

## ФОРМИРОВАНИЕ СВЕРХСИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОРШНЯ

*Н.Н.Зорев, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов*

Исследования стадии формирования ударной волны в остаточном газе под действием высокотемпературной лазерной плазмы впервые экспериментально установили постоянство ее скорости и обнаружили „мгновенный” переход к режиму свободного движения. Предложен метод определения испаренной массы мишени по динамике ударной волны.

Значительный научный и практический интерес представляет исследование так называемой начальной стадии движения сферических ударных волн (УВ), формируемых в остаточном газе под действием высокотемпературной лазерной плазмы<sup>1-3</sup>. В этот период, продолжающийся десятки наносекунд, происходит передача энергии плазмы мишени (нагретой за  $\sim 1 - 2$  нс) УВ, движущейся со скоростью  $\sim 10^7 - 10^8$  см/с. До сих пор эта стадия движения УВ исследовалась лишь теоретически<sup>4,5</sup>. Результаты теоретических исследований согласуются лишь качественно и сводятся к следующему. Движение УВ в начальной стадии происходит с постоянной скоростью  $D_0$ , величина которой определяется ионной температурой плазмы мишени:

$$D_0 = \kappa'(T_i)^{1/2}. \quad (1)$$

При этом коэффициент  $\kappa'(\gamma)$  имеет различные значения в<sup>4</sup> и<sup>5</sup>.

При практическом использовании (1) следует иметь в виду два замечания. Во-первых, при теоретическом исследовании считалось, что мишень нагревается мгновенно, и, следовательно,  $T_i$  есть ионная температура покоящейся плазмы в начальный момент времени. Однако, при облучении мишени наносекундным лазерным импульсом плазма успевает придти в движение еще в процессе ее нагрева (за 1 – 2 нс) так, что к концу действия лазерного излучения большая часть энергии заключена в кинетической энергии направленного движения вещества<sup>6</sup>. Поэтому в этом случае под „ $T_i$ ” следует понимать величину  $T_s \equiv (E_T + E_K)(\gamma - 1)/Nk$ , где  $E_T$  и  $E_K$  – соответственно тепловая и кинетическая энергии плазмы,  $k$  – постоянная Больцмана,  $N$  – полное число частиц<sup>1)</sup>.

1) Это очевидно, если рассматривать плазму в конце лазерного импульса как мгновенного нагретую до температуры  $T_s$  в момент времени  $t \neq 0$ , когда часть тепловой энергии преобразовалась в кинетическую.

Во-вторых, экспериментально обнаружено <sup>3</sup>, что не вся энергия лазерной плазмы  $E_{пл}$  может преобразоваться в энергию УВ  $E_0$  ( $\beta \equiv E_0/E_{пл} < 1$ ). При этом показано, что потери энергии происходят за счет вылета из плазмы без взаимодействия с УВ части ионов, составляющих высокоэнергетичный хвост максвелловского распределения. Несмотря на то, что потери энергии могут быть значительными, число частиц плазмы изменяется мало. Таким образом, если описывать плазму обычным уравнением состояния:

$$E_{пл} = \frac{Nk T_s}{\gamma - 1} \quad (2)$$

„температура” плазмы, формирующей УВ, будет в  $\beta^{-1}$  раз меньше начальной и выражение (1) следует записать таким образом:

$$D_0 = \kappa(\beta T_s)^{1/2}. \quad (3)$$

Так как соотношение тепловой и кинетической энергий плазмы слабо меняется при изменении условий и обычно известно из расчетов <sup>6</sup>, экспериментально проверенная формула (3) может дать метод измерения ионной температуры плазмы.

Эксперименты проводились на мощной лазерной установке „Кальмар” ( $E_{л} \lesssim 250$  Дж,  $q_0 \lesssim 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) <sup>3</sup>. УВ формировались в атмосфере дейтерия или воздуха ( $\rho_1 = (1 \div 4) \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup>) при фокусировке лазерного излучения на сферические мишени из стекла или полистирола ( $\varnothing 70 \div 250$  мкм).

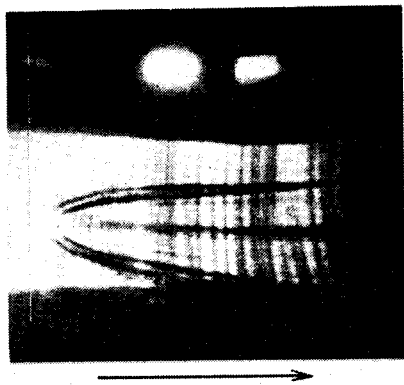


Рис.1

Рис.1. Характерная фэрограмма шпирен-изображения УВ в дейтерии. Временной и пространственный масштабы нелинейные. Длительность развертки  $\sim 30$  нс.  $p_1 = 16$  торр.  $E_{л} = 177$  Дж, мишень  $\varnothing 174$  мкм. „Двойной” фронт в начале развертки вызван действием электронной теплопроводности <sup>2</sup>

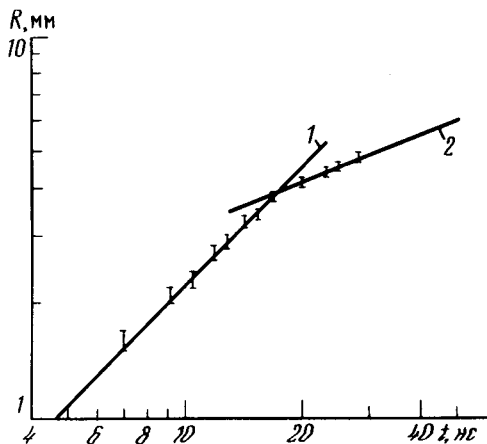


Рис.2

Рис.2. Характерная  $R - t$  диаграмма движения ионного фронта УВ в дейтерии, полученная из обработки соответствующей фэрограммы.  $E_{пл} \approx 7$  Дж,  $T_i \approx 0,3$  кэВ,  $m_0 = 5,4 \cdot 10^{-8}$  г

Благодаря применению метода регистрации шпирен-изображения УВ на фотоэлектронном регистраторе <sup>3</sup> (см. рис.1) удалось проследить эволюцию УВ в различных условиях от 2 до 30 нс после начала облучения мишени. Характерная  $R - t$  диаграмма движения УВ представлена на рис.2. Основными регулярно воспроизводимыми особенностями  $R - t$  диаграммы являлись постоянная (с точностью до  $\sim 5\%$ ) скорость УВ в начальной стадии

и мгновенный, по сравнению с ее длительностью (за несколько наносекунд) переход к стадии свободного движения<sup>1</sup>.

Равномерное движение УВ в начальной стадии согласуется с теоретическими исследованиями<sup>4,5</sup>, однако найденное экспериментальное значение  $\kappa = (3,1 \pm 0,3) \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1/2}$  не согласуется с результатами<sup>4,5</sup>.

Переход между двумя режимами движения УВ определяется моментом, когда давление плазмы мишени сравнивается с давлением плазмы за фронтом УВ. При  $D_0 \sim 3 \cdot 10^7 \text{ см/с}$  и  $R_{00} \sim 5 \text{ мм}$  за время  $t \approx 2 \text{ нс}$  давление плазмы мишени падает почти в 2 раза, что обеспечивает „мгновенную” смену режимов движения УВ. Эта особенность позволила предложить метод определения одного из основных параметров лазерной плазмы — испаренной массы мишени  $m_0$ . Измерение этой величины тесно связано с решением важнейшей задачи современных исследований по инерционному термоядерному синтезу — определением эффективности передачи энергии сжатому до высоких плотностей термоядерному горючему.

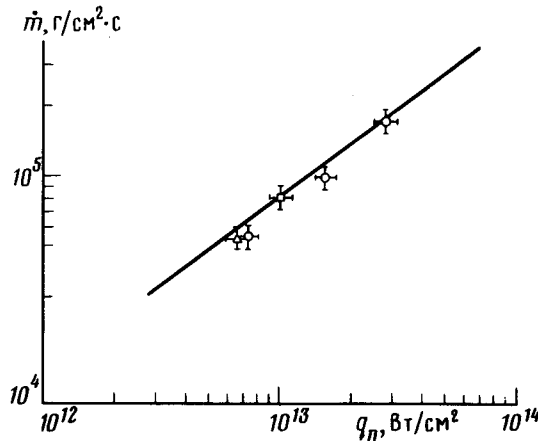


Рис.3. Зависимость расхода массы мишени от плотности потока поглощенной лазерной энергии. Прямая соответствует эмпирической зависимости  $\dot{m}(q_n)$ .  $\Delta$  — мишень из  $(\text{C}_8\text{H}_8)_n$  в воздухе,  $\square$  —  $(\text{C}_8\text{D}_8)_n$  в  $\text{D}_2$ ,  $\circ$  —  $\text{SiO}_2$  в  $\text{D}_2$

Используя уравнение движения УВ в начальной стадии и решение задачи о мгновенном точечном взрыве, удовлетворительно описывающее динамику УВ в первые моменты „свободного” разлета<sup>1</sup>, в точке перехода между двумя режимами ( $R_{00}$ ,  $t_{00}$ ) можно написать:

$$\frac{(R_{00} - R_0)^2}{\kappa^2 \beta T_s} = \frac{R_{00}^5 \rho_1 \alpha}{\beta E_{\text{пл}}}$$

где  $\alpha$  — константа<sup>1</sup>. В проведенных экспериментах  $R_0 \ll R_{00}$ , так что с учетом (2) получим формулу

$$m_0 = (\gamma - 1) \rho_1 \alpha \kappa^2 \frac{\bar{m}_i}{(\bar{z} + 1)} R_{00}^3, \quad (4)$$

дающую однозначную связь  $m_0$  с радиусом УВ в точке перехода. Следует отметить, что (в отличие от методов определения  $E_{\text{пл}}$  и  $T_i$ ) в (4) не входит величина  $\beta$ , измерение которой представляет определенные экспериментальные трудности, что позволило измерять  $m_0$  с относительной точностью  $\sim 10\%$  (при абсолютной  $\sim 30\%$ ). Отметим также, что выражение (4) определяет массу газа, охваченного УВ, при которой начинается „свободное” движение УВ. Для стеклянных и полистирольных мишеней  $m_{00} \approx 8,5 m_0$ .

С помощью этой методики были проведены исследования  $m_0$  в различных условиях (рис.3). Полученные результаты хорошо согласуются с эмпирической зависимостью  $\dot{m}(q_n)$ <sup>7</sup>, успешно описывающей результаты почти всех проведенных до настоящего времени экспери-

ментов в различных лабораториях. Такое совпадение подтверждает корректность предложенного метода, справедливость формулы (3) и экспериментально найденного значения  $k$ .

### Литература

1. Зорев Н.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С. ЖЭТФ, 1982, 82, 1104.
2. Зорев Н.Н., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 610.
3. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А., Зорев Н.Н., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Шиканов А.С. Нагрев и сжатие термоядерных мишеней, облучаемых лазером. ВИНТИ, сер. Радиотехника, 26, М., 1982.
4. Basov N.G., Gamaly E.G., Krokhin O.N., Mikhailov Yu. A., Sklizkov G.V., Fedotov S.I. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, 3, 553, N.-Y., Plenum Press, 1974.
5. Freiwald D.A., Axford R.A. J. Appl. Phys., 1975, 46, 1171.
6. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Демченко Н.Н., Розанов В.Б. Труды ФИАН, 1982, 134, 32.
7. Shikanov A.S., Sklizkov G.V., Zakharenkov Yu.A. Fusion Energy – 1981, IAEA, Vienna, 1982, IAEA-SMR-82, 175.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
19 июля 1983 г.