

Выравнивание абляционного давления в короне лазерной плазмы при нагреве мишеней для ЛТС

**М.А.Журович, О.А.Житкова, И.Г.Лебо, Ю.А.Михайлов,
Г.В.Склизков, А.Н.Стародуб, В.Ф.Тишкин**

Рассмотрен метод выравнивания абляционного давления при нагреве мишеней для ЛТС, основанный на использовании дополнительного лазерного импульса, предшествующего основному. Представлены теоретические и экспериментальные результаты исследований нагрева тонких фольг ($d = 3 - 10$ мкм), имитирующих оболочку мишени, излучением с неоднородной пространственной структурой. Эксперименты проводились на лазерной установке с длительностью импульса излучения по популяции 2 нс и энергией 2–30 Дж, что обеспечивало плотность потока лазерной энергии на мишени $10^{13} - 10^{14}$ Вт/см². Эти данные анализировались с помощью двумерного численного моделирования. На основании теоретических и экспериментальных исследований показана эффективность обсуждаемого подхода, определены оптимальные для рассматриваемых условий параметры лазерного предимпульса.

Ключевые слова: лазерная термоядерная плазма, абляционное давление в короне плазмы, выравнивание неоднородности облучения.

1. Введение

В установках лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) для получения больших коэффициентов усиления по энергии необходимо создать условия для сжатия горючего мишени до плотностей, на четыре-пять порядков превышающих его первоначальную плотность. С этой целью строятся многоканальные лазерные установки, которые должны обеспечивать максимально однородное облучение термоядерной мишени и, следовательно, однородный нагрев ее оболочки. Однако существует ряд факторов, препятствующих созданию равномерного распределения интенсивности лазерного излучения по поверхности мишени, основными из которых являются интерференция высококогерентного излучения соседних пучков и неоднородность профиля интенсивности каждого пучка в отдельности, связанная с различными дефектами в каналах лазера. Эти факторы ведут к неравномерному прогреву оболочки мишени, что в свою очередь приводит к возмущениям фронта абляционного давления в короне лазерной плазмы и развитию гидродинамических неустойчивостей, влекущих за собой резкую асимметрию сжатия и возможное разрушение мишени [1, 2]. Таким образом, симметризация (выравнивание) абляционного давления является одной из основных проблем, препятствующих созданию энергетически выгодных установок ЛТС.

В работе [3] было предложено использовать лазерный предимпульс для создания высокотемпературной плотной плазмы, в которой происходила бы симметризация

неоднородностей нагрева сферической мишени, а в [4] приведены результаты предварительных экспериментальных и теоретических исследований по этой проблеме. В работах [5, 6] на основе двумерных численных расчетов исследовалась эффективность такого подхода при использовании излучений предимпульса и основного (греющего) импульса с одинаковыми длинами волн ($\lambda \sim 1$ мкм) [5], а также в том случае, когда основной импульс соответствует третьей гармонике излучения иодного лазера, а предимпульс – первой [6]. Дело в том, что эффективность сжатия мишени возрастает с уменьшением длины волны греющего излучения, поэтому необходимо преобразовывать излучение основного импульса в излучение высоких гармоник. Однако при этом будут неизбежно происходить потери энергии, а также, возможно, вноситься дополнительные возмущения в однородность нагрева мишени. Эффективность симметризации с помощью высокотемпературной короны, созданной предимпульсом, как показано в [6], слабо зависит от длины волны греющего излучения. Поэтому использование предимпульса, на наш взгляд, представляет интерес в лазерных системах реакторного масштаба, где вопрос об энергетической эффективности может оказаться определяющим.

В [7] представлены результаты экспериментов по аномальному прогоранию тонких алюминиевых фольг, выполненных на установке «Пико» (Nd-лазер, ФИАН, Россия). Эти эксперименты моделировались на ЭВМ с помощью двумерной эйлеровой программы НАТСИ [8]. В экспериментах наблюдалось проникновение малой части лазерного излучения через фольги толщиной более 3–5 мкм, в то время как расчеты с гладким гауссовым распределением интенсивности пучка показывали, что в этом случае сквозные отверстия в фольге не успевали сформироваться за время действия лазерного импульса. Причина такого аномально сильного прогорания фольг в том, что реальный лазерный пучок не имеет гладкого переднего фронта, а состоит из спеклов с размерами, значительно меньшими размера всего пятна фокусировки. В данном случае возникает эффект «микропродавливания».

М.А.Журович, Ю.А.Михайлов, Г.В.Склизков, А.Н.Стародуб. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: mikh@sci.lebedev.ru

О.А.Житкова, И.Г.Лебо. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет), Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78

В.Ф.Тишкин. Институт математического моделирования РАН, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 4а

Поступила в редакцию 26 марта 2009 г.

В [7] обсуждалась возможность подавления этого вредного эффекта лазерным предимпульсом.

В экспериментах на установке «Перун» (иодный лазер, Чешская республика) [9, 10] была продемонстрирована эффективность использования предимпульса для сглаживания неоднородностей абляционного давления. Лазерный пучок расщеплялся на три пучка, из которых два последних преобразовывались в излучение третьей гармоники («синее»), а первый – в излучение второй гармоники («красное»), или оставался на основной («инфракрасной») частоте. «Синие» пучки задерживались по отношению к первому на интервал времени Δt . Временная задержка варьировалась. Эти пучки фокусировались в малые пятна с большей интенсивностью, чем в случае фокусировки первого пучка. В качестве мишеней использовались алюминиевые фольги толщиной 7 мкм. В экспериментах наблюдалось частичное «продавливание» фольги «синими» пучками. Было показано, что при временной задержке $\Delta t = 0.5$ нс эффективность симметризации была наилучшей в строгом соответствии с результатами двумерных численных расчетов, выполненных с помощью программы «Атлант-С» [11].

В работе [12] рассмотрен случай конверсии излучения симметризирующего лазерного импульса в рентгеновское излучение. Предлагалось окружить рабочую мишень слоем малоплотного пористого вещества, поддерживающего внешнюю «оболочку-конвертер» из тяжелого металла (меди или золота). При конверсии лазерного излучения в рентгеновское теряется значительная часть энергии, но при этом удается подавить влияние мелкомасштабной составляющей возмущения лазерного потока. Предлагалось также облучать мишень излучением двух импульсов – предимпульса и основного импульса, причем «конвертер» должен быть достаточно тонким, чтобы после действия предимпульса он испарился, но успевал сформировать рентгеновский предимпульс. На основании двумерных численных расчетов было показано, что возникновение высоких пространственных гармоник ($n \geq 20$) плотности плазмы, обусловленных мелкомасштабными возмущениями лазерного потока, эффективно подавляется с помощью такого рентгеновского предимпульса. Для компенсации влияния крупномасштабных неоднородностей нагрева мишени ($n \sim 2-4$) на ее сжатие, связанных с особенностями конструкций лазерных установок, предлагалось использовать специальный рельеф рабочей мишени.

Следует отметить, что в [3] обсуждалась также возможность использования малоплотного покрытия рабочей мишени для снижения влияния неоднородности лазерного облучения. С появлением технологии изготовления пористых сред с заданной структурой были проведены теоретические и экспериментальные исследования в данном направлении (см., напр., [13–17]). Однако рассмотрение этого вопроса выходит за рамки настоящей статьи.

Данная работа посвящена детальному исследованию результатов экспериментов по выравниванию абляционного давления в короне лазерной плазмы на установке «Пико» в Лаборатории лазерной плазмы Физического института им. П.Н.Лебедева РАН. Изучается симметризирующий эффект воздействия на мишень излучения предимпульса, имеющего ту же длину волны, что и излучение основного импульса, при различных энергиях предимпульса и задержках его относительно основного им-

пульса. Кроме того, проведена теоретическая интерпретация полученных экспериментальных результатов.

2. Постановка задачи

Неоднородное лазерное излучение основного импульса, поглощаясь в области критической плотности плазмы, созданной предимпульсом, вызывает ее неоднородный нагрев. В глубь плотного вещества мишени энергия переносится тепловым потоком, и за счет поперечной теплопроводности спеклобые возмущения температуры и давления выравниваются. Следует отметить, что при теоретических расчетах наряду с одномерными уравнениями теплопроводности приходится решать нелинейные уравнения гидродинамики и переноса излучения, а это вызывает необходимость использования методов численного моделирования.

В экспериментах исследовалась зависимость доли энергии прошедшего через фольгу излучения от пространственно-временной структуры предимпульса с целью определения оптимального соотношения энергий основного импульса и предимпульса, а также времени задержки между ними для выравнивания абляционного давления.

Численное моделирование эксперимента проводилось с помощью двумерной программы НАТСИ в эйлеровых цилиндрических координатах. Необходимость использования эйлеровой программы связана с тем, что в экспериментах измерялась доля энергии излучения, прошедшего через слой плазмы в результате формирования сквозного отверстия в плотном слое. Моделирование таких экспериментов в лагранжевых координатах затруднено из-за сильной деформации численных ячеек при прожигании фольги*. Параметры расчетных задач соответствовали экспериментальным условиям.

3. Экспериментальная установка

Эксперименты по взаимодействию лазерного излучения с тонкими фольгами проводились на установке «Пико», в основе которой лежит одноканальный лазер на стекле ГЛС-1, активированном ионами Nd^{3+} . Лазерное излучение фокусируется в диагностической вакуумной камере, в которой располагаются образцы алюминиевой фольги, имитирующие оболочку термоядерной мишени.

Генерация лазерного излучения проводится в режиме модуляции добротности, длительность импульса на выходе генератора составляет 30 нс, его энергия – примерно 0.1 Дж, ширина спектра излучения $\delta\lambda \approx 30 \text{ \AA}$. Усиление импульса проводится в нескольких усилительных каскадах с формированием короткого импульса после первого каскада с помощью затвора Поккельса. На выходе лазера импульс имеет длительность ~ 2 нс на полувысоте и энергию 2–30 Дж. Полученное излучение фокусируется в диагностической камере линзой с фокусным расстоянием $f = 10$ см, что дает плотность потока энергии на поверхности мишени $10^{13} - 10^{14} \text{ Вт/см}^2$. Энергетический контраст излучения составляет $10^4 - 10^5$, его расходимость $2\alpha = (5 - 8) \times 10^{-4}$ рад.

*С помощью лагранжевой программы «Атлант-С» были предприняты попытки моделирования подобных экспериментов [11], однако трудоемкость расчетов (из-за перестройки сеток) была значительно выше, чем расчетов по эйлеровой методике.

Формирование предимпульса осуществляется путем расщепления исходного импульса после его прохождения через затвор Поккельса с помощью зеркал с различными коэффициентами пропускания. Количество каскадов для усиления предимпульса и длина его оптического пути могут варьироваться, что позволяет получить энергию, составляющую $10^{-3} - 10^{-1}$ от энергии основного импульса, и задержку между ними 0.5–5 нс. Для сглаживания пространственной структуры предимпульса используется специальная фазовая пластинка.

Получение экспериментальных данных по энергетическим параметрам излучения (энергии основного импульса и предимпульса, энергии прошедшего через фольгу и рассеянного в различных направлениях излучения) осуществляется с помощью калориметрического комплекса, в котором используются калориметры ВЧД-2, ВЧД-3, ВЧД-5, ВКДС и КДВ, разработанные в ОКБ ФИАНа. Диапазон измеряемых энергий составляет $10^{-5} - 10^2$ Дж при погрешности абсолютных измерений 6%–8%. Временные структуры падающего и прошедшего излучений регистрируются коаксиальными фотоэлементами с временным разрешением ~ 0.2 нс.

Определение пространственной структуры лазерного пучка в дальней зоне проводится с помощью камеры CCD-4M на основе ПЗС-матрицы, а в ближней зоне – с помощью камеры с видиконом ЛИ-427. Используемый автоматизированный диагностический комплекс дает возможность одновременно измерять энергетический баланс лазерного излучения на мишени, динамику прогорания фольги с пространственным и временным разрешением, а также получать данные о профиле интенсивности лазерного излучения на поверхности мишени.

В двумерной неоднородной плазме возможна генерация спонтанных магнитных полей, которые возникают из-за скрещенных градиентов температуры и плотности в мишени (см., напр., [18]). Магнитные поля в области между поверхностью с критической плотностью плазмы и фронтом испарения могут также повлиять на неоднородность абляционного давления, однако традиционные оптические методы их измерения, основанные на фарадеевском вращении плоскости поляризации зондирующего лазерного пучка, не позволяют исследовать плотную надкритическую плазму. В [19] обсуждалась возможность наблюдения спонтанных магнитных полей по рассеянию зондирующего пучка электронов, который формируется с помощью дополнительного пикосекундного импульса. На установке «Пико» наряду с основным (наносекундным) лазером существует также дополнительный (пикосекундный) лазер, синхронизованный с основным. Пикосекундный лазер генерирует импульсы с энергией до 50 мДж, что дает возможность создать зондирующий электронный пучок.

4. Результаты эксперимента

При проведении экспериментов по прожиганию фольги профиль интенсивности основного лазерного импульса специально не сглаживался для имитации интерференционных явлений в многопучковых установках. Спекло-вая структура на поверхности мишени регистрировалась камерой на основе ПЗС-матрицы.

На рис. 1–4 приведены результаты нескольких серий экспериментов, проведенных при различной пространственно-временной структуре предимпульса. Данные пред-

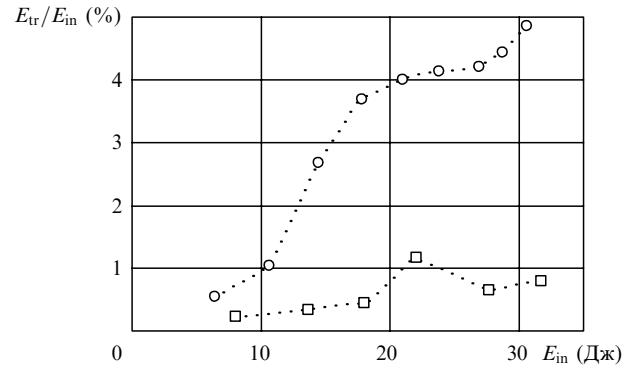


Рис. 1. Экспериментальные зависимости отношения энергии прошедшего через фольгу излучения E_{tr} к энергии падающего на мишень излучения E_{in} от E_{in} при энергии предимпульса $E_{pp} = 0.1E_{in}$ и $\Delta t = 1.5$ нс (□), а также в отсутствие предимпульса (○).

ставлены в виде зависимости отношения энергии излучения E_{tr} , прошедшего через прожигаемые отверстия, к энергии падающего на мишень излучения E_{in} .

В первой серии экспериментов энергия предимпульса $E_{pp} = 0.1E_{in}$, а задержка между предимпульсом и основным импульсом $\Delta t = 1.5$ нс. Энергия отраженного от фольги излучения составляла 1%–2% от E_{in} . Результаты представлены на рис. 1. Наблюдается существенное влияние предимпульса на прогорание фольги, т. е. энергия E_{tr} прошедшего излучения примерно на порядок меньше при наличии предимпульса, чем в его отсутствие.

Во второй серии экспериментов при значительном уменьшении энергии предимпульса ($E_{pp} = 0.005E_{in}$) и сохранении задержки между импульсами $\Delta t = 1.5$ нс симметризирующий эффект становится существенно менее заметным (рис. 2). Похожая ситуация возникает и в третьей серии экспериментов при больших энергиях предимпульса ($E_{pp} = 0.5E_{in}$), результаты которых представлены на рис. 3. В этом случае симметризирующий эффект больше, чем во второй серии, однако значительно меньше, чем в первой. При этом энергия отраженного излучения увеличилась и составила 4%–5% от E_{in} . По-видимому, это связано с тем, что предимпульс содержал спеклы с пиковой интенсивностью, сравнимой с пиковой интенсивностью спеклов в основном импульсе.

На рис. 4 представлены результаты четвертой серии экспериментов, в которых использовалась та же энергия предимпульса, что и в первой серии, однако задержка Δt между предимпульсом и основным импульсом была увеличена почти в три раза – до 4 нс. В этом случае влияние предимпульса примерно такое же, как и во второй серии экспериментов. Энергия отраженного излучения при этом составила $\sim 2\%$ от E_{in} .

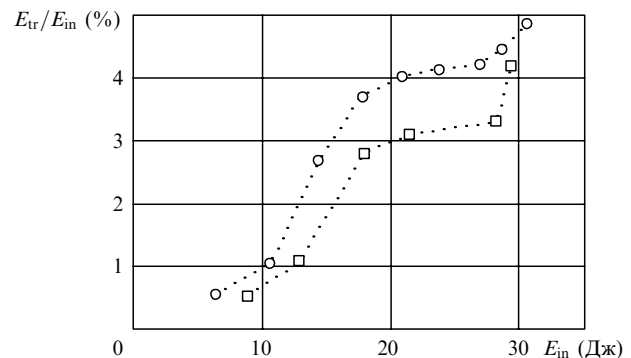


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, при $E_{pp} = 0.005E_{in}$.

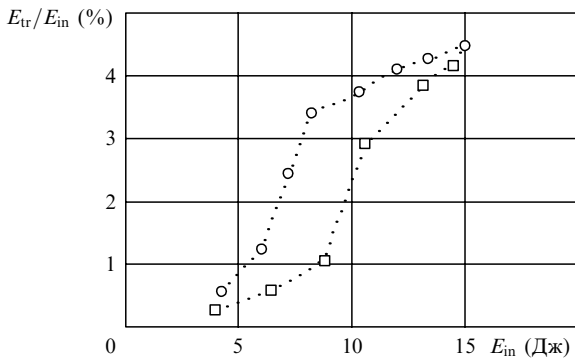


Рис.3. То же, что и на рис.1, при $E_{pp} = 0.5E_{in}$.

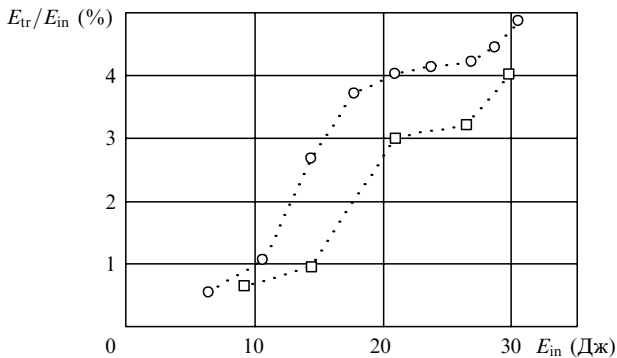


Рис.4. То же, что и на рис.1, при $\Delta t = 4$ нс.

5. Численное моделирование

Для более детального изучения механизма влияния предимпульса на сглаживание абляционного давления в короне лазерной плазмы были проведены численные расчеты с использованием программы НАТСИ. С помощью разностных методов решалась система уравнений газовой динамики для многокомпонентных сред, нелинейной теплопроводности и распространения лазерного излучения в двумерной геометрии (заметим, что решение в трехмерном случае является весьма трудоемкой задачей даже для современной вычислительной техники). Приведем уравнения, лежащие в основе расчетов:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho u)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho u^2)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r\rho u w)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho w w)}{\partial z} + \frac{\partial p}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r u (e + p))}{\partial r} + \frac{\partial((e + p) w)}{\partial z} = -\text{div } q_T - \text{div } q_L,$$

где

$$e = \rho \left(\varepsilon + \frac{u^2 + w^2}{2} \right); \quad p = (\gamma - 1)\varepsilon\rho;$$

ρ – плотность плазмы; γ – показатель адиабаты; ε – удельная внутренняя энергия; p – давление; $q_T = \kappa \text{grad } T$ – поток электронной теплопроводности; q_L – интенсивность лазерного излучения. Коэффициент электронной теплопроводности используется в форме Спитцера–Брагинского: $\kappa = \kappa_0 T^{2.5}$. Вычисления проводились в эйлеровых

цилиндрических координатах r, z , вектор скорости плазменного потока V имеет компоненты u и w соответственно.

В расчетах не учитывались процессы ионизации и рекомбинации, заряд ионов Z_i был постоянным, использовалось уравнение состояния для идеального газа. Переизлучение из плазмы также не учитывалось. Лазерное излучение распространялось вдоль оси z , учитывался обратный тормозной механизм поглощения. Лазерная энергия, достигшая критической поверхности, поглощалась вблизи нее. Для решения уравнений газовой динамики применялись явные схемы второго порядка точности с использованием специальных ограничителей потоков [8]. Теплоперенос рассчитывался с помощью неявных разностных схем.

Предварительные результаты этих расчетов опубликованы в работе [4]. В настоящей статье мы даем систематическое изложение полученных результатов и их анализ. Радиус пятна фокусировки излучения лазера в экспериментах равнялся 30–50 мкм, а радиус одного спекла – примерно 5 мкм. Число наблюдаемых спеклов составляло 20–30, при этом интенсивность излучения в них на порядок и более превышала среднюю интенсивность пучка. Площадь, покрываемая спеклами, была на порядок меньше площади пятна фокусировки, а толщина фольги (~5 мкм) – на порядок меньше радиуса пятна фокусировки. Как показано ранее [7], спеклы «продавливают» неиспаренный слой вещества. По конденсированной части мишени распространяется расходящаяся ударная волна, которая «раздвигает» плотную материю. Поскольку расстояния между спеклами на порядок больше их радиусов, а воздействие спеклов на плазму несинхронно, то в среднем изменение плотности в конденсированном веществе было малозаметным, и можно было считать, что спеклы влияют на вещество независимо друг от друга. Поэтому ниже в численных расчетах моделировалось «продавливание» одним спеклом слоя конденсированного вещества.

Для расчетов выбиралась следующая схема моделирования эксперимента. Два импульса с треугольным временным профилем интенсивности, имитирующие предимпульс и основной импульс, воздействовали с интервалом Δt на металлическую фольгу из алюминия. Эти импульсы имели максимальные интенсивности на поверхности мишени при $r = 0$ соответственно I_1 и I_2 , причем их радиальное распределение в первом случае было однородным (предимпульс), а во втором – гауссовым, моделирующим влияние одного спекла. Иными словами, в поперечном направлении интенсивность излучения I_2 менялась по закону

$$I_2(r, t) = q_1(t)q_2(r),$$

где $q_1(t)$ – зависимость мощности излучения от времени; $q_2(r) = C / \exp(r/R_f)^2$;

$$C = \frac{1}{\pi R_f^2 \{1 - \exp[-(R_0/R_f)^2]\}}$$

– нормировочная константа; R_0 и R_f – радиус всей области счета и эффективный радиус пятна фокусировки излучения на поверхность мишени.

В первой серии расчетов использовались следующие параметры импульсов: $I_1 = 2.36 \times 10^{13}$ Вт/см², $I_2 = 8.48 \times$

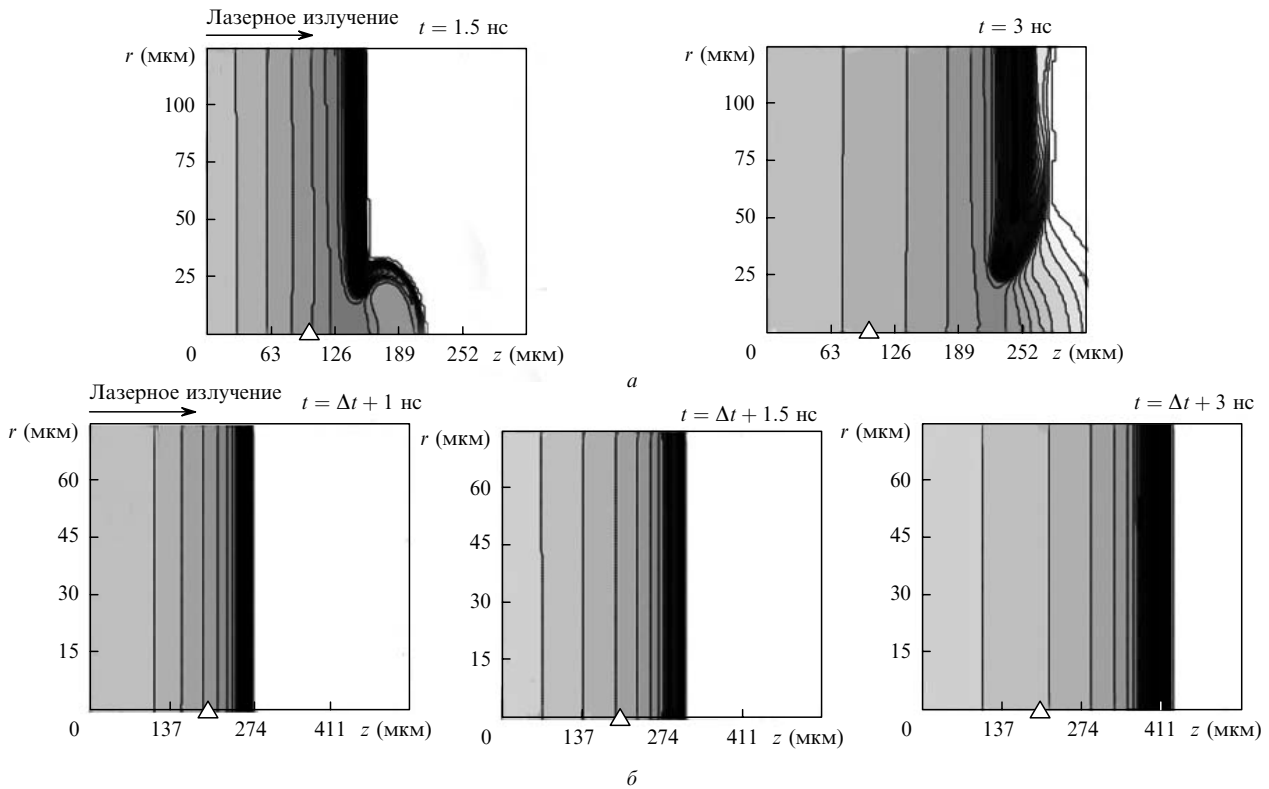


Рис.5. Расчетные плотности плазмы в окрестности неиспаренной части мишени в моменты времени $t = 1.5$ нс (соответствует максимальной интенсивности греющего излучения) и 3 нс (соответствует концу лазерного импульса) в отсутствие временной задержки между предимпульсом и спеклом (*а*), а также в случае, когда до прихода спекла с максимальной интенсивностью $I_2 = 8.48 \times 10^{14}$ Вт/см² мишень облучалась излучением предимпульса с максимальной интенсивностью $I_1 = 2.358 \times 10^{13}$ Вт/см² ($\Delta t = 1$ нс) (*б*). Белым треугольником указано начальное положение поверхности мишени, где поглощается лазерное излучение.

10^{14} Вт/см² (отношение интенсивностей $m = I_2/I_1 \approx 36$), радиус предимпульса $R_0 = 300$ мкм, радиус спекла $R_f = 5$ мкм. В отсутствие задержки между импульсами полное прогорание фольги и формирование сквозного отверстия возникали при облучении мишени (рис.5,*а*). Заметим, что горячая малоплотная прозрачная для лазерного излучения плазма, вообще говоря, заполняет это отверстие, что, однако, не препятствует спеклам проникать сквозь конденсированное вещество. При задержке $\Delta t = 0.5 - 1.5$ нс ситуация кардинальным образом менялась – наступало практически полное выравнивание давления и плотности в поперечном направлении (рис.5,*б*).

Вторая серия расчетов проведена при различных отношениях интенсивностей предимпульса и основного импульса: $m = 90 - 300$ (при этом значение I_2 было фиксированным и соответствовало первой серии расчетов). Временные задержки Δt составляли 0.5 и 1.5 нс. В случае

$\Delta t = 0.5$ нс выравнивание абляционного давления происходило при $m \leq 200$ (рис.6), а при увеличении задержки до 1.5 нс полное выравнивание обеспечивалось при $m \leq 250$. Следовательно, в рассматриваемых условиях при временных задержках основного импульса по отношению к предимпульсу 0.5–1.5 нс интенсивность предимпульса может быть на один-два порядка меньше интенсивности основного импульса. Это весьма важно с точки зрения разумного использования энергии лазера.

В третьей серии расчетов исследовалась зависимость эффекта выравнивания от задержки в более широком диапазоне значений Δt (0–3 нс) при постоянном отношении интенсивностей $m = 250$. При $\Delta t = 0.5$ нс происходит частичное «продавливание» слоя плазмы, но вплоть до конца действия импульса на оси остаются слои с плотностью, превышающей критическую (рис.7). При $\Delta t = 1 - 1.5$ нс симметризирующее действие предимпульса будет

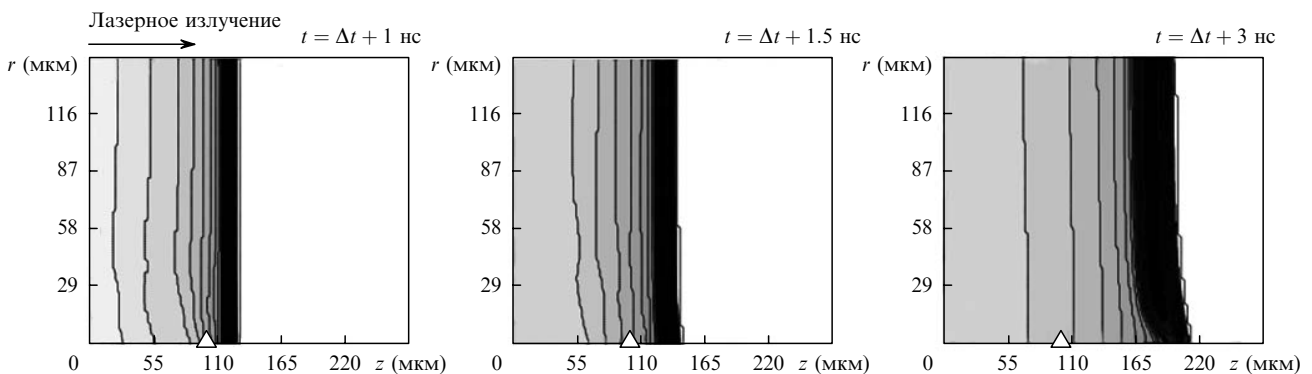


Рис.6. То же, что и на рис.5, при $m = 200$, $\Delta t = 0.5$ нс, $I_1 = 4.24 \times 10^{12}$ Вт/см², $I_2 = 8.48 \times 10^{14}$ Вт/см².

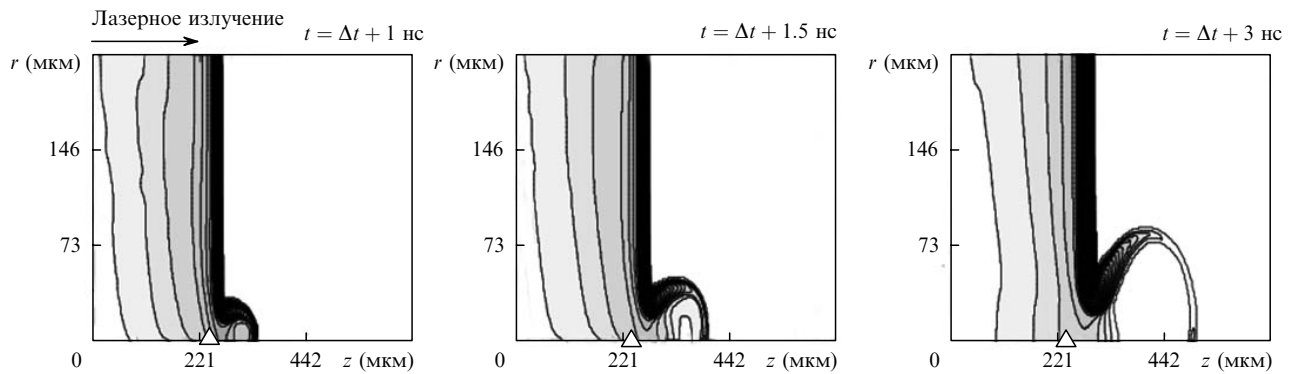


Рис.7. То же, что и на рис.5, при $m = 250$, $\Delta t = 0.5$ нс, $I_1 = 3.4 \times 10^{12}$ Вт/см², $I_2 = 8.48 \times 10^{14}$ Вт/см².

наиболее эффективным, а при $\Delta t > 1.5$ нс эффективность симметризации снижается.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что для подавления спеклов существует оптимальное значение временной задержки между предимпульсом и основным импульсом, которое в рассматриваемом случае составляет 1–1.5 нс.

Наконец, в четвертой серии расчетов изучалась степень влияния размеров спекла на скорость прогорания фольги и возможность ее уменьшения за счет предимпульса. Расчеты проводились при фиксированных параметрах: $I_2 = 8.48 \times 10^{14}$ Вт/см², $m \approx 100$. Варьировался только размер спекла R_f , для которого были выбраны значения 5, 10 и 20 мкм. Ранее было показано, что с увеличением размера спекла степень проникновения его сквозь слой вещества уменьшается [7]. Однако в рассматриваемом случае даже при $R_f = 5$ мкм сквозное отверстие в слое плазмы не успевало сформироваться за время действия лазерного импульса.

6. Заключение

В работе показано, что предимпульс оказывает значительное влияние на выравнивание абляционного давления в короне лазерной плазмы, и его использование позволяет уменьшить влияние гидродинамических неустойчивостей на степень сжатия сферических мишеней. В экспериментах зарегистрировано уменьшение практически на порядок доли энергии проходящего через алюминиевую фольгу лазерного излучения. Обнаружено существование оптимальных параметров предимпульса – энергии и временной задержки относительно основного импульса. Математическое моделирование описанных выше процессов дает возможность более детально оценить динамику изменения плотности плазмы в различные моменты времени при различной пространственно-временной структуре предимпульса. Возможное влияние спонтанных магнитных полей на процессы в плазме не учитывалось. В дальнейших исследованиях планируется использовать формируемый пикосекундным импульсом зондирующий электронный пучок для исследования области плазмы с плотностью выше критической по рассеянию электронов на спонтанных магнитных полях.

Таким образом, облучение термоядерной мишени излучением предимпульса с целью эффективной симметризации абляционного давления представляется перспективным наряду с другими методами, основанными на применении оптических элементов для выравнивания структуры лазерного пучка и снижения его когерентности, а также на применении мишеней с малоплотными абляторами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-00913-а).

1. Басов Н.Г., Михайлов Ю.А., Склизов Г.В. и др. *Лазерные термоядерные установки* (М.: изд-во ВИНТИ, 1984, с. 25).
2. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Физика лазерного термоядерного синтеза* (М.: Знание, 1988).
3. Боков Н.Н., Бунатян А.А., Лыков В.А. и др. *ЖПМТФ*, **134** (4), 20 (1982).
4. Илясов А.О., Лебо И.Г., Михайлов Ю.А. и др. *Квантовая электроника*, **35** (7), 641 (2005).
5. Gamaly E.G., Favorsky A.P., Fedyanin A.O., et al. *Laser Part. Beams*, **8**, 399 (1994).
6. Лебо И.Г., Рохлена К., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф. *Квантовая электроника*, **23**, 71 (1996).
7. Иванов В.В., Куценко А.В., Лебо И.Г. и др. *ЖЭТФ*, **116**, 1287 (1999).
8. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. *Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза* (М.: Физматлит, 2006, с. 175–178).
9. Iskakov A.V., Tishkin V.F., Lebo I.G., et al. *Phys. Rev. E*, **61**, 842 (2000).
10. Limpouch J., Iskakov A.V., Masek K., et al. *Laser Part. Beams*, **20**, 93 (2002).
11. Iskakov A.V., Lebo I.G., Tishkin V.F. *J. Rus. Laser Res.*, **21** (3), 247 (2000).
12. Лебо И.Г., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф. *Квантовая электроника*, **24** (8), 721 (1997).
13. Lebo I.G., Rozanov V.B., Tishkin V.F. *Laser Part. Beams*, **12** (3), 361 (1994).
14. Dunne M., Borghesi M., Ivase A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **75** (21), 3858 (1995).
15. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. *ЖЭТФ*, **111**, 903 (1997).
16. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **24** (8), 715 (1997).
17. Розанов В.Б. *УФН*, **174** (4), 371 (2005).
18. Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Труды ФИАН*, **149**, 4 (1985).
19. Конаш П.В., Лебо И.Г. *Квантовая электроника*, **36** (8), 767 (2006).