

# ОСОБЕННОСТИ ЗАЖИГАНИЯ МИШЕНИ ЛАЗЕРНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА СХОДЯЩЕЙСЯ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

*С. А. Бельков<sup>a</sup>, С. В. Бондаренко<sup>a</sup>, С. Г. Гаранин<sup>a</sup>, С. Ю. Гуськов<sup>b</sup>, Н. Н. Демченко<sup>b</sup>,  
Н. В. Змитренко<sup>c</sup>, П. А. Кучугов<sup>c,b</sup>, Р. В. Степанов<sup>b</sup>, В. А. Щербаков<sup>a</sup>, Р. А. Яхин<sup>b\*</sup>*

<sup>a</sup> *Российский федеральный ядерный центр —  
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики  
607188, Саров, Нижегородская обл., Россия*

<sup>b</sup> *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук  
119991, Москва, Россия*

<sup>c</sup> *Институт прикладной математики им. М. В. Келдыша Российской академии наук  
125047, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 20 февраля 2020 г.,  
после переработки 12 апреля 2020 г.  
Принята к публикации 24 апреля 2020 г.

Представлены результаты расчетно-теоретического исследования сжатия и горения термоядерной мишени при ее зажигании сфокусированной ударной волной, образующейся при воздействии профилированного по времени лазерного импульса второй гармоники излучения Nd-лазера. Рассмотрены основные энергетические особенности схемы ударно-волнового зажигания. Использование излучения второй гармоники отвечает более высоким значениям энергии и длительности лазерного импульса, необходимого для зажигания этим методом, по сравнению с использованием излучения третьей гармоники. Тем не менее при использовании излучения второй гармоники применение метода зажигания сфокусированной ударной волной позволяет достичь коэффициента термоядерного усиления мишени в 2–3 раза большего при энергии лазерного импульса примерно в 1.5 раза меньшей, чем при традиционном искровом зажигании. Основу исследований составили численные расчеты, выполненные по одномерным гидродинамическим программам.

DOI: 10.31857/S0044451020100156

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Зажигание сходящейся сфокусированной ударной волной (УВ) [1] (далее УВ-зажигание, в зарубежной литературе shock ignition) мишеней лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) представляет собой одно из перспективных направлений снижения лазерной энергии, необходимой для зажигания. Этот метод предусматривает воздействие на мишень традиционной конструкции в виде тонкой сферической оболочки, содержащей слой DT-льда, лазерного импульса, мощность которого возрастает по специальному закону, обеспечивающему частичное разделение процессов сжатия и нагрева мишени при

достаточно высокой степени кумуляции энергии за счет столкновения расходящейся (отраженной от центра) и сходящейся (зажигающей) УВ. Лазерный импульс имеет две компоненты. Первая из них, наносекундной длительности (10–40 нс), состоит из начального пьедестала мощностью в несколько тераватт и основной части мощностью около 100 ТВт. Эта компонента импульса предназначена для первоначального сжатия мишени. Ее характер профилирования аналогичен лазерному импульсу, предназначенному для мишени искрового зажигания. Скорость имплозии составляет около 200 км/с, что заметно ниже в сравнении с традиционным искровым зажиганием, при котором требуется скорость имплозии 350–400 км/с. Вторая, короткая, часть импульса длительностью от нескольких сотен пикосекунд до одной–двух наносекунд и интенсивностью в

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

несколько сотен тераватт предназначена для генерации зажигающей УВ. Контраст мощности «зажигающей» части импульса по отношению к максимальной мощности импульса на стадии сжатия не превышает 10. Плавное профилирование мощности первой компоненты импульса обеспечивает значительное предварительное сжатие мишени относительно слабыми УВ при незначительном нагреве вещества. В результате оказывается возможным обеспечить условия столкновения зажигающей УВ с результирующей отраженной УВ (или несколькими УВ), за фронтом которой плотность DT-горючего составляет несколько десятков г/см<sup>3</sup>.

Для генерации зажигающей УВ мощность второй компоненты лазерного импульса второй гармоники Nd-лазера должна быть весьма большой — от 700 ТВт и выше, что превышает максимальную мощность при искровом зажигании в 1.1–1.4 раза в зависимости от выбранной мишени и импульса. При такой мощности плотность потока лазерного излучения может превышать  $10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>. При взаимодействии лазерного излучения столь высокой интенсивности с протяженной плазмой испаренной части мишени (короной), которая образуется на предыдущей стадии имплозии, возрастает роль безстолкнительных механизмов поглощения излучения, связанных с развитием плазменных неустойчивостей. Особенность этих механизмов поглощения состоит в значительной доле энергии, которая трансформируется в энергию надтепловых (быстрых) электронов. Имеются данные значительного числа работ, в том числе основанных на результатах экспериментов (см., например, [2–5]), в которых сообщается о том, что в условиях генерации зажигающей УВ до 20–40 % лазерной энергии может трансформироваться в энергию быстрых электронов с температурой 30–60 кэВ. Перенос энергии быстрыми электронами может оказывать неоднозначное влияние на сжатие мишени и, как следствие, на коэффициент усиления, под которым понимается отношение выделившейся энергии реакций синтеза к поглощенной лазерной энергии. С одной стороны, нагрев сжимаемой части мишени может приводить к снижению степени сжатия. С другой стороны, передача энергии короне мишени может приводить к добавочному, по отношению к лазерному нагреву, вкладу в величину абляционного давления и тем самым оказывать позитивное влияние на сжатие.

Роль быстрых электронов в схеме УВ-зажигания активно обсуждается в литературе [6–10], однако исчерпывающего заключения на этот счет пока нет. Можно предполагать, что в мишени УВ-зажига-

ния степень негативного влияния переноса энергии быстрыми электронами будет незначительной, поскольку к моменту начала генерации этих частиц мишень оказывается сжата и быстрые электроны не будут эффективно передавать свою энергию основной массе DT-горючего. Степень положительного эффекта добавочного вклада в формирование абляционного давления зависит от пространственного распределения энергии, переданной быстрыми электронами короне мишени. Эффект может быть значительным, если большую часть своей энергии быстрые электроны передают в области дозвукового течения вещества короны с плотностью, большей критической плотности плазмы. Несмотря на высокую степень конверсии лазерной энергии в энергию быстрых электронов при УВ-зажигании, имеются основания полагать, что роль как негативного, так и позитивного эффектов переноса энергии быстрыми электронами будет в значительной степени лимитирована эффектом «блуждания» быстрых электронов в малоплотной части короны за счет удаленности области их генерации от границы абляции [6]. Так, согласно работе [7], в мишени искрового зажигания всего лишь 10–15 % быстрых электронов имеют возможность передать свою энергию сжимаемой части мишени.

Опубликованные результаты численных расчетов мишеней УВ-зажигания [2–5, 11–17] относятся к случаю использования импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера. Это связано с тем, что излучение этой длины волны используется на крупнейших действующих лазерах NIF [18] и ОМЕГА [19]. Предполагается, что оно будет использоваться в ряде других проектов, близких в своей основе к указанным выше. Действительно, при прочих равных условиях, такие характеристики сжатия мишени, как эффективность поглощения лазерного излучения, абляционное давление, эффективность передачи поглощенной энергии в кинетическую энергию сжимаемой части мишени улучшаются с уменьшением длины волны. С другой стороны, энергетическая эффективность преобразования излучения основной гармоники Nd-лазера в излучение второй гармоники значительно выше, чем в излучение третьей гармоники. Использование излучения второй гармоники Nd-лазера предусмотрено в российском проекте мегаджоульного лазера [20].

В качестве мишеней, предназначенных для УВ-зажигания, рассматриваются два типа мишеней: однослойная оболочка из DT-льда и традиционная мишень в виде двухслойной оболочки, содержащей аблятор из вещества легких элементов

(как правило, из полистирола СН) и слой ДТ-льда. Подробные результаты одномерных расчетов УВ-зажигания оболочки из ДТ-льда, выполненные при воздействии профилированного импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера в отсутствие генерации быстрых электронов, представлены в работах [11–16, 21, 22]. В них дается заключение о возможности достижения коэффициента усиления около 70 при энергии лазерного импульса около 300 кДж. Профилированный лазерный импульс имел общую длительность около 10.6 нс.

В работах [4, 23] исследовалось УВ-зажигание мишени в виде двухслойной оболочки. Основной раздел этих работ посвящен исследованию положительного эффекта переноса энергии быстрыми электронами — увеличению давления зажигающей УВ. Наличие слоя аблятора при этом является важным элементом управления пространственным распределением энергии, передаваемой от быстрых электронов плотным областям мишени. В модельных расчетах работы [5] степень трансформации лазерной энергии в энергию быстрых электронов (от 10 до 40 %) и температура быстрых электронов (50–60 кэВ) задавались как отдельные параметры задачи. Для полной энергии лазерного импульса около 400 кДж длительностью около 10 нс при степени трансформации 20–40 % без учета эффекта «блуждания» в этих одномерных расчетах были получены коэффициенты усиления 100–150.

Настоящая работа, в отличие от цитированных выше, посвящена расчетно-теоретическому исследованию УВ-зажигания импульсом излучения второй гармоники Nd-лазера. Согласно имеющимся предсказаниям [24], основанным на масштабных соотношениях, энергия лазерного импульса второй гармоники Nd-лазера для УВ-зажигания должна существенно превосходить энергию лазерного импульса третьей гармоники излучения. Цель работы состоит в том, чтобы установить параметры мишени УВ-зажигания и лазерного импульса применительно к условиям облучения на мегаджоульной лазерной установке российского проекта [20], определить энергетические возможности данной схемы зажигания мишеней ЛТС. Работа продолжает цикл работ [25–30], посвященных расчетно-теоретическому исследованию сжатия и горения термоядерных мишеней при различных схемах зажигания в условиях облучения лазерным импульсом второй гармоники Nd-лазера на мегаджоульной лазерной установке российского проекта. Работы [25–29] были посвящены традиционной искровой схеме зажигания, работа [30] — схеме быстрого зажигания при предва-

рительном сжатии мишени лазерным импульсом и быстром нагреве электронным пучком.

В настоящей работе исследуется УВ-зажигание в приближении отсутствия влияния быстрых электронов на свойства зажигающей УВ. В связи с этим, так же как в работах [4, 23], рассматривается мишень в виде двухслойной оболочки, как мишень, имеющая дополнительный элемент снижения эффекта предварительного прогрева ДТ-горючего быстрыми электронами. На основании одномерных численных расчетов определены параметры мишени и лазерного импульса второй гармоники излучения Nd-лазера, необходимые для УВ-зажигания. Несмотря на то, что при этом требуется более высокая энергия, чем при использовании лазерного импульса третьей гармоники, УВ-зажигание позволяет достичь коэффициента термоядерного усиления мишени в 2–3 раза большего при энергии лазерного импульса примерно в 1.3 раза меньшей, чем при традиционном искровом зажигании. Исследован вопрос чувствительности коэффициента усиления мишени УВ-зажигания к изменению параметров лазерного импульса. Необходимо отметить, что в настоящей работе не рассматривается важный вопрос влияния неоднородности поглощения лазерного излучения термоядерной мишенью вследствие отклонения различных параметров лазерной системы от предполагаемых идеальных условий. Данная проблема является одной из ключевых на пути решения задачи зажигания мишеней ЛТС независимо от выбранного метода и требует дальнейших исследований.

В работах [27–29] для условий облучения мишени традиционного искрового зажигания импульсом второй гармоники Nd-лазера были определены пределы степени неоднородности для пяти основных факторов нарушения симметрии облучения мишени, таких как ограниченное число лазерных пучков, дисбаланс энергии по пучкам, разброс расположения оптических осей пучков относительно центра мишени (промах пучков), сдвиг центра мишени из точки пересечения оптических осей пучков, а также разновременности прихода лазерных пучков на мишень. Они составили от 2 до 12 % в зависимости от фактора. В работе [31] на базе двумерных расчетов был проведен анализ влияния неоднородности облучения на горение мишени УВ-зажигания при облучении излучением третьей гармоники Nd-лазера, который показал большее негативное влияние неоднородности облучения на коэффициент усиления в сравнении с искровым зажиганием вследствие более сложной динамики сжатия и зажигания мишени.

## 2. МИШЕНЬ УВ-ЗАЖИГАНИЯ ДЛЯ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ Nd-ЛАЗЕРА

Оптимизация параметров мишени УВ-зажигания и лазерного импульса излучения второй гармоники Nd-лазера в диапазоне лазерной энергии около 2 МДж проводилась на основании результатов численных расчетов по одномерной программе ДИАНА [32]. Программа обеспечивает решение одномерных уравнений двухтемпературной газовой динамики с электронной теплопроводностью, ионной вязкостью, обратным тормозным поглощением лазерного излучения, объемными потерями энергии на собственное излучение, источником термоядерного энерговыделения от  $\alpha$ -частиц при кинетическом описании переноса энергии последними и реальным уравнением состояния (УРС) вещества.

Для снижения степени негативного влияния развития гидродинамических неустойчивостей на сжатие мишени рассматривались достаточно толстые оболочки с относительно низким аспектным отношением (отношением радиуса оболочки к толщине). Аспектное отношение в зависимости от толщины слоя DT-вещества изменялось в пределах 8–12. Массы мишеней варьировались от 2.2 до 3.5 мг. Мишени с меньшей массой и, соответственно, меньшим радиусом оказываются более требовательными к согласованию компонент импульса, предназначенных для сжатия мишени и генерации зажигающей УВ. Это связано с тем, что со снижением массы мишени уменьшается интервал времени, в течение которого зажигающая УВ встречается с УВ, отраженными от центра мишени. При массе мишени меньше 2 мг этот интервал составляет несколько десятков пикосекунд, что и определяет допустимый масштаб согласования «сжимающей» и «зажигающей» компонент импульса. Рассогласование этих компонент приводит не только к резкому падению коэффициента усиления, но и к срыву зажигания. Увеличение массы, с одной стороны, приводит к возможности лучшего согласования прихода УВ, с другой, требует большей энергии лазера для сжатия и зажигания мишени. Расчеты мишени с параметрами из указанных выше диапазонов проводились для различных значений лазерной энергии в диапазоне от 1.3 до 2.6 МДж при различных формах профилирования временной зависимости мощности импульса.

В результате большого числа циклов расчетов в качестве мишени, оптимальной с точки зрения устойчивости сжатия и чувствительности к изменению профилирования лазерного импульса, была

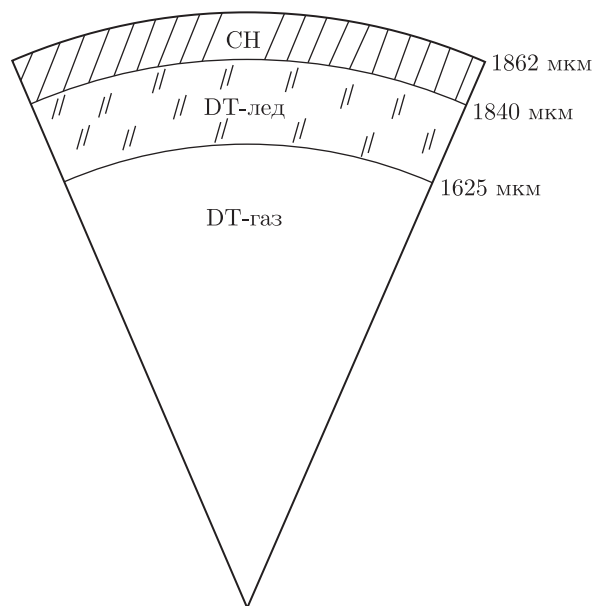


Рис. 1. Схема мишени

выбрана мишень с внешним радиусом 1862 мкм, толщиной аблятора из полистирола (СН, начальная плотность  $1.05 \text{ г/см}^3$ ) 22 мкм и толщиной слоя DT-льда (начальная плотность  $0.253 \text{ г/см}^3$ ) 215 мкм. Внутри оболочки находится DT-газ с плотностью  $1 \text{ мг/см}^3$  (рис. 1). Аспектное отношение DT-слоя составляет  $A_{DT} = 8.7$ . Масса мишени равна 3 мг, что на 0.5 мг меньше, чем у однослойной мишени, предложенной на основании анализа соотношений подобия в работе [24]. Характерная особенность сжатия мишени состоит в полном испарении аблятора на стадии действия сжимающей части импульса, что способствовало абляционной стабилизации развития гидродинамических неустойчивостей [33].

Энергия лазерного импульса, предназначенного для сжатия такой мишени, составляет около 2.1 МДж, его длительность — 28.5 нс, из которых 27 нс приходится на сжимающую компоненту импульса, а 1.5 нс — на зажигающую. Расчет поглощения лазерного излучения в мишени УВ-зажигания был выполнен по программе РАПИД [34], обеспечивающей решение уравнений двухтемпературной гидродинамики совместно с уравнениями Максвелла и расчет угловых распределений поглощенного потока от одного пучка. Поглощение лазерного излучения рассматривается в рамках комбинации лучевого приближения с учетом рефракции лучей и волнового описания в окрестности точки поворота луча с учетом  $s$ - и  $p$ -поляризаций излучения. Это позволяет вычислить долю поглощения с учетом

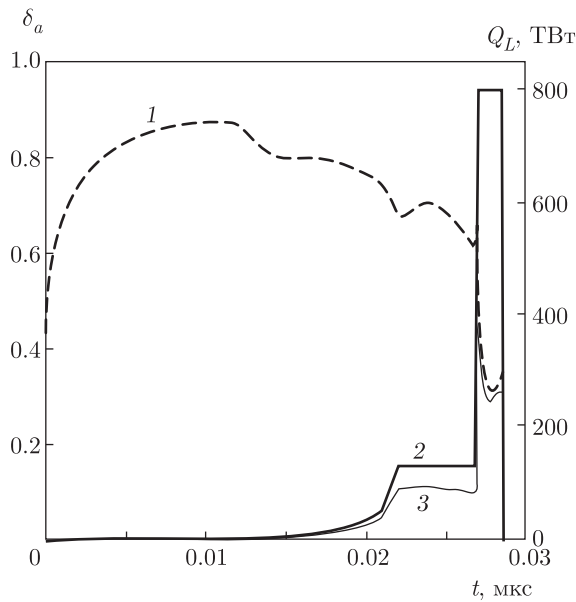


Рис. 2. Временные зависимости коэффициента поглощения  $\delta_a$  (1), мощности полного (2) и поглощенного (3) лазерных импульсов

обратного тормозного и резонансного механизмов поглощения. Расчет проводился в предположении, что интенсивность в сечении лазерного пучка имеет гауссову зависимость от радиуса, а характерный радиус пучка равен начальному радиусу мишени.

На рис. 2 показаны зависимости от времени коэффициента поглощения  $\delta_a$ , а также мощности падающего и поглощенного потока импульсов. Интегральная доля поглощенной энергии,  $\Delta_a = E_a/E_L$  ( $E_a$  — поглощенная энергия,  $E_L$  — энергия падающего импульса), в данном случае составляет  $\Delta_a = 0.49$ . Вместе с тем доля поглощенной энергии сжимающей компоненты импульса варьируется в пределах 0.7–0.9, а зажигающей компоненты составляет около 0.30–0.35. Доля энергии, поглощенная за счет резонансного механизма,  $\Delta_{ar} = E_{ar}/E_L$  ( $E_{ar}$  — энергия, поглощенная резонансным способом), составляет всего лишь  $\Delta_{ar} = 0.00012$ , что является следствием большого размера неоднородности плазмы с плотностью, близкой к критической плотности в протяженной короне мишени мегаджоульного уровня.

Поглощенная энергия составила около 1.1 МДж, из которых 670 кДж — это поглощенная энергия сжимающей части импульса, а 430 кДж — зажигающей. Коэффициент усиления рассмотренной мишени, определяемый как отношение выделившейся в термоядерных реакциях энергии к поглощенной лазерной энергии, по данным одномерных расчетов

составил 110 (около 65 по отношению к полной лазерной энергии). Лазерный импульс УВ-зажигания имеет ряд особенностей, речь о которых пойдет в следующем разделе.

Полная энергия лазерного импульса второй гармоники оказывается примерно в 6 раз выше энергии импульса третьей гармоники, рассмотренного в работе [11] и предназначенного для УВ-зажигания, а его длительность — в 2.5 раза больше, а при соотношении масс мишеней, равном примерно 5, коэффициенты усиления имеют близкие значения. Выбранная мишень в 1.4 раза тяжелее мишени, предложенной в работе [25] для условий облучения на мегаджоульной лазерной установке российского проекта при чуть меньших значениях энергий лазерного импульса. При этом коэффициент усиления, который достигается в одномерных расчетах, в 5 раз больше.

### 3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ: ОСОБЕННОСТИ УВ-ЗАЖИГАНИЯ

Обсудим особенности УВ-зажигания мишени, представленной выше на рис. 1. На рис. 3а приведена картина распределения градиента логарифма давления  $\Delta(\ln p)$  в каждой счетной ячейке в зависимости от радиуса  $R$  и времени  $t$ , которая позволяет наглядно продемонстрировать динамику движения УВ в мишени. В дополнение на рис. 3б представлена  $R$ - $t$ -диаграмма, на которой нижняя кривая соответствует внутренней границе ДТ-льда.

Предварительное сжатие мишени происходит под действием протяженной по времени компоненты лазерного импульса, длительность которого составляет 27 нс. В течение первых 10–12 нс действия импульса (пьедестал с мощностью порядка 1 ТВт) мишень практически не движется (скорость сжатия вещества не превышает 10–15 км/с), в это время происходит формирование плазменной короны и абляционного давления, в результате чего образуется УВ, которая, пройдя тонкий (22 мкм) внешний слой СН, достигает его внутренней поверхности и далее движется внутри области ДТ-льда со скоростью около 20 км/с, к 15-й наносекунде достигая границы с ДТ-газом. Скорость движения УВ внутри ДТ-газа составляет около 35 км/с. Начиная с 22 нс, когда мощность сжимающего импульса достигает максимального значения, скорость и амплитуда УВ возрастают, достигая на фронте соответственно 250 км/с и 30 Мбар. При этом скорость фронта абляции составляет около 180 км/с. При  $t = 25.5$  нс формируется вторая УВ сжатия, скорость которой



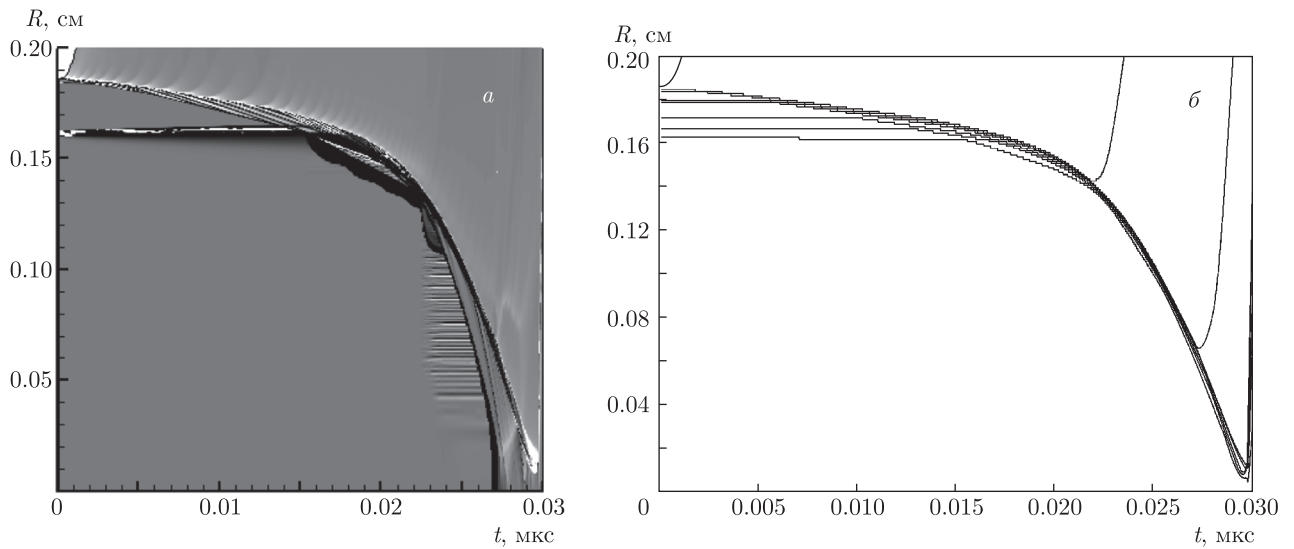


Рис. 3. а) Картина распределения градиента логарифма давления  $\Delta(\ln p)$  в зависимости от времени  $t$  и радиуса  $R$ ; б)  $R$ - $t$ -диаграмма мишени (нижняя кривая соответствует внутренней границе ДТ-льда)

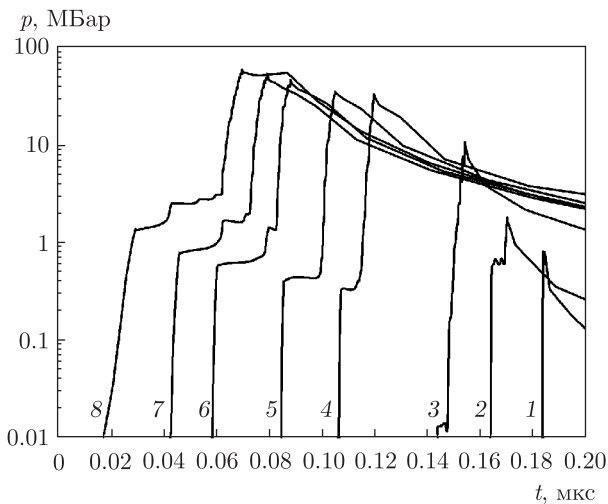


Рис. 4. Распределения давления по радиусу мишени для нескольких характерных моментов времени: 1 — 2 нс; 2 — 14 нс; 3 — 20 нс; 4 — 24 нс; 5 — 25 нс; 6 — 26 нс; 7 — 26.5 нс; 8 — 27 нс

составляет около 350 км/с (рис. 3а). На рис. 4 приведены зависимости распределения давления по радиусу мишени для нескольких наиболее характерных моментов времени, из которых видна динамика движения УВ и вещества за ними.

В рассматриваемой схеме сжатия импульс был подобран таким образом, чтобы первая и вторая УВ одновременно достигали центра мишени, что хорошо видно на картине распределения давления вдоль

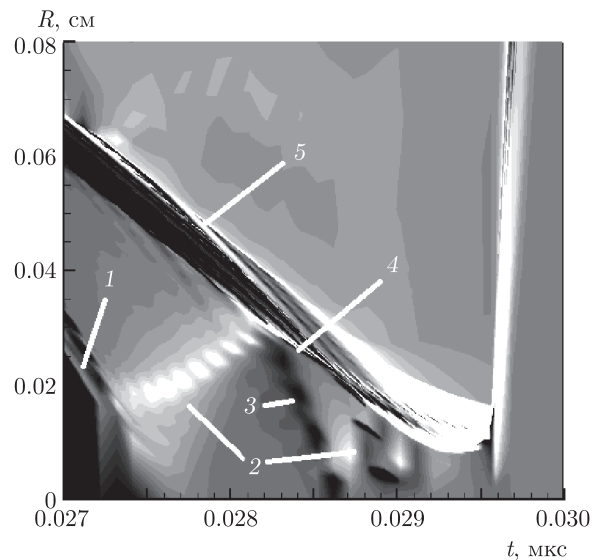
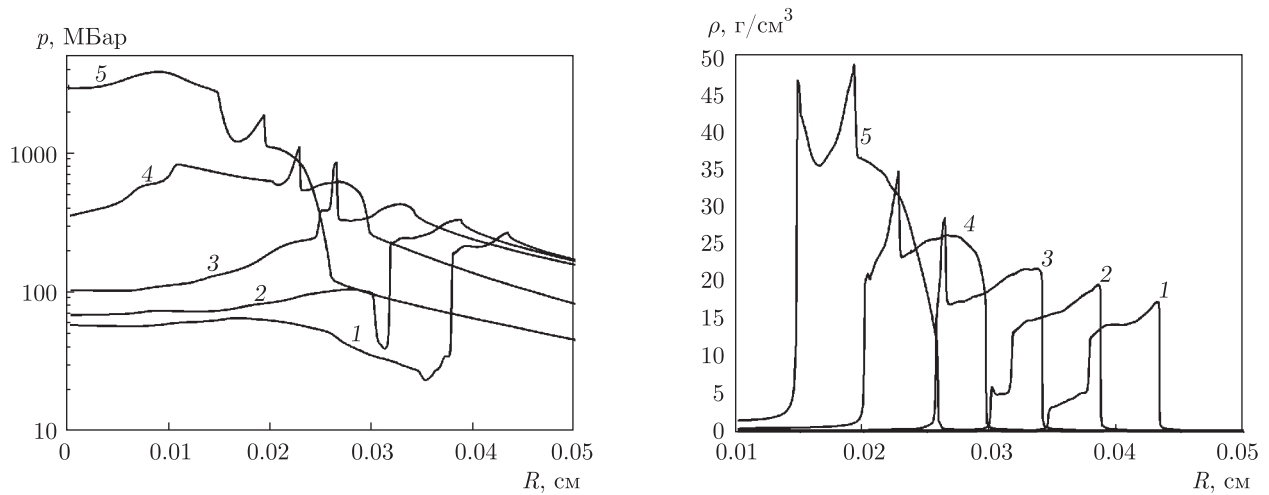


Рис. 5. Картина распределения градиента логарифма давления  $\Delta(\ln p)$  в зависимости от радиуса  $R$  и времени  $t$  (начиная с момента начала действия зажигающего импульса): 1 — сжимающая УВ; 2 — отраженные от центра мишени УВ; 3 — отраженная от внутренней поверхности ДТ-мишени УВ; 4 — расходящиеся относительно внутренней поверхности ДТ-льда УВ; 5 — зажигающая УВ

радиуса сжимаемой мишени (см. рис. 4: моменты времени 26, 26.5 и 27 нс). В результате температура центральной области увеличивается до 0.5–1.0 кэВ и формируется отраженная УВ с амплитудой давления на фронте порядка 100 Мбар. Необходимо



**Рис. 6.** Распределения давления (а) и плотности (б) в зависимости от радиуса для нескольких характерных моментов времени, близких к моменту зажигания мишени: 1 — 28.2 нс; 2 — 28.4 нс; 3 — 28.6 нс; 4 — 28.8 нс; 5 — 29 нс

отметить существенное влияние начального пьедестала сжимающего импульса, длительность и мощность которого позволяют согласовать одновременность прихода в центр мишени нескольких УВ. К примеру, сокращение сжимающего импульса на 2 нс за счет пьедестала увеличивает интервал между временем «отрыва» первой и второй УВ от фронта абляции на 0.2 нс при относительном сохранении остальных параметров, что приводит к срыву зажигания вследствие неодновременности прихода в центр мишени первой и второй УВ. Изменение мощности как пьедестала, так и основной его части при сохранении полной энергии и мощности зажигающей части (не выше 800 ТВт) также не позволяет улучшить характеристики сжатой части мишени.

На рис. 5 представлена картина распределения градиента логарифма давления  $\Delta(\ln p)$  в каждой счетной ячейке в зависимости от радиуса  $R$  и времени  $t$ , начиная с 27 нс — момента включения зажигающего импульса. В момент времени 27.2 нс после отражения от центра сжимающая УВ начинает двигаться в обратном направлении, дополнительно сжимая вещество. При  $t = 28.2$  нс, после того как отраженная УВ достигла внутренней поверхности ДТ-льда, она разделяется на прямую и отраженную волны. Прямая волна распространяется по слою ДТ-льда от его внутренней к внешней границе при результирующем движении фронта волны к центру мишени за счет движения к центру оболочки как целого. Отраженная волна распространяется по ДТ-газу от внутренней поверхности слоя ДТ-льда к

центру мишени. При  $t = 28.8$  нс вторая отраженная от центра мишени волна, достигнув границы ДТ-лед–ДТ-газ, вновь разделяется на две. В результате последовательных отражений УВ к моменту времени 28.9 нс происходит сжатие ДТ-горючего до средней плотности около  $10 \text{ г/см}^3$  и радиуса 270 мкм.

Под действием зажигающей компоненты импульса происходит формирование мощной УВ, амплитуда давления которой на фронте составляет 400–500 Мбар, а скорость — 300–350 км/с (рис. 5). На рис. 6, где приведены распределения давления и плотности для нескольких моментов времени, видна динамика движения УВ внутри мишени на стадии, близкой к коллапсу, когда происходит зажигание мишени.

При  $t = 28.6$  нс зажигающая УВ, распространяясь внутри слоя ДТ-льда, догоняет УВ, сформированную в результате столкновения первой отраженной от центра УВ с внутренней границей слоя ДТ-льда. На рис. 7 приведены картины давления для двух моментов времени, 28.4 нс и 28.6 нс, соответственно до и после момента столкновения. В результате столкновения двух УВ давление возрастает в 3.5 раза по сравнению с давлением на фронте волны зажигания, достигая 900 Мбар, а плотность увеличивается в 2 раза, достигая  $30 \text{ г/см}^3$ . Согласно работе [11], результирующее давление приближенно можно записать в виде

$$p \approx 3(p_{ig} + 0.9p_{div}),$$

а плотность —

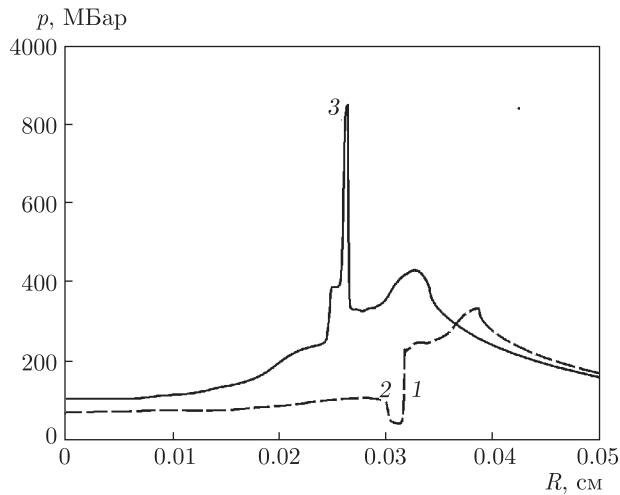


Рис. 7. Распределение давления для двух моментов времени: до (28.4 нс) и после (28.6 нс) столкновения зажигающей УВ (1) и волны, образованной в результате столкновения первой отраженной от центра УВ с внутренней границей ДТ-льда (2); 3 — результирующая УВ

$$\rho = \rho_{div} \frac{p\Gamma + p_{div}}{p + \Gamma p_{div}},$$

где  $\Gamma = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ ,  $p_{ig}$  — давление, формируемое зажигающей УВ,  $p_{div}$  и  $\rho_{div}$  — давление и плотность на фронте волны, сформированной в результате столкновения отраженной от центра УВ с внутренней границей ДТ-льда,  $\gamma$  — показатель адиабаты. Значения давления и плотности, полученные в расчете, хорошо согласуются с аналитическими решениями.

При  $t = 29.1$  нс результирующая УВ, продолжая двигаться внутри ДТ-льда, сталкивается с волной, которая сформировалась после столкновения повторно отраженной от центра УВ и внутренней границей ДТ-льда, в результате чего вновь происходит скачок давления и плотности. В последующую наносекунду происходит дожатие и зажигание мишени за счет созданного высокого давления. Коэффициент усиления, как указывалось выше, составляет 110.

Анализ результатов численных расчетов показывает, что, несмотря на то что в условиях симметричного сжатия схема УВ-зажигания предполагает возможность получения большего коэффициента усиления в сравнении с искровым зажиганием [25], она значительно более требовательна к параметрам как лазерного импульса, так и самой мишени.

Во-первых, пьедестал сжимающей компоненты импульса УВ-зажигания несет более сложную оптимизационную нагрузку, чем пьедестал импульса ис-

Таблица. Влияние параметров импульса на коэффициент усиления:  $E_t$  — полная энергия импульса,  $P_c$  — мощность сжимающей компоненты импульса,  $P_{ign}$  — мощность зажигающей компоненты импульса,  $t_s$  и  $t_f$  — начало и окончание зажигающей компоненты импульса соответственно,  $G$  — коэффициент усиления ( $G = E_f/E_a$ ,  $E_f$  — полная термоядерная энергия,  $E_a$  — полная поглощенная лазерная энергия)

№	$E_t$ , МДж	$P_c$ , ТВт	$P_{ign}$ , ТВт	$t_s$ , нс	$t_f$ , нс	$G$
1	2.04	134	800	27.0	28.3	2
2	2.12	134	800	27.0	28.4	51
3	2.20	134	800	27.0	28.5	97
<b>4</b>	<b>2.28</b>	<b>134</b>	<b>800</b>	<b>27.0</b>	<b>28.6</b>	<b>113</b>
5	2.36	134	800	27.0	28.7	118
6	2.44	134	800	27.0	28.8	120
7	2.52	134	800	27.0	28.9	119
8	2.21	134	800	26.6	28.2	89
9	2.19	134	800	26.4	28.0	12
10	2.20	134	750	27.0	28.6	85
11	2.13	134	700	27.0	28.6	9

крового зажигания. Его длительность и мощность во многом определяют пространственно-временное согласование зажигающей УВ и отраженных УВ. Так, с увеличением мощности и соответствующим уменьшением длительности предимпульса происходит рассогласование прихода отраженных и зажигающей волн. Создается ситуация, когда первая отраженная волна либо достигает внутренней границы ДТ-льда очень далеко от центра мишени, либо оказывается недостаточно мощной, чтобы создать нужное для предварительного сжатия давление. В рассмотренном в работе расчете задержка зажигающей волны на 200 пс приводит к двукратному снижению коэффициента усиления. В таблице приведены результаты одномерных расчетов, в которых незначительно варьировались параметры лазерного импульса: полная энергия, энергия сжимающей и зажигающей частей импульса, длительность. Из таблицы, к примеру, видно, что сокращение зажигающей части импульса всего лишь на 0.3 нс приводит к 50-кратному снижению коэффициента усиления, а снижение мощности от 800 до 700 ТВт — к 11-кратному (в сравнении с базовым расчетом № 4, который выделен жирным шрифтом). Для сравне-



ния, результаты одномерных расчетов сжатия и горения мишени искрового зажигания для той же второй гармоники Nd-лазера при похожих отклонениях в импульсе демонстрируют значительно меньший разброс значений [27, 28].

Во-вторых, давление, которое формируется за счет последовательных отражений УВ от центра мишени и внутренней границы ДТ-льда, должно быть достаточно высоким, чтобы предварительно сжать вещество. Важно согласовать скорость движения УВ и границы ДТ-слоя. При относительно большой мощности сжимающей части лазерного импульса (больше 200 ТВт) мощность зажигающей части также должна быть выше 1000 ТВт, чтобы УВ имела необходимую скорость, для того чтобы успеть встретиться хотя бы с одной отраженной волной. К примеру, для рассмотренной мишени увеличение мощности основной части сжимающей компоненты импульса на 30 % при сохранении неизменным зажигающего импульса (что соответствует увеличению поглощенной энергии до 1.26 МДж) приводит к коэффициенту усиления 140. При последующем увеличении происходит резкий срыв зажигания, вследствие того что скорость зажигающей УВ оказывается недостаточной.

В-третьих, мощность зажигающей компоненты импульса и, следовательно, скорость зажигающей УВ должны быть достаточно высокими: не менее 700 ТВт и 300 км/с, чтобы передать сжимаемому веществу энергию, необходимую для зажигания в нужный момент времени. С другой стороны, увеличение мощности зажигающей компоненты импульса сверх указанного значения не приводит к сколько-нибудь заметному увеличению коэффициента усиления.

Исследования, представленные в данной работе, проведены на основании одномерных численных расчетов, т. е. при сферически-симметричном облучении. В условиях нарушения однородности нагрева мишени характеристики сжатия мишени, безусловно, ухудшатся. К примеру, в работах [27–29] было показано, что предел неоднородности нагрева мишени искрового зажигания в условиях облучения второй гармоникой излучения Nd-лазера с энергией 2.6 МДж составляет 5 % неоднородности распределения поглощенной лазерной энергии. В схеме УВ-зажигания, где требуется многократное согласование времени и места прихода УВ, а также давления на их фронте, роль перемешивания слоев мишени, связанного с влиянием факторов нарушения неоднородности нагрева, представляется еще более критичной.

В двумерных расчетах [31] было определено, что в схеме УВ-зажигания при облучении третьей гармоникой излучения Nd-лазера уже при трехпроцентной неоднородности распределения поглощенной энергии, вызванной факторами регулярного нарушения однородности облучения, имеет место сильное пространственно-временное рассогласование процессов образования высокой температуры и плотности плазмы, что приводит к срыву зажигания мишени. Тем самым было показано, что мишень УВ-зажигания более чувствительна к проявлению факторов регулярного нарушения симметрии облучения конечным числом лазерных пучков, чем мишень искрового зажигания.

Облучение излучением второй гармоники ведет к использованию мишени с большими радиусом и массой, что снижает требования к временному диапазону, в течение которого должно происходить последовательное столкновение зажигающей и отраженных УВ. С другой стороны, потребуются значительно большие энергия и мощность, что, в свою очередь, приведет к более интенсивной генерации быстрых (надтепловых) электронов, перенос энергии которыми может оказать выравнивающее действие на распределение поглощенной энергии. В дальнейшем, чтобы иметь не только качественную, но и количественную оценку влияния неоднородности на сжатие и зажигание рассмотренной в работе мишени УВ-зажигания при облучении импульсом второй гармоники Nd-лазера, необходимо проанализировать отдельно влияние каждого из факторов нарушения однородности нагрева по аналогии с анализом искровой мишени, проведенным в работах [27–29].

#### 4. ВЫВОДЫ

Проведено расчетно-теоретическое исследование зажигания мишени ЛТС сфокусированной УВ в условиях облучения импульсом излучения второй гармоники Nd-лазера при энергии около 2 МДж. Определены параметры двухслойной оболочечной мишени и лазерного импульса второй гармоники Nd-лазера, которые при симметричном УВ-зажигании отвечают достижению коэффициента усиления около 110 (по отношению к поглощенной лазерной энергии). Выполненные численные расчеты продемонстрировали возможность того, что в указанных условиях облучения с использованием УВ-зажигания могут быть достигнуты коэффициенты усиления в несколько раз более высокие при энергии ла-

зерного импульса, сравнимой с энергией, необходимой для традиционного искрового сжатия и зажигания. Вместе с тем было определено, что характеристики сжатия и горения мишени в схеме УВ-зажигания обладают более высокой чувствительностью к рассогласованию параметров мишени и лазерного импульса по сравнению с искровым зажиганием.

Предварительный анализ на основе двумерных расчетов мишени при облучении импульсом третьей гармоники излучения Nd-лазера показывает, что более высокие коэффициенты усиления, полученные в одномерных расчетах для схемы УВ-зажигания в сравнении с искровым методом, в условиях эксперимента могут быть достигнуты при выполнении более жестких требований к однородности облучения мишени в сравнении с традиционным методом зажигания. Поэтому необходимость учета многих факторов нарушения симметрии сжатия и зажигания требует дальнейшего исследования в рамках двумерного и трехмерного моделирования.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Щербаков, *Физика плазмы* **9**, 409 (1983).
2. R. Nora, W. Theobald, R. Betti et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 045001 (2015).
3. A. R. Piriz, P. G. Rodriguez, N. A. Tahi et al., *Phys. Plasmas* **19**, 122705 (2012).
4. W. Theobald, R. Betti, C. Stoekl et al., *Phys. Plasmas* **15**, 056306 (2008).
5. W. L. Shang, R. Betti, S. X. Hu et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 195001 (2017).
6. S. Yu. Gus'kov, P. A. Kuhugov, R. A. Yakhin, and N. V. Zmitrenko, *Plasma Phys. Control. Fusion* **61**, 055003 (2019).
7. S. Yu. Gus'kov, P. A. Kuhugov, R. A. Yakhin, and N. V. Zmitrenko, *Plasma Phys. Control. Fusion* **61**, 105014 (2019).
8. R. S. Craxton, K. S. Anderson, T. R. Boehly et al., *Phys. Plasmas* **22**, 110501 (2015).
9. A. J. Kemp, F. Fiuza, A. Debayle et al., *Nucl. Fusion* **54**, 054002 (2014).
10. S. Yu. Gus'kov, *Plasma Phys. Rep.* **39**, 1 (2013).
11. M. Lafon, X. Ribeyre, and G. Schurtz, *Phys. Plasmas* **17**, 052704 (2010).
12. R. Betti, C. D. Zhou, K. S. Anderson et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 155001 (2007).
13. X. Ribeyre, M. Lafon, G. Shurtz et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **51**, 124030 (2009).
14. S. Atzeni, A. Marocchino, A. Schiavi et al., *New J. Phys.* **15**, 045004 (2013).
15. M. Lafon, X. Ribeyre, and G. Schurtz, *Phys. Plasmas* **20**, 022708 (2013).
16. S. Atzeni, X. Ribeyre, G. Shurtz et al., *Nucl. Fusion* **54**, 054008 (2014).
17. D. Batani, S. Baton, A. Casner et al., *Nucl. Fusion* **54**, 054009 (2014).
18. E. Moses and C. R. Wuest, *Fusion Sci. Technol.* **47**, 314 (2005).
19. T. Boehly, D. Brown, R. Craxton et al., *Opt. Comm.* **133**, 495 (1997).
20. С. Г. Гаранин, *УФН* **181**, 434 (2011).
21. L. J. Perkins, R. Betti, K. N. LaFortune et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 045004 (2009).
22. S. Atzeni, A. Shiavi, A. Marohino et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **53**, 035010 (2011).
23. K. S. Anderson, R. Betti, P. W. McKenty et al., *Phys. Plasmas* **20**, 056312 (2013).
24. S. Atzeni, A. Marocchino, and A. Schiavi, *Phys. Plasmas* **19**, 090702 (2012).
25. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., *ЖЭТФ* **148**, 784 (2015).
26. N. N. Demchenko, I. Ya. Doskoch, S. Yu. Gus'kov et al., *Laser Part. Beams* **33**, 65 (2015).
27. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., *ЖЭТФ* **151**, 396 (2017).
28. С. А. Бельков, С. В. Бондаренко, Г. А. Вергунова и др., *ЖЭТФ* **154**, 629 (2018).
29. S. A. Bel'kov, S. V. Bondarenko, N. N. Demchenko et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **61**, 025011 (2019).
30. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, Н. В. Змитренко и др., *Письма в ЖЭТФ* **105**, 381 (2017).
31. С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, Н. В. Змитренко и др., *ЖЭТФ* **157**, 889 (2020).
32. Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, А. П. Фадеев и др., *ВАНТ, сер. Методики и программы численного решения задач математической физики* **2**, 34 (1983).
33. H. Takabe, K. Mima, L. Montierth et al., *Phys. Fluids* **28**, 3676 (1985).
34. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, Н. Н. Демченко и др., *ЖЭТФ* **79**, 837 (1980).