

ВЛИЯНИЕ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ РАЗНОВРЕМЕННОСТИ ОБЛУЧЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОЙ МИШЕНИ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ УСТАНОВКИ МЕГАДЖОУЛЬНОГО УРОВНЯ

*С. А. Бельков^а, С. В. Бондаренко^а, Г. А. Вергунова^б, С. Г. Гаранин^а,
С. Ю. Гуськов^б, Н. Н. Демченко^б, И. Я. Доскоч^б, П. А. Кучугов^{б,с},
Н. В. Змитренко^с, В. Б. Розанов^б, Р. В. Степанов^б, Р. А. Яхин^{б*}*

^а *Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607190, Саров, Россия*

^б *Физический институт им. П. Н. Лебедева
119991, Москва, Россия*

^с *Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша
125047, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 2 февраля 2018 г.

Представлены результаты теоретического исследования влияния на сжатие и горение мишени лазерного термоядерного синтеза, неоднородностей её нагрева, обусловленных временным рассогласованием действия лазерных пучков в условиях облучения на современном типе лазерной установки с энергией около 2 МДж, предназначенной для экспериментов по зажиганию — получению энергии реакций синтеза, равной лазерной энергии. Исследования выполнены на основе численного моделирования по двумерным гидродинамическим программам. Показано, что предельно допустимое для зажигания рассогласование моментов времени воздействия лазерных пучков на мишень со значительным запасом превышает уровень рассогласования, который может быть обеспечен с использованием современных методов контроля временной синхронизации лазерных пучков.

DOI: 10.1134/S0044451018090183

1. ВВЕДЕНИЕ

Минимизация влияния гидродинамических неустойчивостей на сжатие мишени лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) является крайне востребованным направлением исследований в области инерционного термоядерного синтеза. Это стало тем более ясным, поскольку эксперименты на крупнейшей современной лазерной установке NIF (Ливерморская лаборатория, США) [1] с энергией импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера 1.8 МДж в 192-х пучках не привели пока к желаемому результату — достижению энергетического выхода термоядерной реакции, равного энергии,

затраченной на создание плазмы [2, 3]. Собственно, полностью исключить негативное влияние гидродинамических неустойчивостей, развитие которых связано с наличием начальных дефектов изготовления термоядерной мишени и неоднородностью ее нагрева внешним источником энергии, практически невозможно. В связи с этим, на зажигание можно рассчитывать только в том случае, если имеется запас энергии сверх той, которая требуется для зажигания в условиях полностью однородного нагрева идеальной мишени. Таким образом, речь может идти лишь о контроле такого уровня однородности нагрева мишени, который бы обеспечил ее зажигание при имеющемся запасе энергии. При непосредственном сжатии мишени в экспериментах на установке NIF в энергию падающего на капсулу рентгеновского излучения преобразуется не более

* E-mail: yakhin.rafael@gmail.com

15–20 % энергии лазерного драйвера, и этот запас энергии по зажиганию оказывается недостаточным [4]. С другой стороны, прямое облучение мишени непосредственно лазерными пучками с энергией около 2 МДж, которая может быть обеспечена на современном уровне развития технологии мощных лазерных установок, отвечает возможности иметь значительно больший запас энергии зажигания по сравнению с непрямым методом сжатия.

При прямом облучении мишени имеются пять факторов нарушения однородности нагрева мишени. Первый из них связан с конечным числом лазерных пучков и геометрией их расположения на конкретной установке. Этот фактор обычно называют фактором стандартных условий облучения. Еще три фактора связаны с нарушением пространственной симметрии облучения из-за дисбаланса энергии по пучкам, разброса расположения оптических осей пучков относительно центра мишени (промах пучков) и сдвига центра мишени из точки пересечения оптических осей пучков. Наконец, пятый фактор связан с разновременностью прихода лазерных пучков на мишень. Влияние указанных факторов активно исследуется в лабораториях, работающих в направлении зажигания лазерных термоядерных мишеней. В большинстве своем эти работы посвящены влиянию стандартных условий облучения. При этом следует отметить, что работы, относящиеся к установке NIF и французской установке LMJ (192 пучка излучения третьей гармоники Nd-лазера, 2.1 МДж) [5], носят специфический характер, связанный с системой расположения пучков (см., например, [6, 7]), которая изначально предназначалась для их двухстороннего ввода в конвертер цилиндрической формы, преобразующий лазерное излучение в рентгеновское. Также для специфических условий, соответствующих быстрому зажиганию (fast ignition) [8, 9] и зажиганию сходящейся ударной волной (shock ignition) [10, 11], исследовалось влияние факторов нарушения пространственной симметрии облучения соответственно в работах [12–15] и [16].

Исследования влияния нарушения однородности нагрева при сферически симметричном облучении мишени лазерными пучками проводились в работах [17] и [18, 19]. Результаты работы [17] получены для мишени малого масштаба в условиях ее облучения на установке «Омега» (Лаборатория лазерной энергетики, США) 60-ю пучками, расположенными в вершинах вытянутого усеченного икосаэдра, на третьей гармонике излучения Nd-лазера с общей энергией 26 кДж. Поскольку указанные условия далеки

от зажигания, исследовалось влияние факторов нарушения симметрии пространственного облучения на снижение нейтронного выхода. В работе [17] приведены результаты двумерных и трехмерных расчетов при одном заданном значении каждого из этих факторов, согласно которым наибольшее влияние оказывает фактор смещения мишени из центра фокусировки. При смещении на 20 мкм (4.5 % от радиуса мишени) нейтронный выход уменьшался в 4 раза, тогда как, например, при дисбалансе энергии пучков 10 % — в 1.5 раза. Специфический характер носило исследование влияния фактора разновременности облучения. Дело в том, что в работе [17] рассматривался лазерный импульс (длительностью) около 2.5 нс, особенность которого состояла в том, что на своей начальной стадии он имел три так называемых пикета с длительностью каждого около 200 пс. Использование такого рода пикетов преследует цель повышения степени адиабатичности сжатия мишени. Именно влияние разновременности действия пучков на эффект использования пикетов исследовалось в [17]. По этой причине рассматривалась очень малая степень разновременности в 10 пс, которая составляла 5 % от длительности пикетов. Такое рассогласование по времени действия пучков не оказывало практически никакого влияния — нейтронный выход снижался всего лишь на 10 %.

В работах [18, 19] исследовалось влияние факторов неоднородного нагрева, связанных с нарушением пространственной симметрии облучения на зажигание термоядерных мишеней, предназначенных для экспериментов на установке мегаджоульного уровня при сферически-симметричном расположении пучков. Эти работы были выполнены применительно к условиям облучения, предложенным в работе [20]: 192 пучка излучения второй гармоники Nd-лазера с энергией 2.4 МДж, облучающих мишень в симметрии куба. Исследования были выполнены для класса мишеней, обладающих повышенной устойчивостью к сжатию, предложенных в работе [4]. Эти мишени, рассчитанные на зажигание в стандартных условиях облучения [20], обеспечивают достижение коэффициентов усиления (отношения выделяющейся термоядерной энергии к лазерной энергии, поглощенной в мишени) 10–50. На основании двумерных численных расчетов в этих работах были установлены допустимые пределы наиболее опасных типов нарушений пространственной симметрии облучения по сравнению со стандартными условиями, при которых может быть достигнуто зажигание мишени. Показано, что наибольшее негативное влияние на зажигание оказывает сдвиг

мишени из области фокусировки лазерных пучков. Допустимый предел такого сдвига составляет около 2 % радиуса мишени, в то время как допустимый предел дисбаланса энергии лазерных пучков и смещения их осей — около 10 %. Следует отметить, что результаты работ [17] и [18, 19], несмотря на различные симметрии облучения и различный масштаб мишеней, согласуются друг с другом, в том числе в части заключения о наиболее опасном факторе нарушения однородности нагрева, обусловленном сдвигом мишени.

Данная работа является продолжением цикла работ [18, 19] и посвящена исследованию влияния на зажигание термоядерной мишени неоднородности ее нагрева, связанной с одновременностью прихода лазерных пучков. Исследования выполнены для того же класса мишеней [4] и тех же условий облучения на мегаджоульной установке [20], которые рассматривались в работах [18, 19], для того чтобы иметь возможность сравнить результаты для различных факторов нарушения однородности нагрева мишени. Исследование носит обобщенный характер применительно к воздействию на мишень не только пикетов, но и всего импульса. В разд. 2 работы исследуется зависимость неоднородности распределения поглощенной лазерной энергии от степени разброса моментов прихода греющих пучков на ее поверхность. В разд. 3 представлены результаты численного моделирования с использованием двумерной гидродинамической программы сжатия и горения несимметрично сжатой мишени при ее неоднородном нагреве, обусловленном разномоментным воздействием лазерных пучков.

2. ЗАВИСИМОСТЬ НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЭНЕРГИИ В СФЕРИЧЕСКОЙ МИШЕНИ ОТ СТЕПЕНИ РАЗБРОСА МОМЕНТОВ ПРИХОДА ГРЕЮЩИХ ПУЧКОВ НА ЕЕ ПОВЕРХНОСТЬ

Условия облучения [20] предполагают использование 192 пучков излучения второй гармоники Nd-лазера, объединенных по четыре пучка в 48 кластеров с общей энергией 2.4 МДж. Диаметр апертуры отдельного кластера составлял 80 см при фокусном расстоянии 660 см. Геометрия облучения соответствует симметрии куба при круговом расположении восьми кластеров на каждой из его граней, как показано на рис. 1.

Предложенный в [4] специально для этих условий облучения класс мишеней подробно описан в

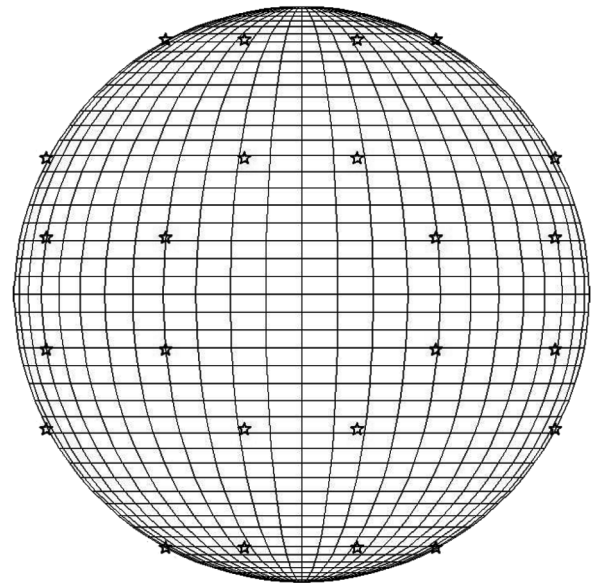


Рис. 1. Схема облучения мишени 48-ю кластерами в геометрии куба, предложенная в работе [20]

[4, 19]. Они отличаются повышенной устойчивостью к сжатию при воздействии профилированного по времени лазерного импульса с энергией излучения второй гармоники Nd-лазера 2.4 МДж с максимальной мощностью поглощенной энергии около 400 ТВт и контрастом по мощности, не превышающим 40. Алгоритм согласования параметров мишеней и лазерного импульса обеспечивал достижение в одномерных расчетах [4] конечной скорости оболочки около 300–400 км/с и испарение большей части аблятора (75–90 % его массы), при относительно низком аспектном отношении DT-слоя мишени 5–15. Высокая скорость испарения вещества мишеней является дополнительным фактором абляционной стабилизации [21] развития гидродинамической неустойчивости на стадии ускорения мишени. Для всех мишеней массы абляторов составляли около $M_a = 1.2$ мг, массы DT-горючего — около $M_i = 1$ мг. Полные массы были близки к значению 2.2 мг. Удельный энерговклад — отношение энергии лазерного излучения, вложенной в мишень, к массе мишени — составляет примерно 0.7 МДж/мг. Изменение начальных параметров мишени обеспечивается изменением аспектных отношений слоя аблятора и слоя DT-льда, которые в этом случае связаны зависимостью, близкой к линейной:

$$A_a \approx A_i \frac{\rho_a}{\rho_i} \left(\frac{M_i}{M_a} - 1 \right).$$

Здесь $A_a = R_0/\Delta_a$, Δ_a , ρ_a — соответственно, аспектное отношение, толщина и плотность аблятора; R_0 — начальный радиус мишени; $A_i = R/\Delta_i$, Δ_i , ρ_i — аспектное отношение, толщина и плотность слоя DT-льда ($\rho_a = 1.05$ г/см³, $\rho_i = 0.256$ г/см³). В диапазоне значений аспектного отношения $A_i \approx 5$ –10 коэффициент усиления мишеней в одномерном расчете составляет 10–50 [4].

Численное моделирование задачи проводилось по гибридной методике, подробно изложенной в [18, 19]. На первом этапе по одномерной гидродинамической программе РАПИД [22] и программе SEND [4] проводился расчет пространственного распределения поглощенной в сферической мишени энергии при заданной симметрии расположения заданного числа идентичных гауссовых лазерных пучков, оптические оси которых проходят через центр мишени. Временная форма потока лазерной энергии для всех кластеров предполагалась одной и той же, но моменты начала воздействия излучения каждого кластера на мишень имеют случайный разброс. Программа РАПИД обеспечивает решение уравнений двухтемпературной гидродинамики совместно с уравнениями Максвелла и расчет угловых распределений поглощенного потока от одного кластера, а программа SEND — учет вклада всех кластеров в соответствующих временных зависимостях. Далее на основании этих данных по одномерной гидродинамической программе ДИАНА [23] проводилась серия расчетов сжатия мишени при нескольких значениях поглощенной энергии, заключенных между минимальным и максимальным значениями и соответствующих условиям облучения различных областей мишени. Программа ДИАНА обеспечивает решение уравнений одномерной двухтемпературной гидродинамики с электронной теплопроводностью, ионной вязкостью, обратным тормозным поглощением лазерного излучения, объемными потерями энергии на собственное излучение, источником термоядерного энерговыделения от α -частиц при кинетическом описании переноса энергии последними и реальным уравнением состояния вещества. На заключительном этапе — от начала торможения мишени — выполнялся двумерный расчет сжатия и горения мишени по программе NUTCY [24], моделирующей в эйлеровом представлении осе-симметричной задачи двумерную гидродинамику однотемпературной плазмы с электронной теплопроводностью и с учетом энерговыделения за счет термоядерных реакций. Начальными данными для двумерного расчета служила «сшивка» углового распределения параметров плазмы на момент окончания действия ла-

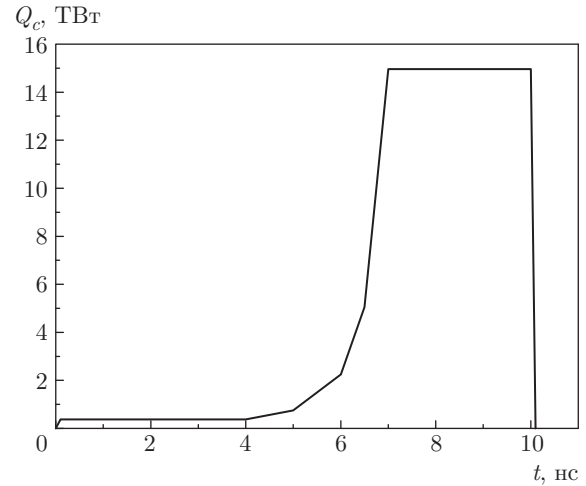


Рис. 2. Временная форма потока энергии одного кластера

зерного импульса (10 нс), полученного по программе ДИАНА для различных значений поглощенной энергии.

В данном разделе представлены результаты численного моделирования распределения поглощенной энергии при разбросе моментов прихода лазерных импульсов на мишень. Их обсуждение проводится на примере расчетов базовой мишени с аспектным отношением $A_i = 10.4$, коэффициент усиления которой в случае симметричного сжатия составил 13.5. Мишень, внешний радиус которой составлял 1597 мкм, состояла из внешней оболочки-аблятора (СН) толщиной 34 мкм и плотностью 1.05 г/см³, а также примыкающей к ней изнутри оболочки из DT-льда толщиной 149 мкм и плотностью 0.256 г/см³. Внутри DT-оболочки находится DT-газ плотностью 10^{-3} г/см³. На рис. 2 показана временная зависимость мощности Q_c одного из 48-ми кластеров, облучающих мишень. Максимальная мощность всех 48-ми кластеров лазерного излучения составляет 720 ТВт, что соответствует максимальной мощности поглощенного потока около 400 ТВт для выбранного типа мишени [4].

Отметим, что гауссова статистика разброса времен прихода лазерных импульсов от кластеров Δt_n предполагает, что величины Δt_n должны изменяться от нуля до бесконечности с соответствующей плотностью вероятности. В реальной лазерной системе временные сдвиги возникают из-за различия оптических путей каждого кластера. Это различие в принципе не может быть бесконечным хотя бы из-за конечных размеров установки. Поэтому была выбрана равномерная статистика разброса случайных значений сдвига Δt_n в пределах заданного интерва-

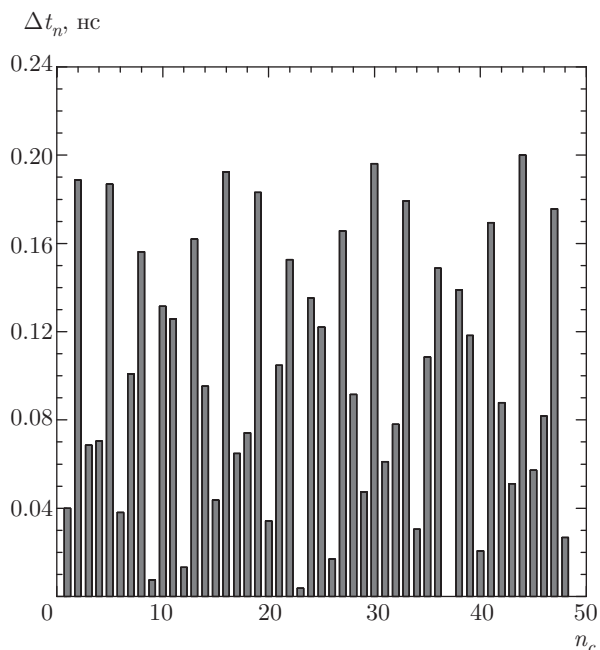


Рис. 3. Временной сдвиг момента прихода кластера на мишень в зависимости от его номера n_c

ла, исходя из условия, что существует максимальное значение сдвига, тогда как минимальное значение, которому соответствует начало импульса, принималось равным нулю. При этом предполагается, что все кластеры находятся в одинаковых условиях и среди них нет выделенных. Можно рассматривать и отклонения статистики разброса величин Δt_n от равномерной в пределах заданного интервала, однако, такой подход должен учитывать конструктивные особенности лазерной установки. Рассматривались варианты разброса значений Δt_n с характерной величиной $\Delta t_{max} = 0.1$ нс, 0.2 нс и 0.3 нс. На рис. 3 показаны значения сдвигов Δt_n для характерного значения $\Delta t_{max} = 0.2$ нс.

Предполагается, что передний и задний фронты кластерного импульса имеют не ступенчатую форму, а линейно нарастающую до постоянного значения в течение 0.1 нс и линейно падающую до нуля в конце также в течение 0.1 нс. Это необходимо для того, чтобы избежать слишком большого числа моментов времени, с помощью которых можно воспроизвести суммарный лазерный импульс. В действительности лазерный импульс также имеет фронты конечной длительности. Если имеются сдвиги по времени моментов прихода импульсов на мишень, то в периоды времени, когда лазерный поток постоянен, сдвиги не влияют на симметрию поглощенного потока, так как потоки всех кластеров при этом

одинаковы. Временной сдвиг проявляется в периоды изменения лазерного потока. Это передний фронт импульса, переходная область от низкого потока к высокому и задний фронт импульса. Увеличение несимметрии, которое возникает в области заднего фронта импульса, практически никакой роли не играет, так как процесс ускорения оболочки к этому времени уже практически завершен. Наиболее опасным является увеличение несимметрии в области переднего фронта импульса и переходной области от низкого потока к высокому (4 нс $< t < 7$ нс).

В основе расчета поглощения и отражения лазерного излучения по программе РАПИД лежит комбинация лучевого и волнового описания. В короне строится траектория луча с учетом рефракции, а в небольшой окрестности точки поворота луча решаются уравнения Максвелла для наклонного падения волны на плоскоструйную плазму с учетом s - и p -поляризованных компонент волны. Рассчитываются доли энергии лазерного излучения, поглощенного за счет обратно-тормозного и резонансного механизмов. Расчет симметрии поглощенного потока проводился с помощью отдельной программы SEND (Symmetry of Energy Deposition). Алгоритм расчета состоял в нахождении функции углового распределения поглощенного потока энергии излучения отдельного кластера в координатах полярного (θ) и азимутального (φ) углов. Затем по заданным направлениям кластеров определялась суммарная функция углового распределения для 48 кластеров $W_s(\theta, \varphi, t)$. Помимо функции углового распределения поглощенного потока в различные моменты времени рассчитывается также интегральная за время действия импульса функция углового распределения поглощенной энергии. При этом учитываются временная форма лазерного импульса и зависимость от времени коэффициента поглощения лазерного излучения.

Лазерные пучки считались гауссовыми с радиусом поперечного сечения, равным начальному радиусу мишени. Распределение интенсивности излучения в плоскости мишени (плоскость, проходящая через центр мишени перпендикулярно оптической оси) для отдельного лазерного пучка имело вид

$$I(r) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{r}{a} \right)^n \right],$$

где r — расстояние от оптической оси, a — характерный радиус пучка, $n = 2$.

На рис. 4 показаны угловые распределения поглощенной энергии E_t для двух вариантов неодновременности прихода импульсов на мишень, при

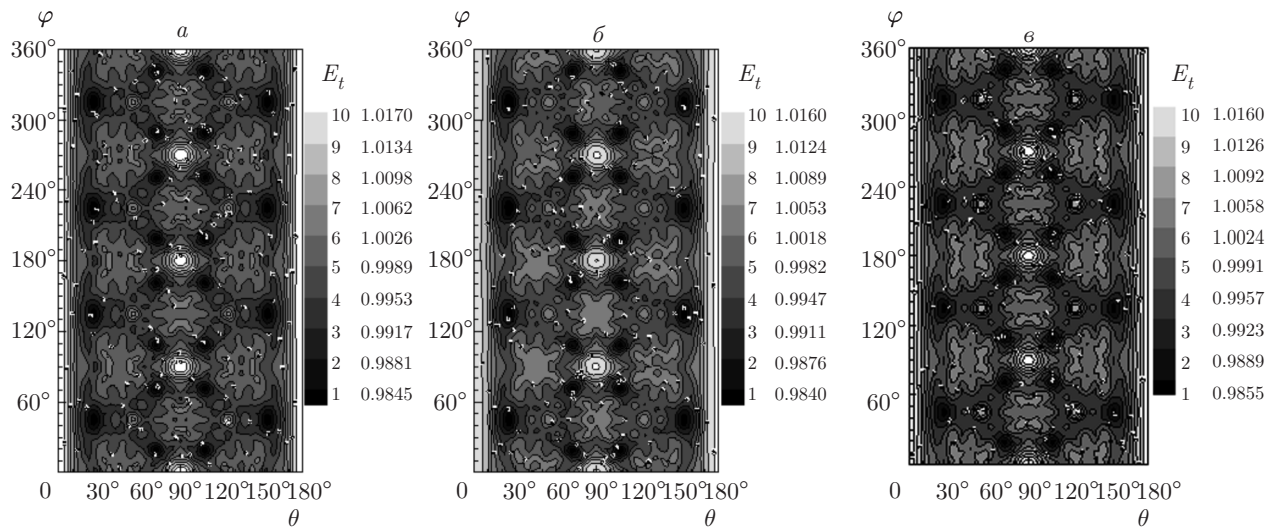


Рис. 4. Угловое распределение поглощенной энергии за время действия импульса с разбросом моментов прихода пучков на мишень, характеризуемым величиной $\Delta t_{max} = 0.2$ нс (а), $\Delta t_{max} = 0.3$ нс (б), $\Delta t_{max} = 0$ (в)

$\Delta t_{max} = 0.2$ нс, 0.3 нс, а также такое же распределение для варианта без временных сдвигов, $\Delta t_{max} = 0$ (стандартные условия облучения [20]). Из приведенных рисунков следует, что угловое распределение поглощенной энергии в случае неодновременного прихода пучков на мишень остается практически тем же, что и в идеальном случае при $\Delta t_{max} = 0$. Симметрия куба почти не нарушается. Степень однородности $\eta_E = E_{min}/E_{max}$ составляет $\eta_E = 0.9595$ при $\Delta t_{max} = 0.2$ нс и $\eta_E = 0.9638$ при $\Delta t_{max} = 0.3$ нс. В идеальном случае при $\Delta t_{max} = 0$ имеем $\eta_E = 0.9663$. Если бы эффективность поглощения не зависела от времени, то угловое распределение поглощенной энергии, которое является интегральной по времени величиной, не зависело бы от Δt_{max} . Реально эффективность поглощения δ_a зависит от времени, и отклонение распределения от идеального случая связано с тем, что вместо падающего потока мы должны интегрировать по времени поглощенный поток Q_a :

$$Q_a(t) = \delta_a(t) \sum_{n=1}^{48} Q_c(t - \Delta t_n),$$

где $Q_c(t)$ — временная форма каждого кластера. При интегрировании для каждого кластера должна браться своя доля поглощения $\delta_a(\tau_n + \Delta t_n)$, где $\tau_n = t - \Delta t_n$ — время, отсчитываемое от начала потока каждого кластера. Поскольку в пределах времени Δt_n эффективность поглощения меняется незначительно, и отклонение поглощенного потока от идеального случая оказывается незначительным.

Несмотря на то что угловое распределение поглощенной энергии достаточно однородно, распределение поглощенного потока оказывается сильнонеоднородным в переходных областях импульса (передний и задний фронты и изменение потока в области середины импульса). На рис. 5 показаны зависимости от времени степени однородности поглощенного потока $\eta_W = W_{min}/W_{max}$ для различных значений максимальной неодновременности $\Delta t_{max} = 0.2$ нс, 0.3 нс.

Из рисунков следует, что неоднородность является сильной на фронтах импульса. В переходной области ($4 \text{ нс} < t < 7 \text{ нс}$) влияние разновременности незначительно, так как ширина области много больше временных сдвигов Δt_n . Для иллюстрации сильнонеоднородного распределения на рис. 6 показаны угловые распределения поглощенного потока для трех моментов времени, $0.03, 0.15, 0.3$ нс, в области переднего фронта импульса для варианта $\Delta t_{max} = 0.2$ нс. Момент времени $t = 0.3$ нс — это момент выхода на постоянный поток, когда интенсивности всех пучков становятся одинаковыми. В этот момент в распределении наблюдается симметрия куба и степень однородности достаточно высока. В более ранние моменты времени ($0.03, 0.15$ нс) распределения являются сильнонеоднородными (степень однородности $0.7217, 0.1109$) и не обладают какой-либо симметрией. Тем не менее интегральная по времени величина — поглощенная энергия имеет достаточно однородное распределение в симметрии куба (рис. 4а).

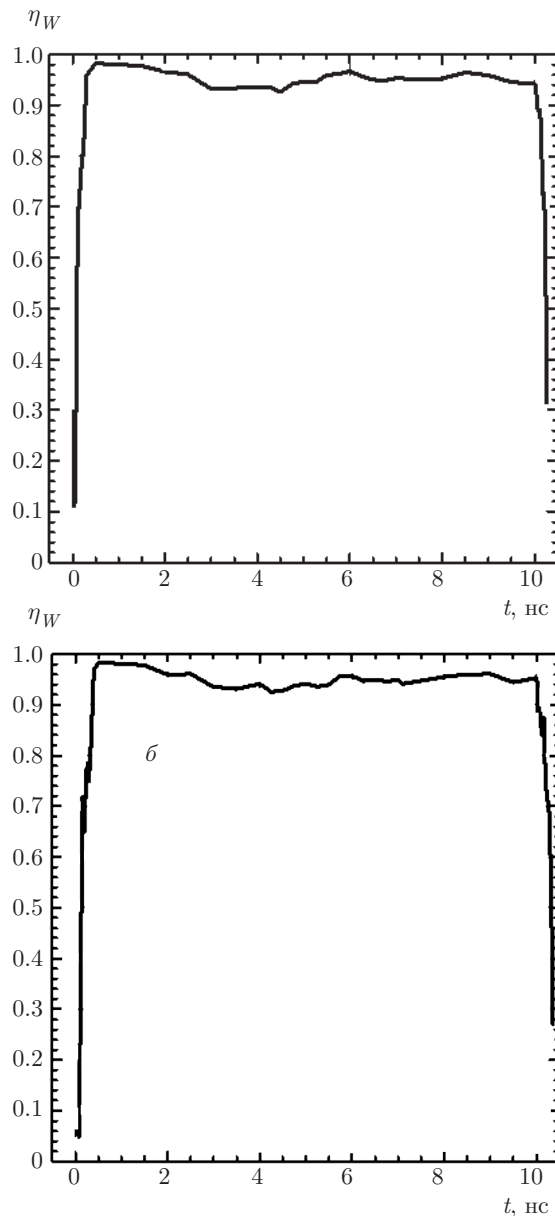


Рис. 5. Зависимость от времени степени однородности поглощенного потока η_W при одновременности прихода пучков на мишень, характеризуемой величиной $\Delta t_{max} = 0.2$ нс (а) и 0.3 нс (б)

3. СЖАТИЕ И ГОРЕНИЕ ТЕРМОЯДЕРНОЙ МИШЕНИ ПРИ РАЗНОВРЕМЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Для дальнейшего исследования сжатия мишени с помощью серии одномерных и двумерных расчетов был выбран вариант облучения с разновременностью $\Delta t_{max} = 0.2$ нс. Поскольку угловое распределение поглощенной энергии с хорошей точностью имеет симметрию куба (рис. 4), достаточно рассмот-

реть на карте $(\theta-\varphi)$ лишь области $0 \leq \theta \leq 90^\circ$, $0 \leq \varphi \leq 45^\circ$. На остальных участках распределение повторяется либо тождественно, либо в зеркальной симметрии. Были выбраны сечения $\varphi = \text{const}$ из условия, чтобы в них содержались минимальное и максимальное значения функции углового распределения поглощенной энергии $E(\theta, \varphi)$, а также различные номера гармоник в зависимости от угла θ . Выбраны три сечения: $\varphi = 0$, $\varphi = 22.5^\circ$, $\varphi = 45^\circ$. Для каждого из этих сечений были выбраны шесть значений θ : $0, 26^\circ, 40^\circ, 54^\circ, 72^\circ, 90^\circ$. В результате из рассматриваемой области выбрано 18 точек (φ_m, θ_n) , $m = 1, 2, 3$, $n = 1, \dots, 6$, для каждой из которых была определена своя зависимость от времени поглощенного лазерного потока для проведения серии одномерных гидродинамических расчетов.

Зависимость от времени поглощенного лазерного потока Q_a определяется произведением трех факторов:

$$Q_a(t, \varphi_m, \theta_n) = Q_L(t) \delta_a(t) W(t, \varphi_m, \theta_n),$$

где $Q_L(t)$ — падающий лазерный поток, $\delta_a(t)$ — эффективность поглощения лазерного потока, $W(t, \varphi_m, \theta_n)$ — функция углового распределения поглощенного потока. Функция W нормируется так, что ее среднее значение по всему телесному углу 4π равно единице.

На рис. 7 показаны зависимости от времени эффективности поглощения $\delta_a(t)$ вместе с полным падающим лазерным потоком всех кластеров $Q_L(t) = 48Q_c(t)$ (зависимость $Q_c(t)$ приведена на рис. 2).

Отметим, что эффективность поглощения на первой части импульса при потоке энергии около $2 \cdot 10^{13}$ Вт значительно выше, чем на второй части импульса при потоке $7 \cdot 10^{14}$ Вт. Если на первой части импульса величина δ_a достигает значений около 85%, то на второй части она не превышает 58%.

На рис. 8 в качестве примера показана зависимость от времени функции углового распределения W для $\varphi = 22.5^\circ$ и шести значений θ ($0, 26^\circ, 40^\circ, 54^\circ, 72^\circ, 90^\circ$). Зависимости W показаны в двух масштабах. На рис. 8а зависимости изображены в течение всего времени лазерного импульса с масштабом отклонения от среднего значения 5%. Однако на фронтах импульса функция W отличается от единицы в несколько раз (рис. 8б). Как уже отмечалось, отклонения W на заднем фронте большой роли не играют, поэтому детальное изображение области заднего фронта не приведено. Отметим лишь, что зависимости W на заднем фронте аналогичны приведенным для переднего фронта (отклонения

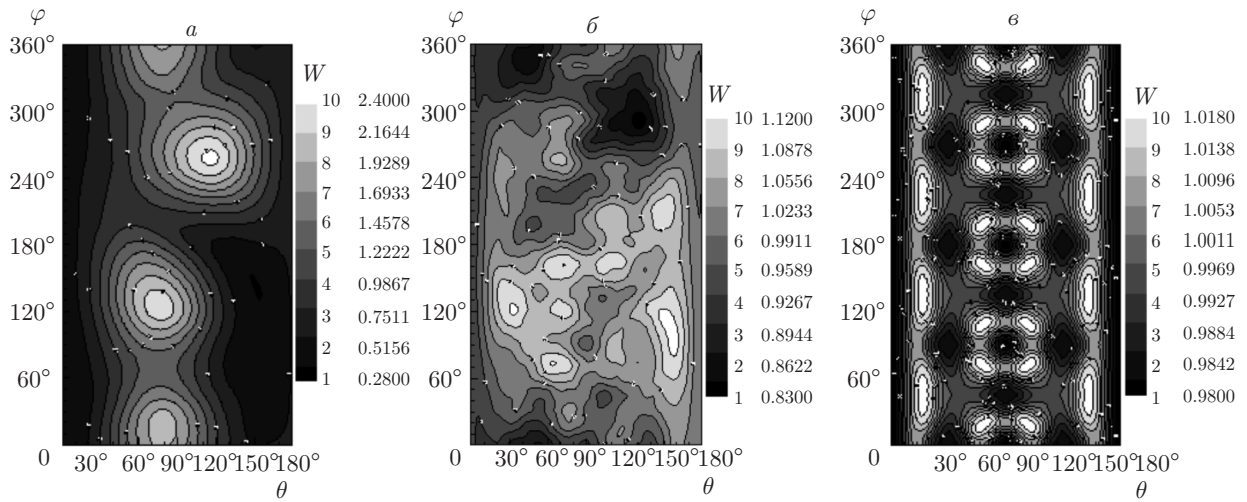


Рис. 6. Угловое распределение поглощенного потока в моменты времени 0.03 нс (а), 0.15 нс (б) и 0.3 нс (в) при воздействии импульса ($a/R = 1, n = 2$) с разбросом моментов прихода пучков на мишень, характеризуемом величиной $\Delta t_{max} = 0.2$ нс

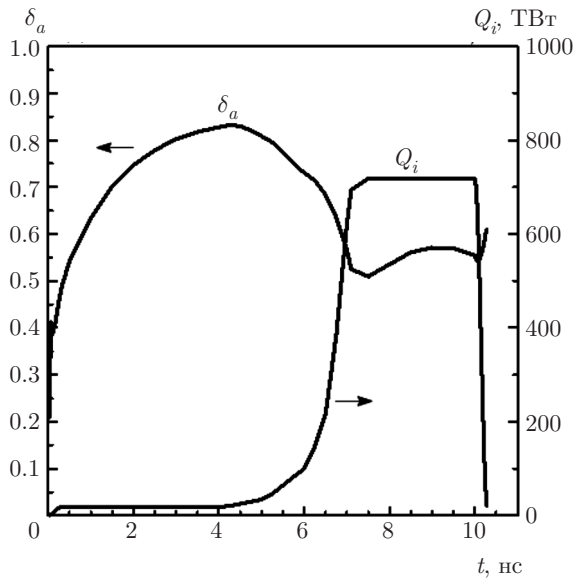


Рис. 7. Зависимость от времени доли поглощения δ_a и суммарного потока всех пучков при одновременности их прихода на мишень, характеризуемой величиной $\Delta t_{max} = 0.2$ нс

Таблица 1

№	φ	θ	$N_Y, 10^{18}$	G
1	0	0–180°	5.8	10
2	22.5°	0–180°	2.6	4.5
3	45°	0–180°	2.0	3.5
1D	–	–	6.1–8.9	11.5–15.9

Для каждого значения поглощенной энергии, соответствующей 18-ти выбранным точкам были проведены расчеты сжатия мишени по одномерному лагранжеву коду ДИАНА. Коэффициенты усиления во всех этих расчетах лежали в пределах 12–16. Распределения термодинамических параметров и скорости вещества неиспаренной части мишени в момент начала ее торможения, полученные в одномерных расчетах, использовались (в соответствии с расположением 18 точек углового распределения поглощенной энергии) для построения начальных условий двумерного расчета по программе NUTCY. Каждый из 2D-расчетов соответствовал одному из трех сечений по азимутальному углу φ (0, 22.5°, 45°). В табл. 1 приведены основные результаты 2D-моделирования и сводные значения коэффициента усиления в одномерных расчетах.

Эти результаты свидетельствуют о том, что значения коэффициента усиления лежат в интервале от 3.5 до 10, снижение нейтронного выхода по сравне-

от единицы в несколько раз). Из приведенных рисунков следует, что в переходной области импульса ($4 \text{ нс} < t < 7 \text{ нс}$) одновременность прихода пучков на мишень не приводит к значительному увеличению неоднородности W . Это объясняется тем, что ширина области много больше времен сдвига моментов прихода пучков Δt_n .

Таблица 2

№	φ	θ	Масса, г	E_{kin} , кДж	$E_{kin}(DT)$, кДж	$E_{internal}$, кДж	$E_{internal}(DT)$, кДж
1	0	0–180°	0.00130	86.13	74.27	18.89	4.58
2	22.5°	0–180°	0.00130	84.59	72.16	18.36	4.51
3	45°	0–180°	0.00130	83.61	70.75	18.59	4.56
1D	1D-расчеты		0.00130	84.12–86.99	71.37–74.16	19.03–21.75	4.20–4.44

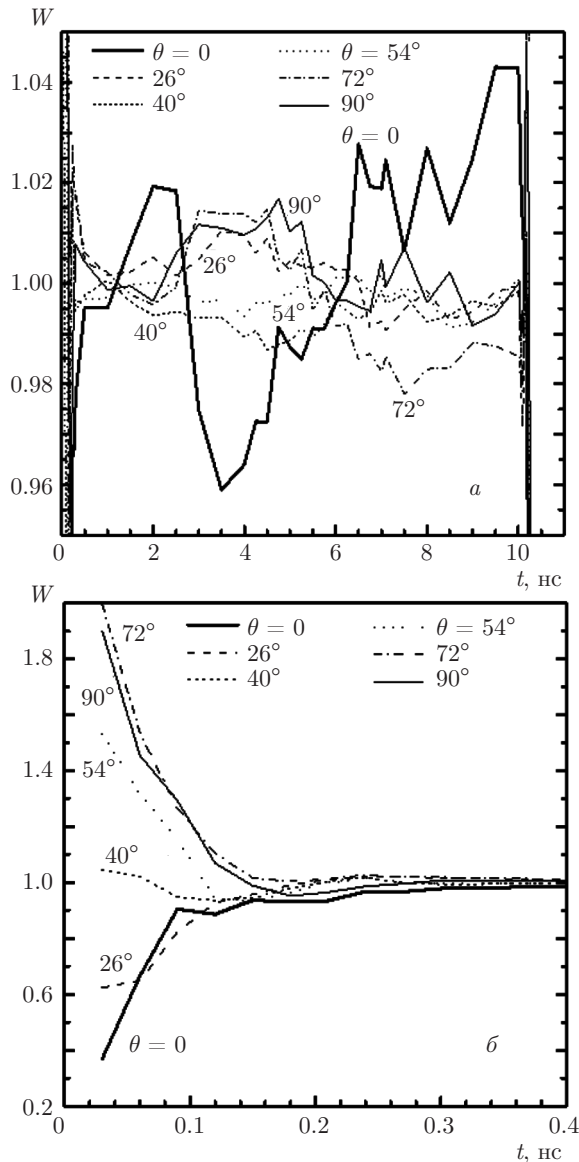


Рис. 8. Зависимости от времени функции углового распределения поглощенного потока при $\varphi = 22.5^\circ$ и различных значениях θ (а) и детализация этих зависимостей в области переднего фронта импульса (б)

нию с наименьшим результатом в одномерном расчете составляет от 1.2 до 3.2. В табл. 2 на момент 10 нс (начало 2D-расчета) приведены значения некоторых величин (массы, кинетической и внутренней энергии), характеризующих каждый из рассмотренных вариантов. Номера расчетов в табл. 1 и 2 совпадают.

На рис. 9 для третьего варианта 2D-расчета, представленного в табл. 2 (соответствует наибольшему снижению нейтронного выхода), приведены распределения плотности и температуры на три момента времени: $t = 10$ нс (время окончания лазерного импульса и начала 2D-расчета), $t = 10.6$ нс (промежуточный момент времени) и момент времени, соответствующий максимальной средней плотности DT.

На момент начала 2D-расчета (10 нс) граница DT-CH (сплошная линия на картине распределения плотности) оказывается отличной от сферической — для области с наибольшей долей поглощенной энергии она находится на расстоянии 534 мкм от центра мишени, а для области с наименьшей долей поглощенной энергии — на расстоянии 548 мкм. Результаты моделирования, представленные на рис. 9, демонстрируют, что в момент максимального сжатия ($t = 11.27$ нс — момент времени, соответствующий максимальной средней плотности DT) наблюдаются сформировавшиеся низкомодовые возмущения. Отдельные части оболочки проникают в глубь области с горючим. Мишень оказывается слегка вытянутой вдоль вертикальной оси симметрии Z . Это, в первую очередь, связано с выбранной геометрией двумерного расчета: области с наименьшей и наибольшей поглощенной энергией находятся на максимально возможном друг от друга расстоянии (в сравнении с условиями в двух других двумерных расчетах). Помимо этого наблюдаются локальные струи плотного (и холодного) горючего, что приводит к дополнительному снижению нейтронного выхода.

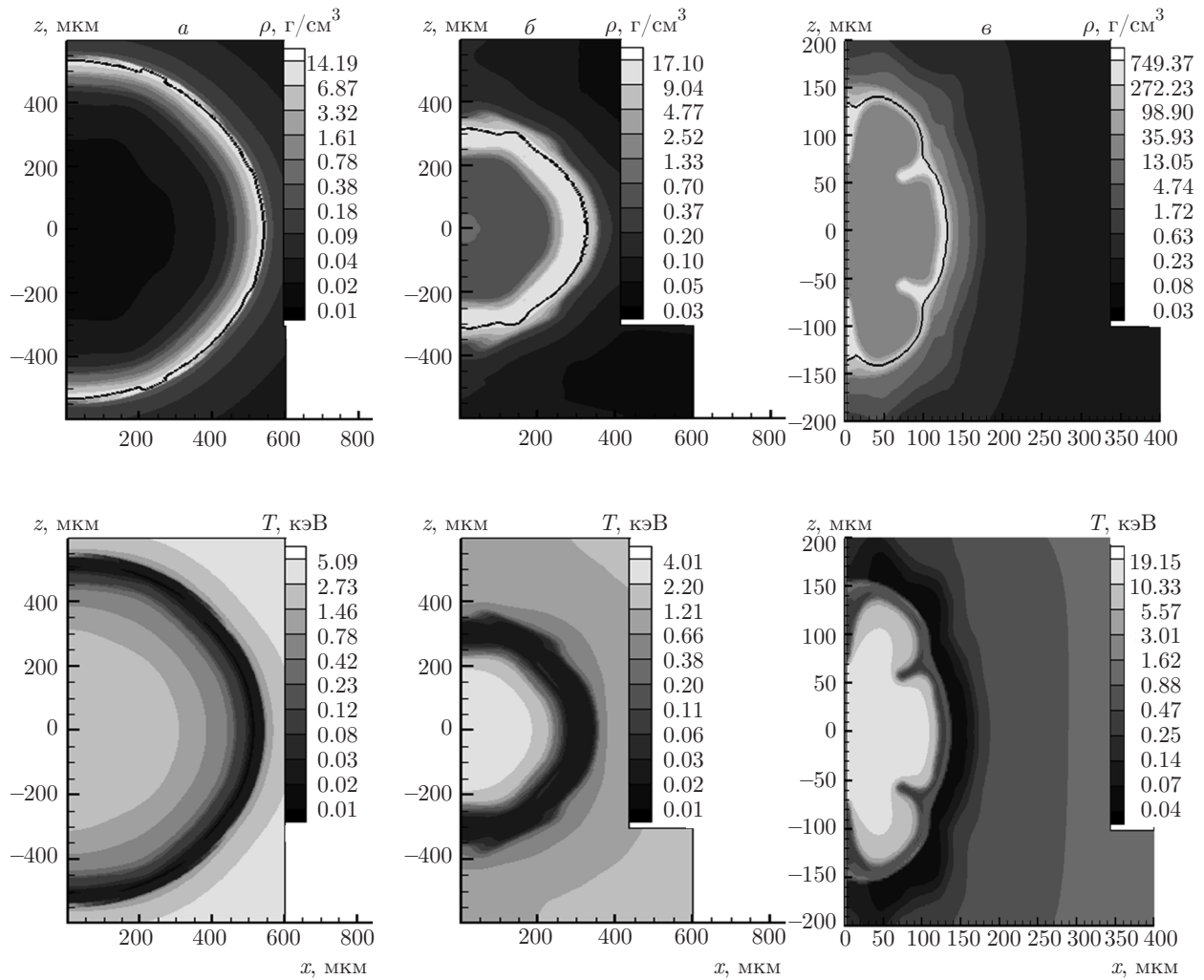


Рис. 9. Распределения плотности и температуры на моменты времени $t = 10$ нс (а), 10.6 нс (б), 11.27 нс (в), сплошной линией на картине распределения плотности приведена концентрация DT на уровне 0.95 (результаты 2D-расчета, №3 табл. 1)

Следует отметить, что расчеты по двумерному коду NUTCY выполнены в приближении однотемпературной плазмы. Единая начальная температура для расчета по программе NUTCY определяется на основании уравнения состояния с использованием значений ионной и электронной температур двухтемпературного расчета, выполняемого по программе ДИАНА. Ее значение на 15–20 % ниже, чем значение ионной температуры в расчете по программе ДИАНА, что соответствует меньшему нейтронному выходу по сравнению с тем, который давал бы расчет по программе NUTCY в двухтемпературной постановке. В сравнительных расчетах для случая полностью симметричного (одномерного) сжатия нейтронный выход в однотемпературном расчете по коду NUTCY был на 10–15 % ниже, чем в двух-

температурном расчете по коду ДИАНА. Другими словами, расчеты по коду NUTCY дают нижние значения коэффициента усиления, близкие к реальным величинам.

Двумерные расчеты сжатия и горения термоядерной мишени, предназначенной для экспериментов по зажиганию при прямом облучении на лазерной установке мегаджоульного уровня в условиях возможного случайного разброса моментов прихода лазерных кластеров на мишень в пределах 200 пс, показали значения нейтронного выхода в диапазоне от $2.0 \cdot 10^{18}$ до $5.8 \cdot 10^{18}$. Таким образом, при указанной степени разновременности воздействия пучков снижение нейтронного выхода и, следовательно, коэффициента усиления по отношению к результату одномерного расчета (коэффициент усиления 13.5)

не превышает 4–5 раз. Мишень зажигается, при этом коэффициент усиления составляет около 4. Отсюда следует, что допустимое для зажигания рассогласование моментов воздействия лазерных пучков на мишень со значительным запасом может быть реализовано с использованием современных методов временной синхронизации наносекундных лазерных импульсов, способных обеспечить рассогласование, не превышающее несколько десятков пс.

Расчеты коэффициентов усиления выполнены в приближении отсутствия генерации быстрых электронов. Вопрос о генерации быстрых электронов и их роли в снижении степени сжатия мишеней искрового зажигания активно обсуждается в литературе. В частности, важные результаты были недавно опубликованы в работе [25], где на основании результатов экспериментов на установке NIF по облучению плоской мишени излучением третьей гармоники Nd-лазера интенсивностью $(4-6) \cdot 10^{14}$ Вт/см² был сделан вывод о трансформации около 1% лазерной энергии в энергию быстрых электронов с температурой около 50 кэВ за счет неустойчивости, связанной с вынужденным рамановским рассеянием. Быстрые электроны генерируются в период действия высокоинтенсивной части лазерного импульса, когда мишень и, в частности, ее аблятор, будет предварительно сжата на стадии действия первой низкоинтенсивной части импульса. С учетом этого обстоятельства авторы упомянутой работы делают вывод о том, что быстрые электроны будут передавать в DT-горючее на порядок меньшую энергию (менее 0.1% от лазерной энергии), что, по их мнению, является приемлемым для достижения необходимой степени сжатия области зажигания. Еще одним благоприятным обстоятельством в сравнении с условиями экспериментов цитируемой работы является меньшая, при прочих равных условиях, протяженность короны сферической мишени по сравнению с плоской, что может привести к менее выраженному развитию параметрических неустойчивостей. Наконец, следует отметить, что имеется эффективный метод подавления развития параметрических неустойчивостей благодаря уширению спектра лазерного излучения, диапазон уширения должен составлять 1–3% [26]. Все это позволяет надеяться, что негативное влияние быстрых электронов на сжатие мишени искрового зажигания может быть в значительной степени минимизировано.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные исследования дополнили картину влияния различных факторов нарушения однород-

ности нагрева на сжатие и горение термоядерной мишени, предназначенной для экспериментов по зажиганию при прямом облучении на лазерной установке мегаджоульного уровня. Показано, что разновременность воздействия лазерных пучков, не превышающая 200–300 пс (около 2–3% от полной длительности импульса), что отвечает возможностям методов контроля временной синхронизации наносекундных лазерных импульсов, допустима для зажигания термоядерной мишени при использовании современных схем облучения на лазерной установке с энергией около 2 МДж. Следует отметить, что в случае прямого облучения имеет место зажигание при неоднородности поглощения 3–6%, что превышает неоднородность поглощения 1–2%, при которой мишень непрямого облучения не зажигается. Это объясняется тем, что в связи с конверсией лазерного излучения в рентгеновскую энергию, доставляемая на мишень в случае непрямого облучения, близка к минимальному значению, при котором возможно зажигание, поэтому даже столь малая несимметрия может приводить к срыву зажигания. В случае прямого облучения, когда на мишень доставляется в 4–6 раз большая энергия, имеется значительный запас энергии, необходимой для зажигания. Это позволяет использовать мишень большей массы, в которой даже при более высоком уровне негативного влияния неустойчивостей сжатия остается достаточная для зажигания часть горючего. Поэтому и требования на неоднородность поглощения становятся мягче.

Развитая в данной работе и работах [18, 19] методика исследования влияния неоднородности нагрева на зажигание мишени может применяться не только для условий облучения мишени искрового зажигания, но также и для условий облучения мишени, предназначенной для зажигания предварительно сжатой мишени сфокусированной ударной волной, и мишени быстрого зажигания на стадии ее сжатия. Кроме того, программы расчета неоднородности нагрева мишени, лежащие в основе этой методики, могут быть развиты для лазерных пучков уширенного спектра, если использование таких пучков станет необходимым для подавления развития параметрических неустойчивостей.

Создание и усовершенствование математических программ для численных расчетов выполнено при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-11-10174).

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Mosesand and C. R. Wuest, *FusionSci. Technol.* **47**, 314 (2005).
2. M. J. Edwards, P. K. Patel, and J. D. Lindletal, *Phys. Plasmas* **20**, 070501 (2013).
3. O. A. Hurricane, D. A. Callahan, and D. T. Caseyetal, *Nature* **506**, 343 (2014).
4. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., *ЖЭТФ* **148**, 784 (2015).
5. D. Besnard, *Europhys. J. D* **44**, 207 (2006).
6. R. L. McCrory, R. Betti, and T. R. Boehlyetal, *Nucl. Fusion* **53**, 113021 (2013).
7. B. Canaud, X. Fortin, N. Dague, and J. L. Bocher, *Phys. Plasmas* **9**, 4252 (2002).
8. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, and L. P. Feoktistov, *J. Soviet Laser Res.* **13**, 396 (1992).
9. M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Woodworth, M. E. Campbell, M. D. Perry, and R. J. Mason, *Phys. Plasmas* **1**, 1626 (1994).
10. В. А. Щербаков, *Физика плазмы* **9**, 409 (1983).
11. R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson, L. J. Perkins, W. Theobald, and A. A. Solodov, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 155001 (2007).
12. M. Temporal and B. Canaud, *Europhys. J. D* **55**, 139 (2009).
13. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, Н. В. Змитренко и др., *Письма в ЖЭТФ* **105**, 381 (2017).
14. C. Tian, L. Shan, W. Zhou et al., *Phys. Plasmas* **22**, 082707 (2015).
15. T. Yanagawa, H. Sakagami, A. Sunahara, and H. Nagatomo, *Laser Part. Beams* **33**, 367 (2015).
16. M. Temporal1, B. Canaud, W. J. Garbett et al., *High Power Laser Sci. Engin.* **2**, e8 (2014).
17. I. V. Igumenshchev, V. N. Goncharov, F. J. Marshall et al., *Phys. Plasmas* **23**, 052702 (2016).
18. N. N. Demchenko, I. Ya. Doskoch, S. Yu. Gus'kov et al., *Laser Part. Beams* **33**, 65 (2015).
19. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., *ЖЭТФ* **151**, 396 (2017).
20. С. Г. Гаранин, *УФН* **181**, 434 (2011).
21. H. Takabe, K. Mima, L. Montierth, and L. Morse, *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985).
22. В. Б. Розанов, Н. Н. Демченко, *КЭ* **12**, 1895 (1985).
23. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев и др., *ВАНТ. Серия: методики и программы численного решения задач математической физики* **2**, 34 (1983).
24. В. Ф. Тишкин, В. В. Никишин, И. В. Попов, А. П. Фаворский, *Матем. моделирование* **7**, 5, 15 (1995).
25. M. J. Rosenberg, A. A. Solodov, J. F. Myatt et al., *Phys. Rev. Lett.* **120**, 055001 (2018).
26. V. N. Goncharov, T. C. Sangster, R. Betti et al., *Phys. Plasmas* **21**, 056315 (2014).