

ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ ПРЕПЛАЗМЫ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ

© 2025 г. С. И. Глазырин^{a,b,*}, М. А. Ракитина^a, А. В. Брантов^{a,b}

^aФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

^bФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

*e-mail: glazyrin@itep.ru

Поступила в редакцию 04.11.2024 г.

После доработки 28.11.2024 г.

Принята к публикации 10.12.2024 г.

Рассматриваются вопросы моделирования разлета мишени под действием наносекундного лазерного импульса с целью характеризации плазменного факела на облучаемой стороне и изучения возможности его использования для эффективного ускорения заряженных частиц мощным коротким лазерным импульсом. Показано, как заложенные в гидродинамических расчетах различные физические модели влияют на результаты моделирования.

Ключевые слова: ускорение частиц, преплазма, гидродинамическое моделирование, уравнения состояния

DOI: 10.31857/S0367292125010066, **EDN:** DWRXOO

1. ВВЕДЕНИЕ

Короткие лазерные импульсы с релятивистской интенсивностью позволяют эффективно ускорять электроны и ионы плазменной мишени до высоких энергий, что открывает перспективы создания компактных ускорителей заряженных частиц, имеющих широкий круг практических применений [1–4]. Набираемые энергии и количество ускоренных частиц определяются помимо параметров самого лазерного импульса характеристиками используемых мишеней, их структурой и плотностью. Для получения пучков электронов с максимальными энергиями наиболее выгодно использовать низкоплотные газы, позволяющие ускорять сравнительно небольшие по заряду (типовично на уровне десяток-сотен пикокулон) пучки электронов до энергий вплоть до 10 ГэВ [5]. Увеличение числа электронов с высокими энергиями возможно при использовании более плотных мишеней с плотностями порядка критической плотности (для длины волны 1 мкм, критическая плотность составляет $1.1 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$). Именно такие мишени позволяют добиться рекордных значений конверсии энергии лазерного излучения в энергию ускоренных электронов [6, 7]. Вместе с тем создание мишеней с необходимой оптимальной плотностью и размерами для наиболее эффективного ускорения электронов (а затем и ионов), все еще представляется сложной задачей, для решения которой используются аэрогели, предварительно го-

могенизированные пенные мишени [6], кластерные и структурированные мишени.

Один из наиболее простых способов манипулирования свойствами мишени состоит в создании протяженной преплазмы на облучаемой стороне мишени наносекундным предимпульсом, который предшествует основному короткому импульсу, или синхронизированным дополнительным импульсом. Несмотря на высокий контраст современных лазерных систем (он доходит до значений $\sim 10^{10}$), пикивая интенсивность настолько высока, что даже при таком контрасте потоки в предимпульсе оказываются достаточными для формирования плазмы, что может повышать эффективность ускорения частиц. Иногда оказывается, что пониженный контраст без значительных изменений пиковых значений интенсивности или оптимальная задержка между основным и дополнительным импульсами [8] приводят к более эффективному плазмообразованию и, соответственно, ускорению электронов. Существуют экспериментальные работы, предсказывающие существование оптимального градиента на фронте облучаемой мишени для ускорения ионов [9]. Таким образом, плазменный факел, формируемый под действием наносекундного импульса/предимпульса, позволяет более эффективно ускорять заряженные частицы, и моделирование его образования является необходимой составной частью оптимизации процесса ускорения.

Как правило, разлет мишени под действием наносекундных лазерных импульсов описывается в рамках гидродинамического подхода. В этом случае лазер является внешним источником энергии, который полностью отвечает за создание плазменной короны: он формирует и разогревает плазму, повышает в ней давление, градиент которого и вызывает разлет мишени. Несколько физических эффектов играют большую роль на этой стадии: столкновительный теплоперенос, ионизация, а также свойства вещества. В рамках гидродинамического подхода последнее описывается с помощью уравнения состояния и радиационных свойств веществ (пробегов излучения). При относительно низких интенсивностях ($\lesssim 10^{13}$ Вт/см²), которые рассматриваются в данной работе, перенос излучения не играет существенной роли, поэтому им можно пренебречь. Уравнение состояния, с другой стороны, является определяющим при описании динамики разлета мишени. Требуется широкодиапазонное уравнение состояния, так как вещество при лазерном облучении проходит через различные состояния. Исходно холодная мишень при комнатной температуре имеет нормальную твердотельную плотность. Такое состояние сохраняется для части мишени и после начала лазерного облучения, которое испаряет облучаемую часть мишени, формируя горячую область низкой плотности, плазменную лазерную корону, разогреваемую лазерным импульсом, либо тепловым потоком из области лазерного поглощения. Эта горячая область низкой плотности хорошо описывается уравнением состояния идеальной плазмы (с учетом переменной степени ионизации). Соответственно, присутствует и переходная область, которая имеет среднюю плотность и также разогрета. В работе будут рассмотрены два варианта уравнения состояния: широкодиапазонное и для идеальной плазмы, сравнение результатов расчетов с которыми позволит показать, к каким неточностям приводит использование уравнение состояния, применимое в первую очередь для плазменной короны. Формирование преплазмы от наносекундного импульса, который затем сменялся пико и фемтосекундными импульсами, рассматривалось в работах [10, 11] в одномерном приближении. В данной работе моделирование проводится в RZ-геометрии с симметрией относительно оси распространения лазерного импульса, что позволяет полноценно учитывать многомерные эффекты гидродинамики.

Помимо свойств вещества на формирование преплазмы оказывает влияние и эффективность поглощения лазерного импульса, зависящая от его интенсивности и длительности. Взаимодействие лазерного излучения с веществом определяется диэлектрической проницаемостью, в которой вклады отдельных эффектов зависят от состояния, в котором находится вещество. В данной работе рассмат-

ривается наносекундный лазерный импульс с интенсивностью порядка или более 10¹² Вт/см². При таких высоких интенсивностях уже на фронте импульса на пикосекундных масштабах происходит быстрое плазмообразование распространяющейся тепловой волной, и основное лазерное излучение взаимодействует с горячей плазменной мишенью, поглощение в которой определяется обратнотормозным нагревом при столкновениях электронов с ионами. Конечно, на начальной стадии облучения, когда сохраняется структура вещества, важен учет и электрон-фононных столкновений [12, 13], и аккуратное описание переходов между разными фазами вещества, учитывающее в том числе возможные метастабильные состояния [14]. Более того, корректное описание диэлектрической проницаемости в широком диапазоне температур для разных состояний вещества мишени является определяющим для моделирования воздействия на мишень фемтосекундных и даже пикосекундных лазерных импульсов [15, 16]. Для таких коротких импульсов могут возникать и дополнительные эффекты, связанные с неравновесным распределением электронов вследствие ионизации [17–20], приводящие к особенностям поглощения лазерного излучения. Однако для рассматриваемого в работе наносекундного лазерного импульса, основное формирование плазменной короны происходит на временах, превышающих характерные столкновительные времена, когда электроны и ионы разлетающейся плазмы находятся в равновесных состояниях, а процессы на малых временах перекрываются по влиянию плазменными процессами. При этом грубая оценка влияния поглощения на начальной стадии взаимодействия была сделана путем небольшой модификации частоты столкновений в модели поглощения при низких температурах.

Одна из целей данной статьи состоит в сравнении динамики разлета мишеней при различных уравнениях состояния, что позволяет показать важность учета холодной компоненты уравнения состояния. В работе проверяется, насколько различные приближения (одномерность расчетов, упрощенное уравнение состояния) влияют на свойства формирующейся преплазмы. Также в работе исследовано влияние короткого всплеска лазерной интенсивности, приходящего на этапе существования развитой плазменной короны, на ее дальнейшую динамику. Эта простая постановка моделирует эффект быстрого нарастания интенсивности в фемтосекундных импульсах.

2. МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ФОРМИРОВАНИЯ ПРЕПЛАЗМЫ

Формирование преплазмы происходит на характерных временах теплового разлета плазмы — порядка нескольких наносекунд. Такие времена

значительно превышают время столкновений между частицами, поэтому динамика может быть описана гидродинамической моделью. Исключение составляет происходящий на временах порядка времени столкновений обмен энергии между электронами и ионами в низкоплотной среде, поэтому модель должна учитывать разницу их температур. Этот эффект усиливается за счет того, что лазерное излучение разогревает электронную компоненту. Часть лазерного излучения отражается, оставшаяся поглощается и в дальнейшем перераспределяется с помощью теплового потока, что требует учета теплопереноса (доминирующим механизмом является электронный теплоперенос). Система уравнений имеет вид

$$\partial_t \rho + \partial_j (\rho v_j) = 0, \quad (1)$$

$$\partial_t (\rho v_k) + \partial_j (\rho v_k v_j) + \partial_k (p_e + p_i) = 0, \quad (2)$$

$$\partial_t (\rho e_e) + \partial_j (\rho v_j e_e) + p_e \partial_j v_j = Q_{las} + Q_{ei} - \partial_j q_j^{(e)}, \quad (3)$$

$$\partial_t (\rho e_i) + \partial_j (\rho v_j e_i) + p_i \partial_j v_j = -Q_{ei}. \quad (4)$$

Здесь ρ , v_i — плотность и скорость среды, $p_{e,i}$, $e_{e,i}$, $T_{e,i}$ — давление, внутренняя энергия и температура электронов (ионов) соответственно; Q_{las} — лазерное энерговыделение, Q_{ei} — столкновительный обмен энергией между электронами и ионами, $q^{(e)}$ — электронный тепловой поток. Детали гидродинамической модели можно найти в работе [21]. В расчетах используется модифицированная классическая модель теплопроводности с коэффициентом теплопроводности, отвечающим горячей плазме [22], с введением ограничения теплового потока, соответствующего свободному движению электронов с коэффициентом ограничения равным $f = 0.15$. Было проверено, что для рассматриваемых параметров коэффициент ограничения не влияет на полученные результаты. При этом наличие теплопроводности важно для переноса энергии из области лазерного поглощения в плотную область мишени. Коэффициент электрон-ионного обмена определяется электрон-ионными столкновениями [22]. В области лазерного поглощения на протяжении всего действия лазерного излучения (несколько наносекунд) наблюдается отличие электронной и ионной температуры, поэтому учет этого эффекта необходим в нашей модели. В области с плотностями выше критической плотности частота столкновений растет (из-за роста плотности и падения температуры) и температуры электронов и ионов выравниваются.

Данная система решается в авторском многомерном численном коде FRONT, разрабатываемом для задач физики плазмы. Расчеты проводятся на эйлеровой сетке, численная схема для уравнений гидродинамики построена на основе схемы годуновского типа. Для учета дополнительных физических эффектов используется расщепление по физическим процессам, обменные члены

и теплоперенос рассчитываются с помощью полностью неявной численной схемы, что позволяет проводить устойчивые расчеты при любых временах электрон-ионных столкновений и коэффициентах теплопроводности. Код является хорошо параллеленным, но представленные ниже расчеты не являются особо ресурсоемкими и требуют около 200 процессорочасов.

В расчетах ниже будем считать, что лазерное излучение падает на мишень под нормальным углом, а также пренебрежем эффектами рефракции. В этом случае задача о распространении излучения упрощается — лучи движутся по прямой траектории до критической электронной плотности и потом в обратном направлении. Основное энерговыделение происходит около критической плотности, поэтому такое приближение допустимо. Для описания поглощения и распространения лазерного излучения решается уравнение для интенсивности, которое интегрируется вдоль траектории луча

$$\frac{dI}{dl} = -kI. \quad (5)$$

Здесь I — интенсивность лазерного излучения в луче, k — коэффициент поглощения. Первичная ионизация среды и, соответственно, поглощение определяется многофотонными процессами и описывается теорией Келдыша [23]. Однако ионизация полем происходит на временах меньше нескольких пикосекунд, составляющих малую часть длительности импульса, и потери лазерного излучения на ионизацию пренебрежимо малы, что позволяет пренебречь данным эффектом. Основным механизмом поглощения при рассматриваемых интенсивностях $10^{12}–10^{13}$ Вт/см² является обратнотормозное поглощение, что определяет вид коэффициента k [12, 13, 24], вычисляемого с использованием мнимой части диэлектрической проницаемости, для которой используется модель Друде.

Рассмотрим особенности уравнений состояния мишени. Из-за двухтемпературной модели для электронов и ионов требуется свое уравнение состояния. Сначала рассмотрим наиболее простой вариант уравнения состояния — идеальную плазму с переменным зарядовым составом. В этом случае давление пропорционально концентрации частиц каждого типа

$$p_e = n_e k_B T_e, \quad p_i = n_i k_B T_i. \quad (6)$$

Согласно уравнениям (2)–(4), движение среды определяется градиентом полного давления, а отдельные компоненты давления необходимы для расчетов изменения внутренней энергии соответствующей компоненты. Плотность энергии в случае идеальной плазмы имеет вид: $\rho e_e = 1.5n_e k_B T_e$, $\rho e_i = 1.5n_i k_B T_i$. Основные ионизационные процессы в рассматриваемых условиях связаны со столкновениями, поэтому ионизационное равновесие

описывается уравнением Саха [25]. Полная ионная концентрация имеет вид

$$n_i = \sum_{\alpha} \sum_{\beta=0}^{Z_{\alpha,\max}} n_{\alpha,\beta}, \quad (7)$$

где $n_{\alpha,\beta}$ — концентрация ионов с зарядом β элемента типа α ($Z_{\alpha,\max}$ — заряд ядра элемента), а сумма берется по всем элементам и зарядам ионов. Электронная концентрация записывается в виде

$$n_e = \sum_{\alpha} \sum_{\beta=1}^{Z_{\alpha,\max}} \beta n_{\alpha,\beta}. \quad (8)$$

Как указывалось выше, такое уравнение состояния хорошо работает для плазмы низкой плотности, т. е. с плотностью значительно ниже твердотельной ρ_0 для данного вещества (у алюминия $\rho_0 = 2.7 \text{ г}/\text{см}^3$). В то же время оно не позволяет описать особенности поведения вещества около ρ_0 , что приводит к ошибочной динамике твердотельной мишени.

Для построения уравнения состояния, которое применимо как к твердотельной фазе, так и к низкоплотной короне, воспользуемся подходом, предложенным в работе [26]. Электронная компонента описывается с помощью модели Томаса–Ферми, которая учитывает вырождение электронов при высокой плотности, а также переходит в модель идеальной плазмы при низкой плотности и высокой температуре. Ионизацияное состояние рассчитывается в этой модели согласованно с решением задачи о распределении электронов. Его значение близко к значению, которое выдает модель Саха. Для ионной компоненты используется модель Кована, которая предлагает интерполяционные выражения для свободной энергии ионов с учетом трех фаз: твердотельной, жидкой и газовой. Переход между этими фазами задается с помощью температуры плавления и температуры Дебая, для которых также представлены эмпирические зависимости от плотности. Ионное давление не зависит от ионизационного состояния, поэтому такая интерполяция достаточна. Эти две модели дополняются полуэмпирической поправкой на энергию связи, что позволяет получить атмосферное давление при нормальной плотности вещества и комнатной температуре. Поправка определяется модулем объемного сжатия при нормальных условиях. Такая модель хорошо описывает ударноволновое сжатие веществ, что подтверждается сравнением с экспериментальными данными. Кроме этого, при низких плотностях и высоких температурах она предсказывает результаты близкие к модели идеальной плазмы с переменной ионизацией (рис. 1), поэтому должна корректно описывать и расширение плазмы при высокой температуре (что происходит при лазерном облучении). Данное уравнение состояния численно реализовано в виде модуля к гид-

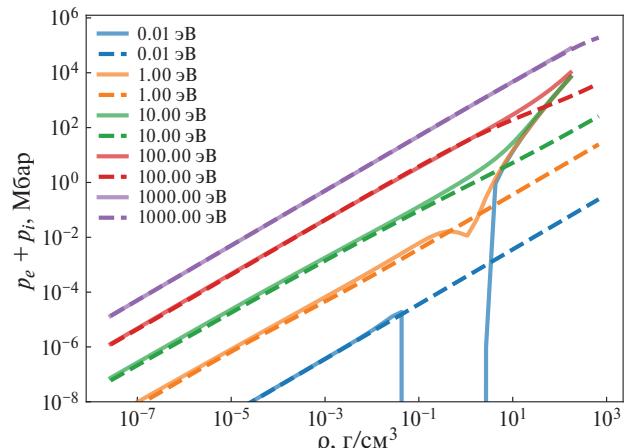


Рис. 1. Сравнение изотерм полного давления для уравнения состояния QEOS (сплошные кривые) и идеальной плазмы (штриховые кривые) для алюминия.

родинамическому коду. С его помощью насчитываются табличные данные, которые потом применяются в расчетах. Для построения уравнения состояния алюминия используются следующие параметры: $Z = 13$, $A = 26.98$, нормальная плотность вещества $\rho_0 = 2.7 \text{ г}/\text{см}^3$, модуль объемного сжатия $B = 76 \text{ ГПа}$. Такое уравнение состояния с учетом эффектов вырождения будет основным в расчетах (назовем его, как и авторы статьи [26], QEOS). Изотермы полного давления для такой модели в сравнении с моделью идеальной плазмы представлены на рис. 1.

3. РАСЧЕТЫ ДИНАМИКИ МИШЕНИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАНОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

Рассмотрим разлет алюминиевой пластины толщиной $h = 6 \text{ мкм}$, которая облучается лазерным импульсом с постоянной по времени интенсивностью (рис. 2). Характерное время нарастания интенсивности в расчетах составляет 20 пс, и она выходит на плато к моменту времени 100 пс. Длительность импульса во всех расчетах $\tau = 3 \text{ нс}$. Лазерное излучение падает по нормали к поверхности мишени. Из-за симметрии задачи расчет проводится в цилиндрической геометрии RZ (с симметрией по углу ϕ), что позволяет полноценно учесть трехмерный разлет плазмы.

Определим как Z ось, вдоль которой распространяется лазерное излучение. Так как мы рассматриваем динамику, которую создает предимпульс острофокусированного короткого импульса, то радиус фокусировки предимпульса остается таким же малым. Таким образом, пространственный профиль входящего лазерного импульса зададим как

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_l^2}\right), \quad r^2 = x^2 + y^2. \quad (9)$$

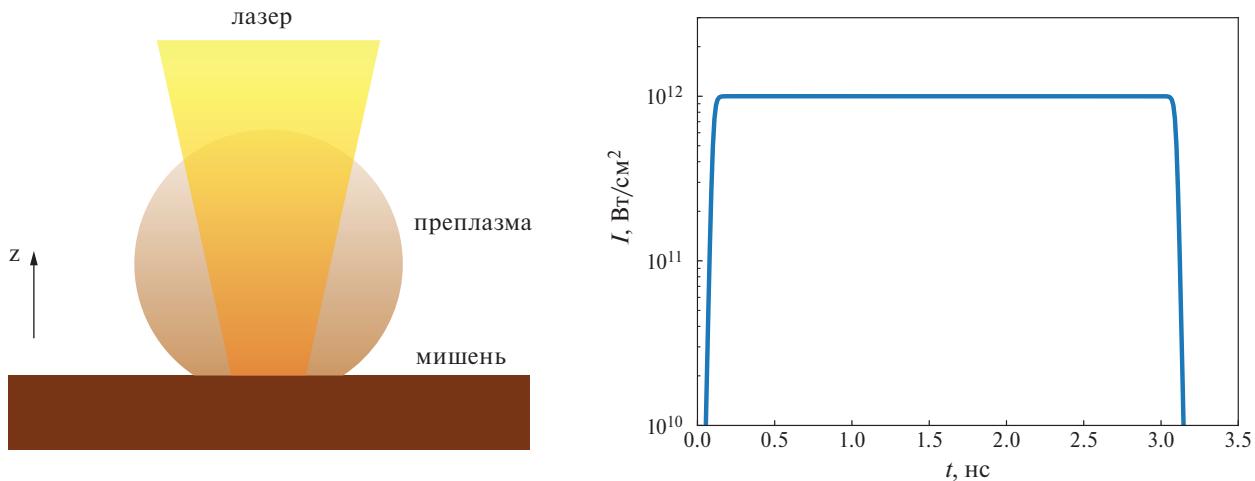


Рис. 2. Геометрия расчета и временной профиль лазерного импульса.

Здесь I_0 — интенсивность в центре импульса, η — радиус фокусировки, в расчетах будем использовать значение $\eta = 4$ мкм. Используемый численный код не позволяет работать с вакуумными состояниями, поэтому область вокруг мишени заполняется веществом с низкой плотностью $\rho_{low} = 10^{-5}$ г/см³ (с таким же уравнением состояния, как и используется для описания мишени). Эта величина достаточна мала, чтобы ее значение не влияло на дальнейшую динамику системы. В начальный момент времени во всей расчетной области задается нормальное однородное давление (1 атм), что соответствует для нормальной плотности алюминия комнатной начальной температуре для используемого уравнения состояния QEoS.

Согласно модели Томаса–Ферми, средний заряд алюминия при нормальных условиях составляет $Z = 2.4$. При таком среднем заряде формально концентрация электронов получается выше критической, что приводит к поглощению лазерного излучения через обратнотормозной механизм на передней поверхности мишени. Разогретое на границе вещество быстро превращается в плазму и разлетается от мишени, формируя плазменную корону.

За времена порядка 100 пс, когда на мишень приходит максимальная интенсивность облучаемого лазерного импульса, температура в области поглощения поднимается до ~ 100 эВ (для интенсивности наносекундного импульса 10^{12} Вт/см² время нагрева до 100 эВ составляет 150 пс, а для интенсивности 10^{13} Вт/см² — 90 пс). Именно эта температура определяет характерную скорость разлета короны формируемой плазмы, $2c_s/(\gamma - 1) \sim 100$ км/с, где c_s — скорость звука в короне, пропорциональная корню из температуры $c_s \propto T^{1/2}$. Заметим, что после выхода интенсивности падающего излучения на плато, температура меняется слабо. За времена порядка 300 пс горячая плазма успевает разлететься навстречу лазерному

импульсу, заполняя практически всю расчетную область. Отметим, что полученная в расчетах гидродинамическая скорость разлета оказывается значительно меньше скорости разлета бесстолкновительной плазмы в вакуум [27], согласно которой скорость фронта разлетающегося факела растет со временем, $v_f \simeq 2c_s \ln(\tau + \sqrt{\tau^2 + 1})$, где $\tau = \omega_{ph} t / \sqrt{2e}$ и для параметров моделирования $v_f \sim 1500$ км/с.

В обратную сторону, вглубь мишени, идет тепловая волна, которая формирует ударную волну. При рассматриваемых интенсивностях первая ударная волна, которая бежит по мишени, относительно слабая (при $I = 10^{12}$ Вт/см² скорость волны $D = 7.5$ км/с, что согласуется с соотношениями Гюгонио для абляционного давления ~ 330 кбар). Эта волна, бегущая со скоростью, сравнимой со скоростью звука в холодном металле, разгоняет вещество пластины. В результате в области лазерного поглощения пластина начинает смещаться (рис. 3, 4). На распределениях плотности хорошо видна серия слабых ударных волн, которые распространяются вдоль пластины в дальнейшем (рис. 5).

Разлетевшаяся горячая плазма заполняет пространство вокруг мишени с лицевой стороны (со стороны падающего лазерного импульса). Максимальная температура в несколько сотен эВ наблюдается около области лазерного поглощения, вынос энергии вместе с веществом или за счет теплопереноса поддерживает температуру в плазменной короне. Тепловой поток также существует в направлении плотной области мишени, но из-за высокой теплоемкости плотные части мишени остаются относительно холодными.

В дальнейшем разогнанное вещество пластины в области около лазерного поглощения будет продолжать свое движение, мишень постепенно утончается и в итоге происходит прорыв пластины (рис. 4). Характерное время полного

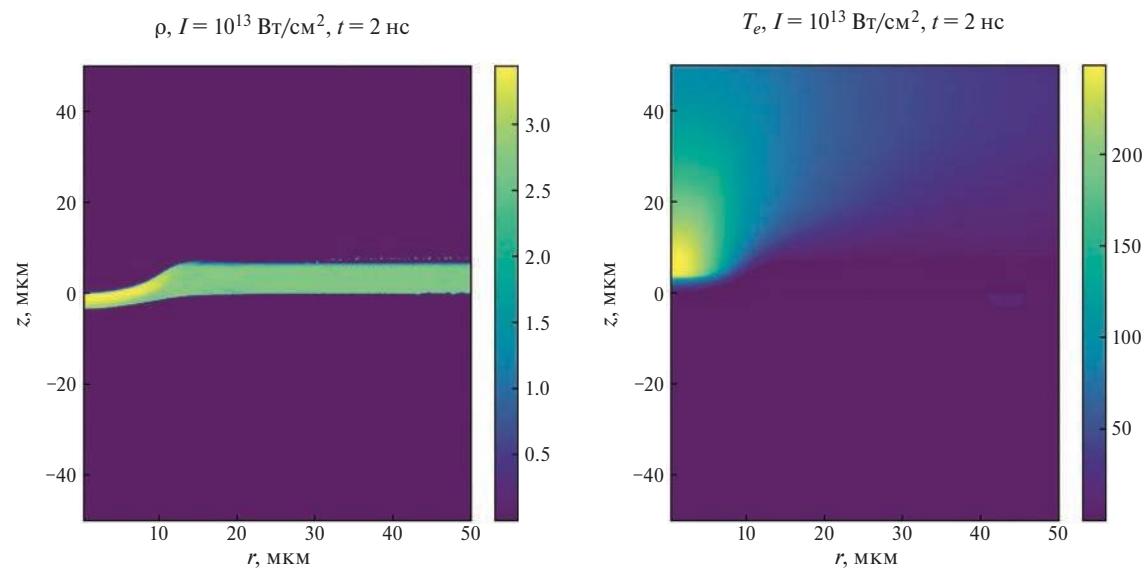


Рис. 3. Распределение плотности (в г/см^3) и температуры (в эВ) в мишени и окружающем пространстве. Расчет с $I_0 = 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. Момент времени $t = 2 \text{ нс}$.

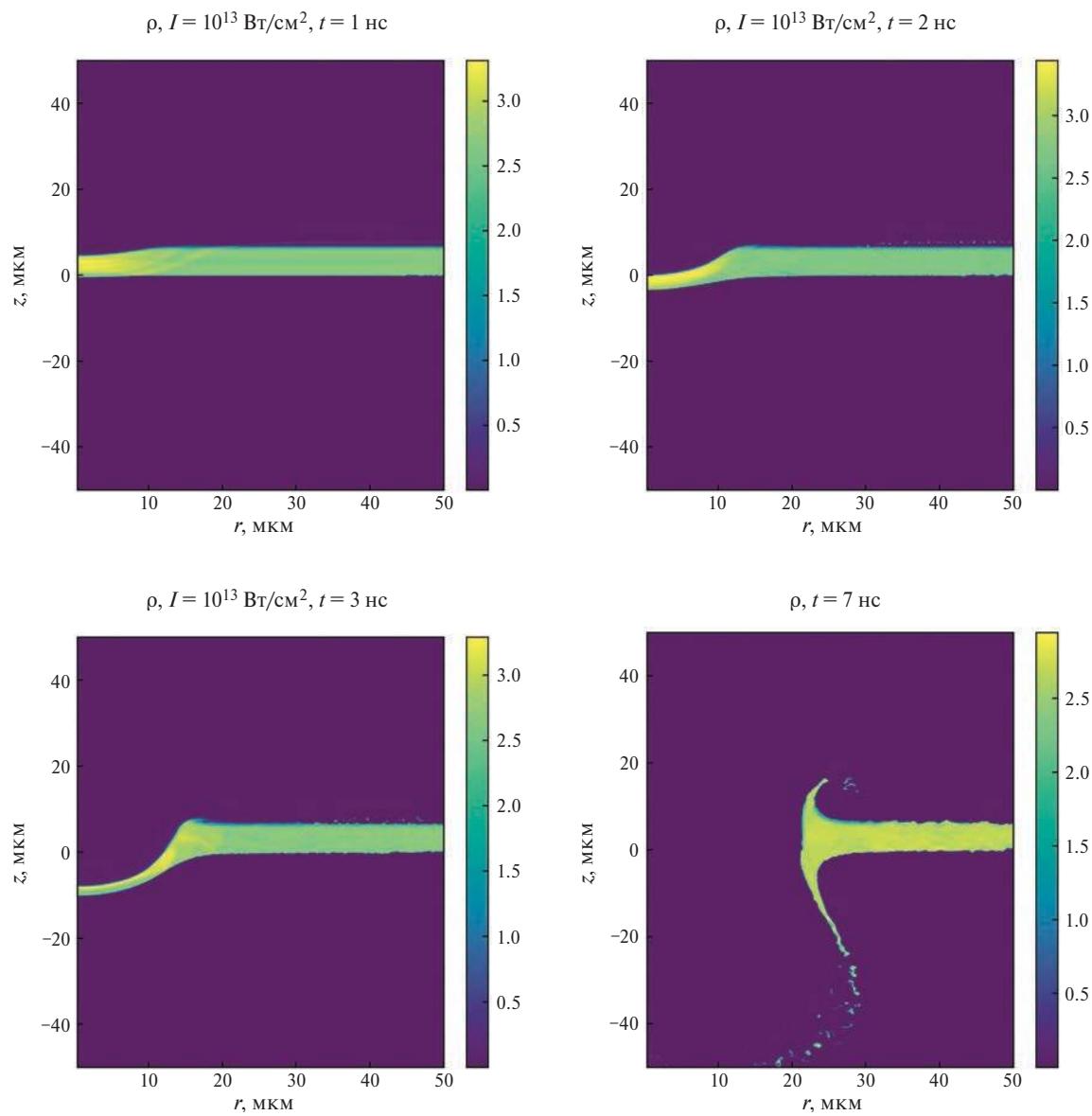


Рис. 4. Динамика пластины при облучении импульсом с постоянной интенсивностью 10^{13} Вт/см^2 .

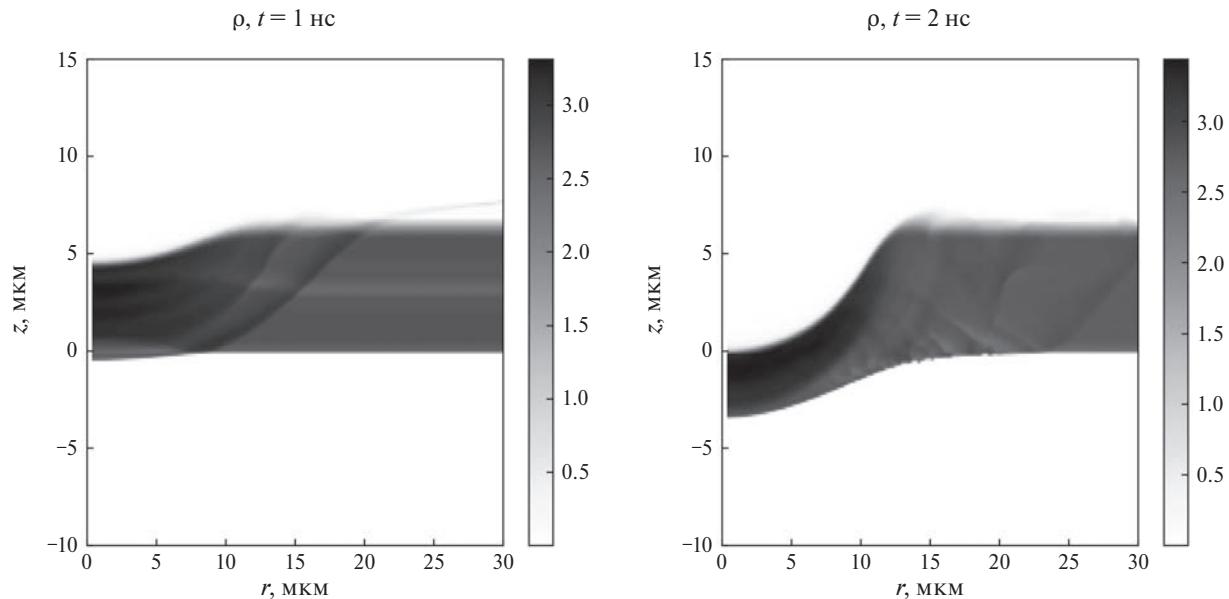


Рис. 5. Увеличенная часть пластины с рис. 4, на которой явно видны волны, бегущие по ней ($I = 10^{13}$ Вт/см 2).

прогорания мишени при длительности лазерного импульса $\tau = 3$ нс и для интенсивности $I = 10^{12}$ Вт/см 2 составляет $t_p = 15$ нс, для интенсивности $I = 10^{13}$ Вт/см 2 — $t_p = 6$ нс, а для интенсивности $I = 5 \times 10^{13}$ Вт/см 2 — $t_p = 3.5$ нс.

Следует отметить, что описанная динамика пластины возможна только за счет присутствия в уравнении состояния холодной составляющей, которая позволяет поддерживать упругость плотной среды. Это хорошо видно при сравнении проведенных расчетов с расчетами с другим уравнением состояния — идеальной плазмой, которое не содержит вырождения. В уравнении состояния идеальной плазмы из-за отсутствия холодной части скорость звука в среде определяется темпе-

турой $c_s \propto T^{1/2}$. В плотной среде в начальный момент времени начальная низкая температура мишени $T_0 = 10^{-2}$ эВ дает скорость звука ~ 200 м/с, что значительно ниже, чем скорость звука в холодном алюминии при нормальной плотности. Скорость звука характеризует скорость распространения малых возмущений в такой среде. В результате в расчетах пластина целиком не смещается, как показано выше, а сгребается первой ударной волной, распространяющейся от точки энерговыделения (рис. 6).

Вместе с тем, стоит отметить, что параметры низкоплотной области — лазерной короны для обоих уравнений состояния очень близки друг к другу. На рис. 7 представлено сравнение про-

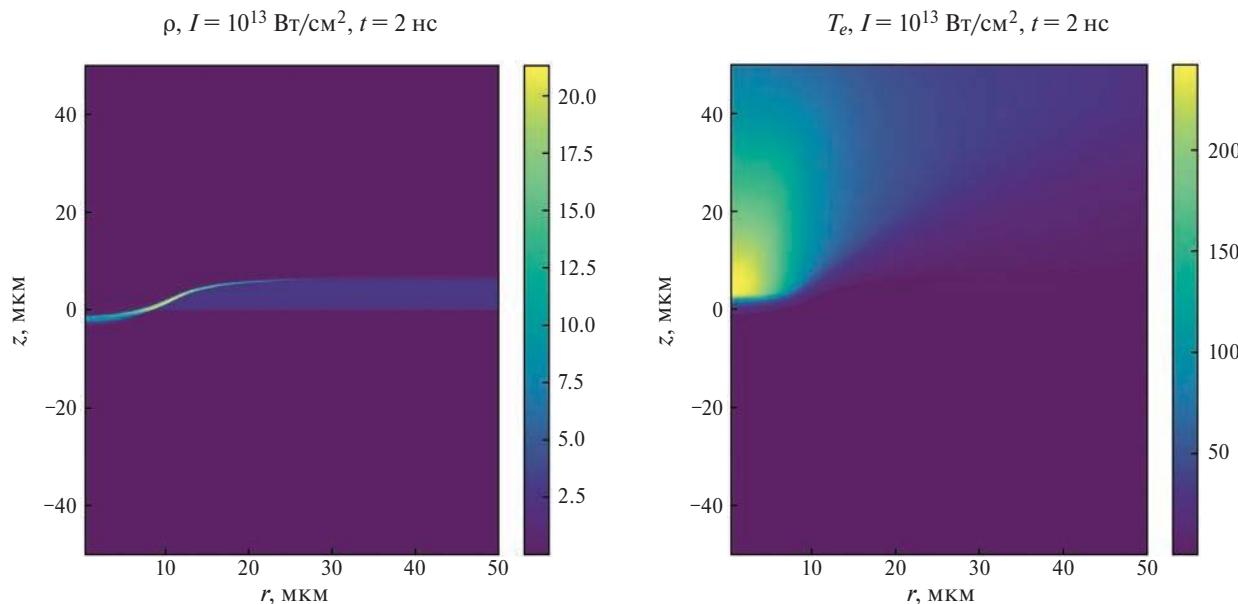


Рис. 6. Распределение плотности (в г/см 3) и температуры (в эВ) в мишени при расчете с уравнением состояния идеальной плазмы при $I_0 = 10^{13}$ Вт/см 2 . Момент времени $t = 2$ нс.

филей электронной концентрации и температуры вдоль прямой $r = 0$ (по центру лазерного луча) для двух уравнений состояния на момент времени 2 нс. Видно, что профили n_e и T_e в низкоплотной области близки для обоих расчетов. Определим градиент плотности как $\Gamma = n_e^{-1}dn_e/dz$. Для расчета с уравнением состояния QEOS $\Gamma_{\text{QEoS}} = 2.5 \text{ мкм}^{-1}$, а для расчета с уравнением состояния идеальной плазмы $\Gamma_{\text{IP}} = 3.1 \text{ мкм}^{-1}$, что дает разницу в $\sim 20\%$. Полученное согласие объясняется тем, что профили в низкоплотной области определяются только свойствами вещества при таких состояниях и величиной энерговыделения. Более заметная разница возникает для положения критической плотности, которая пространственно смешена на несколько микрон вглубь мишени при использовании уравнения состояния идеального газа. Положение критической области важно для определения точки фокусировки короткого лазерного импульса, так как от этого зависит эффективность ускорения частиц. При этом в целом, если интересоваться только свойствами лазерной короны, уравнение состояния идеальной плазмы является достаточным.

Для более детального описания динамики рассмотрим поведение давления (рис. 7). Оно в области низкоплотной короны совпадает для обоих расчетов (с точностью до смещения, что согласуется с поведением плотности). В области высокой плотности плазмы различие в поведении давления объясняет разницу в динамике мишени. Для уравнения состояния идеальной плазмы пиковое значение давления находится на границе с плотной плазмой, а внутри слоя давление падает. Такая конфигурация приводит к эффекту сграбления вещества. Для второго уравнения состояния (с вырождением) максимальное значение давления находится в области высокой плотности и связано с ударной волной, которая прошла по среде, сжала, а также ускорила мишень. Следует отметить две точки, в ко-

торых давление уходит в отрицательные значения. Эти точки находятся в области перехода из плотной среды в низкоплотную при невысоких температурах: в этом случае состояние среды находится в области немонотонного поведения давления по предсказаниям QEOS (см. рис. 1). Эта область требует более физически сложной модели для построения уравнения состояния. Малый объем в пространстве, который занимают области с таким состоянием вещества, не влияет на крупномасштабную динамику мишени, но наличие этих областей указывает на необходимость дальнейшей доработки уравнения состояния.

На рис. 8 показано сравнение формы мишени в результате облучения импульсами разной интенсивности и одинакового радиуса фокусировки r_0 . Из-за разницы температуры в короне и, соответственно, давления смещение пластины оказывается различным, как и радиус формирующегося отверстия в пластине. Хорошо видно, что при больших интенсивностях мишень прогибается, и в результате на течение начинают влиять плотные области, которые окружают расширяющуюся плазму. Этот эффект нельзя учесть в рамках одномерного приближения, что демонстрирует важность учета трехмерного разлета, особенно в условиях малого радиуса фокусировки лазерного импульса.

Заметим, что более простые одномерные расчеты зачастую используются, чтобы оценить размеры и характерные градиенты температуры разлетающегося плазменного облака, иногда, с привлечением приближенных перенормировок для расширения плазменного облака в поперечных направлениях, например, с использованием дополнительного динамического уравнения [28].

Рисунок 9 демонстрирует сравнение профилей электронной концентрации и температуры для трехмерных (RZ) и одномерных (1D) расчетов. Разница особенно заметна по профилям электрон-

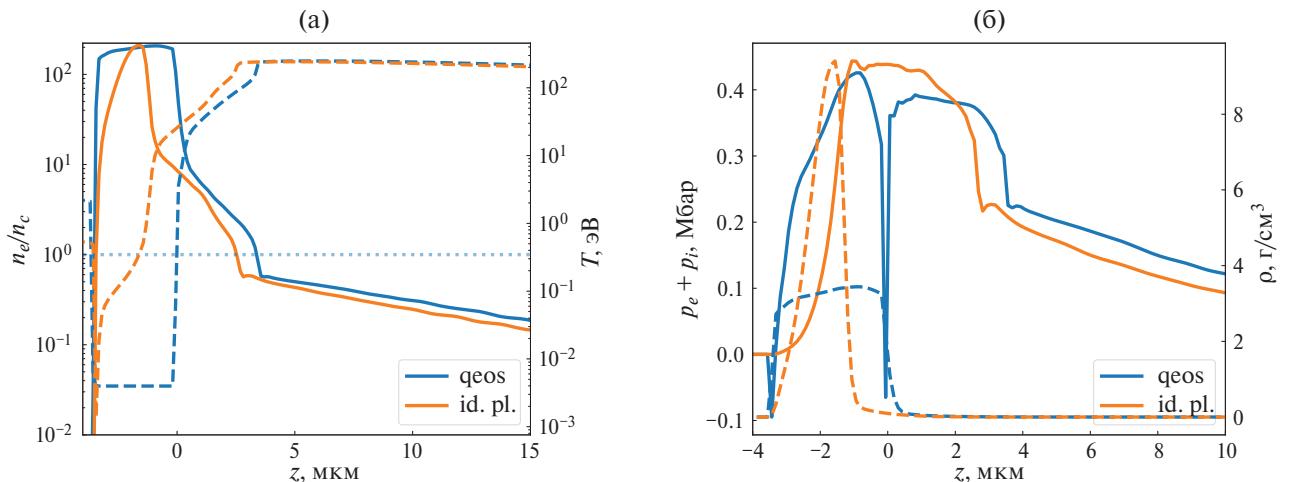


Рис. 7. Сравнение профилей электронной концентрации (сплошные кривые) и электронной температуры (штриховые кривые) для расчетов с разными уравнениями состояния (а). Давление в плазме (сплошные) и плотность (штриховые) (б). Интенсивность $I_0 = 10^{13} \text{ Вт}/\text{см}^2$, момент времени $t = 2 \text{ нс}$.

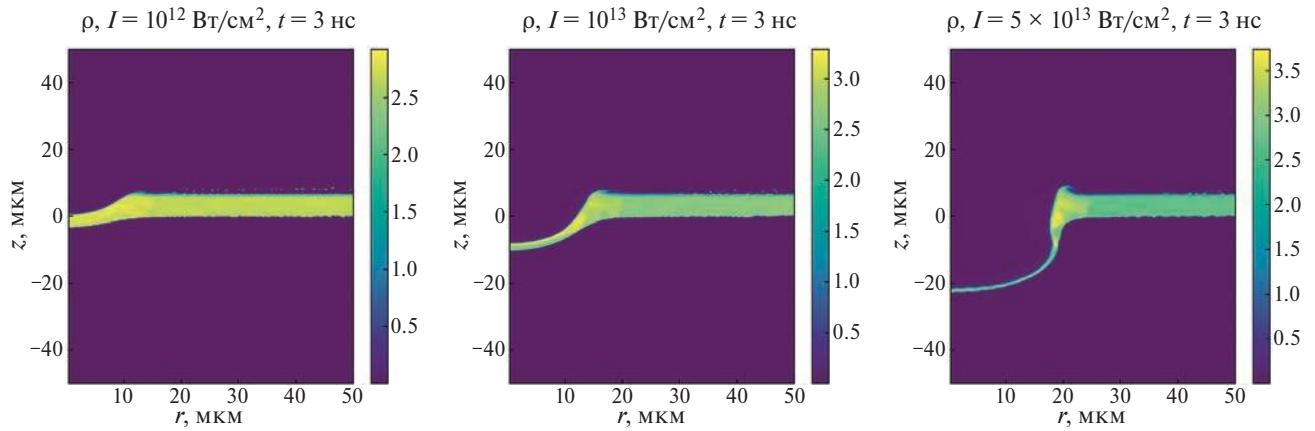


Рис. 8. Сравнение формы мишени для разных интенсивностей в конце работы лазерного импульса $t = 3$ нс. Величины интенсивности подписаны под рисунками. Расчет проводится с использованием уравнения состояния с вырождением (QEoS).

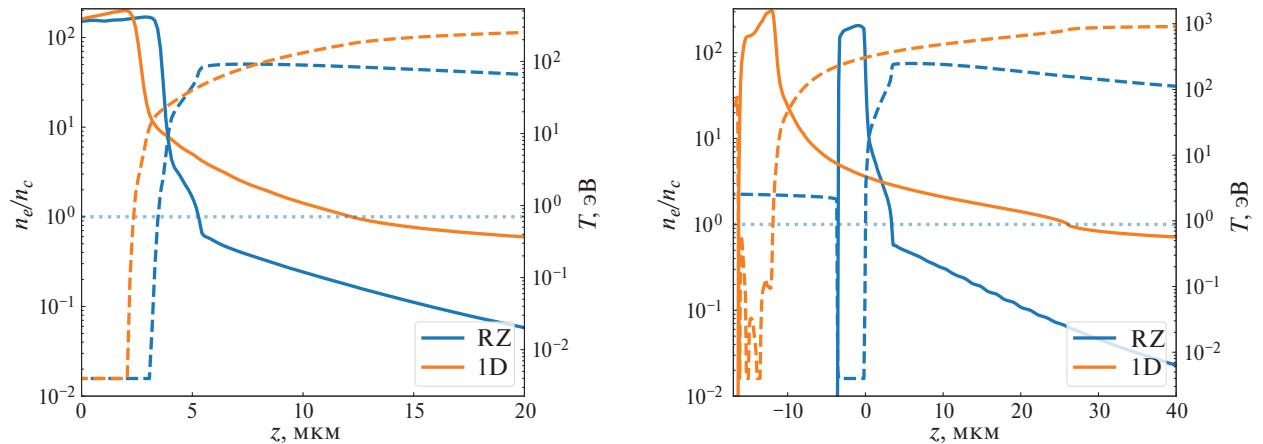


Рис. 9. Сравнение профилей плотности (сплошные кривые) и температуры (штриховые кривые) электронов для расчетов проведенных в геометрии RZ и одномерных расчетов для двух вариантов интенсивности на момент $t = 2$ нс.

ной концентрации. В одномерном расчете корона является сильно вытянутой с пологим градиентом (для $I_0 = 10^{12}$ Вт/см² градиент $\Gamma_{1D} = 0.2$ мкм⁻¹, что на порядок ниже, чем в RZ-расчете). В трехмерном (RZ) расчете хорошо видно наличие нескольких характерных градиентов — при плотностях несколько единиц выше критической, около критической плотности и в низкоплотной плазменной короне. Также значительно различаются смещения пластины: в одномерном случае пластина смещается в разы сильнее.

Используемая в расчетах модель обратнотормозного поглощения не совсем корректно описывает поведение поглощения при низких температурах. Коэффициент поглощения определяется через минимуму часть диэлектрической проницаемости плазмы, $k = 2\omega_l \text{Im}\sqrt{\epsilon}/c$ (здесь ω_l — частота лазерного излучения) и оказывается пропорционален эффективной частоте столкновений. Для используемой в коде плазменной модели электрон-ионных столкновений частота столкновений рассчитана при уменьшении температуры, $\nu_{ei} \propto T_e^{-3/2}$, что приводит также к некорректному росту погло-

щания при малой температуре [29]. В качестве простого теста того, насколько такое усиленное поглощение играет роль, воспользуемся простой модификацией представленной модели: при вычислении электрон-ионной частоты температуру ограничим снизу температурой Ферми для вещества: $\nu_{ei} = \nu_{ei}(\max(T_F, T_e))$. Для алюминия нормальной плотности получаем (с учетом используемого уравнения состояния, которое выдает величину n_e) $T_F = h^2(3\pi n_e)^{2/3}/(2m_e k_B) = 4.7$ эВ. Расчет с таким ограничением частоты столкновений приводит к задержке роста температуры короны, но на очень малых временах $\lesssim 50$ пс, когда температура плазмы $T \sim 1$ эВ. При росте температуры до десятков эВ (на временах ~ 100 пс) разница между расчетами исчезает. Таким образом, корректный коэффициент поглощения на начальном этапе взаимодействия оказывает незначительное влияние на дальнейшую динамику мишени при рассматриваемых потоках энергии. Отчасти это связано с тем, что процессы плазмообразования происходят при малых лазерных интенсивностях по сравнению с пиковыми и затрагивают только малую

часть энергии импульса, в то время как динамика самой мишени и лазерной короны определяется уже последующими стадиями взаимодействия, на которых в мишень попадает значительная часть энергии лазерного импульса.

Рассмотрим влияние на динамику мишени короткого всплеска интенсивности пикосекундного масштаба на фоне постоянного наносекундного импульса. Такие всплески наблюдаются в предимпульсе некоторых лазерных систем [30], а также описывают нарастание интенсивности на пикосекундном масштабе перед приходом фемтосекундного импульса [31].

Будем считать, что пикосекундный импульс имеет гауссов временной профиль с характерным масштабом $t_1 = 2$ пс и интенсивность $I_1 = 10^{15}$ Вт/см², а интенсивность наносекундного импульса, длительностью $\tau_0 = 3$ нс, составляет $I_0 = 10^{12}$ Вт/см². Центр короткого пикосекундного

импульса находится на 2 нс после начала длинного импульса (рис. 10а). Таким образом, энергия короткого импульса в $\sim I_1 \tau_1 / I_0 \tau_0 \approx 7$ раз превышает энергию наносекундного импульса, и он оказывает значительное влияние на динамику мишени.

Результаты расчетов с таким импульсом представлены на рис. 10б и на рис. 11. По результатам видно, что на момент прихода максимума пикосекундного импульса, $t = 2$ нс, короткий импульс успевает значительно разогреть плазму и поменять градиент электронной плотности около критики: происходит укручивание профиля и градиент Г меняется в течении короткого времени с 2.5 мкм⁻¹ до 3.2 мкм⁻¹. Сама мишень (более плотная ее часть) не успевает отреагировать на короткий импульс на пикосекундных временах. Также практически не меняется и градиент низкоплотной части плазменного факела. Таким образом, пикосекундный предимпульс слабо влияет

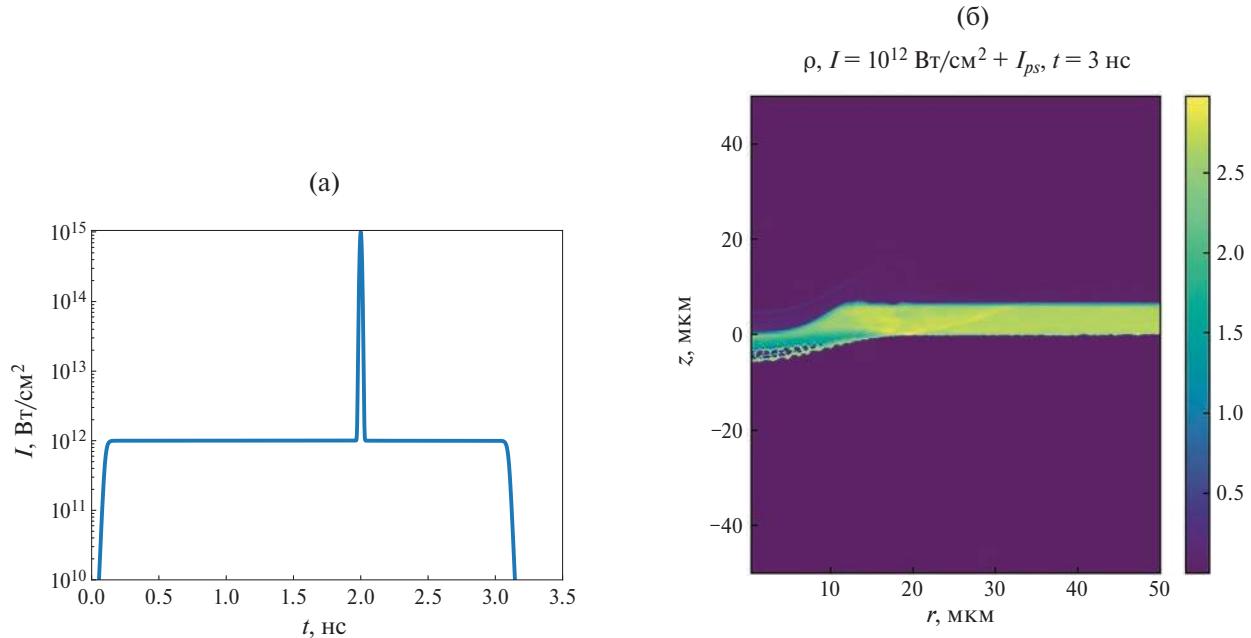


Рис. 10. Временной профиль лазерного импульса с пикосекундным всплеском величиной $I_1 = 10^{15}$ Вт/см² на фоне $I_0 = 10^{12}$ Вт/см² и характерной длительностью $\tau_1 = 2$ пс (а). Распределение плотности мишени после воздействия импульса в момент времени 3 нс (б).

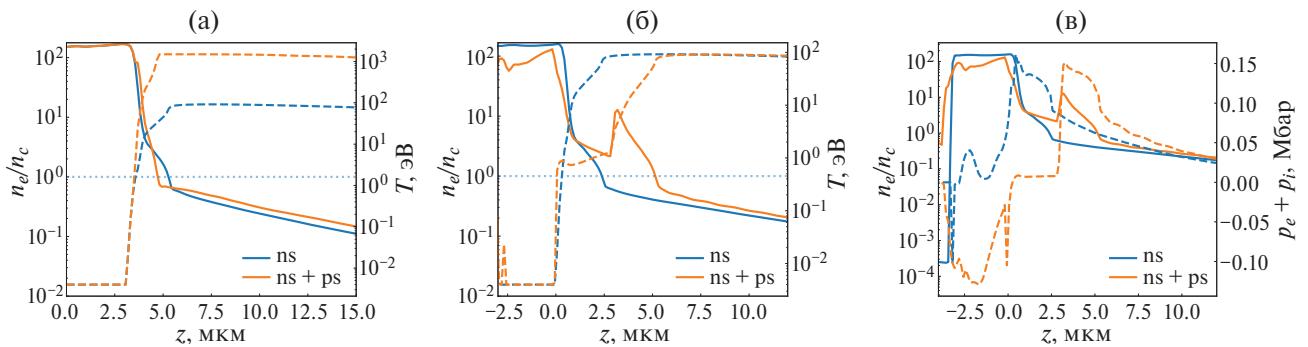


Рис. 11. Распределение электронной концентрации (в критических n_c , сплошные кривые) и температуры (в эВ, штриховые кривые) вдоль прямой $r = 0$. Расчеты с $I_0 = 10^{12}$ Вт/см² (ns), и расчет с $I_0 = 10^{12}$ Вт/см² и пиковым значением $I_1 = 10^{15}$ Вт/см² в фемтосекундном импульсе (ns+ps). Моменты времени 2 нс (а) и 3 нс (б). Показаны распределения электронной концентрации (сплошные кривые) и давления (штриховые кривые) на момент 3 нс для этого расчета (в).

на характеристики плотности мишени, лишь изменяя характерный градиент вблизи критической плотности. В то же время наличие такого относительно мощного всплеска интенсивности в предыдущем пульсе может существенно менять параметры разлетающейся плазмы на более поздних временах, приводя к всплеску плотности в плазменной короне (см. рис. 11в). Кроме того, быстрое высаживание энергии и сопровождающий ее разогрев плазмы приводят к эффекту удара, в результате которого по мишени в дальнейшем распространяется сильная ударная волна, которая приводит к разрушению задней границы пластины, (см. рис. 10б). Следует отметить, что наблюдаемое разрушение происходит из-за сильной волны разрежения, которая возникает после отражения ударной волны от границы. Это видно на профилях давления, которые показаны на рис. 11, — возникает обширная область с отрицательным давлением. Поскольку в расчетах не использовалась модель разрушения или упругопластики, наблюдаемый эффект связан с поведением уравнения состояния. Поэтому данный результат является скорее указанием на возможное разрушение, и более детальное исследование этого процесса требует проведения расчетов с более точными моделями уравнения состояния, а также учета прочностных свойств веществ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассматривается процесс формирования лазерной короны при облучении металлической (алюминиевой) мишени импульсами наносекундной длительности и интенсивностями $10^{12} - 5 \times 10^{13}$ Вт/см². Интерес к таким расчетам связан с необходимостью корректно получать параметры плазмы, возникающей перед приходом мощного фемтосекундного импульса, а также возможностью контролировать параметры этой плазмы. Представлена физическая модель, необ-

ходимая для таких расчетов, а также обсуждаются основные эффекты, сопровождающие формирование плазмы при различных лазерных интенсивностях. В частности, рассмотрено влияние на расчеты двух уравнений состояния. Уравнение состояния идеальной плазмы с переменной ионизацией подходит для описания низкоплотной области плазменной короны, в которой расчеты с его помощью согласуются с результатами расчетов с использованием широкодиапазонного уравнения состояния. Таким образом, если интересоваться только свойствами низкоплотной короны, применение такого уравнения состояния является оправданным. Для корректного описания динамики плотной части мишени, а также ее смещения, требуются уже уравнения состояния, которые учитывают эффект вырождения электронов и связи между атомами при высокой плотности вещества. Также показано, что в рамках одномерной модели получаются ошибочные градиенты электронной плотности в области критической плотности: из-за эффектов бокового расширения плазмы градиенты становятся более крутыми. Особенно это важно в случае малого радиуса фокусировки, что как раз соответствует предыдущему пульсу коротких лазерных систем. Представленная модель позволяет считать динамику тонких пластин, их прогиба и смещения, что важно учитывать при фокусировании лазерного излучения.

Предсказываемые проведенными гидродинамическими расчетами профили плотности преплазмы мишени представлены на двух графиках (рис. 12): вдоль оси Z ($r = 0$) и вдоль оси R ($z = 11$ мкм, т. е. вдоль луча, который на 5 мкм отстоит от исходной поверхности пластины). Из них видно, что характерный градиент в области критической электронной плотности составляет $\Gamma = 2.5$ мкм⁻¹ и имеет слабую зависимость от интенсивности и времени облучения. Большая разница наблюдается при плотностях, в несколько

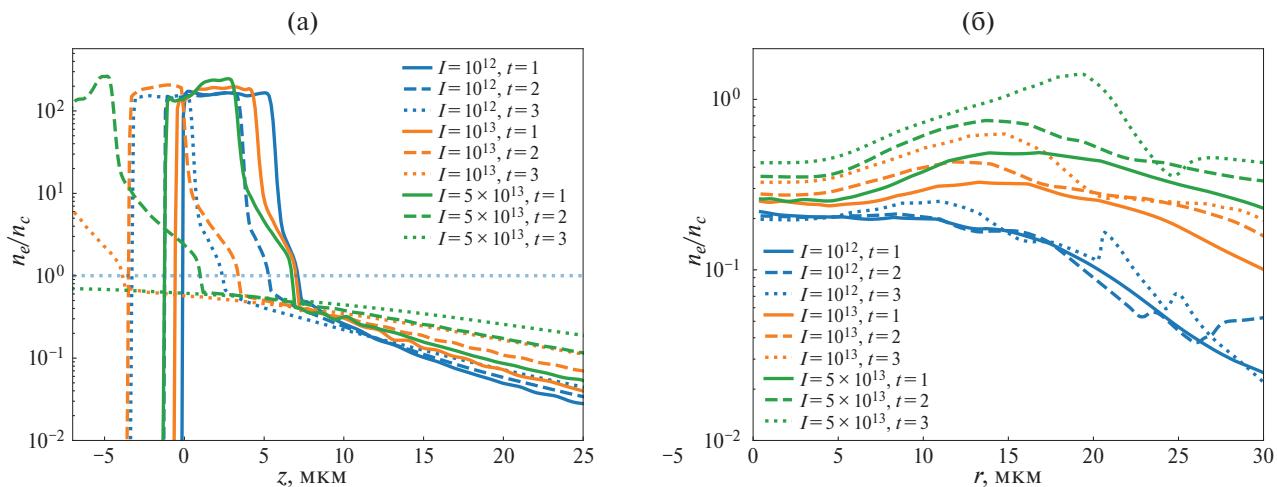


Рис. 12. Профили электронных концентраций вдоль прямой $r = 0$ (а) и луча $z = 11$ мкм (б) для разных моментов времени и разных интенсивностей. Время указано в нс, интенсивности в Вт/см².

единиц превышающих критическую ($1-10n_c$): чем больше интенсивность, тем более развитая корона получается и более пологий профиль плотности формируется в этой области. Характерный градиент в области низкоплотной короны (при плотностях от $0.05n_c$ до $0.5n_c$) меняется от 0.03 до 0.13 мкм^{-1} . Таким образом, формируемый продольный профиль плотности преплазмы имеет довольно резкий градиент в области критической плотности и протяженную преплазму, начинающуюся от характерной плотности $0.3-0.4n_c$, величина которой спадает на порядок за $10-15 \text{ мкм}$. Это говорит о довольно ограниченных возможностях управления параметрами преплазмы с использованием предимпульса спонтанного усиления эмиссии основного мощного короткого импульса, поскольку в этом случае при фиксированной задержке можно использовать только продольный профиль преплазмы, немного меняющийся в зависимости от интенсивности предимпульса.

Значительно больше возможностей управления параметрами плазменной мишени возникает при использовании независимого наносекундного импульса, особенно при возможности фокусировки основного импульса, используемого для ускорения электронов, под разными углами к мишени, и, в частности, почти параллельно разлетающейся мишени. В этом случае импульс может распространяться вдоль поперечного профиля формируемой преплазмы ($z = \text{const}$), электронная плотность которого растет вместе с интенсивностью наносекундного импульса. При этом, близко к оси мишени концентрация оказывается практически постоянной на уровне

$0.3-0.4n_c$, при удалении по радиусу начинает сначала расти, достигая нескольких критических плотностей, а дальше рост сменяется падением. Немонотонность этих профилей плотности (максимум в районе $15-20 \text{ мкм}$ от оси фокусировки) связана с поперечными особенностями разлета мишени: вне радиуса лазерного облучения вещество нагревается в выступ, возникающий на лицевой стороне (рис. 8). Таким образом, при достаточно больших интенсивностях наносекундного импульса ($\gtrsim 5 \times 10^{13} \text{ Вт/см}^2$) перед облучаемой частью мишени на некотором расстоянии от центра фокусировки возникает область околокритической плотности, протяженностью в $5-10 \text{ мкм}$, которая может использоваться для более эффективного ускорения электронов. Также представляется возможным использование поперечного профиля плазмы за прогоревшей мишенью для эффективного ускорения электронов. На рис. 13 показаны поперечные профили концентрации n_e за пластиной на момент времени около и после прорыва пластины. Видно, что плотность электронов падает со временем и составляет доли критической плотности. При этом на более ранние моменты времени плотность в центральной части будет выше (порядка критической), но будет ограничена “стенками” от разлетающейся мишени. Таким образом, меняя задержку между дополнительным наносекундным и основным фемтосекундным лазерными импульсами, можно добиться взаимодействия последнего с наиболее оптимальным профилем плазменной мишени. Например, при облучении алюминиевой мишени толщиной 6 мкм наносекундным импульсом (длительностью 3 нс)

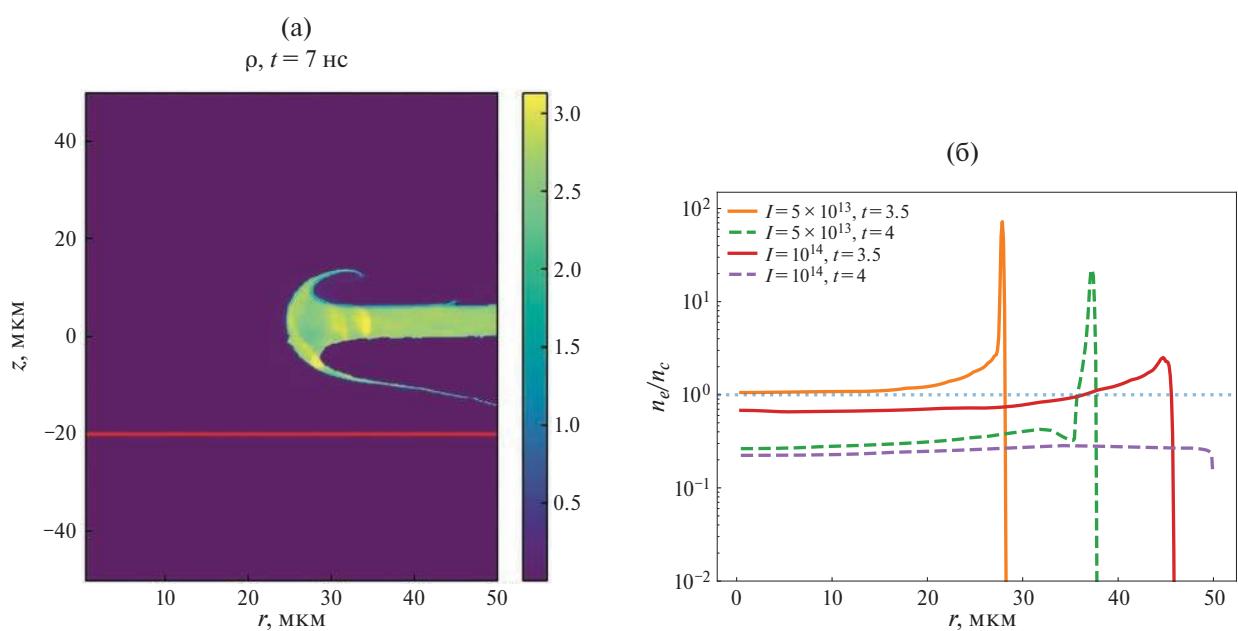


Рис. 13. Распределение плотности на момент $t = 4$ для $I = 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ (а), показан луч, вдоль которого строятся одномерные профили. Одномерные профили электронной концентрации для двух вариантов интенсивности и времен после прорыва пластины вдоль $z = -20 \text{ мкм}$ (б).

с интенсивностью 10^{14} Вт/см², сфокусированного в пятно размером 4 мкм, через 4 нс после его прихода на мишень за задней стенкой прогоревшей мишени вблизи пятна фокусировки возникает однородная плазма с плотностью порядка $0.2n_c$ и размером порядка 100 мкм, которая является оптимальной для ускорения электронов в режиме самозахвата релятивистского лазерного импульса длительностью 10 фс с энергией порядка 2 Дж [7]. Учитывая, что характерные времена существенного изменения профиля плотности разлетающейся плазмы составляют сотни пикосекунд, возможно обеспечить необходимую синхронизацию наносекундного импульса, создающего плазму с заданным профилем, с фемтосекундным лазерным импульсом, для наиболее эффективного ускорения электронов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00119, <https://rscf.ru/project/24-22-00119/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Joshi C., Corde S., Mori W.B. // Phys. Plasmas. 2020. V. 27. P. 070602.
2. Kurz T., Heinemann T., Gilljohann M.F., Chang Y.Y., Couperus Cabadag J.P., Debus A., Kononenko O., Pausch R., Schobel S., Assmann R.W., Bussmann M., Ding H., Gotzfried J., Kohler A., Raj G., Schindler S., Steiniger K., Zarini O., Corde S., Dopp A., Hidding B., Karsch S., Schramm U., Martinez de la Ossa A., Irman A. // Nature Comm. 2021. V. 12. P. 2895.
3. Daido H., Nishiuchi M., Pirozhkov A.S. // Rep. Prog. Phys. 2012. V. 75. P. 056401.
4. Macchi A., Borghesi M., Passoni M. // Rev. Mod. Phys. 2013. V. 85. P. 751.
5. Aniculaesei C., Ha Th., Yoffe S., Labun L., Milton S., McCary E., Spinks M.M., Quevedo H.J., Labun O.Z., Sain R., Hannasch A., Zgadzaj R., Pagano I., Franco-Altamirano J.A., Ringuette M.L., Gaul E., Luedtke S.V., Tiwari G., Ersfeld B., Brunetti E., Ruhl H., Ditmire T., Bruce S., Donovan M.E., Downer M.C., Jaroszynski D.A., Hegelich B.M. // Matter Radiat. Extremes. 2024. V. 9. P. 014001.
6. Gunther M.M., Rosmej O.N., Tavana P., Gyrdymov M., Skobliakov A., Kantsyrev A., Zahter S., Borisenco N.G., Pukhov A., Andreev N.E. // Nature Comm. 2022. V. 13. P. 170.
7. Vais O.E., Lobok M.G., Bychenkov V.Yu. // Phys. Rev. E. 2024 (принято в печать).
8. Ivanov K.A., Tsymbalov I.N., Shulyapov S.A., Krestovskikh D.A., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu., Volkov R.V., Savel'ev A.B. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. P. 063109.
9. McKenna P., Carroll D.C., Lundh O., Nurnberg F., Markey K., Bandyopadhyay S., Batani D., Evans R.G., Jafer R., Kar S., Neely D., Pepler D., Quinn M.N., Redaelli R., Roth M., Wahlstrom C.-G., Yuan X.H., Zepf M. // Laser and Particle Beams. 2008. V. 26. P. 591.
10. Povarnitsyn M.E., Andreev N.E., Levashov P.R., Khishchenko K.V., Rosmej O.N. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19 (2). P. 023110.
11. Povarnitsyn M.E., Andreev N.E., Levashov P.R., Khishchenko K.V., Kim D.A., Novikov V.G., Rosmej O.N. // Laser and Particle Beams. 2013. V. 31 (4). P. 663.
12. Eidmann K., Meyer-Ter-Vehn J., Schlegel T., Hüller S. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62 (1). P. 1202.
13. Povarnitsyn M.E., Andreev N.E., Apfelbaum E.M., Itina T.E., Khishchenko K.V., Kostenko O.F., Levashov P.R., Veysman M.E. // Appl. Surface Sci. 2012. V. 258 (23). P. 9480.
14. Povarnitsyn M.E., Itina T.E., Sentis M., Khishchenko K.V., Levashov P.R. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75 (23). P. 235414.
15. Gamaly E.G., Rode A.V., Luther-Davies B., Tikhonchuk V.T. // Phys. Plasmas. 2002. V. 9. P. 949.
16. И ногамов Н.А., Петров Ю.В., Хохлов В.А., Жаковский В.В. // Теплофизика высоких температур. 2020. Т. 58. С. 689.
17. Andriyash I.A., Bychenkov V.Yu. // Quantum Electronics. 2008. V. 38 (9). P. 869.
18. Bezhannov S.G., Uryupin S.A. // Plasma Phys. Reports. 2006. V. 32 (5). P. 423.
19. Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8 (5). P. 1953.
20. Vvedenskii N.V., Gildenburg V.B. // J. Experimental Theoretical Phys. Lett. 2002. V. 76 (6). P. 380.
21. Glazyrin S.I., Zakharov P.P., Gorodnichev K.E., Kuratov S.E. // Phys. Plasmas. 2024. V. 31 (6). P. 062708.
22. Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы. Т. 1 / Под ред. М.А. Леоновича. М.: Атомиздат, 1963.
23. Keldysh L.V. // Soviet J. Experimental Theoretical Phys. 1965. V. 20. P. 1307.
24. Kruer W.L. The Physics of Laser Plasma Interactions. Addison-Wesley Publishing Company, 1988.
25. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
26. More R.M., Warren K.H., Young D.A., Zimmerman G.B. // Phys. Fluids. 1988. V. 31. P. 3059.
27. Mora P. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 185002.
28. Roudskoy I.V. // Laser and Particle Beams. 1996. V. 14 (3). P. 369.

29. Kirkwood S.E., Tsui Y.Y., Fedosejevs R., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. // Phys. Rev. B. 2009. V. 79 (14). P. 144120.
30. Rusby D.R., Cochran G.E., Aghedo A., Albert F., Armstrong C.D., Haid A., Kemp A.J., Kerr S.M., King P.M., Lemos N., Manuel M.J.E., Ma T., MacPhee A.G., Pagano I., Pak A., Scott G.G., Siders C.W., Simpson R.A., Sinclair M., Wilks S.C., Williams G.J., Mackinnon A.J. // Phys. Plasmas. 2023. V. 30 (2). P. 023103.
31. Wang D., Shou Y., Wang P., Liu J., Mei Zh., Cao Zh., Zhang J., Yang P., Feng G., Chen Sh., Zhao Y., Schreiber J., Ma W. // High Power Laser Science and Engineering. 2020. V. 8. P. e41.

FORMATION OF LASER PRE-PLASMA FOR CONTROLLING THE PARTICLE-ACCELERATION EFFICIENCY

S. I. Glazyrin^{a,b,*}, M. A. Rakitina^a, and A. V. Brantov^{a,b}

^a*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

^b*Federal State Unitary Enterprise Dukhov All-Russian Research Institute of Automatics, Moscow, 127055 Russia*

**e-mail: glazyrin@itep.ru*

Nanosecond laser ablation is simulated aiming at characterization of the plasma plume at an irradiated target surface and analysis of the possibility of using such a plume for efficient acceleration of charged particles by a high-power short laser pulse. The effect of using different physical models in the hydrodynamic calculations on the results of simulation is demonstrated.

Keywords: particle acceleration, pre-plasma, hydrodynamic modeling, equations of state