Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 6, с. 344 – 350

Динамика гиперзвуковых ударных волн, генерируемых при лазерном ускорении тонкопленочных мишеней в лазерной ударной трубе и свободном пространстве

В. Д. Зворыкин[1)]

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 июля 2025 г.
После переработки 25 июля 2025 г.
Принята к публикации 7 августа 2025 г.

Исследована динамика сильных плоских ударных волн, генерируемых при ускорении тонких полимерных CH пленок абляционным давлением плазмы, создаваемой УФ импульсами излучения KrF лазера (100 Дж & 100 нс) в гиперзвуковой лазерной ударной трубе квадратного сечения 7 × 7 мм и длиной 50 мм. При плотности энергии падающего излучения 70 Дж/см^2 и интенсивности 0.7 ГВт/см^2 скорость ударных волн в воздухе при атмосферном давлении 2.6 км/с (число Маха M = 8.2) – сохранялась по мере распространения в лазерной ударной трубе, а в режиме удержания лазерной плазмы прозрачной пластиной из кварца увеличивалась еще на 30–50 %. Показано, что время квазистационарного распространения ударных волн в лазерной ударной трубе $\sim$ 20 мкс – определяется плотностью энергии лазерного импульса, сообщаемой плазменному поршню. Для сравнения, скорость ударных волн в свободном пространстве быстро затухала за счет бокового расширения газа, когда фронт ударных волн приобретал форму полусферы.

DOI: 10.31857/S0370274X25090159, EDN: TIABBR

Введение. Ударные трубы широко используются для лабораторного изучения сложных гидродинамических явлений, таких как развитие гидродинамических неустойчивостей и турбулентное перемешивание при сжатии оболочечных мишеней в лазерном термоядерном синтезе (ЛТС), моделировании обтекания тел различной формы сверхзвуковым потоком газа, испытании прочности материалов и конструкций при высоких динамических нагрузках, и многих других научных и прикладных задачах [1–5]. Обычные газодинамические ударные трубы состоят из двух секций, в которых находятся разные газы (в частности, взрывчатая смесь) при высоком и низком давлениях, разделенные тонкой мембраной. Ударная волна (УВ) инициируется в секции низкого давления при разрушении (обычно электрическом подрыве) мембраны, причем форма фронта УВ – сферическая, цилиндрическая или плоская – задается геометрией устройства. В зависимости от решаемых задач размеры ударных труб варьируются от миллиметров до метра в поперечном сечении, а длина канала, определяющая длительность импульсного воздействия, может достигать десятков метров [6, 7]. Недостатками таких труб являются относительно невысокие числа Маха (отношение скорости УВ к скорости звука в невозмущенном газе), обычно не превышающие M = 5, низкая повторяемость и высокая стоимость экспериментов, так как после каждого опыта требуется повторное заполнение ударной трубы дорогостоящими газами, например, ксеноном. Для генерации сильных, гиперзвуковых УВ с $M \gg 5$ в секции высокого давления взрывается горючая газовая смесь, что обеспечивает необходимый перепад давлений между секциями $p_2/p_1 \gg 100$ [1]. Такая взрывная гиперзвуковая труба должна выдерживать высокие давления взрыва за миллисекундные времена, что значительно усложняет ее конструкцию и требует специальных мер безопасности при проведении экспериментов.

Альтернативой газодинамическим и взрывным ударным трубам может служить лазерная ударная труба (ЛУТ) (в английском варианте *laser-driven shock tube* – LDST). Принцип ее действия, предложенный в нашей работе [8] и реализованный в [9], основан на лазерном ускорении тонких пленок из полистирола (так называемых CH-пленок) в канале с большим отношением длины к поперечному размеру и обладающим гладкими стенками. Согласно численным расчетам [8] при использовании в качестве драйвера высокоэнергетичного KrF лазера ГАРПУН с длиной волны УФ излучения $\lambda = 248$ нм, энергией импульса $E_L \sim 100$ Дж и длительностью $\tau_L \approx 100$ нс

1)e-mail: zvorykin@sci.lebedev.ru

при интенсивности излучения $I_L \leq 10^9$ Вт/см^2 амплитуда давления в лазерной плазме может достигать нескольких килобар, а скорости УВ в ксеноне – около 3 км/с (М $\approx$ 20).

В реализованном нами варианте ЛУТ [9] ради простоты конструкции ее внутренний объем не был герметичным, так что исходное давление газа внутри и снаружи ЛУТ было одинаково. Наши более ранние эксперименты и расчеты для воздуха [10, 11] показали, что УФ лазерное излучение эффективно нагревает тонкопленочную мишень, а расширяющаяся абляционная плазма как поршень генерирует УВ в окружающем газе по обе стороны от пленки. При этом встречная УВ в воздухе прозрачна для падающего УФ излучения вплоть до атмосферного давления. Отметим, что более длинноволновое излучение, например CO_2 лазера, напротив, сильно поглощается встречной УВ, в результате чего формируются волны поглощения различных типов, которые практически полностью экранируют мишень [12].

Для разных экспериментальных задач были разработаны и реализованы ЛУТ, в которых генерирующий УВ плазменный поршень создавался лазерами с различной длиной волны, энергией и длительностью импульса. Основным назначением ЛУТ в нашей работе было экспериментальное моделирование гидродинамических неустойчивостей и турбулентного перемешивания при торможении гиперзвукового потока плотной абляционной плазмы в менее плотном окружающем газе [9], а также получение сильных УВ в газах и их взаимодействие с преградами. С этой целью высокоэнергетичный KrF лазер ГАРПУН создавал в ЛУТ с квадратным сечением 5×5 мм и длиной 50 мм плоские квазистационарные УВ в атмосферном воздухе, которые имели постоянную скорость распространения до 4.6 км/с (М = 14) на временах более 2.5 мкс. При использовании в качестве драйвера йодного лазера ($\lambda = 438$ нм; $E_L \sim 150$ Дж; $\theta_L \sim 0.3$ нс; $I_L \sim 4 \times 10^{14}$ Вт/см^2) в миниатюрной ЛУТ с сечением 0.4×0.9 мм и длиной 4 мм были получены сильные УВ в Xe и Ar, собственное излучение которых прогревало газ перед ударным фронтом [13, 14]. Скорости радиационного предвестника в них превышали 100 км/с, однако за время распространения вдоль канала ($\sim$ 30 нс) скорость радиационных УВ затухала в 2–3 раза за счет потерь на излучение. В работах [15, 16] фемтосекундные импульсы титан-сапфирового лазера ($\lambda = 775$ нм; $E_L \sim 1$ мДж; $\tau_L \approx 150$ фс; $I_L \sim 10^{13}$ Вт/см^2) создавали нестационарные УВ в воздухе, заполнявшем тонкие капилляры с внутренним диаметром от 50 до 200 мкм; волны быстро затухали до звуковых скоростей на длине распространения около 500 мкм за счет малой начальной энергии плазменного поршня и диссипации энергии при взаимодействии со стенкой капилляра.

Целью данной работы было экспериментальное изучение геометрических факторов, влияющих на динамику гиперзвуковых потоков веществаи сильных УВ, распространяющихся в свободном пространстве и ЛУТ, а также возможности увеличения скорости УВ за счет удержания свободного расширения абляционной плазмы навстречу лазерному излучению массивным прозрачным окном, установленным перед тонкопленочной мишенью.

Описание экспериментальной установки. В данной работе проведено экспериментальное сравнение различных режимов распространения сильных УВ с числами Маха М $\sim$ 10, генерируемых 100-нс УФ лазерными импульсами с тыльной стороны CH-пленки (см. схему на рис. 1). В случае ЛУТ пленка крепилась на торце канала квадратногосечения 7×7 мм и длиной 50 мм (рис. 1a, b), прозрачные стенки которого ограничивали боковой разлет вещества и одновременно служили окнами, через которые регистрировались гидродинамические процессы внутри канала. При свободном разлете пленка натягивалась на тонкой рамке с квадратным отверстием 7×7 мм (c), (d). Кроме того, в обеих геометриях экспериментов исследовался эффект удержания фронтального разлета лазерной плазмы прозрачной кварцевой пластиной, установленной перед пленкой (b), (d), на динамику УВ.

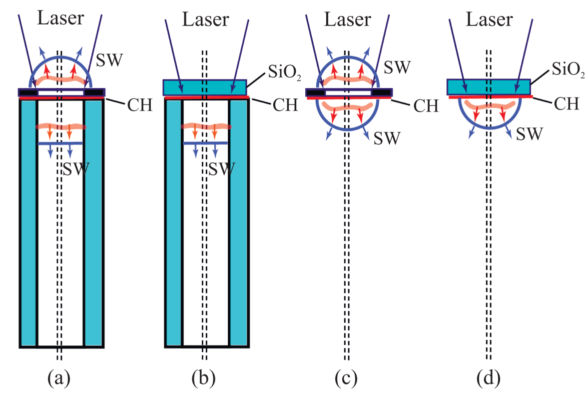

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема регистрации УВ и лазерной плазмы в канале ЛУТ: (a) – при их свободном разлете с фронтальной стороны CH-пленки и (b) – в режиме удержания плазмы кварцевой пластиной; то же при свободном распространении плазмы и УВ: (c) – без удержания плазмы с фронтальной стороны и (d) – в режиме удержания плазмы. Пунктиром показано продольное расположение щели фотохронографа при развертке изображений

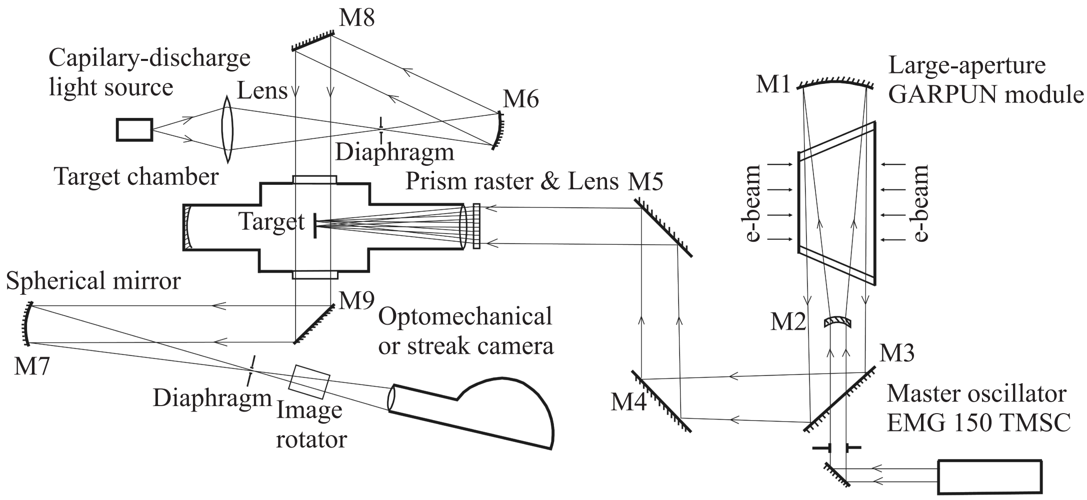

Рис. 2. Схема экспериментов на KrF лазере ГАРПУН

На рисунке 2 показана схема экспериментов по исследованию динамики УВ. Для ускорения тонких CH-пленок и генерации УВ использовался KrF лазер ГАРПУН, с поперечной накачкой активного объема $16 \times 18 \times 100\,\text{см}^3$ электронными пучками [17]. Пучки генерировались в вакуумных диодах и вводились в лазерную камеру с противоположных сторон через вакуумно-плотную Ti фольгу. Лазер работал в режиме инжекционного управления с неустойчивым резонатором из зеркал M1 и M2. Около 10 % излучения задающего электроразрядного KrF генератора EMG 150 TMSC (Lambda Physik, GMBH) с энергией ~ 200 мДж и длительностью импульса по полувысоте ~ 20 нс инжектировалось сквозь полупрозрачный выходной мениск M2, задавая тем самым угловой и спектральный состав выходного излучения. Остальное излучение коммутировало разрядники с лазерным поджигом в 4 линиях Блюмляйна, формировавших 100-нс высоковольтные ускоряющие импульсы для вакуумных диодов. Энергия генерации на выходе лазера достигала 100 Дж в импульсах трапециевидной формы длительностью по полувысоте 100 нс (равной длительности электронно-пучковой накачки), что соответствовало пиковой мощности излучения ~ 1 ГВт.

Зеркала телескопического резонатора M1 и M2 были немного раздвинуты относительно софокусного положения, что делало выходной лазерный пучок слегка сходящимся и позволяло его вписать в световой диаметр входного окна (140 мм) цилиндрической мишенной камеры, где на регулируемом трехкоординатном подвесе крепилась рамка с тонкопленочной мишенью или ЛУТ. Для юстировки неустойчивого резонатора, тракта транспортировки пучка в мишенную камеру, состоящего из зеркал M3–M5, и фокусирующей оптической системы использовалось излучение задающего генератора без накачки усилителя.

Фокусирующая система, установленная на входе в камеру, включала в себя многоэлементный призменный растр [18], разделявший падающий пучок с неоднородным распределением излучения на несколько десятков отдельных пучков с размерами 20×20 мм, перекрывавшихся друг с другом в плоскости на расстоянии эффективного фокуса $F_{\text{eff}} = 1000$ мм, и линзу с $F_L = 650$ мм. В сочетании с линзой растр формировал на тонкопленочной мишени квадратное однородное пятно 7×7 мм. Энергия лазерных импульсов после прохождения оптического тракта на входе в мишенную камеру измерялась калориметром (на рис. 2 он не показан) и составляла ~ 50 Дж, а доставляемая на мишень – находилась с учетом пропускания фокусирующей системы призменный растр-линза. Плотность энергии в фокальном пятне 7×7 мм достигала $\varepsilon_L = 100\,\text{Дж/см}^2$, что соответствовало пиковой интенсивности $I_L = 1\,\text{ГВт/см}^2$, причем измеренная неоднородность облучения в центральной части пятна 5×5 мм была менее ~ 3 % [9].

Гидродинамические процессы при взаимодействии УФ лазерных импульсов с тонкопленочными мишенями исследовались с помощью высокоскоростного фотохронографа СФР-2М с щелевой разверткой изображений вращающимся зеркалом. Схема регистрации (рис. 2) позволяла наблюдать в самосвечении разлет нагретой лазером горячей абляционной плазмы, ее теневые изображения, а также шлирен-изображения УВ в окружающем воздухе и контактные поверхности между различными

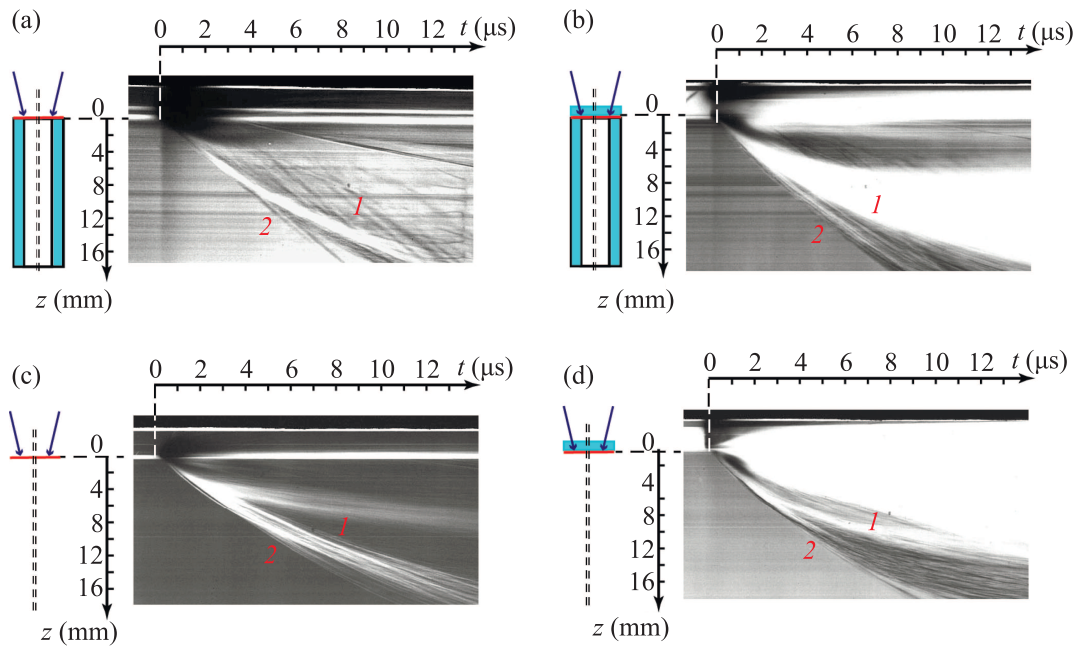

Рис. 3. (Цветной онлайн) Хронограммы движения плазменного поршня (*1*) и УВ (*2*) в различных режимах воздействия УФ импульсов с плотностью энергии $\varepsilon_L \approx 70\cdot$ Дж/см^2 (интенсивностью $I_L \approx 0.7 \cdot 10^9$ Вт/см^2) на CH-пленку толщиной $d = 5$ мкм: распространение в ЛУТ при свободном расширении плазмы с фронтальной стороны пленки (a) и в режиме удержания плазмы кварцевой пластиной (b); распространение в свободном пространстве (c) и в режиме удержания плазмы (d)

областями течения с резкими перепадами плотности (см. рис. 3). Просвечивание исследуемых объектов осуществлялось коллимированным пучком света от яркого квазистационарного капиллярного разряда с длительностью импульса ~ 20 мкс [10, 12, 17]. Варьируя размеры диафрагм, установленных в фокусах сферических зеркал M6, M7 (с $F = 750$ мм), экспериментально подбиралось оптимальное соотношение интенсивностей зондирующего пучка и самосвечения плазмы на изображениях, полученных на фотопленке РФ-3, а также наилучший контраст для изображений УВ и контактных поверхностей. Так как щель фотохронографа имела вертикальную ориентацию (перпендикулярную развертке изображения), для регистрации гидродинамического разлета вдоль горизонтального направления распространения лазерного пучка (т.е. перпендикулярного плоскости мишени) перед хронографом устанавливалось зеркальное устройство, поворачивавшее промежуточное изображение в плоскости щели фотохронографа на 90°. Минимальная ширина щели составляла 20 мкм, что соответствовало временному разрешению ~ 20 нс. Этого разрешения, однако, было недостаточно для регистрации быстрых процессов, протекающих непосредственно на стадии взаимодействия 100-нс лазерных импульсов с тонкопленочной мишенью, таких как образование и ускорение плазмы. Эти исследования проводились ранее с помощью электронно-оптических камер и описаны в наших предыдущих публикациях [10, 17, 19]. Использование фотохронографа, обладающего высоким пространственным разрешением 20–30 линий/мм и большой длительностью регистрации, позволило в данной работе детально исследовать последующую более медленную картину торможения плазменного слоя в воздухе и изучить динамику распространения УВ на временах в десятки микросекунд.

Результаты экспериментов и их обсуждение. На рисунке 3 представлены характерные развертки изображений, полученные на фотохронографе для продольного движения плазменного поршня (*1*) (он выглядит в теневом изображении более светлым из-за поглощения зондирующего излучения) и генерируемой им УВ (*2*) с тыльной стороны CH-пленки при распространении в ЛУТ (a), (b) и свободном разлете (c), (d). Толщина пленки составляла $d = 5$ мкм, а плотность энергии УФ импульсов $\varepsilon_L \approx \approx 70$ Дж/см^2 (интенсивность $I_L \approx 0.7 \cdot 10^9$ Вт/см^2). В случаях (a) и (c) плазма с фронтальной стороны пленки свободно расширялась навстречу лазерному излучению; в (b) и (d) – расширение ограничивалось прозрачной кварцевой пластиной толщиной 3 мм. Видно, что в процессе движения толщина плазменного поршня увеличивается вследствие теплового давления, а его скорость постепенно замедляется. Одновременно растет толщина сжатого слоя воздуха между фронтом УВ и поршнем. Из сравнения кадров (a) и (b) для распространения в ЛУТ, а также (c) и (d) при разлете в свободном пространстве, видно, что наиболее сильно плазменный слой уширяется в режиме удержания плазмы. Очевидно, кварцевая пластина препятствует разлету плазмы навстречу лазеру, что повышает давление в плазме и перенаправляет ее движение в обратном направлении. Соответственно увеличивается и скорость генерируемой плазменным поршнем УВ, что отчетливо прослеживается и на рис. 4, где представлены зависимости координаты фронта УВ от времени $z_{SW}(t)$, полученные при обработке хронограмм на рис. 3.

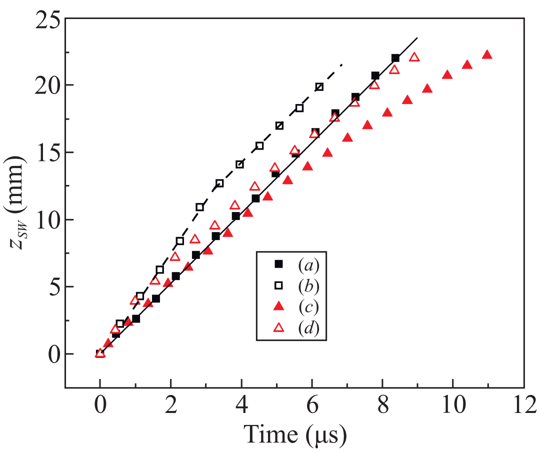

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость координаты фронта УВ z_{SW} от времени при распространении в ЛУТ (a, b) и свободном пространстве (c, d), (a, c) – без удержания плазмы с фронтальной стороны и (b, d) – в режиме удержания плазмы

Как следует из рис. 3 и 4, начальные скорости УВ $V_{SW}(t = 0) \approx 2.6$ км/с примерно одинаковы при распространении в ЛУТ и в свободном пространстве. За начальный был принят момент появления на хронограммах разлетающейся абляционной плазмы и УВ.

Как видно из рис. 3, 4, УВ в свободном пространстве с течением времени монотонно замедляется за счет бокового расширения вещества и перехода от плоской геометрии газодинамического движения к полусферической. В нашей работе [10] была подробно изучена временная эволюция УВ при свободном распространении: плоская УВ трансформировалась в полусферическую, когда пройденное ею расстояние z^*_{SW} становилось сравнимо с размерами пятна облучения на мишени $z^*_{SW} \approx a = 7$ мм.

Напротив, в ЛУТ, где стенки канала сдерживали боковое расширение, УВ сохраняла свою плоскую форму, а ее скорость оставалась постоянной за все время регистрации около 8 мкс. За это время фронт волны проходил расстояние более 20 мм. Линейная зависимость $z_{SW}(t)$ для УВ в ЛУТ наблюдалась нами и для более тонкой CH-пленки толщиной $d = 1.5$ мкм в экспериментах [9], где скорость $V_{SW} \approx 4.0$ км/с сохранялась за время регистрации ~ 2.5 мкс. Квазистационарное распространение УВ в ЛУТ с точки зрения закона сохранения энергии можно объяснить тем, что энергии лазера, переданной плазменному поршню, в избытке хватало на продвижение УВ, т.е. на нагрев газа за фронтом и сообщение ему направленной скорости.

Рассмотрим этот процесс более подробно. В отсутствие заметных потерь на отражение и рассеяние лазерного излучения (в экспериментах они не были зарегистрированы) энергия лазера ε_L тратится на нагревание и ионизацию тонкопленочной мишени. Расширяющаяся плазма, действуя как поршень, сжимает окружающий газ, а совершаемая ею работа идет на приращение внутренней энергии газа в УВ и его кинетическую энергию. Полистирол, химическая формула которого $(C_8H_8)_n$, широко применяется в качестве материала оболочек термоядерных мишеней в ЛТС. Он состоит из легких элементов водорода и углерода с малым атомным номером, имеет низкую исходную плотность в твердом состоянии $\rho_{CH} \approx 1.05$ г/см^3, удельную теплоемкость C_{CH} от 1.3 до 2.6 Дж/К · г, возрастающую при нагреве до температуры плавления $T_m \approx 275\,°$C [20]. При $T_{\rm dep} \approx 285\,°$C происходит деполимеризация полистирола с удельной теплотой $Q_{\rm dep} \approx 660$ Дж/г. Таким образом, для нагрева CH-пленки толщиной $d = 5$ мкм от начальной температуры $T_0 \approx 20\,°$C до $T_{\rm dep} \approx 285\,°$C и перехода в парообразное состояние требуется плотность энергии $\varepsilon_{ev} \approx 0.7$ Дж/см$^2 \ll \varepsilon_L$. Таким образом, подавляющая часть энергии лазера идет на ионизацию пара и нагрев образовавшейся плазмы ε_{pl}, т.е. $\varepsilon_{pl} \approx \varepsilon_L = 70$ Дж/см^2. Далее полагаем, что на плазменный поршень в ЛУТ приходится примерно половина от всей поглощенной в абляционной плазме энергии лазера, а вторая половина сообщается плазме, разлетающейся навстречу лазеру. Это утверждение справедливо, если за время лазерного импульса испаряется и ионизуется вся толщина пленки, и разлетающиеся в противоположные стороны массы вещества одинаковы. Именно такая ситуация была в рассматриваемом случае. Подтверждение этому служит рис. 9 в работе [10], где скорости свободного разлета плазмы по обе стороны от CH-пленки такой же толщины $d = 5$ мкм и при той же плотности энергии лазера были примерно одинаковы. Тогда для энергии плазменного поршня, сжимающего газ в ЛУТ, принимаем $\varepsilon_L/2 = 35\,$Дж/см^2.

Параметры газа за фронтом УВ: температура T_2, степень сжатия $\theta = \delta_2/\delta_1$, давление p_2/δ_2, внутренняя энергия ε_2 и скорость U, где индексы 1 и 2 относятся к состояниям газа перед и за фронтом УВ, $\delta = \rho/\rho_0$ – относительная плотность газа к плотности $\rho_0 = 1.29 \cdot 10^{-3}\,$г/см^3 при нормальных температуре $T_0 = 293.15\,K$ и давлении $p_0 = 1.01325\,$Па, полностью определяются скоростью УВ и соотношениями на ударном разрыве [21]. Для воздуха эти параметры приведены в таблицах ударных адиабат [22], где рассчитаны в широком диапазоне начальных плотностей δ_1 и скоростей V_{SW} с учетом диссоциации и ионизации воздуха, приводящих к увеличению удельных теплоемкостей c_p, c_V и, соответственно, уменьшению эффективного показателя адиабаты $\gamma = c_p/c_V$ [21]. Как следует из таблиц ударных адиабат воздуха [22], для измеренной скорости УВ $V_{SW} \approx 2.6\,$км/с при нормальных атмосферных условиях газ за фронтом УВ движется со скоростью $U = 2.27\,$км/с, нагрет до температуры $T_2 = 3000\,$K, сжат в $\theta = 7.05$ раз; его давление возрастает до $p_2 = 7.5 \cdot 10^6\,$Па, а внутренняя энергия увеличивается до $\varepsilon_2 = 2.85 \cdot 10^6\,$Дж/г. Полная энергия газа ε_{SW}, охваченного УВ в ЛУТ за время t, равна работе, совершенной плазменным поршнем за это же время:

$$\varepsilon_{SW} = \rho_1 V_{SW} \left[(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) + \frac{U^2}{2} \right] = p_2 U t. \qquad (1)$$

Полагаем $\varepsilon_{SW} \approx \varepsilon_L/2$ в качестве условия квазистационарного режима распространения УВ. Подставляя указанные выше параметры газа в УВ в формулу (1) с учетом, что $\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$, получаем время $t_{st} \approx 20\,$мкс, в течение которого плоская УВ в ЛУТ будет распространяться с постоянной скоростью.

В режиме удержания фронтальной плазмы кварцевой пластиной начальная скорость УВ возрастает на 30–50 % (см. рис. 4), так как пластина перенаправляет расширяющуюся навстречу лазеру плазму в противоположную сторону. Спустя 2–3 мкс скорость УВ, однако, снижается до полученной при свободном расширении плазмы с фронтальной стороны тонкопленочной мишени. Отметим, что режим удержания плазмы менее удобен с практической стороны, так как после каждого эксперимента пластина разрушалась под действием высокого импульсного давления.

Заключение. В работе исследовано влияние различных геометрических факторов на динамику гиперзвукового потока плазмы, образованного при лазерной абляции тонкой пленки полистирола (CH), и генерируемой ею сильной УВ в атмосферном воздухе. Сравнительные эксперименты по распространению УВ в свободном пространстве и в ЛУТ показали, что начальная скорость УВ с тыльной стороны тонкопленочной мишени $V_{SW}(t = 0) \approx 2.6\,$км/с одинакова в обоих случаях. При свободном разлете она монотонно уменьшалась вследствие боковой разгрузки и постепенной трансформации формы УВ от плоской к полусферической. Ограничение боковой разгрузки стенками ЛУТ приводило к сохранению плоского фронта УВ и постоянной скорости распространения за время регистрации 8 мкс. Показано, что постоянная скорость УВ в ЛУТ будет сохраняться до тех пор, пока энергия нагретого УВ газа сравняется с энергией плазменного поршня. В условиях эксперимента для пленки толщиной 5 мкм и плотности энергии лазерного излучения 70 Дж/см^2 лишь около половины энергии лазерного импульса передавалось плазменному поршню в ЛУТ (примерно столько же шло на расширениеплазмы навстречу лазеру), и время квазистационарного режима составляло $\sim 20\,$мкс. Ограничение расширения плазмы с фронтальной стороны CH-пленки прозрачной для лазерного излучения массивной пластиной увеличивало начальную скорость УВ на 30–50 % за счет перераспределения плазменного потока в сторону ЛУТ.

Финансирование работы. Данная работа выполнялась при финансовой поддержке Национального центра физики и математики в рамках темы “Исследование физических процессов при УТС и в звездных системах” направления # 3 научной программы “Газодинамика и физика взрыва”.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. *Гидродинамические неустойчивости в мишенях инерционного термоядерного синтеза*, монография под ред. Н. В. Невмержицкого, ФГУП “РФЯЦ-ВНИЭФЭ”, Саров (2024), 414 с.
2. Н. А. Фомин, Инженерно-физический журнал **83**(6), 1058 (2010) [N. A. Fomin, Journal of Engineering Physics and Thermophysics **83**(6), 1118 (2010)]; DOI: 10.1007/s10891-010-0437-9).
3. G. S. Balan and S. A. Raj, International Journal of Impact Engineering **172**, 104406 (2023); DOI: 10.1016/j.ijimpeng.2022.104406.
4. Y. Kang, J. Wang, S. Zhang, D. Wang, T. Ma, and H. Wei, *A Review of the Development of Shock Tubes for Simulating Blast Waves, 2023 IEEE 16th International Conference on Electronic Measurement & Instruments (ICEMI)*, Harbin, China (2023), p. 416; DOI: 10.1109/ICEMI59194.2023.10269910.

5. Z. Wu, D. Jin, B. Yu, S. Chen, S. Deng, X. Song, W. Yu, Y. Sui, H. Wu, W. Shi, and M. Wang, Sci. Rep. **15**(11468) (2025); DOI: https://doi.org/10.1038/s41598-025-93836-2.
6. S. Janardhanraj, K. Abhishek, and G. Jagadeesh, J. Fluid Mech. **910**, A3 (2021); DOI: 10.1017/jfm.2020.914.
7. Y. Mu, J. Zhang, M. Yang, Y. Mao, H. Huang, and X. Zheng, Rev. Sci. Instrum. **95**, 115103 (2024); DOI: 10/1063/5.0213918.
8. В. Д. Зворыкин, И. Г. Лебо, Квантовая электроника **30**(6), 540 (2000) [V. D. Zvorykin and I. G. Lebo, Quantum Electronics **30**(6) 540 (2000)]; DOI: 10.1070/QE2000v030n06ABEH001761.
9. V. D. Zvorykin, P. V. Veliev, I. A. Kozin, N. V. Morozov, E. V. Parkevich, K. T. Smaznova, N. N. Ustinovskii, and A. V. Shutov, Fundamental Plasma Physics **10**, 100046 (2024); DOI: 10.1016/j.fpp.2024.100046.
10. V. G. Bakaev, D. Batani, I. A. Krasnyuk, I. G. Lebo, A. O. Levchenko, G. V. Sychugov, V. F. Tishkin, D. A. Zayarnyi, and V. D. Zvorykin, Journal of Physics D: Applied Physics **38**, 2031 (2005); DOI: 10.1088/0022-3727/38/12/027.
11. I. A. Krasnyuk and I. G. Lebo, Journal of Physics D: Applied Physics **39**, 1462 (2006); DOI: 10.1088/0022-3727/39/7/018.
12. В. А. Данилычев, В. Д. Зворыкин, Труды ФИАН **142**, 117 (1983) [V. A. Danilychev and V. D. Zvorykin, Journal of Soviet Laser Research **5**, 667 (1984)]; DOI: 10.1007/BF01120455).
13. M. Busquet, P. Barroso, T. Melse, and D. Bauduin, Rev. Sci. Instrum. **81**(023502) (2010); DOI: 10.1063/1.3301431.
14. R. L.Singh, C. Stehl, M. Kozlova, M. Cotelo, J. Dostal, R. Dudzak, R. Rodriguez, P. Velarde, P. Barroso, F. Suzuki-Vidal, and T. Pisarczyk, Phys. Plasmas **31**(033301) (2024); DOI: 10.1063/5.0188810.
15. Y. Kai, W. Garen, T. Schlegel, and U. Teubner, Laser and Particle Beams **35**(4), 610 (2017); DOI: 10.1017/S0263034617000635.
16. U. Teubner, Y. Kai, T. Schlegel, D. E. Zeitoun, and W. Garen, New J. Phys. **19**, 103016 (2017); DOI: 10.1088/1367-2630/aa83d8.
17. V. D. Zvorykin and I. G. Lebo, Laser and Particle Beams **17**, 69 (1999); DOI: 10.1017/s0263034699171064.
18. А. З. Грасюк, В. Ф. Ефимков, И. Г. Зубарев, А. В. Котов, В. Г. Смирнов, *Активные среды, конструкции и схемы мощных комбинационных лазеров*, Труды ФИАН **91**, 116 (1977) [A. Z. Grasyuk, V. F. Efimkov, I. G. Zubarev, A. V. Kotov, and V. G. Smirnov, *Active Media, Designs, and Plans for Powerful Raman Lasers*, in: N. G. Basov (editor), *Lasers and Their Applications in Physical Research. The Lebedev Physics Institute Series*, Springer, Boston, MA (1979)]; DOI: 10.1007/978-1-4757-0010-7_3.
19. V. D. Zvorykin, N. G. Borisenko, K. S. Pervakov, A. V. Shutov, and N. N. Ustinovskii, Symmetry **15**, 16882023 (2023); DOI:10.3390/sym15091688.
20. G. Wypych, *Handbook of Polymers*, ChemTec Publishing, Toronto (2012), p. 541; http://www.chemtec.org/proddetail.php?prod=978-1-895198-47-8.
21. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, М. (1966).
22. Н. М. Кузнецов, *Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах*, Машиностроение, М. (1965).