

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ВЕЩЕСТВО ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧАМ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Г. А. Вергунова^{a*}, С. Ю. Гуськов^a, И. Ю. Вичев^b,
А. С. Грушин^b, Д. А. Ким^b, А. Д. Соломянная^b

^a Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия

^b Федеральное государственное учреждение «Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук»
125047, Москва, Россия

Поступила в редакцию 22 октября 2021 г.,
после переработки 22 октября 2021 г.
Принята к публикации 12 ноября 2021 г.

На основании результатов численных расчетов исследуются особенности термодинамического состояния высокотемпературной излучающей лазерной плазмы. Обсуждаются зависимости характеристик лазерно-индуцированного рентгеновского излучения от длины волны и интенсивности воздействующего импульса Nd-лазера в диапазонах изменения их значений, отвечающих схеме сжатия мишени инерциального термоядерного синтеза импульсом рентгеновского излучения. Исследуются особенности термодинамического состояния плазмы, образованной в результате воздействия импульса лазерно-индуцированного рентгеновского излучения на плоские мишени из легких материалов, наиболее востребованных в качестве материалов внешнего слоя термоядерной мишени — аблятора, в котором происходит образование давления, сжимающего мишень. Представлено сравнение термодинамических характеристик плазмы, образованной при воздействии лазерного импульса, и плазмы, образованной при воздействии лазерно-индуцированного рентгеновского импульса.

DOI: 10.31857/S0044451022060128
EDN: DUWAQY

1. ВВЕДЕНИЕ

В основе выбора длины волны излучения лазерного драйвера установки инерциального термоядерного синтеза (ИТС) лежит сравнительный анализ зависимостей от длины волны энергетических эффективностей собственно процесса генерации излучения и его воздействия на термоядерную мишень. В качестве драйвера действующей [1–3] и строящихся [4–7] лазерных установок, предназначенных для зажигания термоядерной мишени — получения термоядерной энергии, превышающей лазерную — используется лазер на неодимовом стекле, способный

в настоящее время обеспечить максимальную энергетику установки. Применительно к Nd-лазеру речь идет об использовании лазерного импульса основной, второй и третьей гармоник излучения с длинами волн соответственно $\lambda = 1.06$ мкм, 0.53 мкм и 0.35 мкм. Энергетическая эффективность преобразования излучения основной гармоники Nd-лазера в излучение второй гармоники составляет около 60 %, а третьей — около 40 %. С другой стороны, с уменьшением длины волны воздействие излучения становится более эффективным с точки зрения различных аспектов сжатия мишени как при прямом облучении мишени лазерным излучением, так и при непрямом облучении рентгеновским излучением, в которое предварительно преобразуется лазерное излучение. С уменьшением длины волны увеличивается коэффициент поглощения излучения, медлен-

* E-mail: vergunovaga@lebedev.ru

нее развиваются плазменные неустойчивости, ответственные за генерацию быстрых электронов, которые могут осуществить нежелательный предварительный прогрев мишени.

В случае прямого облучения, когда лазерное излучение воздействует непосредственно на внешний слой мишени — аблятор, материалом которого служат легкие материалы, такие как пластик, бериллий или углерод повышенной плотности — зависимости термодинамических величин образующейся плазмы от интенсивности и длины волны воздействующего лазерного импульса достаточно подробно исследованы и теоретически, и экспериментально. Основным фактором, который регулирует термодинамическое состояние лазерной плазмы легких материалов, является поглощение лазерного излучения в области плазменного резонанса с плотностью, близкой к критической плотности плазмы, $\rho_{cr} [\text{г/см}^3] = 1.83 \cdot 10^{-3} A/Z\lambda_\mu^2$ (A и Z — атомный номер и зарядовое число ионов плазмы, λ_μ [мкм] — длина волны лазерного излучения). Этот факт приводит к хорошо известным зависимостям температуры и плотности от длины волны λ и интенсивности I_{las} лазерного импульса [2, 8]:

$$T \propto (I_{las}/\rho_{cr})^{2/3} \propto (I_{las}\lambda^2)^{2/3},$$

$$P \propto \rho_{cr} (I_{las}/\rho_{cr})^{2/3} \propto (I_{las}/\lambda)^{2/3}.$$

В схеме непрямого сжатия на термоядерную капсулу воздействует импульс рентгеновского излучения, который образуется при воздействии лазерного импульса на внутреннюю стенку оболочки-конвертера, в геометрическом центре которого помещается термоядерная капсула. На действующей мегаджоульной лазерной установке NIF (LLNL, США) [2, 3] используется конвертер цилиндрической формы. Для обеспечения высокой степени конверсии лазерного излучения в рентгеновское в качестве материала конвертера используются вещества с большими зарядовыми числами, такие как золото и обедненный уран [9]. В результате при непрямом облучении конечное энергетическое воздействие на аблятор термоядерной капсулы имеет комплексный характер, который определяется термодинамическими свойствами как плазмы конвертера, так и плазмы аблятора, а также нелинейными зависимостями пробегов рентгеновского излучения от температуры и плотности в той и другой плазме. В частности, по этой причине в большинстве ранее опубликованных работ, посвященных физике непрямого облучения, результаты представлены в виде итогового заключения о работе

конкретной схемы лазер–конвертер–капсула. Такие данные применительно к условиям облучения на установке NIF суммированы в работах [2, 3] и относятся к облучению капсулы с аблятором из пластика рентгеновским импульсом, образованным при облучении внутренней поверхности конвертера из золота излучением третьей гармоники Nd-лазера.

Вместе с тем для детального понимания конечного результата комплексного процесса непрямого воздействия представляется важным исследование его составных частей в различных условиях облучения. Такие расчетно-теоретические исследования, выполненные в данной работе, относятся к изучению термодинамического состояния и излучательных свойств плазмы конвертера, образованной воздействием излучения первых трех гармоник Nd-лазера, и термодинамического состояния плазмы аблятора, образованной воздействием импульса лазерно-индуцированного рентгеновского излучения.

Расчеты были проведены по 1D-программе RADIAN [10]. В основу кода RADIAN положена физико-математическая модель, содержащая уравнения двухтемпературной радиационной гидродинамики. Учитывается электрон-ионный обмен, классическая или уменьшенная электронная теплопроводность. Лазерное излучение поглощается обратно-тормозным способом. Уравнения газовой динамики решаются совместно с многогрупповым уравнением переноса собственного излучения плазмы. В рамках представленной работы использовались уравнения состояния вещества (УРС) и спектральные коэффициенты поглощения излучения из базы данных THERMOS [11, 12]. В области высоких температур и низких плотностей рассматриваемой задачи УРС, как правило, близко к УРС идеального газа.

В разд. 2 представлены результаты численного моделирования взаимодействия импульсов излучения первой, второй и третьей гармоник Nd-лазера с интенсивностями в диапазоне 10^{13} – 10^{15} Вт/см² с плоской мишенью из золота. Особое внимание уделяется случаю импульса второй гармоники Nd-лазера, использование которого предполагается в проекте российской мегаджоульной установки [5]. Обсуждаются особенности образования плазмы и ее излучательных свойств, связанных с переносом энергии собственным излучением плазмы. Проводится сравнительный анализ термодинамических характеристик, относящихся к излучающей лазерной плазме мишени из золота, образованной лазерным излучением первой, второй и третьей гармоник Nd-лазера.

В разд. 3 представлены результаты численного моделирования взаимодействия лазерно-индуцированного рентгеновского излучения с плоскими мишенями из легких материалов — пластика и высокоплотного углерода, которые используются в качестве материалов аблятора термоядерных мишеней. Обсуждаются особенности образования плазмы, связанные с поглощением и переносом воздействующего рентгеновского излучения. Проводится сравнительный анализ термодинамических характеристик, относящихся к лазерной плазме одного и того же материала при облучении импульсами лазерного и рентгеновского излучения.

2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Численные расчеты взаимодействия импульсов излучения первой, второй и третьей гармоник Nd-лазера, интенсивности которых лежали в диапазоне 10^{13} – 10^{15} Вт/см², с плоскими мишенями из золота были выполнены с использованием оптических констант, рассчитанных в отсутствие локального термодинамического равновесия (ЛТР) в плазме [11], и с учетом ограничения потока электронной теплопроводности. Ограничение потока электронной теплопроводности моделировалось введением коэффициента ограничения $f_e = 0.03$ – 0.08 , что давало возможность согласовать результаты расчета с экспериментальными результатами по конверсии лазерного излучения в рентгеновское. Отсутствие ограничения теплопроводности приводит к расчетным значениям конверсии, значительно превышающим экспериментальные данные.

На рис. 1 представлены результаты расчета воздействия лазерного импульса с постоянной интенсивностью $I_{las} = 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и длиной волны $\lambda = 0.53$ мкм на плоскую мишень из золота толщиной 30 мкм. Приведены зависимости от пространственной координаты плотности и температуры плазмы, а также плотности потока электронной теплопроводности и лучистой теплопроводности плазмы на момент времени $t = 0.5$ нс. Лазерное излучение поглощается в испаренной части мишени — короне — за счет обратно-тормозного механизма и достигает областей с критической плотностью $\rho_{cr} \approx 0.017$ г/см³ при $Z \approx 62$. (На рис. 1 координата x отсчитывается от левой границы мишени, лазерное излучение падает на мишень справа.) С течением времени критическая плотность плазмы удаля-

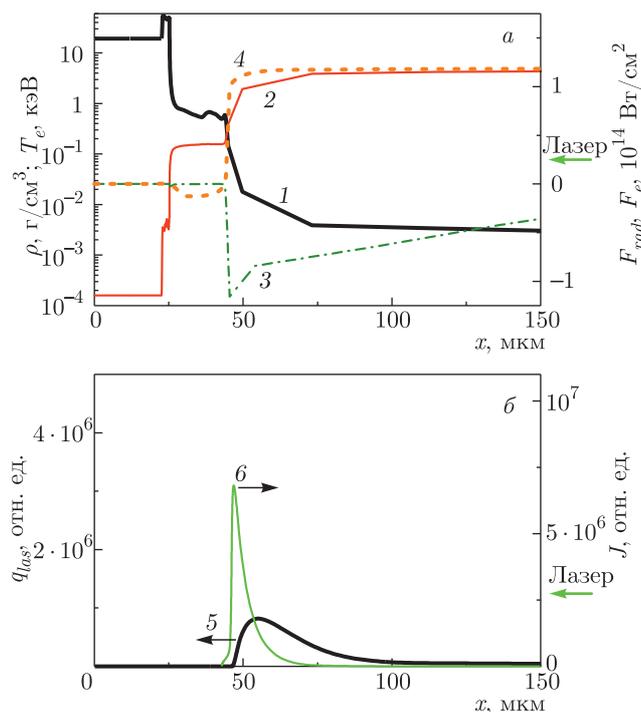


Рис. 1. а) Зависимости от пространственной координаты плотности ρ (линия 1), температуры T_e (линия 2), потока электронной теплопроводности F_e (линия 3) и радиационного потока F_{rad} (линия 4). б) Зависимости от пространственной координаты скорости удельного (в единице объема) энерговыделения лазерной энергии q_{las} (линия 5) и излучательной способности J (линия 6) плазмы. Рисунки относятся к моменту времени $t = 0.5$ нс, лазерному импульсу с постоянным потоком $I_{las} = 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см², $\lambda = 0.53$ мкм на плоскую мишень из золота. Начальное положение мишени $0 \leq x \leq 30$ мкм, лазерное излучение падает на мишень справа

ется от начального положения границы мишени: к 0.5 нс она располагается на расстоянии 24 мкм от начальной границы слоя золота, в точке с координатой $x \approx 54$ мкм. Большая часть лазерного излучения поглощается в области с критической плотностью (рис. 1, кривая 5). Из области поглощения лазерного излучения энергия потоком электронной теплопроводности (кривая 3 на рис. 1а) переносится вглубь золотого слоя. Это приводит к прогреву плотных слоев мишени, где формируется область генерации собственного излучения плазмы. В расчетах с учетом ограничения потока электронной теплопроводности образуются более резкие профили плотности и температуры, чем в расчетах без ограничения потока электронной теплопроводности.

Электронная теплопроводность переносит тепло в менее плотной части короны в области с координатой

натами $x > 45$ мкм (линия 3 на рис. 1а). Радиационный поток (линия 4 на рис. 1а) является более эффективным механизмом переноса энергии вглубь мишени, чем поток электронной теплопроводности. Рентгеновское излучение эффективно поглощается (отрицательные значения потока рентгеновского излучения на кривой 4) вблизи границы неспаренного золота ($x \approx 30$ мкм), прогревая и испаряя новые слои золота. В результате распределения плотности и температуры вблизи области испарения характеризуются значительными градиентами этих величин. Так, при изменении пространственной координаты на 6 мкм ($45.5 \text{ мкм} < x < 51.5 \text{ мкм}$) плотность ρ увеличивается от $\rho_{cr} \approx 0.017 \text{ г/см}^3$ до $10\rho_{cr} \approx 0.17 \text{ г/см}^3$, электронная температура уменьшается от $T_e \approx 1.8 \text{ кэВ}$ до $T_e \approx 400 \text{ эВ}$, средний заряд уменьшается от 62 до 47. При изменении пространственной координаты на 2 мкм ($43.5 \text{ мкм} < x < 45.5 \text{ мкм}$) плотность увеличивается от $10\rho_{cr}$ до $50\rho_{cr}$ (около 0.65 г/см^3). То есть в соответствии с [13] плотность на фронте абляции уменьшается практически по экспоненциальному закону. Температура от фронта абляции до области с критической плотностью растет как $T \propto x^{2/5}$.

Излучательная способность плазмы приближенно может быть представлена как [14, 15]

$$J = 1.5 \cdot 10^{10} \overline{Z^2} \sqrt{T_e} \left(\frac{\rho}{A}\right)^2 \times \left(1 + \frac{2.4I}{T_e}\right) \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{с},$$

где I — средний потенциал ионизации вещества. Первое слагаемое в скобках определяет вклад тормозного излучения свободных электронов, второе — вклад связанно-связанных и свободно-связанных переходов. При этом в высокотемпературной плазме легких элементов основной вклад в излучательную способность вносит первое слагаемое. Для плазмы многозарядных ионов I/T_e оказывается в диапазоне 4–10, и основной вклад в излучательную способность вносит второе слагаемое. В плазме с установившимся зарядовым составом излучательная способность зависит от температуры как $T_e^{1/2}$, от плотности — как ρ^2 . Такая зависимость приводит к тому, что максимум рентгеновского излучения (кривая 6, рис. 1б) приходится на область с плотностью $(4\text{--}10)\rho_{cr}$ и температурой 400 эВ и смещен приблизительно на 3 мкм от максимума поглощения лазерного излучения вглубь твердых слоев плазмы.

На рис. 2 для сравнения представлены пространственные распределения плотности ρ , температуры T_e , скорости удельного энерговыделения лазерной

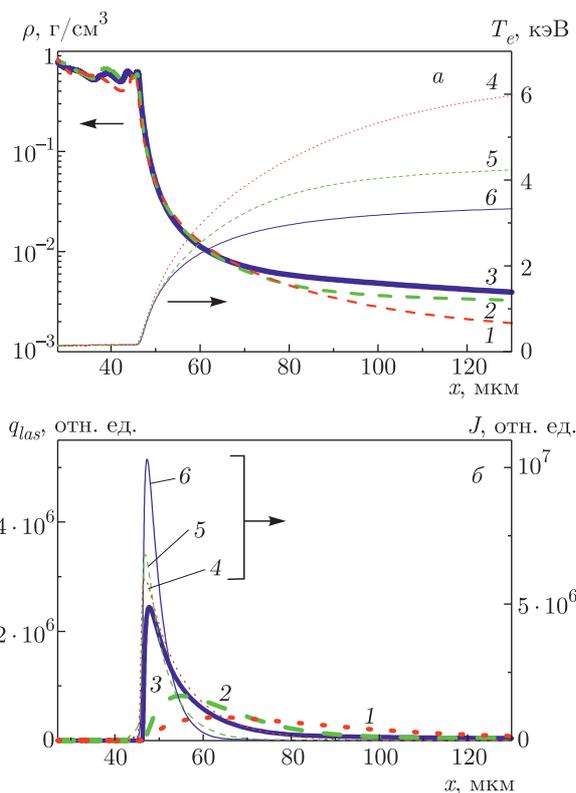


Рис. 2. Сформированные в золотом слое к моменту 0.5 нс под действием излучения первой (линии 1, 4), второй (линии 2, 5) и третьей (линии 3, 6) гармоник Nd-лазера с $I_{las} = 3 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. а) Зависимости от пространственной координаты плотности ρ (линии 1, 2, 3) и температуры T_e (линии 4, 5, 6). б) Удельное энерговыделение q_{las} лазерного излучения (линии 1, 2, 3) и излучательная способность плазмы J (4, 5, 6). Начало координат совпадает с левой границей мишени. В начальный момент времени правая граница мишени расположена на расстоянии 30 мкм от начала координат

энергии q_{las} и излучательной способности плазмы J в момент времени 0.5 нс, сформированные при воздействии первой, второй и третьей гармоник лазерного излучения на плоский слой золота. Приведены результаты расчетов с коэффициентом ограничения электронной теплопроводности $f_e = 0.03$. Лазерное излучение поглощается в области плазмы с плотностью вплоть до критической плотности плазмы, соответствующей длине волны воздействующего лазерного излучения. С уменьшением длины волны уменьшается ширина области поглощения: излучение первой гармоники поглощается в относительно протяженной области с шириной около 28 мкм, излучение второй гармоники — в области шириной около 16 мкм, третьей — около 5 мкм. Зависимость $N_{e,cr} \propto \lambda^{-2}$ приводит к тому, что области погло-

Таблица 1. Значения координаты поверхности с критической плотностью плазмы, x_{cr} , критической плотности ρ_{cr} , а также температуры T_e и среднего заряда Z в области критической плотности в момент времени 0.5 нс при воздействии на плоскую мишень из золота лазерного излучения с потоком $I_{las} = 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² на первой ($\lambda = 1.06$ мкм), на второй ($\lambda = 0.53$ мкм) и на третьей ($\lambda = 0.35$ мкм) гармониках

λ , мкм	x_{cr} , мкм	ρ_{cr} , г/см ³	T_e , кэВ	Z
0.35	50	0.045	1	60
0.53	54	0.017	1.8	62
1.06	91	0.0038	3.9	66

щения лазерного излучения с меньшей длиной волны расположены ближе к поверхности абляции. При этом в области поглощения плотность плазмы тем выше, а температура тем ниже, чем меньше длина волны лазерного излучения. В табл. 1 приведены значения координаты поверхности с критической плотностью, x_{cr} , критической плотности ρ_{cr} , а также температуры T_e и средней степени ионизации Z плазмы в области критической плотности в момент времени 0.5 нс при воздействии постоянного потока лазерного излучения $I_{las} = 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² с длинами волн 1.06 мкм, 0.53 мкм и 0.35 мкм на плоский слой золота. Начальное положение границы мишени, на которую действует лазерное излучение, 30 мкм.

Перенос энергии электронной и лучистой теплопроводностью в более плотные по сравнению с критической плотностью области мишени приводит к формированию крутых градиентов плотности и температуры, особенно плотности в короне вблизи абляционной поверхности. Перенос энергии внутрь мишени волной лучистой теплопроводности (волна Маршака) описывается решением, приведенным в [14, 16, 17]. С использованием рассчитанного в [11] росселандова пробега коэффициент поглощения излучения в золоте в диапазоне плотностей 0.1–1 г/см³ и температур 0.01–0.5 кэВ может быть аппроксимирован формулой

$$k_R = \frac{1}{l_R} \approx \delta \frac{\rho^\alpha}{T_e^\beta} \text{ см}^2/\text{г},$$

где $\delta = 5.3$, $\alpha = 0.3$, $\beta = 2$, ρ в г/см³, T_e в кэВ. В предположении, что из области поглощения лазерного излучения плазма прогревается постоянным

потоком излучения I_{rad} , зависимость координаты фронта тепловой волны определяется как

$$x_{rw} \propto \rho^{-(\alpha+\beta+4)/(\beta+5)} I_{rad}^{(\beta+3)/(\beta+5)} t^{(\beta+4)/(\beta+5)}.$$

В условиях рассматриваемой задачи

$$x_{rw} \propto \rho^{-0.9} I_{rad}^{0.71} t^{0.86}.$$

Из этого соотношения следует, что скорость прогрева холодного золота медленно уменьшается со временем и растет с увеличением греющего потока излучения. К моменту времени $t = 0.5$ нс рентгеновское излучение, образованное в области поглощения лазерного излучения второй гармоники с интенсивностью $I_{las} = 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см², прогревает приблизительно 3 мкм первоначально твердого золота. Следует отметить, что при той же интенсивности лазерного излучения рентгеновское излучение, образованное при воздействии лазерного излучения третьей гармоники, проникает в холодное золото на 0.22 мкм глубже, чем при воздействии излучения второй гармоники, и на 0.36 мкм глубже, чем при воздействии излучения первой гармоники, поскольку интенсивность рентгеновского излучения, образованного под действием излучения третьей гармоники выше, чем при воздействии излучения первой и второй гармоник.

Максимум излучательной способности плазмы смещен в область с плотностью, превышающей критическую плотность, и соответственно с температурой, меньшей температуры в области поглощения лазерного излучения. Наименьшее смещение — около 3 мкм — имеет место для случая третьей гармоники. Для второй гармоники оно составляет 9 мкм, для первой — 44 мкм. В результате (с учетом расположения областей поглощения лазерного излучения) максимумы излучательной способности оказываются локализованными примерно на одинаковом расстоянии от абляционной поверхности. Их значения тем больше, чем меньше длина волны лазерного излучения за счет более высокой плотности в области излучения. При этом, однако, ширина области излучения уменьшается с уменьшением длины волны за счет более высоких градиентов плотности и температуры. Это приводит к тому, что доля лазерного излучения, конвертируемая в собственное излучение плазмы, растет незначительно с уменьшением длины волны воздействующего лазерного излучения.

На рис. 3 приведена зависимость от времени конверсии лазерного излучения в рентгеновское излучение на плоском слое золота при воздействии постоянного лазерного импульса $3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² с различ-

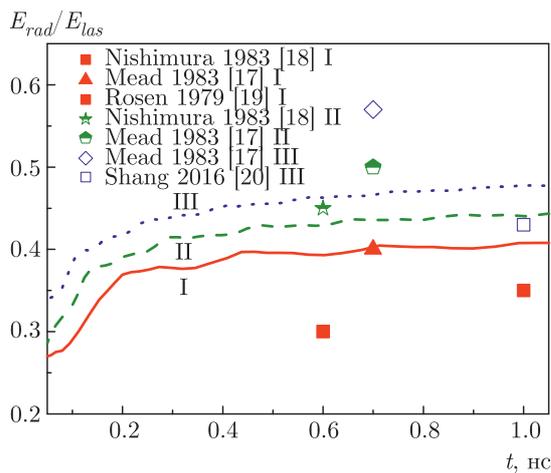


Рис. 3. Зависимость конверсии постоянного лазерного импульса $I_{las} = 3 \cdot 10^{14}$ Вт/см² в рентгеновое излучение от времени. Кривые подписаны номерами гармоник: I — $\lambda = 1.06$ мкм, II — $\lambda = 0.53$ мкм, III — $\lambda = 0.35$ мкм

ными длинами волн. С течением времени масса прогретой плазмы и, как следствие, конверсия в рентгеновое излучение увеличиваются. После ~ 0.5 нс рост конверсии замедляется. После этого момента времени относительно больше поглощенной энергии переходит во внутреннюю и кинетическую энергию плазмы, вклад в потери на излучение уменьшается.

Конверсия относительно слабо растет с уменьшением длины волны лазерного импульса: примерно от 0.38 при $\lambda = 1.05$ мкм до 0.45 при $\lambda = 0.35$ мкм. Эти данные находятся в хорошем согласии с опубликованными данными экспериментов, которые для интенсивности лазерного импульса 10^{14} – 10^{15} лежат в достаточно узком диапазоне 0.3–0.5. Так, в экспериментах [18–21] значение конверсии составило около 0.4 для излучения первой гармоники, около 0.44 для излучения второй гармоники и около 0.48 для излучения третьей гармоники. Результаты численного моделирования согласуются с экспериментальными данными по конверсии при учете ограничения потока электронной теплопроводности с коэффициентом $f_e = 0.03$.

Весьма высокая конверсия излучения первых трех гармоник Nd-лазера в рентгеновое излучение в «открытой» геометрии облучения плоской мишени на уровне 0.3–0.5 является причиной того, что в «закрытой» геометрии облучения лазерным импульсом внутренней стенки конвертера при переизлучении и перепоглощении рентгенового излучения увеличивается масса нагретого золота, а степень конверсии достигает значений вплоть до 80 % [3, 22].

3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ ПЛАЗМЫ, НАГРЕВАЕМОЙ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННЫМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Термодинамическое состояние плазмы, которая образуется при нагреве лазерно-индуцированным рентгеновым излучением плоской мишени, исследовалось на основе численных расчетов взаимодействия импульса рентгеновского излучения, генерируемого в конвертере из золота, с мишенями из пластика (плотность 1.07 г/см³) и высокоплотного углерода HDC (high density carbon, плотность 3.5 г/см³). На рис. 4а на момент времени 1 нс приведены пространственные распределения температуры, плотности и давления в плазме мишени из пластика при воздействии на нее импульса рентгеновского излучения с интенсивностью $I_{rad} = 2.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см², который генерировался от импульса излучения второй гармоники Nd-лазера с интенсивностью $I_{las} = 3.3 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Соответствующая этой интенсивности рентгеновского импульса радиационная температура составляет $T_{rad} = (I_{rad} \sigma)^{1/4} = 246$ эВ, где σ — постоянная Стефана–Больцмана, I_{rad} — интегральный по спектру поток излучения. Планковский спектральный поток излучения имеет максимум при энергии квантов $h\nu \sim 2.72 T_{rad} \approx 700$ эВ. Генерируемое рентгеновское излучение золота в диапазоне энергий, больших 2 кэВ, имеет локальные пики, обусловленные линиями на переходах на M -оболочку (энергия излучения линии $M_{\alpha 1}$ составляет 2.1 кэВ) и рекомбинационными скачками в этом же диапазоне.

В начальный момент времени правая граница пластикового слоя, на которую воздействует внешнее рентгеновское излучение, находится при x [мкм] = 0 . Абляционное давление, которое приводит к генерации ударной волны внутрь мишени, образуется в области короны, прогретой рентгеновским излучением до температуры около 150 эВ, расположенной на расстоянии -84 мкм от границы облучения. Плотность в этой области составляет около 0.8 г/см³. Величина абляционного давления в расчете составляет около 60 Мбар. Известный из работ [2, 3] скейлинг для абляционного давления при воздействии рентгеновского излучения на мишень из пластика P [Мбар] = $170 I_{rad(15)}^{7/8}$ при потоке $I_{rad} = 2.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см² дает значение около 50 Мбар, что хорошо согласуется с результатом численных расчетов.

Излучение высокоэнергетической части спектра прогревает мишень перед фронтом ударной волны.

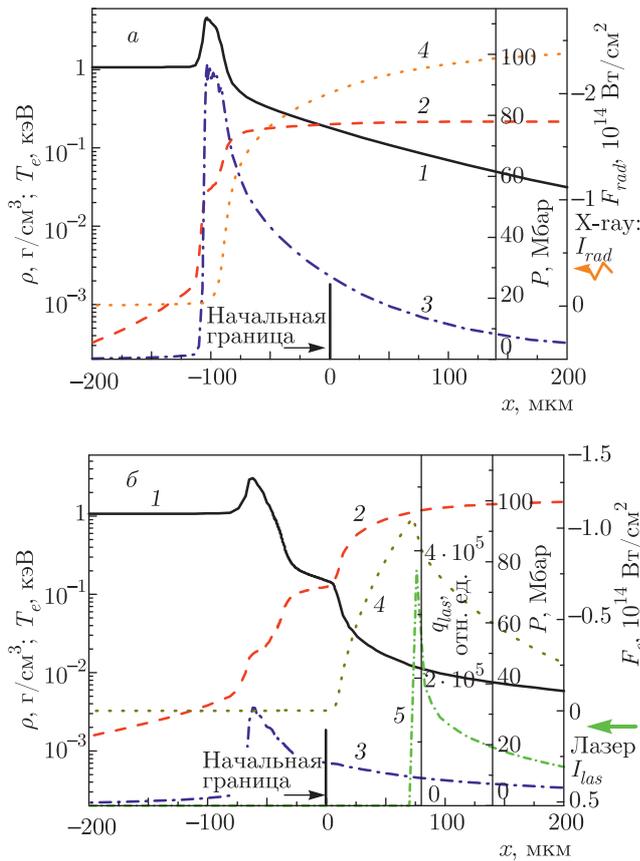


Рис. 4. а) Пространственные распределения плотности ρ (линия 1), температуры T_e (линия 2), давления P (линия 3), сформированные в пластиковом слое к 1 нс под действием падающего справа радиационного потока $I_{rad} = 2.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см², радиационный поток F_{rad} — линия 4. F_{rad} на внешней границе x_{bound} равен греющему радиационному потоку I_{rad} ($F_{rad}(x = x_{bound}) = I_{rad}$). б) Пространственные распределения плотности ρ (линия 1), температуры T_e (линия 2), давления P (линия 3), потока электронной теплопроводности F_e (линия 4), сформированные в пластиковом слое под действием лазерного импульса $I_{las} = 2.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см², $\lambda = 0.53$ мкм в $t = 1$ нс. Линия 5 — вклад лазерного излучения q_{las}

Так, излучение с энергиями квантов, превышающими 2.1 кэВ, проникает в мишень приблизительно на расстояние 10 мкм (от -90 мкм до -100 мкм), где формирует область, прогретую до температуры около 10 эВ. Более жесткое излучение с энергией, превосходящей 3.4 кэВ (выше энергии связи M -электронов), проникает еще глубже, прогревая плазму перед фронтом ударной волны до ~ 1 эВ (на рис. 4а координата $x = (-200) - (-100)$ мкм). Тем не менее ударная волна является сильной. Плотность за ее фронтом составляет около 4.6 г/см³, давление — около 100 Мбар. К моменту времени 1 нс ударная волна распространяется на расстояние ≈ 103 мкм.

На рис. 4б представлены пространственные распределения в момент времени $t = 1$ нс температуры, плотности и давления в плазме мишени из пластика (СН), образованной при воздействии импульса излучения второй гармоники Nd-лазера с той же интенсивностью $I_{las} = 2.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см², что и в расчете с импульсом лазерно-индуцированного рентгеновского излучения. В этот момент времени лазерное излучение наиболее эффективно поглощается при $x \approx 100$ мкм в области критической плотности (≈ 0.012 г/см³), температура в короне достигает 1.7 кэВ. Из области поглощения лазерного излучения потоком электронной теплопроводности плазма прогревается до областей с координатой $x \approx -17$ мкм от первоначальной границы вещества. Величина абляционного давления составляет около 30 Мбар. Аналитические зависимости температуры и давления полностью ионизованной плазмы от интенсивности и длины волны излучения лазерного импульса, воздействующего на мишень легких элементов, даются известными скейлингами [2, 8]:

$$T \text{ [кэВ]} = \frac{1}{C_V} \left[\frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \right]^{2/3} (I_{las}/\rho_{cr})^{2/3} \approx 12 I_{las(15)}^{2/3} \lambda_\mu^{4/3},$$

$$P \text{ [Мбар]} = \left[\frac{2(\gamma - 1)}{3\gamma - 1} \right]^{2/3} \rho_{cr} (I_{las}/\rho_{cr})^{2/3} \approx 35 I_{las(15)}^{2/3} \lambda_\mu^{-2/3}.$$

Здесь $I_{las(15)}$ — интенсивность лазерного излучения в единицах 10^{15} Вт/см², $C_V = (Z + 1)k_B/A(\gamma - 1)m_p$ — удельная теплоемкость нагреваемого вещества, k_B — постоянная Больцмана, m_p — масса протона, γ — показатель адиабаты.

Скейлинг дает близкие к расчетным значения характерной температуры в области нагрева плазмы лазерным излучением — около 1.2 кэВ, и абляционного давления — около 22 Мбар. Ударная волна с давлением за фронтом 32 Мбар к моменту времени 1 нс достигает области с координатой около -62 мкм.

Представленные данные позволяют провести количественное сопоставление характеристик термодинамического состояния плазмы, образованной воздействием лазерного импульса второй гармоники Nd-лазера и импульса лазерно-индуцированного излучения при одинаковых интенсивностях обоих импульсов. Рентгеновское излучение нагревает

Таблица 2. Зависимости от плотности потока греющего рентгеновского импульса скорости абляции вещества мишени dm/dt , давления P_{abl} и плотности ρ_{abl} на границе абляции, скорости распространения фронта абляции по мишени $V_{abl} = (dm/dt)/\rho$ и скорости ударной волны D_{sw}

	$I_{rad},$ 10^{14} Вт/см ²	$\lambda,$ мкм	$dm/dt,$ 10^6 г/см·с	$P_{abl},$ Мбар	$\rho_{abl},$ г/см ³	$V_{abl},$ 10^6 см/с	$D_{sw},$ 10^6 см/с
СН	0.63	1.06	1.33	20	0.3	0.31	5.63
СН	2.52	0.53	3.8	59	0.47	0.88	10.8
СН	5.74	0.35	6.7	103	0.7	1.56	16
НДС	0.63	1.06	1.33	23	0.55	0.1	3.07
НДС	2.52	0.53	4.1	72	1	0.29	5.84
НДС	5.74	0.35	7.8	142	1.3	0.56	8.47

корону СН-мишени до температуры 100–200 эВ, примерно на порядок более низкой, чем в случае нагрева лазерным излучением. Вместе с тем характерная плотность в области нагрева рентгеновским импульсом 0.5–0.8 г/см³ в 40–60 раз превосходит плотность плазмы в области нагрева лазерным излучением, которая в этом случае близка к критической плотности плазмы — 0.012 г/см³. В результате абляционное давление и давление за фронтом ударной волны в неиспаренной части мишени в случае рентгеновского нагрева примерно в 3 раза выше, чем в случае лазерного нагрева.

Из теоретических и экспериментальных исследований известно (см., например, [23]), что при воздействии лазерного потока I_{las} с длиной волны λ на вещество классический обратнотормозной механизм поглощения, при котором энергия лазерного импульса передается тепловым электронам плазмы, преобладает при значениях параметра взаимодействия $I_{las}\lambda^2 < 10^{14}$ Вт·мкм²/см². При $I_{las}\lambda^2 > 10^{14}$ Вт·мкм²/см² увеличивается роль бесстолкновительных механизмов поглощения, которые сопровождаются трансформацией лазерной энергии в энергию быстрых электронов. Для того чтобы избежать нежелательного эффекта генерации быстрых электронов при одной и той же величине $I_{las}\lambda^2$, например 10^{14} Вт·мкм²/см², при меньшей длине волны может быть использован лазерный импульс с большей интенсивностью $I_{las} \propto \lambda^{-2}$. Применительно к непрямому сжатию это означает, что при одной и той же величине $I_{las}\lambda^2$ увеличивается радиационная температура в конвертере и тем самым увеличивается поток излучения на внутреннюю капсулу. Если $I_{las}\lambda^2 = 10^{14}$ Вт·мкм²/см², при длине

волны лазерного излучения $\lambda = 1.06$ мкм допустимый поток лазерного излучения на конвертор $I_{las} = 0.89 \cdot 10^{14}$ Вт/см², а при длине волны $\lambda = 0.35$ мкм допустимый поток лазерного излучения увеличивается до $I_{las} = 8.16 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Таким образом, при заданном значении параметра взаимодействия с уменьшением длины волны лазерного излучения радиационный поток растет примерно как $I_{rad} \propto \lambda^{-2}$, а радиационная температура — как $T_{rad} \propto \lambda^{-1/2}$, что приводит к увеличению абляционного давления и скорости абляции.

Регулировка интенсивностей лазерных импульсов излучения различных гармоник в соответствии с условием $I_{las}\lambda^2 = 10^{14}$ Вт·мкм²/см² была использована для сравнительных расчетов взаимодействия импульса лазерно-индуцированного рентгеновского излучения с мишенями из пластика и высокоплотного углерода НДС. Некоторые результаты этих расчетов приведены в табл. 2. Высокоплотный углерод как материал аблятора для термоядерных мишеней обладает рядом преимуществ по сравнению с СН-пластиком. Основное из них состоит в том, что за счет значительно более высокой плотности (более чем в 3 раза) ударная волна, при прочих равных условиях, нагревает вещество до меньшей температуры, что позволяет достичь более высокой степени сжатия мишени. При этом НДС-материал, состоящий из углерода — элемента с относительно низким зарядовым числом, остается материалом с незначительными потерями энергии на собственное излучение плазмы. В приведенных расчетах конверсия лазерного излучения в рентгеновское составляет 70%–80% и слабо зависит от длины волны (разница составляет 5%) рентгенообразующего лазерного

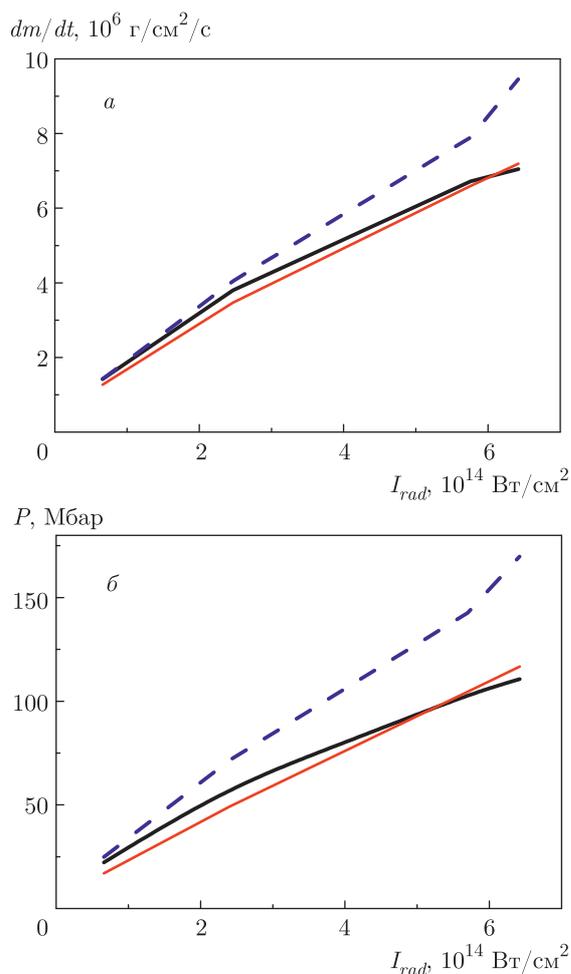


Рис. 5. Скорость абляции вещества мишени (а) и абляционное давление для аблятора (б) из пластика СН (сплошные черные линии) и высокоплотного углерода HDC (штриховые линии) в зависимости от потока греющего рентгеновского излучения. Аналитические выражения из [2] на графиках — сплошные красные линии

излучения. Во втором и третьем столбцах табл. 2 указаны интенсивности рентгеновского импульса и длины волн излучения рентгенообразующего лазерного импульса. В табл. 2 приведены усредненные по времени значения скорости абляции вещества мишени dm/dt , давления P_{abl} и плотности ρ_{abl} на границе абляции, скорости распространения фронта абляции по мишени $V_{abl} = (dm/dt)/\rho$ (где ρ — плотность за фронтом ударной волны) и скорости ударной волны D_{sw} .

На рис. 5 построены графики зависимости скорости абляции dm/dt и абляционного давления от падающего радиационного потока для пластика и высокоплотного углерода. Результаты расчетов для пластика хорошо совпадают с формулами

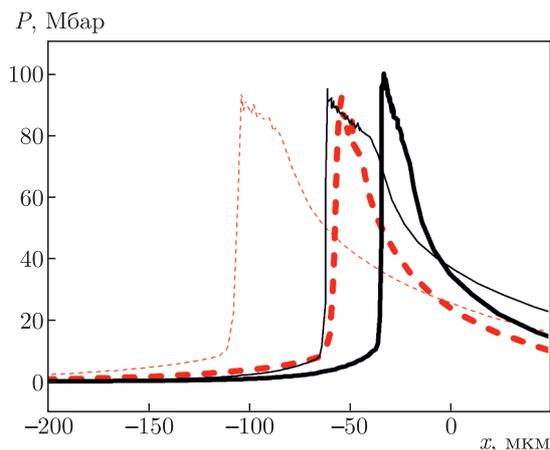


Рис. 6. Пространственное распределение давления в моменты времени 0.5 нс (жирные линии) и 1 нс (тонкие линии), характеризующие распространение ударной волны в мишенях СН (штриховые линии) и HDC (сплошные линии), при воздействии потока рентгеновского излучения $2.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см², генерируемого в золотом конверторе при его облучении лазерным импульсом второй гармоники с интенсивностью $3.56 \cdot 10^{14}$ Вт/см²

$$P_{abl} [\text{Мбар}] = 170 I_{rad(15)}^{7/8},$$

$$dm/dt [\text{г/см}^2/\text{с}] = 10^7 I_{rad(15)}^{3/4}$$

работы [2]. Скорость абляции dm/dt и абляционное давление с увеличением греющего рентгеновского потока для HDC растет сильнее, чем для пластика. Результаты расчетов для HDC могут быть интерполированы как

$$P [\text{Мбар}] = 214 I_{rad(15)}^{0.84},$$

$$dm/dt [\text{г/см}^2/\text{с}] = 1.2 \cdot 10^7 I_{rad(15)}^{0.8}.$$

На рис. 6 приведены профили давления, формируемые в плазме пластика и HDC в различные моменты времени при воздействии импульса рентгеновского излучения $I_{rad} = 2.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Значения давления в сформированной ударной волне ~ 100 Мбар оказываются близкими в пластике и HDC, скорость распространения ударной волны в пластике выше в 1.9 раза. При одной и той же массе толщина аблятора из HDC меньше толщины пластикового аблятора примерно в 3 раза. Поэтому несмотря на то, что скорость прохождения ударной волны ниже, используемый лазерный импульс для сжатия капсул с аблятором из HDC может быть выбран как минимум в 1.5 раза короче, что выгодно с точки зрения развития гидродинамических неустойчивостей.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные расчетно-теоретические исследования показали, что при облучении плоской мишени из золота плазмообразующим лазерным импульсом степень конверсии энергии лазерного излучения в энергию рентгеновского излучения весьма слабо зависит от длины волны лазерного излучения. Ее значение для первых трех гармоник излучения Nd-лазера лежит в диапазоне 0.4–0.5. В закрытой геометрии облучения конвертора это приводит к увеличению конверсии вплоть до 80%. Из-за слабой зависимости конверсии от длины волны преимущество использования излучения третьей гармоники Nd-лазера может состоять в возможности использования более высокой интенсивности рентгенообразующего лазерного импульса для сохранения низкого уровня генерации быстрых электронов и ВРМБ-рассеяния. Однако в схеме непрямого облучения размер термоядерной капсулы значительно меньше размеров конвертора, что минимизирует негативное влияние быстрых электронов на сжатие капсулы. В свою очередь, ВРМБ-рассеяние может не приводить к значительным отрицательным последствиям, поскольку рассеянное лазерное излучение будет в значительной степени перепоглощаться в конверторе. В таком случае использование импульса излучения второй гармоники Nd-лазера с интенсивностью, близкой к интенсивности импульса излучения третьей гармоники, может быть в конечном счете более энергетически выгодным по сравнению со случаем третьей гармоники с учетом более высокой эффективности преобразования излучения основной гармоники Nd-лазера в излучение второй гармоники по сравнению с преобразованием в излучение третьей гармоники.

Благодарности. Авторы статьи признательны И. Я. Доскочу за полезные обсуждения и помощь в подготовке статьи.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00299А).

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Nuckolls and L. Wood, *Nature* **239**, 139 (1972).
2. J. Lindl, *Phys. Plasmas* **2**, 3933 (1995).
3. J. D. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger et al., *Phys. Plasmas* **11**, 339 (2004).
4. M. Andre, in *First SPIE International Conference on Solid State Laser for Application to ICF*, Monterey, CA (1999), p. 39.
5. С. А. Бельков, С. Г. Гаранин, В. Г. Рогачев и др., XLVIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, Звенигород (2021).
6. Z. Fan, M. Chen, Z. Dai et al., arXiv:1303.1252 [physics.plasm-ph].
7. X. T. He, *Plenary Presentation at IFSA 8*, Nara, Japan (2013).
8. Yu. V. Afanasiev and S. Yu. Gus'kov, *Nuclear Fusion by Inertial Confinement*, ed. by G. Velarde et al., CRC Press (1993), p. 99.
9. S. W. Haan, A. L. Kritcher, D. S. Clark et al., Report LLNL-TR-741418 (2017).
10. G. A. Vergunova and V. B. Rozanov, *Laser Part. Beams* **17**, 579 (1999).
11. А. Ф. Никифоров, В. Г. Новиков, В. Б. Уваров, *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы*, Физматлит, Москва (2000).
12. Д. А. Ким, И. Ю. Вичев, А. Д. Соломянная, А. С. Грушин, Препринт ИПМ **58**, Москва (2020).
13. W. M. Manheimer, D. G. Colombant, and J. H. Gardner, *Phys. Fluids* **25**, 1644 (1982).
14. Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Acad. Press, New York (1966).
15. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, В. Б. Розанов, *Труды ФИАН* **134**, 10 (1982).
16. R. E. Marshak, *Phys. Fluids* **1**, 24 (1958).
17. G. A. Vergunova, A. S. Grushin, V. G. Novikov et al., *J. Russ. Laser Res.* **34**, 355 (2013).
18. W. C. Mead, E. M. Campbell, K. Estabrook et al., *Phys. Fluids* **26**, 2316 (1983).
19. H. Nishimura, F. Matsuoka, M. Yagi et al., *Phys. Fluids* **26**, 1688 (1983).
20. M. D. Rosen, D. W. Phillion, V. C. Rupert et al., *Phys. Fluids* **22**, 2020 (1979).
21. W. Shang, J. Yang, W. Zhang et al., *Appl. Phys. Lett.* **108**, 064102 (2016).
22. L. J. Suter, R. L. Kauffman, C. B. Darrow et al., *Phys. Plasmas* **3**, 2057 (1996).
23. S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion — Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Dense Plasma Physics*, Clarendon Press — Oxford Univ. Press, Oxford (2004).