

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 113 – 118

20 января 1970 г.

**НЕПОДВИЖНАЯ УДАРНАЯ ВОЛНА, ВОЗНИКАЮЩАЯ
ПРИ СТАЦИОНАРНОМ ИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛА
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

В.А.Батанов, Ф.В.Бункин, А.М.Прохоров, В.Б.Федоров

В настоящей работе исследовалась динамика разлета паров металла, возникающих в результате разогрева поверхности металлической мишени мощным лазерным излучением. Длительность лазерного импульса была велика по сравнению с характерным временем установления движения паров и поэтому наблюдаемая картина движения приобретала стационарный характер. При этом нами впервые наблюдалась неподвижная (относительно мишени) ударная волна (УВ), на фронте которой происходит преобразование сверхзвукового течения паров в дозвуковое¹⁾.

¹⁾ Аналогичная газодинамическая картина наблюдается при сверхзвуковом истечении газа из сопла в режиме недорасширения. Авторы благодарны П.И.Улякову и Л.Л.Минько, обратившим наше внимание на эту аналогию.

Сверхзвуковое течение в области между мишенью и фронтом УВ (на рис. 1 область $x < R$) возникает при условии, что давление паров на мишени $p_o \gg p_\infty$ — внешнее давление газа. При этом происходит

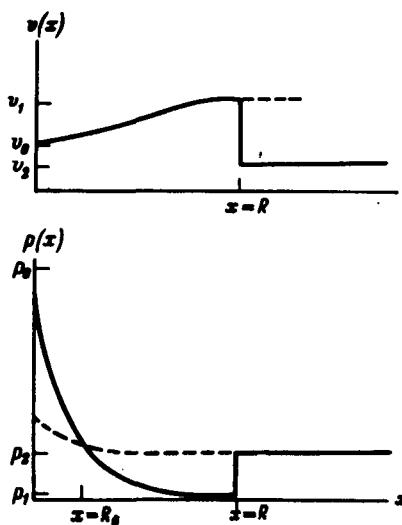


Рис. 1. Качественная картина изменения скорости движения паров v и давления p вдоль оси x (сплошные кривые). Ось x перпендикулярна поверхности мишени. Лазерный луч распространяется в отрицательном направлении оси x . Точка $x = R$ обозначает диаметр неподвижной УВ. Точка $x = 0$ соответствует плоскости мишени, на которой заданы начальные условия движения: v_0 , p_0 , p_o . Индексы 1 и 2 относятся к значению величин соответственно перед фронтом и за фронтом УВ.

стационарный адиабатический разлет вещества от мишени, и скорость пара $v(x)$ в интервале $0 < x < R$ нарастает от своего начального значения v_0 по закону [1]:

$$v(x) = v_0 \sqrt{1 + \frac{2}{\gamma - 1} M_o^{-2} \left(1 - \frac{c^2(x)}{c_o^2}\right)}, \quad (1)$$

где $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты Ньютона, $M_o = v_0/c_o \approx 1$ — число Маха при $x = 0$, $c(x) = \sqrt{\gamma k T(x)/m}$ — скорость звука в точке x , быстро падающая вместе с температурой $T(x)$ по мере возрастания x . Давление паров $p(x)$ также падает и при достаточно большом x становится меньше p_∞ (см. рис. 1). Образуется скачок давления, который компенсируется УВ в точке $x = R$. УВ в этой точке неподвижна относительно мишени при условии, что скорость натекающего на нее газа $v(x)$ соответствует скачку давления в ней [1]:

$$\frac{v^2}{2} = \frac{\gamma + 1}{2\rho_1} p_2 \left[1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{p_1}{p_2} \right]; \quad p_1 = p(R), \quad \rho_1 = \rho(R), \quad v_1 = v(R). \quad (2)$$

Из рис. 1 ясно, что УВ возникает и формируется на участке $\Delta x = R - R_o$. В точке $x = R_o$, где она является малым возмущением, ее скорость

относительно мишени максимальна и равна

$$V(R_o) = v(R_o) - c(R_o). \quad (2)$$

При $x > R_o$ эта скорость уменьшается и обращается в нуль в точке $x = R$.

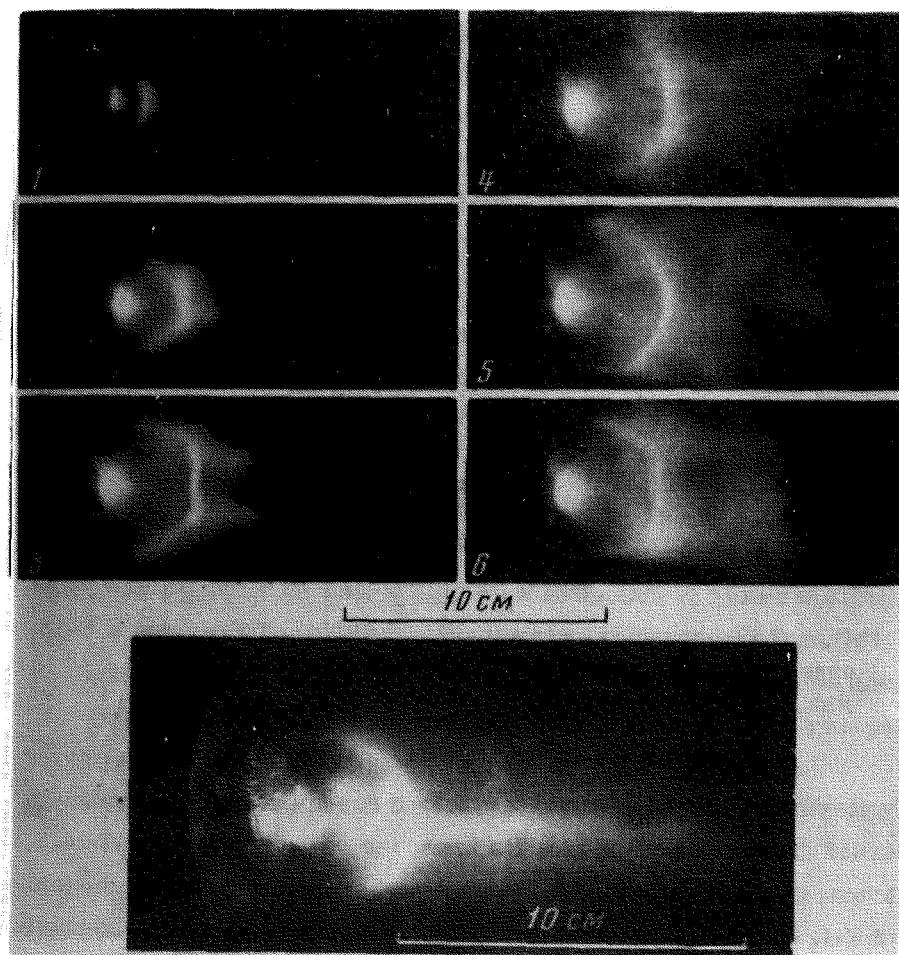


Рис. 2. Временная развертка процесса движения паров висмута в гелиевой атмосфере при давлении $p_\infty = 0,25$ атм (покадровая съемка, вид сбоку). Интервал времени между приведенными кадрами 64 мксек. Лазерный луч идет справа налево. Внизу приведен фотоснимок процесса (вид спереди-сбоку), сделанный с экспозицией ≈ 1 сек (небольшая сфера между мишенью и УВ появляется из-за паразитных отражений света на стенках цилиндрической стеклянной камеры)

Опыты выполнялись на висмуте, помещенном в гелиевую атмосферу. Давление гелия менялось от 0,01 до 3 атм. Средняя за импульс интенсивность падающего на мишень излучения лазера во всех измерениях

была постоянна и составляла $I = 0,7 \cdot 10^7 \text{ эм/см}^2$. Это соответствовало энергии излучения лазера (на неодимовом стекле, $\lambda = 1,06 \mu\text{м}$) $E = 2,3 \text{ кДж}$ площади облучаемого пятна $S = 0,4 \text{ см}^2$ (диаметр $d = 0,7 \text{ см}$), длительности импульса на уровне половины интенсивности $\tau = 0,8 \text{ мкс}$. Фон "пичковой" модуляции на осциллограмме импульса излучения не превышал 30% от огибающей импульса. Длина цилиндрической части каустики фокусирующей линзы ($f = 100 \text{ см}$) составляла $\approx 10 \text{ см}$.

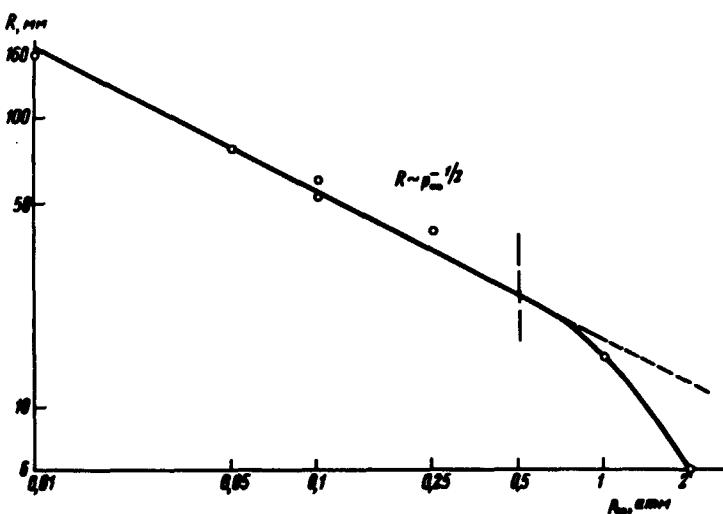


Рис. 3. Зависимость размера R неподвижной УВ в начале стационарной части процесса от внешнего давления. Масштаб по осям логарифмический

Разлет паров металла исследовался по свечению паров методом скоростной фотографии. На рис. 2 в качестве примера представлены результаты съемки при $p_{\infty} = 0,25 \text{ атм}$. На фотоснимках видно свечение фронта УВ. Слева от УВ находится область стационарного адиабатического разлета вещества. Наблюдается свечение паров вблизи мишени. Справа – область постоянного течения паров (см. рис. 1).

УВ имеет форму сферы, касающейся мишени. Фотографирование под разными углами показывает, что поверхность сферы прозрачна. Виден только ее контур, поскольку оптическая толщина вдоль контура максимальна. Такой форме УВ соответствует следующее выражение для закона сохранения потока вещества:

$$\rho_0 v_0 S_0 = \rho v S, \quad (4)$$

где $S_0/S = d^2/4x^2$ (в обозначениях рис. 1).

На рис. 2 виден переходный процесс формирования УВ, увеличение ее размера (кадры 1–3) и стационарная часть процесса (кадры 4–6), когда размер УВ почти не меняется (заметно небольшое уменьшение R со временем). Интервал времени, соответствующий стационарному участку 0,5 мсек, лежит вблизи максимума временного хода интенсивности импульса излучения, где интенсивность меняется медленно.

За фронтом УВ (рис. 2) развивается струя (при условии малости длины свободного пробега частиц по сравнению с поперечным размером струи.) Скорость движения струи v_2 измерена по перемещению ее фронта. При $p_\infty \leq 0,25$ атм она оказалась постоянной и равной (с точностью 10%) $v_2 = 470$ м/сек. Фронт струи является тангенциальным разрывом, разделяющим область движения гелия и паров висмута. Давление на тангенциальном разрыве непрерывно и поэтому $p_2 \approx p_\infty$ ¹⁾.

Далее, из опыта можно оценить скорость v_1 . Поскольку $v_2 = 470$ м/сек при $p_\infty < 0,25$ атм и $R > 4$ см, а максимальный скачок скорости на УВ при $\gamma = 5/3$ равен $v_1/v_2 = 4$ [1], то $v_1 \leq 1880$ м/сек при указанных значениях p_∞ и R . С другой стороны, скорость увеличения диаметра УВ, измеренная в области ее возникновения $R_o = 2,8$ см при $p_\infty = 0,01$ атм равна $V = 1750$ м/сек. Таким образом, в соответствии с (3) при $p_\infty \leq 0,25$ атм и $R \geq 4$ см скорость v_1 лежит в интервале 1750 м/сек $< v_1 < 1880$ м/сек. Отсюда, в частности, следует, что $v_1/v_2 > 3,7$ и поэтому наблюдаемую УВ можно считать сильной.

Последний результат позволяет найти связь между размером УВ и давлением гелия p_∞ . Пренебрегая в формуле (2) членом $(\gamma - 1)p_1 / (\gamma + 1)p_2 \ll 1$ и комбинируя соотношения (2) и (4), найдем

$$\frac{R}{d} = \sqrt{\frac{p_0 v_0 v_1}{2(\gamma + 1)p_2}} \sim \frac{\text{const}}{\sqrt{p_\infty}}. \quad (5)$$

Экспериментальная зависимость $R(p_\infty)$, приведенная на рис. 3, в области $p_\infty \leq 0,5$ атм совпадает с зависимостью (5). В интервале давлений

¹⁾ Следует отметить, что на рис. 2 видно возрастание свечения газовой струи со временем вдоль лазерного луча из-за поглощения света в струе. На фотоснимке (внизу рис. 2), дающем интегральную картину движения, размеры области свечения повышенной яркости соответствуют размерам цилиндрической части каустики фокусирующей линзы. Именно частичной экранировкой потока излучения из-за поглощения в плазме струи объясняется небольшое уменьшение размера УВ в стационарной части процесса (кадры 4–6).

$(0,5 \pm 2)$ атм зависимость R от p_{∞} более сильная. Это, видимо, можно объяснить уменьшением v_1 при высоких давлениях по сравнению с максимальным значением 1750 м/сек.

Экспериментально наблюдается также увеличение размера УВ R при увеличении диаметра пятна облучения d , предсказываемая соотношением (5).

Изложенная выше для висмута газодинамическая картина движения имеет место и для других металлов. В частности, неподвижная УВ такой же, как и у висмута, формы наблюдалась нами в аналогичных опытах с алюминием¹⁾.

Определенные экспериментально характеристики неподвижной УВ позволяют найти значение плотности частиц и температуры за фронтом УВ, а значит интерпретировать явления, связанные с поглощением излучения лазера в парах металла (в частности, обнаруженный нами эффект отрыва плазменного факела от поверхности мишени при $p_{\infty} = 2,6$ атм).

Из проделанных опытов можно также найти условия на мишени p_0 , T_0 , ρ_0 и v_0 . При этом температура T_0 на поверхности висмута (при $p_{\infty} < 1$ атм) оказывается, по-видимому, выше критической. Эти результаты будут опубликованы.

В заключение авторы благодарят О.Н.Крохина, указавшего на работу [3], где наблюдалось зарождение ударной волны в отдельном "пичке" генерации рубинового лазера с энергией излучения в несколько джоулей.

Физический институт

им. П.Н.Лебедева

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

12 декабря 1969 г.

Литература

- [3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Механика сплошных сред, М., 1953.
- [2] Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, Н.В.Морачевский, Г.В.Склизков. ЖТФ, 39, 894, 1969.
- [3] А.Н.Корунчиков, А.А.Янковский. ЖПС, 5, 586, 1966.

¹⁾ Динамика разлета паров металла при длительности лазерного импульса ≈ 1 мсек изучалась ранее в работе [2]. Неподвижная УВ в этих экспериментах не была обнаружена. Общая газодинамическая картина движения, приведенная в [2], к стационарным условиям испарения не применима.