Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 11, с. 924 – 932 © 2026 г. 10 декабря

Кинетико-гидродинамическое моделирование релятивистски интенсивного лазерного воздействия

В. А. Хохлов[+], *Н. Д. Бухарский*[*], *С. С. Макаров*[*], *Ф. А. Корнеев*[×], *Н. А. Иногамов*[+*1)]

[+]*Институт теоретической физики (ИТФ) им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Объединенный институт высоких температур (ОИВТ) РАН, 125412 Москва, Россия*

[×]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН), 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 сентября 2026 г.
После переработки 15 октября 2026 г.
Принята к публикации 22 октября 2026 г.

В работе исследованы гидродинамические последствия воздействия на твердый алюминий оптического фемтосекундного релятивистского ($I \sim 10^{18}$ Вт/см^2) лазерного импульса с высоким контрастом. Поздний гидродинамический отклик на такое воздействие формируется после окончания ультракороткой (~ 1 пс) существенно неравновесной начальной стадии взаимодействия излучения с веществом. Эта стадия описана в работе с помощью кинетического кода PIC (Particle-In-Cell). Таким образом, преодолена ключевая физическая проблема, заключающаяся в колоссальном разрыве между бесстолкновительной релятивистской динамикой и высокотемпературным течением твердотельной плотности с пробегами частиц порядка межатомного расстояния.

DOI: 10.7868/S3034576626120037

1. Введение. Исследование так называемого теплого плотного вещества (*warm dense matter*), при экстремальных значениях плотности и давления, необходимо для решения большого числа прикладных и фундаментальных вопросов [1]. Экспериментально, такое состояние может быть получено и исследовано при лазерном облучении твердотельных мишеней короткими лазерными импульсами высокой и сверхвысокой интенсивности [2–10]. При таком воздействии запускается сложный процесс, состоящий из существенно разномасштабных явлений: поглощения лазерной энергии, перераспределения ее между степенями свободы и последующей релаксации с переходом от кинетического к гидродинамическому режиму. При этом формируются области высоких давлений и температур. Под действием высоких давлений и потоков релятивистских электронов может происходить образование новых аллотропных модификаций вещества [1, 11, 12]. Исследованию взаимодействия лазерного излучения с веществом при высоких, но еще не релятивистских интенсивностях, посвящено много работ, например [13–15]. Для экспериментального анализа эволюции плазмы твердотельной плотности на временах прохождения ультракороткого импульса и сразу после него при релятивистском облучении ($I_{\rm las} \sim 10^{19}$ Вт/см^2) используется рентгенография высокого разрешения, см. работы [16, 17].

В данном письме прослежена взаимосвязь между этапом облучения мишени фемтосекундным лазерным импульсом релятивистской интенсивности и стадией сформированного гидродинамического движения. После начального бесстолкновительного этапа с релятивистскими энергиями электронов в процессе перераспределения энергии и ионизации вещества развивается движение ионов, которое постепенно преобразуется в гидродинамическое течение с собственной иерархией масштабов.

Взаимодействие лазерного излучения релятивистской интенсивности с веществом является крайне актуальным и активно исследуемым направлением [2–10]. Одним из ключевых достижений является создание сверхкомпактных источников электронов ультрарелятивистских энергий (так называемый “ускоритель на столе”) и ионов с энергией до нескольких сотен МэВ для исследования и диагностики вещества в экстремальном состоянии, инициации фотоядерных реакций и т.д. Теоретическое описание взаимодействия лазерного излучения релятивистской интенсивности с веществом опирается на кинетические коды на основе модели Власова–Максвелла. Корректное описание динамики плазмы в рамках такого подхода требует пространственного разрешения на уровне дебаев-

[1)]e-mail: nailinogamov@gmail.com

ской длины и меньше, что для достаточно холодной плазмы большой плотности ограничивает время моделирования временной шкалой ~ 1 пс.

В нашей работе сделана попытка существенно продвинуться по временной шкале и описать последствия релятивистского лазерного воздействия в моменты времени $\sim (1{-}10)$ нс в рамках последовательного кинетического и гидродинамического моделирования, где последнее принимает в качестве входных данных результаты первого. Исследованию поведения вещества на наносекундной временной шкале после воздействия ультракороткого релятивистского лазерного импульса было посвящено не столь много работ, среди которых можно отметить [18, 19]. При этом в работе [18] кинетическое моделирование начальной стадии взаимодействия ввиду высоких вычислительных затрат не проводилось. Гидродинамические расчеты осуществлялись для заданного коэффициента преобразования лазерного излучения в быстрые электроны, энергетического спектра быстрых электронов и профиля их энерговыделения при распространении вглубь мишени.

Во второй из упомянутых выше работ [19] характеристики сгустка быстрых электронов вычислялись с помощью кинетического моделирования. Однако рассмотренная в указанной работе интенсивность более чем на порядок превышает выбранное здесь значение 10^{18} Вт/см^2. В нашей работе рассматривается околопороговый по интенсивности случай, когда кинетическая энергия электронов в поле лазерной волны становится порядка их энергии покоя. Сильное повышение интенсивности способствует увеличению эффективности генерации быстрых электронов и может приводить к резкому усилению теплового фона, создаваемого распространяющимся вглубь мишени сгустком быстрых электронов. Высокий тепловой фон может "размывать" фронт ударной волны (УВ). Кроме того, в отличие от указанной работы мы анализируем воздействие на мишень лазерного импульса с очень высоким временным контрастом, при котором электромагнитное поле релятивистского лазерного импульса взаимодействует непосредственно с границей алюминиевой мишени твердотельной плотности. Ключевой результат нашей работы состоит в описании переходной стадии, которая разделяет бесстолкновительный и гидродинамический режимы движения вещества мишени. Отметим также, что в [19] в кинетическом моделировании использовалась упрощенная модель плазмы: плазма предполагалась уже ионизованной до заданной степени ионизации, процесс ионизации не учитывался, а распространение сгустка быстрых электронов и его тепловыделение рассчитывались с использованием отдельного гибридного кода.

Кинетические методы, см. например, [10, 20–22], последовательно учитывают процессы поглощения лазерного излучения и генерации быстрых частиц. Общей практикой является либо такое кинетическое описание ранней стадии эволюции плазмы на масштабе лишь до нескольких пикосекунд [10, 20–22], либо гидродинамическое описание на больших временах с упрощенным, модельным описанием стадии облучения [18]. Однако, как показано в настоящей работе, полученные с помощью кинетического моделирования результаты могут быть последовательно использованы для исследования гидродинамической эволюции плазмы мишени без существенных ограничивающих и упрощающих модельных предположений о начальной стадии нагрева, которые могут оказаться неточными и требуют дополнительной верификации.

2. Кинетическое моделирование начальной стадии взаимодействия. Взаимодействие релятивистского лазерного импульса с мишенью моделировалось с использованием открытого PIC-кода Smilei [23] в одномерной геометрии, что соответствует центральной области фокусного пятна широкого ($\gtrsim 100$ мкм) лазерного пучка на поверхности плоской мишени. Для примера рассмотрено взаимодействие лазерного импульса длительностью ≈ 30 фс интенсивностью $\approx 10^{18}$ Вт/см^2 с линейной поляризацией, облучающего нормально алюминиевую изначально неионизованную мишень.

Было выполнено два взаимодополняющих кинетических расчета. В первом мишень имела толщину 30 мкм, размер вакуумного промежутка с облучаемой стороны мишени 20 мкм, полный размер расчетной области 50 мкм, моделирование проводилось до момента времени $t = 1$ пс. Второе моделирование проводилось до $t = 10$ пс с размером мишени 4 мкм. Во всех расчетах пространственное и временное разрешение были соответственно $\Delta x = 4$ нм и $\Delta t = 0.95\Delta x/c \approx 1.27 \cdot 10^{-17}$ с, в ячейке изначально располагалось по 1000 макро-частиц.

Импульс лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 805$ нм, гауссовым временным профилем огибающей интенсивности с длительностью 32 фс (полная ширина на половине высоты) и пиковой интенсивностью $I_0 = 10^{18}$ Вт/см^2 вводился в расчетную область с левой границы. Использовались свободные граничные условия для полей и для частиц на левой границе; на правой границе, к которой примыкало вещество мишени, скорости частиц занулялись. Для корректного учета важных на этапе облучения про-

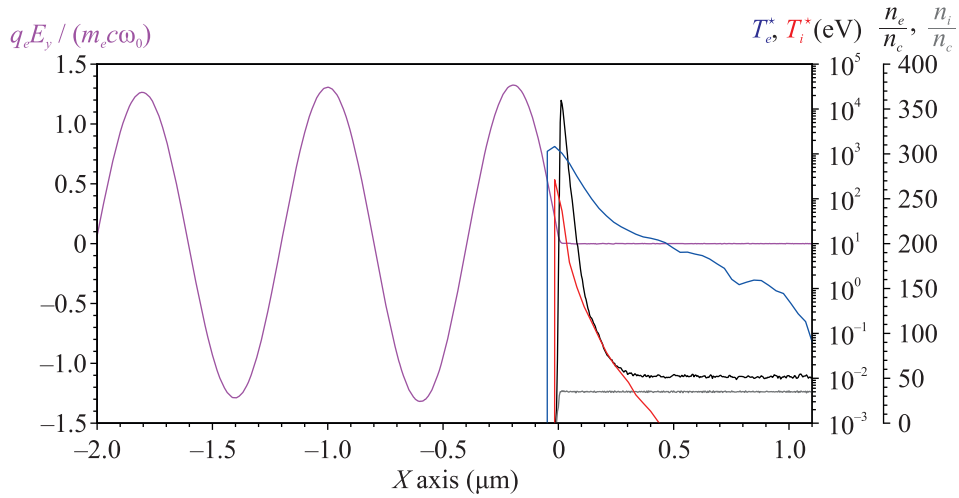


Рис. 1. (Цветной онлайн) Полученные в PIC-моделировании профили поперечной компоненты лазерного поля E_y (пурпурная кривая) в единицах $m_ec\omega_0/q_e$, электронной плотности n_e и ионной плотности n_i (черная и серая кривые соответственно) в единицах критической плотности n_c, а также эффективные значения электронной и ионной температур $T_e^\star$, $T_i^\star$ (синяя и красная кривые, соответственно). Результаты представлены в момент времени $t = 0$ соответствующий приходу максимума интенсивности лазерного импульса на поверхность мишени

цессов, таких как полевая и столкновительная ионизация, а также столкновительной динамики между частицами всех сортов, были использованы соответствующие модули. Степень ионизации и электронная концентрация плазмы рассчитывались на каждом шаге.

На поверхности мишени под действием лазерного импульса быстро происходит полевая ионизация [24–26], так что уже к моменту времени, соответствующему максимуму лазерного импульса на мишени, средняя степень ионизации достигает $Z \approx 10$, см. рис. 1, где показаны электронная n_e и ионная n_i концентрации. На этом этапе на границе мишени $n_e \approx 360\, n_c \approx 6 \cdot 10^{23}\,\text{см}^3$, где $n_c = \frac{m_e}{4\pi q_e^2}\omega_0^2 \approx \approx 1.7 \cdot 10^{21}\,\text{см}^3$ – критическая концентрация для частоты $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$, так что лазерное поле проникает в мишень лишь на масштаб скин-слоя $l_s = \frac{c}{\omega_{pe}} \simeq 10\,\text{нм}$, где $\omega_{pe} = \left(\frac{4\pi n_e q_e^2}{m_e}\right)^{1/2}$ – плазменная частота [27]. В приповерхностном слое $\sim 10\,\text{нм}$ электроны осциллируют под действием лазерного поля с релятивистской скоростью $v_{os} \sim \frac{q_e E_y}{m_e \omega_0} \sim c$, что приводит к существенному подавлению столкновительной релаксации.

В кинетическом расчете, как на неравновесной стадии, так и на поздних временах, условная температура частиц рассчитывалась по значению дисперсии импульса локально в каждой счетной ячейке: $T_{e,i}^\star = \frac{1}{3}\langle(\mathbf{p}_{e,i} - \langle\mathbf{p}_{e,i}\rangle)^2\rangle/m_{e,i}$, в равновесии $T_{e,i}^\star$ переходит в обычную температуру $T_{e,i}$. На стадии облучения в приповерхностном слое $T_e^\star \sim 1\,\text{кэВ}$, и эффективная частота столкновений $\nu_{\text{eff}} \propto (T_e^\star)^{-3/2}$ недостаточна для электрон-ионной релаксации, так что характерная тепловая энергия ионов $T_i^\star \ll T_e^\star$, см. рис. 1.

Более детальное рассмотрение фазовых портретов показывает, что в электронной функции распределения имеется небольшая группа электронов с существенно бóльшими энергиями. Их появление связано с тем, что в рассмотренном случае нормального падения релятивистского лазерного излучения на плоскую поверхность основным бесстолкновительным механизмом поглощения является так называемый $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ нагрев [28, 29], особенно эффективный при резком градиенте плотности. Характерные энергии таких быстрых электронов определяются интенсивностью излучения [27, 29] как $T_h \simeq \simeq 511\left[\left(1 + 0.73 I_{18}\lambda_\mu^2\right)^{1/2} - 1\right]$ кэВ, где I_{18} – интенсивность в единицах $10^{18}\,\text{Вт}/\text{см}^2$, а λ_μ – длина волны в микрометрах. Указанный скейлинг дает $T_h \simeq \simeq 100\,\text{кэВ}$ и согласуется с данными на рис. 2.

Быстрые электроны переносят энергию лазерного воздействия вглубь мишени, ионизуя и прогревая вещество. На рисунке 2а представлен фазовый портрет электронов в переменных x-E_{kin} в момент $t = 360\,\text{фс}$. Наибольшие энергии отдельных частиц, до $\sim 100\,\text{эВ}$, наблюдаются в первых $\simeq 5\,\text{мкм}$ мишени. На бóльших глубинах энергии экспоненциально спадают и на $\simeq 15\,\text{мкм}$ составляют $\simeq 1\,\text{эВ}$. Наиболее нагретым оказывается вещество в области короны плазмы, где характерные энергии мо-

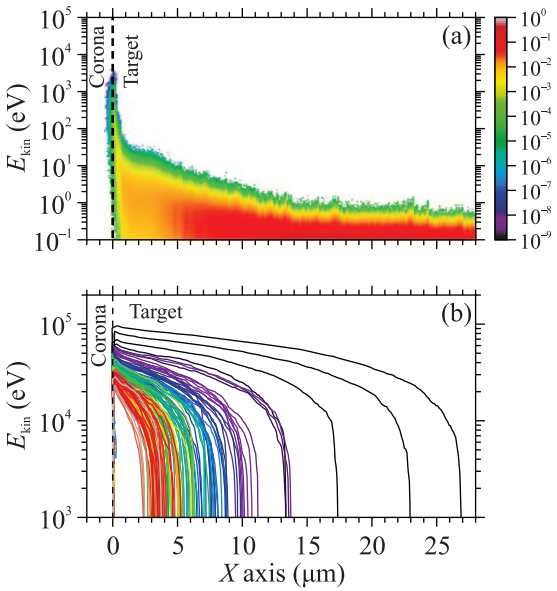


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Полученный в PIC-моделировании фазовый портрет электронов x-$E_{\rm kin}$ в момент $t = 360$ фс, нормированный на единицу. (b) – Фазовые траектории 128 быстрых электронов, выбранных случайным образом, характеризующие процесс потери частицами энергии и остановки при распространении сгустка быстрых электронов вглубь мишени в течение первых 360 фс после окончания лазерного импульса

гут достигать нескольких кэВ. На рисунке 2b представлены фазовые траектории 128 быстрых электронов (с $p_x > 0.3\, m_e c$), выбранных случайным образом из результатов PIC-моделирования, в переменных x-$E_{\rm kin}$. Наиболее быстрые электроны с $E_{\rm kin} \simeq 100$ кэВ останавливаются в мишени на глубине $\lesssim 30$ мкм. Для основной части частиц длина пробега в мишени составляет несколько микрон, что согласуется с данными о пробегах быстрых электронов в алюминии [30]. По существу, данный процесс определяет эффективность передачи энергии лазерного излучения мишени, которая составляет в моделировании около 4 %.

Определенная в кинетическом моделировании функция распределения позволяет вычислить первые и вторые моменты, которые в квазиравновесном состоянии, т.е. на той стадии релаксации, на которой распределение частиц становится близким к максвелловскому, входят в гидродинамические уравнения. Рисунок 3 показывает эволюцию полученных в моделировании массовой плотности ρ, электронной и ионной характерной температуры $T_e^\star$ и $T_i^\star$ и средней скорости движения вещества U в моменты времени $t = (1{-}10)$ пс. Профили плотности свидетельствуют о формировании узкой зоны сжатия вещества, где его плотность скачкообразно нарастает, увеличиваясь в момент времени $t = 10$ пс до $\rho_{\max} \approx 4.3\,\rho_0$, где $\rho_0 = 2.7$ г/см^3 – исходная плотность вещества алюминиевой мишени. Электронная и ионная температуры достигают максимума (~ 100 эВ) в области короны, где они слабо меняются, и экспоненциально спадают вглубь мишени до значений порядка 1 эВ. В начальные моменты времени, $t = 1$ пс и $t = 2$ пс, электронная и ионная температуры еще не успевают выравняться в процессе обмена энергией между частицами. По прошествии 4 пс (рис. 3e) дисбаланс температуры электронной и ионной компоненты становится малозаметным, а в момент времени $t = 10$ пс (рис. 3g) практически полностью исчезает, т.е. $T_e^\star \approx T_i^\star$. Средняя скорость разлета вещества имеет близкий к линейному профиль, принимая отрицательные значения порядка нескольких единиц 10^5 м/с в области короны, распространяющейся налево навстречу лазерному излучению, и положительные порядка нескольких единиц 10^4 м/с в области сформированной УВ, распространяющейся направо вглубь мишени. Последние из представленных на рис. 3 моментов времени соответствуют выходу взаимодействия в гидродинамический режим; соответствующие характеристики и профили плазмы могут быть записаны и переданы в гидродинамический код, что позволяет описать дальнейшее распространение УВ в мишени.

3. Гидродинамическое продолжение PIC моделирования. Гидродинамический расчет опирается на двухтемпературное уравнение состояния (УрС) алюминия. Общие принципы построения термодинамического УрС описаны в работах [31–37]. Двухтемпературное УрС использует приближение сложения свободных энергий тяжелых частиц и электронов [32, 33]. С помощью данного уравнения мы определяем давление по плотности ρ и двум характерным температурам $T_e^\star, T_i^\star$. Профили плотности и температуры берутся из кинетического моделирования. Отметим, что при отсутствии термодинамического равновесия полученное давление $p^\star$ определяется в том же смысле, что и характерные температуры.

На панелях (b), (d), (f), (h) рисунка 3 показаны результаты пересчета плотности и температур в давление $p^\star$. В диапазоне времен от 1 до 10 пс происходит перестройка течения из кинетического в гидродинамический режим. При этом максвеллизация распределения частиц по скоростям происходит на временной шкале < 1 пс. Так, в момент времени $t = 1$ пс распределение частиц по скоростям в плот-

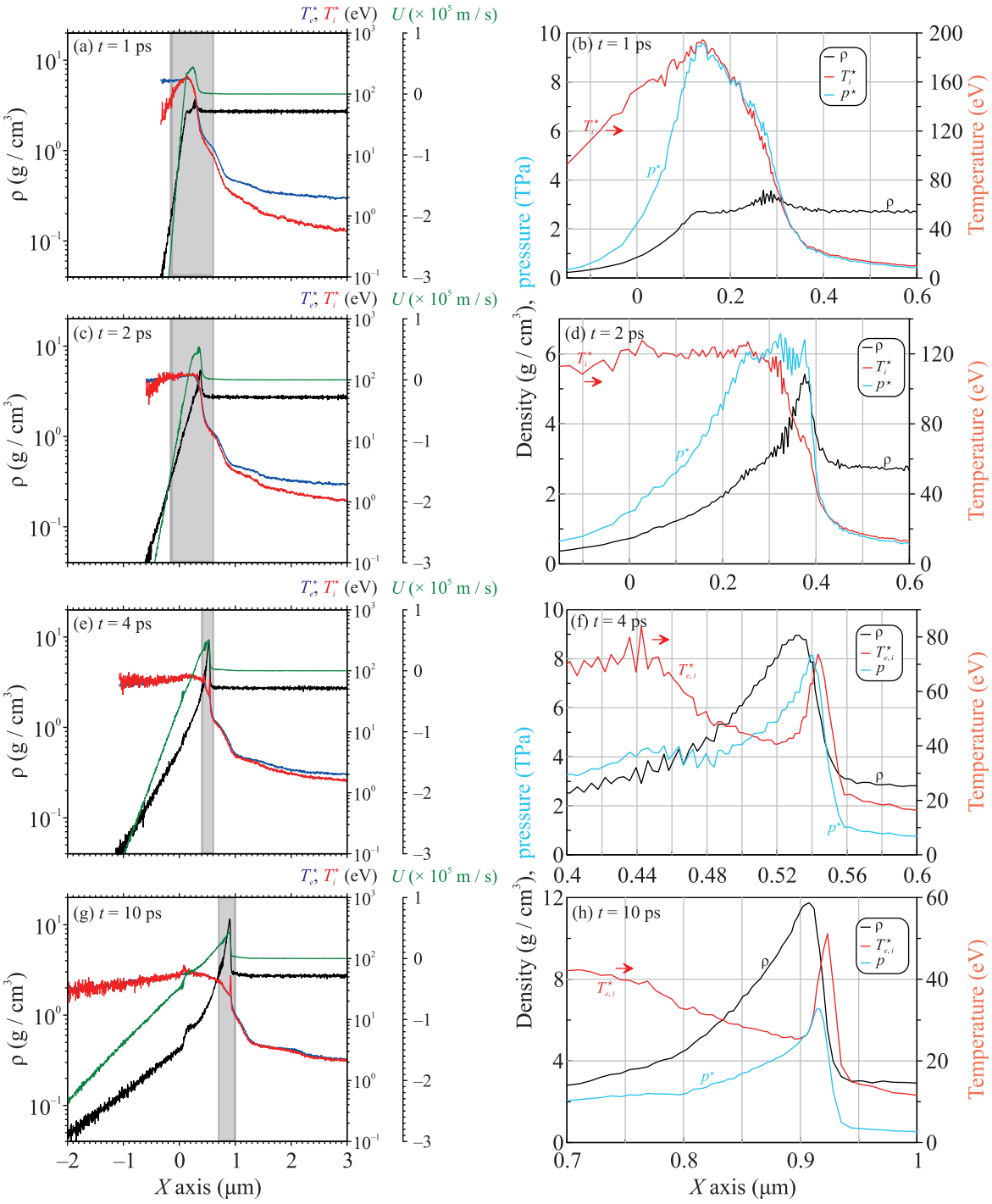


Рис. 3. (Цветной онлайн) Полученные в PIC-моделировании профили массовой плотности ρ (черные кривые), эффективной электронной и ионной температуры $T_e^\star$ и $T_i^\star$ (синие и красные кривые соответственно) в логарифмическом масштабе и средней скорости движения вещества U (зеленые кривые) в линейном масштабе в различные моменты времени: $t = 1.0$ пс (a), $t = 2.0$ пс (c), $t = 4.0$ пс (e) и $t = 10.0$ пс (g). На рисунках (b), (d), (f), (h) показана крупным планом область УВ, выделенная на рисунках (a), (c), (e), (g) светло-серым цветом; значения плотности и температуры представлены в линейном масштабе; светло-синим цветом представлены результаты пересчета плотности и температуры в давление $p^\star$ с использованием двухтемпературного УрС алюминия

ной части мишени по форме уже соответствует распределению Максвелла, что подтверждается дополнительным анализом высших моментов полученной функции распределения $\tilde{\mu}_3 = \frac{\mu_3}{\sigma_3} = E\left[\left(\frac{X-\mu}{\sigma}\right)^3\right]$ и $\tilde{\mu}_4 = \frac{\mu_4}{\sigma_4} = E\left[\left(\frac{X-\mu}{\sigma}\right)^4\right]$ и их сравнением со значениями в случае распределения Максвелла, для которого $\tilde{\mu}_3 = 0$, $\tilde{\mu}_4 = 3$. Таким образом, распределение частиц является тепловым и уже не содержит высокоэнергетических хвостов, связанных с надтепловыми электронами. На временах порядка 2–4 пс заканчивается двухтемпературная релаксация и постепенно стирается разница между электронной и ионной температурами. На рисунке 3f видно четкое отделение гидродинамической УВ, т.е. резкого ударного скачка со следующей за ним волной разрежения, от течения с высокими температурами в горячей короне. При распространении происходит постепенное ослабление (затухание) УВ. Продолжительность стадии затухания тем больше, чем больше начальные амплитуды УВ, и в данном случае указанная продолжительность весьма велика, поскольку давление за фронтом УВ очень высоко ≈ 6.6 ТПа (66 Мбар), см. рис. 3h. В конце стадии затухания УВ ослабляется до амплитуд, соответствующих звуковой волне, и давление за фронтом волны становится того же порядка, что и перед фронтом.

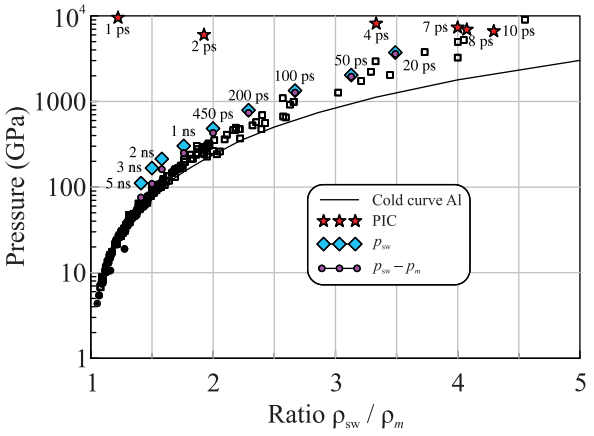


Рис. 4. (Цветной онлайн) Черными маркерами показаны справочные данные по адиабате Гюгонио алюминия согласно [38]. Данные, полученные из PIC расчетов и показанные маркерами ⋆, относятся к моментам времени 1, 2, 4, 7, 8 и 10 пс слева направо. Маркеры ◊ и ○ представляют результаты гидродинамического моделирования в моменты времени 20, 50, 100, 200 и 450 пс и далее 1, 2, 3 и 5 нс, располагающиеся монотонно сверху вниз. Первая гидродинамическая пара (10 пс) совпадает с данными PIC моделирования для 10 пс

Для корректного перехода от кинетического описания к гидродинамическому необходимо достижение локально равновесного, термализованного состояния вещества. На рисунке 4 показана плоскость, на которой строят ударную адиабату (адиабату Гюгонио). По горизонтальной оси отложено отношение плотностей перед ρ_m и за скачком ρ_{SW} – степень сжатия в УВ. На вертикальной оси показано или давление p_{SW} за скачком, или разность давлений $p_{SW} - p_m$, где p_m – давление перед скачком.

Результаты кинетического моделирования в различные моменты времени показаны маркерами ⋆ на рис. 4. Самый левый маркер ⋆ относится к моменту времени 1 пс. Для определения координат на плоскости параметров вычислялось отношение максимальной плотности ρ_{SW} к фоновой плотности алюминия $\rho_m \approx 2.71$ г/см^3. Максимальное давление p_{SW} соответствует максимуму функции $p^\star$ в соответствующий момент времени (см. рис. 5 ниже).

В начальные моменты времени при $t \lesssim 1$ пс конфигурация кинетического течения далека от стандартной ударноволновой конфигурации, см. рис. 3b. Уплотнение ρ размыто и скачка, характерного для УВ, не наблюдается, а максимум давления не совпадает с максимумом плотности. Поэтому соответствующая точка на диаграмме 4 далека от адиабаты Гюгонио. Соответственно, профили, относящиеся к маркерам ⋆, далеким от адиабаты Гюгонио, нельзя использовать в качестве начальных данных для гидродинамического моделирования.

В процессе последующей релаксации, при приближении к гидродинамическому режиму, профили плотности и давления на рис. 3 модифицируются. Уже при $t = 2$ пс появляется некое подобие скачка по плотности, давлению и температуре. Эта точка располагается ближе к адиабате Гюгонио. Анализ профилей на рис. 3 показывает, что при $t \sim 4$ пс происходит качественный переход к преимущественно гидродинамическому течению, с этого момента все точки имеют монотонно убывающие значения давления. Группа звездочек для поздних моментов времени $t = 7,\ 8$ и 10 пс на рис. 4 соответствует практически гидродинамическому течению с выраженной треугольной (скачок и затухание) УВ в области высоких плотностей. На рисунке 4 эта группа располагается вплотную к адиабате Гюгонио, а течение подчиняется уравнениям движения сплошной среды с пренебрежимо малыми числами Кнудсена. В соответствии с приведенным анализом, для начального момента в гидродинамическом моделировании была выбрана конфигурация на момент времени $t = 10$ пс, см. рис. 3g, h. Мгновенные пространственные профи-

ли плотности ρ, ионной и электронной температур T_i, T_e и скорости U в момент времени 10 пс, соответствующие выходу течения в гидродинамический режим, из PIC-моделирования передаются в гидродинамический код, и дальнейшее моделирование процесса распространения УВ осуществляется с использованием гидродинамического кода.

На рисунке 5 представлены результаты дальнейшей эволюции УВ на примере профилей давления в моменты времени $t = 50$ пс и $t = 1$ нс. Квадратными маркерами на рисунке отмечены точки, в которых определяются пиковое давление в УВ p_{SW} и фоновое давление перед скачком p_m.

На диаграмме 4 полученные в последующие моменты времени значения ρ_{SW} и p_{SW} следуют за адиабатой Гюгонио. Гидродинамические данные на рис. 4 обозначены как $\Diamond$ для p_{SW} и $\circ$ для $p_{SW} - p_m$. Данные построены для моментов времени 20, 50, 100, 200 и 450 пс и далее 1, 2, 3 и 5 нс – всего девять пар, располагающихся монотонно сверху вниз. Видно, что с течением времени происходит затухание УВ с уменьшением степени сжатия и амплитуды давления. Однако имеются существенные отличия от стандартной ударной волны, адиабата Гюгонио которой показана черными маркерами на рис. 4. В частности, в рассмотренном случае релятивистского лазерного воздействия каскад энергичных электронов создает значительное поле начального нагрева на значительной глубине, и УВ распространяется по предварительно прогретому веществу с $T_i \sim 1{-}2$ эВ и давлением $\sim 50{-}100$ ГПа.

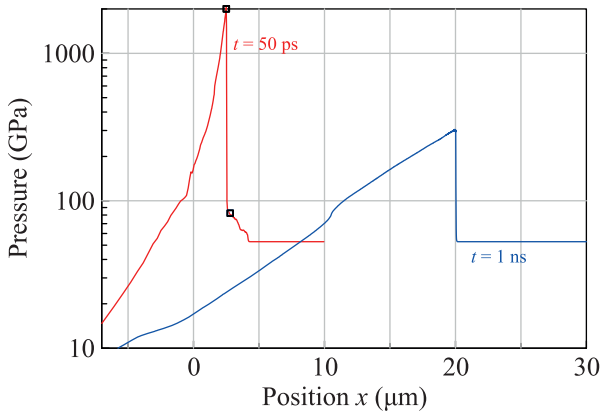


Рис. 5. (Цветной онлайн) Пример гидродинамического расчета для раннего $t = 50$ пс и позднего $t = 1$ нс моментов времени. Квадратными маркерами на рисунке отмечены точки, в которых определяются пиковое давление в УВ p_{SW} и фоновое давление перед скачком p_m

Влияние этого прогрева качественно учтено вычитанием фонового значения давления (маркеры $\circ$). На начальном гидродинамическом этапе $t \lesssim 100$ пс, в силу высоких значений давления в УВ, вклад фона давления оказывается несущественным, $\sim 5{-}10\,\%$. Однако на поздних временах $t \gtrsim 1$ нс $p_{SW} \sim p_m$, поэтому положения маркеров $\Diamond$ и $\circ$ расходятся, см. рис. 4, а УВ постепенно ослабляется до уровня звуковой волны. Гидродинамический расчет позволяет исследовать релаксационные процессы на больших временах, вплоть до разрушения мишени. С помощью соответствующего анализа можно оценить, например, глубины кратера и процессы скалывания. Для более точного определения долговременной эволюции мишени, однако, может потребоваться учет реальной геометрии с учетом фокусировки и трехмерных эффектов распространения УВ [39].

Заключение. Объединение кинетического и гидродинамического описания широко используется в случае существенного влияния разномасштабных процессов друг на друга. Стандартной задачей является вычисление профилей плотности облучаемого вещества в случае существенного предымпульса гидродинамическим образом и последующее кинетическое моделирование взаимодействия короткого интенсивного импульса с заданным распределением плазмы. В данной работе, напротив, начальная стадия рассмотрена кинетически, а полученные величины использованы для описания относительно медленной эволюции гидродинамически. Такой подход позволяет учесть влияние начальной стадии взаимодействия на всю последующую физику в задачах исследования модификации вещества под действием короткого, но интенсивного воздействия.

Продемонстрированная возможность последовательного учета разномасштабных процессов, начиная от кинетического этапа облучения релятивистским импульсом и до поздней стадии затухания гидродинамической УВ, позволяет систематически анализировать УрС различных веществ при создании недостижимых в настоящее время другими методами экстремальных условий при быстром релятивистском лазерном воздействии. В частности, вычисленные значения давлений на цепочке звездочек на рис. 4 в диапазоне 7–10 ТПа близки к значениям $\approx 20{-}70$ ТПа, соответствующим максимальному сжатию, связанному с ионизацией L-оболочки алюминия [40–42]. Известные экспериментальные данные [40, 41] в области оболочечных эффектов имеют существенную погрешность [42], и представляет интерес возможность изучения важной области оболочечных осцилляций на адиабате Гюгонио при дальнейшем увеличении интенсивности выше 10^{18} Вт/см^2. Полученная методика позволяет также

анализировать долговременные модификации твердотельных мишеней под действием быстрого релятивистского лазерного воздействия, например, оценить глубину кратера, остающегося после релятивистского лазерного воздействия на объемную алюминиевую мишень.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 26-19-00292, https://rscf.ru/project/26-19-00292/.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. J. Vorberger, F. Graziani, D. Riley et al. (Collaboration), "Roadmap for warm dense matter physics", Plasma Phys. Control. Fusion **68**, 073501 (2026).
2. J. P. Zou, C. Le Blanc, D. N. Papadopoulos et al. (Collaboration), "Design and current progress of the Apollon 10 PW project", High Power Laser Sci. Eng. **3**, e2 (2015).
3. S. Gales, K. A. Tanaka, D. L. Balabanski et al. (Collaboration), "The extreme light infrastructure–nuclear physics (ELI-NP) facility: new horizons in physics with 10 PW ultra-intense lasers and 20 MeV brilliant gamma beams", Rep. Prog. Phys. **81**, 094301 (2018).
4. K. A. Tanaka, K. M. Spohr, D. L. Balabanski et al. (Collaboration), "Current status and highlights of the ELI-NP research program", Matter Radiat. Extremes **5**, 024402 (2020).
5. J. Bromage, S.-W. Bahk, I. A. Begishev, C. Dorrer, M. J. Guardalben, B. N. Hoffman, J. B. Oliver, R. G. Roides, E. M. Schiesser, M. J. Shoup III, M. Spilatro, B. Webb, D. Weiner, and J. D. Zuegel, "Technology development for ultraintense all-OPCPA systems", High Power Laser Sci. Eng. **7**, e4 (2019).
6. E. Cartlidge, "The light fantastic", Science **359**, 382 (2018).
7. Z. Gan, L. Yu, Ch. Wang et al. (Collaboration), "The Shanghai Superintense Ultrafast Laser Facility (SULF) Project", Progress in Ultrafast Intense Laser Science XVI. Topics in Applied Physics **141**, 199 (2021).
8. A. V. Bashinov, A. A. Gonoskov, A. V. Kim, G. Mourou, and A. M. Sergeev, "New horizons for extreme light physics with mega-science project XCELS", Eur. Phys. J. Spec. Top. **223**, 1105 (2014).
9. Е. А. Хазанов, А. А. Шайкин, И. Ю. Костюков и др., "XCELS – Международный центр исследований экстремальных световых полей", Квантовая электроника **53**, 95 (2023) [I. Yu. Kostyukov, E. A. Khazanov, A. A. Shaikin, A. G. Litvak, and A. M. Sergeev, "International Exawatt Center for Extreme Light Studies (XCELS): Laser System and Experiment Program", Bull. Lebedev Phys. Inst. **50**, S635 (2023)].
10. D. Wu, X. T. He, W. Yu, and S. Fritzsche, "Particle-in-cell simulations of laser–plasma interactions at solid densities and relativistic intensities: the role of atomic processes", High Power Laser Sci. Eng. **6**, e50 (2018).
11. L. Rapp, T. Matsuoka, K. L. Firestein et al. (Collaboration), "Observation of high-pressure polymorphs in bulk silicon formed at relativistic laser intensities", Phys. Rev. Res. **6**, 023101 (2024).
12. H. H. Huang, M. Ryu, S. Kamegaki et al. (Collaboration), "High Entropy Alloy under Shock Compression: Optical-Pump X-Ray-Probe", arXiv:2603.21076.
13. A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, and L. V. Seleznev, "Near-critical phase explosion promoting breakdown plasma ignition during laser ablation of graphite", Phys. Rev. E **82**, 016404 (2010).
14. И. А. Артюков, Д. А. Заярный, А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, С. В. Макаров, П. Н. Салтуганов, "Релаксационные процессы электронной и решеточной подсистем при абляции поверхности железа ультракороткими лазерными импульсами", Письма в ЖЭТФ **99**, 54 (2014) [I. A. Artyukov, D. A. Zayarniy, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, and P. N. Saltuganov, "Relaxation phenomena in electronic and lattice subsystems on iron surface during its ablation by ultrashort laser pulses", JETP Lett. **99**, 51 (2014)].
15. С. Ю. Гуськов, "Лазерный термоядерный синтез и физика импульсной плазмы со сверхвысокой плотностью энергии", УФН **194**, 941 (2024) [S. Yu. Gus'kov, "Laser thermonuclear fusion and physics of pulsed plasma with ultrahigh energy density", Phys.-Uspekhi **67**, 888 (2024)].
16. A. L. Garcia, L. Yang, V. Bouffetier et al. (Collaboration), "Cylindrical compression of thin wires by irradiation with a Joule-class short-pulse laser", Nat. Commun. **15**, 7896 (2024).
17. T. Kluge, A. Hirsch-Passicos, J. Schulz et al. (Collaboration), "Microscopy X-ray imaging enriched with small angle X-ray scattering for few nanometer resolution reveals shock waves and compression in intense short pulse laser irradiation of solids", Front. Phys. **14**, 1753058 (2026).
18. K. Jakubowska, D. Batani, J.-F. Feugeas, P. Forestier-Colleoni, S. Hulin, P. Nicolaï, J. J. Santos, A. Flacco, B. Vauzour, and V. Malka, "Generation of high pressures by short-pulse low-energy laser irradiation", EPL **119**, 35001 (2017).
19. K. L. Batani, S. Malko, M. Touati et al. (Collaboration), "Characterization of blast waves induced by femtosecond laser irradiation in solid targets", High Power Laser Sci. Eng. **12**, e59 (2024).
20. J. Denavit, "Absorption of high-intensity subpicosecond lasers on solid density targets", Phys. Rev. Lett. **69**, 3052 (1992).

21. J. F. Ong, P. Ghenuche, I. C. Edmond Turcu, A. Pukhov, and K. A. Tanaka, "Ultra-high-pressure generation in the relativistic transparency regime in laser-irradiated nanowire arrays", Phys. Rev. E **107**, 065208 (2023).
22. M. V. Sedov, M. A. Alkhimova, and S. S. Makarov, "Evolution of High Energy Density in Plasma Formed upon Irradiation of Steel Foils by Ultrarelativistic Femtosecond Laser Pulses", Plasma Phys. Rep. **51**, 451 (2025).
23. J. Derouillat, A. Beck, F. Pérez, T. Vinci, M. Chiaramello, A. Grassi, M. Flé, G. Bouchard, I. Plotnikov, N. Aunai, J. Dargent, C. Riconda, and M. Grech, "Smilei : A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation", Comput. Phys. Commun. **222**, 351 (2018).
24. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, "Ионизация атомов в переменном электрическом поле", ЖЭТФ **50**, 1393 (1966) [A. M. Perelomov, V. S. Popov, and M. V. Terent'ev, "Ionization of atoms in an alternating electric field", Sov. Phys. JETP **23**, 924 (1966)].
25. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, "Ионизация атомов в переменном электрическом поле: II", ЖЭТФ **51**, 309 (1966) [A. M. Perelomov, V. S. Popov, and M. V. Terent'ev, "Ionization of atoms in an alternating electric field: II", Sov. Phys. JETP **24**, 207 (1967)].
26. М. В. Аммосов, Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, "Туннельная ионизация сложных атомов и атомарных ионов в переменном электромагнитном поле", ЖЭТФ **91**, 2008 (1986) [M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krainov, "Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field", JETP **64**, 1191 (1986)].
27. P. Gibbon, *Short pulse laser interactions with matter: an introduction* (Imperial College Press, London, 2005).
28. W. L. Kruer and K. Estabrook, "J×B heating by very intense laser light", Phys. Fluids **28**, 430 (1985).
29. S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, "Absorption of ultra-intense laser pulses", Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).
30. M. Berger, J. Coursey, and M. Zucker, ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.21), 1999-01-01 1999.
31. A. V. Bushman, G. I. Kanel', A. L. Ni, and V. E. Fortov, *Intense dynamic loading of condensed matter* (Taylor & Francis, Washington, D.C., 1993).
32. K. V. Khishchenko, S. I. Tkachenko, P. R. Levashov, I. V. Lomonosov, and V. S. Vorobev, "Metastable States of Liquid Tungsten Under Subsecond Wire Explosion", Int. J. Thermophys. **23**, 1359 (2002).
33. I. V. Lomonosov, "Multi-phase equation of state for aluminum", Laser Part. Beams **25**, 567 (2007).
34. P. R. Levashov, G. V. Sin'ko, N. A. Smirnov, D. V. Minakov, O. P. Shemyakin, and K. V. Khishchenko, "Pseudopotential and full-electron DFT calculations of thermodynamic properties of electrons in metals and semiempirical equations of state", J. Phys.: Cond. Matt. **22**, 505501 (2010).
35. И. В. Ломоносов, С. В. Фортова, "Широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния вещества для численного моделирования высокоэнергетических процессов", Теплофизика высоких температур **55**, 596 (2017) [I. V. Lomonosov and S. V. Fortova, "Wide-range semiempirical equations of state of matter for numerical simulation on high-energy processes", High Temp. **55**, 585 (2017)].
36. С. И. Анисимов, В. В. Жаховский, Н. А. Иногамов, К. П. Мигдал, Ю. В. Петров, В. А. Хохлов, "Физика высоких плотностей энергии и лазерные технологии", ЖЭТФ **156**, 806 (2019) [S. I. Anisimov, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, K. P. Migdal, Yu. V. Petrov, and V. A. Khokhlov, "High-Energy-Density Physics and Laser Technologies", JETP **129**, 757 (2019)].
37. К. В. Хищенко, "Уравнение состояния титана при высоких давлениях", Теплофизика высоких температур **62**, 182 (2024) [K. V. Khishchenko, "Equation of State for Titanium at High Pressures", High Temperature **62**, 150 (2024)].
38. http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/; http://www.ihed.ras.ru/rusbank/.
39. V. V. Shepelev, Yu. V. Petrov, N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, E. A. Perov, and S. V. Fortova, "Attenuation and inflection of initially planar shock wave generated by femtosecond laser pulse", Opt. Laser Technol. **152**, 108100 (2022).
40. А. С. Владимиров, Н. П. Волошин, В. Н. Ногин, А. В. Петровцев, В. А. Симоненко, "Ударная сжимаемость алюминия при давлениях $p > 1$ Гбар", Письма в ЖЭТФ **39**, 69 (1984) [A. S. Vladimirov, N. P. Voloshin, V. N. Nogin, A. V. Petrovtsev, and V. A. Simonenko, "Shock compressibility of aluminum at $p > 1$ Gbar", JETP Lett. **39**, 82 (1984)].
41. Е. Н. Аврорин, Б. К. Водолага, Н. П. Волошин, В. Ф. Куропатенко, Г. В. Коваленко, В. А. Симоненко, Б. Т. Черноволюк, "Экспериментальное подтверждение оболочечных эффектов на ударных адиабатах алюминия и свинца", Письма в ЖЭТФ **43**, 241 (1986) [E. N. Avrorin, B. K. Vodolaga, N. P. Voloshin, V. F. Kuropatenko, G. V. Kovalenko, V. A. Simonenko, and B. T. Chernovolyuk, "Experimental confirmation of shell effects on the shock adiabats of aluminum and lead", JETP Lett. **43**, 308 (1986)].
42. M. A. Kadatskiy and K. V. Khishchenko, "Comparison of Hugoniots calculated for aluminum in the framework of three quantum-statistical models", J. Phys.: Conf. Ser. **653**, 012079 (2015).