

УДК 519.6

DOI: 10.53403/9785951504944_2020_25.2_256_269

Влияние на эффективность термоядерного горения разновременности облучения сферической мишени лазерными пучками установки мегаджоульного уровня

Представлены результаты теоретического исследования влияния неоднородностей нагрева мишени лазерного термоядерного синтеза, обусловленных временным рассогласованием действия лазерных пучков, на характеристики сжатия и горения мишени для условий облучения на установке с энергией около 2 МДж излучения второй гармоники неодимового лазера. Исследования выполнены на основе численного моделирования по двумерным гидродинамическим программам.

**С. А. Бельков, С. В. Бондаренко,
Г. А. Вергунова¹, С. Г. Гаранин,
С. Ю. Гуськов^{1,2}, Н. Н. Демченко¹,
И. Я. Доскоч¹, П. А. Кучугов^{1,3},
Н. В. Змитренко³, В. Б. Розанов¹,
Р. В. Степанов¹, Р. А. Яхин¹**

Введение

Минимизация влияния гидродинамических неустойчивостей на сжатие мишени лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) – крайне востребованное направление исследований в области достижения управляемой реакции синтеза при инерциальном способе удержания плазмы. Это стало особенно ясно после того, как эксперименты на крупнейшей современной лазерной установке NIF (Ливерморская национальная лаборатория, США) [1] с энергией импульса излучения третьей гармоники излучения Nd-лазера 1,8 МДж в 192-х пучках не привели пока к желаемому результату –

© ЖЭТФ. 2018. Т. 154. Вып. 3(9). С. 629–640.

¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева, Москва.

² Национальный исследовательский ядерный центр «МИФИ», Москва.

³ Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша, Москва.

достижению энергетического выхода термоядерной реакции, равного энергии плазмы, образующейся при сжатии мишени [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. Поэтому 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 по зажиганию. При непрямом (рентгеновском) сжатии мишени в экспериментах на установке NIF в энергию действующего на капсулу рентгеновского излучения преобразуется не более 15–20 % от энергии лазерного импульса и 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 по зажиганию по сравнению с непрямым методом сжатия.

При прямом облучении мишени имеется 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 за счет 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 в работах [12–15] и [16] соответственно.

Исследования влияния нарушения однородности нагрева при сферически-симметричном облучения мишени лазерными пучками проводились в работах [17–19]. 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 [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 [17] рассматривался лазерный импульс длительностью около 2,5 нс, особенность которого со-

стояла в том, что на начальной стадии он имел три так называемых пикета с длительностью каждого около 200 пс. Использование такого рода пикетов преследует цель повышения степени адiabатичности сжатия мишени. Именно влияние разновременности действия пучков на эффект использования пикетов исследовалось в работе [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 на 10 %.

В [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 [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 сжатия, предложенных в [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) 20–50. На основании двумерных численных расчетов в этих работах были установлены допустимые пределы наиболее опасных типов нарушения 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 % от радиуса мишени, в то время как допустимый предел дисбаланса энергии лазерных пучков и расположения их осей – около 10 %. Следует отметить, что результаты работ [17–19], несмотря на различную симметрию облучения и масштаб мишеней, согласуются друг с другом, в том числе в заключении о наиболее опасном факторе нарушения однородности нагрева, обусловленном сдвигом мишени.

Данная работа является продолжением работ [18, 19] и посвящена исследованию влияния на зажигание термоядерной мишени неоднородности ее нагрева, связанной с разновременностью 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], чтобы иметь возможность сравнить результаты для различных факторов нарушения однородности нагрева мишени. Исследование носит обобщенный характер применительно к работе не только пикетов, но и всего импульса. По этой причине в работе исследуются масштабы временного рассогласования, составляющие значительную долю длительности всего лазерного импульса. В первом разделе работы исследуется зависимость неоднородности распределения поглощенной лазерной энергии от степени разброса моментов прихода греющих пучков на ее поверхность. Во втором разделе представлены результаты численного моделирования с использованием двумерной гидродинамической программы сжатия и горения несимметрично сжатой мишени при ее неоднородном нагреве, обусловленном разномоментным воздействием лазерных пучков. Степень влияния этого фактора на эффективность сжатия и горения термоядерной мишени обсуждается в сравнении с результатами работ [18, 19], относящимися к факторам нарушения пространственной симметрии облучения.

1. 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 2-й 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 8 кластеров на каждой из его граней (рис. 1).

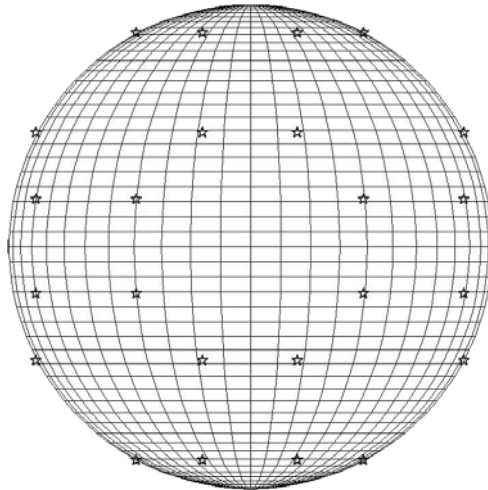


Рис. 1. Схема облучения мишени 48 кластерами в геометрии куба [20]

Предложенный в [4] специально для этих условий облучения класс мишеней подробно описан в [4, 19]. Они отличаются повышенной устойчивостью сжатия при воздействии профилированного по времени лазерного импульса с энергией излучения 2-й гармоники Nd-лазера 2,4 МДж с максимальной мощностью поглощенной энергии около 400 ТВт/см^2 и контрастом по мощности, не превышающим 40. Алгоритм согласования параметров мишеней и лазерного импульса обеспечивал достижение в одномерных расчетах [4] конечной скорости оболочки около $300\text{--}400 \text{ км/с}$ 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 $M_a = 1,2 \text{ мг}$, массы DT-горючего – около $M_i = 1 \text{ мг}$. Полные массы были близки к значению 2,2 мг. Удельный энерговыход – отношение энергии лазерного излучения, вложенной в мишень, к массе мишени – составляет примерно $0,7 \text{ МДж/мг}$. 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 – аспектное отношение, толщина и плотность аблятора соответственно; 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 20–50 [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 одинаковой, 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 осесимметричной задачи двумерную гидродинамику однотемпературной плазмы с электронной теплопроводностью с учетом энерговыделения за счет термоядерных реакций. Начальными данными для двумерного расчета служила «сшивка» углового распределения параметров плазмы с использованием данных указанных выше одномерных расчетов, выполненных 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 расчетах работы [4] составил 20,8. Мишень, внешний радиус которой составлял 1597 мкм, состояла из внешней оболочки-аблятора (CH) с 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 с плотностью 10^{-3} г/см³. На рис. 2 показана временная зависимость мощности Q_c одного из 48 кластеров, облучающих мишень.

Отметим, что гауссова статистика разброса времен прихода лазерных импульсов от кластеров Δt_n предполагает, что значения Δt_n должны меняться от нуля до бесконечности с соответствующей плотностью вероятности. Реально в 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 интервала, 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. В принципе, 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 характерными значениями $\Delta t_{\max} = 0,1; 0,2$ и $0,3$ нс. На рис. 3 показаны значения сдвигов Δt_n для характерного значения $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс.

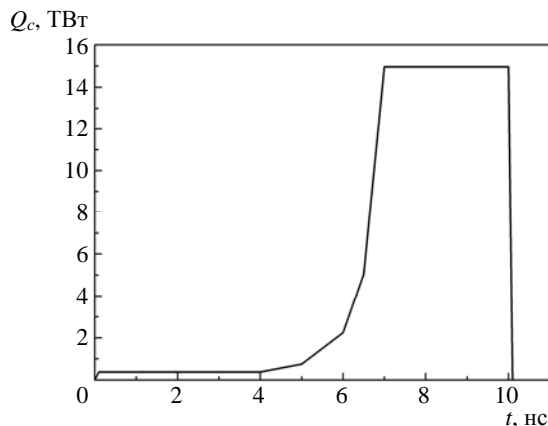


Рис. 2. Временная форма потока энергии одного кластера

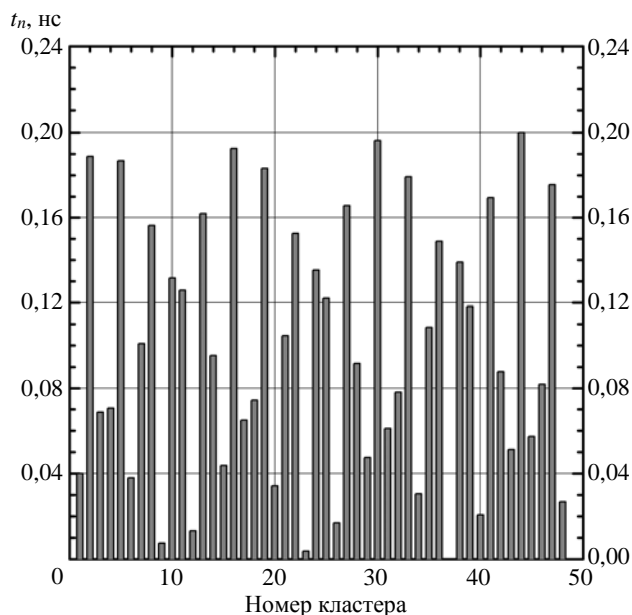


Рис. 3. Временной сдвиг момента прихода кластера на мишень в зависимости от его номера

Предполагается, что передний и задний фронты кластерного импульса имеют не ступенчатую форму, а импульс линейно нарастает до постоянного значения в течение $0,1$ нс и линейно падает 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. Реально лазерный импульс также имеет фронты конечной длительности. Если имеются сдвиги по времени моментов прихода импульсов на мишень, то в периоды времени, где 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, почти 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 ($4 \text{ нс} < t < 7 \text{ нс}$).

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 плоскостойкую плазму с учетом s - и p -поляризованных компонент волны. Рассчитываются доли энергии лазерного излучения, поглощенного за счет обратнотормозного 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 с $\Delta t_{\max} = 0,2$ и $0,3 \text{ нс}$ и такое же распределение для варианта без временных сдвигов $\Delta t_{\max} = 0$ (стандартные условия облучения [20]). Из рис. 4 следует, что угловое распределение поглощенной энергии в случае неодновременного прихода пучков на мишень остается практически тем же, что и в идеальном случае с $\Delta t_{\max} = 0$: симметрия куба почти не нарушается. Степень однородности $\eta_E = E_{\min}/E_{\max}$ составляет $\eta_E = 0,9595$ при $\Delta t_{\max} = 0,2 \text{ нс}$ и $\eta_E = 0,9638$ при $\Delta t_{\max} = 0,3 \text{ нс}$. В идеальном случае при $\Delta t_{\max} = 0$ $\eta_E = 0,9663$. 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 нужно 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 берется своя доля поглощения $\delta_a(\tau_n + \Delta t_n)$, где $\tau_n = t - \Delta t_n$ – время, отсчитываемое от начала потока каждого кластера. Так как в пределах времени Δt_n эффективность поглощения меняется незначительно, то и отклонение поглощенного потока от идеального случая оказывается незначительным.

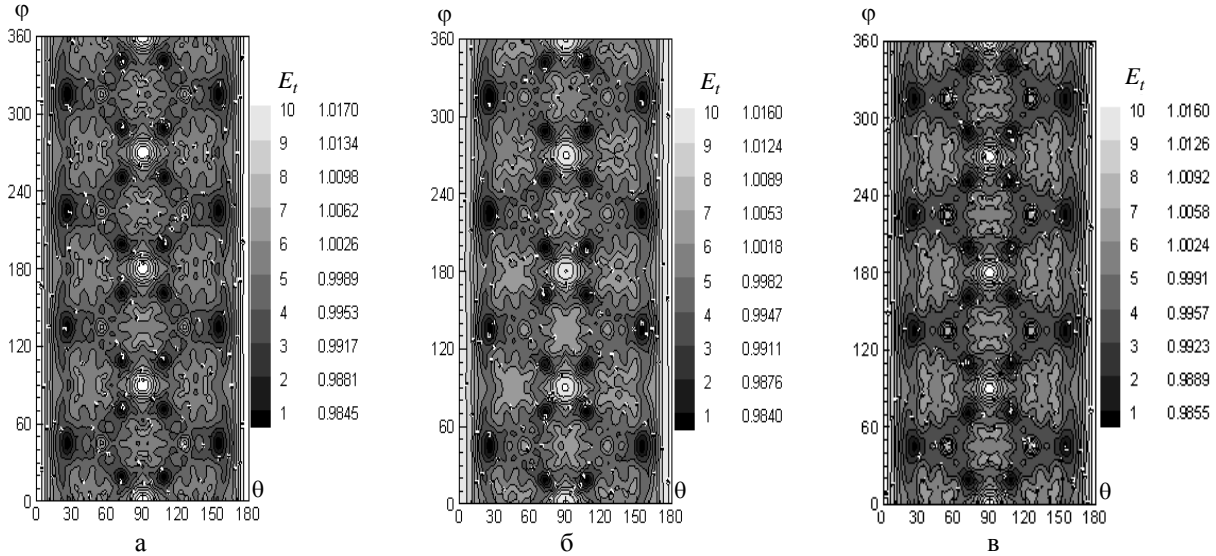


Рис. 4. Угловое распределение поглощенной энергии за время действия импульса с разбросом моментов прихода пучков на мишень: а – $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс, б – $\Delta t_{\max} = 0,3$ нс, в – $\Delta t_{\max} = 0$ нс

Несмотря на то, что угловое распределение поглощенной энергии достаточно однородно, распределение поглощенного потока оказывается сильно неоднородным 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 $\Delta t_{\max} = 0,2$ и $0,3$ нс.

Из рис. 5 видно, 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 сильно неоднородного распределения на рис. 6 показаны угловые распределения поглощенного потока для трех моментов времени (0,03; 0,15 и 0,3 нс) в области переднего фронта импульса для варианта с $\Delta t_{\max} = 0,2$ 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 и 0,15 нс) распределения являются сильно неоднородными (степень однородности 0,7217 и 0,1109) и не обладают какой-либо симметрией. Тем не менее поглощенная энергия – интегральная по времени величина – имеет достаточно однородное распределение в симметрии куба (см. рис. 4,а).

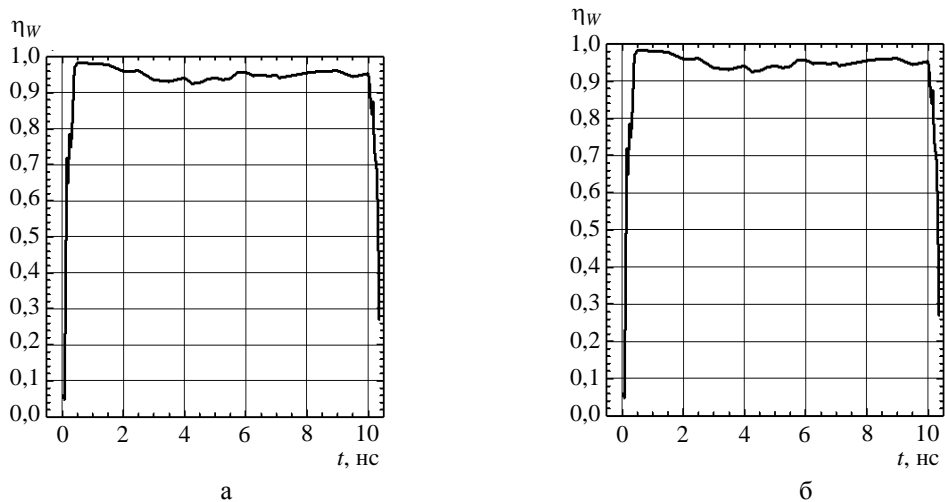


Рис. 5. Зависимость от времени степени однородности поглощенного потока η_w при разновременности прихода пучков на мишень: а – $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс, б – $\Delta t_{\max} = 0,3$ нс

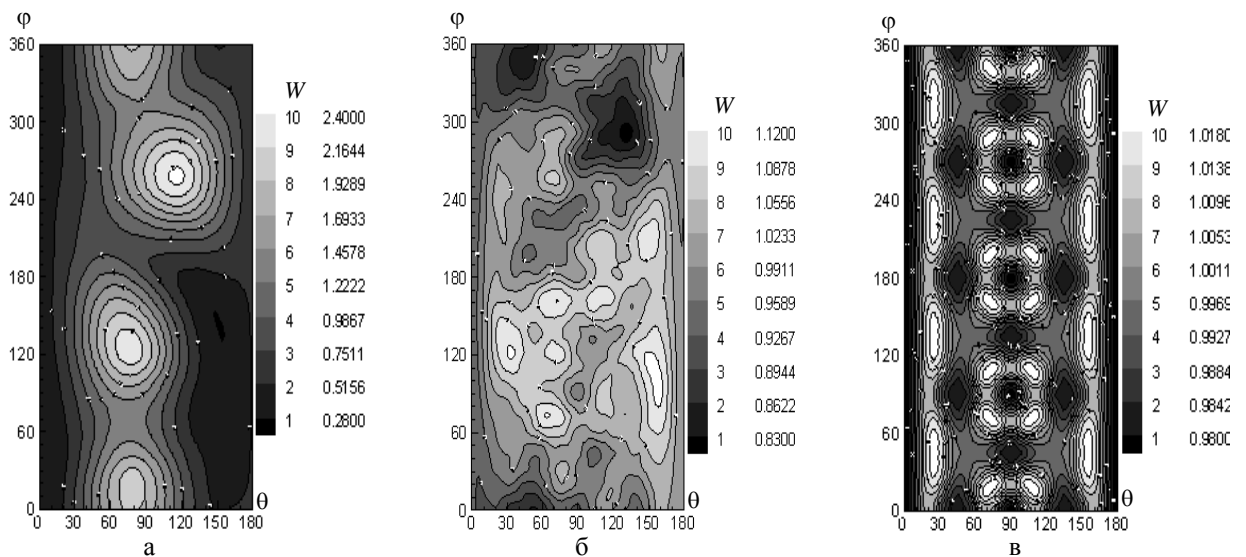


Рис. 6. Угловое распределение поглощенного потока в моменты времени 0,03 нс (а), 0,15 нс (б) и 0,3 нс (в) при воздействии импульса ($a/R = 1, n = 2$) с разбросом моментов прихода пучков на мишень $\Delta t_{\max} = 0,2$ нс

2. 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. Так как угловое распределение поглощенной энергии с хорошей точностью имеет симметрию куба (см. рис. 4), то достаточно рассмотреть на карте ($\theta - \varphi$) лишь области $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ, 0^\circ \leq \varphi \leq 45^\circ$. На остальных

участках распределение либо тождественно, либо зеркально симметрично. 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 по зависимости от угла θ . Выбраны три сечения: $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 22,5^\circ$ и $\varphi = 45^\circ$. Для каждого из этих сечений выбраны шесть значений θ : 0° , 26° , 40° , 54° , 72° и 90° . В результате из рассматриваемой области выбрано 18 точек (φ_m, θ_n) , $m = 1, 2, 3$, $n = 1, \dots, 6$, для каждой из которых определена 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 $Q_L(t) = 48 Q_c(t)$ (зависимость $Q_c(t)$ приведена на рис. 2).

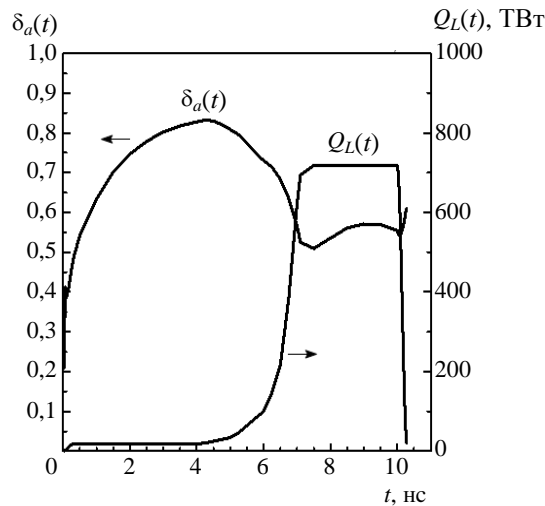


Рис. 7. Зависимость от времени доли поглощения δ_a и суммарного потока всех пучков при разновременности их прихода на мишень ($\Delta t_{\text{max}} = 0,2$ нс)

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 δ_a достигает значений около 85 %, то на второй части не превышает 58 %.

На рис. 8 показана зависимость от времени функции углового распределения W для $\varphi = 22,5^\circ$ и шести значений θ (0° , 26° , 40° , 54° , 72° , 90°). На рис. 8,а показаны зависимости 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. 8,б). 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 от единицы в несколько раз). Из рис. 8 следует, что в переходной области импульса ($4 \text{ нс} < t < 7 \text{ нс}$) разновременность прихода пучков на мишень не влечет значительного увеличения неоднородности W . Это объясняется тем, что ширина области много больше времен сдвига моментов прихода пучков Δt_n .

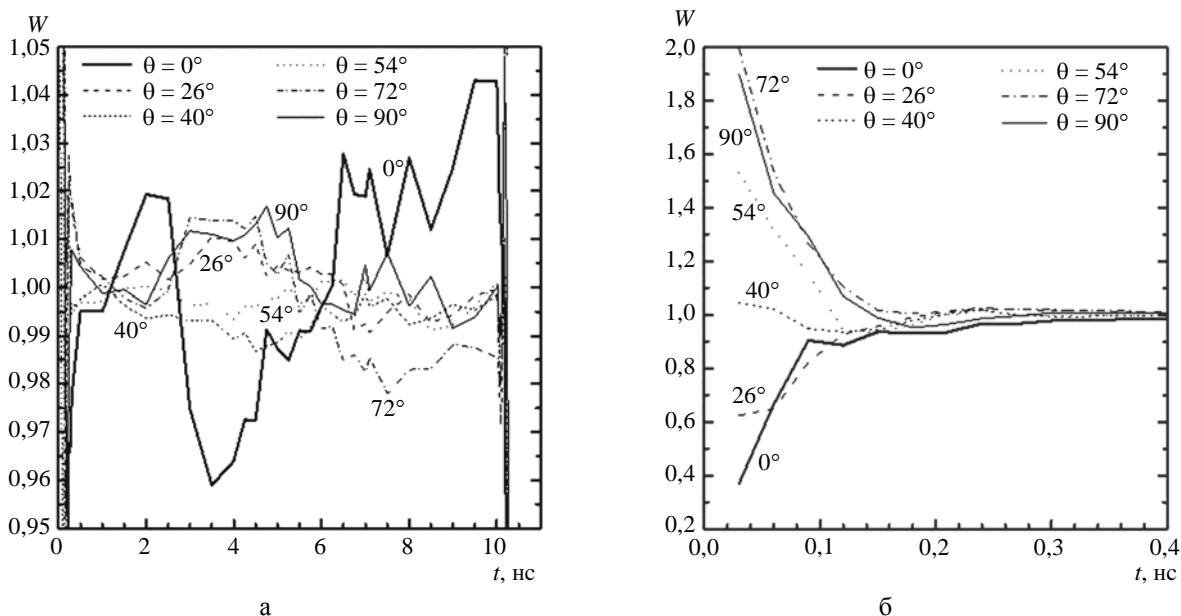


Рис. 8. Зависимости от времени функции углового распределения поглощенного потока при $\varphi = 22,5^\circ$ и различных значениях θ (а) и детализация зависимостей в области переднего фронта импульса (б)

Для каждого значения поглощенной энергии, соответствующей 18 выбранным точкам, проведены расчеты сжатия мишени по одномерному гидродинамическому коду ДИАНА. Коэффициенты усиления во всех расчетах находились в пределах 12–16, что в 1,6–1,2 раза ниже результата одномерного расчета, в котором отсутствовали факторы нарушения однородности нагрева мишени. 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° ; $22,5^\circ$ и 45°). В табл. 1 приведены основные результаты 2D моделирования и сводные значения коэффициента усиления в одномерных расчетах. Они свидетельствуют, что значения коэффициента усиления лежат в интервале от 3,5 до 10, снижение нейтронного выхода по сравнению с наименьшим результатом в одномерном расчете составляет от 1,2 до 3,2. В табл. 2 на момент начала 2D расчета 10 нс приведены значения 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 из табл. 2 (наибольшее снижение нейтронного выхода) приведены распределения плотности и температуры на моменты времени: $t = 10 \text{ нс}$ (окончание лазерного импульса и начало 2D расчета), $t = 10,6 \text{ нс}$ (промежуточный момент) и $11,27 \text{ нс}$, соответствующий максимальной средней плотности DT.

Таблица 1

№	φ	θ	N_Y	G
1	0°	0–180°	$5,8 \cdot 10^{18}$	10
2	22,5°	0–180°	$2,6 \cdot 10^{18}$	4,5
3	45°	0–180°	$2,0 \cdot 10^{18}$	3,5
1D	–	–	$6,1 \cdot 10^{18} - 8,9 \cdot 10^{18}$	11,5–15,9

Таблица 2

№	φ	θ	Масса, г	E_K , кДж	$E_K(DT)$, кДж	$E_{ВН}$, кДж	$E_{ВН}(DT)$, 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

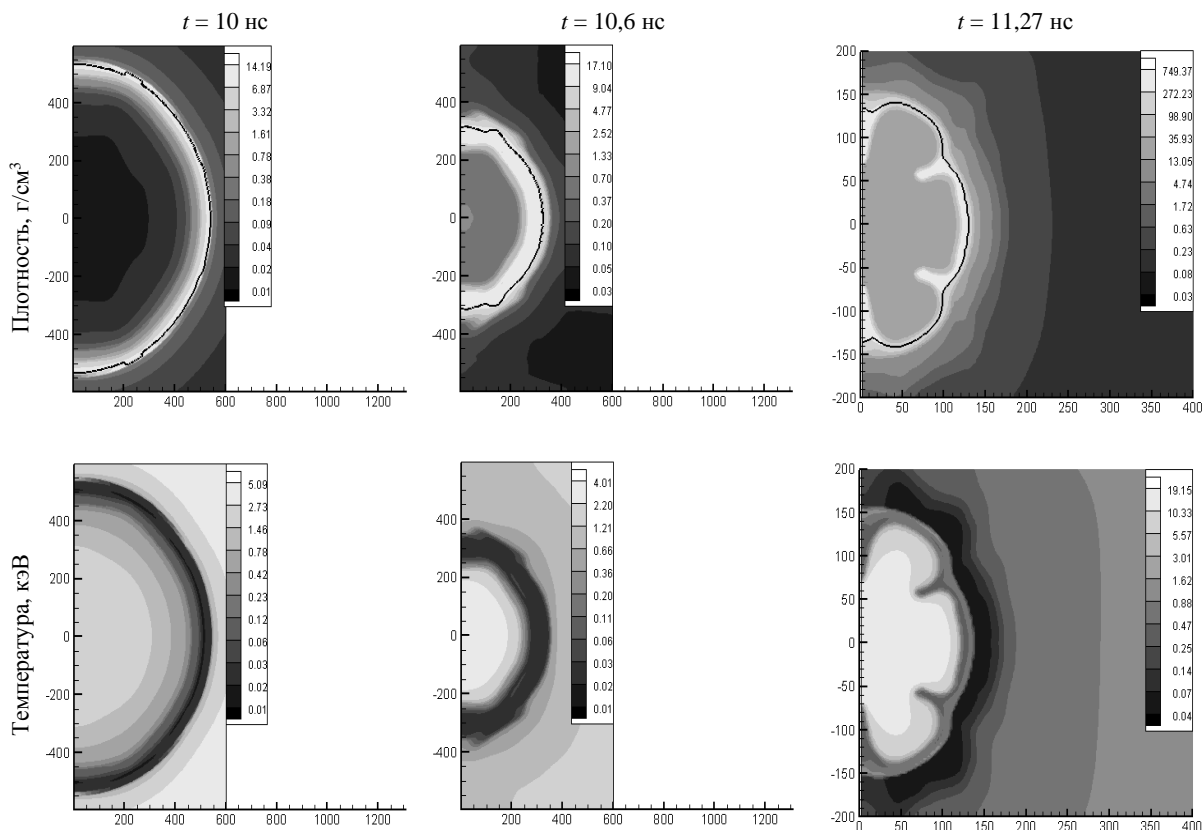


Рис. 9. Результаты 2D расчета: распределение плотности и температуры на различные моменты времени. Сплошной линией на картине распределения плотности показана концентрация DT на уровне 0,95

На момент начала 2D расчета (10 нс) граница DT–СН (сплошная линия на картине распределения плотности) отлична 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 (см. рис. 9) демонстрируют, что в момент максимального сжатия ($t = 11,27$ нс) наблюдаются сформировавшиеся низкомодовые возмущения. Отдельные части оболочки проникают вглубь 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 тяжелого (и холодного) горючего, что приводит к дополнительному снижению нейтронного выхода.

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 20,8) не превышает трех раз. С учетом того, что в стандартных условиях облучения коэффициент усиления снижается в 2 раза [18, 19], можно сделать заключение, что при разновременности воздействия пучков 200 пс (около 20 % от полной длительности импульса) коэффициент усиления составит ~ 3 , т. е. эта степень временного рассогласования близка к предельно допустимой, при которой еще возможно зажигание мишени.

Заключение

Выполненные исследования дополнили картину влияния различных факторов нарушения однородности нагрева на сжатие и горение термоядерной мишени, предназначенной для экспериментов по зажиганию при прямом облучении на лазерной установке мегаджоульного уровня. Определено предельно допустимое временное рассогласование воздействия лазерных пучков, при котором еще происходит зажигание мишени, – около 20 % от длительности лазерного импульса. С учетом результатов [18, 19], согласно которым допустимый предел сдвига мишени составляет 2 % от радиуса мишени, степени промаха пучков – 5 % от радиуса мишени, дисбаланса энергии пучков – 12 %, можно сделать вывод, что временное рассогласование представляет собой наименее опасный фактор нарушения однородности нагрева термоядерной мишени.

Создание и усовершенствование математических программ для численных расчетов выполнено в рамках работ по гранту РФФИ № 16-11-10174.

Список литературы

1. Moses E., Wuest C. R. // Fusion Sci. Technol. 2005. Vol. 47. P. 314.
2. Edwards M. J., Patel P. K., Lindl J. D. et al. // Phys. of Plasmas. 2013. Vol. 20. P. 070501.
3. Hurricane O. A., Callahan D. A., Casey D. T. et al. // Nature. 2014. Vol. 506. P. 343.
4. Бельков С. А., Бондаренко С. В., Вергунова Г. А. и др. // ЖЭТФ. 2015. Vol. 148. P. 784.
5. Besnard D. // Europ. Phys. J. D. 2006. Vol. 44. P. 207.

6. McCrory R. L., Betti R., Boehly T. R. et al. // Nucl. Fusion. 2013. Vol. 53. P. 113021.
7. Canaud B., Fortin X., Dague N., Bocher J. L. // Phys. of Plasmas. 2002. Vol. 9. P. 4252.
8. Basov N. G., Gus'kov S. Yu., Feoktistov L. P. // J. Soviet Laser Res. 1992. Vol. 13. P. 396.
9. Tabak M., Hammer J., Glinsky M. E. et al. // Phys. of Plasmas. 1994. Vol. 1. P. 1626.
10. Щербачков В. А. // Физика плазмы. 1983. № 9. P. 409.
11. Betti R., Zhou C. D., Anderson K. S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 155001.
12. Temporal M., Canaud B. // Eur. Phys. J. D. 2009. Vol. 55. P. 139–145.
13. Гуськов С. Ю., Демченко Н. Н., Змитренко Н. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 105. С. 381.
14. Tian C., Shan L., Zhou W. et al. // Phys. of Plasmas. 2015. Vol. 22. P. 082707.
15. Yanagawa T., Sakagami H., Sunahara A., Nagatomo H. // Laser and Particle Beams. 2015. Vol. 33. P. 367.
16. Temporal M., Canaud B., Garbett W. J. et al. // High Power Laser Sci. and Engineering. 2014. Vol. 2.
17. Igumenshchev I. V., Goncharov V. N., Marshall F. J. et al. // Phys. of Plasmas. 2016. Vol. 23. P. 052702.
18. Demchenko N. N., Doskoch I. Ya., Gus'kov S. Yu. et al. // Laser and Particle Beams. 2015. Vol. 33. P. 65.
19. Бельков С. А., Бондаренко С. В., Вергунова Г. А. и др. // ЖЭТФ. 2017. Т. 151. С. 396.
20. Гаранин С. Г. // УФН. 2011. Т. 181. С. 434.
21. Takabe H., Mima K., Montierth L., Morse L. // Phys. Fluids. 1985. Vol. 28. P. 3676.
22. Розанов В. Б., Демченко Н. Н. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12, № 9. С. 1895.
23. Змитренко Н. В., Карпов В. Я., Фадеев А. П. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач матем. физики. 1983. № 2. С. 34.
24. Тишкин В. Ф., Никишин В. В., Попов И. В., Фаворский А. П. // Матем. моделирование. 1995. Т. 7, № 5. С. 15.

Influence of the Asynchronous Multibeam Irradiation a Spherical Fusion Target by Megajoule Laser Beams on the Efficiency of Thermonuclear Burning

S. A. Bel'kov, S. V. Bondarenko, G. A. Vergunova, S. G. Garanin, S. Yu. Gus'kov,
N. N. Demchenko, P. A. Kuchugov, N. V. Zmitrenko, V. B. Rozanov,
R. V. Stepanov, R. A. Yakhin

Theoretical study of influence of non-uniform laser heating of ICF capsules caused by temporal mismatch of laser beams on compression and thermonuclear burning of DT-fuel are represented. Experimental conditions of 2 MJ laser facility operating at the second harmonic of Nd laser ($\lambda = 0,53 \mu\text{m}$) were assumed. Our investigations are performed based on large series of 2D gas-dynamics numerical simulations.