

СЖАТИЕ И ГОРЕНИЕ ТЕРМОЯДЕРНОЙ МИШЕНИ ПРИ ЗАЖИГАНИИ ФОКУСИРУЮЩЕЙСЯ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ В УСЛОВИЯХ НАРУШЕНИЯ СИММЕТРИИ ОБЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ

С. Ю. Гуськов^а, Н. Н. Демченко^а, Н. В. Змитренко^б,

П. А. Кучугов^{а,б}, Р. А. Яхин^{а}*

*^а Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

*^б Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук
125047, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 15 сентября 2019 г.,
после переработки 15 сентября 2019 г.
Принята к публикации 8 ноября 2019 г.

Исследовано влияние нарушений однородности нагрева лазерной термоядерной мишени, предназначенной для зажигания фокусирующейся ударной волной, на сжатие и горение мишени. Исследования выполнены на основе двумерных гидродинамических расчетов при моделировании нарушений однородности нагрева мишени, обусловленных различными факторами нарушения симметрии облучения мишени конечным числом лазерных пучков. Коэффициенты усиления рассчитаны при различных амплитудах возмущения пространственного распределения поглощенной в мишени энергии для двух характерных случаев — низких и высоких доминирующих мод возмущений. Первый случай относится к факторам регулярного нарушения однородности облучения из-за конечного числа лазерных пучков и сдвига мишени из точки фокусировки, второй — к факторам стохастического нарушения однородности облучения, связанного с дисбалансом энергии лазерных пучков, промахом пучков относительно точки фокусировки и разновременностью прихода пучков на мишень. Показано, что для мишени, предназначенной для зажигания фокусирующейся ударной волной, факторы регулярного нарушения однородности облучения представляют значительно большую опасность, чем для мишени искрового зажигания.

DOI: 10.31857/S0044451020050120

1. ВВЕДЕНИЕ

Зажигание мишени лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) фокусирующейся ударной волной (УВ) [1] (далее УВ-зажигание, в зарубежной литературе — shock ignition) представляет собой перспективный метод, применение которого может значительно снизить энергию лазерного импульса, необходимую для зажигания. Суть метода состоит в обеспечении более сильного разделения процессов сжатия и нагрева термоядерной мишени по сравнению с искровым зажиганием. Искровое зажигание предусматривает воздействие на ми-

шень традиционной конструкции в виде тонкой сферической оболочки, содержащей слой DT-льда, одноступенчатого лазерного импульса, мощность которого возрастает со временем. УВ-зажигание предусматривает воздействие на мишень более сложного двухступенчатого импульса. Первая часть импульса имеет тот же характер временного профилирования мощности, как и в случае искрового зажигания (см., например, работы [2–4]). Для мишени, рассчитанной на зажигание импульсом излучения третьей гармоники Nd-лазера, мощность импульса на первой ступени плавно возрастает от примерно 2–3 ТВт до 100 ТВт в течение 5–6 нс и сохраняет это значение в течение последующих 2–3 нс. Эта часть импульса, так же как и в случае искрового зажигания, предназначена для

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

медленного низкоэнтропийного сжатия мишени. На второй ступени очень быстро (за несколько сотен пикосекунд) мощность возрастает до значения 200–500 ТВт, которое сохраняется в течение 300–600 пс [5–7]. Именно эта вторая часть лазерного импульса предназначена для генерации мощной зажигающей УВ. Центральная область зажигания формируется при высокой степени концентрации энергии в результате столкновения расходящихся (отраженных от центра мишени) и сходящейся (зажигающей) УВ.

Повышенный интерес к УВ-зажиганию обусловлен не только интересной физикой, лежащей в основе этого метода, но и тем, что его возможности как энергетически эффективного метода зажигания в максимальной степени могут быть использованы при прямом облучении мишени лазерными пучками. Особая значимость последнего обстоятельства связана с тем, что эксперименты по непрямому сжатию термоядерной мишени под действием импульса лазерно-индуцированного рентгеновского излучения на крупнейшей установке NIF (Ливерморская национальная лаборатория, США) с энергией импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера около 2 МДж [8] не привели пока к достижению зажигания [9]. Одна из главных причин состоит в дефиците энергии, поскольку при непрямом облучении в энергию рентгеновского излучения трансформируется всего лишь около 15 % лазерной энергии. Эксперименты по зажиганию при прямом облучении планируются не только на установке NIF, но и на других строящихся установках такого масштаба, в том числе на установке Российского проекта [10]. Метод зажигания фокусирующейся УВ занимает в программах таких исследований центральное место.

Большая часть работ, посвященных развитию теории УВ-зажигания, выполнена в приближении сферически-симметричного сжатия на основе расчетов по одномерным гидродинамическим программам и направлена на исследование специфических для этого типа зажигания вопросов. Эти вопросы, прежде всего, связаны с оптимизацией динамики взаимодействия УВ и с влиянием переноса энергии лазерно-ускоренными быстрыми электронами, которые образуются на стадии генерации зажигающей УВ при воздействии интенсивного излучения второй ступени лазерного импульса. Результаты численных расчетов в отсутствие генерации быстрых электронов — при формировании абляционного давления за счет обратного тормозного механизма поглощения лазерного излучения — позволили обосновать возможность достижения коэффициента уси-

ления мишени УВ-зажигания (отношения выделившейся энергии реакций синтеза к энергии лазерного импульса) около 100 при энергии двухступенчатого лазерного импульса 200–500 кДж в зависимости от типа термоядерной мишени [1, 5, 6, 11, 12].

В качестве мишеней УВ-зажигания помимо мишени традиционного типа в виде оболочки из аблятора — легкого вещества (например, полистирола) с замороженным на его внутреннюю поверхность слоем DT-льда — рассматривается также мишень в виде простой DT-оболочки. Вместе с тем эти исследования показали высокую чувствительность коэффициента усиления мишени к рассогласованию параметров мишени и лазерного импульса, особенно момента начала действия второй его ступени. Активно обсуждается эффект позитивного влияния переноса энергии быстрыми электронами на сжатие и коэффициент усиления G мишени УВ-зажигания, связанный с увеличением абляционного давления. Так, согласно данным работы [6], увеличение доли энергии второй ступени лазерного импульса, содержащейся в быстрых электронах, до 40 % приводит к увеличению коэффициента усиления до 150.

Между тем для мишени УВ-зажигания как представителя мишеней прямого облучения имеется общая, ключевая проблема снижения коэффициента усиления из-за гидродинамических неустойчивостей, связанных с нарушением симметрии облучения мишени конечным числом лазерных пучков. Такое нарушение симметрии может быть обусловлено рядом факторов, а именно, самим фактом ограниченного числа лазерных пучков, сдвигом мишени из точки их фокусировки, а также факторами стохастического дисбаланса энергии лазерных пучков, промаха пучков относительно точки фокусировки и временного рассогласования прихода пучков на мишень.

За последние несколько лет с использованием двумерных, а в ряде случаев и трехмерных расчетов достигнут значительный прогресс в исследовании этой проблемы для мишени искрового зажигания [13–19]. В мишени УВ-зажигания эффект нарушения симметрии сжатия носит более сложный характер по сравнению с мишенью искрового зажигания за счет столкновения отраженных и зажигающей УВ, подвергнутых влиянию развития неустойчивостей. Исследования этого эффекта для мишеней УВ-зажигания находятся на начальной стадии и ограничиваются в основном расчетами неоднородности нагрева мишени заданным количеством лазерных пучков [20–23] и расчетно-теоретическими исследованиями искажений отраженной и зажигающей

щих волн [20]. Известны результаты отдельных расчетов для случая сдвига мишени [24], которые показывают более высокую чувствительность мишени к нарушению симметрии облучения этого типа по сравнению с искровым зажиганием. В мишени УВ-зажигания к срыву зажигания приводит сдвиг на расстояние, равное 2% от величины радиуса мишени, тогда как для искровой мишени допускается сдвиг 5% [18].

Данная работа посвящена исследованию сжатия и горения мишени УВ-зажигания при нарушениях однородности ее нагрева, обусловленных различными факторами нарушения симметрии облучения мишени конечным числом лазерных пучков. Исследования выполнены на основе двумерных гидродинамических расчетов. Рассчитаны коэффициенты усиления мишени УВ-зажигания при различных амплитудах возмущения пространственного распределения поглощенной энергии в мишени для двух характерных случаев — низких и высоких доминирующих мод возмущений. Первый случай относится к факторам регулярного нарушения однородности облучения из-за малого числа лазерных пучков и сдвига мишени из точки фокусировки, второй — к факторам стохастического нарушения однородности облучения, связанным, как отмечалось выше, с дисбалансом энергии лазерных пучков, промахом пучков относительно точки фокусировки и разновременностью прихода пучков на мишень.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОПТИМИЗАЦИОННЫЕ РАСЧЕТЫ

Исследования выполнены для мишени в виде однослойной полой оболочки из DT-льда толщиной 211 мкм и внешним радиусом 1044 мкм, заполненной DT-газом с плотностью 0.1–0.3 мг/см³ (рис. 1) [25]. Эта мишень (в дальнейшем базовая мишень HiPER) представляет собой наиболее простой тип мишени УВ-зажигания, предложенной для условий облучения на лазерной установке проекта HiPER [26] 48 лазерными пучками с общей энергией излучения третьей гармоники Nd-лазера 250–300 кДж. В работах [5, 27, 28] приведены подробные результаты одномерных расчетов УВ-зажигания данной мишени в условиях воздействия на нее профилированного импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера в отсутствие генерации быстрых электронов. В этих работах сообщается о возможности достижения в условиях сферически-симметричного сжатия коэффициента усиления около 120 (70 по отноше-

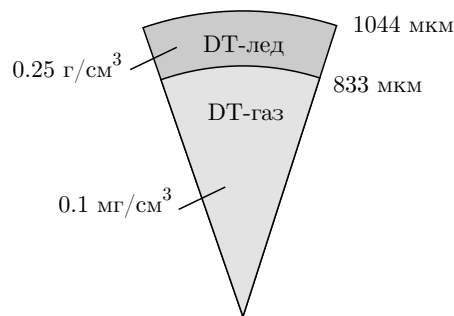


Рис. 1. Схема исследуемой мишени УВ-зажигания

нию к полной лазерной энергии) при полной энергии лазерного импульса 250–300 кДж. Профилированный лазерный импульс имел общую длительность 10.6 нс, из которых в течение порядка 10 нс мишень медленно сжималась под действием импульса, максимальная интенсивность которого составляла 10^{15} Вт/см². Далее в течение оставшихся 0.6 нс на мишень воздействовал короткий зажигающий высокоинтенсивный импульс, интенсивность которого достигала 10^{17} Вт/см². Зажигание происходило в результате последовательного взаимодействия зажигающей УВ с двумя УВ, отраженными от центра.

Данные работы [29] показывают, что уменьшение числа облучающих идентичных пучков, расположенных равномерно по всей поверхности сферы, от 48 до 12 приводит к увеличению неоднородности освещенности базовой мишени HiPER от 1 до 20%. Если при облучении малым числом пучков характерной гармоникой возмущений является четвертая, то при облучении 48 пучками — достаточно высокая, двенадцатая. Еще одна геометрия прямого облучения, которая обсуждается применительно к российскому проекту мегаджоульной установки [10], предполагает использование 192 лазерных пучков, объединенных по 4 в 48 кластеров и расположенных в геометрии куба (по 8 кластеров на каждой грани). Исследования [16–18], выполненные для мишени искрового зажигания, показали, что, за исключением сдвига мишени, все остальные из перечисленных выше факторов нарушения симметрии облучения приводят к достаточно высоким характерным гармоникам (8–12) возмущения неоднородности нагрева мишени. Сдвиг мишени, естественно, отвечает низкой гармонике возмущения, преимущественно первой. На основе приведенных выше данных исследования настоящей работы были выполнены при двух вариантах нарушения однородности распределения энергии, поглощенной в мишени УВ-зажигания, отвечающих низкой (четвертой) и высокой (двенад-

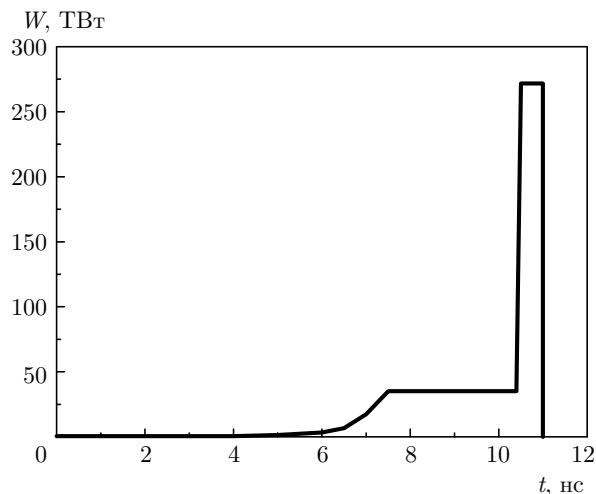


Рис. 2. Временная зависимость мощности лазерного импульса

цатой) гармоникам возмущений в диапазоне изменения амплитуды возмущения от 1 до 10 %.

На рис. 2 показана оптимальная временная форма зависимости от времени мощности лазерного импульса, соответствующая максимальному коэффициенту усиления базовой мишени HiPER при полной лазерной энергии около 300 кДж. Мощность низкоинтенсивной части лазерного импульса возрастала от 1 ТВт и достигала 36 ТВт в максимуме, а ее длительность составляла 10.35 нс. Мощность высокоинтенсивной части была равна 270 ТВт при длительности 0.6 нс. Это соответствует импульсу, рассмотренному в работе [5].

Эффективность поглощения рассчитывалась по программе РАПИД [30], которая обеспечивает совместное решение одномерных уравнений гидродинамики и уравнений Максвелла с учетом обратного-тормозного и резонансного механизмов поглощения. Доля поглощенной лазерной энергии находится в диапазоне 60–95 % (в зависимости от времени) на первой (низкоинтенсивной) ступени импульса и 32–40 % на второй (высокоинтенсивной) ступени импульса.

Оптимизационные расчеты сжатия и горения были выполнены по одномерной программе ДИАНА [31], обеспечивающей решение уравнений одномерной двухтемпературной гидродинамики с источниками энергии, обусловленными поглощением лазерного излучения, нагревом мишени α -частицами при кинетическом описании переноса энергии последними, переносом энергии быстрыми электронами, с учетом всех основных релаксационных и транспортных процессов в плазме и реального уравнения состояния.

Таблица 1

№	E_{total_abs} , кДж	t_{shi_start} , нс	t_{total_end} , нс	$G = E_{fusion}/$ $/E_{total_abs}$
1	140	9.75	10.4	0.8
2	143	9.85	10.5	3.5
3	145	9.95	10.6	65
4	151	10.15	10.8	112
5	153	10.25	10.9	119
6	156	10.35	11.0	123
7	159	10.45	11.1	125
8	161	10.55	11.2	106
9	164	10.65	11.3	0.5

Максимальный коэффициент усиления составил 123. Результаты оптимизационных расчетов близки к данным работ [5, 27, 28]. Некоторые результаты оптимизационных расчетов, показывающие зависимость коэффициента усиления мишени УВ-зажигания от параметров лазерного импульса, представлены в табл. 1.

В расчетах варьировались значение полной лазерной энергии E_{total} от 270 до 310 кДж (и значение соответствующей ей поглощенной лазерной энергии E_{total_abs}) и время начала действия зажигающей высокоинтенсивной части лазерного импульса (t_{shi_start}), длительность которой всегда составляла 0.65 нс, а мощность 270 ТВт; t_{total_end} — время окончания лазерного импульса, E_{fusion} — энергия, выделившаяся в термоядерных реакциях. Максимальная мощность сжимающей части импульса также всегда оставалась постоянной и составляла 35 ТВт. Обращает на себя внимание факт резкого снижения коэффициента усиления G (более чем в 100 раз) в расчете №9 в сравнении с результатом, полученном в расчете №8.

Увеличение длительности низкоинтенсивной части лазерного импульса лишь на 0.1 нс приводит к тому, что зажигающая УВ достигает центральной сжатой области слишком поздно и успевает столкнуться только с одной из двух отраженных УВ. С другой стороны, сокращение длительности низкоинтенсивной части лазерного импульса приводит к ситуации, когда зажигающая высокоинтенсивная УВ сталкивается не с расходящейся УВ, возникающей после взаимодействия первой отраженной от цент-

ра мишени УВ с внутренней границей DT-льда, а с самой отраженной от центра мишени УВ, которая еще не успела достичь внутренней поверхности DT-льда и дополнительно сжать горючее. Оптимальный лазерный импульс соответствует данным расчета № 6 в табл. 1. Именно этот импульс был выбран в качестве базового для двумерных расчетов сжатия и горения мишени УВ-зажигания в условиях нарушения пространственной однородности ее нагрева.

Двумерные расчеты проводились с использованием гидродинамической программы NUTSU [32, 33], моделирующей в эйлеровом представлении аксиально-симметричной задачи двумерную гидродинамику однотемпературной плазмы с электронной теплопроводностью и переносом энергии α -частицами. Использовался гибридный подход, когда начальные условия двумерного расчета задавались на основании данных одномерных численных расчетов на момент окончания лазерного импульса, выполненных при различных значениях поглощенной энергии. Такой подход успешно применялся при исследовании влияния симметрии облучения на сжатие и горение мишеней искрового зажигания [16–18, 34].

3. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ СЖАТИЯ И ГОРЕНИЯ МИШЕНИ УВ-ЗАЖИГАНИЯ В УСЛОВИЯХ НАРУШЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОДНОРОДНОСТИ ЕЕ НАГРЕВА

Одномерные расчеты, результаты которых использовались для формирования начальных условий двумерного расчета, были выполнены по уже упоминавшейся программе ДИАНА [31] при меньшей поглощенной энергии лазера (относительно оптимального импульса), которая регулировалась пропорциональным снижением мощности как сжимающей, так и зажигающей частей импульса. При этом длительности низкоинтенсивной и высокоинтенсивной частей импульса не менялись и были равны соответственно 10.35 нс и 0.65 нс. Снижение поглощенной энергии

$$\Delta E = (E_{total_abs} - E_{total_abs}^l) / E_{total_abs}$$

составляло от 1 до 10%. Здесь E_{total_abs} — полная поглощенная энергия в базовом расчете (расчет № 6 в табл. 1), $E_{total_abs}^l$ — полная поглощенная энергия в анализируемом расчете, $t_{collapse}$ — момент достижения максимальной средней плотности DT. В табл. 2 представлены результаты этих вспомогательных одномерных расчетов.

Таблица 2

№	$\Delta E, \%$	$t_{collapse},$ нс	$G = E_{fusion} /$ $/E_{total_abs}$
Базовый расчет			
1	1	11.21	121
2	2	11.23	118
3	3	11.25	114
4	4	11.27	111
5	5	11.29	95
6	8	11.35	25
7	10	11.40	2

Таким образом, уже одномерные расчеты показывают, что масштаб нарушения однородности нагрева мишени УВ-зажигания, приводящий к срыву зажигания, составляет около 10%. Основной причиной уменьшения коэффициента усиления является нарушение согласования одновременности прихода в центр мишени двух последовательных сжимающих УВ, которые должны обеспечить предварительное сжатие мишени до плотностей в несколько десятков г/см³. Первая сжимающая УВ оказывалась в центре мишени значительно раньше второй УВ, с которой она сталкивалась после своего отражения от центра мишени.

На рис. 3 приведены картины распределения градиента логарифма давления $\Delta(\ln P)$ в каждой счетной ячейке в зависимости от радиуса R и времени t для базового расчета (рис. 3а) и расчета № 7 из табл. 2 (рис. 3б), которые позволяют наглядно продемонстрировать динамику движения УВ в мишени. На рис. 3а видно, что при $t = 10$ –10.2 нс после отражения от центра мишени УВ начинает двигаться в обратном направлении, дополнительно сжимая вещество. При $t = 10.6$ нс, после того как отраженная УВ достигла внутренней поверхности DT-льда, она разделяется на прямую и отраженную волны. Прямая волна распространяется по слою DT-льда от его внутренней границы к внешней при результирующем движении фронта волны к центру мишени за счет движения к центру оболочки как целого. Отраженная волна распространяется по DT-газу от внутренней поверхности слоя DT-льда к центру мишени. При $t = 10.9$ –11 нс вторая отраженная от центра мишени волна, достигнув границы DT-лед–DT-газ, вновь разделяется на две. В результате последова-

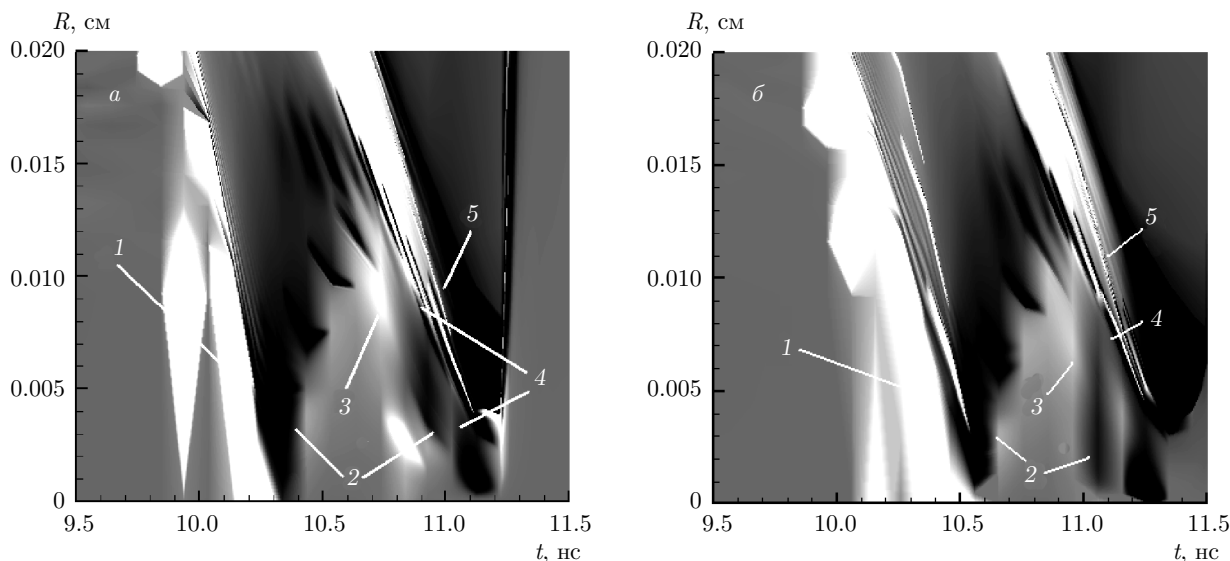


Рис. 3. Картина распределения градиента логарифма давления $\Delta(\ln P)$ в зависимости от радиуса R и времени t (начиная с момента времени $t = 9.5$ нс) для базового расчета (*а*) и расчета № 7 из табл. 2 (*б*): 1 — сжимающая УВ; 2 — отраженные от центра мишени УВ; 3 — отраженная от внутренней поверхности ДТ-мишени УВ; 4 — расходящиеся относительно внутренней поверхности ДТ-льда УВ; 5 — зажигающая УВ

тельных отражений УВ к моменту времени $t = 11$ нс происходит сжатие ДТ-горючего до средней плотности порядка 30 г/см^3 и радиуса 125 мкм , после чего под действием высокоинтенсивного лазерного импульса происходит зажигание мишени. Для расчета № 7 из табл. 2, когда поглощенная энергия составляет 90% от базовой, на рис. 3б видно, что к моменту прихода зажигающей УВ еще не успела сформироваться вторая расходящаяся УВ, что, в свою очередь, привело к худшему сжатию (коэффициент усиления снизился до 2).

Методика выбора начальных условий для двумерного расчета подробно описана в работе [34]. Многочисленные расчеты в симметричной одномерной постановке показали, что при одинаковых начальных условиях программы ДИАНА и NUTCY дают близкие результаты [34]. Коэффициент усиления в расчете, выполненном по программе NUTCY для условий базового расчета, составил 126 (в одномерном расчете по программе ДИАНА, как указывалось выше, 123). Начальными данными для несимметричного двумерного расчета служило сопряжение профилей газодинамических параметров, полученных в одномерных расчетах (см. табл. 2) на момент окончания лазерного импульса ($t = 11$ нс), угловое распределение которых определялось выбором той или иной сферической гармоники в диапазоне $n = 4-12$. Выбранное значение n определяет ко-

Таблица 3

№	$\Delta E, \%$	n , число гармоник на всю длину окружности	G
—	—	Базовый расчет (№ 6 из табл. 1)	126
1	2	4	103
2	2	12	109
3	3	4	0.3
4	3	12	98
5	8	12	8
6	10	12	0.2

личество секторов с максимальной и минимальной поглощенной энергией. В качестве начальных данных для сектора с максимальной поглощенной энергией всегда брались данные базового расчета (расчет № 6 из табл. 1), а для сектора с минимальной энергией — параметры расчетов из табл. 2. В табл. 3 представлены основные результаты двумерного моделирования (здесь ΔE определяет величину неоднородности поглощенной энергии).

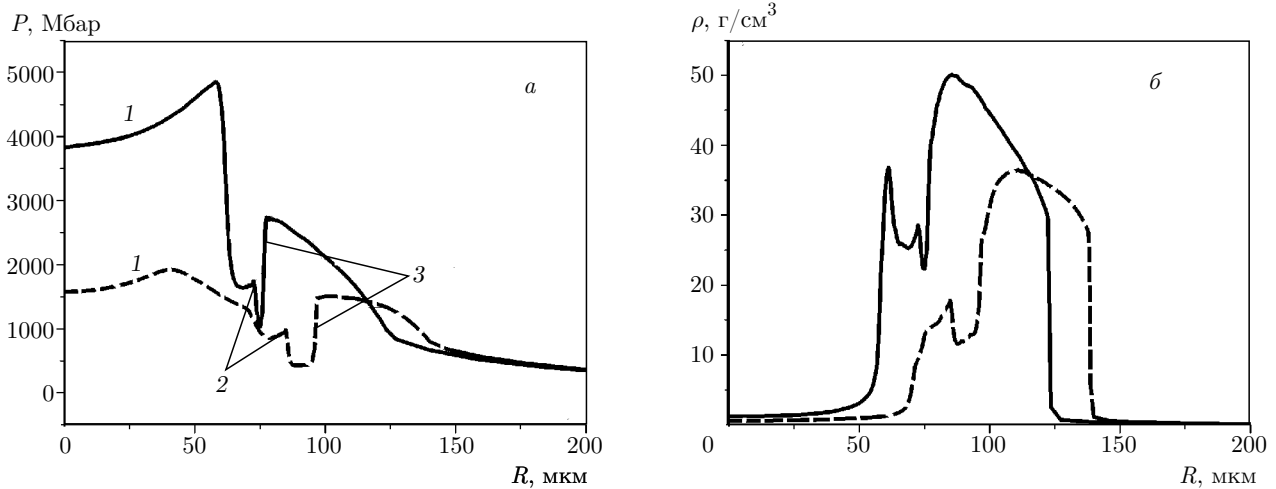


Рис. 4. График распределения давления (*a*) и плотности (*б*) по радиусу мишени в момент окончания действия лазерного импульса ($t = 11$ нс): сплошные кривые — базовый расчет; штриховые — расчет № 3 из табл. 2; 1 и 2 — первая и вторая УВ, сформированные в результате столкновения отраженной от центра мишени УВ и внутренней поверхности ДТ-льда, 3 — зажигающая УВ

Прежде всего следует отметить значительную разницу в допустимых для зажигания амплитудах возмущений пространственного распределения поглощенной энергии для гармоник 4 и 12. Если срыв зажигания в первом случае происходит при 3-процентной неоднородности распределения поглощенной энергии, то во втором — при 10-процентной.

Обсуждение результатов расчетов начнем с расчета № 3 из табл. 3, в котором срыв зажигания происходил при начальной неоднородности поглощенной энергии, равной всего лишь 3% при высокой степени неоднородности углового распределения областей с разной поглощенной энергией, соответствующей гармонике 4 (4 длины волны на всю длину окружности в двумерном расчете). На рис. 4 для наглядности приведены распределения давления и плотности вдоль радиуса, полученные в одномерных расчетах для двух вариантов — базового расчета и расчета № 3 из табл. 2 (соответствует снижению полной лазерной энергии на 3% по сравнению с базовым расчетом), в момент времени окончания лазерного импульса ($t = 11$ нс). Они вместе с распределениями температуры и скорости служат начальными данными для постановки двумерного расчета.

На рис. 4 видно, что хотя в одномерных расчетах в условиях полной симметрии облучения и сжатия в случае меньшей поглощенной лазерной энергии к моменту окончания лазерного импульса ($t = 11$ нс) значения давления на фронте УВ оказываются ниже, тем не менее не происходит рассогла-

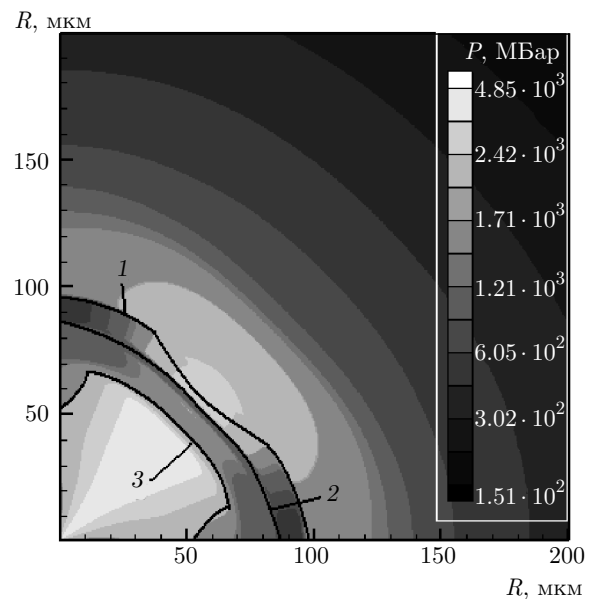


Рис. 5. Распределения давления в момент начала двумерного расчета № 3 из табл. 3 ($t = 11.0$ нс). Линиями выделены положения различных УВ: 1 — зажигающая УВ; 2 и 3 — соответственно первая и вторая УВ, сформированные в результате взаимодействия отраженной от центра мишени УВ и внутренней поверхности ДТ-льда (их также можно назвать расходящимися относительно внутренней границы ДТ-льда, так как они движутся внутри области, в которой изначально находится ДТ-лед, со скоростью, меньшей скорости внутренней границы ДТ-льда)

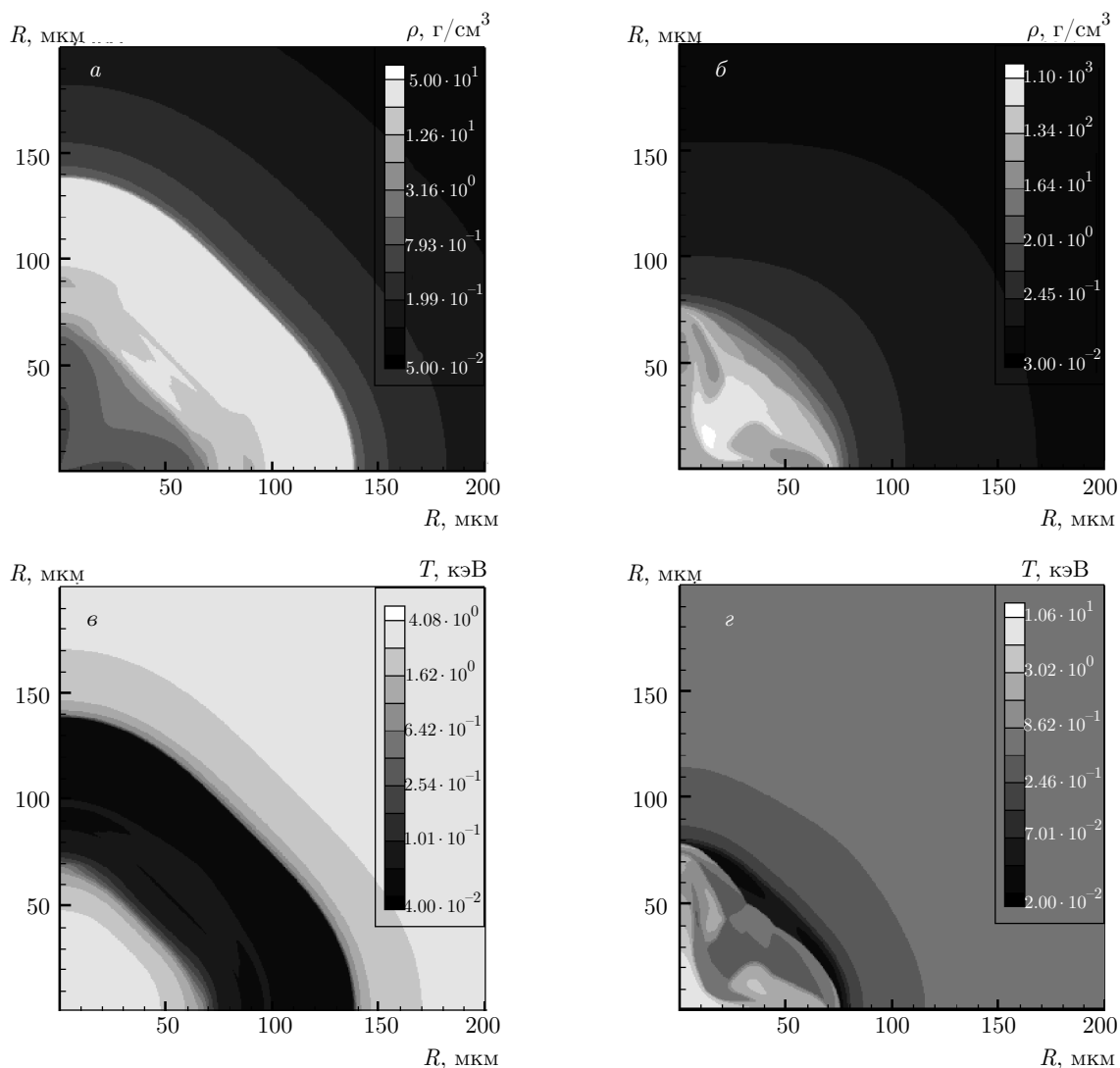


Рис. 6. Распределения плотности (*а, б*) и температуры (*в, г*) несимметрично сжатой мишени УВ-зажигания в момент начала двумерного расчета № 3 из табл. 3 ($t = 11.0$ нс) (*а, в*) и в момент достижения максимальной средней плотности DT-плазмы внутри радиуса 200 мкм ($t \approx 11.3$ нс) (*б, г*)

сования между сжимающими и зажигающей УВ — лишь на несколько сотых долей наносекунды смещается время зажигания и коэффициент усиления практически не снижается (114 вместо 123).

На рис. 5 показано распределение поля давления в начальный момент двумерного расчета № 3 из табл. 3 ($t = 11$ нс), полученное в результате сопряжения данных базового расчета и расчета № 3 из табл. 2.

На рис. 6 для того же расчета № 3 из табл. 3 показаны распределения плотности (рис. 6*а, б*) и температуры (рис. 6*в, г*) в начальный момент времени двумерного расчета, соответствующий моменту оконча-

ния действия лазерного импульса ($t = 11.0$ нс), и в момент достижения максимальной средней плотности внутри радиуса 200 мкм ($t \approx 11.3$ нс).

На рис. 6 видно, что в момент достижения максимальной средней плотности DT-горючего области высокой температуры и высокой плотности оказываются разнесенными в пространстве. При этом большая доля вещества, которая на рис. 6*а* расположена ближе к вертикальной и горизонтальной осям, оказывается далеко от горячего пятна, которое занимает область радиусом 20–40 мкм и не участвует в разгорании. В результате компактная центральная область зажигания не образуется. В области с

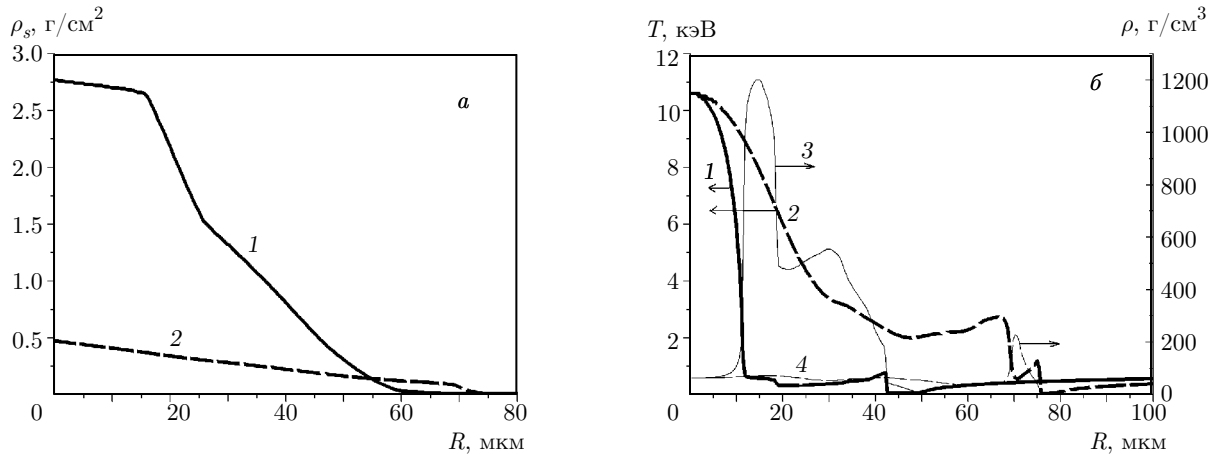


Рис. 7. Профили поверхностной плотности ρ_s (а) и распределения температуры T и плотности ρ (б) несимметрично сжатой мишени УВ-зажигания в момент достижения максимальной средней плотности DT-плазмы внутри радиуса 200 мкм ($t = 11.3$ нс). Кривые 1 и 3 — вдоль направления, соответствующего сектору с максимальной поглощенной энергией; 2 и 4 — вдоль осей x и z

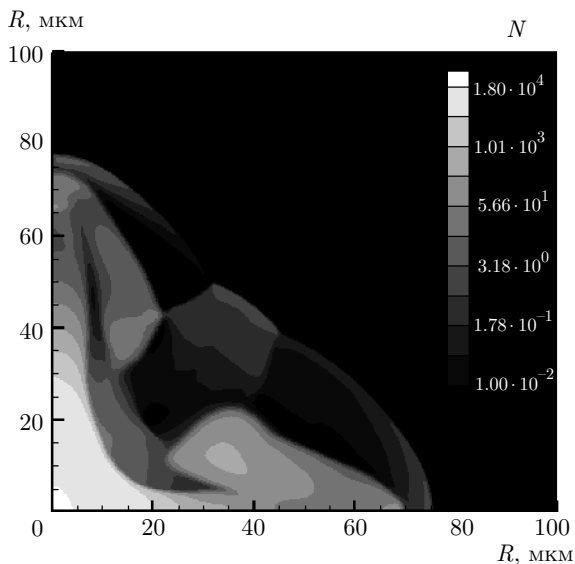


Рис. 8. Картина распределения мощности термоядерного горения N (в условных единицах) на момент времени, соответствующий столкновению зажигающей УВ с первой расходящейся УВ ($t \approx 11.05$ нс)

температурой, превышающей 5 кэВ (рис. 7б), поверхностная плотность составляет около 0.18 г/см^2 (рис. 7а), что в два раза ниже значения, необходимого для зажигания.

На рис. 8 приведена картина распределения мощности термоядерного горения N (в условных единицах) на момент времени, соответствующий столкновению зажигающей УВ с первой расходящейся УВ ($t \approx 11.05$ нс). Видно, что центральная об-

ласть, которая могла бы стать областью разгорания, сильно отличается от сферически-симметричной.

На рис. 9 с целью показать существенное влияние пространственного распределения областей с различными плотностями и температурами на характеристики сжатия и горения приведены распределения плотности (рис. 9а,б) и температуры (рис. 9в,г) для расчета №4 из табл. 3, в котором амплитуда возмущений осталась прежней (3%), а форма углового распределения областей с различной поглощенной энергией соответствовала выбору гармоники 12.

К моменту достижения максимального сжатия в силу процессов теплопроводности сохраняется общая симметрия (в отличие от результатов предыдущего расчета), хотя и наблюдаются отдельные струи плотного горючего; масса вещества в них оказывается малой по сравнению с общей массой сжатого топлива, к тому же температура в них достаточно высока и составляет примерно 2 кэВ, поэтому можно приближенно считать, что мишень сжимается как целое, в результате чего сохраняется высокий коэффициент усиления $G = 98$.

На рис. 10 для расчета №6 из табл. 3, соответствующего срыву зажигания при 10-процентной амплитуде 12-й гармоники возмущения распределения поглощенной энергии, показаны поля плотности (рис. 10а,б) и температуры (рис. 10в,г) в начальный момент времени двумерного расчета (соответствует моменту окончания действия лазерного импульса $t = 11.0$ нс) и в момент достижения макси-

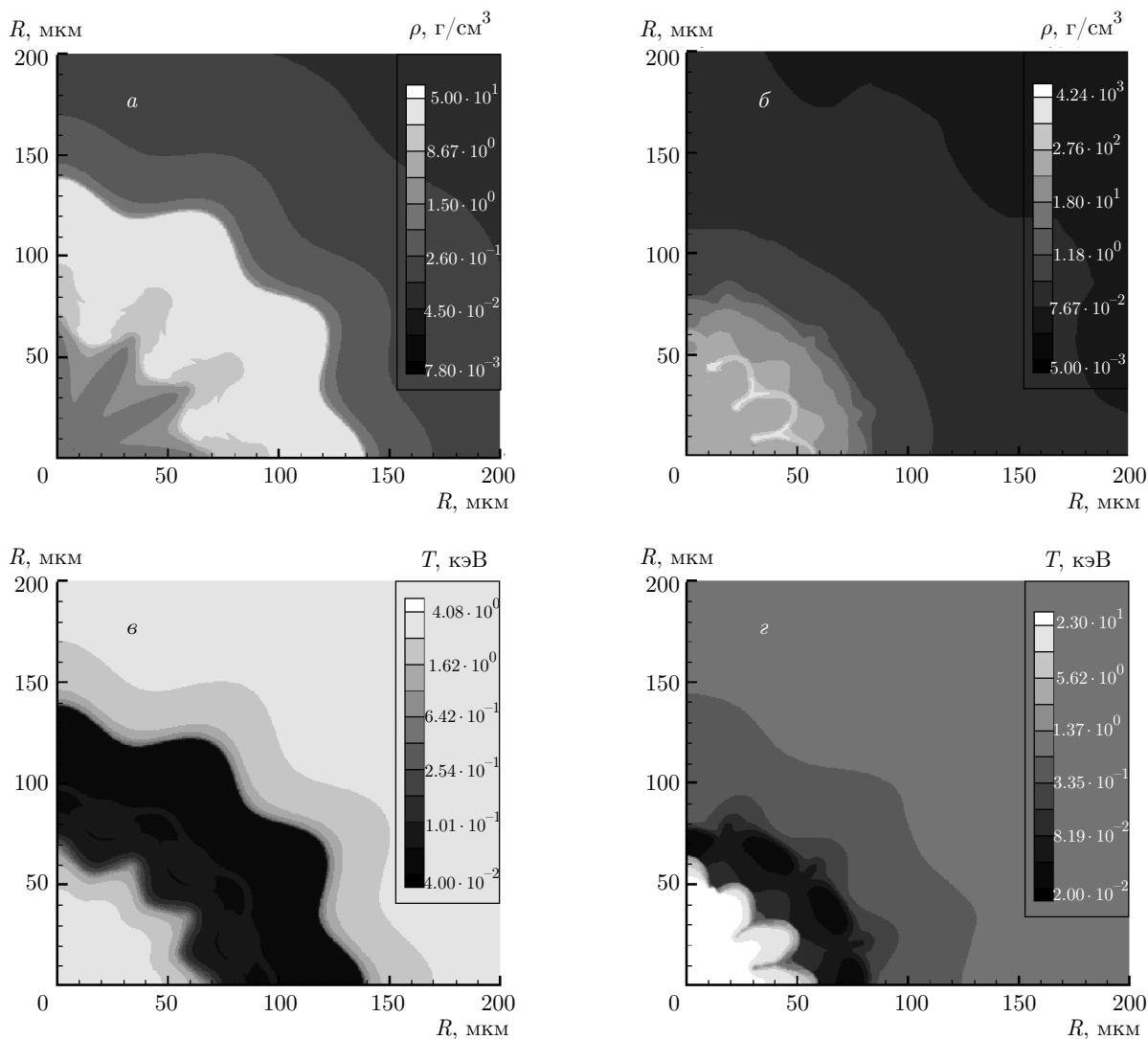


Рис. 9. Распределения плотности (*а,б*) и температуры (*в,г*) несимметрично сжатой мишени УВ-зажигания в момент начала двумерного расчета № 4 из табл. 3 ($t = 11.0$ нс) (*а,в*) и в момент достижения максимальной средней плотности DT-плазмы внутри радиуса 200 мкм ($t \approx 11.25$ нс) (*б,г*)

мальной средней плотности внутри радиуса 200 мкм ($t \approx 11.35$ нс).

Возмущения пространственного распределения поглощенной энергии с более высокой гармоникой отвечают более высокой степени общей симметрии сжатия — вследствие теплопроводности происходит выравнивание температуры в соседних секторах мишени, что ведет, с одной стороны, к увеличению коэффициента усиления, а с другой — к снижению средней температуры центральной области, которой, в конечном счете, не хватает для зажигания, что мы и видим на рис. 10б: поверхностная плотность области зажигания с температурой, превышающей 5 кэВ, составляет около 0.1 г/см^2 , что более

чем в три раза ниже значения, необходимого для зажигания.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен цикл двумерных численных расчетов сжатия и горения мишени УВ-зажигания импульсом излучения третьей гармоники Nd-лазера при нарушениях однородности ее нагрева, обусловленных различными факторами нарушения симметрии облучения мишени конечным числом лазерных пучков. Рассчитаны коэффициенты усиления мишени УВ-зажигания при различных амплитудах возмущения пространственного распределения поглощенной энергии в мишени для двух характерных случа-

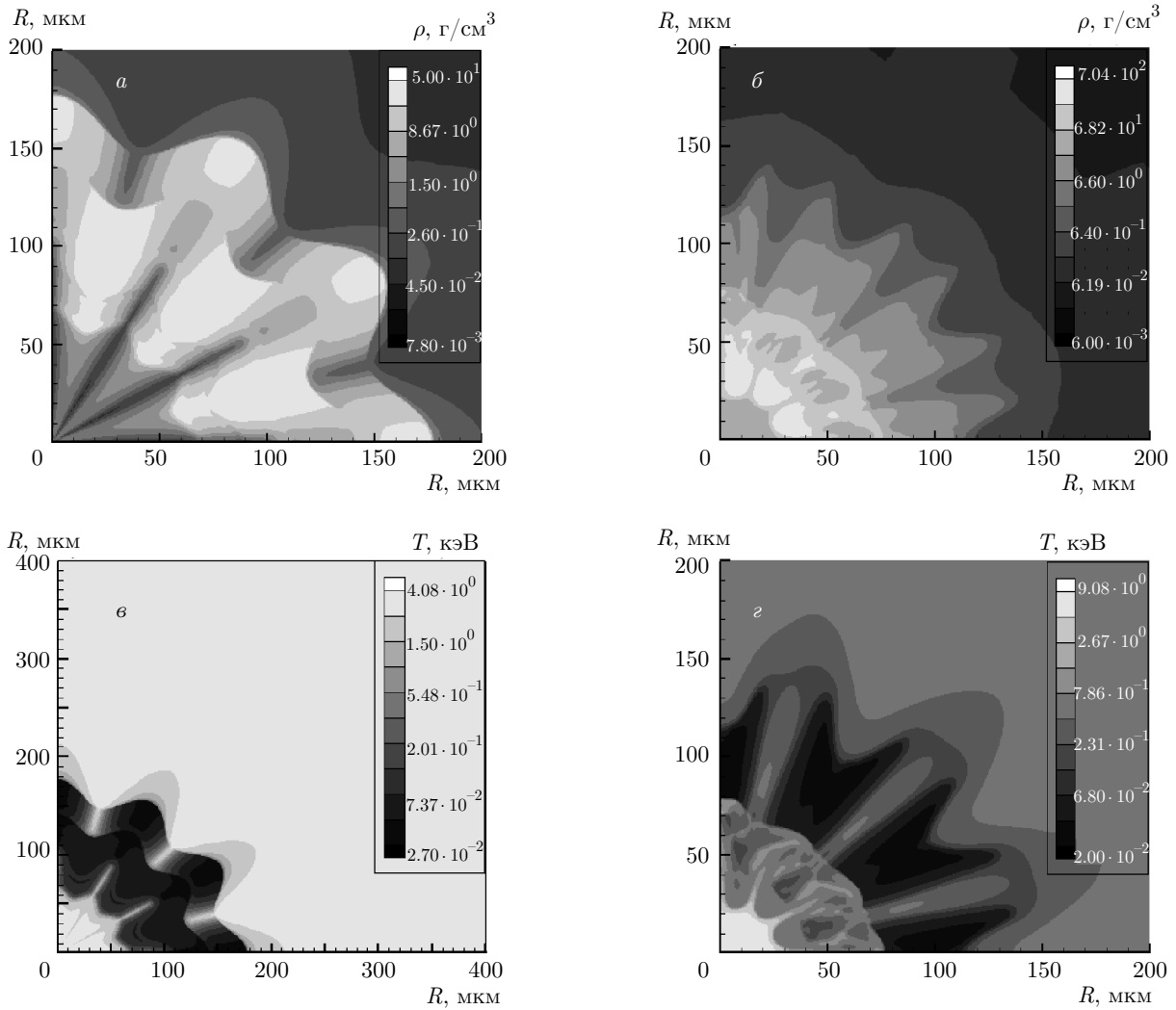


Рис. 10. Распределения плотности (*а,б*) и температуры (*в,г*) несимметрично сжатой мишени УВ-зажигания в момент начала двумерного расчета № 6 из табл. 3 ($t = 11.0$ нс) (*а,в*) и в момент достижения максимальной средней плотности DT-плазмы внутри радиуса 200 мкм ($t \approx 11.35$ нс) (*б,г*)

ев — низких и высоких доминирующих мод возмущений. Первый случай относится к факторам регулярного нарушения однородности облучения за счет конечного числа лазерных пучков и сдвига мишени из точки фокусировки, второй — к факторам стохастического нарушения однородности облучения, связанным с дисбалансом энергии лазерных пучков, промахом пучков относительно точки фокусировки и разновременности прихода пучков на мишень. Показано, что развитие низкомодовой несимметрии оказывает серьезное негативное влияние на характеристики сжатой области горючего. Уже при 3-процентной неоднородности распределения поглощенной энергии, вызванной факторами регулярного нарушения однородности облучения, имеет ме-

сто сильное пространственно-временное рассогласование процессов образования плазмы с высокой температурой и плотностью, что приводит к срыву зажигания. Мишень УВ-зажигания более чувствительна к проявлению факторов регулярного нарушения симметрии облучения конечным числом лазерных пучков, чем мишень искрового зажигания.

Напротив, неоднородность, обусловленная развитием высоких гармоник (больше 10), отвечающих факторам стохастического нарушения однородности облучения, связанными с дисбалансом энергии лазерных пучков, промахом пучков относительно точки фокусировки и разновременности прихода пучков на мишень, не оказывает столь критического влияния. В этом случае неоднородность распре-

деления поглощенной энергии до 8% не приводит к срыву зажигания. Чувствительность мишени УВ-зажигания к проявлению факторов стохастического нарушения симметрии облучения конечным числом лазерных пучков близка к чувствительности мишени искрового зажигания.

Следует отметить, что исследования проведены для мишени УВ-зажигания простейшего типа в условиях воздействия на нее импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера в отсутствие генерации быстрых электронов. Использование мишеней с инертным аблятором приведет к усложнению рассматриваемой задачи — как минимум, добавится необходимость учитывать возможное развитие гидродинамических неустойчивостей на границе термоядерного горючего и аблятора. Переход от третьей гармоники Nd-лазера ко второй потребует значительного увеличения как длительности самого лазерного импульса, так и его мощности, что может потребовать дополнительного согласования вследствие необходимости учета вклада быстрых (надтепловых) электронов.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-11-10174).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Щербаков, *Физика плазмы* **9**, 409 (1983).
2. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, *ЖЭТФ* **46**, 171 (1964).
3. J. Lindl, *Phys. Plasmas* **2**, 3933 (1995).
4. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., *ЖЭТФ* **148**, 784 (2015).
5. M. Lafon, X. Ribeyre, and G. Schurtz, *Phys. Plasmas* **17**, 052704 (2010).
6. W. L. Shang, R. Betti, S. X. Hu et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 195001 (2017).
7. L. J. Perkins, R. Betti, K. N. LaFortune et al., *Phys. Rev. Lett.* **045004** (2009).
8. E. Moses and C. R. Wuest, *Fusion Sci. Technol.* **47**, 314 (2005).
9. O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al. (Collaboration), *Nature* **506**, 343 (2014).
10. С. Г. Гаранин, *УФН* **181**, 434 (2011).
11. S. Atzeni, A. Marocchino, and A. Schiavi, *Phys. Plasmas* **19**, 090702 (2012).
12. R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 155001 (2007).
13. D. Besnard, *Europhys. J. D* **44**, 207 (2006).
14. R. L. McCrory, R. Betti, T. R. Boehlyetal et al., *Nucl. Fusion* **53**, 113021 (2013).
15. B. Canaud, X. Fortin, N. Dague et al., *Phys. Plasmas* **9**, 4252 (2002).
16. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., *ЖЭТФ* **151**, 396 (2017).
17. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., *ЖЭТФ* **154**, 629 (2018).
18. S. A. Bel'kov, S. V. Bondarenko, N. N. Demchenko et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **61**, 025011 (2019).
19. I. V. Igumenshchev, V. N. Goncharov, F. J. Marshall et al., *Phys. Plasmas* **23**, 052702 (2016).
20. X. Ribeyre, G. Schurtz, M. Lafon et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 015013 (2009).
21. K. S. Anderson, R. Betti, P. W. McKenty et al., *Phys. Plasmas* **20**, 056312 (2013).
22. S. Atzeni, *Nucl. Fusion* **54**, 054008 (2014).
23. A. J. Schmitt, J. W. Bates, S. P. Obenshaim et al., *Phys. Plasmas* **17**, 042701 (2010).
24. S. Atzeni, A. Schiavi, A. Marocchino et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **53**, 035010 (2011).
25. S. Atzeni, A. Schiavi, and C. Bellei, *Phys. Plasmas* **14**, 052702 (2007).
26. M. Dunne, *Nature Phys.* **2**, 2 (2006).
27. X. Ribeyre, M. Lafon, G. Schurtz et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 124030 (2009).
28. S. Atzeni, A. Marocchino, A. Schiavi, and G. Schurtz, *New J. Phys.* **15**, 045004 (2013).
29. V. Rozanov, G. Vergunova, S. Guskov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* **244**, 022059 (2010).
30. В. Б. Розанов, Н. Н. Демченко, *КЭ* **12**, 1895 (1985).
31. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев и др., *ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики* **2**, 34 (1983).
32. В. Ф. Тишкин, В. В. Никишин, И. В. Попов, А. П. Фаворский, *Мат. моделирование* **7**, 15 (1995).
33. И. Г. Лебо, В. Ф. Тишкин, *Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза методами математического моделирования*, Физматлит, Москва (2006).
34. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, Н. В. Жидков и др., *ЖЭТФ* **138**, 524 (2010).