

УДАРНАЯ ПЕРЕДАЧА ДАВЛЕНИЯ ТВЕРДОМУ ВЕЩЕСТВУ В МИШЕНИ С ПОРИСТЫМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

*И. А. Белов^а, С. А. Бельков^а, С. В. Бондаренко^а, Г. А. Вергунова^б,
А. Ю. Воронин^а, С. Г. Гаранин^а, С. Ю. Головкин^а, С. Ю. Гуськов^б,
Н. Н. Демченко^б, В. Н. Деркач^а, Е. О. Дмитриев^б, Н. В. Змитренко^с,
А. В. Илюшечкина^а, А. Г. Кравченко^а, И. В. Кузьмин^а, П. А. Кучугов^{с,б},
А. Е. Мюсова^а, В. Г. Рогачев^а, А. Н. Рукавишников^а, Е. Ю. Соломатина^а,
К. В. Стародубцев^а, П. В. Стародубцев^а, И. А. Чугров^а,
О. О. Шаров^а, Р. А. Яхин^{б*}*

^а *Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия*

^б *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

^с *Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук
125047, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 октября 2021 г.,
после переработки 14 октября 2021 г.
Принята к публикации 19 ноября 2021 г.

Представлены результаты экспериментов по увеличению давления лазерно-индуцированной ударной волны при ее переходе из менее плотного в более плотное вещество через вакуумный зазор. При воздействии наносекундного лазерного импульса тераваттной мощности на плоские мишени в виде слоя малоплотного поглотителя лазерного излучения из пористого вещества с плотностью 0.01–0.025 г/см³ и слоя алюминия, разделенных вакуумным промежутком, зарегистрированы скорости ударной волны в алюминии 25–29 км/с. Скачок давления на границе алюминиевого слоя в 1.2–1.5 раза превысил имеющиеся результаты экспериментов по кумуляционному переходу лазерно-индуцированной ударной волны в твердое вещество. Экспериментальные данные сопоставляются с результатами численных расчетов по гидродинамическим программам, в которых генерация и распространение ударной волны моделировались с учетом взаимодействия лазерного импульса с частично гомогенизированной плазмой пористого вещества. На основании результатов экспериментов и расчетно-теоретического анализа обсуждается эффективность использования малоплотных пористых сред в мишенях, предназначенных для исследований уравнения состояния вещества и зажигания термоядерной реакции при инерциальном удержании.

DOI: 10.31857/S0044451022030105

1. ВВЕДЕНИЕ

Ударная волна, образованная в результате воздействия на вещество мощного импульса лазерного

или лазерно-индуцированного излучения, представляет собой одно из ярких явлений физики высоких плотностей энергии. Практическая сторона исследований в этой области в первую очередь состоит в повышении давления в современном эксперименте по исследованию уравнения состояния (УРС) вещества, а также в практической реализации инерци-

* E-mail: yakhin.rafael@gmail.com

ального термоядерного синтеза (ИТС). Благодаря высокой плотности потока энергии импульсов лазерного, лазерно-индуцированного рентгеновского излучения и лазерно-ускоренных электронов, в лабораторном эксперименте достигнуты рекордные давления квазистационарной ударной волны в твердом веществе.

Традиционным методом является непосредственное облучение мишени лазерным или лазерно-индуцированным рентгеновским импульсом. Давления, достигаемые с использованием импульсов коротковолнового излучения Nd-лазера тераваттной мощности, составляют в этом случае несколько десятков мегабар [1–3]. Ударная волна генерируется за счет так называемого абляционного давления, возникающего в результате испарения и теплового разлета вещества (абляции) на облучаемой поверхности мишени. Другой метод, применение которого позволяет в значительной степени увеличить давление ударной волны, состоит в повышении концентрации энергии в мишени в результате удара макрочастицы, ускоренной как целое за счет лазерной абляции. С использованием такого «столкновительного» метода, более сложного в экспериментальной реализации, а также тераваттных импульсов излучения Nd-лазера и лазерно-индуцированного рентгеновского излучения достигнуты рекордные давления ударной волны в несколько сотен мегабар [4–7]. Наконец, имеется расчетно-теоретическое обоснование генерации квазистационарной ударной волны с давлением в несколько гигабар при воздействии пучка релятивистских электронов, ускоренных в поле излучения лазеров петаваттной мощности [8, 9].

Универсальным методом увеличения давления ударной волны является ее переход в вещество с большей плотностью [10]. Этот метод можно рассматривать как разновидность «столкновительного» метода, в котором роль ускоренной макрочастицы играет ударная волна. В самой простой схеме эксперимента с лазерным воздействием этот метод основывается на использовании мишени в виде слоев веществ разной плотности, в которой генерация первичной ударной волны происходит за счет абляции вещества с меньшей плотностью. В качестве малоплотного аблятора такой мишени можно представить себе газ с плотностью, превышающей критическую плотность образующейся плазмы, соответствующую длине волны воздействующего лазерного излучения. Однако это сопряжено со значительным усложнением технической реализации эксперимента. В этом случае мишень должна помещаться либо

в газонаполненную камеру с вводными диагностическими окнами и окном для ввода лазерного пучка, либо конструкция самой мишени должна предусматривать стенки, окружающие такой «газовый» аблятор, и тоже окно для ввода лазерного пучка.

Более подходящим материалом малоплотного аблятора является пористое вещество легких химических элементов. Физика взаимодействия мощного лазерного излучения с пористым веществом активно исследуется в настоящее время в связи с интересом к фундаментальным явлениям лазер-плазменного взаимодействия, имеющим важное значение для ряда прикладных задач и в первую очередь к уже упоминавшемуся ИТС [11, 12]. Пористое вещество обладает набором важных достоинств, относящихся к поглощению лазерного излучения и образованию абляционного давления. Одно из них состоит в высокой эффективности поглощения излучения тераваттного лазерного импульса. Установленная во многих экспериментах доля энергии излучения первой–третьей гармоник Nd-лазера, поглощаемая на глубине геометрической прозрачности пористых веществ легких элементов различного типа как с докритической, так и со сверхкритической плотностью, составляет 80–90 % [13–18]. Кроме того, поглощение лазерного излучения в веществе со сверхкритической плотностью ($\rho > \rho_{cr}$) является предпосылкой образования абляционного давления более высокого, чем при воздействии лазерного импульса на твердое вещество, когда излучение имеет возможность поглощаться только в образующейся плазме докритической плотности [19, 20]. Тем самым слой пористого вещества играет одновременно роль поглотителя лазерного излучения с минимальными потерями энергии на собственное излучение и аблятора, обеспечивающего генерацию ударной волны.

Перенос энергии в частично гомогенизированной плазме пористого вещества осуществляется гидротепловой волной [13], которая представляет собой ударную волну с квазиоднородным распределением температуры за фронтом и без ионизационного предвестника перед фронтом, отсутствие которого обусловлено подавленной электронной теплопроводностью в связи с отсутствием свободных электронов в невозмущенном пористом веществе. Скорость гидротепловой волны D_h меньше, чем скорость ударной волны D_s в эквивалентном по средней плотности и химическому составу однородном веществе. Это связано с задержкой формирования давления за фронтом гидротепловой волны, которая определяется временем гомогенизации пористого вещества. Для тераваттного лазерного импульса

и пористого вещества с плотностью $(3-10)\rho_{cr}$ отношение D_h/D_s составляет 0.7–0.5 [13, 14, 17, 20–25].

Увеличение давления ударной волны при переходе из малоплотного пористого аблятора в твердое вещество исследовалось в работах [26–28]. В них мишени в виде слоя алюминия, покрытого слоем пористого вещества $C_{15}H_{20}O_6$ в широком диапазоне плотностей последнего, облучались лазерными импульсами субнаносекундной длительности (400–600 пс) излучения второй гармоники Nd-лазера и третьей гармоники I-лазера с интенсивностью порядка 10^{14} Вт/см². Было получено 2.5-кратное увеличение давления в алюминиевом слое по сравнению с давлением в пористом веществе.

В настоящей работе подход, основанный на использовании мишени с пористым аблятором, развивается в направлении усиления «столкновительного» эффекта за счет разделения слоев пористого аблятора и твердой части мишени вакуумным промежутком. Во втором разделе работы представлены результаты экспериментов по облучению мишеней такого типа тераваттным импульсом излучения второй гармоники Nd-лазера. В качестве слоя твердого вещества, в котором измерялась скорость ударной волны, использовался слой алюминия, а в качестве слоя пористого поглотителя — пористое вещество на основе триацетата целлюлозы. Лазерный импульс имел длительность 3.5–4 нс (на полувысоте интенсивности), которая в 5–6 раз превышала длительность импульса в экспериментах [26–28]. В отличие от работ [26–28], это позволяло организовать квазистационарный режим передачи максимального давления пористого аблятора в твердую часть мишени. В третьем разделе обсуждаются результаты численного моделирования и особенности генерации и распространения ударной волны в пористом абляторе и твердой части мишени.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты выполнены в Российском федеральном ядерном центре — Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ) на лазерной установке ЛУЧ [29] с использованием методики высокоскоростной развертки свечения плазмы. Импульс излучения второй гармоники лазера на неодимовом фосфатном стекле с длиной волны $\lambda = 0.53$ мкм имел временную форму в виде трапеции с длительностью на полувысоте интенсивности от 3.4 до 3.8 нс, длительностью нарастающей части

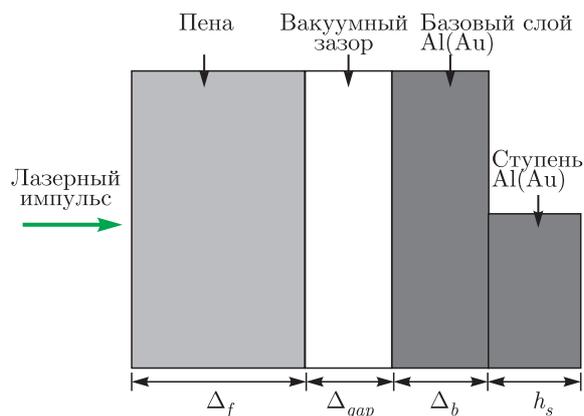


Рис. 1. Схема мишени в виде слоя пористого ТАЦ-вещества и ступенчатого слоя из алюминия, разделенных вакуумным промежутком

от 1.5 до 2.2 нс и длительностью спадающей части около 1 нс. Лазерное излучение падало по нормали к поверхности мишени, которая состояла из слоя алюминия и слоя пористого вещества, разделенных вакуумным промежутком (рис. 1). Слой алюминия имел ступенчатую форму в виде базового слоя толщиной 20 мкм и ступени той же толщины на его тыльной поверхности.

В качестве пористого вещества использовалась пена из триацетата целлюлозы (ТАЦ) с брутто-формулой $(C_{12}H_{16}O_8)_n$, микроструктура которой представляет собой мелкопористую сетку из сшитых волокон (рис. 2а). ТАЦ-пену получали методом стимулированного гелеобразования в системе «триацетат целлюлозы–хлороформ/метанол» с объемным соотношением 1/1 с последующей сверхкритической сушкой для получения аэрогеля. При приготовлении пенной заготовки гелеобразующий раствор полимера расчетной концентрации заливается в формы, состоящие из плоской шайбы-держателя и плоских ограничивающих поверхностей из стекла. После охлаждения раствора в форме образовывался гель, который после замены растворителя высушивался на установке для сверхкритической сушки. В качестве экстрагента использовался диоксид углерода. При сушке пена претерпевала усадку от 15 до 50 % от объема геля, тем самым формируя зазор. Измерение геометрических параметров заготовок пены после сушки и удаления оснастки осуществлялось с помощью оптического 3D-профилометра Alicona Infinite Focus G5. На рис. 2б и 2в приведены фотографии готовой мишени с фронтальной (пена) и тыльной (профилированный алюминий) сторон.



Рис. 2. Фотографии мишени: микроструктура пористого вещества на основе триацетата целлюлозы (а), фронтальная (б) и тыльная (в) стороны мишени

Использовались слои пористого вещества с различной плотностью от 24 до 9 мг/см³. Толщины слоев были примерно одинаковы (около 250 мкм) и значительно превышали длину геометрической прозрачности веществ с плотностями в указанном выше диапазоне. Толщина вакуумного зазора составляла примерно одну треть от толщины пористого слоя и выбиралась из расчета, чтобы, с одной стороны, обеспечить усиление «столкновительного» эффекта, а с другой стороны, не слишком сильно увеличить скорость разгрузки слоя алюминия и, следовательно, не слишком сильно уменьшить время квазистационарной стадии распространения ударной волны в алюминии.

В эксперименте регистрировались моменты выхода ударной волны из базового слоя и ступени алюминия. Средняя скорость ударной волны в ступени определялась как отношение толщины ступени к разности этих времен Δt . Регистрация свечения тыльной поверхности мишени проводилась с помощью целевого фотохронографа [30], включающего время-анализирующий электронно-оптический преобразователь (ЭОП) с предельным временным разрешением 1 пс, размером рабочего поля фотокатода $h = 8$ мм; усилитель яркости с микроканальной пластиной; цифровую ПЗС-камеру с матрицей 1000×1000 элементов. При длительности рабочей развертки 10 нс/экран фотохронограф позволяет измерять временные интервалы между фронтами регистрируемых импульсов с погрешностью не более 15 пс. Часть излучения лазерного импульса заводилась через отдельный оптоволоконный канал на щель фотохронографа и обеспечивала временную привязку воздействующего на мишень излучения к процессу распространения ударной волны в мишени.

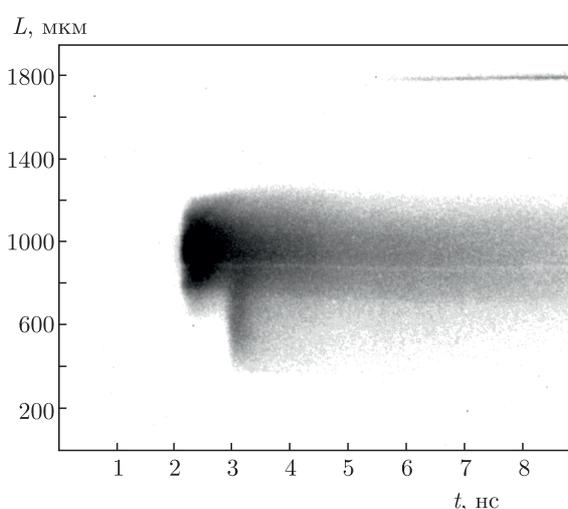


Рис. 3. Временная развертка свечения плазмы в эксперименте 3 (см. табл. 1)

Параметры лазерного импульса и мишени, а также средняя скорость ударной волны в ступени алюминиевой мишени для трех экспериментов приведены в табл. 1. Интенсивность лазерного излучения приведена для однородной части пятна облучения мишени и с учетом пропускания объектива (изменялось в течение серии экспериментов). Для средней скорости ударной волны в ступени указана погрешность измерения, складывающаяся из погрешности измерения толщины ступени, задержки свечения плазмы из базовой части и ступени алюминия, определения времени начала свечения плазмы, учитывающая, в том числе, и неодновременность возникновения свечения.

На рис. 3 в качестве примера показана временная развертка свечения плазмы ступенчатого слоя алюминия для эксперимента 3 (см. табл. 1), в кото-

Таблица 1. Условия проведения экспериментов и результаты измерения скорости ударной волны в ступени слоя алюминия: E_L — энергия лазерного импульса на мишени; $\tau_{0.5}$ — длительность импульса на полувысоте; τ_1 — время нарастания импульса; τ_2 — время спада импульса; I_{Lm} — максимальная интенсивность на мишени; ρ_f — плотность пористого ТАЦ-вещества; Δ_f — толщина слоя пористого вещества; Δ_{gap} — толщина вакуумного зазора; D — скорость ударной волны в ступени алюминия

Номер опыта	E_L , Дж	$\tau_{0.5}$, нс	τ_1 , нс	τ_2 , нс	I_{Lm} , 10^{14} Вт/см ²	ρ_f , г/см ³	Δ_f , мкм	Δ_{gap} , мкм	D , км/с
1	230	3.4	2.2	1	0.16	0.024	275	87	29.5 ± 2.2
2	190	3.8	1.5	0.9	0.11	0.011	242	72	25.0 ± 3.2
3	240	3.45	1.7	0.8	0.15	0.009	241	92	25.8 ± 2.0

ром величина задержки между временем свечения базового слоя и ступеньки составила $\Delta t = 0.78$ нс.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты были выполнены для трех групп мишеней: 1) трех мишеней, использованных в экспериментах, характеристики которых приведены в табл. 1; 2) трех мишеней с теми же слоями пористого аблятора, которые присутствовали в мишенях, использованных в эксперименте, но без вакуумного зазора; 3) трех мишеней без вакуумного зазора с абляторами в виде однородного вещества того же химического состава, с теми же плотностями и толщинами слоев, что и пористый аблятор мишеней в табл. 1. Толщина слоя алюминия была выбрана равной 50 мкм, чтобы проследить полную картину распространения ударной волны в базовом слое и в ступени слоя алюминия.

Расчеты мишеней с однородными абляторами были выполнены с использованием стандартной версии программы ДИАНА [31, 32]. Для мишеней с пористыми абляторами использовалась версия программы ДИАНА-П, которая включала блок расчета взаимодействия лазерного излучения с частично гомогенизированной плазмой пористого вещества. Программа обеспечивает расчет поглощения лазерного излучения в результате объемно-тормозного процесса в области плазмы, размер которой определяется глубиной геометрической прозрачности [33, 34]. Глубина геометрической прозрачности является функцией времени гомогенизации плазмы в ион-ионных столкновениях [34, 35]. В уравнении движения и уравнении энергии используются операторы ограничения соответственно градиента давления и потока электронной теплопроводности, которые также яв-

ляются функциями времени гомогенизации, зависящего от времени и координаты [19, 35]. Параметры структуры пористого вещества задавались выбором среднего размера пор δ_0 , для всех рассматриваемых мишеней равного 0.5 мкм, и единого фрактального параметра структуры α [34, 35], равного 0.8 и соответствующего смешанной мембранно-нитевидной структуре. Тогда средняя толщина b_0 твердых элементов пористого вещества выбиралась из соотношения $b_0 = \delta_0 (\rho/\rho_s)^\alpha$ [34, 35] (ρ — средняя плотность пористого вещества, $\rho_s = 1.1$ г/см³ — плотность вещества твердых элементов). Значения толщины b_0 равны 0.025 мкм для вещества со средней плотностью $\rho = 0.024$ г/см³, 0.013 мкм для вещества с $\rho = 0.011$ г/см³ и 0.012 мкм для вещества с $\rho = 0.009$ г/см³. Плотность газа с химическим составом, эквивалентным пористому аблятору, в зазоре выбиралась равной 10^{-5} г/см³.

Результаты расчетов, относящиеся к средним значениям давления и скорости ударной волны в абляторе мишеней, а также в базовом слое и в ступени слоя алюминия приведены в табл. 2. Расчеты были проведены также по программам РФЯЦ-ВНИИЭФ, в том числе с учетом радиационного теплопереноса в пористом веществе и в алюминии. Полученные в этих расчетах величины практически идентичны данным табл. 2 и отдельно не приводятся.

Анализ данных табл. 2 дает возможность сделать следующие выводы. Во всех мишенях наблюдается кумуляционное увеличение давления ударной волны в алюминии по сравнению с давлением ударной волны в абляторе. Наиболее сильно этот эффект выражен в мишенях с зазором между слоем аблятора и алюминия. Увеличение давления в базовом слое для различных мишеней лежит в диапазоне от 3.5 до 6.3 раз. Давления за фронтами ударных волн в абляторе, которые практически составляют зна-

Таблица 2. Результаты расчетов, относящиеся к абляционному давлению в малоплотном поглотителе, давлениям и скоростям ударной волны в базовом слое и ступени алюминия: P_{abl} — среднее давление за фронтом ударной волны в абляторе; D_{abl} — скорость ударной волны в абляторе; P_{base} — давление в базовом слое алюминия; D_{base} — скорость ударной волны в базовом слое алюминия; P_{step} — давление ударной волны в ступени алюминия; D_{step} — скорость ударной волны в ступени алюминия (звездочкой отмечены расчеты, выполненные с однородным аблятором)

Номер расчета	I_{Lm} , 10^{14} Вт/см ² ,	ρ_f , г/см ³ ,	Δ_f , мкм	Δ_{gap} , мкм	P_{abl} , Мбар	D_{abl} , км/с	P_{base} , Мбар	D_{base} , км/с	P_{step} , Мбар	D_{step} , км/с
1	0.16	0.024	275	87	3.5	110	18	30	16	28
2	0.16	0.024	275	0	3.5	110	18	30	11	23
3*	0.16	0.024	275	0	3.5	120	17	29	13	25
4	0.11	0.011	242	72	2.8	120	16	28	7	17
5	0.11	0.011	242	0	2.8	120	10	22	5	16
6*	0.11	0.011	242	0	2.8	130	12	24	6	18
7	0.154	0.009	241	92	3.5	150	13	26	7	18
8	0.154	0.009	241	0	3.5	150	12	24	6	17
9*	0.154	0.009	241	0	3.5	160	12	24	6	17

чения абляционных давлений, различаются незначительно в соответствии с незначительными различиями в интенсивностях воздействующих лазерных импульсов. Значения абляционного давления лежат в диапазоне 2.8–3.5 Мбар. Для оценки абляционного давления и его зависимости от лазерной интенсивности для всех мишеней может быть использован известный скэйлинг [3, 36] для случая воздействия лазерного импульса на вещество со сверхкритической плотностью ($\rho > \rho_{cr}$). Это связано с тем, что плотности абляторов 11 и 9 мг/см³ (расчеты 5–8) меньше критической плотности всего лишь соответственно в 1.2 и 1.4 раз, и после генерации ударной волны лазерное излучение будет воздействовать на вещество со сверхкритической плотностью. Скэйлинг для абляционного давления имеет вид

$$P_{abl}[\text{Мбар}] \approx \rho_{cr} \left(\frac{2(\gamma-1)}{3\gamma-1} \frac{I_L}{\rho_{cr}} \right)^{2/3} \approx 12 \left[\frac{2(\gamma-1)}{3\gamma-1} \right]^{2/3} \left(\frac{A}{Z} \right)^{1/3} \frac{I_{L(14)}^{2/3}}{\lambda_\mu^{2/3}}, \quad (1)$$

где $\rho_{cr} \approx 1.8 \cdot 10^{-3} A/Z \lambda_\mu^2$ — критическая плотность в г/см³, A и Z — атомное число и степень ионизации плазмы, λ_μ — длина волны в мкм, $I_{L(14)}$ — интенсивность в единицах 10^{14} Вт/см², γ — показатель адиабаты.

В приближении полностью ионизованной плазмы испаряемой части аблятора ($A/Z \approx 2$, $\gamma = 5/3$)

при $\lambda_\mu = 0.53$ мкм для $I_L = 0.16 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и $I_L = 0.154 \cdot 10^{14}$ Вт/см² оценка по формуле (1) дает значение $P_{abl} = 3.2$ Мбар, а для $I_L = 0.11 \cdot 10^{14}$ Вт/см² имеем $P_{abl} = 2.5$ Мбар. Эти значения находятся в очень хорошем согласии с результатами численных расчетов.

Приближенная оценка увеличения давления при переходе ударной волны из аблятора с плотностью ρ_{abl} в слой твердого вещества с плотностью ρ_s дается выражением [28, 37]:

$$G \approx \left(\frac{1 + \beta^{1/2}}{1 + \beta^{1/2} \rho_{abl} / \rho_s} \right)^2,$$

где $\beta = (1 + \gamma_{abl}) / (1 + \gamma_s)$, γ_{abl} и γ_s — показатели адиабаты в абляторе и в испытываемой мишени. Для мишеней с протяженным аблятором при $\rho_{abl} \ll \rho_s$ эта оценка дает масштаб увеличения давления примерно в 4 раза. В численных расчетах, выполненных с учетом реального уравнения состояния алюминия, увеличение давления в мишенях без зазора составляет от 3.5 до 6.3 раз, что соответствует достижению давления в базовом слое алюминия 12, 10 и 18 Мбар при плотностях аблятора 9 мг/см³ (расчеты 8, 9 в табл. 2), 11 мг/см³ (расчеты 5, 6) и 24 мг/см³ (расчеты 2, 3). Наличие зазора приводит к увеличению давления ударной волны в слое алюминия примерно на 30 %: давление в ступени алюминия достигает значения 16 Мбар, в случае аблятора с плотностью 24 мг/см³ (расчет 1) и 7 Мбар в случаях аблято-

ров с плотностями 11 мг/см³ (расчет 4) и 9 мг/см³ (расчет 7).

Важное значение для прикладных задач имеет вопрос о затухании ударной волны в алюминии. В данной редакции экспериментов при примерно одинаковой толщине абляторов это затухание определяется скоростью разгрузки аблятора — с ростом этой скорости растет степень затухания ударной волны в алюминии. С учетом выражения (1) изотермическая скорость звука $V_s \approx (P_{abl}/\rho_{abl})^{1/2}$ составляет

$$V_s \left[\frac{\text{см}}{\text{с}} \right] = \left(\frac{\rho_{cr}}{\rho_{ab}} \right)^{1/2} \left(\frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \frac{I_L}{\rho_{cr}} \right)^{1/3} \approx \approx 3.5 \cdot 10^6 \left[\frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \right]^{1/3} \left(\frac{A}{Z} \right)^{1/6} \frac{I_L^{1/3}}{\lambda_\mu^{1/3} \rho_{abl}^{1/2}}. \quad (2)$$

Согласно формуле (2), в условиях расчетов 1, 2 и 3 (см. табл. 2) с абляторами, имеющими плотность 24 мг/см³, при интенсивности $I_L = 0.16 \cdot 10^{14}$ Вт/см² скорость звука V_s составляет около 120 км/с. В условиях расчетов 4, 5 и 6 с абляторами, имеющими плотность 11 мг/см³, в 2.2 раза меньшую, чем в расчетах 1, 2 и 3, при незначительном уменьшении интенсивности лазерного импульса до значения $I_L = 0.11 \cdot 10^{14}$ Вт/см² скорость V_s составляет около 160 км/с. Наконец, в условиях расчетов 7, 8 и 9 с абляторами, имеющими плотность 9 мг/см³, в 2.7 раза меньшую, чем в расчетах 1, 2 и 3, при практически той же интенсивности лазерного импульса $I_L = 0.15 \cdot 10^{14}$ Вт/см² скорость V_s имеет максимальное значение 200 км/с.

В расчетах 1, 2, 3 при минимальной скорости V_s скорость затухания ударной волны в алюминии минимальна: средние скорости в базовом слое и в ступени алюминия составляют соответственно 29–30 и 23–28 км/с. Уменьшение скорости в ступени составляет 5 км/с — 15% от скорости в базовом слое. Незначительный эффект затухания в этом случае подтверждается следующей оценкой. Время разгрузки аблятора в этих расчетах можно оценить как $\Delta_f/V_s \approx 2.3$ нс, за это время ударная волна со средней скоростью 30 км/с пройдет расстояние около 70 мкм, т. е. сильное затухание в этом случае можно ожидать на толщинах слоя алюминия, значительно больших, чем 40 мкм. В расчетах 4, 5 и 6 с ростом скорости V_s растет и степень затухания ударной волны: скорости в базовом слое и в ступени алюминия составляют соответственно 22–28 и 16–18 км/с. Уменьшение скорости в ступени составляет 16–11 км/с — около 30% от скорости в базовом слое. Время разгрузки аблятора в этих расчетах

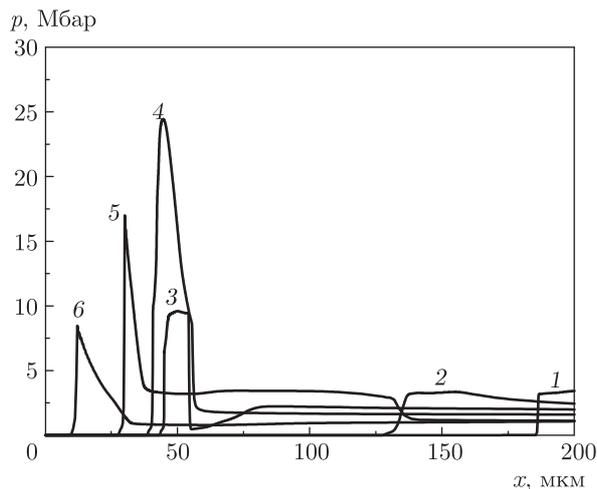


Рис. 4. Профили давления, соответствующие расчету 1 (табл. 2), для мишени, содержащей слой Al толщиной 50 мкм и слой пористого аблятора толщиной 275 мкм со средней плотностью 24 мг/см³, разделенные вакуумным зазором 87 мкм при интенсивности лазерного импульса $0.16 \cdot 10^{14}$ Вт/см² в разные моменты времени $t = 3$ нс (кривая 1), 3.5 нс (2), 4.2 нс (3), 4.4 нс (4), 4.75 нс (5), 5.45 нс (6)

около 1.5 нс, за это время ударная волна со средней скоростью 21 км/с пройдет расстояние около 30 мкм. Наконец, в расчетах 7, 8 и 9 при максимальной скорости V_s имеет место максимальное относительное уменьшение скорости ударной волны: средние скорости в базовом слое и в ступени алюминия составляют соответственно 25 и 17 км/с, т. е. уменьшение скорости в ступени составляет около 30% от скорости в базовом слое. Время разгрузки аблятора в этих расчетах составляет около 1.2 нс. За это время ударная волна со средней скоростью 18 км/с пройдет расстояние около 20 мкм. Таким образом, в расчетах с плотностью аблятора около 10 мг/см³ характерные глубины затухания 20–30 мкм оказываются меньше толщины слоя алюминия 40 мкм, что свидетельствует о достаточно сильном затухании ударной волны.

Детали временной динамики распространения ударной волны иллюстрируют рис. 4, 5 и 6, на которых представлены расчетные профили давления в различные моменты времени соответственно для расчетов 1, 2 и 3 мишени с пористым аблятором с плотностью 24 мг/см³ и зазором (расчет 1), мишени с пористым аблятором с плотностью 24 мг/см³ без зазора (расчет 2) и мишени с эквивалентным однородным аблятором с плотностью 24 мг/см³ без зазора (расчет 3) при интенсивности лазерного импульса

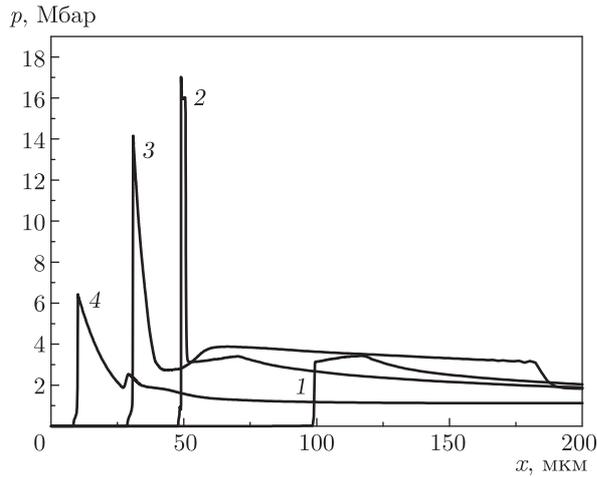


Рис. 5. Профили давления, соответствующие расчету 2 (табл. 2), для мишени, содержащей слой Al толщиной 50 мкм и слой пористого аблятора толщиной 275 мкм со средней плотностью 24 мг/см³ без зазора при интенсивности лазерного импульса $0.16 \cdot 10^{14}$ Вт/см² в разные моменты времени $t = 3$ нс (кривая 1), 3.5 нс (2), 4.1 нс (3), 5.0 нс (4)

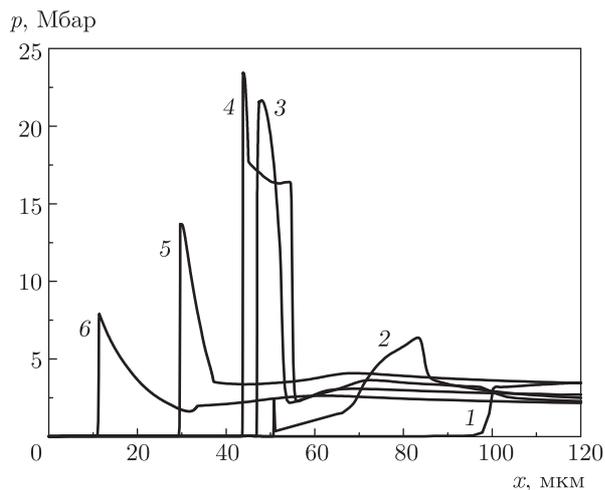


Рис. 6. Профили давления, соответствующие расчету 3 (табл. 2), для мишени, содержащей слой Al толщиной 50 мкм и слой однородного аблятора толщиной 275 мкм со средней плотностью 24 мг/см³ без зазора при интенсивности лазерного импульса $0.16 \cdot 10^{14}$ Вт/см² в разные моменты времени $t = 2.5$ нс (кривая 1), 2.8 нс (2), 3.0 нс (3), 3.1 нс (4), 3.6 нс (5), 4.4 нс (6)

$0.16 \cdot 10^{14}$ Вт/см². В расчете мишени с однородным аблятором без зазора ударная волна проходит слой толщиной 275 мкм и выходит на границу с алюминием за время $t_{abl} \approx 2.8$ нс (рис. 6), т. е. ее средняя скорость в однородном абляторе $D_{abl} \approx 1.0 \cdot 10^7$ см/с.

При достижении максимальной интенсивности лазерного импульса в момент времени 2.2 нс значение скорости составляет $1.2 \cdot 10^7$ см/с. Для значения абляционного давления 3.5 Мбар оценка скорости ударной волны

$$D \approx [(\gamma + 1)P_{abl}/2\rho_{abl}]^{1/2}$$

дает близкое значение $D_{abl} \approx 1.4 \cdot 10^7$ см/с.

В пористом абляторе ударная волна распространяется заметно медленнее, чем в однородном абляторе за счет процесса гомогенизации плазмы (рис. 4 и 5). В мишени без зазора ударная волна проходит слой аблятора той же толщины и выходит на границу с алюминием за время $t_{abl} \approx 3.5$ нс, т. е. ее средняя скорость составляет около $7 \cdot 10^6$ см/с (рис. 5). Для оценки времени гомогенизации может быть использовано выражение [34]

$$\tau_h [c] \approx \frac{\delta_0}{V_i} \left[1 + \frac{\delta_0}{\lambda_{ii}} \right] \approx 3.3 \cdot 10^{-12} \frac{A^{1/2} \delta_0}{(Z+1)^{1/2} T^{1/2}} \times \left[1 + 7.3 \frac{Z^4 (Z+1)^{1/2} \delta_0 \rho}{AT^2} \right], \quad (3)$$

в котором δ_0 — средний размер поры, измеряемый в мкм, V_i — тепловая скорость ионов, λ_{ii} — длина ионных столкновений, T — температура плазмы, измеряемая в кэВ, ρ — средняя плотность пористого вещества, измеряемая в г/см³.

В выражении (3) первое слагаемое описывает время первичного затекания поры, второе — выравнивание плотности за счет ион-ионных столкновений. Для $\delta_0 = 0.5$ мкм, $\rho = 0.024$ г/см³, $T = 1$ кэВ, $Z = 1$ оценка времени гомогенизации дает около 1.5 нс. Соотношение подобия для скорости распространения ударной волны в частично-гомогенизированной плазме пористого вещества дается соотношением [25]

$$D_h \left[\frac{cm}{c} \right] \approx 9.7 \cdot 10^4 \frac{A^{2/3} I_L^{1/3}}{Z^{2/3} \lambda_\mu^{4/3} \rho^\alpha \rho_s^{1-\alpha}}. \quad (4)$$

Для полностью ионизованной плазмы при $I_L = 0.16 \cdot 10^{14}$ Вт/см², $\lambda = 0.53$ мкм, $\rho = 24$ мг/см³, $\rho_s = 1.1$ г/см³, $\alpha = 0.8$ оценка по формуле (4) дает для скорости D_h значение около $5 \cdot 10^6$ см/с, что примерно в той же степени, что и численный расчет, свидетельствует о значительно более медленном распространении ударной волны в пористом абляторе по сравнению с однородным. В случае мишени с зазором (рис. 4) формирование на поверхности слоя алюминия давления, равного давлению ударной волны в абляторе, в результате протекания через зазор вещества аблятора, ускорен-

ного за фронтом ударной волны, и его торможения на слое алюминия происходит за время $t_g \approx \approx 0.5$ нс. Поэтому в мишени с зазором мощная ударная волна в алюминии формируется в момент времени $t_{abl} + t_g \approx 3.45$ нс. Простая оценка времени протекания через зазор толщиной 87 мкм вещества аблятора, движущегося за фронтом ударной волны, скорость которой составляет $1.3 \cdot 10^7$ см/с, дает значение, близкое к $t_g \approx 0.6$ нс.

В мишенях без зазора (рис. 5 и 6) давления, с которыми ударные волны входят из пористого и однородного абляторов в алюминий, близки друг к другу и составляют около 18 Мбар. Давление в этих мишенях незначительно уменьшается на первых 10 мкм прохождения ударной волны в алюминии. Затухание увеличивается на следующих 10 мкм, но незначительно (до 14 Мбар). На последних 20 мкм давление падает практически в 2 раза (до 7 Мбар), выходя затем на квазистационарный режим распространения с давлением, близким к давлению в абляторе. В мишени с пористым аблятором и вакуумным зазором (рис. 4) давление, с которым ударная волна входит в алюминий, составляет около 26 Мбар и практически не уменьшается на первых 10 мкм своего распространения в алюминии, после чего незначительно уменьшается до 15–17 Мбар на последующих 20 мкм своего распространения в алюминии. Даже после прохождения 40 мкм сохраняется давление около 10 Мбар. Темп затухания ударных волн достаточно точно описывается с помощью оценок, представленных выше при анализе данных из табл. 2.

На рис. 7 для каждой из трех мишеней приведены расчетные временные зависимости гидродинамической эффективности η передачи лазерной энергии в энергию ударной волны — отношения кинетической энергии алюминия с плотностью выше начального значения к лазерной энергии, поглощенной в мишени к текущему моменту времени. Максимальные значения гидродинамической эффективности достигают 1.28 % к моменту времени 3.3 нс в мишени с пористым аблятором без зазора, 1.42 % к моменту времени 3.8 нс в мишени с пористым аблятором с зазором и 1.82 % к моменту времени 4.5 нс в мишени с однородным аблятором без зазора. Более высокое значение гидродинамической эффективности мишени с однородным аблятором обусловлено меньшим значением поглощенной энергии из-за того, что ударная волна в таком абляторе распространяется без задержки на гомогенизацию.

Важным является факт более высокой гидродинамической эффективности в мишени с пористым аблятором с зазором по сравнению с мишенью с тем

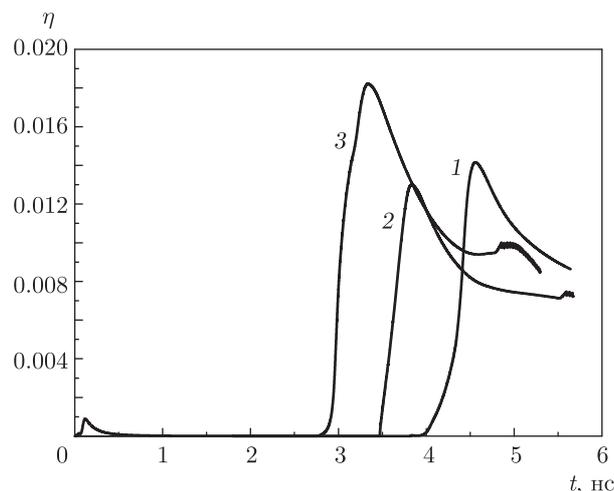


Рис. 7. Зависимости от времени отношения кинетической энергии алюминия с плотностью выше начального значения к лазерной энергии, поглощенной в мишенях с пористым аблятором плотностью 24 мг/см^3 с зазором (кривая 1) и без зазора (кривая 2), а также в мишени с однородным аблятором с той же плотностью, но без зазора (кривая 3)

же аблятором без зазора. С учетом того, что в мишени с зазором к моменту начала передачи энергии алюминию поглощается больше лазерной энергии, этот результат свидетельствует о большей энергии, передаваемой алюминию при ударном воздействии через зазор.

На поздних стадиях распространения ударной волны в алюминии гидродинамическая эффективность для обеих мишеней выходит на «абляционные» значения — около 1%. Максимальные значения гидродинамической эффективности 1.8–2.1 % более чем в 2 раза выше по сравнению со случаем обычного абляционного режима генерации ударной волны, когда лазерный импульс воздействует непосредственно на поверхность твердой мишени, например, алюминиевой [38]. При этом следует отметить, что гидродинамическая эффективность передачи лазерной энергии в абляционном режиме в энергию ударной волны в твердой мишени более чем на порядок меньше гидродинамической эффективности при абляционном ускорении тонкого плоского слоя вещества как целого, которая при оптимальной доле испаренной массы около 80 %, как известно, может достигать 38 % [3, 36, 39].

Масштабирование результатов экспериментов работ [26, 28] показывает, что в экспериментах нашей работы в эквивалентных условиях по максимальной

интенсивности лазерного импульса и характеристикам пористого вещества получены значительно более высокие значения скорости ударной волны в алюминии. Так, в работах [26, 28] для лазерного импульса с интенсивностью $I_L \approx 0.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и длительностью 600 пс при использовании пористого поглотителя с плотностью 10 и 20 мг/см³ зарегистрированы скорости ударной волны на глубине 13–18 мкм в алюминии соответственно 22–24 км/с и 22–26 км/с. Имея в виду скейлинг для абляционного давления $P_{abl} \propto I_L^{2/3}$, при интенсивности $I_L \approx 0.15 \cdot 10^{14}$ Вт/см² в экспериментах настоящей работы эти скорости составили бы соответственно 16–17 и 16–18.5 км/с. В наших экспериментах на большей глубине 20–40 мкм зарегистрированы скорости около 25 и 29 км/с, которые примерно в 1.5 раза превышают масштабированные значения результатов работ [26, 28].

Можно указать две причины такого превышения. Это, во-первых, существенно большая длительность лазерного импульса, обеспечивающая достижение максимального абляционного давления в пористом абляторе в течение всего процесса распространения ударной волны в абляторе и алюминии, и, во-вторых, использование вакуумного зазора между аблятором и алюминием, обеспечивающего повышенную эффективность передачи энергии ударной волне в алюминии, что подтверждают выполненные в нашей работе численные расчеты.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах по облучению наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью $(1-1.5) \cdot 10^{13}$ Вт/см² плоских мишеней в виде слоя малоплотного пористого аблятора-поглотителя лазерного излучения с плотностью 10–25 мг/см³ и слоя алюминия, разделенных вакуумным промежутком, зарегистрированы скорости ударной волны 25–29 км/с на глубине 20–40 мкм в алюминии. Анализ результатов экспериментов с помощью численных расчетов, моделирующих генерацию и распространение ударной волны в частично гомогенизированной лазерной плазме пористого вещества, показал, что основными факторами достижения столь высоких скоростей ударной волны является, во-первых, использование вакуумного зазора, который в 1.2–1.5 раза увеличивал давление в ударной волне в алюминии, и, во-вторых, оптимальная длительность лазерного импульса (около 4 нс), обеспечивающая достижение максимального абля-

ционного давления в пористом абляторе в течение всего процесса распространения ударной волны в абляторе и алюминии.

Имея в виду скейлинг для инициирующего абляционного давления $P_{abl} \propto I_L^{2/3}$, при увеличении интенсивности лазерного импульса на порядок и переходе к третьей гармонике можно прогнозировать увеличение как давления ударной волны в твердой мишени в 8 раз — до значений 200–250 Мбар, так и скорости в 2.8 раз — до значений $(8-9) \cdot 10^6$ см/с, что представляется очень серьезным результатом для эксперимента по исследованию УРС с использованием простой плоской мишени в стандартных условиях облучения лазерным импульсом.

Наконец, следует отметить, что дистанция распространения квазистационарной ударной волны в алюминии около 10 мкм соответствует дистанции около 30 мкм в пластике, что, в свою очередь, соответствует типичной толщине аблятора из твердого пластика мишеней ЛТС прямого облучения [3, 40, 41]. Это означает, что использование составного аблятора из слоев твердого пластика и пористого вещества может привести не только к увеличению эффективности поглощения лазерного излучения и выравниванию неоднородностей облучения мишени ЛТС лазерными пучками, но и к увеличению гидродинамической эффективности передачи поглощенной лазерной энергии мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Г. Гаранин, УФН **181**, 434 (2011).
2. R. S. Craxton, K. S. Anderson, T. R. Boehly et al., Phys. Plasmas **22**, 110501 (2015).
3. J. Lindl, Phys. Plasmas **2**, 3933 (1995).
4. R. Cauble, D. W. Phillion, T. J. Hoover et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 2102 (1993).
5. M. Karasik, J. L. Weaver, Y. Aglitskiy et al., Phys. Plasmas **17**, 056317 (2010).
6. T. Watari, T. Sakaiya, H. Azechi et al., J. Phys.: Conf. Ser. **112**, 022065 (2008).
7. M. Murakami, H. Nagatomo, T. Johzaki et al., Nuclear Fusion **54**, 054007 (2014).
8. С. Ю. Гуськов, Письма в ЖЭТФ **100**, 79 (2014).
9. S. Yu. Gus'kov, P. A. Kuchugov, and G. A. Vergunova, Matter Radiat. Extrem. **6**, 020301 (2021).

10. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Физматлит, Москва (2008).
11. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитриенко, В. Б. Розанов, ЖЭТФ **108**, 296 (1995).
12. A. S. Moore, N. B. Meezan, C. A. Thomas et al., Phys. Plasmas **27**, 082706 (2020).
13. A. E. Bugrov, I. N. Burdonskii, V. V. Gavrilov et al., Laser and Part. Beams **17**, 415 (1999).
14. Ph. Nicolai, M. Olazabal-Loume, S. Fujioka et al., Phys. Plasmas **19**, 113105 (2012).
15. S. Depierreux, C. Labaune, D. Michel et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 195005 (2009).
16. M. Tanabe, H. Nishimura, S. Fujioka et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 051505 (2008).
17. A. Caruso, C. Strangio, S. Yu. Gus'kov et al., Laser and Part. Beams **18**, 25 (2000).
18. T. Hall, D. Batani, W. Nazarov et al., Laser and Part. Beams **20**, 303 (2002).
19. S. Yu. Gus'kov, M. Cipriani, R. De. Angelis et al., Plasma Phys. Control. Fusion **57**, 125004 (2015).
20. R. De. Angelis, F. Consoli, S. Yu. Gus'kov et al., Phys. Plasmas **22**, 072701 (2015).
21. А. Э. Бугров, И. Н. Бурдонский, В. В. Гаврилов и др., ЖЭТФ **111**, 497 (1997).
22. M. Cipriani, S. Yu. Gus'kov, R. De. Angelis et al., Phys. Plasmas **25**, 092704 (2018).
23. J. D. Colvin, H. Matsukuma, K. C. Brown et al., Phys. Plasmas **25**, 032702 (2018).
24. J. Velechovsky, J. Limpouch, R. Liska, and V. Tikhonchuk, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 095004 (2016).
25. S. Yu. Gus'kov, J. Limpouch, Ph. Nicolai, and V. T. Tikhonchuk, Phys. Plasmas **18**, 103114 (2011).
26. A. Benuzzi, M. Koenig, B. Faral et al., Phys. Plasmas **5**, 2410 (1998).
27. M. Temporal, S. Atzeni, D. Batani et al., Eur. Phys. J. D **12**, 509 (2000).
28. D. Batani, A. Balducci, W. Nazarov et al., Phys. Rev. E **63**, 046410 (2001).
29. С. Г. Гаранин, А. И. Зарецкий, Р. И. Ильяев и др., КЭ **35**, 299 (2005).
30. Д. С. Корниенко, А. Г. Кравченко, Д. Н. Литвин и др., ПТЭ № 2, 78 (2014).
31. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев и др., ВАНТ, сер. Методики и прогр. численного решения задач ат. физ. № 2, 34 (1983).
32. S. Yu. Gus'kov, P. A. Kuchugov, R. A. Yakhin et al., Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 105014 (2019).
33. С. Ю. Гуськов, В. Б. Розанов, КЭ **24**, 715 (1997).
34. S. Yu. Gus'kov and J. Russ, Laser Res. **31**, 574 (2010).
35. M. Cipriani M., S. Yu. Gus'kov, R. De Angelis et al., Laser and Part. Beams **36**, 121 (2018).
36. Yu. V. Afanasiev and S. Yu. Gus'kov, *Nuclear Fusion by Inertial Confinement. A Comprehensive Treatise*, Ch. 4, ed. by G. Velarde, Y. Ronen, and J. M. Martinez-Val., CRC Press, Boca Raton (1992).
37. S. Yu. Gus'kov, H. Azechi, N. N. Demchenko et al., Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 095001 (2009).
38. С. Ю. Гуськов, С. Бородзюк, М. Калал и др., КЭ **34**, 989 (2004).
39. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин и др., ПММ **39**, 451 (1975).
40. V. B. Rozanov, C. P. Verdon, M. Decroisette et al., in *Energy from Inertial Fusion*, ed. by W. J. Hogan, IAEA, Vienna (1995), p. 21.
41. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., ЖЭТФ **148**, 784 (2015).