

Симметричное сжатие мишеней «лазерный парник» малым числом лазерных пучков

С.Ю.Гуськов, Н.Н.Демченко, В.Б.Розанов, Р.В.Степанов,
Н.В.Змитренко, А.Карузо, К.Странгио

Рассмотрена возможность эффективного и симметричного сжатия мишени с малоплотным структурированным абсорбером малым числом лазерных пучков. Предложено уравнение состояния пористой среды, учитывающее особенности поглощения мощных лазерных импульсов наносекундного диапазона. Показано, что открытый вариант такой мишени допускает использование обычных гауссовых пучков, не требуя специального профилирования поверхности абсорбера. Определены условия, при выполнении которых такие мишени могут быть эффективно сжаты всего двумя лазерными пучками (или кластерами пучков). Результаты расчетов показывают, что при энергии импульса лазерного излучения 2.1 МДж коэффициент усиления исследуемой мишени достигает семи.

Ключевые слова: инерциальный термоядерный синтез, симметрия облучения, симметрия сжатия, мишень, пористые среды.

1. Введение

Первые публикации, посвященные физике мишени с малоплотным структурированным абсорбером (мишень «лазерный парник»), относятся к 1994–1995 гг. Наши исследования в направлении создания «дизайна» этой мишени стимулировались рядом обстоятельств. К середине 80-х годов стало ясно, что принципиальной проблемой, которую необходимо решить для демонстрации управляемой термоядерной реакции на основе инерциального удержания, является устойчивость сжатия сферической термоядерной мишени – капсулы, содержащей термоядерное горючее. Для ее решения было необходимо создать такие условия нагрева мишени, чтобы неоднородность вклада энергии не превышала 1 %.

К этому же времени сформировались два основных направления решения данной проблемы. Одно из них состоит в симметричном прямом облучении простой оболочечной мишени традиционной конструкции большим числом (порядка нескольких десятков) лазерных пучков. Наиболее мощная установка, созданная для решения такой задачи (установка «ОМЕГА», Лаборатория лазерной энергетики Рочестерского университета, США), имеет 60 пучков. При этом для обеспечения однородного пространственного распределения энергии по сечению каждого пучка и предотвращения интерференционных эффектов формирование излучения каждого пучка предусматривает использование специальных оптических устройств (фазовые пластины, фазовые линзы). Для мишени прямого сжатия необходимо преобразование излучения Nd-лазера в третью гармонику.

Другое направление, получившее название «непрямое сжатие», или «непрямое облучение», основано на преобразовании лазерного излучения в поток теплового рентгеновского излучения. Мишень непрямого сжатия состоит из двух основных элементов: внешней массивной оболочки-конвертера (цилиндрической [1] или сферической [2] формы) и помещенной в нее сферической капсулы, содержащей термоядерное горючее. Лазерные пучки вводятся внутрь конвертера через специальные отверстия и фокусируются на его внутренней поверхности, где и происходит преобразование лазерного излучения в рентгеновское, заполняющее полость.

Несмотря на то что не прямое сжатие обеспечивает высокую степень симметрии облучения, оно обладает рядом недостатков, которые обусловлены, в основном, сложностью процедуры облучения мишени. Во-первых, ввод лазерных пучков внутрь конвертера приводит к значительным техническим осложнениям системы фокусировки лазерной установки, во-вторых – к значительным потерям энергии, связанным с необходимостью эффективной транспортировки лазерных пучков внутрь конвертера, что ограничивает возможность минимизации его размеров. Так, в мишени непрямого сжатия, рассчитанной для экспериментов на строящейся сейчас установке NIF (Ливерморская Национальная лаборатория, США), отношение площадей поверхности термоядерной капсулы и внутренней поверхности конвертера составляет ~1:20. Это приводит к тому, что только 20 % энергии рентгеновского излучения воздействует на термоядерную капсулу. При ожидаемой конверсии лазерного излучения (ЛИ) в более коротковолновое 60 %–80 %, для нагрева и сжатия рабочей термоядерной мишени будет использоваться только 12 %–18 % лазерной энергии.

Видно, что для каждого направления достижения симметричного устойчивого сжатия термоядерной мишени существует ряд специфических трудностей. Для обоих направлений – это необходимость использования большого количества лазерных пучков и обязательное

С.Ю.Гуськов, Н.Н.Демченко, В.Б.Розанов, Р.В.Степанов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: rozanov@sci.lebedev.ru
Н.В.Змитренко. Институт математического моделирования РАН, Россия, 125047 Москва, Миусская пл., 4а
А. Caruso, C. Strangio. ENEA Centro Ricerche di Frascati, Via Enrico Fermi, 45, 00044 – Frascati (Roma), Italy

преобразования частоты ЛИ, а в случае непрямого сжатия – сложная процедура облучения мишени и большие потери лазерной энергии.

С начала 90-х годов в ФИАНе под руководством академиков Н.Г.Басова и Л.П.Феокистова велись активные исследования в области разработки концепции гибридной термоядерной электростанции с лазерным иницированием. Гибридный вариант ядерной энергетики (синтез – деление) основан на первоначальном производстве термоядерных нейтронов за счет взрыва микромишени под действием лазерного излучения и на последующем использовании этих нейтронов для иницирования реакции деления. Одно из требований к конструкции камеры реактора такой станции состоит в минимизации числа каналов облучения термоядерной мишени, окруженной бланкетами делящегося материала.

Н.Г. Басов, формулируя требования к современной мишени инерциального термоядерного синтеза, одним из главных критериев ее эффективности считал возможность работы мишени при облучении малым числом лазерных пучков или кластеров пучков. Таким образом, при разработке мишени «лазерный парник» (МЛП) ставились две основные задачи: во-первых, мишень должна работать при облучении малым числом лазерных пучков (или кластеров пучков) и, во-вторых, это должна быть мишень прямого облучения.

Мишень «лазерный парник» была предложена в [3, 4]. В этой мишени поглощение лазерного излучения осуществляется в достаточно протяженном слое малоплотного (средняя плотность $5 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-2}$ г/см³) абсорбера. Рассматриваемые среды, далее называемые пористыми, имеют волокнистую или ячеистую (пористую) структуру (типа пены) с характерной толщиной волокон (или стенок) порядка 1 мкм и размером ячеек (пор) порядка 50 мкм. Механизм передачи энергии в такой схеме следующий (см. [5]): сначала происходит объемное поглощение ЛИ с образованием неравновесной плазмы, затем с помощью гидротепловой волны диссипации энергия переносится к оболочке термоядерной капсулы, после чего сжатие и нагрев топлива осуществляются тепловым и (частично) абляционным давлением.

В настоящее время рассматриваются два типа таких мишеней: закрытый и открытый. В закрытом варианте термоядерная капсула с поглотителем окружена тяжелой инертной оболочкой (контейнером) с окнами для ввода лазерных пучков. Высокая гидродинамическая эффективность сжатия капсулы достигается за счет длительного удержания образующейся плазмы поглотителя от разлета. Дальнейшие исследования процесса поглощения мощного ЛИ в пористых средах выявили возможность отказа от использования контейнера. Это значительно упрощает конструкцию, хотя и несколько снижает усиление. Основные свойства поглощения ЛИ в пористой среде, установленные в большой серии экспериментов (см. [6, 7] и ссылки там), таковы:

- поглощение составляет 80 % – 100 % и слабо зависит от угла падения;
- регулярные отражение и преломление отсутствуют;
- потери энергии, связанные с разлетом плазмы на встречу пучку, малы (не более 5 %);
- поглощение происходит вдоль первоначального направления лазерного пучка и имеет объемный характер, причем в среде со сверхкритической средней плотностью оно характеризуется глубиной «геометрической прозрач-

ности» $L_{g2} \approx C(\pi^2/2)(\rho_s/\rho_a)^{1/2}b_0$, где C – константа, ρ_s и ρ_a – плотность твердых элементов и средняя плотность соответственно, b_0 – «малый» размер твердого элемента;

- происходит эффективное выравнивание неоднородностей облучения;
- имеет место так называемый парниковый эффект, т. е. в течение первых 3 – 5 нс пористое вещество накапливает тепловую энергию, практически не расширяясь, после чего происходит почти изотропный тепловой взрыв.

Указанные свойства наблюдаются для лазерных потоков с интенсивностью $I \sim 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² в течение нескольких наносекунд. Существенно, что эти особенности, по-видимому, слабо зависят от длины волны лазерного излучения. Мы употребили слово «по-видимому», т. к. прямых измерений на частоте второй гармоники немного, но результаты и физические механизмы процессов таковы, что позволяют рассчитывать на слабую зависимость от длины волны. Всё дальнейшее рассмотрение проведено для основной гармоники Nd-лазера. Исследуемая модель дает возможность перейти от анализа распределения интенсивности по поверхности мишени к анализу распределения вложенной энергии.

В данной работе будет показано, что в открытой схеме МЛП можно достичь приемлемого уровня симметрии вложенной энергии при облучении малым количеством пучков (или кластеров пучков).

2. Микроскопические процессы. Уравнение состояния

Физический механизм поглощения лазерного излучения в пористой среде, по нашим представлениям, состоит в следующем. В начальный момент времени пористое вещество прозрачно для падающего излучения, и излучение проникает в него на некоторую глубину (см. [5]), соответствующую начальной геометрической прозрачности $L_{g1} \approx (\pi^2/2)(\rho_s/\rho_a)b_0$. Это происходит даже в веществе, средняя плотность которого превышает критическую (критическая плотность плазмы – это плотность, зависящая от частоты падающего излучения, при которой падающее излучение в плазму не проникает). На ранних этапах (пока не произошла полная гомогенизация) отдельные группы (кластеры) ячеек вещества играют роль своеобразных «абсолютно черных тел», в которых поглощение достигает почти 100 %-ной эффективности из-за многократных переотражений между хаотически расположенными плотными фрагментами. Этим, видимо, можно также объяснить отсутствие регулярных отражения и рефракции. Глубина проникновения со временем уменьшается из-за разлета твердых элементов и затекания пор. К моменту начала столкновений плазменных потоков глубина проникновения (в мкм) уменьшается до значения $L_{g2} \approx 14.8(\rho_s/\rho_a)^{1/2}b_0$ (b_0 – в мкм), наблюдаемого в экспериментах (см. [7]).

Несмотря на уменьшение прозрачности, поглощение ЛИ имеет высокую эффективность, в частности еще и потому, что, благодаря разлету твердых элементов вещества и столкновениям плазменных потоков, в плазме могут существовать долгоживущие стохастические осцилляции плотности. В результате этого часть плазмы может иметь плотность, близкую к критической или даже ниже ее. В этих областях энергия ЛИ поглощается вследствие обратнотормозного и резонансного механизмов. Рассмотрим процессы, которые могут повлиять на

продолжительность осцилляций, и оценим соответствующие величины.

Время жизни плотных структур, образующихся вследствие разлета твердых элементов и столкновений плазменных потоков, ограничивается ионной вязкостью $\eta \sim v^2 \tau_{ii}/3$, где $\tau_{ii} = 1.1 \times 10^{-13} (AT_i)^{3/2} / (\rho Z^4)$ – время ионных столкновений; A и Z – атомный номер и заряд ионов плазмы; T_i – ионная температура (в кэВ); v – характерная скорость ионов; ρ – плотность плазмы (в г/см³). В углеродной плазме с температурой 1 кэВ и электронной плотностью 10^{21} см⁻³ структуры размером $x \sim 30$ мкм могут существовать в течение времени $t = x^2 / (2\eta) = 1 - 2$ нс, а размером $x \sim 100$ мкм – до 15–20 нс. Столкновения потоков внутри пор порождают последовательность ударных волн. Ширина фронта определяется пробегом ионов и числом Маха, которое в горячей плазме может быть близко к единице, т. е. ширина фронта может составлять порядка 5–20 мкм, а плотность после одного-двух столкновений (в течение примерно 1–2 нс) в основном выравнивается. Заметим, что в этих столкновениях плотность может возрасти в несколько раз по сравнению со средней (в сильных ударных волнах – в $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ раз, где γ – показатель адиабаты). Все это может привести к формированию областей с пониженной плотностью, характеризующихся большей глубиной проникновения ЛИ и большим поглощением (вследствие большего запутывания траекторий ЛИ в объеме плазмы). Предположение о существовании этих областей имеет косвенные экспериментальные подтверждения [7].

Рассмотрим описанные плазменные течения с точки зрения их устойчивости по отношению к механизмам Рэлея – Тейлора и Рихтмайера – Мешкова. Неустойчивости, порождаемые неоднородными нагревом и распределением вещества в плазме, могут привести к формированию грибообразных структур, содержащих области, где циркуляция (и соответственно ротор) скорости не равна нулю. Амплитуда и длина волны таких возмущений определяются размерами пор. Возникающие потоки поддерживают неоднородность распределения плотности, продолжительность их существования определяется ионной вязкостью. Такие стохастические, сильно неоднородные в пространстве структуры также, в принципе, могут способствовать увеличению поглощения (механизм прежний – запутывание траекторий ЛИ внутри объема плазмы).

Кроме описанных выше механизмов определенную роль может сыграть и то, что в реальной (3D) пористой структуре значительная часть твердых элементов, попадающих в зону поглощения, в начальный момент либо вообще не засвечивается падающим излучением благодаря экранировке вышележащими элементами, либо засвечивается при углах падения ЛИ, близких к $\pi/2$. Например, в кубической структуре с тонкими плоскими стенками, при нормальном к одной из граней падении излучения, около 5/6 всей массы первоначально не засвечено. Можно предположить, что с учетом этого эффекта засвеченные твердые элементы при разлете образуют плазму со средней плотностью, в несколько раз меньшей, чем средняя плотность среды. Потоки такой плазмы, сталкиваясь друг с другом и с незасвеченными (холодными) элементами, вызовут осцилляции с амплитудой, достаточной для образования докритических областей плазмы. По-видимому, описанный выше процесс отвечает за упоминавшийся парниковый эффект: пористое вещество сохраняет пер-

воначальный объем до тех пор, пока энергия излучения, переданная засвеченным элементам, не распределится по всей массе, попавшей в зону поглощения, и пока не затухнут осцилляции. Длительность этого этапа можно оценить в несколько (3–5) осцилляций, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Описанный механизм и неравновесность образующейся плазмы указывают на необходимость «построения» эффективного уравнения состояния структурированной среды, в которой в разных точках ячейки формирование поля давления происходит позже момента вложения энергии. Время задержки зависит от положения точки наблюдения внутри поры, размера поры L и скорости звука c_s . Это время можно оценить как $\tau = nL/c_s$, где n – число осцилляций. При $L = 30$ мкм $\tau \approx 0.3$ нс, а при $L = 5$ мкм $\tau \approx 0.05$ нс, т. е. свойства среды с более мелкими порами ближе к свойствам сплошной среды. Это же справедливо для электронной теплопроводности, которая может быть подавлена, пока вещество сильно неоднородно, тогда как на поздних стадиях она близка к спитцеровской.

Развиваемая модель эффективного уравнения состояния пены базируется на следующих соображениях. Нагрев и испарение твердых элементов пористой среды в результате поглощения ЛИ происходят достаточно быстро, так что для определения внутренней энергии электронов можно считать справедливым выражение, соответствующее идеальному газу:

$$\varepsilon_e = \frac{3}{2} \frac{Z}{m_i} k T_e,$$

где m_i – масса иона вещества; T_e – электронная температура; Z – кратность ионизации, которую можно принять равной атомному номеру, т. к. при $I \sim 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² легкие элементы ионизируются практически полностью. При этом $\varepsilon_e \approx E/M$, где E – поглощенная энергия, M – масса прогретого вещества. Однако, как видно из 1D-расчетов, выполненных с помощью программы «ДИ-АНА», давление электронов в масштабах ячейки распределено заметно неоднородно, и среднее по ячейке давление p_e много меньше, чем давление в испаренной массе твердого элемента: $p_e < (Z/m_i) \rho k T_e$.

Введем эффективную температуру $T_{\text{eff}} = \alpha T_e$, где параметр $\alpha < 1$ зависит от времени ($\alpha \rightarrow 1$ по истечении времени гомогенизации, составляющего в рассматриваемом случае несколько наносекунд); тогда $p_e = (Z/m_i) \times \rho k T_{\text{eff}} = \alpha (Z/m_i) \rho k T_e$. Для определения T_{eff} (или параметра α) используем простейшие уравнения релаксации:

$$\frac{dT_{\text{eff}}}{dt} = \frac{T_e - T_{\text{eff}}}{\tau}, \quad (1)$$

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{1 - \alpha}{\tau} - \alpha \frac{d \ln T_e}{dt},$$

где $\tau = nL/c_s$ – введенное выше время задержки. В рассматриваемой модели использовалось выражение для изотермической скорости звука $c_s = [(Z/m_i)kT_e]^{1/2}$. В данной модели число n является подгоночным параметром, однако обнаруженное в одномерных расчетах воздействия лазерного излучения на слоистую среду $n = 3 - 5$, как оказалось, уже разумно описывает экспериментальные данные.

Табл.1. Результаты одномерных расчетов прожигания слоистой системы

Структура поглотителя	I_{\max} (10^{14} Вт/см ²)	β	u (10^7 см/с)
Крупная ячейка	2.0	> 1	2.0
Крупная ячейка	2.0	0.01	1.5
Крупная ячейка	20	> 1	5.1
Крупная ячейка	20	0.01	3.5
Мелкая ячейка	2.0	> 1	3.0
Однородная среда	2.0	> 1	3.5
Однородная среда	20	> 1	8.0

По программе «РАПИД», включающей совместное решение одномерных уравнений гидродинамики и уравнений Максвелла, была проведена серия 1D-расчетов неоднородных сред, состоящих из последовательности тонких слоев полистирола. Расчеты проводились для двух типов структур – с крупной и мелкой ячейкой. Первая моделировалась системой слоев с толщиной $\Delta x = 1$ мкм и размером промежутка $L = 49$ мкм, вторая – системой слоев с толщиной $\Delta x = 0.1$ мкм и размером промежутка $L = 4.9$ мкм. Средняя плотность обеих сред $\rho = 2 \times 10^{-2}$ г/см³. Численное моделирование проводилось для импульса излучения на частоте третьей гармоники Nd-лазера, длительность импульса ЛИ по основанию была равна 2.5 нс, максимальная интенсивность $I_{\max} = 2 \times 10^{14}$ и 2×10^{15} Вт/см². Дополнительным параметром являлся множитель β при коэффициенте теплопроводности: $\beta > 1$ отвечает спитчеровскому значению κ_0 , а $\beta = 0.01$ – подавлению теплопроводности $\kappa = \kappa_0/100$. Для сравнения были проведены расчеты и для однородной среды с плотностью $\rho = 2 \times 10^{-2}$ г/см³. В табл.1 представлены сводные данные для средней скорости переноса энергии u для всех расчетов. Расчеты показали, что могут иметь место до 10–15 осцилляций плотности. Ионная вязкость не приводит к заметному затуханию осцилляций в течение 1–3 нс, если размер плотных областей составляет ~10–30 мкм. На рис. 1 представлены пространственные распределения скорости, плотности и температур для трех из упомянутых случаев при спитчеровской теплопроводности: крупная ячейка и малый поток, крупная ячейка и большой поток, мелкая ячейка и малый поток.

Для моделирования двумерных эффектов был проведен расчет слоисто-неоднородной среды в цилиндриче-

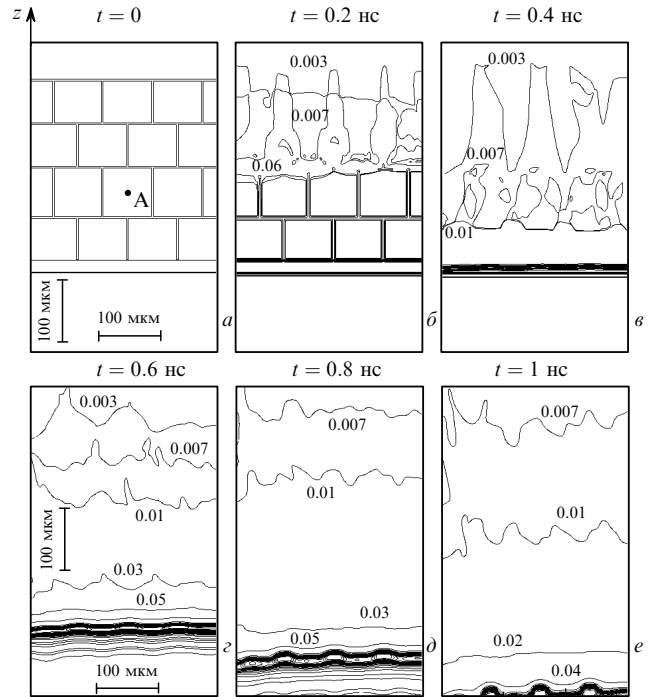


Рис.2. Результаты двумерного расчета взаимодействия структуры типа «кирпичная кладка» (модельное представление пористой среды) с мощным ЛИ. Изолинии плотности (в г/см³) приведены для разных моментов времени; масштаб везде одинаков.

ской геометрии. Мишень до облучения ($t = 0$) изображена на рис.2,а: перегородки представляют собой диски и кольца. Расстояние по вертикали между дисками ~70 мкм, между кольцами ~80 мкм, толщина перегородок 3 мкм, плотность вещества (СН) в перегородках 0.1 г/см³, плотность газа в полостях 10^{-5} г/см³, средняя плотность среды $\sim 7 \times 10^{-3}$ г/см³. Снизу расположен слой СН нормальной плотности (толщина 20 мкм), имитирующий оболочку капсулы. Параметры лазерного излучения следующие: $\lambda = 1.06$ мкм, распределение интенсивности по сечению $I(r) = I_0 \exp(-r^2/R_b^2)$ (радиус пучка $R_b = 300$ мкм), при $r > R_b$ интенсивность $I = 0$, энергия пучка 850 Дж, т.е. средний поток $\bar{q} \sim 3 \times 10^{14}$ Вт/см²; импульс имеет форму равнобедренного треугольника с длительностью по основанию 1 нс. На рис.2 показана эволюция поля плотности. На рис.3 демонстрируется временная зависимость газодинамических величин в точке А, ука-

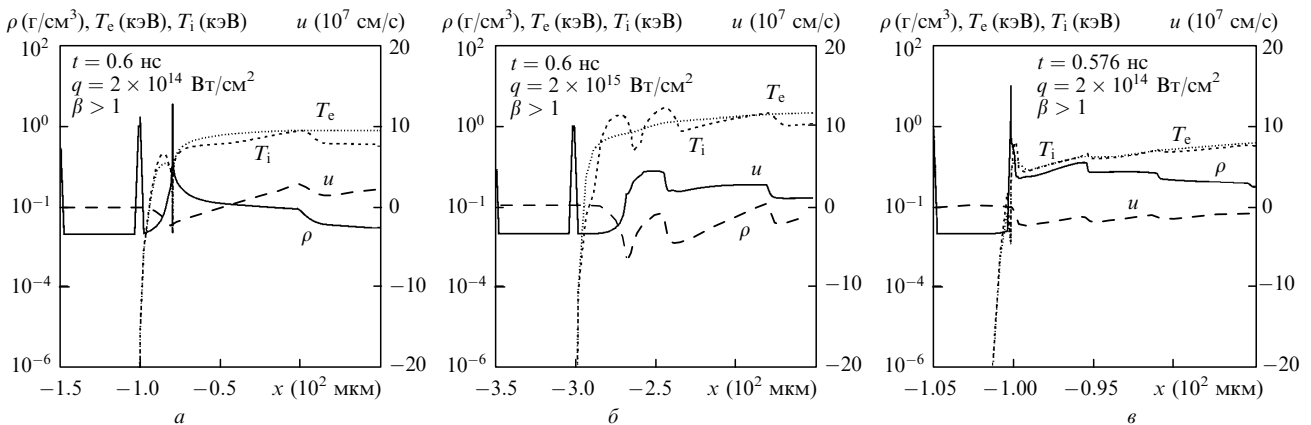


Рис.1. Результаты одномерного расчета взаимодействия лазерного излучения со слоистой системой в случае спитчеровской теплопроводности: пространственные распределения скорости, плотности и температур для крупной ячейки и малого потока (а), крупной ячейки и большого потока (б), мелкой ячейки и малого потока (в).

занной на рис.2,а. Заметим, что при $t \sim 0.5$ нс плотность в точке А снижается почти до критического значения.

Проведенный расчет показывает, что в течение более чем половины длительности импульса плазма существенно неравновесна: поведение электронной температуры качественно отличается от поведения давления и ионной температуры. Таким образом, уравнение (1) можно рассматривать как некоторое приближение к реальным процессам, поскольку оно описывает задержку формирования давления, но не его осцилляции. Последние важны для ответа на вопрос об устойчивости сжатия всей мишени. По представленным на рис.2 результатам можно заключить, что промежуточный слой объемно-структурированного вещества снижает влияние крупномасштабных неоднородностей облучения. На поздних моментах времени отчетливо виден импринт (возмущения формы ускоряемого слоя, вызванные внешними воздействиями), создаваемый непосредственно прилегающими к капсуле слоями абсорбера. Этим процессом можно управлять, применяя, например, двухслойный абсорбер с уменьшающимся по глубине размером пор.

В заключение приведем двумерный расчет прожигания системы, состоящей из трех параллельных слоев пластика (СН), выполненный А. Карузо и К. Странгио с помощью программы COBRAN в лаборатории ENEA (Frascati). Параметры расчета были следующими: толщина слоя $d = 0.5$ мкм, расстояние между слоями («размер поры») 75 мкм (средняя плотность 6.7 мг/см³), $\lambda = 1.054$ мкм, лазерный импульс треугольной формы с энергией 40 Дж (импульс начинался при $t = 0$, достигал максимума при $t = 0.7$ нс и заканчивался при $t = 2$ нс), диаметр фокального пятна 240 мкм (фокальная точка располагалась при $z = 450$ мкм, тогда как передний слой системы находился при $z = 0$ (ось z совпадает с осью лазерного пучка). Прежде всего надо отметить, что время просветления одного слоя t_b , как показывает расчет однослойной системы, больше времени t_s прохождения неиспаренной частью слоя расстояния, равного характерному размеру поры: $t_s = 0.85$ нс, $t_b = 1.37$ нс. Это означает, что в системе слоев возникает движение типа «снежного плуга», в результате чего масса ускоренной неиспаренной части возрастает по мере столкновений.

Наибольший интерес представляет момент второго удара ($t \sim 0.9$ нс). На рис.4 представлены карта плотности с траекториями лучей, полный набор рассчитывавшихся траекторий и две пары самых крайних из них. Видно, что распределение траекторий претерпевает каче-

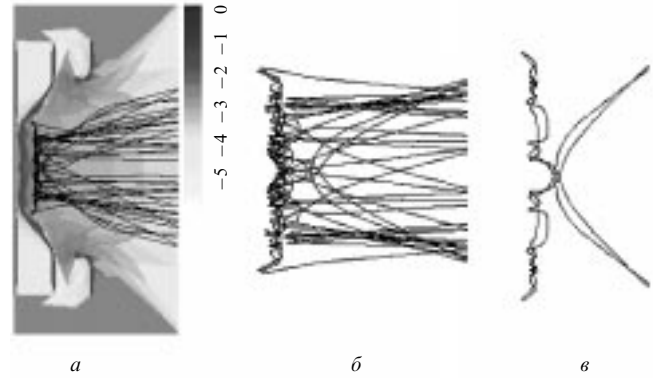


Рис.4. Карта распределения плотности и траектории световых лучей (а), траектории световых лучей (б) и траектории двух пар периферийных лучей исходного пучка (в) для двумерного расчета слоистой системы в момент удара ускоренной части второго слоя о третий («второй удар»).

ственное изменение по сравнению с таковым при традиционном прожигании плоских фольг и переходит к «запутыванию» (часть периферийных лучей преломляется к центру пятна, тогда как часть центральных уходит на периферию). Это может иметь отношение к выравниванию неоднородностей облучения. Надо отметить, что отраженный поток ЛИ к этому времени практически подавляется, т. е. эффективность поглощения возрастает.

3. Анализ симметрии энерговыделения в МЛП

Предлагаемая модель основана на особенностях поглощения ЛИ в пористых средах и описывает объемное поглощение излучения в слое некоторой толщины. Такой подход позволяет упростить анализ распределения поглощенной энергии, сведя его не к анализу освещенности мишени, а к исследованию угловой плотности мощности энерговыделения. Угловое распределение плотности мощности энерговыделения

$$\sigma(\Theta, \varphi) = \int_0^{R_0} \dot{\epsilon}(r, \Theta, \varphi) r^2 dr,$$

где

$$\dot{\epsilon} = \sum_{i=1}^N \dot{\epsilon}_i(r, \Psi_i(\Theta, \varphi))$$

– суммарная объемная плотность мощности энергии, выделяющейся при взаимодействии со всеми N пучками; $\dot{\epsilon}_i(r, \Psi_i(\Theta, \varphi))$ – объемная плотность энергии от i -го пучка, поглощаемой в единицу времени. Геометрия облучения задается набором углов Θ_i, φ_i , характеризующих направления падения лазерных пучков, а поперечное распределение интенсивности в пучках – фактором g (см. рис.5, где R_0 – радиус мишени). Угол Ψ_i задается выражением $\cos \Psi_i = \cos \Theta \cos \Theta_i + \sin \Theta \sin \Theta_i \cos(\varphi - \varphi_i)$. Конкретный вид функции $\dot{\epsilon}_i(r, \Psi_i)$ определяется выбранной моделью поглощения; нами будут рассматриваться две модели: 1) приближение постоянного пробега фотона l и 2) однородное по массе поглощение. Объемная плотность энерговыделения одного пучка для первой и второй модели соответственно описывается выражениями

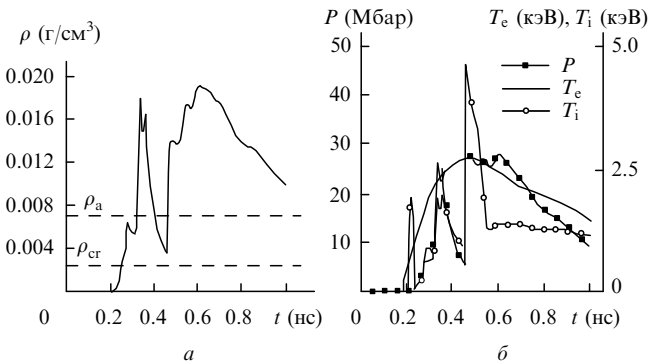


Рис.3. Результаты расчета структуры типа «кирпичная кладка»: временной ход плотности (а), а также давления и температур (б) в точке А (рис.2,а); ρ_a и ρ_{cr} – средняя плотность «пены» и критическая плотность для используемой длины волны ЛИ.

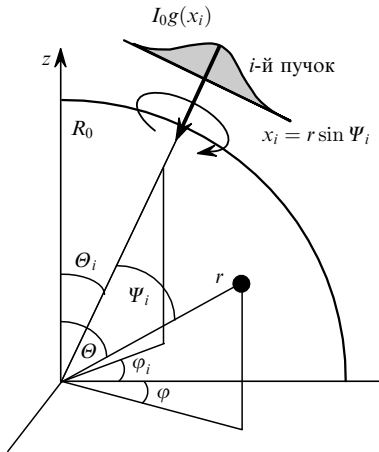


Рис.5. Геометрия облучения сферической мишени.

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_i(r, \Psi_i(\Theta, \varphi)) &= \dot{\epsilon}_i = \frac{I_0}{l} g(r \sin \Psi_i) \\ &\times \exp \left\{ -\frac{1}{l} [(R_0^2 - r^2 \sin^2 \Psi_i)^{1/2} - r \cos \Psi_i] \right\}, \\ \dot{\epsilon}_i(r, \Psi_i(\Theta, \varphi)) &= \dot{\epsilon}_i = I_0 g(r \sin \Psi_i) \\ &\times \Delta \left\{ L_{g2} - [(R_0^2 - r^2 \sin^2 \Psi_i)^{1/2} - r \cos \Psi_i] \right\} / L_{g2}, \end{aligned}$$

где

$$\Delta = \begin{cases} 0 & \text{при } x < 0 \\ 1 & \text{при } x \geq 0 \end{cases}$$

– функция Хевисайда; I_0 – характерная интенсивность ЛИ в одном пучке; L_{g2} – глубина поглощения. В общем виде $\dot{\epsilon}_i = I_0 g(r \sin \Psi_i) \Xi(r, \Psi_i)$, где $\Xi(\dots) = \exp(\dots)/l$ или $\Xi(\dots) = \Delta(\dots)/L_{g2}$ (в зависимости от выбора модели поглощения). Распределение освещенности мишени можно получить, устремив пробег фотона или глубину поглощения к нулю.

То обстоятельство, что $I(x_i) \cos \Psi_i = \tilde{I}(x_i)$, где $x_i = R_0 \sin \Psi_i$, а $\tilde{I}(x_i)$ – освещенность единицы поверхности сферы i -м пучком, было использовано в работе [8] для разработки метода достижения идеально симметричной освещенности сферической поверхности. При облучении сферы радиусом R_0 пучками с поперечным распределением интенсивности $I(x_i) = I_0 \cos \Psi_i = I_0 (1 - x_i^2/R_0^2)^{1/2}$, можно получить полностью симметричное распределение освещенности сферы (с точностью до асимметрии, возникающей из-за интерференции пучков в местах их пересечения), если геометрия расположения пучков по поверхности мишени принадлежит к одному из указанных в работе [8] классов.

В концепции открытого варианта МЛП можно получить близкие к идеальным распределения поглощенной энергии, не прибегая к специальному профилированию пучков и пользуясь весьма простыми геометриями облучения. Сформулируем критерий оценки асимметрии. Естественным представляется требование однородности поля σ : поскольку в единицу времени в элементарном телесном угле $d\Omega$ поглощается энергия $d\dot{E} = \sigma(\Theta, \varphi) d\Omega$, то при однородном поле σ из равенства телесных углов $\Omega_1 = \Omega_2$ будет следовать равенство мощностей поглощаемой в соответствующих областях мишени энергии $\dot{E}_1 = \dot{E}_2$. Показатель асимметрии можно определить как $\zeta = (\sigma_{\max} - \sigma_{\min}) / (\sigma_{\max} + \sigma_{\min})$.

Рассмотрим геометрии облучения, определяемые конфигурациями правильных многогранников с 6, 8, 12 и 20 вершинами. Можно показать, что в специальной системе координат, начало которой совпадает с центром мишени, а полярная ось проходит через центр грани, спектральные коэффициенты разложения поля σ по сферическим функциям $Y_{nm}(\Theta, \varphi)$ имеют вид

$$\sigma_{nm} = 4\pi \tilde{\sigma}_n \left(\sum_{q \in Z} \delta_{n(2q)} \right) \sum_{k=1}^{K/2} \left(Y_{nm}^*(\Theta_k, \varphi_{0k}) N_k \sum_{p \in Z} \delta_{m(N_k p)} \right),$$

где

$$\tilde{\sigma}_n = \int_0^{\pi} \int_0^{R_0} I_0 g(r \sin \Psi) \Xi(r, \Psi) r^2 P_n(\cos \Psi) \sin \Psi dr d\Psi;$$

δ_{ij} – символ Кронекера; P_n – полином Лежандра. В этой системе координат вершины каждого из рассматриваемых правильных многогранников сгруппированы в K колец с N_k вершинами в k -м кольце, причем $\sum_{k=1}^K N_k = N$, k -е кольцо характеризуется полярным углом Θ_k , а по азимутальному углу φ_{jk} вершины в k -м кольце распределены равномерно: $\varphi_{jk} = \varphi_{0k} + 2\pi(j-1)/N_k$, $j = 1, \dots, N_k$. Наборы значений $K, N_k, \Theta_k, \varphi_{0k}$ для разных конфигураций облучающей системы приведены в [9].

Расчет показывает, что с ростом номера гармоники спектральные коэффициенты (за исключением σ_{00} , отвечающего среднему уровню) быстро затухают для любого варианта геометрии облучения и для любой модели поглощения. Максимальный коэффициент при этом составляет порядка 1% от среднего уровня, т. е. доминирующую роль играют гармоники с малыми номерами. Данный вывод подтверждает и рис.6, на котором для случая экспоненциального поглощения приведены сечения поля σ (в зависимости от косинуса полярного угла) по меридианам мишени, содержащим пучки, для разных N (в случаях 6 и 12 пучков полярная ось проходит через один из пучков, 8 и 20 – через центр грани). Интенсивности пучков выбраны такими, чтобы суммарная падающая на мишень энергия всегда была одной и той же. Значения показателя асимметрии составляют: $\zeta = 3.9\%$ для $N = 6$, $\zeta = 4.9\%$ для $N = 8$, $\zeta = 2.9\%$ для $N = 12$, $\zeta = 1.9\%$ для $N = 20$. Абсолютные значения σ при анализе ζ не столь важны.

Неоднородности облучения с пространственным масштабом порядка или меньше характерного размера по-

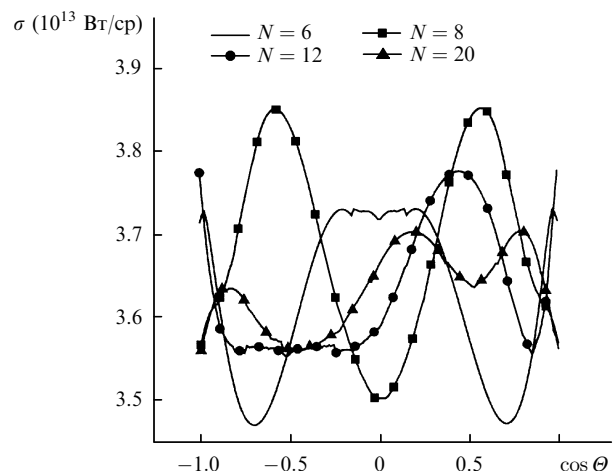


Рис.6. Сечения поля σ по «меридианам», содержащим пучки, для разных геометрий облучения.

ры не влияют, по-видимому, на спектр возмущений давления, формирующегося вблизи термоядерной капсулы. Это связано с тем, что по мере взаимодействия с хаотически расположенными твердыми элементами абсорбера распределения газодинамических величин в плазменном слое не сохраняют информации о мелкомасштабной структуре распределения интенсивности ЛИ. В этом случае исчезает необходимость нарушения взаимной когерентности облучающих пучков для подавления спеклов.

Коротковолновая часть спектра возмущений давления, как было показано ранее в расчете «кирпичная кладка» (см. рис.2), зависит от размеров пор, непосредственно прилегающих к поверхности капсулы. Длинноволновая часть спектра возмущений давления определяется особенностями выбранной геометрии облучения. Одним из наиболее известных способов подавления крупномасштабных неоднородностей является надлежащее профилирование поверхности капсулы. В концепции открытого лазерного парника можно достичь приемлемой асимметрии поля σ , используя только гауссовы пучки и не прибегая к профилированию толщины абсорбера. Тут надо пояснить, что скрывается за словами «приемлемая асимметрия»: традиционно считается, что асимметрия, превышающая $\pm 1\%$, является неприемлемо большой, но это верно для коротковолновой части спектра неоднородности. Длинноволновые составляющие, как хорошо известно, нарастают значительно медленнее и, кроме того, поддаются компенсации, например путем профилирования поверхности термоядерной капсулы. Между тем, из расчетов поля σ для конфигураций правильных многогранников следует, что значения ζ определяются амплитудой именно длинноволновой составляющей, а амплитуды коротковолновых гармоник по крайней мере на порядок меньше.

Чувствительность показателя асимметрии к выбору конкретных значений тех или иных параметров можно проиллюстрировать на примере октаэдрической геометрии и экспоненциального поглощения. Влияние дефокусировки в случае $R_0/l = 10$ таково: при $R_0/R_b = 1/1$ показатель асимметрии $\zeta = 3.9\%$, при $R_0/R_b = 1/1.1 - 2.7\%$ и при $R_0/R_b = 1/0.8 - 16.0\%$. Влияние свойств пористого вещества можно смоделировать, меняя глубину поглощения (в модели с экспоненциальным поглощением этому отвечает средняя длина пробега фотона). В случае $R_0/R_b = 1$ при $l/R_0 = 0.1$ показатель асимметрии $\zeta = 3.9\%$, при $l/R_0 = 0.13 - 3.1\%$, при $l/R_0 = 0.05 - 6.5\%$.

Из приведенных результатов видно, что любой из параметров задачи в заданной геометрии облучения поддается оптимизации. Действительно, на основе базового интегрального соотношения $\sigma(\Theta, \varphi) = \int_0^{R_0} \dot{\epsilon}(r, \Theta, \varphi) \times r^2 dr$ показатель асимметрии ζ представим в виде функции l , R_b и других параметров или функционала, зависящего от формфактора пучка g . Тогда можно поставить задачу минимизации ζ по любому из интересующих параметров. В общем случае эта задача весьма сложна. Далее она будет решена для простейшей из возможных конфигураций облучающей системы – системы, состоящей из двух пучков.

Тот факт, что освещенность единицы поверхности сферы i -м пучком $\tilde{I}(x_i) = I(x_i) \cos \Psi_i$, означает, что, взяв $I(x_i) = I_0 / \cos \Psi_i = I_0 / (1 - x_i^2/R_0^2)^{1/2}$ (этот профиль является базовым для описываемого далее класса профилей FIAN (Formal Improvement of Angular Nonuniformities)), можно обеспечить (формально) идеально симметричную

освещенность сферы всего двумя встречными пучками. Некоторым препятствием для технической реализации такой системы является обострение профиля на границах пучка. При учете конечной глубины поглощения ЛИ в абсорбере это препятствие устраняется.

Такую задачу можно решить в модели однородного поглощения. В области действия одного пучка (эта область соответствует углам $\Psi < \tilde{\Psi}$, где $\tilde{\Psi} = (1 - \xi^2/4)^{1/2}$, $\xi \equiv L_{g2}/R_0$, а по оси ординат ограничена $x < \tilde{x}$, $\tilde{x} = R_0 \sin \Psi$) проблема определения формфактора пучка сводится к решению функционального уравнения

$$g(x) - g(x')A(x) = 1(1 - \xi)^3, \quad (2)$$

где

$$x' = x\{[1 - (x\xi/R_0)^2]^{1/2} - \xi[1 - (x/R_0)^2]^{1/2}\};$$

$$A(x) = \left(\frac{x'}{x}\right)^3 \left\{1 + \frac{x^2\xi/R_0}{[1 - (x\xi/R_0)^2]^{1/2}[1 - (x/R_0)^2]^{1/2}}\right\}.$$

Данное функциональное уравнение можно численно решить методом, аналогичным методу прогонки. Для этого нужно построить приближенное решение (2) при малых x , например в виде ряда $g(x) = 1 + \sum_{i=1}^{\infty} a_i x^i$. Легко показать, что все нечетные коэффициенты равны нулю, а первый ненулевой коэффициент $a_2 = 5(1 - \xi)^3 \xi / \{2R_0^2[1 - (1 - \xi)^5]\}$. Применение описанной техники в области перекрытия пучков дает малое отрицательное значение, поэтому при $x > \tilde{x}$ можно положить $g(x) \equiv 0$. Отрицательное значение g в области перекрытия пучков, видимо, связано с существенным различием требований к g в двух областях. Расчет показателя асимметрии с исправленным профилем (рис.7) для $L_{g2}/R_0 = 0.3$ дает $\zeta = 3.3\%$. В области действия одного пучка полученный формфактор хорошо аппроксимируется простой формулой, пригодной для широкого диапазона L_{g2} :

$$g(x) = [1 - (x/R_0)^2]^{-1/2} \sum_{i=0}^4 d_i(\xi)(x/R_0)^{2i},$$

где $d_i(\xi)$ – полиномы не выше третьей степени (коэффициенты приведены в работе [9]).

Реализация полученного профиля на практике может оказаться непростой задачей, поэтому мы рассмотрели другой подход к проблеме двухпучкового облучения (ус-

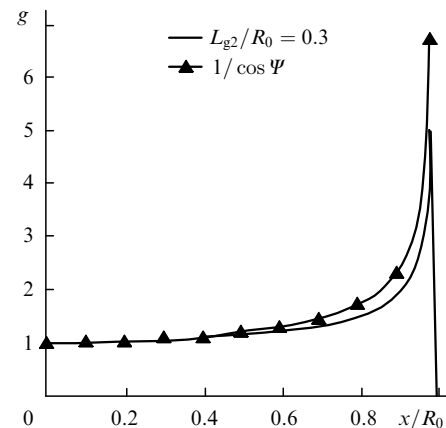


Рис.7. Базовый FIAN-профиль (треугольники) и расчетный формфактор g .

Табл.2. Параметры МЛП, моделируемых в одномерных расчетах (ΔR – размер области).

Номер и тип мишени	Параметры импульса		Область 1			Область 2			Область 3			Область 4		
	τ (нс)	E (МДж)	Материал	ρ (мг/см ³)	ΔR (мкм)	Материал	ρ (г/см ³)	ΔR (мкм)	Материал	ρ (г/см ³)	ΔR (мкм)	Материал	ρ (мг/см ³)	ΔR (мкм)
1 (Газовая)	1.5	0.1	DT-газ	2.0	0–500	CH	1.0	500–525	Пена	0.002	525–880	–	–	–
2 (Криогенная)	3	0.1	DT-газ	0.1	0–893	DT-лед	0.2	893–900	CH	1.0	900–917	Пена	10.0	917–1017
3 (Криогенная)	6	2.1	DT-газ	0.1	0–1327	DT-лед	0.2	1327–1382	CH	1.0	1382–1450	Пена	2.0	1450–1800

ловно он был назван «профилированный абсорбер»). Из рис.7 видно, что вблизи оси пучка (полюса мишени) необходимо распределение интенсивности в пучке близко к однородному. Поэтому можно поставить задачу об определении оптимальной формы внешней границы абсорбера для симметричного сжатия мишени двумя пучками с однородным поперечным распределением интенсивности.

Не вдаваясь в детали, изложенные в работе [9], отметим, что базовое интегральное соотношение вновь позволяет сформулировать интегральную задачу, сводящуюся к функциональному уравнению. Из решения этого уравнения следует, что в рассматриваемом случае абсорбер должен иметь дисковидную форму с сечением, близким к эллипсу: так, при $L_{g2}/a = 0.12$ (a, b – малая и большая полуоси эллипса) $b/a = 1.3$.

В заключение надо отметить, что все приведенные выше результаты получены в предположении, что на время импульса абсорбер остается практически неподвижным. Мы считаем, что это предположение оправданно, если иметь в виду упомянутый ранее парниковый эффект в открытой геометрии. Тем не менее окончательный вывод можно сделать только после проведения полного численного моделирования таких мишеней с учетом реальных механизмов взаимодействия излучения с пористой средой. Можно указать на возможный способ повышения симметрии при наличии заметного движения абсорбера – для этого достаточно разнести в пространстве и времени импульсы пар пучков, поперечная структура которых оптимизирована для конкретного размера плазменного облака, имеющегося на момент очередного импульса. Иллюстрацией к этому подходу служит рис.8,а, где приведена общая схема метода поддержания симметрии сжатия, и рис.8,б, на котором показана последовательность переключения между парами пучков. Также надо отметить, что, комбинируя гауссовы

пучки в конфигурациях правильных многогранников и их суперпозиций с профилями FIAN, можно, по-видимому, получать весьма однородные распределения σ в широком классе профилей пучков.

4. Расчеты мишеней

Рассмотрим сначала одномерные расчеты. Параметры мишеней, использовавшихся на этом этапе, приведены в табл.2. В ней указаны: тип мишени (газовая или криогенная), длительность лазерного импульса τ и его энергия E , радиальные границы различных областей мишени, а также материал и плотность сред, заполняющих эти области. Результаты расчетов этих мишеней сведены в табл.3. Примечательным является достижение условий зажигания при энергии ЛИ 100 кДж и эффективное горение при энергии 2.1 МДж.

Сравним результаты расчетов мишени на 2.1 МДж, приведенные в табл.2, с расчетными параметрами мишени непрямого сжатия для NIF [10]. Термоядерная капсула этой мишени поглощает 153 кДж рентгеновского излучения конвертера, вследствие чего размеры капсулы близки к размерам мишени прямого сжатия на 100 кДж, радиус DT-оболочки составляет 950 мкм. Располагая размерами капсулы и другими данными [10], нетрудно получить следующие характерные параметры: гидродинамическая эффективность (отношение кинетической энергии оболочки к поглощенной энергии ЛИ) $\eta = 12\%$, средняя плотность и температура топлива в начальный момент горения $\rho_{\text{fuel}} = 600$ г/см³ и $\bar{T}_{\text{fuel}} = 1$ кэВ (показатель эффективности сжатия топлива $\rho R_{\text{fuel}} = 1.65$ г/см²), максимальная скорость сжатия $v_{\text{imp}} = 410$ км/с, энергия топлива перед горением $E_{\text{DT}} = 17.5$ кДж. Видно, что по сравнению с МЛП (см. табл.3) капсула мишени непрямого сжатия осуществляет заметно более холодное и сильное сжатие (в МЛП $v_{\text{imp}} = 460$ км/с, $E_{\text{DT}} = 122$ кДж). По этой причине чувствительность МЛП по отношению к гидродинамическим неустойчивостям значительно ниже. Легко оценить минимальный радиус сжатого топлива, который оказывается равным 44 мкм для капсулы NIF и 98 мкм для МЛП, т.е. степень сжатия по радиусу (отношение начального радиуса DT-слоя к минимальному) $C_R = 22$ для капсулы NIF, в то время как для МЛП (по одномерному расчету) $C_R = 14$. Сравним энергетическую эффективность этих мишеней. Ми-

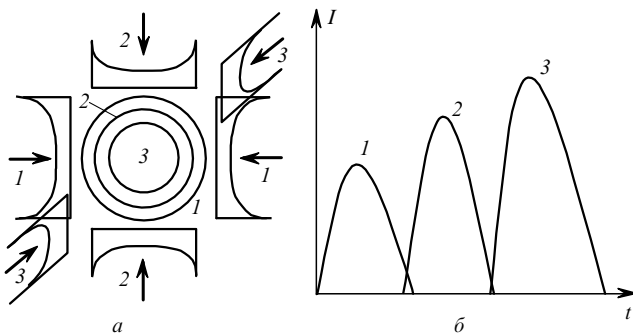


рис.8. Возможный метод поддержания симметрии сжатия: поперечные размеры пучков в парах 1, 2 и 3 уменьшаются соответственно размерам сжимающейся мишени: пары пучков разнесены в пространстве (а), каждая из пар пучков действует в определенном временном интервале, соответствующем достижению мишенью нужного размера (б).

Табл.3. Результаты одномерных расчетов сжатия и горения мишеней, описанных в табл.2 (t_c – время коллапса капсулы).

Номер мишени	t_c (нс)	η (%)	ρR_{fuel} (г/см ²)	\bar{T}_{fuel} (кэВ)	G
1	1.54	7.22	0.0523	12.0	0.100
2	3.50	9.73	0.190	7.88	1.04
3	5.89	4.72	0.380	3.71	7.93

Табл.4. Параметры МЛП, рассчитанных для проведения эксперимента по двухпучковому сжатию с полной энергией ЛИ 2.6 кДж.

Номер мишени	Область 1			Область 2			Область 3		
	Материал	ρ (мг/см ³)	ΔR (мкм)	Материал	ρ (г/см ³)	ΔR (мкм)	Материал	ρ (мг/см ³)	ΔR (мкм)
4	D ₂ -газ	2.0	0–140	CD	1.0	140–150	Пена	10	150–300
5	D ₂ -газ	0.1	0–140	CD	1.0	140–150	Пена	2.0	150–500

шень непрямого сжатия при лазерной энергии $E_{las} = 1.3$ МДж производит 17.6 МДж термоядерной энергии E_{fus} , т. е. коэффициент усиления G , равный отношению выделившейся термоядерной энергии к затраченной энергии ЛИ, составляет 13.5. Мишень с пористым абсорбером имеет почти вдвое меньший коэффициент усиления: $G = 7.4$ при $E_{las} = 2.1$ МДж и $E_{fus} = 15.5$ МДж. Однако если не прямое сжатие обуславливается строгими и сложными требованиями к пространственно-временной структуре 192 пучков на третьей гармонике, то сжатие МЛП, на наш взгляд, можно осуществить восемью, шестью и даже двумя пучками обычного Nd-лазера.

Для того чтобы иметь возможность сопоставить теоретические и расчетные результаты с экспериментальными данными на доступных для эксперимента уровнях энергии, были выбраны мишени, параметры которых указаны в табл.4. Аспектное отношение термоядерной капсулы равно 15. Мы обсуждаем возможный эксперимент с двухпучковым облучением при энергии в одном пучке 1.3 кДж (полная энергия – 2.6 кДж). Временной профиль импульса – равнобедренный треугольник с длительностью по основанию 0.6 нс. Такие эксперименты возможно провести на установках Искра-5 и Gekko-XII (в последнем случае активны два пучка из 12). Результаты одномерных расчетов сведены в табл.5.

Имеются экспериментальные работы по сжатию лазерных мишеней, использующих покрытие термоядерной капсулы пористым веществом (см. [11] и цитируемую там литературу). Отметим, что предложенная в [11] схема мишени существенно отличается от МЛП. Наши 1D-расчеты разумно воспроизводят приведенные в [11] результаты 1D-расчетов, выполненных с помощью программы LASNEX. Из данных работы [11] можно составить представление о степени асимметрии облучения различных мишеней, рассмотренных в ней. Были использованы два кольца пучков лазера NOVA, ориентированных под 50° «северной» и «южной» широты мишени; каждое кольцо содержало по 5 пучков. Распределение интенсивности по каждому из пучков имело провал в центре, равный четверти диаметра. Авторы [11] отмечают, что при этом «полосы» и «экватор» освещены заметно слабее. Это дает основание считать, что на диаметре пучка укладывается 1.5 длины волны, что соответствует примерно восьмой гармонике по полярному углу. Аналогично оценивается масштаб возмущения по азимутальному углу ($m \approx 8$). В нашей работе [12] были даны оценки развития неустойчивости для низких мод. В соответствии с ними можно заключить, что в мишенях с пористым поглотителем, где вследствие относительно большой

массы абсорбера испарение оболочки термоядерной капсулы идет медленнее и число Атвуда близко к единице, рост возмущений может достигать 60% радиуса, что должно привести к снижению нейтронного выхода более чем в 10 раз. В случае «голых» стеклянных капсул стекло испаряется еще до стадии максимального сжатия, возмущения перестают развиваться и снижение выхода должно быть менее чем десятикратным.

Двумерную динамику мишени на 2.1 МДж (мишень 3) можно проследить в следующем расчете, выполненном с помощью программы NUT-CY. Поглощение энергии двух пучков (по 1050 кДж в каждом с использованием базового FIAN-профиля для распределения интенсивности в пучке) осуществлялось однородно на глубине 50 мкм в области абсорбера. Динамика сжатия представлена на рис.9. Расчет термоядерного горения не проводился, также не учитывались мелкомасштабные возмущения, которые, как было показано выше, порождаются прилегающими к капсуле слоями абсорбера. Как видно из рис.9, сжатие остается достаточно симметричным, причем радиус DT-слоя уменьшается в 15–20 раз (1D-расчет дает четырнадцатикратное уменьшение). Картина, возникающая через $t = 4$ нс, показывает, что скорость сжатия полярных областей мишени несколько превышает скорость экваториальных областей. Это приводит к тому, что в некоторый момент времени происходит сплющивание центральной области. Последующая эволюция приводит к деформированию высокоплотной области ($\rho > 20$ г/см³), занимаемой горючим, в структуру типа тора, что хорошо заметно при $t = 6$ нс. Подобная деформация снижает термоядерный выход мишени, поэтому необходимы дальнейшие исследования в этом направлении. Прежде всего они касаются построения более точного уравнения состояния пористой среды и корректировки фактора пучка согласно результатам двумерных расчетов с новым уравнением состояния.

5. Заключение

В работе рассмотрено несколько важных вопросов, связанных с использованием мишеней типа «открытый лазерный парник». На основе гипотезы о долгоживущих осцилляциях плотности, подтверждающейся 1D- и 2D-расчетами, предложен ряд механизмов, объясняющих особенности взаимодействия мощного ЛИ с малоплотными объемно-структурированными средами. Проведенные оценки удовлетворительно согласуются как с расчетными, так и с экспериментальными результатами. Предложено эффективное уравнение состояния, качественно учитывающее так называемый парниковый эффект.

Проведен анализ задач, посвященных созданию сферически-симметричных условий сжатия термоядерной капсулы при облучении малым числом лазерных пучков. В этом случае перспектива получения хорошей симметрии основана на том, что характер объемного поглощения в пене сохраняет черты, свойственные задаче об

Табл.5. Результаты одномерных расчетов мишеней, описанных в табл.4 (N_Y^{DD} – нейтронный выход в DD-реакциях).

Номер мишени	N_Y^{DD}	t_c (нс)	ρR^{fuel} (г/см ²)	\bar{T}_i^{fuel} (кэВ)
4	1.05×10^{10}	0.497	0.09	3.01
5	1.30×10^{10}	0.495	0.07	3.57

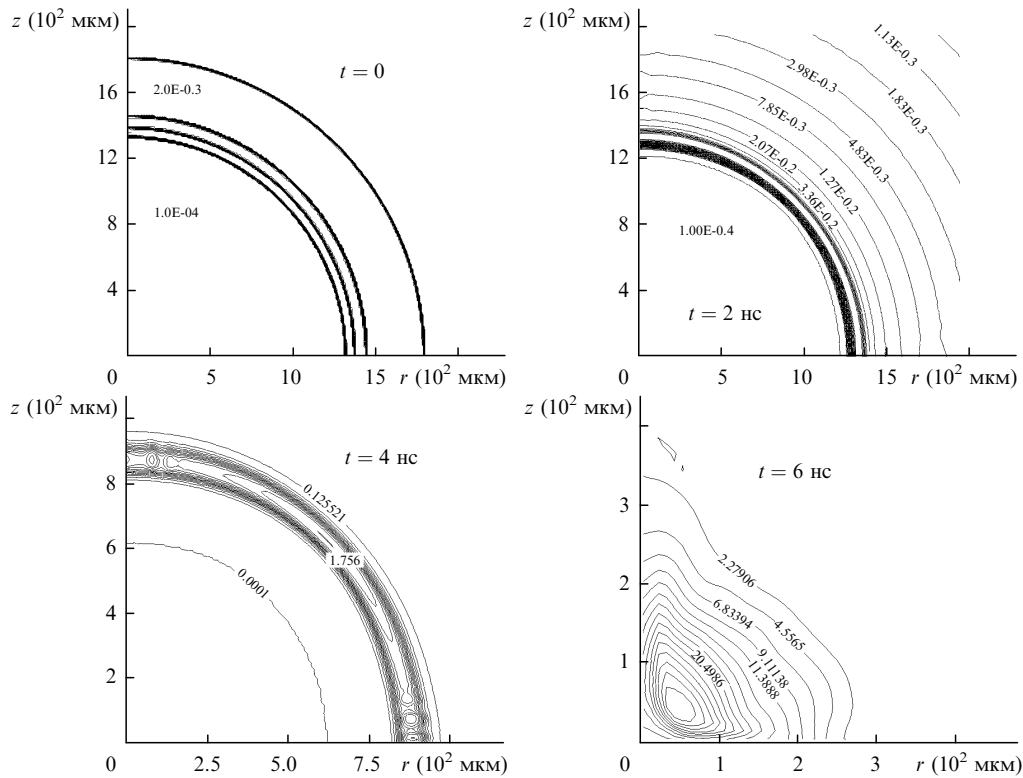


Рис.9. Двумерный расчет сжатия мишени двумя лазерными пучками с базовым профилем FIAN – изолинии плотности (в г/см³) приведены для разных моментов времени.

освещенности. Для последней уже доказана формальная возможность построения сферически-симметричного распределения. В данной работе показано, что в классе геометрий облучения, соответствующих правильным многогранникам, можно получить асимметрию углового распределения мощности поглощаемой в абсорбере энергии на уровне $\pm(3 - 5)\%$, не применяя специального профилирования интенсивности пучков (используя только гауссовы пучки). Полученное интегральное соотношение позволяет ставить задачу поиска оптимального значения любого параметра задачи. В рамках этого подхода поставлены и решены задачи достижения близкой к идеальной симметрии при двухпучковом облучении.

Одно- и двумерные расчеты мишеней показали, что такая конструкция позволяет достичь условий зажигания при лазерной энергии 100 кДж и добиться эффективного горения при энергии 2.1 МДж. Симметрия сжатия остается высокой длительное время. Надо отметить, что даже газонаполненная мишень при энергии 100 кДж показала удовлетворительный (для своего класса) нейтронный выход. Предложен метод управления влиянием коротковолновой части спектра возмущений в таких мишенях путем использования абсорбера с изменяющимся поперек слоя размером пор (простейший вариант – двухслойный абсорбер). Рассмотрена конструкция мишени для энергии облучения 2.6 кДж, эффективность которой можно проверить экспериментально при двухпучковом облучении.

Результаты работы позволят существенно упростить конструкцию энергетического реактора, поскольку рассматриваемая концепция допускает радикальное сокра-

щение числа облучающих пучков, снижение требований к их взаимной когерентности и профилированию. Все это позволит снизить порог зажигания, повысить эффективность и снизить стоимость системы в целом.

Работа выполнена при частичной поддержке УНЦ «Фундаментальная оптика и спектроскопия» (проект Б-0049), РФФИ (гранты № 01-02-17336, 01-02-17361 и 02-02-16966) и INTAS (проект № 0572).

1. Rozanov V.B., Decroissette M., Gus'kov S.Yu., et al. In: *Energy from Inertial Fusion* (Vienna: IAEA, 1995, ch.II, p.21).
2. Dittrich T.R., Haan S.W., Marinak M.M., et al. *Las. Part. Beams*, **17**, (2), 217 (1999).
3. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. В сб. *Аннотации докл. Всерос. конф. по физике плазмы и УТС* (Звенигород, 1994).
4. Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Розанов В.Б. *ЖЭТФ*, **108**, 548 (1995).
5. Гуськов С.Ю., Карузо А., Розанов В.Б., Странгио К. *Квантовая электроника*, **30**, 191 (2000).
6. Бугров А.В., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В., Гольцов А.Ю., Гуськов С.Ю., Жужукало Е.В., Ковальский Н.Г., Пергамент М.И., Петряков В.М., Розанов В.Б. *ЖЭТФ*, **111** (3), 903 (1997).
7. Бугров А.Е., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. *ЖЭТФ*, **115**, 813 (1999).
8. Simmons W.W. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2633**, 249 (1997).
9. Розанов В.Б., Гуськов С.Ю., Демченко Н.Н., Степанов Р.В., Змитренко Н.В., Карузо А., Странгио К. *Препринт ФИАН № 23* (М., 2002).
10. Haan S.W., Pollaine S.M., Lindl J.D., et al. *Phys. Plasmas*, **2**, 2480 (1995).
11. Watt R.G., Lerche R.A., McKenty P.W., Willi O., et al. *Phys. Plasmas*, **4**, 1379 (1997).
12. Rozanov V.B., Zmitrenko N.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4424**, 348 (2001).