

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ
ВО ФРОНТЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ПРИ СКОРОСТЯХ $10^7 \div 10^8$ см/сек

Н.Н.Зорев, Г.В.Склизков, А.С.Шиханов

Экспериментально исследована структура фронта ударных волн при скоростях $10^7 \div 10^8$ см/сек. Впервые обнаружено формирование прогревного слоя перед ударной волной, вызванного действием электронной теплопроводности.

Исследование структуры фронта ударных волн (УВ), формируемых в остаточном газе при взаимодействии мощного лазерного излучения с высокотемпературной плазмой [1, 2] важно не только для определения параметров последней [3], но и представляет принципиальный интерес. Дело в том, что начальная скорость УВ, получаемых при проведении таких экспериментов достигает нескольких сотен км/сек, что существенно выше значений, получаемых при формировании УВ в лабораторных условиях обычно применяемыми для этих целей методами. Структура фронта сильных УВ со скоростями $\sim 10^7 \div 10^8$ см/сек достаточно подробно исследована теоретически [4 – 6]. В то же время экспериментальные данные о структуре таких УВ в газах практически отсутствуют.

Генерация УВ в атмосфере D_2 или воздуха ($P_1 = 0,5 \div 30$ тор) происходила в результате разлета плазмы, образованной при фокусировке излучения лазерной установки "Кальмар" ($E_{\text{л}} \lesssim 250$ Дж, $\tau \approx 10^{-9}$ сек) на сферические мишени (SiO_2 , $(C_8H_8)_n$, $\varnothing 70 \div 250$ мкм) [2]. В результате применения высокоскоростных оптических методов фотографирования [7] было обнаружено, что в первые ≈ 30 нсек после облучения мишени в дейтерии при $p_1 \gtrsim 4$ тор во фронте УВ наблюдалось два

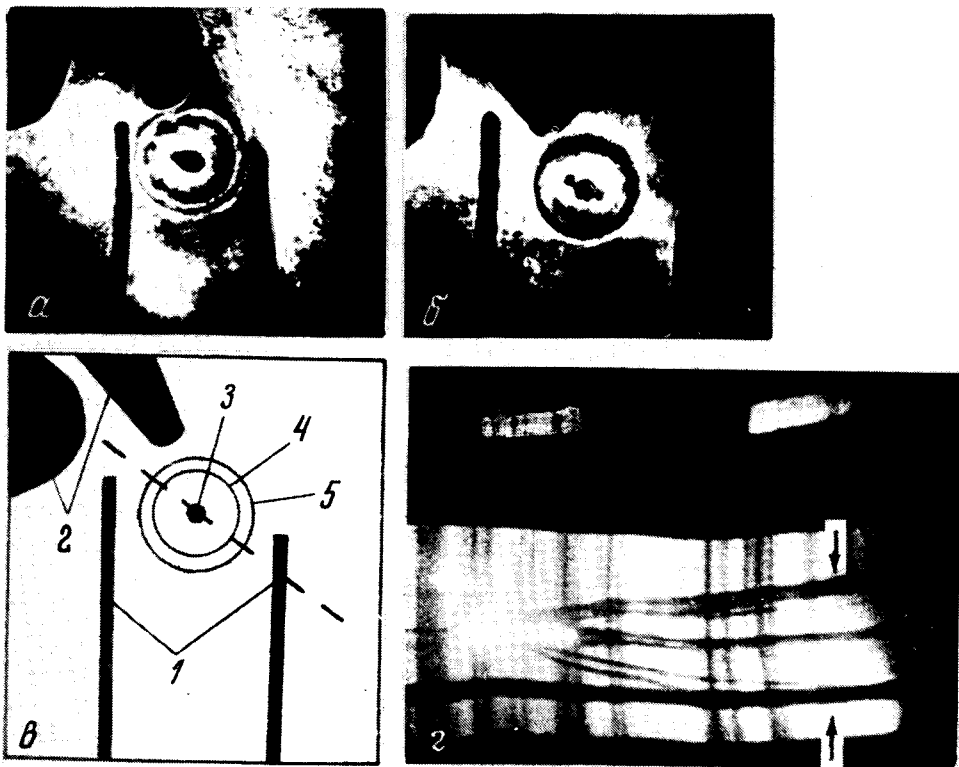


Рис.1. Шлирен-фотографии ударной волны: *а* – кадровая фотография в дейтерии; *б* – кадровая фотография в воздухе; *в* – схема, поясняющая изображения УВ: 1 – держатель мишени; 2 – диагностическая аппаратура; 3 – изображение плазмы мишени; 4 – изображение "массового" фронта УВ; 5 – фронт ионизации. Пунктиром показано положение щели ФЭРа. *г* – Щелевая развертка шлирен-изображения УВ в дейтерии. В верхней части – последовательность калибровочных импульсов. Пространственный и временной масштабы нелинейные. Стрелками показан момент экспозиции кадра на рис. *а*. Все фотографии получены при $E_{\text{д}} \approx 150$ Дж, $\rho_1 = 2 \cdot 10^{-6}$ г/см³, мишень – оболочки из стекла $\varnothing 190$ мкм

участка со значительным градиентом электронной плотности ($\nabla n_e > 2 \cdot 10^{19}$ см⁻⁴). Эти области на рис.1, *а* видны в виде двух темных концентрических колец (см. также схему 1, *в*). Вместе с тем, подобная структура не наблюдалась при проведении экспериментов в атмосфере воздуха в аналогичных условиях (рис.1, *б*). Тщательный анализ результатов таких экспериментов позволил установить, что наблюдаемый "двойной" фронт УВ не является результатом визуализации контактной границы "плазма мишени – плазма УВ". При этом внутреннее темное кольцо (рис.1, *а*) соответствует собственно, "массовому" фронту

УВ, а внешнее — фронту ионизации D_2 , образованному в результате действия нелинейной электронной теплопроводности¹⁾.

Источником теплового потока, приводящего к образованию волны ионизации дейтерия, вообще говоря, может быть как плазма мишени, так и самой УВ. Исследование динамики движения фронтов ионизации и ударной волны, проведенные с помощью развертки шлирен-изображения на фотоэлектронном регистраторе (рис.1, *г*), показало, что наблюдаемая структура не может быть объяснена развитием тепловой волны в газе при нагреве мишени. Как видно на рис.2 движение фронта ионизации резко отличается от распространения тепловой волны от мгновенного точечного источника, каким можно считать плазму мишени (для случая электронной теплопроводности описывается формулой [4]: $R_T = Ct^{2/19}$, где R_T — радиус тепловой волны, C — константа, зависящая от величины выделившейся энергии и плотности газа). Непосредственный расчет движения тепловой волны в условиях проводившихся экспериментов показал, что ее скорость оказывается меньше начальной скорости УВ D_0 при $R_T > 0,15$ мм.

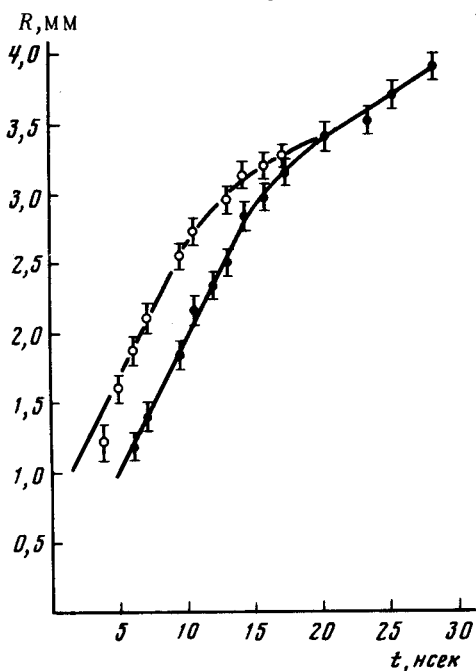


Рис.2. $R - t$ — диаграмма движения ударной волны (кривая 1) и фронта ионизации (кривая 2) в начальной стадии. $E_{\text{л}} = 60$ Дж, $\rho_1 = 4 \cdot 10^{-6}$ г/см³, мишень — сплошное стекло $\varnothing 140$ мкм

Таким образом, наблюдаемая структура составляет фронт ионизирующей УВ и не связана с особенностями используемого метода ее формирования. Экспериментальные исследования позволили установить, что ширина прогревной зоны в дейтерии удовлетворяла эмпирической формуле:

$$\delta = \chi D^4 P_1^{-1}, \quad (1)$$

¹⁾ Распространение тепла не может быть вызвано лучистой теплопроводностью из-за слабой мощности в условиях проведенных экспериментов как излучения плазмы мишени [8], так и плазмы самой ударной волны [9].

где $\chi = (7,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-27} \text{ г} \cdot \text{сек}^2 / \text{см}^4$. Как наблюдаемая в дейтерии структура, так и характер зависимости (1) качественно согласуются с теоретическими представлениями о фронте сильных УВ в плазме [4 – 6]. Вместе с тем, значение толщины прогревного слоя, которое получается из теоретических расчетов всегда оказывалось несколько больше экспериментального. Так для $D = 200 \text{ км/сек}$ при $p_1 = 16$ тор согласно [6] $\delta = 1,75 \text{ мм}$ при экспериментальном значении $\delta \approx 0,5 \text{ мм}$. Это различие, по-видимому, вызвано тем, что при теоретических расчетах среда, по которой движется УВ считалась уже ионизованной и влияние процессов ионизации и диссоциации газа на структуру фронта не учитывалось. Очевидно, что учет этих процессов должен привести к сокращению расчетной ширины прогревной зоны.

Следует отметить, что в других (по сравнению с обсуждаемыми экспериментальными условиями) газах и при других значениях D и p_1 размеры прогревной зоны могут значительно отличаться от наблюдаемых из-за изменения длины свободного пробега частиц. Однако, последняя величина определяет также и ширину "массового" фронта УВ так, что фронт любой ионизирующей УВ должен представлять из себя подобную описанной "двойную" структуру. Этим обстоятельством, по-видимому, объясняется малый, меньше пространственного разрешения метода регистрации, размер прогревной зоны в воздухе (рис.1, б). Действительно, при характерных для проведенных экспериментов значениях $\rho_1 \sim \sim 10^{-6} \text{ г/см}^3$ и $T \sim 100 \text{ эВ}$ в полностью ионизованном дейтерии l определяется кулоновскими взаимодействиями и составляет $\sim 0,1 \text{ мм}$; в воздухе¹⁾ l определяется газокинетическими размерами ионов и составляет $\sim 0,01 \text{ мм}$. При этом размер прогревной зоны в воздухе также должен быть на порядок меньше, чем в D_2 .

В заключение, авторы выражают благодарность И.В.Немчинову за ценные замечания.

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

Поступила в редакцию
16 апреля 1980 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, Г.В.Склизков. Письма в ЖЭТФ, 6, 683, 1967.
- [2] Н.Г.Басов, Ю.А.Захаренков, Н.Н.Зорев, А.А.Кологривов, О.Н.Крохин, А.А.Рупасов, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов. ЖЭТФ, 71, 1788, 1976.
- [3] N.N.Zorev, G.V.Sklizkov, A.S.Shikanov. Proceedings of the XIII European Conference on Laser Interaction with Matter, Leipzig, GDR, 1979, p.103.
- [4] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., изд. Наука, 1966.
- [5] В.Д.Шафранов. ЖЭТФ, 32, 1453, 1957.

¹⁾ Кратность ионизации воздуха в ударной волне, согласно оценкам, не превышала 6.

- [6] В.С.Имшенник. Физика плазмы, 1, 202, 1975.
- [7] А.А.Ерохин, Ю.А.Захаренков, Н.Н.Зорев, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов. Физика плазмы, 4, 648, 1978.
- [8] Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, Б.Л.Васин, П.П.Волосевич, Е.Г.Гамалий, С.Ю.Гуськов, Н.Н.Демченко, Ю.А.Захаренков, Н.Н.Зорев, А.А.Кологривов, В.Б.Розанов, А.А.Рупасов, А.А.Самарский, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов. ЖЭТФ, 77, 2539, 1979.
- [9] N.G.Basov, E.G.Gamaly, O.N.Krokhin, Yu.A.Mikhailov, G.V.Sklizkov, S.I.Fedotov. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, 3, N- Y., Plenum Press, 1974.
-