}{3} + \frac{(\gamma-1)(9\gamma-5)}{4\gamma} \right] A c_1$$

при $M \rightarrow 1$. Таким образом, для слабой УВ W совпадает с приращением внутренней энергии газа в объеме, занятом фронтом УВ. Полагая среднее давление газа во фронте УВ, равным $(p_2 + p_1)/2$, получим

$$W/S = (p_2 + p_1) L/2 (\gamma - 1) - p_1 L/(\gamma - 1) - p_1 R/k (\gamma - 1)$$

Если учесть, что

$$p_2/p_1 - 1 \approx 4\gamma (M - 1)/(\gamma + 1) \text{ при } M - 1 \ll 1$$

то придем к выражению $W/S = p_1 R/k$ — работа, совершенная испаренным веществом при расширениях до давления окружающего газа.

Уравнение сохранения энергии принимает вид

$$\frac{1}{k} p_{**} S(p_{**}) R(p_{**}) \left(\frac{4}{\gamma_1 - 1} + 1 \right) = E$$

откуда с помощью (6) находим

$$p_{**} \approx 10 \sqrt{\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1}} \left\{ \frac{2}{\gamma + 1} \sqrt{\frac{8}{\pi\gamma}} \left[\frac{4}{3} + \frac{(\gamma - 1)(9\gamma - 5)}{4\gamma} \right] \right\}^{3/2} B \sqrt{\frac{B}{E}}$$

Например, для воздуха при $E = 3 \text{ дж}$, $\gamma_1 = 5/3$ получим $p_{**} \approx 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$

Поступила 1 VI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Склизков Г. В. Исследование динамики нагревания и разлета плазмы, образующейся при фокусировании мощного излучения лазера на вещество. Квантовая радиофизика. Тр. физ. ин-та АН СССР, 1970, т. 52.
2. Bobin J. L., Durand Y. A., Langer P. P., Tonon G. Shock-wave generation in rarefied gases by laser impact on beryllium targets. J. Appl. Phys., 1968, vol. 39, No. 9.
3. Groves G. V. Initial expansion to ambient pressure of chemical explosive releases in the upper atmosphere. J. Geophys. Res., 1963, vol. 68, No. 10.
4. Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М., «Наука», 1965.
5. Mott-Smith H. M. The solution of the Boltzman equation for a shock wave. Phys. Rev., 1954, vol. 82, No. 6.
(Рус. перев.: Решение уравнения Больцмана для ударной волны. Механика. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1953, № 1.)
6. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1965.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
8. Gregg D. W., Thomas S. J. Kinetic energies of ions produced by laser giant pulses. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, No. 12.
9. Taylor G. I. The conditions necessary for discontinuous motion in gases. Proc. Roy. Soc. London, 1910, vol. 84A, No. 571.