

АНОМАЛЬНОЕ ПРОГОРАНИЕ ТОНКИХ ФОЛЬГ ПРИ НАГРЕВЕ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВЫСОКОЙ ЯРКОСТИ

В. В. Иванов, А. В. Куценко, И. Г. Лебо, А. А. Мацвейко, Ю. А. Михайлов,
В. П. Осетров, А. И. Попов, В. Б. Розанов, Г. В. Склизков, А. Н. Стародуб*

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

В. В. Никишин, В. Ф. Тишкин

*Институт математического моделирования Российской академии наук
125047, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 1 апреля 1999 г.

Рассматриваются результаты экспериментов на установке «Пико» по нагреву тонких фольг лазерным излучением, позволивших обнаружить аномально быстрое прогорание фольг структурированным лазерным пучком. На основании сопоставления с двумерными численными расчетами делается заключение о возможном механизме наблюдаемого эффекта. В экспериментах в качестве мишеней использовались фольги из Al толщиной от 3 до 40 мкм. Плотность потока лазерного излучения на поверхности мишени изменялась в диапазоне от 10^{13} до 10^{14} Вт/см². В экспериментах были обнаружены резкая зависимость величины прошедшей энергии от толщины фольги, а также сокращение длительности прошедшего лазерного импульса. Наблюдалось проникновение лазерного излучения сквозь фольги толщиной заметно большей 3 мкм, в то время как из работ [1, 2] следует, что для используемых параметров лазера глубина испарения фольги не должна превышать 2 мкм. Двумерные численные расчеты позволяют объяснить это явление тем обстоятельством, что происходит локальное «продавливание» мишени в областях всплесков плотности потока лазерного излучения на поверхности мишени. В статье обсуждается возможность снижения влияния этих всплесков с помощью симметризирующего предимпульса.

PACS: 52.40.Nk

1. ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом важное место занимают эксперименты по воздействию высокоинтенсивных лазерных пучков на мишени в виде тонких фольг из материалов с различным атомным номером и плотностью.

К таким экспериментам следует прежде всего отнести исследования, связанные с изучением процессов нагрева и устойчивости сжатия оболочечных мишеней для лазерного термоядерного синтеза. При этом часто опыты проводятся не только со сферическими тонкостенными оболочками, но и с плоскими фольгами, имитирующими

*E-mail: mikh@lpi.ac.ru

многие важные процессы в оболочечных мишенях. Примечательно, что такие эксперименты можно проводить и на установках с энергией излучения, существенно меньшей, чем требуется для сферического нагрева мишеней. При этом могут успешно изучаться такие сложные и важные явления, как поглощение и отражение лазерного излучения от оболочки-аблятора, имитируемой фольгой или комбинацией фольг различного состава и толщины, прогорание стенки мишени и развитие неустойчивостей, генерация в мишенях рентгеновского излучения и быстрых частиц и, наконец, процессы ускорения оболочки мишени (см., например, [1, 2]). Важным достоинством использования относительно простых однопучковых лазерных установок для моделирования процессов в термоядерных мишенях является возможность целенаправленного контролируемого варьирования структуры лазерного излучения в зоне взаимодействия с мишенью, что практически невозможно в экспериментах с многопучковыми лазерами, где структура освещенности поверхности мишени во многом определяется суперпозицией интерферирующих лазерных пучков, как правило, обладающих высокой степенью когерентности. Собственно это когерентное сложение и приводит к возникновению мелкомасштабных всплесков освещенности на поверхности мишеней, способных вызвать катастрофическое развитие гидродинамических неустойчивостей в мишени, разрушающих процесс сжатия плазмы. Облучение фольги, моделирующей оболочечную мишень, одним пучком с управляемой и контролируемой структурой позволяет исследовать влияние неоднородности облучения на нагрев и ускорение фольги и моделировать процессы развития неустойчивостей в плазме, а также изучать способы подавления развития неустойчивостей не только изменением пространственной структуры облучения мишени, затрудненным или даже невозможным при сферическом облучении оболочечных мишеней, но главным образом за счет изменения временной структуры лазерного пучка или конструкции мишени.

Важное место в подобных исследованиях занимает изучение энергетического баланса при воздействии лазерного излучения на мишени, т. е. соотношения падающего на поверхность фольги излучения, рассеянного мишенью и прошедшего сквозь мишень (плазму) излучения. В настоящей работе рассматриваются результаты экспериментов на установке «Пико» [1, 3, 4] по нагреву тонких фольг лазерным излучением с неоднородным полем в дальней зоне (на поверхности мишени), позволивших обнаружить аномально быстрое прогорание фольг, и на основании сопоставления с теоретическими расчетами делается заключение о возможном механизме наблюдаемого эффекта и методах уменьшения влияния неоднородности облучения на процесс обнаруженного прогорания.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 1. В качестве лазерных мишеней использовались фольговые мишени из алюминия. Толщина фольги варьировалась от 3 до 40 мкм. Мишени облучались наносекундным лазером на Nd-стекле. Давление окружающего мишень остаточного газа (воздуха) менялось от 10^{-2} до $6 \cdot 10^{-6}$ Торр. Длительность лазерного импульса на полувысоте составляла 2 нс. Энергия на выходе лазера варьировалась в диапазоне 2–20 Дж, что позволяло получать плотность потока на поверхности мишени от 10^{13} до 10^{14} Вт/см². Расходимость излучения была $2\alpha = (5-8) \cdot 10^{-4}$ рад, энергетическая контрастность составляла $K_E = 10^4-10^5$. Ширина

спектра излучения на полувысоте была $\delta\lambda = 30 \text{ \AA}$.

В настоящей работе для моделирования процессов в термоядерных мишенях на установке «Пико» была разработана методика исследования лазерной плазмы в экспериментах по нагреву мишеней из фольг, включающая в себя систему сбора и автоматической обработки экспериментальных данных об энергетической и временной структуре лазерного излучения в зоне взаимодействия с помощью калориметрического комплекса и коаксиальных фотоэлементов, а также автоматизированную систему контроля структуры фокусируемого на мишень лазерного излучения. Разработанная диагностическая методика позволяет одновременно измерять энергетический баланс и динамику прогорания фольги с пространственным и временным разрешением при синхронном контроле структуры лазерного излучения на поверхности мишени. Такое сочетание диагностических средств обеспечивает возможность корректной интерпретации результатов эксперимента.

В качестве калориметрического комплекса использовалась система многоканальных измерений энергии лазерного излучения [5, 6] лазерной установки «Пико», построенная по методу использования тепловой инерционности калориметрических датчиков для промежуточного хранения зарегистрированных сигналов с поочередным измерением последних общим измерительным устройством. В качестве детекторов лазерного излучения были выбраны пять типов калориметров — ВЧД-2, ВЧД-3, ВЧД-5, ВКДС и КДС (разработка ОКБ ФИАН) — с диапазоном измеряемых энергий от 10^{-5} до 10^2 Дж и погрешностью абсолютных измерений энергии 6–8%. Общее число задействованных в методике калориметрических каналов составляло 18 (8 — в лазерном тракте и 10 — в зоне мишенно-диагностической вакуумной камеры). Калориметры в области камеры (в частности, 9, 10 и 11 на рис. 1) использовались для измерений распределения энергии в дальней зоне греющего плазму лазерного пучка, а также для измерений энергии падающего излучения, излучения, прошедшего через плазму в случае прогорания (просветления) мишени, и излучения, рассеянного (отраженного) плазмой по различным направлениям. Для измерений энергии, прошедшей через прогоревшую фольгу, использовалась специальная система защиты от паразитной засветки приемников излучения возможным фоновым излучением (из плазмы и рассеянным лазерным), включающая линзу 6, светозащитный тубус 7 и узкополосный ($\delta\lambda \approx 5 \text{ \AA}$ в области $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$) интерференционный фильтр. Минимальная энергия, измеряемая калориметрической системой, составляет 0.1 мДж, погрешность абсолютных измерений — 7–9%, погрешность относительных измерений — 1.5–3% при чувствительности измерительного тракта 2.5 мкВ/бит. Высокоскоростные измерения временной структуры падающего и прошедшего излучений осуществлялись коаксиальными фотоэлементами с временным разрешением $\tau \approx 0.2 \text{ нс}$.

Контроль структуры фокусируемого на мишень лазерного излучения в дальней и ближней зонах осуществлялся автоматизированной системой телеметрических измерений, разработанной для диагностических устройств установки «Пико». Схема измерений параметров лазерного излучения показана на рис. 1. Диагностика структуры пучка осуществлялась непосредственно перед вводом в мишенную камеру. Измерения в дальней зоне производились камерой 22 типа CCD-4M на основе ПЗС-матрицы, а в ближней зоне — камерой 23 с видиконом ЛИ 427, имеющим память ~ 5 мин. Ослабление интенсивности регистрируемых лазерных пучков до нужного уровня осуществлялось светофильтрами 13, включающими интерференционные компоненты, установленными перед объективами видеокамер.

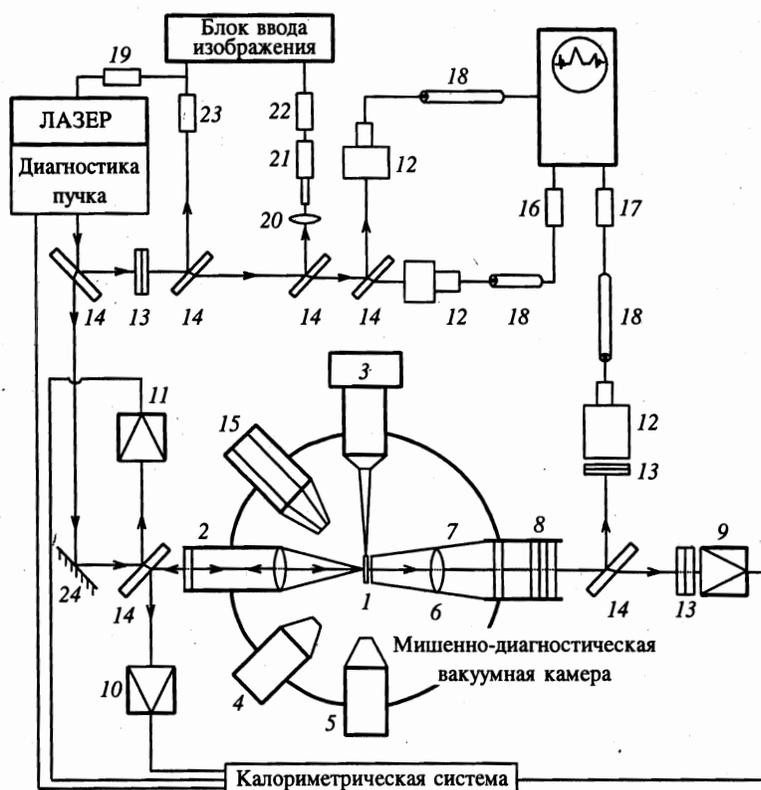


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — мишень; 2 — фокусирующая система; 3 — устройство для позиционирования мишени; 4, 5 — система контроля положения мишени в фокусе; 6, 7, 8 — система транспортировки прошедшего излучения; 9, 10, 11 — калориметры; 12 — коаксиальные фотозлементы; 13 — светофильтры; 14 — светоделительные пластины; 15 — многоканальный рентгеновский микроскоп; 16, 17 — высокочастотные аттенюаторы; 18 — линии задержки для синхронизации сигналов с фотодиодов; 19 — блок синхронизации кадра оптического изображения; 20 — объектив, формирующий изображение в дальней зоне; 21 — микроскоп; 22, 23 — видеокамеры на ПЗС; 24 — система 100%-зеркал

Привязка получаемых относительных значений распределения интенсивности в лазерном пучке к средним за импульс величинам мощности и энергии осуществлялась при помощи калориметра 11. Телевизионный видеосигнал с каждой из видеокамер поступал на свою плату ввода и обработки изображения. Обе платы установлены на одном ПК типа 486DX2-66 в шестнадцатиразрядные слоты системной магистрали и имеют разные адреса обработки прерываний.

Видеосигнал с камеры 22 обрабатывался с помощью платы ввода изображения типа Intel Smart Videorecoder Pro со скоростью ввода 25 кадров в секунду в формате Intel Indeo Video 3.2 320 × 240 пиксел, 255 градаций уровня серого. Привязка лазерного импульса к началу кадра осуществлялась схемой синхронизации 19, собранной на ТТЛ-логике, по кадровому синхроимпульсу сигнала с видеокамеры. Видеосигнал с камеры 23 поступал на плату ввода изображения типа BW-03 Candella, формат выводимого изображения с

платы составлял 256×256 пиксел, 64 градации уровня серого. Поскольку камера имела память, то специальной схемы синхронизации камеры с лазером не требовалось, и она осуществлялась программно по приходу регистрируемого сигнала в фоновом режиме работы Windows 3.1. Получаемые изображения пучка сохранялись в виде BMP-файлов и обрабатывались программой Mathcad 6.0 PLUS.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Обработка результатов исследований лазерного пучка позволила обнаружить специфическую структуру лазерного излучения в дальней зоне, т. е. в плоскости фокусировки лазерного луча на поверхности мишени. Лазерное поле на поверхности мишени не является однородным по сечению, а содержит области локальной концентрации энергии с характерным поперечным размером не более 10 мкм. Количество таких пятен («спеклов») с повышенной плотностью потока на поверхности мишени составляет 10–12 и колеблется от опыта к опыту. Микроденситометрические измерения позволили получить оценку превышения величины плотности потока в этих областях в 10–20 раз по сравнению со средним значением по фокальному пятну. Вероятной причиной подобного структурирования может быть специфика формирования поля лазерного излучения в мощных многокаскадных лазерных системах, связанная с высокой когерентностью излучения.

В настоящей работе для моделирования процессов в оболочечных лазерных термоядерных мишенях измерялись при помощи калориметрической системы и коаксиальных фотоэлементов доли энергии лазерного излучения, рассеянного мишенью и прошедшего сквозь мишень, по отношению к падающему на поверхность мишени излучению. Такого сорта измерения позволяют изучать процессы лазерного взрыва фольг, а также распространение ударной волны и волны теплопроводности в мишенях.

На рис. 2 приведены результаты измерений зависимости доли (α) энергии лазерного излучения, прошедшего через мишень (E_{tr}), относительно энергии падающего на мишень излучения (E_{inc}) от плотности потока на поверхности мишени (q) для фольг различной толщины. На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость доли прошедшего излучения α от толщины фольги δ . Цифры около экспериментальных точек обозначают величину плотности потока на мишени в единицах $q \cdot 10^{13}$ Вт/см². Обнаружено, что для фольги из Al толщиной более 12 мкм доля прошедшей энергии составляет менее 0.4%, в то время как для фольг толщиной 3 мкм эта величина достигает 5% от энергии падающего излучения. Обнаружена резкая зависимость доли прошедшей энергии от толщины фольги и относительно небольшое сокращение длительности лазерного импульса (в диапазоне 10–15%) для измеренной малой доли прошедшей энергии. Увеличение толщины фольги вызывает увеличение задержки начала импульса вследствие роста поглощения части последнего.

4. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как следует из результатов работы [7], скорость испарения вещества с единицы поверхности dm/dt зависит от плотности потока q и длины волны λ лазерного излучения

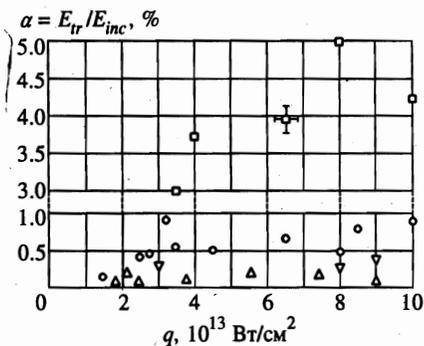


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость относительной доли лазерной энергии α , прошедшей через фольги разной толщины, от плотности потока излучения на мишени q . \square — α_3 , \circ — α_6 , \triangle — α_{40} , ∇ — α_{12}

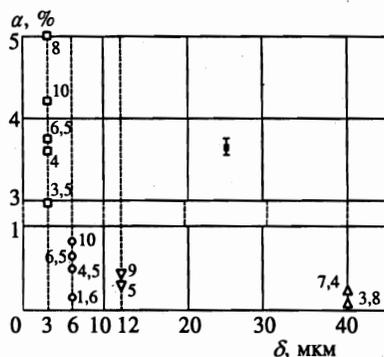


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость относительной доли лазерной энергии, прошедшей через фольгу, от толщины фольги; цифры около точек означают плотность потока на мишени $q \cdot 10^{-13}$ Вт/см²

следующим образом:

$$dm/dt[\text{г/см}^2 \cdot \text{с}] \approx 1.43 \cdot 10^5 \cdot (10^{-14} q[\text{Вт/см}^2])^{1/3} (\lambda[\text{мкм}])^{-4/3},$$

откуда следует, что при $q \leq 10^{14}$ Вт/см² и $\lambda = 1.06$ мкм за время $t = 3$ нс может испариться слой алюминия толщиной 1.5 мкм.

С помощью одномерной программы «Диана» [8] с учетом сложных уравнений состояния [9] и кинетики ионизации [10] были проведены расчеты, моделирующие нагрев и ускорение алюминиевых фольг в условиях изложенного выше эксперимента на установке «Пико». Расчеты были выполнены в декартовых координатах. Реальный лазерный импульс аппроксимировался равнобедренным треугольником с длительностью по основанию 4 нс. Варьировались максимальная плотность потока на поверхности мишени q_m , соответствующая вершине аппроксимационного треугольника, и толщина фольги δ . Было сделано более 50 вариантов расчетов. Использовался диапазон интенсивностей $q_m = 10^{13}$ – 10^{15} Вт/см², а толщина фольги равнялась 1–20 мкм.

Как следует из одномерных расчетов, «просветление» за счет испарения внешних слоев может происходить только для фольг толщиной 2–4 мкм при плотности потока $q_m = 10^{13}$ – 10^{14} Вт/см², что согласуется с приведенной выше формулой. Тем не менее в экспериментах наблюдалось «просветление фольг» с толщинами, значительно большими, чем указано выше. Вероятным механизмом такого локального «просветления» мишени может быть газодинамическое «продавливание» неиспаренной части мишени в области «горячих пятен» с последующим разрывом мишени (см. [11]).

Следующая серия расчетов, моделирующих неоднородный лазерный нагрев и ускорение фольги, была сделана с помощью эйлеровой программы «НАТСИ» [12], позволяющей численно решать двумерные уравнения газовой динамики и электронной теплопроводности в цилиндрических координатах (r, z, t) . Падающее лазерное излучение распространяется строго вдоль оси z и поглощается за счет обратного тормозного меха-

низма. Поток, достигший критической поверхности, поглощается полностью в окрестности этой поверхности. Поскольку рассматривались потоки лазерного излучения в диапазоне 10^{13} – 10^{14} Вт/см², в расчетах предполагалась классическая спитцеровская теплопроводность. Генерация спонтанных магнитных полей не учитывалась. Падающий справа (в направлении, противоположном направлению оси z) поток лазерного излучения в расчетах задавался следующим образом:

$$q_1(r, t) = q_1(t)q_2(r),$$

причем $q_1(t)$ имел вид равнобедренного треугольника с длительностью по основанию 4 нс, а

$$q_2(r) = \exp(-(r/R_f)^2)/C_1,$$

т. е. имел гауссово распределение в поперечном направлении. Здесь C_1 — нормировочный параметр, выбранный так, чтобы выполнялось

$$\int_0^{R_0} q_2 r dr = 1,$$

$R_0 = 200$ мкм — поперечный размер области счета, $R_f = 70$ мкм — эффективный радиус лазерного пучка. Энергия лазерного пучка равнялась 10 Дж, а толщина алюминиевой фольги (с начальной плотностью 2.7 г/см³ и зарядом ионов равным 12) варьировалась.

На рис. 4а представлены результаты двумерных численных расчетов и сравнение их с экспериментальными данными. Видно, что прогорание фольги при использовании гладкого «гауссова» фронта излучения возможно при толщинах $\delta < \delta^* \approx 3$ мкм.

Для определения зависимости скорости прожигания фольги от величины падающей лазерной энергии были также выполнены расчеты с энергией в импульсе $E_L = 20$ Дж и $E_L = 50$ Дж при фиксированном значении $R_f = 70$ мкм. Оказалось, что только при $E_L = 50$ Дж к моменту окончания лазерного импульса плотность на оси пучка становилась приблизительно равной критической, т. е. было возможно прохождение лазерного излучения на тыльную сторону фольги (см. рис. 4в). На рисунках 4б, в показаны распределения плотности плазмы на оси ($r = 0$) к моменту окончания лазерного импульса ($t = 4$ нс), полученные для энергии в импульсе 10 и 50 Дж. Видно, что лишь во втором случае, плотность плазмы понизилась практически до критического значения. На рисунке 4в показано также, что к этому моменту максимум плотности пролетел расстояние $L_z = 500$ мкм.

Таким образом, при исследовании скорости прожигания фольг различной толщины в случае гладкого (гауссова) поперечного распределения интенсивности лазерного излучения в области фокусировки должно наблюдаться «пороговое» явление: при $\delta < \delta^*$ — прогорание фольги, а при $\delta > \delta^*$ — отсутствие лазерного излучения на тыльной стороне мишени (конечно, для различных установок значения δ^* будут отличаться; для рассматриваемого случая δ^* равнялось бы приблизительно 3 мкм).

В экспериментах наблюдалось, что при толщинах фольги заметно больших 3 мкм проходила сравнительно малая доля лазерной энергии. Чтобы объяснить это явление, следует учесть влияние неоднородной гидродинамики. В области поглощения лазерного излучения формируется конусообразная ударная волна, распространяющаяся как

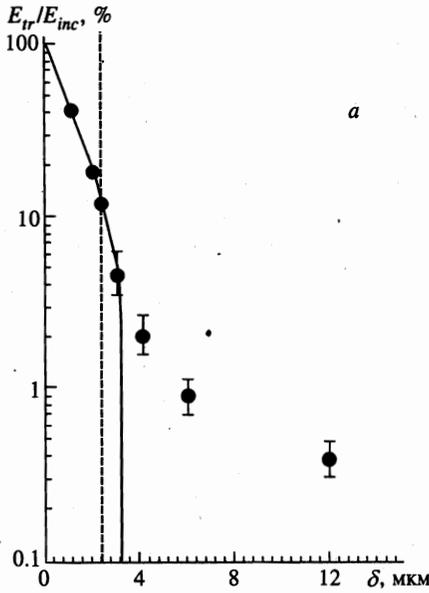
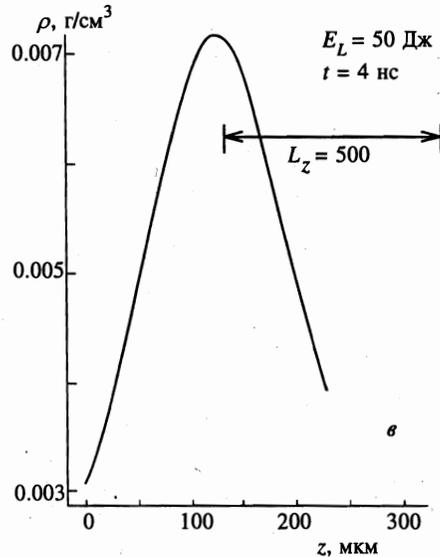
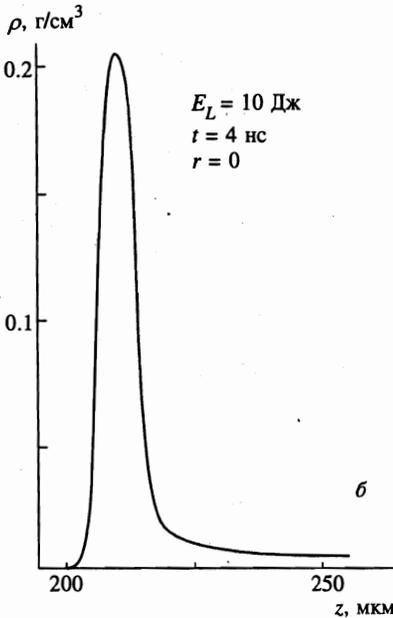


Рис. 4. а — Зависимость доли прошедшей через фольгу энергии от толщины фольги δ (E_{tr} , E_{inc} — прошедшая и падающая лазерные энергии). Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (сплошная кривая) результатов. Вертикальная штриховая прямая разделяет области режимов «прогорания» (слева) и «продавливания» (справа) фольги. Распределения плотности плазмы вдоль оси на момент окончания лазерного импульса, полученные в двумерных расчетах для энергии в импульсе 10 Дж (б) и 50 Дж (в)



вдоль направления луча, так и в поперечном направлении. Эта ударная волна «раздвигает» слои плазмы, что позволяет излучению проникать в более глубокие слои мишени. Подобный механизм лазерного «продавливания» или «сверления» алюминиевых фольг толщиной 200–300 мкм с помощью КгF-лазера был изучен для случая одного гауссова

пучка с различными радиусами R_f [11].

Если структура лазерного пучка состоит из «спеклов», то такие «спеклы» могут проникать заметно глубже, чем усредненный «гладкий» в поперечном направлении лазерный импульс, так как при фиксированной интенсивности поглощенного лазерного излучения меньшему поперечному размеру «спекла» соответствует большая сила, действующая на плазму.

На рис. 4а вертикальная штриховая линия является условной границей раздела двух областей, соответствующих различным режимам просветления фольг: режима прогорания (испарения) — слева от штриховой линии и режима «микропродавливания» — справа от штриховой линии. Для моделирования «микропродавливания» фольги за счет имеющихся в лазерном пучке «спеклов» была сделана следующая серия двумерных расчетов. Толщина фольги равнялась 4 мкм, распределение лазерного излучения в поперечном направлении, как и ранее, задавалось гауссовым распределением, но R_f и энергия импульса варьировались так, чтобы интенсивность в лазерном пучке была одинаковой и соответствующей средней по пятну интенсивности излучения, использовавшегося в эксперименте лазера (т. е. в расчетах энергия в импульсе задавалась по формуле: $E_L = 10(R_f/70)^2$, где радиусы взяты в мкм, а энергия в Дж).

Были сделаны расчеты для $R_f = 5, 10$ и 20 мкм. Моделировалось влияние отдельного «спекла» на прожигание фольги заданной толщины. На рис. 5 представлены результаты этих расчетов. В верхнем ряду показаны линии изоплотности плазмы на момент прогорания фольги вблизи оси. В нижнем ряду показаны распределения плотности плазмы вдоль оси (при $r = 0$). Для $R_f = 20$ мкм алюминиевый слой «не просветлился» к концу импульса, в случае $R_f = 10$ мкм наблюдается «просветление» слоя к моменту $t = 3-3.5$ нс. На рисунке показаны распределения плотности на момент 3 нс, когда еще плотность выше критической, и на момент $t = 3.5$ нс, когда плотность стала уже меньше критической. В случае $R_f = 5$ мкм слой «просветлялся» к моменту $t = 2.5$ нс. Заметим, что к этому моменту времени максимум плотности пролетел расстояние, равное приблизительно 10 радиусам пятна фокусировки R_f .

Двумерные расчеты являются весьма трудоемкими, поэтому была проведена большая серия одномерных расчетов по программе «Диана» для различных значений δ и q_m . Полученные данные представлены на рис. 6, где показана зависимость расстояния L_z , которое пролетает максимум плотности, от δ и q_m . Наличие «провалов» на полученной поверхности объясняется тем, что тонкие фольги полностью прогреваются за счет теплопроводности и «взрываются», при этом максимум плотности смещается меньше, чем в случае полета неиспаренной оболочки, имевшей первоначально большую толщину. Основываясь на предположении, что для разрыва фольги требуется, чтобы ее максимум плотности сместился на $(10-20)R_f$ (где R_f — радиус «спекла»), можно оценить, какие «спеклы» будут «просветлять» фольгу заданной толщины δ .

Выравнивание структуры лазерного излучения на поверхности мишени возможно, например, при использовании симметризирующего предимпульса [13-15]. Для демонстрации симметризирующего эффекта предимпульса по программе «НАТСИ» были проведены следующие расчеты: лазерный импульс состоял из двух частей, имевших одинаковую временную форму $q_1(t)$ (т. е. равнобедренный треугольник с основанием 4 нс), но сдвинутых относительно друг друга на 3.6 нс (т. е. максимум первого импульса был при $t = 2$ нс, а второго — при $t = 5.6$ нс). У первого импульса значение q_2 было постоянным, а у второго q_2 представляло собой «гауссов» пучок с $R_f = 10$ мкм. Энергия в первом импульсе равнялась $E_1 = 1.25$ Дж и была равномерно распределена

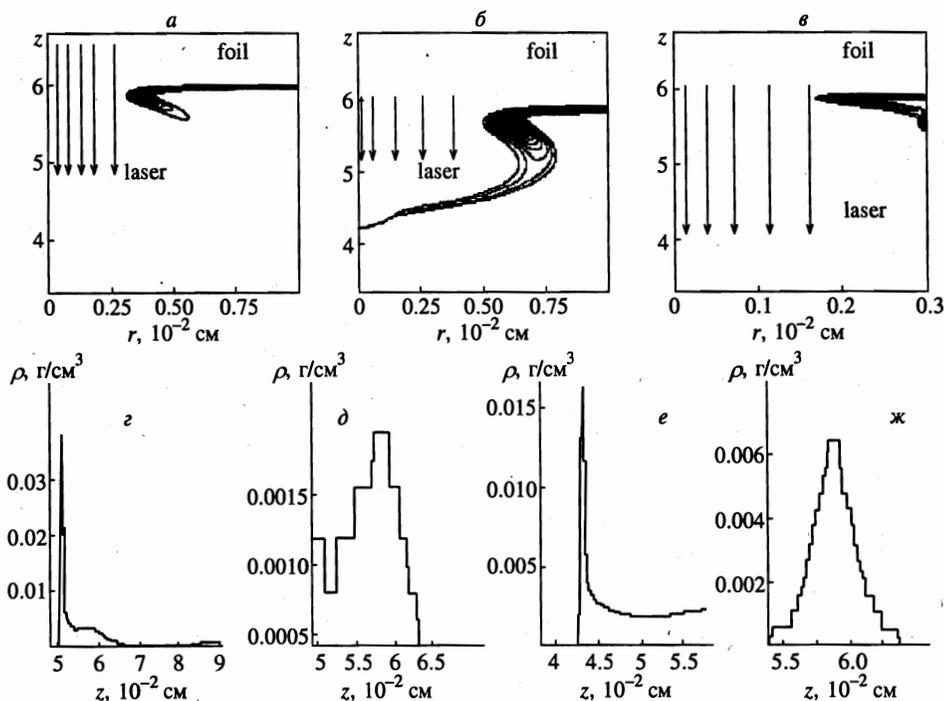


Рис. 5. Результаты двумерных расчетов для «спеклов» с эффективными радиусами $R_f = 10, 20$ и 5 мкм на момент «прогорания» (когда плотность плазмы на оси становится равной критической плотности). В верхней части рисунка показаны линии изоплотности для трех моментов времени 3.5 нс, $R_f = 10$ мкм (а), 4 нс, $R_f = 20$ мкм (в этом случае к концу импульса мишень не прогорела, так как плотность больше критической) (б) и 2.5 нс $R_f = 5$ мкм (е). Распределения плотности плазмы в зависимости от расстояния вдоль оси ($r = 0$) на моменты времени $t = 3.0$ нс, $R_f = 10$ мкм (з), 3.5 нс, $R_f = 10$ мкм (д), $t = 4$ нс, $R_f = 20$ мкм (е), $t = 2.5$ нс, $R_f = 5$ мкм (ж) показаны в нижней части рисунка

на всю поверхность размером $R_0 = 100$ мкм, а во втором импульсе энергия равнялась $E_2 = 0.2$ Дж, как и в случае, рассмотренным ранее для одного спекла. Таким образом, в первом импульсе интенсивность была приблизительно в 16 раз меньше, чем в «пятне фокусировки» спекла ($r < R_f = 10$ мкм). Таким образом, как бы моделировалось влияние «расфокусированного» предимпульса на прожигание фольги «спеклом» с эффективным радиусом 10 мкм. На рис. 7 показаны изолинии плотности и ее распределения на моменты времени 7.2 и 7.6 нс. Момент времени 7.2 нс соответствует моменту 3.5 нс для расчета без предимпульса (см. рис. 5а). Видно, что в случае с предимпульсом фольга не «просветлилась» даже к концу импульса, в то время как в его отсутствие «просветление» произошло к моменту времени 3.5 нс.

Такие исследования предполагается провести в дальнейшем на установке «Пико».

В заключение заметим, что в расчетах пока не учитывалось явление генерации спонтанных магнитных полей [16–18]. Учет этого явления может привести к усилению неоднородности нагрева мишени из-за замагниченности теплопроводности в поперечном направлении.

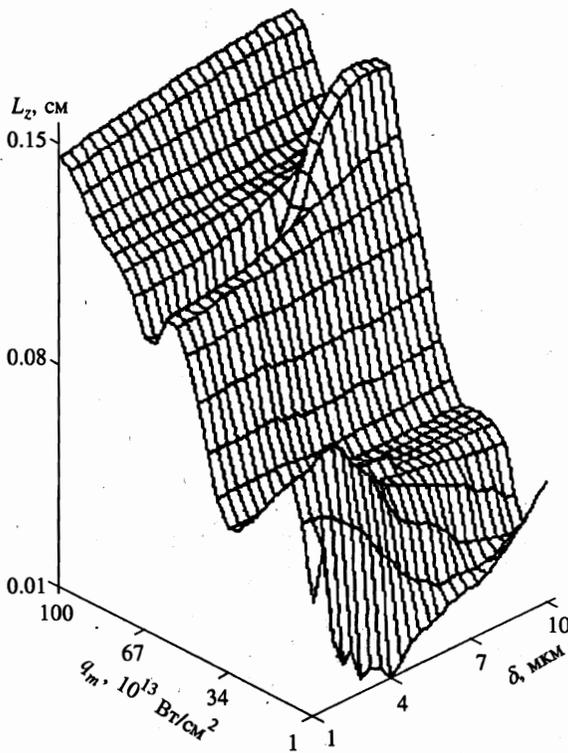


Рис. 6. Зависимость расстояния L_z , пролетаемого фольгой к концу лазерного импульса, от плотности потока q_m и толщины фольги δ

5. ВЫВОДЫ

Анализ экспериментов по прожиганию тонких фольг на установке «Пико» с помощью одномерных и двумерных численных расчетов позволил определить аномально большое проникновение лазерного излучения через фольги с достаточно большой толщиной (т. е. когда испаренная удельная масса вещества должно быть заметно меньше, чем в данной фольге). Причина этого явления заключается в сложной структуре лазерного пучка, состоящего из локальных пятен с различной интенсивностью «спеклов», которые приводят к «микропродавливанию» слоя.

Проведенные исследования показали, что с помощью относительно простых калориметрических измерений доли энергии, проходящей через фольги различной толщины, и сравнения с результатами численных расчетов, можно анализировать влияние неоднородности облучения фольги на характер локального проникновения излучения сквозь мишень и даже частичного разрушения последней. Такой анализ представляется чрезвычайно важным в исследованиях по лазерному термоядерному синтезу на многопучковых лазерных установках. Дело в том, что наряду с неоднородностью отдельного пучка, которая в принципе может контролироваться на выходе установки, при наложении нескольких пучков на поверхности мишени может возникать сложная интерференционная картина. В этой области контролировать неоднородность нагрева чрезвычайно

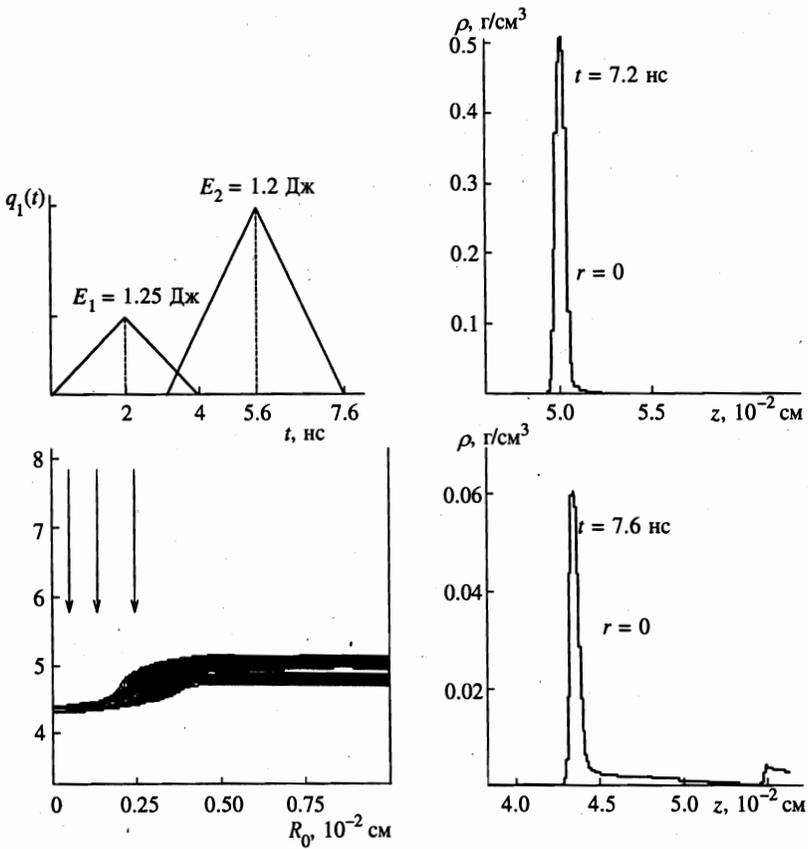


Рис. 7. Результаты расчетов прожигания фольги лазером с предимпульсом. На рисунке показан случай «спекла» с $R_f = 10$ мкм. Распределения плотности плазмы вдоль оси на моменты времени 7.2 нс и 7.6 нс (конец импульса). Поток лазерного излучения задавался следующим образом: $q(t, r) = q_1(t)q_2(r)$; вид $q_1(t)$ показан на рисунке, а $q_2 = \begin{cases} 1/C_2, & t < 3.6 \text{ нс}, \\ (1/C_1) \exp[-(r/R_f)^2], & t > 3.6 \text{ нс}, \end{cases}$ где C_1 и C_2 — нормировочные параметры, выбранные из условия $\int_0^{R_0} q_2 r dr = 1$

сложно. Из-за эффекта «микропродавливания», описанного выше, в глубь мишени может вноситься дополнительная вредная энтропия, которая будет приводить к предпрогреву термоядерного горючего, препятствовать достижению больших степеней сжатия и, наконец, может нарушить внутреннюю структуру мишени (современная лазерная термоядерная мишень представляет собой многослойную оболочку с замороженным на внутреннюю поверхность дейтерий-тритиевым льдом). С помощью описанной выше методики можно контролировать проникновение внутрь мишени излучения, связанное с неоднородностью облучения и нагрева.

Кроме того, на основании двумерных численных расчетов показана возможность частичной симметризации абляционного давления с помощью лазерного предимпульса.

Литература

1. В. В. Иванов, А. К. Князев, А. В. Куценко, и др., Краткие сообщения по физике ФИАН № 7-8, 37 (1997).
2. А. Э. Бугров, И. Н. Бурдонский, В. В. Гольцов и др., ЖЭТФ 111, 903 (1997).
3. В. В. Иванов, А. К. Князев, А. В. Куценко и др., ЖЭТФ 109, 1257 (1996).
4. В. В. Иванов, А. К. Князев, Н. Е. Корнеев и др., ПТЭ № 4, 112 (1995).
5. В. В. Иванов, А. К. Князев, А. В. Куценко и др., ПТЭ № 4, 123 (1996).
6. В. В. Иванов, А. К. Князев, А. В. Куценко и др., ПТЭ № 4, 168 (1997).
7. F. Dahmani and T. Kerdja, Phys. Rev. A 44, 267 (1991).
8. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев и др., в сб. *Вопросы атомной науки и техники. Методы и программы численного решения задач математической физики*, № 2, 38 (1982).
9. В. Я. Карпов, А. П. Фадеев, Г. В. Шпатаковская, Препринт ИПМ АН СССР № 147 (1982).
10. З. Амад, Ю. А. Захаренков, И. Г. Лебо и др., ЖЭТФ 100, 1140 (1991).
11. V. G. Vakaev, V. Yu. Korol', I. G. Lebo et al., Preprint FIAN № 6 (1997).
12. I. G. Lebo, V. B. Rozanov, V. F. Tishkin et al., in *Proc. of 6-th Intern. Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing*, Marseille, France (1997), ed. by Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels (1997), p. 312.
13. Н. И. Боков, А. А. Бунатян, А. А. Лыков и др., ПМТФ № 4, 20 (1982).
14. E. G. Gamaly, A. O. Fedyanin, I. G. Lebo et al., *Laser and Particle Beams* 8, 398 (1990).
15. А. Б. Исаков, И. Г. Лебо, И. Лимпоух и др., Препринт ФИАН № 22 (1998); submitted to Phys. Rev. A.
16. R. S. Craхton and M. G. Hains, Phys. Rev. Lett. 35, 133 (1975).
17. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, И. Г. Лебо и др., ЖЭТФ 74, 516 (1978).
18. Л. А. Большов, А. М. Дыхне, В. П. Киселев и др., ЖЭТФ 84, 921 (1983).