

ПРОЦЕССЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МАЛОПЛОТНЫХ ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

А. Э. Бугров^а, И. Н. Бурдонский^б, В. В. Гаврилов^{б*}, А. Ю. Гольцов^{б†}, С. Ю. Гуськов^а,
Е. В. Жужукало^б, Н. Г. Ковальский^б, В. Н. Кондрашов^б, М. И. Пергамент^{б‡},
В. М. Петряков^б, В. Б. Розанов^а, С. Д. Цой^б

^а Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия

^б Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142092, Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 2 июля 1998 г.

Экспериментально исследовалось взаимодействие мощных импульсов неодимового лазера в диапазоне интенсивностей 10^{13} – 10^{14} Вт/см² с плоскими мишенями из «агар-агара» низкой плотности (0.5 – 10 мг/см³) в условиях, представляющих интерес для проблемы инерционного термоядерного синтеза. Оптическими и рентгеновскими методами с высоким временным и пространственным разрешением изучены зависимости поглощения и рассеяния падающего пучка от начальной средней плотности и толщины облучаемых образцов. Показано, что при облучении пористой мишени внутри нее формируется объемно-поглощающий слой высокотемпературной плазмы, размеры которого определяются начальной плотностью вещества. Измерены зависимости временного хода и спектрального состава излучения гармоник $2\omega_0$ и $3\omega_0/2$, наблюдаемых в рассеиваемом плазмой излучении. Разработана теоретическая модель, описывающая взаимодействие мощных лазерных импульсов с пористой средой. Предсказания модели, основанной на представлении о наличии двух — быстрой (0.1 – 0.3 нс) и медленной (1 – 3 нс) — стадий гомогенизации вещества мишени, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие лазерного излучения высокой интенсивности (10^{12} – 10^{14} Вт/см²) с пористыми средами, средние плотности которых изменяются в широком диапазоне величин — от 10^{-1} мг/см³ до 10^2 мг/см³ — представляет собой чрезвычайно актуальную область исследований, в первую очередь, благодаря возможности исследовать фундаментальные физические явления, протекающие в неравновесной лазерной плазме. При нагреве пористого вещества мощным лазерным импульсом образуется пространственно-неоднородная по плотности, температуре и давлению плазма. Образование и взаимодействие плазменных потоков, распространяющихся от нагреваемых элементов пористого вещества, приводит к неравновесному состоянию плазмы: температура электронной компоненты в разлетающемся плазменном потоке превышает температуру ионов, а, с другой стороны, в процессе гидротепловой диссипации при столк-

*E-mail: vvgavril@fly.trinititroitsk.ru

†E-mail: goltsov@fly.trinititroitsk.ru

‡E-mail: pergam@fly.trinititroitsk.ru

новении потоков образуется плазма, ионная температура которой может значительно превышать температуру электронов [1].

Согласно представлениям, развитым в работах [1–4], поглощение лазерного излучения внутри пористого вещества происходит на длине, определяемой геометрической прозрачностью, которая уменьшается с увеличением размеров областей, заполненных плазмой с плотностью, превышающей критическое значение. Можно ожидать, что формирование поглощающей области отнюдь не закончится при первых столкновениях плазменных потоков внутри пор. При интенсивностях лазерного излучения (10^{13} – 10^{14}) Вт/см² время полной гомогенизации пористого вещества с плотностью 10^{-1} г/см³– 10^{-3} г/см³ в процессе затухания макроосцилляций плотности плазмы может в десятки раз превосходить характерное время столкновений между плазменными потоками от соседних элементов среды (представляющее собой по порядку величины среднее время пролета ионом расстояния между соседними элементами структуры) и достигать нескольких наносекунд [3]. Таким образом, неравновесное состояние лазерной плазмы, образующейся в пористой среде, может характеризоваться длинноволновыми осцилляциями плотности, возбуждением и столкновением ударных волн и протекающими при этом процессами гидротепловой диссипации. Эти явления, безусловно, должны оказывать существенное влияние на процессы поглощения лазерного излучения и перенос энергии в пористом веществе, а также на вид уравнения состояния образующейся плазмы [4, 5].

Практический интерес к проблеме взаимодействия лазерного излучения с пористыми и, в общем случае, объемно-структурированными средами пониженной плотности обусловлен их использованием в качестве элементов различного функционального назначения в мишенях лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Прежде всего это связано с возможностями выравнивания неоднородностей нагрева и обеспечения устойчивого сжатия термоядерных мишеней. Пористые среды, состоящие из легких элементов, предлагается использовать, например, в мишенях типа «лазерный парник» для реализации распределенного объемного поглощения энергии лазерных пучков, теплопроводного выравнивания неоднородностей нагрева и пространственно-временного профилирования абляционного давления [6]. Свойства пористых сред с распределенными добавками тяжелых элементов активно исследуются с точки зрения возможностей управления спектральным составом рентгеновского излучения образующейся плазмы [7].

Новые возможности создания неравновесной нестационарной плазмы появляются при облучении регулярно-структурированного вещества. В качестве примера можно привести предложение, высказанное в работе [8], о создании относительно долгоживущей плазмы с ионной температурой, в несколько раз превышающей температуру электронов, и реализации на этой основе интенсивного источника термоядерных нейтронов с выходом 10^{11} – 10^{12} нейтронов на джоуль лазерной энергии при воздействии лазерного импульса на среду, представляющую собой либо систему плоскопараллельных пленок, либо тонких оболочек, содержащих термоядерное горючее.

Физические процессы, разыгрывающиеся в объемно-структурированных мишенях малой плотности при их облучении мощными лазерными импульсами, привлекают в последнее время внимание многих исследователей, работающих в области ЛТС. Так, в работе [4], выполненной на установке «Мишень» (ТРИНИТИ) были получены общие представления о процессах поглощения лазерной энергии в пористой среде, трансформации и переносе энергии в мишенях конечной толщины, ускорении тонких металлических фольг, размещаемых на тыльной поверхности таких мишеней, а также предло-

жена теоретическая модель для описания процессов поглощения и переноса энергии. Настоящая работа продолжает исследования, начатые в [4], и посвящена детальному изучению процессов поглощения и рассеяния мощного лазерного излучения в пористых мишенях пониженной средней плотности. На основе измерений рассеянного и прошедшего через мишень излучения получены данные об эффективности поглощения лазерного излучения в пористом веществе как докритической, так и сверхкритической средней плотности. Экспериментально установлена зависимость продольного размера области поглощения лазерного излучения от плотности в широком диапазоне ее изменения от $5 \cdot 10^{-4}$ г/см³ до 10^{-2} г/см³. Полученные результаты обсуждаются с точки зрения свойств неравновесной лазерной плазмы, образующейся в пористых средах. В частности, развита теория двухстадийной гомогенизации пористой среды под действием мощного лазерного импульса. Особый интерес представляют выполненные в настоящей работе исследования наблюдавшегося в экспериментах с пористыми мишенями излучения плазмы на гармониках рабочей частоты лазера, поскольку развитие различного рода аномальных процессов (ВРМБ, ВКР, параметрические распадные неустойчивости) приводит, как известно, к нежелательным для ЛТС последствиям (уменьшению коэффициента поглощения, генерации быстрых, надтепловых частиц, снижению коэффициента конверсии лазерного излучения в рентгеновское). Выбор оптимальных вариантов применения пористых малоплотных сред в конструкциях мишеней ЛТС может быть сделан лишь на основании подробных исследований процессов взаимодействия лазерного излучения с такими специфическими материалами.

2. УСЛОВИЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Экспериментальные исследования взаимодействия мощного лазерного излучения с малоплотными структурированными мишенями проводились на установке «Мишень» [9] при следующих условиях облучения: длина волны излучения 1.054 мкм, энергия лазерного импульса до 150 Дж при длительности лазерного импульса ~ 2.5 нс с фронтом нарастания 0.3 нс, энергетический контраст не хуже 10^6 , излучение фокусировалось на мишень линзой с относительным отверстием 1 : 10, при диаметре фокального пятна ~ 250 мкм средняя плотность светового потока на поверхности облучаемой мишени достигала 10^{14} Вт/см². В вакуумной камере взаимодействия устанавливались плоские мишени толщиной 100–1000 мкм, изготовленные из «агар-агара» $[(C_{12}H_{18}O_9)_n]$ с плотностью в диапазоне 0.5–10 мг/см³ (при средней плотности агара 3 мг/см³ плотность электронов соответствует критическому значению n_{cr} для длины волны 1.054 мкм). Использовались также многослойные мишени, в которых на облучаемую, тыльную или обе поверхности низкоплотного вещества наносились слои алюминия толщиной 1–6 мкм. Применявшийся в опытах агар представляет собой хаотическую структуру из нитей твердотельной плотности диаметром 1–2 мкм при расстоянии между нитями 10–50 мкм. На рис. 1 приведены фотографии структуры агара плотностью 1 мг/см³ и 10 мг/см³, полученные с помощью электронного микроскопа.

В экспериментах использовались в основном оптические и рентгеновские методы диагностики. Рентгеновские методы обеспечивали интегральные во времени калориметрические измерения в диапазоне длин волн 0.5–1.5 нм, построение изображений плазмы камерами-обскурами за различными фильтрами, регистрацию рентгеновской эмиссии плазмы вакуумными диодами с временным разрешением ~ 0.5 нс, измере-

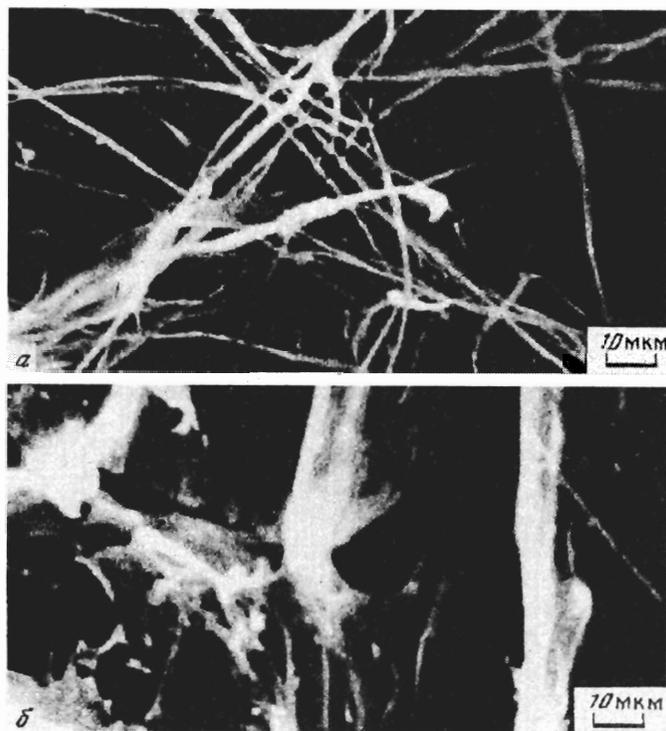


Рис. 1. Полученные с помощью электронного микроскопа фотографии структуры образцов из агара со средней плотностью 1 мг/см^3 (а) и 10 мг/см^3 (б)

ния рентгеновских спектров плазмы в спектральном диапазоне $0.5\text{--}2 \text{ нм}$. Оптические методы включали в себя многокадровое теневое фотографирование образующейся плазмы (время экспозиции отдельного кадра составляло $\sim 0.3 \text{ нс}$, длина волны зондирующего излучения $\lambda = 0.527 \text{ мкм}$, пространственное разрешение $\sim 30 \text{ мкм}$), регистрацию электронно-оптической камерой «Агат-СФ» временного хода свечения тыльной поверхности облучаемой мишени в диапазоне длин волн $400\text{--}700 \text{ нм}$ с пространственным разрешением $\sim 30 \text{ мкм}$ и временным разрешением 50 пс , измерения отраженного, рассеянного и прошедшего сквозь мишень лазерного излучения, интегральные и с разрешением во времени спектральные измерения излучения, рассеянного плазмой в апертуру фокусирующей линзы в окрестностях частот $2\omega_0$ и $3\omega_0/2$. Схема размещения диагностической аппаратуры приведена на рис. 2.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Ранее в работе [4] было показано, что поглощение лазерного излучения при взаимодействии с пористой средой носит объемный характер. В результате поглощения и переноса энергии внутри пористой мишени формируется слой высокотемпературной плазмы. На рис. 3 приведены типичные обскурограммы (и результаты их обработки),

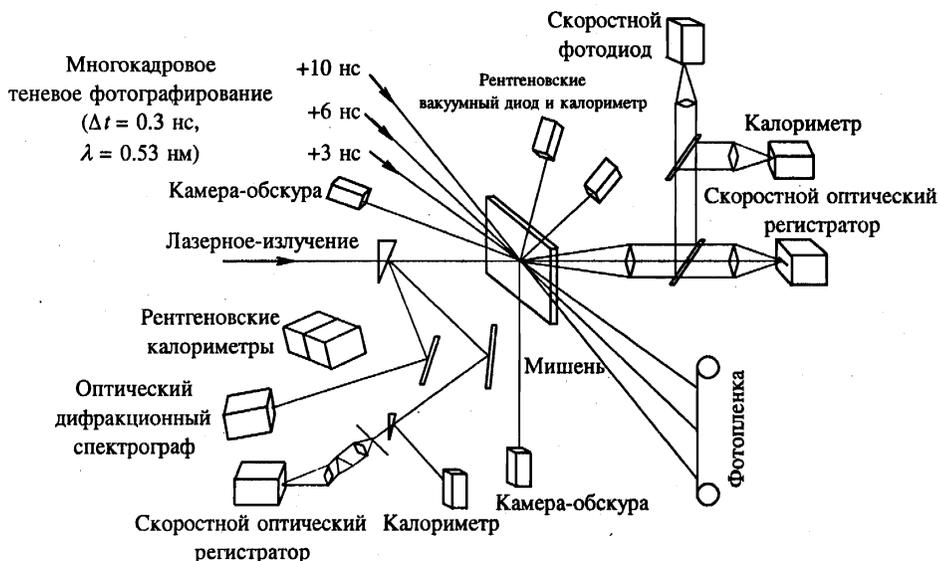


Рис. 2. Схема размещения диагностической аппаратуры в вакуумной камере взаимодействия

полученные за бериллиевым фильтром толщиной 50 мкм при наблюдении перпендикулярно направлению лазерного пучка в экспериментах по облучению мишеней из агара толщиной 500 мкм с различной средней плотностью. Для сравнения на этом же рисунке представлено распределение интенсивности рентгеновского излучения плазмы при облучении пленки из лавсана с твердотельной плотностью. На приведенном рисунке видно, что при облучении пористой мишени плазменное образование внутри нее имеет достаточно большую протяженность в направлении распространения лазерного пучка.

Рисунок 4 демонстрирует зависимость продольного размера плазменного слоя от начальной плотности мишени из агара. Для мишени с начальной плотностью 1 мг/см^3 этот размер составляет 300–400 мкм, а для мишени с начальной плотностью 10 мг/см^3 он уменьшается до 100–150 мкм. В направлении, перпендикулярном лазерному пучку, размер области горячей плазмы внутри пористой мишени практически совпадает с диаметром фокального пятна и слабо зависит от плотности агара. Так, при облучении мишени из агара с плотностью 1 мг/см^3 этот размер приблизительно в 1.2 раза больше, чем при плотности 10 мг/см^3 . Длительность рентгеновского импульса, регистрируемого вакуумными диодами, составляет 3–4 нс, т. е. практически совпадает с длительностью лазерного импульса. Электронная температура плазмы определялась методом фильтров и для пористых мишеней всех типов составила 0.8–1 кэВ, несколько уменьшаясь по направлению в глубь мишени. Для мишени с плотностью 1 мг/см^3 $T_e \approx 0.6\text{--}0.7 \text{ кэВ}$ на расстоянии $\sim 300 \text{ мкм}$ от облучаемой поверхности. Следует иметь в виду, что приведенные данные являются результатом обработки интегральных по времени измерений, тогда как процессы в образующемся поглощающем слое могут иметь нестационарный характер, связанный с продолжающимся на протяжении лазерного импульса испарением твердых элементов структуры, взаимодействием плазменных потоков от отдельных элементов, а также изменением размеров плазменного слоя, эффективно поглощающе-

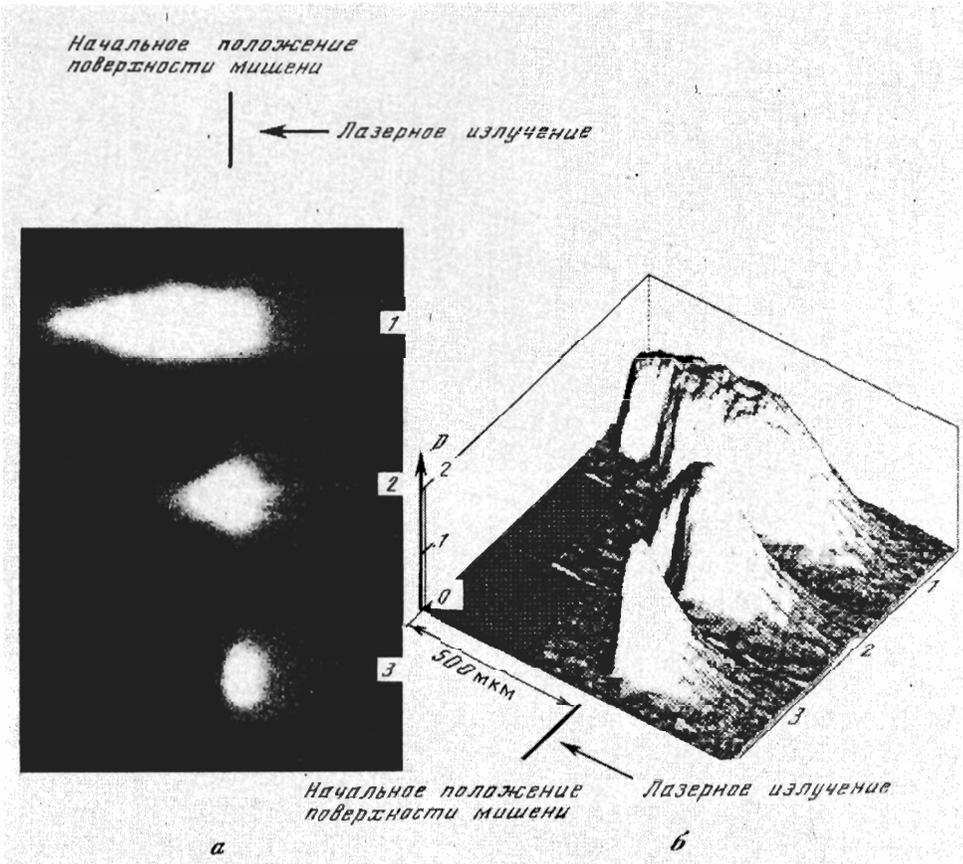


Рис. 3. Типичные обскурограммы (а), зарегистрированные в опытах по облучению мишеней из агара со средней плотностью 1 мг/см^3 (1) и 4 мг/см^3 (2) и из лавсана с плотностью 1.4 г/см^3 (3), а также результаты обработки этих обскурограмм (б)

го лазерное излучение, и смещением в глубь мишени зоны максимального энерговыделения.

Важную информацию о взаимодействии лазерного излучения с протяженной плазмой, формируемой в пористой среде, дают измерения рассеянного и проходящего через мишень излучения. Результаты измерений энергии лазерного излучения, рассеянного плазмой в апертуру фокусирующей линзы, приведены на рис. 5. Для сравнения здесь же приведены данные, полученные при облучении тонких лавсановых пленок. Как видно из рис. 5, энергия рассеянного излучения в случае малоплотных мишеней близка к соответствующим значениям для мишеней твердотельной плотности во всем диапазоне интенсивностей сфокусированного лазерного пучка. На рис. 6 представлена характерная диаграмма направленности рассеянного плазмой лазерного излучения, построенная по данным калориметрических измерений.

Измерения прошедшего сквозь мишень лазерного излучения (угол сбора прошедшего излучения приблизительно соответствовал углу схождения лазерного пучка на мишень $\approx 6^\circ$) — как интегральные по времени, так и с временным разрешением — по-



Рис. 4

Рис. 4. Расчетные зависимости от средней плотности агара характерной длины геометрической прозрачности среды на начальной стадии облучения (а) и после первой стадии гомогенизации (б), а также характерной длины обратно-тормозного поглощения (в). Точками показаны экспериментальные данные о продольном размере объемно-поглощающего плазменного слоя

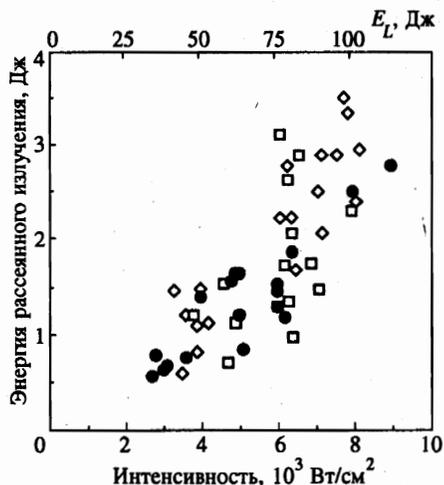


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость энергии излучения, рассеиваемого плазмой в апертуру фокусирующей линзы, от плотности мощности греющего излучения в экспериментах по облучению мишени из агара со средней плотностью 1 мг/см^3 (\diamond) и 10 мг/см^3 (\square) и лавсановой пленки (\bullet)

казывают, что для всех пористых мишеней с толщиной $> 500 \text{ мкм}$ (т.е. превышающей характерный размер L^* области высокотемпературной плазмы) и плотностями от 0.5 мг/см^3 до 10 мг/см^3 пропускание за время лазерного импульса не превышает 0.1% . В случае низкой плотности пористого вещества $\sim 0.5 \text{ мг/см}^3$ при переходе к толщинам мишени $200\text{--}300 \text{ мкм}$ (меньшим L^*) наблюдается резкое — до $\sim 2\%$ — возрастание пропускания. Это подтверждает заключение о наиболее эффективном поглощении греющего лазерного излучения именно в сформированном слое высокотемпературной плазмы. Как показывают временные измерения интенсивности проходящего света, в этих случаях пропускание возрастает к окончанию греющего импульса (см. рис. 7). Этот факт можно объяснить как исходя из представлений о «просветлении» поглощающего слоя к концу лазерного импульса [4], так и предполагая перемещение зоны максимального энерговыделения в глубь поглощающего слоя на поздних стадиях облучения мишени.

Для получения дополнительной информации о динамике процессов в протяженной плазме пористых мишеней были выполнены интегральные и с временным разрешением измерения рассеянного в апертуру фокусирующей линзы излучения в окрестностях частот $2\omega_0$ и $3\omega_0/2$. На рис. 8 представлены результаты обработки временных разверток свечения гармоник $2\omega_0$ и $3\omega_0/2$, зарегистрированных в экспериментах по облучению образцов из агара со средней плотностью 0.5 мг/см^3 , 4 мг/см^3 и 10 мг/см^3 . Для сравнения на этом же рисунке приведены данные, полученные при облучении лавсановой мишени. Рисунки 9 и 10 демонстрируют денситограммы интегральных по времени

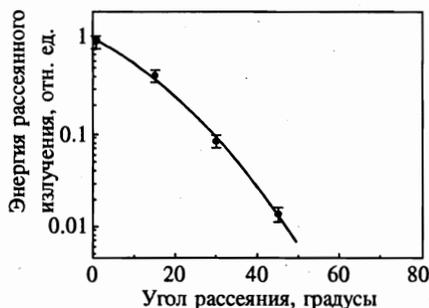


Рис. 6

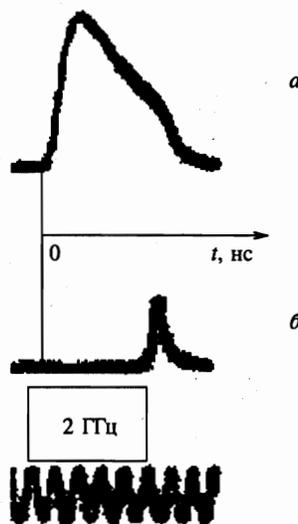


Рис. 7

Рис. 6. Диаграмма направленности рассеянного плазмой лазерного излучения. Нулевое значение угла соответствует рассеянию навстречу лазерному пучку. Мишень из агара со средней плотностью 1 мг/см^3 , плотность светового потока равна $5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$. Измерения проводились одновременно четырьмя калориметрами

Рис. 7. Лазерные импульсы: *a* — падающий на мишень, *б* — прошедший сквозь мишень из агара со средней плотностью 1 мг/см^3 и толщиной 250 мкм

спектров гармоник $2\omega_0$ и $3\omega_0/2$ соответственно. Спектры обеих гармоник имеют двухкомпонентную структуру с явно выраженной асимметрией в случае гармоники $2\omega_0$. Отметим, что в каждом эксперименте на входную щель спектрографа приводилось также удвоенное по частоте излучение падающего на мишень лазерного пучка. Рассматривая совокупность данных, полученных при проведении спектральных измерений, отметим прежде всего тот факт, что при облучении малоплотных мишеней генерация гармоник имеет место даже в тех случаях, когда при полной ионизации вещества мишени средняя плотность электронов оказывается ниже критической для $\lambda = 1.054 \text{ мкм}$. Также обращает на себя внимание слабая зависимость спектральной структуры и временного хода гармоники $3\omega_0/2$ от условий эксперимента, а именно, от временного хода интенсивности лазерного излучения, интенсивности сфокусированного на поверхность мишени греющего пучка и начальной плотности мишени (см. рис. 8 и 10). Спектральная структура излучения гармоники $2\omega_0$ (рис. 9) также не обнаруживает заметной зависимости от плотности мишени и при плотности 10 мг/см^3 практически совпадает с соответствующим спектром для лавсановых мишеней твердотельной плотности. При уменьшении плотности светового потока на мишени до 10^{13} Вт/см^2 интенсивность «красного крыла» в спектральном распределении резко падает, в то время как интенсивность основного максимума уменьшается незначительно. Отметим также «красный» сдвиг основного

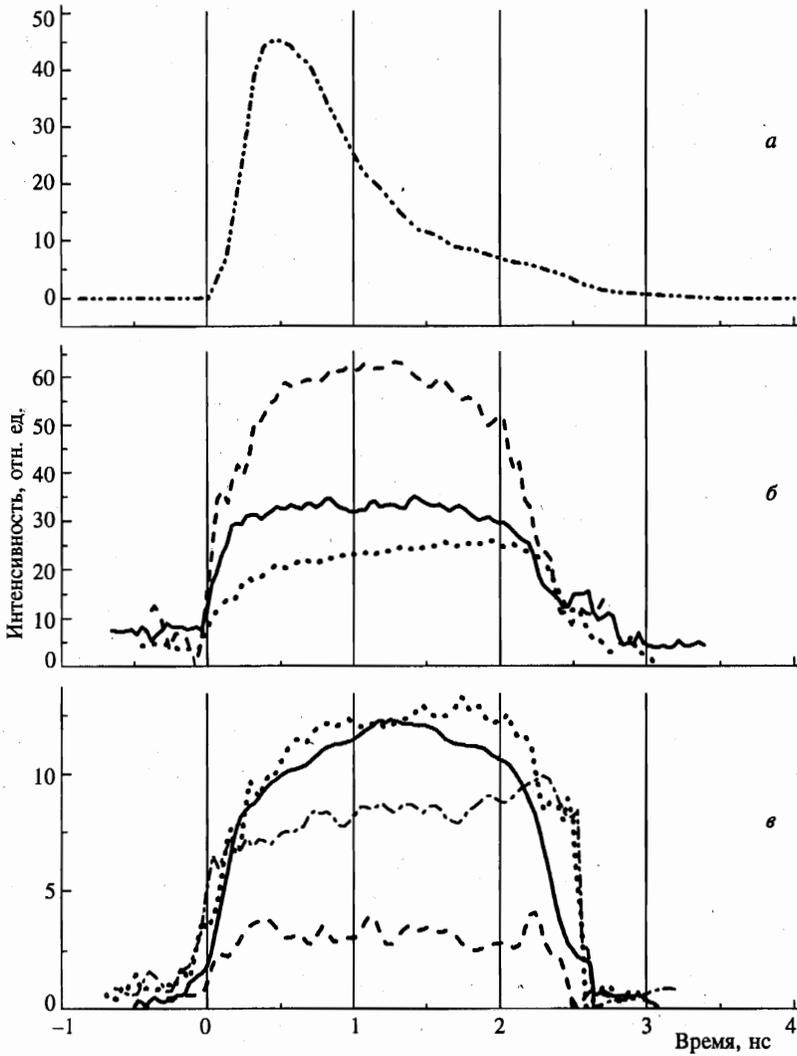


Рис. 8. Лазерный импульс (а) и интенсивности свечения гармоники $3\omega_0/2$ (б) и гармоники $2\omega_0$ (в) в экспериментах по облучению мишеней из лавсана (пунктир) и из агара со средней плотностью 0.5 мг/см^3 (штрихи), 4 мг/см^3 (штрих-пунктир) и 10 мг/см^3 (сплошная кривая)

максимума в спектре второй гармоники, который для мишеней с плотностью 0.5 мг/см^3 составляет $\sim 0.5 \text{ нм}$.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основной особенностью пористых веществ является их негомогенность. В таких объемно-структурированных средах поглощение лазерного излучения, механизмы энер-

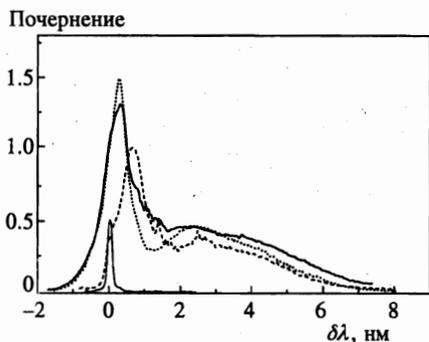


Рис. 9

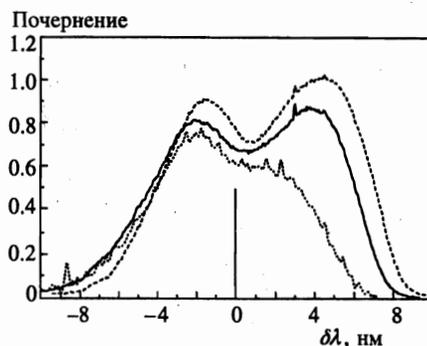


Рис. 10

Рис. 9. Денситограммы интегральных во времени спектров гармоники $2\omega_0$, зарегистрированных в экспериментах по облучению мишеней из лавсана (пунктир) и из агара со средней плотностью 0.5 мг/см^3 (штрихи) и 10 мг/см^3 (сплошная кривая). Тонкой линией показано спектральное положение удвоенного по частоте лазерного излучения

Рис. 10. Денситограммы интегральных во времени спектров гармоники $3\omega_0/2$, зарегистрированных в экспериментах по облучению мишеней из лавсана (пунктир) и из агара со средней плотностью 0.5 мг/см^3 (штрихи) и 10 мг/см^3 (сплошная кривая)

гопереноса и гидродинамические процессы могут иметь весьма специфический характер. Следуя представлениям, развитым в работах [3, 4], можно, тем не менее, ожидать, что структурная индивидуальность, присущая каждой конкретной среде (тонковолокнистые, пенные, мелкодисперсные среды и т. д.), будет проявляться лишь при формировании объемно-поглощающего слоя плазмы, т. е. на начальной стадии процесса гомогенизации вещества мишени.

Рассмотрим процесс гомогенизации пористого вещества, облучаемого сфокусированным лазерным пучком. Гомогенизация пористого вещества при воздействии мощного импульса излучения происходит в две стадии. Первая — быстрая — стадия частичной гомогенизации, является результатом испарения твердых элементов пористого вещества и последующего столкновения образующихся потоков плазмы. Эта стадия завершается образованием неоднородной плазмы, в которой размеры плотных областей вещества значительно больше, а величина плотности в них — существенно меньше, чем в первоначальных элементах пористого вещества. Окончательное выравнивание плотности происходит на второй — более медленной — стадии гомогенизации. Основными процессами на этой стадии являются столкновения и диссипация ударных волн, возбуждаемых в плазме, заполняющей пространство между областями вещества с повышенной плотностью. Длительность первой стадии гомогенизации по порядку величины представляет собой время пролета испаряемым веществом расстояния между соседними элементами:

$$t_1 = \frac{l_0}{v_{eff}} \approx \left[\frac{3\pi^{7/2}}{2[3(\gamma - 1)]^{1/2}} \right]^{2/3} \left(\frac{\rho_s}{\rho_a} \right)^{2/3} \frac{\rho_s^{1/3} b_0^{5/3}}{E_L^{1/3}}$$

Здесь b_0 — радиус твердого элемента, $l_0 = b_0(\rho_s/\rho_a)^{1/2}$ — среднее расстояние между

элементами, ρ_s и ρ_a — соответственно плотность вещества твердого элемента и средняя плотность пористого вещества, \dot{E}_L — мощность лазерного пучка, а скорость v_{eff} определяется выражением

$$v_{eff} = \left[\frac{(\gamma - 1)\dot{E}_L}{3\pi^2\pi L_0^2\rho_a} \right]^{1/3} \left(\frac{\rho_s}{\rho_a} \right)^{1/6}$$

Эта скорость представляет собой эффективную скорость разлета вещества в условиях уменьшающегося размера области поглощения и, следовательно, увеличивающейся температуры плазмы.

При мощности лазерного импульса $\dot{E}_L \approx 1.6 \cdot 10^{10}$ Вт длительность первой стадии процесса составляет $t_1 \approx 230$ пс для плотности $\rho_a = 10^{-3}$ г/см³ и $t_1 \approx 70$ пс для плотности $\rho_a = 10^{-2}$ г/см³. В течение этого начального периода взаимодействия лазерное излучение проникает в пористое вещество на глубину, соответствующую начальной глубине прозрачности [1]:

$$L_0 \approx \frac{\pi^2}{2} \frac{\rho_s}{\rho_a} b_0. \quad (1)$$

Для плотностей 10^{-3} г/см³ и 10^{-2} г/см³ величина L_0 равна 4500 мкм и 450 мкм соответственно. Мишени с толщинами меньше указанных в течение процесса первичной гомогенизации частично прозрачны для лазерного излучения, что и наблюдалось в эксперименте [4].

Расчет, основанный на представлении об изотермическом разлете плотных цилиндрических элементов и адиабатическом сжатии сталкивающихся плазменных потоков с преобразованием гидродинамической энергии в тепловую в слое плазмы толщиной, равной длине ион-ионных столкновений, дает для отношения размера образующейся области плотной плазмы и начальной толщины твердого элемента [3]

$$\frac{b_1}{b_0} = \left(\frac{2b_0}{l_0 + \lambda_i} \right)^{1/(\gamma-1)} \left[\left(\frac{l_0 - \lambda_i}{b_0} \right) \left(\frac{a}{2} \right)^{1/\gamma} + \frac{\lambda_i}{b_0} \right]^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (2)$$

Здесь λ_i — длина ион-ионных соударений, a — доля энергии, содержащаяся в тепловой компоненте при изотермическом разлете частицы.

Согласно автомодельному решению [10], величина a для частиц различной геометрии разлета составляет

$$a = \frac{2}{2 + 3(\gamma - 1)(\beta + 1)},$$

где $\beta = 0, 1, 2$ для плоской, цилиндрической и сферической геометрии соответственно. В условиях разлета частицы на расстояния, значительно превышающие ее размеры ($l_0 \gg b_0$), для величины a следует выбрать значение, промежуточное между случаями плоского и цилиндрического разлета: $a \approx 0.42$.

Формула (2) справедлива при $\lambda_i \leq l_0$, когда применимо гидродинамическое описание сталкивающихся плазменных потоков, причем при стремлении λ_i к l_0 снизу она дает правильный предельный переход $b_1 \rightarrow l_0$, отвечающий полной гомогенизации плазменных потоков в условиях, когда $\lambda_i = l_0$. Поскольку в нашем случае $\lambda_i \ll l_0, b_0$, а $b_0 \ll l_0$, из уравнения (1) приближенно получаем

$$b_1 \approx a^{1/(\gamma-1)} l_0 \approx l_0/3.$$

Таким образом, в результате первой стадии гомогенизации образуется плазма, в которой размеры плотных областей составляют примерно половину первоначального расстояния между твердыми элементами, а плотность в них в несколько раз превышает среднюю плотность пористого вещества. При этом в результате увеличения размеров плотных областей уменьшается длина геометрической прозрачности:

$$L_1 \simeq \frac{\pi^2}{2} b_0 \left(\frac{\rho_s}{\rho_a} \right) \frac{b_0}{b_1} \approx \frac{\pi^2}{2a^{1/(\gamma-1)}} b_0 \left(\frac{\rho_s}{\rho_a} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Теперь для вещества с плотностью $\rho_a = 10^{-3}$ г/см³ длина геометрической прозрачности составляет ~ 300 мкм. На рис. 4 приведены полученные расчетным путем зависимости величины геометрической прозрачности от плотности среды: *a* — на начальной стадии облучения (с использованием формулы (1) для $b_0 = 1$ мкм), *б* — после первой стадии гомогенизации (с использованием формулы (3) для $b_0 = 1$ мкм). На этом же рисунке представлена зависимость от плотности вещества характерной длины обратно-тормозного поглощения (σ), рассчитанная по формуле [1]

$$L_b \approx \frac{5.2 \cdot 10^{-4} T_e^{3/2}}{\rho_a^2} \text{ мкм}$$

(где T_e измеряется в кэВ, а ρ_a — в г/см³) для температуры $T_e = 800$ эВ и $\rho_a = 1$ мг/см³. Экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются во всем диапазоне изменения плотности с теоретической зависимостью, соответствующей состоянию плазмы после первой стадии гомогенизации.

На второй стадии гомогенизации размер плотной области увеличивается примерно на длину ион-ионных соударений за время каждого прохода ударной волной расстояния между соседними элементами:

$$\frac{db}{dt} \approx \frac{\lambda_i}{\tau}.$$

Здесь $\lambda_i = v/\nu_{ii}$, $\nu_{ii} = \nu_* \rho_a / T^{3/2}$ — частота ион-ионных столкновений (предполагается, что $T = T_e = T_i$), $\nu_* \approx 1.4 \cdot 10^{14}$ кэВ^{3/2}/(г/см³)·с, $\tau \approx l_0/v$ — время прохождения ударной волной со скоростью v расстояния между плотными областями. Решение этого уравнения позволяет оценить длительность второй стадии

$$t_2 \approx \frac{(l_0 - b_1)^2}{\lambda_i v} \approx 10^{-9} \frac{l_0^2 \rho_a}{T^{5/2}},$$

где t_2 , l_0 , ρ_a и T измеряются соответственно в нс, мкм, г/см³ и кэВ. Оценки по этой формуле дают при температуре 1 кэВ для длительности стадии медленной гомогенизации значения 5 нс и 3 нс для вещества с плотностью 1 мг/см³ и 10 мг/см³ соответственно.

Малая длительность первой стадии гомогенизации соответствует промежутку времени в начале облучения, в течение которого в эксперименте наблюдается частичная прозрачность мишени. На второй — медленной — стадии, длительность которой в наших условиях превышает длительность лазерного импульса, модель описывает динамику плазмы в образовавшемся протяженном слое внутри мишени. На этой стадии влияние конкретных структурных особенностей вещества мишени будет проявляться в меньшей степени. Именно согласие результатов измерения интегральной по времени

длины области поглощения (соответствующей всей длительности лазерного импульса) с теоретической зависимостью длины геометрической прозрачности после первой — быстрой — стадии частичной гомогенизации (уравнение (3)) является косвенным доказательством наличия второй — медленной — стадии полной гомогенизации.

Следует отметить, что наличие длительной стадии полной гомогенизации пористого вещества приводит к существованию в течение всей длительности лазерного импульса неоднородной плазмы с областями, имеющими плотность как выше, так и ниже критической. Такое состояние плазмы допускает проникновение лазерного излучения в пористое вещество на всю глубину объемно-поглощающего слоя.

Рассмотренные выше модельные представления о процессе гомогенизации, достаточно хорошо согласующиеся с экспериментальными данными, приводят к заключению, что в условиях наших экспериментов на протяжении большей части лазерного импульса излучение взаимодействует с протяженным плазменным слоем, в котором существуют пространственные модуляции плотности.

В свете изложенных представлений проанализируем экспериментальные данные, полученные при измерении генерируемых в плазме пористых мишеней гармоник греющего излучения. Временные зависимости интенсивности свечения гармоники $3\omega_0/2$ и ее спектральная структура в случае пористых мишеней различной плотности мало отличаются от наблюдаемых в экспериментах с лавсановой мишенью (см. рис. 8 и 10). Для каждой из использовавшихся пористых мишеней с плотностями в диапазоне 0.5–10 мг/см³ интенсивность свечения гармоники $3\omega_0/2$ быстро нарастает на фронте лазерного импульса и далее вплоть до его окончания практически не меняется. Генерация гармоники $3\omega_0/2$ является следствием комбинационного рассеяния лазерного излучения на плазменных волнах с частотой $\omega_0/2$, возбуждаемых в результате развития резонансной параметрической неустойчивости двухплазмонного распада в плазме, электронная плотность которой в четыре раза ниже критического значения. Таким образом, наблюдаемые в эксперименте зависимости свидетельствуют о том, что уже на ранних стадиях процесса облучения внутри мишени формируются и достаточно долго существуют области с плотностью плазмы $\sim n_{cr}/4$. Это хорошо согласуется с представлениями обсуждавшейся выше теоретической модели гомогенизации. Что касается гармоники $2\omega_0$, за которую ответственны более плотные области плазмы с концентрацией электронов $\sim n_{cr}$, то в соответствии с теоретической моделью плазма с плотностью $n > n_{cr}$ существует в виде макроскопических осцилляций плотности с пространственными масштабами 3–10 мкм в течение достаточно длительного времени ~ 2 –3 нс. Ожидать уменьшения интенсивности гармоники $2\omega_0$ до окончания лазерного импульса можно было бы либо в случае достаточно сильного затухания таких осцилляций, либо при использовании достаточно тонких мишеней низкой плотности. В условиях наших экспериментов при толщинах пористых мишеней, превышающих 500 мкм, и длительности лазерного импульса 2.5 нс уменьшения интенсивности гармоники к концу лазерного импульса не наблюдалось. Достаточно длительному сохранению участков плазмы с плотностью $n > n_{cr}$ может также способствовать эффект движения плазмы, образующейся при одностороннем лазерном облучении волокон пористого вещества, во внутренние (вдоль направления распространения лазерного пучка) области пористой среды. Этим же эффектом можно объяснить и красный сдвиг спектра излучения на частоте $2\omega_0$, зарегистрированный в экспериментах с мишенями из пористого вещества с докритической средней плотностью (см. рис. 9). Величина сдвига (~ 0.5 нм) соответствует значению направленной скорости $3 \cdot 10^7$ см/с.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные и теоретические исследования процессов поглощения и рассеяния мощного лазерного излучения ($\lambda = 1.054$ мкм, $\tau = 2.5$ нс, $I = 5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²) при облучении плоских пористых мишеней низкой плотности (0.5–10 мг/см³).

Показано, что при облучении пористой мишени внутри нее формируется объемно-поглощающий слой высокотемпературной плазмы, а также получена зависимость размеров этого слоя от начальной средней плотности мишени.

Установлено, что уровни поглощения и рассеяния в пористых мишенях и в тонких пленках аналогичного элементного состава с твердотельной начальной плотностью мало отличаются друг от друга.

В плазме пористых мишеней во всем диапазоне значений средней плотности (от $3n_{cr}$ вплоть до $0.2n_{cr}$) наблюдалась генерация гармоник $2\omega_0$ и $3\omega_0/2$ (ω_0 — частота греющего излучения) и были исследованы зависимости временного хода излучения этих гармоник от плотности мишеней и условий их облучения.

Разработана теоретическая модель, описывающая с учетом специфики структуры пористого вещества процесс формирования в толще облучаемой мишени объемно-поглощающего слоя плазмы. Модель основана на представлениях о двух — быстрой (0.1–0.3 нс) и медленной (1–3 нс) — стадиях процесса гомогенизации вещества мишени. Структурная специфика каждого конкретного пористого вещества оказывается наиболее существенной на быстрой стадии, т. е. на раннем этапе процесса облучения.

Предсказания теоретической модели находятся в хорошем количественном согласии с результатами рентгеновских и калориметрических измерений. Результаты спектральных и временных измерений интенсивности гармоник $2\omega_0$ и $3\omega_0/2$ качественно согласуются с теоретическими представлениями.

Авторы признательны С. Ф. Медовщикову и В. А. Барсуку за изготовление и тестирование пористых мишеней, Б. Ф. Васильеву, В. В. Крыжко, Б. Н. Миронову, В. Г. Николаевскому и А. С. Скрыбину за помощь в проведении экспериментов, а также О. Л. Дедовой и М. Ю. Садкову за участие в обработке экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 97-02-19157, 98-02-16660, 98-02-16662).

Литература

1. С. Ю. Гуськов, В. Б. Розанов, КЭ 24, 715 (1997).
2. S. Yu. Gus'kov and V. B. Rozanov, in *Advances in Laser Interaction with Matter and Inertial Fusion*, ed. by G. Velarde et al., World Scientific Publishing and Co. Pte. Ltd., Singapore (1997), p. 142.
3. S. Yu. Gus'kov, Preprint of P. N. Lebedev Physical Institute, № 49 (1998).
4. А. Э. Бугров, И. Н. Бурдонский, В. В. Гаврилов и др., ЖЭТФ 111, 903 (1997).
5. A. Caruzo, S. Yu. Gus'kov, N. N. Demchenko et al., J. of Russian Laser Research 18, 464 (1997).
6. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, В. Б. Розанов, ЖЭТФ 108, 548 (1995).
7. J. Lindl, Phys. Plasmas 2, 3933 (1995).
8. С. Ю. Гуськов, Н. В. Змитренко, В. Б. Розанов, Письма в ЖЭТФ 66, 521 (1995).
9. V. A. Bolotin, I. N. Burdonsky, V. V. Gavrilo et al., Rev. Sci. Instrum. 61, 3259 (1991).
10. В. С. Имшенник, ДАН 131, 1287 (1959).