

ТЕОРИЯ НЕСТАЦИОНАРНОЙ АБЛЯЦИИ ПРИ ОБРАТНОМ ТОРМОЗНОМ ПОГЛОЩЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В ПЛОТНОМ ВЕЩЕСТВЕ

*С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, Р. А. Яхин**

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

Поступила в редакцию 27 июня 2026 г.,
после переработки 16 августа 2026 г.
Принята к публикации 18 августа 2026 г.

Развита нестационарная теория лазерной абляции плотного вещества плоской мишени и сопутствующих гидродинамических явлений, а именно генерации абляционного давления и ударных волн, а также абляционного ускорения слоя конечной толщины при воздействии на твердую мишень лазерного импульса постоянной мощности с наносекундной или субнаносекундной длительностью. Показано, что нестационарный характер абляции, который обусловлен зависимостью от времени эффективности обратного тормозного поглощения лазерного излучения, приводит к значительным отличиям скорости абляции и абляционного давления от стационарных значений этих величин. Результаты нестационарной теории подтверждаются данными численных расчетов в широком диапазоне изменения параметров воздействующего лазерного импульса, включая его длительность, и находятся в согласии с данными экспериментов. Теория описывает лазерную абляцию плоской мишени и сопутствующие гидродинамические явления во всем диапазоне параметров лазерного импульса, при которых основным механизмом поглощения лазерного излучения является обратное тормозное поглощение.

Ключевые слова: лазерная абляция, обратное тормозное поглощение, абляционное давление, лазерная плазма, лазерный термоядерный синтез

DOI: 10.31857/S0044451026110066

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерная абляция — удаление приграничного слоя вещества мишени под воздействием импульса лазерного излучения — представляет собой многогранное физическое явление, которое широко применяется в различных областях науки, техники и технологии. Скорость абляции, термодинамическое состояние аблированного вещества и характер его действия на остающуюся часть мишени, естественно, зависят от параметров воздействующего лазерного импульса — его мощности, длительности и длины волны излучения, а также от типа вещества мишени. Интенсивные исследования лазерной абляции начались в 70-е годы прошлого столетия в связи

с быстрым прогрессом в создании мощных лазеров. Эти исследования были связаны в первую очередь с развитием работ в области лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) [1] и изучением уравнения состояния вещества (УРС) [2]. Для обоих указанных направлений лазерная абляция должна протекать при воздействии на вещество мощного импульса коротковолнового излучения (такого, например, как излучение первых трех гармоник Nd-лазера) наносекундной длительности с интенсивностью около $10^{14}–10^{15}$ Вт/см². В этих условиях результатом абляции является переход в плазменное состояние и разлет части мишени, что в свою очередь обеспечивает высокую степень поглощения излучения за счет обратного тормозного механизма [3]. В исследованиях режима такой плазменной абляции накоплен большой объем знаний, которые изложены во многих монографиях (например, [4, 5]) и обзорах (например, [6–8]). В указанных выше условиях воздействия лазерного излучения на мишени из легких хи-

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

мических элементов экспериментально установлено характерное значение удельной (на единицу площади поверхности мишени) массовой скорости абляции около 10^6 г/(см²·с). Также установлено, что плазма испаренного вещества мишени, которую обычно называют «короной», имеет характерную температуру в несколько кэВ, характерную плотность, близкую к критической плотности плазмы (от нескольких мг/см³ до нескольких десятков мг/см³), характерное давление (абляционное давление) в несколько десятков Мбар и скорость разлета навстречу лазерному излучению, превышающую 10^7 см/с. Такое высокое абляционное давление оказывается достаточным для сжатия сферической мишени ЛТС, способной обеспечить зажигание термоядерной реакции с положительным энергетическим выходом на уровне энергии импульса излучения Nd-лазера около 2 МДж, а также для проведения лабораторных исследований УРС в ударных волнах с давлением на уровне 100 Мбар, инициируемых лазерным импульсом с энергией в несколько кДж.

Развитие физики и техники формирования лазерных импульсов с использованием комбинации различных параметров излучения, таких как мощность и длительность импульса, а также радиус пятна фокусировки, позволяет изучать режимы абляции в различных условиях воздействия лазерного импульса на мишень, в том числе в частотном режиме. Отдельное место в этих исследованиях занимает использование коротких лазерных импульсов пикосекундной и фемтосекундной длительностей. Абляция при воздействии таких импульсов протекает в условиях действия нелинейных механизмов поглощения и переноса энергии. Обзор результатов исследований абляции при воздействии пикосекундных лазерных импульсов можно найти в обзорах [9, 10], при воздействии фемтосекундных импульсов — в обзоре [11]. Результаты исследований в этом диапазоне длительностей лазерных импульсов в значительной степени востребованы развитием технологии микро- и нано-масштабной обработки материалов [12–14].

Настоящая работа посвящена развитию теории абляции и сопутствующих гидродинамических явлений, таких как генерация абляционного давления и ударных волн, а также абляционное ускорение слоя конечной толщины, протекающих при воздействии на твердую мишень лазерных импульсов наносекундной и субнаносекундной длительностей при классическом обратном тормозном поглощении излучения. Как уже отмечалось, в этой области накоплен большой объем знаний, в том числе

экспериментально установленные зависимости скорости абляции от интенсивности и длины волны лазерного импульса наносекундной длительности. В экспериментах установлено увеличение средней за время действия лазерного импульса скорости абляции с увеличением интенсивности воздействующего лазерного импульса и уменьшением длины волны его излучения. Эти закономерности объясняются стационарной моделью абляции при постоянной, не зависящей от времени доли поглощенной лазерной энергии. Вместе с тем, в ряде работ, посвященных физике обратного тормозного поглощения лазерного излучения в плоских и сферических мишенях [15–17], обращалось внимание на то, что нестационарная эволюция поглощающего слоя при воздействии лазерного излучения постоянной интенсивности может приводить к нестационарному характеру абляции.

Теория нестационарной лазерной абляции развивается для условий, когда интенсивность воздействующего излучения не зависит от времени, а причиной нестационарного характера абляции является зависящая от времени эффективность обратного тормозного поглощения, связанная с термодинамическим состоянием и движением плазмы в области поглощения. Задача рассматривается при воздействии лазерного излучения с длительностью, превышающей несколько десятков пикосекунд, и постоянной интенсивностью I_L в широком диапазоне значений параметра взаимодействия $I_L \lambda^2$, от 10^{12} до 10^{14} (Вт/см²)·мкм² (λ — длина волны лазерного излучения, измеряемая в микронах). Эти условия отвечают режиму абляции, при котором обратный тормозной механизм является доминирующим механизмом поглощения лазерного излучения в плазме испаренного вещества. При этом верхний предел рассматриваемого диапазона интенсивностей определяется малостью вклада нелинейных механизмов поглощения, связанных с развитием параметрических неустойчивостей в лазерной плазме (см., например, [4]).

Корректное описание абляции под действием лазерного импульса наносекундной длительности имеет важное значение не только для задачи генерации абляционного давления в исследованиях ЛТС и УРС. Абляция имеет большое значение для критической проблемы ЛТС — развития гидродинамических неустойчивостей, которые оказывают негативное влияние на сжатие термоядерной мишени [4, 5]. Абляция оказывает стабилизирующее влияние на развитие гидродинамических неустойчиво-

стей на границе испаренной и неиспаренной частей мишени, причем уменьшение инкремента роста возмущений линейно увеличивается со скоростью абляции [18–20]. Если наносекундная лазерная абляция является ключевым процессом образования плазмы и генерации мощных ударных волн в достаточно протяженных мишенях ЛТС и УРС, то субнаносекундная лазерная абляция тонких пленок лежит в основе образования лазерной плазмы объемно-структурированных сред с регулярной или стохастической микроразмерной структурой [21]. Лазерная плазма объемно-структурированных сред представляет собой интересный объект исследования фундаментальных плазменных явлений и возможностей их использования для актуальных практических приложений. Такие среды используются в качестве малоплотного поглотителя лазерного излучения для повышения однородности многопучкового нагрева мишени ЛТС [22–28], повышения давления лазерно-индуцированной ударной волны в экспериментах по исследованию УРС [29–33], а также для создания протяженной плазменной среды с околокритической плотностью для ускорения в ней заряженных частиц под действием лазерного импульса релятивистской интенсивности [34–38].

В настоящей работе показано развитие теории лазерной абляции и сопутствующих гидродинамических явлений от описания стационарных масштабов характеристик этих явлений до нестационарной теории, которая описывает лазерную абляцию и сопутствующие гидродинамические явления во всем диапазоне параметров лазерного импульса, включая его длительность. Второй раздел посвящен стационарной теории абляции плоской мишени, которая основывается на модели изотермического разлета испаренного вещества мишени. В третьем разделе представлена нестационарная теория абляции плоской мишени в виде полупространства твердого вещества, которая учитывает зависимость от времени эффективности поглощения лазерного излучения. В четвертом разделе представлена нестационарная теория абляции слоя конечной толщины, которая, помимо нестационарного характера поглощения лазерного излучения, учитывает влияние на абляцию движения слоя как целого. Аналитические решения обсуждаются на основе сравнения с результатами численных расчетов задачи в наиболее интересном для практических приложений диапазоне параметров лазерного импульса — в диапазоне изменения интенсивности излучения второй и третьей гармоник Nd-лазера от 10^{13} до 10^{15} Вт/см².

2. СТАЦИОНАРНАЯ ТЕОРИЯ АБЛЯЦИИ

Стационарная теория лазерной абляции представляет собой раздел общей модели описания взаимодействия лазерного излучения тераваттной мощности с полупространством твердого вещества в приближении гидродинамического разрыва на поверхности с критической плотностью плазмы ρ_{cr} , который разделяет плазму испаренной части мишени с докритической плотностью (далее короны) и невозмущенное вещество с начальной плотностью ρ_0 . Лазерное излучение поглощается в короне и отражается от поверхности разрыва. В этом приближении удельная (на единицу площади) массовая скорость абляции плоской мишени μ_h определяется плотностью потока вещества, протекающего с локальной скоростью звука через поверхность с критической плотностью:

$$\mu_h = \rho_{cr} c_s. \quad (1)$$

Здесь

$$\rho_{cr} = 1.83 \cdot 10^{-3} \frac{A}{Z \lambda_\mu^2} \text{ г/см}^3 \quad (2)$$

представляет собой массовую плотность плазмы, соответствующую критической концентрации электронов плазмы $n_{cr} = \pi m_e c^2 / e^2 \lambda^2$, которая определяется из равенства частоты излучения и плазменной частоты электронов, c — скорость света, m_e и e — масса и заряд электрона, λ — длина волны излучения, λ_μ — длина волны, измеряемая в микронах, A и $Z = n_e/n_i$ — соответственно атомный вес и средний заряд ионов, c_s — скорость звука на поверхности с критической плотностью. Скорость звука c_s определяется единственным параметром задачи с размерностью скорости: $(I_L/\rho_{cr})^{1/3}$. В результате стационарная скорость абляции $D_{st} = \mu_h/\rho_0$, которая представляет собой скорость распространения границы области испарения, совпадающей со скоростью распространения границы гидродинамического разрыва в глубь плоской мишени, составляет

$$D_{st} = \frac{\rho_{cr}}{\rho_0} \left(\frac{a I_{L(ab)}}{\rho_{cr}} \right)^{1/3}, \quad (3)$$

где $I_{L(ab)} = \eta I_L$ — плотность поглощенного лазерного потока, η — эффективность поглощения, a — постоянная, зависящая от доли поглощенной лазерной энергии α_T , содержащейся в тепловой энергии короны. Постоянная a определяется в различных моделях разлета короны — адиабатической [6] или изотермической [39], которые дают близкие результаты. Изотермическое приближение пред-

ставляется более предпочтительным, поскольку однородное по пространству распределение температуры предполагает выравнивание температуры за счет теплопроводности, которая существенна для киловольтных температур короны, образующейся при нагреве лазерным импульсом с интенсивностью $10^{13}–10^{15}$ Вт/см². В приближении плоского изотермического разлета короны, увеличение массы которой определяется соотношением (1), с использованием автомодельного решения [40] температура короны и, соответственно, скорость звука описываются следующими соотношениями:

$$T = \frac{1}{(\gamma - 1)C_V} \left[\frac{\alpha_T(\gamma - 1)I_{L(ab)}}{\rho_{cr}} \right]^{2/3}, \quad (4)$$

$$c_s = \left[\frac{\alpha_T(\gamma - 1)I_{L(ab)}}{\rho_{cr}} \right]^{1/3}, \quad (5)$$

где доля тепловой энергии α_T определяется формулой

$$\alpha_T = \frac{2}{3\gamma - 1}, \quad (6)$$

γ — постоянная адиабаты,

$$C_V = (Z + 1)k/[(\gamma - 1)Am_p]$$

— удельная теплоемкость, k — постоянная Больцмана, m_p — масса протона. Для идеального газа при $\gamma = 5/3$ доля тепловой энергии равна доле кинетической энергии и составляет $1/2$.

Необходимо отметить, что изложенная выше модель термодинамического состояния области поглощения лазерного излучения предполагает, что вся поглощенная энергия содержится в тепловой и кинетической энергиях испаренного вещества мишени, разлетающегося навстречу падающему лазерному излучению. Это приближение оправдано, так как доля поглощенной лазерной энергии, которая передается в энергию ударной волны, распространяющейся под действием давления короны в твердую часть мишени, мала. Она составляет всего несколько процентов [39], так как пропорциональна отношению $(\rho_{cr}/\rho_0)^{1/2}$.

Таким образом, для скорости абляции получаем

$$D_{st} = \frac{\rho_{cr}}{\rho_0} \left[\frac{2(\gamma - 1)\eta I_L}{(3\gamma - 1)\rho_{cr}} \right]^{1/3}, \quad (7)$$

$$P_{st} = 2\rho_{cr} \left[\frac{2(\gamma - 1)\eta I_L}{(3\gamma - 1)\rho_{cr}} \right]^{2/3}. \quad (8)$$

Постоянная $a = 2(\gamma - 1)/[3\gamma - 1]$ в выражении для скорости абляции (и та же самая постоянная в выра-

жении для абляционного давления) в случае идеального газа составляет $1/3$. Отметим, что в приближении адиабатического разлета эта постоянная составляет $1/4$, т. е. близкую величину, как было отмечено выше. Для наносекундного лазерного импульса излучения первых трех гармоник Nd-лазера поглощение очень большое — близко к 100 %. В этих условиях при значении эффективности поглощения $\eta = 1$ и значении плотности плазмы ρ_{ab} , при которой происходит преимущественное поглощение излучения, равном критической плотности плазмы ρ_{cr} , формулы (7), (8) дают стандартные значения скорости абляции и абляционного давления стационарной модели применительно к условиям облучения мишеней в исследованиях ЛТС и УРС [6, 39]. Значения этих величин в виде явных зависимостей от интенсивности лазерного импульса и длины волны излучения согласно (7), (8) даются выражениями

$$D_{st} [\text{см/с}] = 1.5 \cdot 10^5 \left[\frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \right]^{1/3} \left(\frac{A}{Z} \right)^{2/3} \frac{I_{L(14)}^{1/3}}{\rho_0 \lambda_\mu^{4/3}}, \quad (9)$$

$$P_{st} [\text{Мбар}] = 24 \left[\frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \right]^{2/3} \left(\frac{A}{Z} \right)^{1/3} \frac{I_{L(14)}^{2/3}}{\lambda_\mu^{2/3}}. \quad (10)$$

Например, для импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера с интенсивностью 10^{14} Вт/см² скорость абляции и абляционное давление при полной ионизации плазмы мишени из легких элементов (например, пластика с $\rho_0 = 1$ г/см³), согласно (7), (8), составляют $6.5 \cdot 10^5$ см/с и 30 Мбар, т. е. величины, которые упоминались во Введении. В стационарном приближении скорость абляции растет с увеличением интенсивности по закону $D_{st} \propto I_L^{1/3}$, абляционное давление — $P_{st} \propto I_L^{2/3}$. С учетом (2) скорость абляции растет с уменьшением длины волны излучения по закону $D_{st} \propto \lambda^{-4/3}$, абляционное давление — $P_{st} \propto \lambda^{-2/3}$.

Нестационарный характер задачи связан с зависимостью от времени эффективности поглощения лазерного излучения в короне. Лазерное излучение поглощается в докритической области плазмы, отражаясь от поверхности с критической плотностью. Коэффициент обратного тормозного поглощения k_{ib} определяется частотой электрон-ионных столкновений ν_{ei} :

$$k_{ib} = \frac{\nu_{ei} n_e}{cn_{cr}(1 - n_e/n_{cr})^{1/2}}$$

при $n_e \leq n_{cr}$. Его зависимость от температуры и плотности плазмы дается известным выражением [3]

$$k_{ib} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^4 Z \langle Z^2 \rangle n_i^2 \Lambda}{m_e^{1/2} c n_{cr} (1 - n_e/n_{cr})^{1/2} T_e^{3/2}}, \quad (11)$$

где $\langle Z^2 \rangle$ — средний квадрат заряда ионов, $\Lambda \approx \ln(2d/l)$ — кулоновский логарифм, $d = (T_e/4\pi e^2 n_e)^{1/2}$ — дебаевский радиус, $l = h/(3m_e T_e)^{1/2}$ — дебройлевская длина волны, h — постоянная Планка. На начальной стадии действия лазерного импульса, пока не образовалась корона с размером, равным обратной величине коэффициента поглощения k_{ib}^{-1} , имеет место частичное поглощение излучения — часть поступающего в корону излучения, отражаясь от поверхности с критической плотностью, покидает область поглощения через внешнюю границу короны. Преимущественное поглощение лазерного излучения при этом происходит в окрестности критической плотности. Таким образом, на начальной стадии поглощения абляция происходит в условиях, когда $\eta < 1$ и $\rho_{ab} = \rho_{cr}$. Далее, такой режим абляции будем называть режимом частичного поглощения. С дальнейшим увеличением размера и массы поглощающей области по мере разлета короны происходит насыщение роста доли поглощенного потока лазерного излучения. При превышении размера короны величины $2k_{ib}^{-1}$ происходит практически полное поглощение поступающего в корону лазерного излучения. При этом область преимущественного поглощения излучения смещается от поверхности с критической плотностью в область меньшей плотности, расположенной ближе к внешней границе короны. В этом случае абляция происходит в условиях, когда $\eta = 1$ и $\rho_{ab} < \rho_{cr}$. Далее, такой режим абляции будем называть режимом полного поглощения.

На основе изложенных выше особенностей поглощения лазерного излучения нестационарная теория абляции строится с помощью соотношений (7), (8) путем учета временной зависимости доли поглощенного потока η (нестационарный характер абляции на стадии частичного поглощения) и замены критической плотности ρ_{cr} на зависящую от времени плотность области преимущественного поглощения излучения ρ_{ab} (нестационарный характер абляции на более поздней стадии полного поглощения).

3. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕОРИЯ АБЛЯЦИИ МИШЕНИ В ВИДЕ ПОЛУПРОСТРАНСТВА ТВЕРДОГО ВЕЩЕСТВА

Для определения доли поглощенного потока лазерного излучения η воспользуемся аналитическим

решением работы [41], полученным в приближении изотермического разлета короны. Это решение имеет вид:

$$\eta = \begin{cases} \frac{2}{5} \left(\frac{\tau}{\tau_c} \right)^{3/5}, & 0 \leq \tau \leq \tau_c, \\ 1 - \frac{3}{5} \exp \left[-\frac{4}{3} (\tau - \tau_c) \right], & \tau \geq \tau_c, \end{cases} \quad (12)$$

где $\tau = t/t_r$ — время, нормированное на длительность образования поглощающего слоя t_r , а $\tau_c = t_c/t_r$ — нормированное значение граничного времени t_c , разделяющего временные интервалы сильного и слабого влияния поглощения на температуру плазмы:

$$\tau_c = \frac{9}{10} \left(\frac{2}{5} \right)^{5/3} \approx 0.195. \quad (13)$$

Сильное влияние поглощения на температуру плазмы имеет место на начальной стадии процесса при $t < t_c$. На этой стадии температура в области поглощения растет, но с ростом температуры происходит уменьшение коэффициента поглощения, поскольку, согласно (11), $k_{ib} \propto T_e^{-3/2}$. При $t > t_c$ уменьшение коэффициента поглощения сопровождается насыщением роста поглощенного потока лазерной энергии и, как следствие, насыщением роста температуры.

Длительность образования поглощающего слоя

$$t_r = \frac{1}{(2uk_{ib})} \Big|_{\eta=1} \quad (14)$$

рассчитывается в модели изотермического разлета (4)–(6) с использованием (9) при полном поглощении лазерного излучения (при $\eta = 1$) и определяется выражением

$$t_r [\text{нс}] = 4.8 \varphi(\gamma, Z, A) \lambda_\mu^{10/3} I_{L(14)}^{2/3}, \quad (15)$$

где коэффициент φ зависит от постоянных параметров плазмы:

$$\varphi = \left[\frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \right]^{2/3} \frac{1}{A} \left(\frac{Z}{Z + 1} \right)^{3/2} \left(\frac{A}{Z} \right)^{11/6} \frac{Z^2}{\langle Z^2 \rangle}, \quad (16)$$

а кулоновский логарифм в (12) предполагался равным 8, $I_{L(14)}$ — интенсивность лазерного излучения, измеряемая в единицах 10^{14} Вт/см². Для полностью ионизованной плазмы многоатомных веществ легких химических элементов, которые применяются в качестве абляторов мишеней ЛТС и УРС, коэффициент φ составляет значение около 0.1. В настоящей работе расчеты будут проводиться для пластиковых

СН-мишеней при $A = 6.5$, $Z = 3.5$, $\langle Z^2 \rangle = 18.5$, $\gamma = 5/3$, тогда для t_r получаем

$$t_r [\text{нс}] = 0.5 \lambda_\mu^{10/3} I_{L(14)}^{2/3}. \quad (17)$$

Чем меньше время образования поглощающего слоя, тем меньше значение длительности лазерного импульса, начиная с которого энергия эффективно поглощается в мишени. Время t_r уменьшается с уменьшением интенсивности лазерного импульса, сильно уменьшается с уменьшением длины волны излучения, а также уменьшается с ростом атомного веса вещества мишени (см. (17)). При воздействии лазерного излучения второй и третьей гармоник Nd-лазера с интенсивностью 10^{14} – 10^{15} Вт/см² на мишени из упомянутых выше веществ легких химических элементов время t_r находится в диапазоне от нескольких десятков до нескольких сотен пикосекунд. Например, при облучении СН-мишеней лазерным импульсом с интенсивностью 10^{14} Вт/см² время t_r составляет около 60 пс и 15 пс соответственно для длин волн излучения второй и третьей гармоник. При интенсивности 10^{15} Вт/см² время t_r составляет соответственно около 280 пс и 70 пс.

Для дальнейших аналитических расчетов удобно использовать аппроксимацию решения (12) в виде

$$\eta = \begin{cases} \left(\frac{\tau}{2}\right)^{1/2}, & 0 \leq \tau \leq 2, \\ 1, & \tau \geq 2, \end{cases} \quad (18)$$

погрешность которой в области значимых времен задачи не превышает 15 %.

В модели изотермической короны, когда температура имеет однородное пространственное распределение, коэффициент поглощения зависит от координаты через зависимость от координаты плотности плазмы. Поэтому плотность области преимущественного поглощения излучения на стадии полного поглощения можно определить из условия $t = 2t_{r(ab)}$, где $t_{r(ab)}$ определяется выражением (14), в котором коэффициент поглощения и скорость разлета вещества рассчитываются не по критической плотности ρ_{cr} , а по плотности ρ_{ab} :

$$\rho_{ab} = \rho_{cr} \begin{cases} 1, & \tau \leq 2, \\ \left(\frac{2}{\tau}\right)^{3/8}, & \tau \geq 2. \end{cases} \quad (19)$$

В итоге, записывая в выражениях (7), (8) эффективность поглощения η в виде (18) и плотность области преимущественного поглощения лазерного потока в виде (19), для скорости абляции D_a и абляционного давления P_a нестационарной модели получаем решение

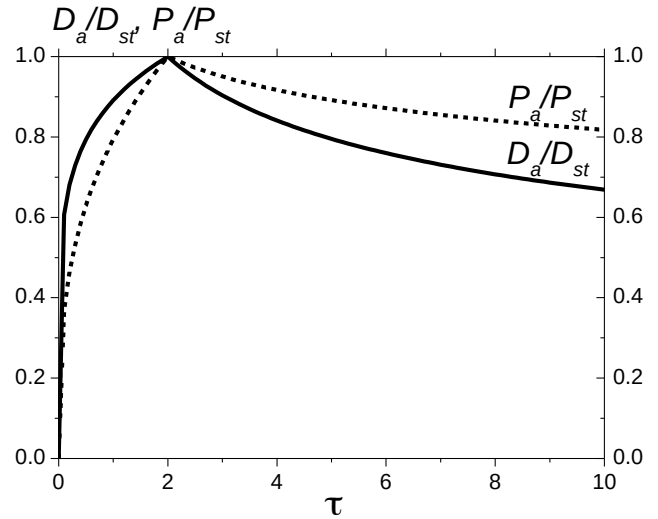


Рис. 1. Зависимости нестационарных скорости абляции (сплошная линия) и абляционного давления (пунктир), нормированных на их стационарные значения, от времени, нормированного на время образования поглощающего слоя

$$D_a = D_{st} \begin{cases} \left(\frac{\tau}{2}\right)^{1/6}, & \tau \leq 2, \\ \left(\frac{2}{\tau}\right)^{1/4}, & \tau \geq 2, \end{cases} \quad (20)$$

$$P_a = P_{st} \begin{cases} \left(\frac{\tau}{2}\right)^{1/3}, & \tau \leq 2, \\ \left(\frac{2}{\tau}\right)^{1/8}, & \tau \geq 2, \end{cases} \quad (21)$$

в котором абляция в режиме частичного поглощения имеет место при $\tau \leq 2$ ($t \leq 2t_r$), а в режиме полного поглощения — при $\tau \geq 2$ ($t \geq 2t_r$).

На рис. 1 приведены зависимости скорости абляции (20) и абляционного давления (21), нормированные на их стационарные значения, от безразмерного времени $\tau = t/t_r$. Скорость абляции и абляционное давление имеют максимумы в момент времени, равный удвоенному времени образования поглощающего слоя ($t = 2t_r$). Значения максимумов равны соответственно скорости абляции и абляционному давлению стационарной модели. Обе величины растут со временем на стадии частичного поглощения за счет роста доли поглощенного потока энергии при $t < 2t_r$ (быстрее растет скорость абляции) и уменьшаются на стадии полного поглощения за счет уменьшения плотности области преимущественного поглощения излучения при $t > 2t_r$ (быстрее уменьшается скорость абляции). Максимальные значения скорости абляции и абляционного давления, равные стационарным масштабам этих величин, достигают

ся при облучении мишени лазерным импульсом с длительностью, равной удвоенному времени образования поглощающего слоя. Согласно (17), при облучении СН-мишени длительность такого импульса при интенсивности 10^{14} Вт/см² должна составлять около 120 пс и 30 пс соответственно для длин волн излучения второй и третьей гармоник. При интенсивности 10^{15} Вт/см² длительность импульса должна составлять 560 пс и 140 пс соответственно для длин волн излучения второй и третьей гармоник.

Скорость абляции и абляционное давление нестационарной модели (20), (21) с использованием (9), (10) и (17) записываются в виде явных зависимостей от интенсивности лазерного импульса и длины волны излучения:

$$D_a = 1.5 \cdot 10^5 \left[\frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \right]^{1/3} \left(\frac{A}{Z} \right)^{2/3} \frac{1}{\rho_0} \times \begin{cases} \frac{I_{L(14)}^{2/9} t_{ns}^{1/6}}{\lambda_\mu^{17/9}}, & t_{ns} \leq 2t_r, \\ \frac{I_{L(14)}^{1/2}}{\lambda_\mu^{1/2} t_{ns}^{1/4}}, & t_{ns} \geq 2t_r, \end{cases} \quad (22)$$

$$P_a = 24 \left[\frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \right]^{2/3} \left(\frac{A}{Z} \right)^{1/3} \times \begin{cases} \frac{I_{L(14)}^{4/9} t_{ns}^{1/3}}{\lambda_\mu^{16/9}}, & t_{ns} \leq 2t_r, \\ \frac{I_{L(14)}^{3/4}}{\lambda_\mu^{1/4} t_{ns}^{1/8}}, & t_{ns} \geq 2t_r. \end{cases} \quad (23)$$

Скорость абляции на стадии частичного поглощения $D_a \propto I_L^{2/9} \lambda^{-17/9}$ увеличивается с ростом интенсивности слабее, а с уменьшением длины волны сильнее по сравнению со стационарной моделью ($D_{st} \propto I_L^{1/3} \lambda^{-4/3}$). На стадии полного поглощения имеет место обратная ситуация: скорость абляции $D_a \propto I_L^{1/2} \lambda^{-1/2}$ растет с увеличением интенсивности сильнее, а с уменьшением длины волны слабее по сравнению со стационарной моделью. Абляционное давление на стадии частичного поглощения $P_a \propto I_L^{4/9} \lambda^{-16/9}$ растет с увеличением интенсивности слабее, а с уменьшением длины волны сильнее по сравнению со стационарной моделью ($P_{st} \propto I_L^{2/3} \lambda^{-2/3}$). На стадии полного поглощения имеет место обратная ситуация: абляционное давление $P_a \propto I_L^{3/4} \lambda^{-1/4}$ растет с увеличением интенсивности сильнее, а с уменьшением длины волны слабее по сравнению со стационарной моделью.

На рис. 2 и 3 показаны зависимости соответственно скорости абляции и абляционного давле-

ния в СН-мишени от времени действия лазерного импульса излучения второй (рис. 2 а и 3 а) и третьей (рис. 2 б и 3 б) гармоник излучения Nd-лазера с интенсивностями 10^{13} , 10^{14} и 10^{15} Вт/см², рассчитанные согласно решению (22), (23) и полученные в численных расчетах по гидродинамической программе ДИАНА [42]. Численная программа ДИАНА позволяет решать уравнения гидродинамики лазерной плазмы с учетом обратного тормозного механизма поглощения лазерного излучения при использовании различных методов описания уравнения состояния, включая табличные. Расчет теплопереноса включает учет эффекта ограничения потока электронной теплопроводности. Тепловой поток записывается в виде

$$W_{Te} = \frac{W_{Sp} W_{max}}{W_{Sp} + W_{max}}, \quad (24)$$

где $W_{Sp} = \chi T_e^{5/2}$ — спитцеровский тепловой поток, $W_{max} = f_e n_e T_e v_{Te}$, $v_{Te} = (T_e/m_e)^{1/2}$ — тепловая скорость электронов, f_e — коэффициент ограничения электронной теплопроводности. Приведенные на рис. 2 и 3 результаты численных расчетов получены с использованием уравнения состояния идеального газа при коэффициенте ограничения $f_e = 0.09$.

Скорость абляции в численных расчетах определялась по формуле

$$D_a = \Delta m / (\rho_0 \Delta t),$$

где Δm — приращение за время Δt поверхностной (на единицу площади) массы области плазмы, в которой происходит поглощение лазерного излучения. Абляционное давление определялось как давление за фронтом ударной волны, распространяющейся в глубь области невозмущенного вещества полупространства. Данные рис. 2 и 3 демонстрируют хорошее согласие решения (22), (23) с численными расчетами.

Длительность стадии частичного поглощения, равная удвоенному времени образования поглощающего слоя, тем больше, чем больше интенсивность и длина волны лазерного излучения: $\Delta t = 2t_r \propto I_L^{2/3} \lambda^{10/3}$ (см. (17)). При воздействии на СН-полупространство лазерного импульса с интенсивностью 10^{14} Вт/см² длительность стадии частичного поглощения составляет 120 пс и 30 пс соответственно для длин волн излучения второй и третьей гармоник. При интенсивности 10^{15} Вт/см² длительность этой стадии возрастает соответственно до 560 пс и 140 пс. Нестационарный характер абляции оказывает существенное

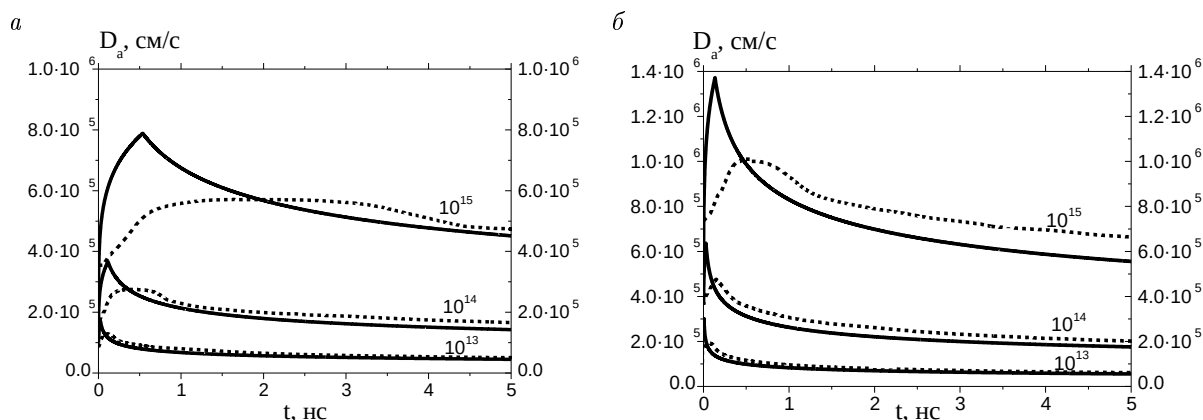


Рис. 2. Зависимости скорости абляции в СН-полупространстве от времени действия лазерного импульса второй (а) и третьей (б) гармоник излучения Nd-лазера с интенсивностями 10^{13} , 10^{14} и 10^{15} Вт/см², рассчитанные согласно решению (22) (сплошная линия) и полученные в численных расчетах (пунктир)

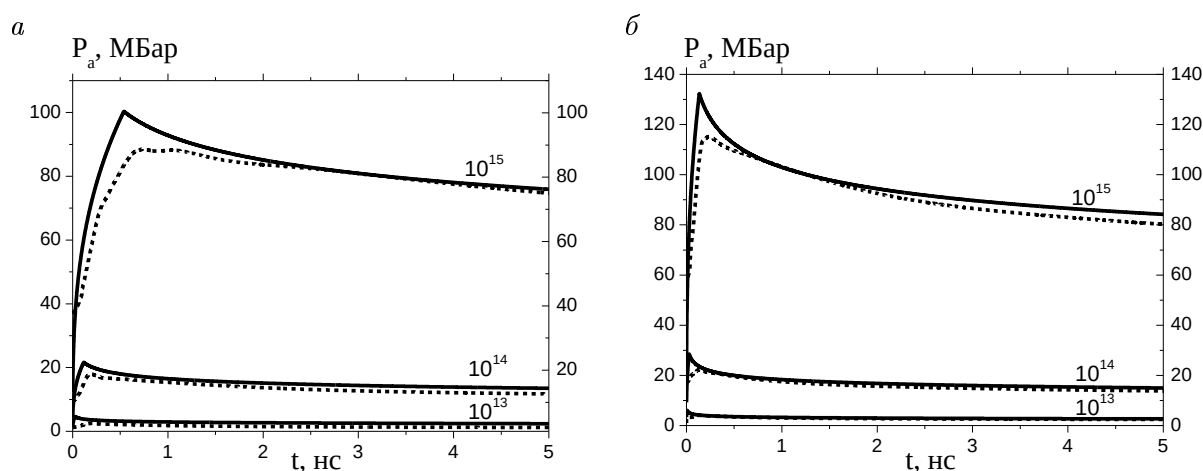


Рис. 3. Зависимости абляционного давления от времени действия лазерного импульса второй (а) и третьей (б) гармоник излучения Nd-лазера с интенсивностями 10^{13} , 10^{14} и 10^{15} Вт/см² на СН-полупространство, рассчитанные согласно решению (23) (сплошная линия) и полученные в численных расчетах (пунктир)

влияние на скорость абляции и абляционное давление. Для субнаносекундных и наносекундных лазерных импульсов степень снижения скорости абляции и абляционного давления по сравнению со значениями стационарной теории составляет около 1.5–2.5. Так, при воздействии на СН-мишень импульса Nd-лазера с интенсивностью 10^{15} Вт/см² и длительностью 10 пс скорость абляции на стадии частичного поглощения не превышает 52 % от значения стационарной теории в случае второй гармоники излучения и 65 % в случае третьей гармоники. Абляционное давление в указанных условиях облучения не превышает 27 % от значения стационарной модели в случае второй гармоники излучения и 42 % в случае третьей гармоники. При воздействии наносекундных импульсов Nd-лазера

с интенсивностью 10^{15} Вт/см² и длительностью 4–5 нс, которые применяются в исследованиях ЛТС и УРС, скорость абляции на стадии полного поглощения к моменту времени 4 нс снижается в 1.7 раза по сравнению со значением стационарной модели в случае второй гармоники излучения и в 2.3 раза в случае третьей гармоники. Абляционное давление в указанных условиях облучения к моменту времени 4 нс снижается в 1.3 раза по сравнению со значением стационарной модели в случае второй гармоники излучения и в 1.5 раза в случае третьей гармоники.

Интегрирование с использованием (20) дает зависимость времени t_a , за которое происходит абляция слоя с толщиной Δ :

$$t_a = 2t_r \begin{cases} \left(\frac{\Delta}{\Delta_r}\right)^{6/7}, & \Delta \leq \Delta_r = \frac{6}{7}\Delta_{r(st)}, \\ \left[\frac{9}{14}\left(\frac{\Delta}{\Delta_r}\right) + \frac{5}{14}\right]^{4/3}, & \Delta \geq \Delta_r = \frac{6}{7}\Delta_{r(st)}, \end{cases} \quad (25)$$

где $\Delta_{r(st)} = D_{st} \cdot 2t_r$ — толщина слоя, который подвергается абляции за время $2t_r$ в стационарной модели. Решение (25) для СН-полупространства в зависимости от интенсивности и длины волны лазерного импульса имеет вид

$$t_{a(ns)} = \begin{cases} \frac{4\Delta_\mu^{6/7}\lambda_\mu^{34/21}}{5I_{L(14)}^{4/21}}, & \Delta_\mu \leq \frac{4}{3}\lambda_\mu^2 I_{L(14)}, \\ \frac{1}{4}\left[\frac{\Delta_\mu\lambda_\mu^{17/9}}{I_{L(14)}^{2/9}} + 1\right]^{4/3}, & \Delta_\mu \geq \frac{4}{3}\lambda_\mu^2 I_{L(14)}. \end{cases} \quad (26)$$

На рис. 4 показаны зависимости времени t_a , за которое происходит абляция слоя полупространства с толщиной Δ в случае лазерных импульсов второй (а) и третьей (б) гармоник излучения Nd-лазера с интенсивностями 10^{13} , 10^{14} Вт/см². Показаны зависимости, рассчитанные согласно выражению (26) и полученные в численных расчетах по программе ДИАНА. На рисунках также показаны линейные зависимости времени абляции t_a от толщины аблированного слоя, рассчитанные в приближении стационарной модели абляции при постоянной скорости абляции $D_{a(st)}$. Данные рис. 4 демонстрируют хорошее согласие решения (26) с численными расчетами.

Учет нестационарного характера абляции приводит к заметному увеличению времени абляции по сравнению со стационарной моделью. Например, абляция тонкого СН-слоя с толщиной 1 мкм при воздействии лазерного импульса второй гармоники Nd-лазера с интенсивностью 10^{14} Вт/см² происходит за 400 пс в нестационарной модели и за 220 пс в стационарной модели. При той же интенсивности в случае третьей гармоники эти значения составляют соответственно 190 пс и 120 пс. Абляция относительно толстого слоя с толщиной, например, 20 мкм (в 20 раз превышающей толщину слоя в рассмотренном выше случае) при воздействии лазерного импульса второй гармоники Nd-лазера с интенсивностью 10^{15} Вт/см² происходит за время 3.3 нс согласно нестационарной модели и за 2.5 нс в стационарной модели. При той же интенсивности в случае третьей гармоники значения времени абляции составляют соответственно 2.2 нс и 1.5 нс.

4. НЕСТАЦИОНАРНАЯ АБЛЯЦИЯ И НЕСТАЦИОНАРНОЕ АБЛЯЦИОННОЕ УСКОРЕНИЕ СЛОЯ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ

Решение (20) для полупространства описывает скорость абляции в слое конечной толщины до тех пор, пока толщина испаренной части слоя много меньше его начальной толщины. В случае полупространства движение вещества в направлении падения лазерного излучения связано только с распространением ударной волны, в энергию которой, как отмечалось выше, трансформируется небольшая часть поглощенной лазерной энергии. Подавляющая часть поглощенной энергии содержится в энергии вещества, разлетающегося навстречу лазерному излучению. Скорость вещества за фронтом ударной волны u_+ много меньше скорости вещества, разлетающегося навстречу лазерному излучению u_- , которая близка к скорости звука в области нагрева плазмы лазерным излучением. Используя для оценки скорость u_+ за фронтом сильной ударной волны и скорость звука в модели изотермической короны (5), получаем, что отношение скоростей u_+/u_- составляет по порядку величины $(\rho_{ab}/\rho_0)^{1/2}$. Даже использование максимального значения плотности в области нагрева $\rho_{ab} = \rho_{cr}$ приводит к оценке $u_+/u_- \approx 0.11$ в случае второй и $u_+/u_- \approx 0.18$ в случае третьей гармоник лазерного излучения.

В случае слоя конечной толщины его неиспаренная часть имеет возможность ускоряться в направлении падения лазерного излучения как целое после выхода ударной волны на тыльную поверхность слоя. Это обстоятельство является причиной увеличения скорости абляции по сравнению со случаем полупространства за счет потока вещества за фронтом волны разгрузки части слоя, ускоряемой в направлении падения лазерного излучения.

Согласно решению [43], полученному в приближении постоянной скорости абляции, скорость неиспаренной части слоя растет со временем по мере увеличения массовой доли испаренной части слоя, т. е. по мере увеличения отношения толщины испаренной части слоя Δ_a к его начальной толщине Δ_0 :

$$u = c_s \left(\frac{\gamma+1}{\gamma}\right) \ln \left[\left(1 - \frac{\Delta_a}{\Delta_0}\right)^{-1}\right], \quad (27)$$

где c_s — скорость звука на границе абляции (см. (5) и (6)). В стационарном приближении при стремлении доли испаренной массы слоя Δ_a/Δ_0 к единице скорость u стремится к бесконечности. Учет нестационарного характера абляции приводит к ре-

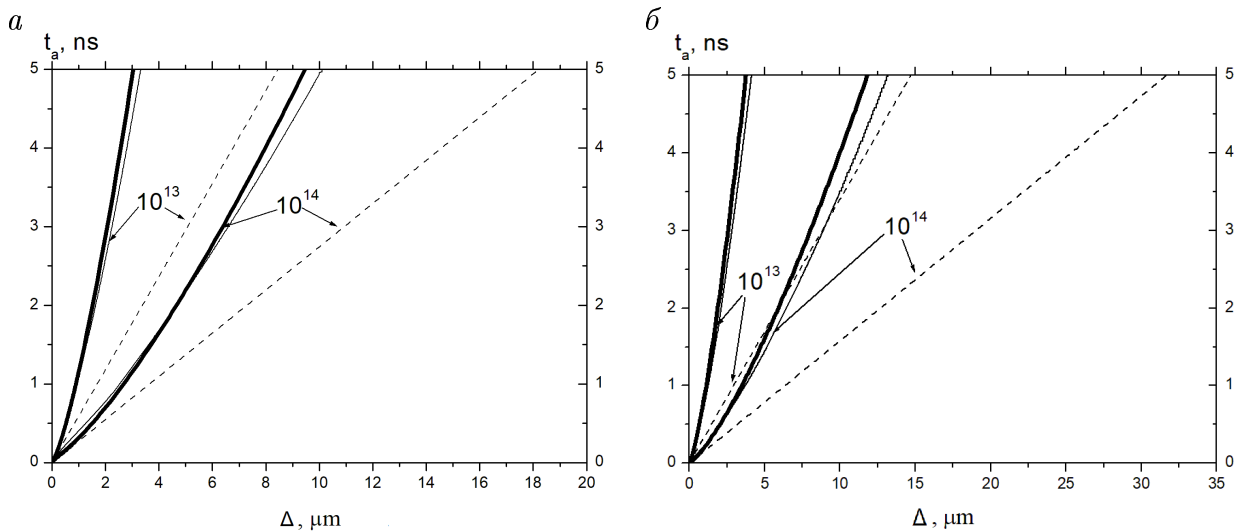


Рис. 4. Зависимости времени абляции СН-слоя от его толщины в случаях лазерного импульса второй (а) и третьей (б) гармоник излучения Nd-лазера с интенсивностями 10^{13} , 10^{14} Вт/см², рассчитанные согласно решению (26) (толстые сплошные линии) и полученные в численных расчетах (тонкие сплошные линии). Штриховыми линиями показаны линейные зависимости, рассчитанные в приближении стационарной модели абляции

шению с конечной скоростью u при $\Delta_a/\Delta_0 = 1$. Предел скорости u при почти полном испарении слоя можно найти из закона сохранения импульса. Для этого можно воспользоваться решением для изотермического разлета плазмы [44], при котором плотность ρ имеет экспоненциальную, а скорость v — линейную зависимости от пространственной координаты x (см. рис. 5):

$$\rho = \rho_{cr} \exp\left(\frac{x - x_c}{c_s t}\right), \quad (28)$$

$$v = \frac{x - x_0}{t}, \quad (29)$$

где c_s — скорость звука, которая в изотермическом случае является постоянной величиной, x_c — координата критической плотности, x_0 — координата, при которой скорость обращается в нуль.

Момент времени полного испарения (максимальное время) $t_m = (\rho_0 \Delta_0)/(\rho_{cr} c_s)$. Вблизи момента t_m масса неиспаренной части много меньше начальной массы слоя. Поэтому полный импульс всей начальной массы слоя содержится в основном в разлетающейся плазме с профилями (28), (29). При $x_1 < x < x_0$ плотность импульса отрицательна, при $x_0 < x < x_c$ — положительна. Здесь x_1 — левая граница плазмы со стороны падающего лазерного излучения (граница плазма-вакуум, рис. 5). Можно вычислить импульсы плазмы I_L и I_R соответственно слева и справа от точки x_0 :

$$I_L = \int_{x_1}^{x_0} \rho v dx, \quad I_R = \int_{x_0}^{x_c} \rho v dx. \quad (30)$$

Интегралы с функциями (28), (29) берутся аналитически путем замены $(x - x_c)/ct = y$. При интегрировании предполагалось, что в момент t_m плотность в точке x_1 много меньше критической плотности ρ_{cr} . Далее мы рассмотрим условия, при которых это предположение выполняется. Из уравнения $I_L + I_R = 0$ находим значение $y_0 = -1$, что дает для точки x_0 в момент времени t_m

$$x_0 = x_c - \frac{\rho_0 \Delta_0}{\rho_{cr}}. \quad (31)$$

Для скорости v_c в момент времени t_m получаем

$$v_c = \frac{x_c - x_0}{t_m} = c_s. \quad (32)$$

Скорость (32) — это скорость плазмы в лабораторной системе координат. Учитывая, что скорость плазмы относительно неиспаренной части слоя равна $-c_s$, для максимальной скорости неиспаренной части u_m в лабораторной системе координат получаем

$$u_m = 2c_s, \quad (33)$$

так как скорость плазмы в критической точке должна быть непрерывной.

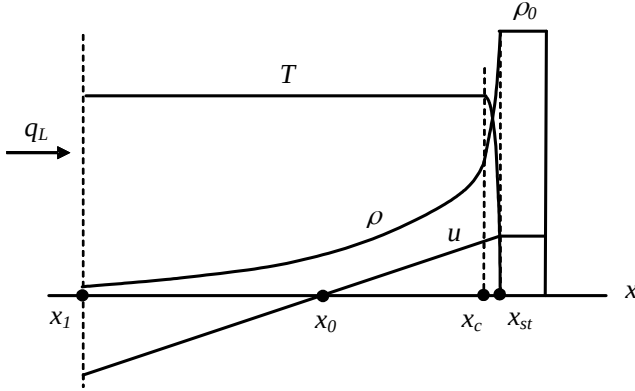


Рис. 5. Схематическое изображение профилей плотности ρ , скорости u и температуры T плазмы при изотермическом разлете в подкритической области ($x_1 < x < x_c$) и стационарном течении в переходном слое ($x_c < x < x_{st}$)

Рассмотрим условие, при котором плотность плазмы в точке x_1 много меньше критической плотности. Для этого проинтегрируем уравнение движения плазмы $\partial v / \partial t = -\partial p / \partial m$ в лагранжевых переменных (m, t) на границе x_1 . Массовая переменная m определяется дифференциальным соотношением $dm = \rho(x, t) dx$, а координата $x(m, t)$ определяется из уравнения $\partial x / \partial t = v$ [44]. Давление $p = \rho c_s^2$ является линейной функцией массы m , так как экспоненциальная зависимость $\rho(x)$ соответствует линейной зависимости плотности от массовой переменной $\rho(m)$. Поэтому уравнение движения плазмы на левой границе $x_1(t)$ можно записать в виде

$$\frac{dv_1}{dt} = \frac{\rho_{cr} c_s^2}{\rho_{cr} c_s t + m_{st}}, \quad (34)$$

где m_{st} — масса стационарного переходного слоя (от плотности ρ_{cr} к плотности ρ_0 в области $x_c < x < x_{st}$, см. рис. 5). Этот слой создается теплопроводностью плазмы. Масса $\rho_{cr} c_s t$ в знаменателе (34) — это масса подкритической плазмы. При $t = 0$ она равна нулю. Предполагается, что при $t = 0$ уже сформирован стационарный переходный слой с массой m_{st} . Абляционный режим испарения начинается при $\rho_{cr} c_s t > m_{st}$. После интегрирования уравнения (34) и уравнения $dx_1/dt = v_1$ получаем, что координата x_1 в момент времени t_m определяется соотношением

$$\frac{x_1 - x_c}{c_s t_m} = - \left\{ \left(\frac{t_{st}}{t_m} + 1 \right) \left[\ln \left(1 + \frac{t_m}{t_{st}} \right) - 1 \right] + \frac{t_{st}}{t_m} \right\}, \quad (35)$$

где $t_{st} = m_{st} / \rho_{cr} c_s$ — характерное время движения плазмы через переходный слой. При абляционном режиме испарения слоя масса переходного слоя m_{st}

должна быть много меньше начальной массы слоя, т.е. должно выполняться условие $m_{st} / \rho_0 \Delta_0 \ll 1$, что равносильно условию $t_{st} / t_m \ll 1$. Тогда соотношение (35) принимает вид

$$\frac{x_1 - x_c}{c_s t_m} \approx \ln \frac{m_{st}}{\rho_0 \Delta_0}. \quad (36)$$

Согласно (28) это означает выполнение условия $\rho_1 / \rho_{cr} \approx m_{st} / \rho_0 \Delta_0 \ll 1$, что оправдывает пренебрежение слагаемыми порядка ρ_1 / ρ_{cr} при вычислении интегралов (30).

Рассмотрим оценку ширины (массы) переходного теплопроводного слоя. В окрестности критической точки тепловой поток q_{Tc} равен поглощенному лазерному потоку I . Тепловой поток при спитцеровской теплопроводности

$$q_T = -\kappa_0 T^{5/2} \partial T / \partial x,$$

в котором коэффициент κ_0 определяется выражением [45]

$$\kappa_0 = \frac{9.44(2/\pi)^{3/2}}{m_e^{1/2} e^4 \Lambda_{ei}(4+Z)}, \quad (37)$$

можно приближенно записать через ширину переходного слоя Δx в виде

$$q_T = -\kappa_0 (2/7) \partial T^{7/2} / \partial x \approx \kappa_0 (2/7) T_c^{7/2} / \Delta x.$$

Тогда используя равенство потоков $q_{Tc} = I$ и пренебрегая шириной Δx на толщину Δ_T при начальной плотности слоя ρ_0

$$\Delta_T = \frac{\rho_{cr} \Delta x}{\rho_0}, \quad (38)$$

получаем

$$\Delta_T = \frac{2\rho_{cr}\kappa_0 T^{7/2}}{7\rho_0 I}. \quad (39)$$

Подставляя в (39) температуру T (4) при значении $\alpha_T = 2/(3\gamma - 1)$, выражение $\kappa_0 [\text{эрг}/(\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{кэВ}^{7/2})] \approx 6.8 \cdot 10^{19}/(Z+4)$ (при значении кулоновского логарифма $\Lambda_{ei} \approx 8$) и выражение (2) для критической плотности, получаем зависимость толщины переходного слоя Δ_T от параметров лазерного импульса и мишени:

$$\Delta_T = 2.75 \cdot 10^{-2} \left[\frac{2(\gamma-1)}{3\gamma-1} \right]^{7/3} \left(\frac{Z}{A} \right)^{4/3} \times \left(\frac{A}{Z+1} \right)^{7/2} \frac{I_{14}^{4/3} \lambda_\mu^{8/3}}{(Z+4)\rho_0}. \quad (40)$$

Условие абляционного режима ускорения слоя конечной толщины состоит в превышении начальной

толщины слоя Δ_0 толщины теплопроводного слоя: $\Delta_0 > \Delta_T$. Если начальная толщина слоя будет меньше толщины теплопроводного слоя, то испарение слоя будет представлять собой тепловой взрыв. Такой режим воздействия лазерного импульса на слой малой толщины получил название режима взрывающегося поршня (exploding pusher) [46]. Слой с толщиной меньшей толщины теплопроводного слоя (при $\Delta_0 < \Delta_T$) не может ускоряться в абляционном режиме. В результате теплового взрыва будет иметь место разлет в противоположные стороны примерно равных масс слоя. Использование режима взрывающегося поршня представляет собой эффективный метод генерации мощного импульса нейтронов термоядерной реакции при воздействии лазерного импульса на мишень в виде полый сферической оболочки, вещество которой содержит изотопы водорода. Интенсивная генерация нейтронов происходит в результате столкновения в центре мишени потоков ядер изотопов водорода, образующихся в результате описанного выше теплового взрыва тонкой оболочки. Режим взрывающегося поршня особенно активно использовался в исследованиях по ЛТС в 80-е годы прошлого столетия (см. обзор [7]). В такого рода исследованиях были достигнуты выходы DD-реакций 10^{10} – 10^{11} нейтронов, которые генерировались в течение времени порядка нескольких пикосекунд при температуре плазменного образования в центре мишени около 6–8 кэВ [47]. Однако режим взрывающегося поршня, обеспечивая достижение термоядерной температуры, не может обеспечить сжатие плазмы в той степени, которая необходима для осуществления инерциального термоядерного синтеза. Такая степень сжатия может быть достигнута только при использовании абляционного режима ускорения оболочки к центру. Более подробное обсуждение физики режима взрывающегося поршня выходит за рамки данной работы. Тем не менее следует отметить, что тепловой взрыв тонкого слоя является в явной степени нестационарным процессом, причем главной причиной этого является временная зависимость эффективности поглощения лазерного излучения на коротких временах процесса, сравнимых с временем образования поглощающего слоя (см. (12) и (18)).

Возвращаясь к выражению (40) отметим, что толщина теплопроводного слоя растет с ростом интенсивности и длины волны, а также с уменьшением плотности слоя. Для СН-слоя ($Z = 3.5$, $A = 6.5$, $\gamma = 5/3$, $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$) при 10^{14} Вт/см^2 толщина теплопроводного слоя составляет 0.27 мкм для третьей гармоники излучения Nd-лазера и 0.8 мкм для вто-

рой гармоники. Выражение (40) получено для спитчеровской теплопроводности. Ограниченная теплопроводность, т.е. меньшее значение κ_0 в (39), приведет к меньшему значению Δx_0 .

Таким образом, при абляционном ускорении слоя, толщина Δ_0 которого удовлетворяет условию $\Delta_0 \gg \Delta_T$, а Δ_T определяется выражением (40), нестационарное решение для скорости u можно записать в виде

$$u = \begin{cases} \frac{\gamma+1}{\gamma} c_{sa} \ln \left[\left(1 - \frac{\Delta_a}{\Delta_0} \right)^{-1} \right], & 0 \leq \Delta_a \leq \Delta_m, \\ 2c_{sa}, & \Delta_m \leq \Delta_a \leq \Delta_0, \end{cases} \quad (41)$$

где c_{sa} с учетом нестационарных зависимостей доли поглощенного потока лазерного излучения (18) и плотности области преимущественного поглощения излучения (19) записывается в виде

$$c_{sa} = c_s \begin{cases} \left(\frac{\tau}{2} \right)^{1/6}, & \tau \leq 2, \\ \left(\frac{\tau}{2} \right)^{1/8}, & \tau \geq 2. \end{cases} \quad (42)$$

В (42) c_s — стационарная скорость звука, которая, согласно (5), при $\alpha_T = 2/(3\gamma - 1)$ и $\eta = 1$ записывается в виде

$$c_s = \left[\frac{2(\gamma - 1)I_L}{(3\gamma - 1)\rho_{cr}} \right]^{1/3}. \quad (43)$$

В (41) Δ_m — толщина испаренной части слоя, при которой достигается предельная скорость неиспаренной части, равная удвоенному значению скорости звука c_{sa} :

$$\Delta_m = \Delta_0 \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{2\gamma}{\gamma+1} \right] \right\}. \quad (44)$$

Для $\gamma = 5/3$ значение $\Delta_m \approx 0.71\Delta_0$.

Важнейшей характеристикой абляционного ускорения слоя конечной толщины является эффективность гидродинамической передачи энергии (далее просто гидродинамическая эффективность) — отношение кинетической энергии неиспаренной части слоя к поглощенной энергии лазерного импульса. При постоянной скорости абляции решение (27) дает для зависимости гидродинамической эффективности η_h от доли испаренной массы Δ_a/Δ_0 следующее выражение [43]:

$$\eta_h = \left(\frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \right) \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_a} - 1 \right) \ln^2 \left[\left(1 - \frac{\Delta_a}{\Delta_0} \right)^{-1} \right], \quad (45)$$

$$\Delta_a \leq \Delta_0.$$

Функция (45) имеет максимум, равный примерно 0.42, при значении доли испаренной массы Δ_a/Δ_0 около 0.8. При полном испарении слоя гидродинамическая эффективность равна нулю. Нестационарное решение (41) дает для гидродинамической эффективности выражение

$$\eta_{ha} = \begin{cases} \eta_h, & 0 \leq \Delta_a \leq \Delta_m, \\ \left(\frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \right) \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_m} - 1 \right) \ln^2 \left[\left(1 - \frac{\Delta_a}{\Delta_0} \right)^{-1} \right], & \Delta_m \leq \Delta_a \leq \Delta_0. \end{cases} \quad (46)$$

Решение (46) весьма сильно ограничивает максимальное значение гидродинамической эффективности, которое с учетом нестационарного характера абляции достигается при значении $\Delta_a = \Delta_m \approx 0.71\Delta_0$ и составляет около 0.28.

Скорость абляции в слое конечной толщины и время его полной абляции представляют собой характеристики поглощающих свойств слоя, поскольку с окончанием времени полной абляции слой становится прозрачным для воздействующего лазерного излучения. Эффект абляционного просветления слоя особенно важен при описании взаимодействия лазерного импульса с объемно-структурированными средами, содержащими составные элементы твердого вещества, разделенные вакуумными (или квазивакуумными) промежутками. Например, взаимодействие наносекундного лазерного импульса с упоминавшимися во введении малоплотными пористыми средами, содержащими микроразмерные твердые элементы, представляет собой последовательное взаимодействие излучения со многими твердыми элементами структуры, при котором субнаносекундная длительность каждого такого взаимодействия определяется временем абляционного просветления.

На рис. 6 показаны результаты расчетов по программе ДИАНА зависимости времени абляции от толщины микроразмерного СН-слоя для случаев слоя конечной толщины и слоя как части полупространства при облучении импульсами излучения второй и третьей гармоник Nd-лазера с интенсивностью 10^{14} Вт/см².

Можно видеть, что для обеих гармоник излучения время абляции слоя конечной толщины в 1.35–1.45 раз меньше времени абляции слоя той же толщины в составе полупространства. Это означает, что средняя скорость абляции за время просветления слоя конечной толщины в то же число раз превышает скорость абляции в полупространстве.

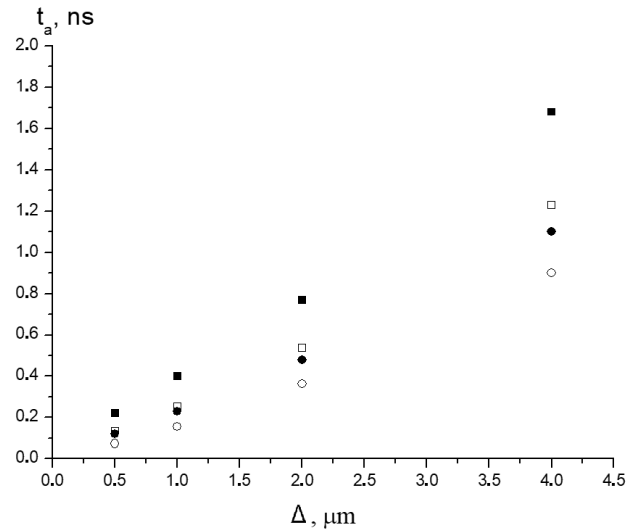


Рис. 6. Зависимости времени абляции от толщины СН-слоя для случаев слоя конечной толщины (пустые символы) и слоя как части полупространства (заполненные символы) в случаях лазерного импульса второй (квадраты) и третьей (кружки) гармоник излучения Nd-лазера с интенсивностью 10^{14} Вт/см², полученные в численных расчетах

Будем искать связь скоростей абляции в слое конечной толщины $D_{a\Delta}$ и в полупространстве D_a в виде

$$D_{a\Delta} = D_a \left(1 + \frac{u}{c_{sa}} \right), \quad (47)$$

где u — скорость неиспаренной части слоя (27). На начальной стадии, когда $\Delta_a \ll \Delta_0$ и $u \ll c_{sa}$, скорость абляции в слое конечной толщины $D_{a\Delta}$ определяется значением скорости абляции в полубесконечном слое: $D_{a\Delta} \approx D_a$. На конечной стадии, когда $\Delta_a \rightarrow \Delta_0$ и $u \gg c_{sa}$, скорость абляции $D_{a\Delta}$ в отношении $(1 + u/c_{sa})$ превышает скорость абляции в полубесконечном слое. С помощью (41) и (47) скорость $D_{a\Delta}$ записывается в виде

$$D_{a\Delta} = \begin{cases} D_a \left\{ 1 + \frac{\gamma + 1}{\gamma} \ln \left[\left(1 - \frac{\Delta_a}{\Delta_0} \right)^{-1} \right] \right\}, & 0 \leq \Delta_a \leq \Delta_m, \\ 3D_a, & \Delta_m \leq \Delta_a \leq \Delta_0. \end{cases} \quad (48)$$

На начальной стадии скорость абляции растет по логарифмическому закону от значения скорости абляции в полупространстве D_a в начальный момент до значения $3D_a$ при толщине испаренной части слоя Δ_m . Последующая стадия абляции протекает при скорости $3D_a$. Время абляционного просветления $t_{a\Delta}$ слоя конечной толщины приближенно

определяется с помощью средней скорости абляции на стадии $\Delta \leq \Delta_m$:

$$D_{a\Delta(av)} = \frac{1}{\Delta_m} \int_0^{\Delta_m} D_{a\Delta} d\Delta.$$

Для $t_{a\Delta}$ получаем

$$t_{a\Delta} = \frac{\Delta_m}{D_{a\Delta(av)}} + \frac{\Delta_0 - \Delta_m}{3D_a}. \quad (49)$$

Используя решение (48) для средней скорости $D_{a\Delta(av)}$ получаем

$$D_{a\Delta(av)} = D_a \left(\frac{4\gamma + 1}{\gamma} - \frac{2\Delta_0}{\Delta_m} \right). \quad (50)$$

Тогда, согласно (49), для связи времени абляционно-го просветления слоя конечной толщины $t_{a\Delta}$ и времени абляции слоя той же толщины как части полубесконечного слоя t_a получаем выражение

$$t_{a\Delta} = \frac{t_a}{3} \left[\frac{(6\gamma + 1)\delta_m - (\gamma + 1)\delta_m^2 - 2\gamma}{(4\gamma + 1)\delta_m - 2\gamma} \right], \quad (51)$$

в котором $\delta_m = \Delta_m/\Delta_0$, а Δ_m определяется выражением (44). Время t_a определяется выражениями (25) и (26), в которых толщина Δ равна толщине слоя конечной толщины Δ_0 . Как уже говорилось, при $\gamma = 5/3$ отношение δ_m составляет 0.71 и выражение (51) дает для времени просветления слоя конечной толщины значение $t_{a\Delta} \approx 0.62t_a$, которое согласуется с результатами численных расчетов. Часть этих результатов представлена на рис. 6 и обсуждалась выше.

Изложенный выше эффект снижения скорости абляции за счет нестационарного характера процесса находится в соответствии с результатами многочисленных численных расчетов, на основании которых были установлены параметры лазерного импульса и мишени ЛТС прямого облучения, отвечающих зажиганию при энергии Nd-лазера около 2 МДж. Мишени, предназначенные для зажигания при воздействии лазерного импульсов второй и третьей гармоник Nd-лазера с интенсивностями основной энергоемкой части импульса около 10^{15} Вт/см², имеют СН-абляторы с практически одинаковой толщиной около 35 мкм [7, 42]. В процессе сжатия таких мишеней происходит абляция практически всей массы аблятора (около 90%). Длительности энергоемких частей импульсов, которые обеспечивают практически полную абляцию СН-слоя толщиной 35 мкм, составляют около 5 нс в случае второй гармоники и 4 нс в случае третьей гармоники. Расчеты

по формулам нестационарного решения для полупространства дают для слоя толщиной 35 мкм время абляции 6.5 нс в случае второй гармоники и 5 нс в случае третьей гармоники. Корректирующая модель для слоя конечной толщины приводит соответственно к временам абляции 4.6 нс и 3.8 нс. Эти значения близки к приведенным выше значениям длительностей энергоемких частей лазерного импульса в расчетах мишеней ЛТС по численным программам гидродинамики лазерной плазмы, в то время как модель стационарной абляции для слоя толщиной 35 мкм дает значения примерно в 2 раза меньше.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нестационарная теория расширяет область корректного описания абляции плоской твердой мишени и сопутствующих гидродинамических процессов, таких как генерация абляционного давления и ударных волн, а также абляционное ускорение слоя конечной толщины при воздействии лазерного импульса тераваттной мощности наносекундной или субнаносекундной длительностей. Теория содержит не только временные зависимости характеристик абляционного процесса от длительности лазерного импульса, но и уточняет зависимости масштабов абсолютных величин этих характеристик от интенсивности и длины волны лазерного импульса и материала мишени по сравнению со стационарной теорией.

Для мишени в виде полубесконечного слоя аналитические решения нестационарной теории описывают скорость абляции и абляционное давление с учетом зависимостей от времени доли поглощенной лазерной энергии и плотности плазмы в области поглощения излучения. Для мишени в виде слоя конечной толщины решения описывают скорость абляции, ускорение слоя под действием абляционного давления и эффективность гидродинамической передачи энергии ускоряемому слою с учетом нестационарного характера указанных выше процессов поглощения лазерного излучения, а также нестационарного характера движения испаряемого вещества.

В полубесконечном слое нестационарные эффекты приводят к уменьшению скорости абляции и абляционного давления по сравнению со значениями этих величин в стационарной теории. Нестационарные решения имеют максимумы в момент времени, равный удвоенному времени образования поглощающего слоя. Значения максимумов равны, соответственно, скорости абляции и абляционному давлению стационарной теории. Обе величины растут со

временем на начальной стадии частичного поглощения излучения за счет роста доли поглощенного лазерного потока и уменьшаются на последующей стадии полного поглощения за счет уменьшения плотности в области преимущественного поглощения излучения. Длительность стадии частичного поглощения, равная удвоенному времени образования поглощающего слоя, тем больше, чем больше интенсивность и длина волны лазерного излучения. При воздействии на СН-мишень лазерного импульса с интенсивностью 10^{14} Вт/см² длительность стадии частичного поглощения составляет 120 пс и 30 пс для длин волн излучения второй и третьей гармоник соответственно. При интенсивности 10^{15} Вт/см² длительность этой стадии возрастает соответственно до 560 пс и 140 пс. Для субнаносекундных и наносекундных лазерных импульсов лазера с интенсивностью в диапазоне 10^{14} – 10^{15} Вт/см² масштаб снижения скорости абляции и абляционного давления в полубесконечном СН-слое по сравнению со значениями стационарной теории составляет около 1.5–2.5.

В слое конечной толщины дополнительный источник нестационарности, связанный с волной разгрузки части слоя, ускоряемой в направлении падения лазерного излучения, приводит к увеличению скорости абляции по сравнению со случаем полупространства. Масштаб увеличения скорости абляции в слое конечной толщины по сравнению со слоем той же толщины в составе полупространства для СН-вещества составляет около 1.4. Нестационарное решение определяет конечную предельную скорость, до которой может быть ускорен слой конечной толщины в абляционном режиме. Значение этой предельной скорости равно удвоенной скорости звука в испаряемой части слоя. Решение в приближении постоянной скорости абляции дает бесконечную скорость неиспаренной части слоя при стремлении ее массы к нулю. Кроме того, согласно этому решению, максимальное значение доли поглощенной энергии, которая передается ускоряемой неиспаренной части слоя (гидродинамическая эффективность), составляет около 42 % при испарении примерно 80 % первоначальной массы слоя. Нестационарное решение ограничивает максимальное значение гидродинамической эффективности величиной 28 % при испарении 70 % его первоначальной массы.

Аналитические зависимости нестационарной теории для скорости абляции и абляционного давления от параметров воздействующего лазерного импульса подтверждаются результатами численных расчетов данной работы и находятся в соответствии с результатами расчетов сжатия сферических ми-

шеней ЛТС прямого облучения, предназначенных для зажигания под действием импульса Nd-лазера.

Благодарности. Авторы признательны П. А. Кучугову за полезные обсуждения результатов работы.

Финансирование. Исследование не имело спонсорской поддержки.

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. G. Basov and O. N. Krokhin, *Sov. Phys. JETP* **19**, 123 (1964) [Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, *ЖЭТФ* **46**, 171 (1964)].
2. S. I. Anisimov, A. M. Prokhorov, and V. E. Fortov, *Sov. Phys. Usp.* **27**, 181 (1984) [С. И. Анисимов, А. М. Прохоров, В. Е. Фортов, *УФН* **142**, 395 (1984)].
3. V. L. Ginzburg, *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*, Pergamon Press, London (1970) [В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, Наука, Москва (1967)].
4. S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion*, Oxford Univ. Press, Oxford (2004).
5. F. Winterberg, *The Release of Thermonuclear Energy by Inertial Confinement*, World Scientific, Singapore (2010).
6. J. D. Lindl, *Phys. Plasmas* **2**, 3933 (1995).
7. R. S. Craxton, K. S. Anderson, T. R. Boehly et al., *Phys. Plasmas* **22**, 110501 (2015).
8. S. Yu. Gus'kov, *Phys. Usp.* **67**, 888 (2024) [С. Ю. Гуськов, *УФН* **194**, 941 (2024)].
9. S. A. Akhmanov, V. I. Emel'yanov, N. I. Koroteev et al., *Sov. Phys. Usp.* **28**, 1084 (1985) [С. А. Ахманов, В. И. Емельянов, Н. И. Коротеев и др., *УФН* **147**, 675 (1985)].
10. S. I. Anisimov and B. S. Luk'yanchuk, *Phys. Usp.* **45**, 293 (2002) [С. И. Анисимов, Б. С. Лукьянчук, *УФН* **172**, 301 (2002)].
11. A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, and A. A. Samokhin, *Phys. Usp.* **60**, 149 (2017) [А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, А. А. Самохин, *УФН* **187**, 159 (2017)].
12. F. Korte, S. Serbin, J. Koch et al., *Appl. Phys. A* **77**, 229 (2003).

13. A. P. Joglekar, H. H. Liu, E. Meyhöfer et al., Proc. Natl. Acad. Sci. USA **101**, 5856 (2004).
14. M. Shinoda, R. R. Gattass, and E. Mazur, J. Appl. Phys. **105**, 053102 (2009).
15. A. Caruso and R. Gratton, Plasma Phys. **10**, 867 (1968).
16. M. D. Rosen et al., Phys. Fluids **22**, 2300 (1979).
17. P. Mora, Phys. Fluids **25**, 1051 (1982).
18. S. E. Bodner, Phys. Rev. Lett. **33**, 761 (1974).
19. H. Takabe, K. Mima, L. Montierth et al., Phys. Fluids **28**, 3676 (1985).
20. S. G. Glendinning, S. V. Weber, P. Bell et al., Phys. Rev. Lett. **69**, 1201 (1992).
21. K. Nagai, C. S. A. Musgrave, and W. Nazarov, Phys. Plasmas **25**, 030501 (2018).
22. S. Yu. Gus'kov, N. V. Zmitrenko, and V. B. Rozanov, J. Exp. Theor. Phys. **81**, 296 (1995) [С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, В. Б. Розанов, ЖЭТФ **108**, 548 (1995)].
23. S. Yu. Gus'kov and Yu. V. Merkul'ev, Quantum Electron. **31**, 311 (2001) [С. Ю. Гуськов, Ю. В. Меркульев, Квант. электрон. **31**, 311 (2001)].
24. A. S. Moore, N. B. Meezan, C. A. Thomas et al., Phys. Plasmas **27**, 082706 (2020).
25. S. X. Hu, W. Theobald, P. B. Radha et al., Phys. Plasmas **25**, 082710 (2018).
26. D. X. Liu, T. Tao, J. Li et al., Phys. Plasmas **29**, 072707 (2022).
27. S. Depierreux, C. Labaune, D. T. Michel et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 195005 (2009).
28. N. N. Demchenko, S. Yu. Gus'kov, P. A. Kuchugov et al., Phys. Plasmas **31**, 112706 (2024).
29. K. Takamatsu, N. Ozaki, K. A. Tanaka et al., Phys. Rev. E **67**, 056406 (2003).
30. M. Koenig, A. Benuzzi, F. Philippe et al., Phys. Plasmas **6**, 3296 (1999).
31. R. Dezulian, F. Canova, S. Barbanotti et al., Phys. Rev. E **73**, 047401 (2006).
32. R. Paddock, M. von der Leyen, R. Aboushelbaya et al., Phys. Rev. E **107**, 025206 (2023).
33. S. Yu. Gus'kov and R. A. Yakhin, Phys. Plasmas **30**, 062709 (2023).
34. O. N. Rosmej, N. E. Andreev, S. Zaehner et al., New J. Phys. **21**, 043044 (2019).
35. L. P. Pugachev, N. E. Andreev, P. R. Levashov et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A **829**, 88 (2016).
36. I. Prencipe, A. Sgattoni, D. Dellasega et al., Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 034019 (2016).
37. L. Fedeli, A. Formenti, C. E. Bottani et al., Eur. Phys. J. D **71**, 202 (2017).
38. M. Gyrdymov, J. Cikhardt, P. Tavana et al., Sci. Rep. **14**, 14785 (2024).
39. S. Yu. Gus'kov, J. Exp. Theor. Phys. **97**, 1137 (2003) [С. Ю. Гуськов, ЖЭТФ **124**, 1271 (2003)].
40. V. S. Imshennik, Sov. Phys. – Doklady **5**, 253 (1960) [В. С. Имшенник, ДАН **131**, 1287 (1960)].
41. S. Yu. Gus'kov and N. N. Demchenko, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **168**, 576 (2025) [С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, ЖЭТФ **168**, 576 (2025)].
42. S. A. Bel'kov, S. V. Bondarenko, G. A. Vergunova et al., J. Exp. Theor. Phys. **121**, 686 (2015) [С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., ЖЭТФ **148**, 784 (2015)].
43. Iu. V. Afanas'ev, E. G. Gamalii, O. N. Krokhin, and V. B. Rozanov, J. Appl. Math. Mech. **39**, 422 (1975) [Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, В. Б. Розанов, Прикл. матем. и механ. **39**, 451 (1975)].
44. A. A. Samarskii and Iu. P. Popov, *Difference Methods for Solving Problems of Gas Dynamics*, Nauka, Moscow (1975), in Russian [А. А. Самарский, Ю. П. Попов, *Разностные схемы газовой динамики*, Наука, Москва (1975)].
45. L. Spitzer, *Physics of Fully Ionized Gases*, Interscience, New York (1956) [Л. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, ИЛ, Москва (1957)].
46. M. D. Rosen and J. H. Nuckolls, Phys. Fluids **22**, 1393 (1979).
47. E. K. Storm, H. G. Ahlstrom, M. J. Boyle et al., Phys. Rev. Lett. **40**, 1570 (1978).

Theory of Non-Stationary Ablation under Inverse Bremsstrahlung Absorption of a Laser Pulse in Dense Matter

S. Yu. Gus'kov, N. N. Demchenko, R. A. Yakhin

P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences
119991, Moscow, Russia

E-mail: yakhin.rafael@gmail.com

Received June 27, 2026

Revised August 16, 2026

Accepted August 18, 2026

Abstract

A non-stationary theory of laser ablation of a dense planar target and of the accompanying hydrodynamic phenomena — namely, the generation of ablation pressure and shock waves, as well as the ablative acceleration of a layer of finite thickness — is developed for the action of a laser pulse of constant power with a nanosecond or subnanosecond duration on a solid target. It is shown that the non-stationary character of ablation, which is caused by the time dependence of the efficiency of inverse bremsstrahlung absorption of laser radiation, leads to significant deviations of the ablation velocity and the ablation pressure from the stationary values of these quantities. The results of the non-stationary theory are confirmed by numerical simulations over a wide range of parameters of the acting laser pulse, including its duration, and agree with experimental data. The theory describes laser ablation of a planar target and the accompanying hydrodynamic phenomena over the entire range of laser-pulse parameters for which the main mechanism of laser-radiation absorption is inverse bremsstrahlung absorption.

Keywords: laser ablation, inverse bremsstrahlung absorption, ablation pressure, laser plasma, inertial confinement fusion

Acknowledgements. The authors are grateful to P. A. Kuchugov for useful discussions of the results of this work.

Funding. The study was not sponsored.

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.