

ВОЗМОЖНАЯ ВЕРСИЯ ДЕГРАДАЦИИ СЖАТИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ НЕПРЯМОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ NIF И ПРИЧИНА НЕДОСТИЖЕНИЯ ЗАЖИГАНИЯ

*В. Б. Розанов**, *Г. А. Вергунова***

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 11 июля 2016 г.

На основе анализа опубликованных результатов экспериментов на мегаджоульном лазере NIF по сжатию капсул в мишенях непрямого облучения с помощью 1D-программы RADIANT в сферической геометрии определены основные параметры процесса сжатия мишени и тенденции при изменении условий облучения. В данной работе рассматривается возможная версия «незажигания» мишени непрямого сжатия в условиях установки NIF, связанная с переносом излучения. Применение 1D-модели к анализу экспериментов NIC позволило выделить условия, соответствующие режиму зажигания, и отличить их от условий, при которых зажигания не наступает.

DOI: 10.7868/S0044451017010217

1. ВВЕДЕНИЕ

В 2010–2014 гг. в Ливерморской лаборатории США (LLNL) на лазерной установке NIF (National Ignition Facility, энергия импульса до 1.9 МДж, $\lambda = 0.35$ мкм) были проведены обширные экспериментальные исследования с целью достижения термоядерного зажигания мишеней непрямого облучения, в том числе в рамках специальной программы NIC (National Ignition Campaign). Как известно, на этом этапе достичь зажигания не удалось. Результаты, включающие анализ и сопоставление экспериментальных и расчетных данных, были опубликованы в серии статей и докладов [1–17]. С целью анализа экспериментальных данных нами в работе [18] исследована возможность использования одномерной программы RADIANT [19] и одномерной модели мишени для анализа крайне сложного набора процессов при непрямом сжатии мишени на установке NIF в геометрии, на начальной стадии близкой к цилиндрической. Физическим основанием возможности одномерного описания является необходимость близости последней стадии сжатия капсулы к одномерному процессу.

* E-mail: rozanov@sci.lebedev.ru

** E-mail: verg@sci.lebedev.ru

Анализ и интерпретация результатов NIC, несомненно, является одной из актуальных и интересных задач современной физики. Однако необходимо использование адекватных численных расчетов, которые трудно осуществить в 2D- (а также в 3D-) вариантах, не обладая полной информацией о постановке экспериментов. Подобная информация опубликована в малом количестве. Численное моделирование в 1D-геометрии не позволяет проводить строгий количественный анализ экспериментальных данных, однако оно реализуемо при меньшем объеме начальной информации и позволяет определить основные параметры процесса сжатия мишени и тенденции при изменении условий облучения.

В данной статье формулировка «условий», соответствующих зажиганию мишеней, связана с переносом энергии излучением. Другая часть «условий» предполагает адекватное гидродинамическое описание сжатия мишени с помощью 2D- и 3D-кодов, включая учет отклонений от симметрии мишеней и развитие гидродинамических неустойчивостей. На основе этого описания устанавливаются пределы возможных отклонений от симметрии, при которых зажигание остается реализуемым. В той или иной степени вопросы, относящиеся к гидродинамике сжатия, представлены в опубликованных работах [1–17]. Здесь мы рассматриваем вопро-

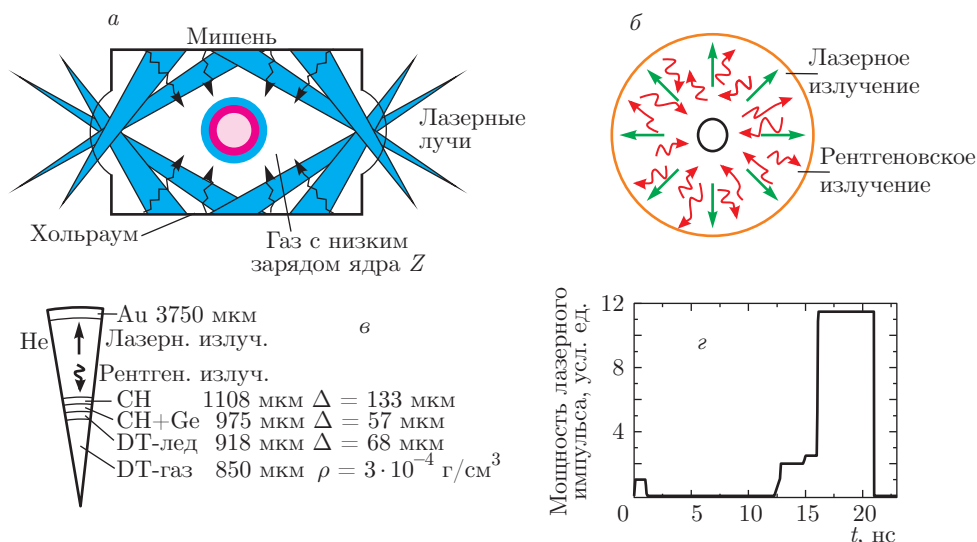


Рис. 1. Схемы мишени, используемой в экспериментах на NIF (а), сферической (модельной) мишени (б), мишени для расчетов по 1D-программе RADIANT (в). Содержащий четыре пика лазерный импульс для экспериментов “low foot” (г)

сы, связанные с переносом энергии излучением, которые можно изучать в 1D-модели.

Применение 1D-модели к анализу экспериментов NIF позволило выделить условия, соответствующие в дальнейшем режиму зажигания, и отличить их от условий, при которых зажигания не наступает. В работах [1–17], посвященных анализу результатов NIF, подобные условия не обсуждались.

В данной статье анализ проведен для мишени и режима сжатия “low foot”, сопоставление режимов “low foot” и “high foot” приведено в работе [18], расчеты выполнены по программе RADIANT [19]. Материал статьи представлен в шести разделах.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ЗАЖИГАНИЮ НА NIF

На рис. 1 представлены цилиндрическая мишень, используемая в экспериментах на установке NIF (рис. 1а, см. [1]), сферическая (модельная) мишень (рис. 1б, см. [18]), центральная капсула с DT-горючим (рис. 1в), а также использованная в расчетах зависимость от времени лазерного импульса (рис. 1г), которая соответствует эксперименту № 120321. Мы рассматриваем упрощенную схему внутренней капсулы без градиентов в примеси аблятора. Подробности выбора модельной мишени и энергии импульса для сферической задачи изложены в работе [18]. В работе [18] сопоставлены результаты экспериментов “low foot” и “high foot”, в том числе с аблятором HDC (High Density Carbon), с резуль-

татами их моделирования в максимально полной редакции в работах LLNL, а также по упрощенной модели [18].

Здесь мы отметим, что 1D-расчеты по программе RADIANT [18] лучше соответствуют экспериментам на установке NIF, чем 1D-расчеты, выполненные в LLNL [14]: для капсул и условий, при которых в 1D-расчетах в LLNL наблюдается зажигание, по расчетам RADIANT нейтронный выход сопоставим с измеренным в экспериментах выходом (превышает его в 5–10 раз). Базирующиеся на наших результатах постановки расчетов в 2D-вариантах потребовали бы меньших величин начальных отклонений от симметрии для согласования с экспериментом.

Нам представляется, что сферическая модель [18] удовлетворительно отражает физические тенденции, которые проявляются в различных постановках экспериментов, что оправдывает дальнейшее применение сферической модели при анализе и моделировании.

Мы уже отметили, что в данной статье рассматриваем результаты, относящиеся к режиму “low foot” [8], в котором наблюдается сильное расхождение результатов 1D-расчетов, демонстрирующих зажигание (например, в эксперименте № 120321 ожидаемый нейтронный выход $3 \cdot 10^{17}$ нейтронов [8]), и экспериментальных результатов, в которых измеренный выход оказался почти в 100 раз ниже прогнозируемого ($\approx 5 \cdot 10^{14}$).

Анализ и интерпретация результатов по зажиганию на установке NIF, содержащих значитель-

ные расхождения между результатами моделирования и данными измерений в работах LLNL, например, [8, 10], происходит по схеме последовательного учета $1D \rightarrow 2D \rightarrow 3D$ гидродинамических эффектов: $1D$ -расчеты; $2D$ -расчеты с учетом несимметрии сжатия; $2D$ -расчеты с учетом шероховатости поверхностей слоев ДТ-льда и аблятора; $2D$ -расчеты с учетом тента подвески мишени и трубки ДТ-наполнения; $3D$ -расчеты. Однако, несмотря на попытки включить все источники отклонений от симметрии, значительные расхождения остаются: выход нейтронов в 3–10 раз ниже; давление и плотность ДТ-газа в центре капсулы в момент коллапса в 2–3 раза ниже; размер горячей области в 1.5–2 раза больше; плотность и оптическая толщина ρR (в г/см²; эту величину также называют поверхностной плотностью) оболочки из ДТ-льда ниже расчетных значений в 1.5–2 раза. Также наблюдаются заметные отклонения от симметрии вылета нейтронов, испытавших однократное рассеяние в сжатой оболочке ДТ-льда. Общий признак у этих эффектов состоит в том, что они проявляются в виде низкой моды, охватывающей значительные части объема сжатой капсулы. Вероятно, такое поведение сжатия мишеней можно связать с его негидродинамическим происхождением.

Завершая этот раздел, приведем две цитаты из заключения к работе [8], которые дают интегральную оценку ситуации для режима “low foot”:

«... самый большой нейтронный выход составляет $8.5 \cdot 10^{14}$. Это в 10 раз ниже, чем было бы при такой скорости нагрева, при которой вклад энергии альфа-частиц в горячее пятно мог бы привести к саморазогреву, ведущему к зажиганию. Нейтронный выход в такое же число раз ниже в детальных $2D$ - и $3D$ -расчетах, сделанных после экспериментов.»¹⁾

«В лучших экспериментах по сжатию, в которых наблюдалось слабое проникновение аблятора внутрь горячего пятна (эксперименты с низким перемешиванием), плотность горячего пятна в 2–3 раза ниже, чем в $2D$ - и $3D$ -численном моделировании, в то время как температура сравнима с экспериментальной.»²⁾

¹⁾ “... the highest neutron yield obtained has been $8.5 \cdot 10^{14}$, resulting in a hot spot heating rate a factor 10x below that for which alpha deposition would begin to cause bootstrap heating leading to ignition. The neutron yield is also a similar factor below detailed post shot $2D$ and $3D$ simulation.”

²⁾ “In the best performing implosion in which there was little mix of ablator into hot spot (low mix experiment), data analysis indicate that the hot spot density was ~ 2 – 3 x below these post shot simulation while the temperature were compatible».

3. «ЗАЖИГАНИЕ» МИШЕНИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПОГЛОЩЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В АБЛЯТОРЕ

В большинстве экспериментов аблятор (см. рис. 1б) состоял из слоя СН, внутри которого располагались слои СН с добавкой элементов со средним Z . Экспериментально исследовались в качестве примесей Ge и Si, примесь Si определена как более эффективная добавка. Количество примеси по числу атомов в различных слоях аблятора составляет от 0.5–1 % до 2–4 %. Основная функция вариации количества атомов примесей, по мнению авторов экспериментов, состоит в контроле гидродинамических неустойчивостей через контроль числа Атвуда на границе ДТ-горючее–аблятор [8].

В связи с использованием в капсуле слоев, поглощающих рентгеновское излучение, возникает необходимость в дополнительной информации, которая до сих пор не обсуждалась, но которая может оказаться решающей для проблемы реализации зажигания. Перечислим эти новые вопросы.

1. Необходимо знание спектральных коэффициентов поглощения с точностью по отношению к эксперименту в диапазоне значений 1–3. Несмотря на относительную простоту аблятора с точки зрения атомарного состава и взаимодействия с излучением, существующие модели излучения могут дать результаты в отдельных спектральных областях, различающиеся в 3–5 раз [20]. Для условий и состава аблятора (температура, плотность, количество примеси) не сообщалось об экспериментальной проверке спектральных коэффициентов поглощения.

2. Отсутствует информация об однородности и точности изготовления слоев аблятора с примесями. Слой, содержащий максимальный уровень примеси [5], имеет толщину 34 мкм и аспектное отношение приблизительно 30. Вероятность сохранения такого слоя в однородном состоянии при смещении слоя при коллапсе на 800–900 мкм представляется крайне низкой.

Далее в этом разделе будут представлены результаты расчетов сжатия и горения мишени в зависимости от значений спектральных коэффициентов поглощения. Предположим, что в расчетах используются коэффициенты, вычисленные по модели, которая нами предполагается апробированной. Маловероятно, что реальная точность современных моделей лучше, чем предсказания в диапазоне $1/2 < k < 2$. Здесь $k = 1$ соответствует номинальной модели, $k = 1/2$ описывает (возможно) вдвое более прозрачную для излучения капсу-

Таблица 1

k	1	3	3.5	4	7	10	20
$N_n, 10^{15}$	1.46	25.6	54.6	187	5560	6000	6440
$E_{thn}, 10^3$ Дж	4.2	72	154	525	15600	16800	18100

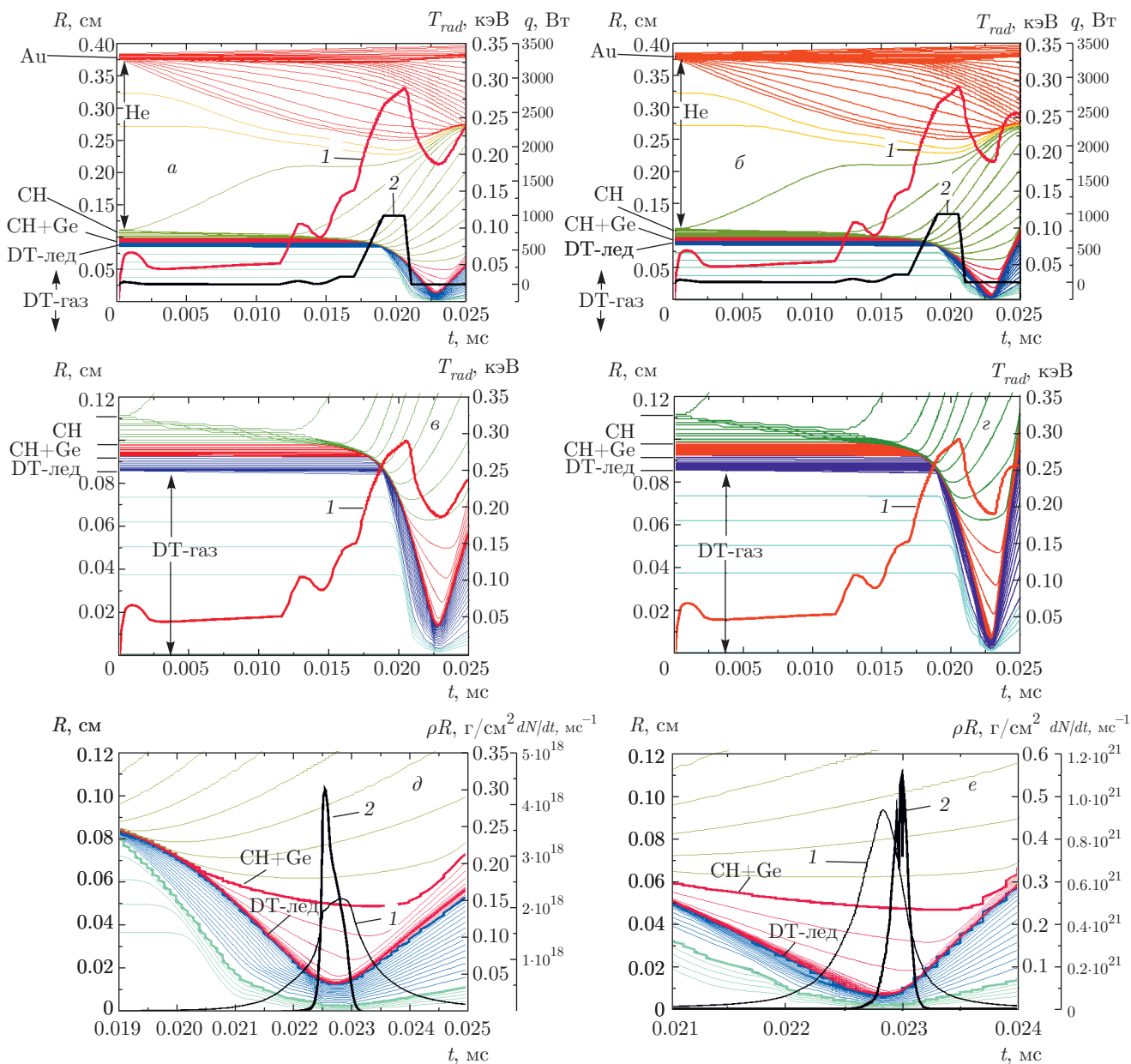


Рис. 2. (В цвете онлайн) *a, б*) Общая картина движения мишени, включая стенку хольраума: 1 — радиационная температура в полости хольраума T_{rad} , 2 — лазерный импульс; $k = 1$ (*a*), 4 (*б*). *в, г*) Движение капсулы при сжатии: 1 — радиационная температура в полости хольраума T_{rad} ; $k = 1$ (*в*), 4 (*г*). *д, е*) Сжатие капсулы в моменты времени, близкие к коллапсу: 1 — оптическая толщина сжатых областей DT ρR , 2 — скорость термоядерных реакций dN/dt ; $k = 1$ (*д*), 4 (*е*)

Таблица 2

	$k = 1$			
% Ge	1	3	7	20
$N_n, 10^{15}$	1.46	2.05	3.96	6.42

ду, $k = 2$ соответствует (возможно) более плотной (в 2 раза) капсуле. Расчеты приведены для капсулы, представленной на рис. 1в, с аблятором, содержащим слой с добавкой 1% примеси Ge. Рассмотрим простейшую модель, когда коэффициенты для слоя с примесью Ge могут оказаться в диапазоне $1 < k < 10$. Случай $k = 1$ соответствует ситуации, когда в эксперименте реализуются, а в расчетах используются базовые спектральные коэффициенты поглощения излучения, рассчитанные для капсулы (рис. 1в). Увеличенные в k раз спектральные коэффициенты поглощения при сохранении параметров капсулы можно сопоставить с увеличением концентрации примеси или с выбором для примеси элемента с большим Z [21]. Однако задачу подбора аблятора, соответствующего выбранному значению k , следует рассматривать отдельно.

Результаты расчетов сжатия и горения мишеней при различных k представлены в табл. 1, 2. Здесь k — коэффициент увеличения спектральных коэффициентов поглощения в области, содержащей примесь Ge, $k = 1$ соответствует спектральным коэффициентам поглощения, рассчитанным по методике [20] для CH с добавкой 1% Ge, N_n — нейтронный выход; E_{thn} — энергия термоядерного горения. В табл. 2 приведен нейтронный выход для рассматриваемой мишени при изменении концентрации примеси Ge по числу атомов от 1% до 7%. Напомним, что, как и в работе [18], расчеты проведены для идеального газа. Слабая зависимость от концентрации Ge объясняется тем, что основное поглощение квантов в абляторе происходит на ионах углерода.

Таблицы 1, 2 демонстрируют характерную для «зажигания» зависимость, когда при достижении определенного значения параметра (в нашем случае $k = 3-4$) условия в капсуле обеспечивают развитие термоядерных реакций. Рассмотрим физические процессы, которые обеспечивают такие зависимости. Далее представлены результаты расчетов для случаев $k = 1$ (расчет № 189, «незажигание») и $k = 4$ (расчет № 193, «зажигание»). На рис. 2 приведены $R-t$ -диаграммы для двух значений $k = 1$ и $k = 4$, охватывающих область зажигания. Представлены общая диаграмма, которая за пределами кап-

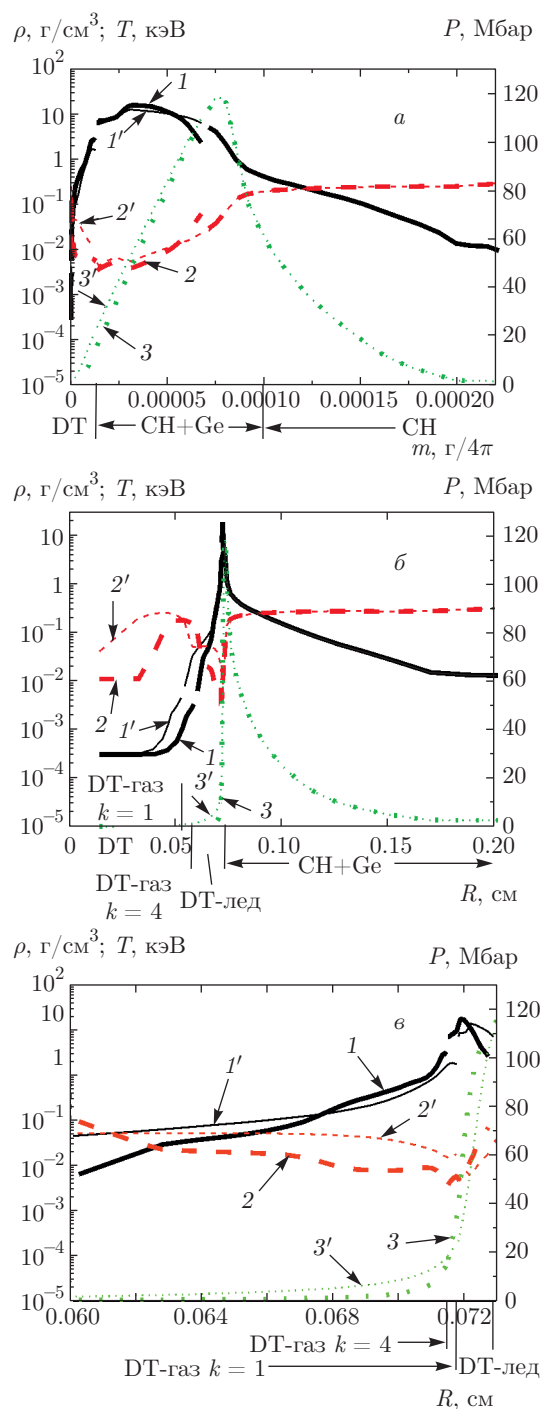


Рис. 3. Профили плотности, температуры и давления для момента времени 20 нс в массовых (а) и пространственных (б) координатах. На рис. 3в выделена область вблизи границ слоев DT-лед и CH+Ge. Для $k = 1$ — тонкие линии (помечены цифрами со штрихами), для $k = 4$ — жирные линии (помечены цифрами без штрихов), плотность — сплошные линии (1), температура — штриховые линии (2), давление — пунктирные линии (3)

Таблица 3

t , нс	20		21		22		t_{col}	
	$k = 1$	$k = 4$	$k = 1$	$k = 4$	$k = 1$	$k = 4$	$k = 1$	$k = 4$
Границы								
R_1 , мкм; DT-газ/DT-лед	530	590	187	325	63	101	31	20
R_2 , мкм; DT-лед/CH+Ge	718	715	508	502	244	238	130	64
R_3 , мкм; CH+Ge/CH	729	728	596	591	529	514	502	474

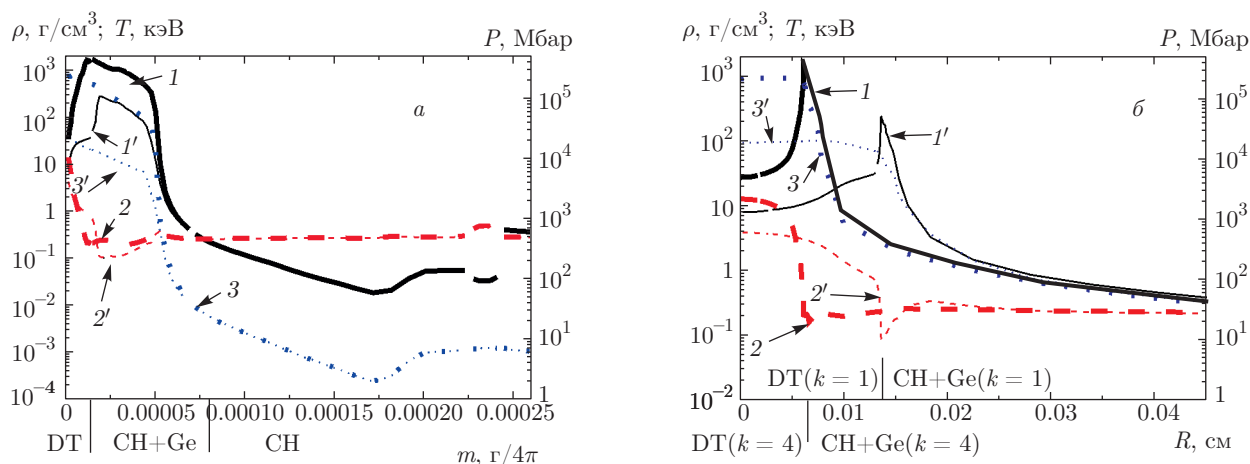


Рис. 4. Профили плотности, температуры и давления для момента времени 22.8 нс в массовых (а) и пространственных (б) координатах. Плотность — сплошные линии (1), температура — штриховые линии (2), давление — пунктирные линии (3). Результаты варианта для $k = 1$ представлены тонкими линиями и обозначены цифрами со штрихами, а варианта для $k = 4$ — жирными линиями и цифрами без штрихов. На оси абсцисс указано положение границ DT-горючего, слоев CH+Ge и CH. На рис. 4б в расчете с $k = 1$ граница DT находится при $R = 130$ мкм, с $k = 4$ — при $R = 65$ мкм

сулы воспроизводится во всех расчетах (рис. 2а,б), движение капсулы при сжатии (рис. 2в,г), и в более крупном масштабе область коллапса капсулы (рис. 2д,е).

Наблюдаются отличия в движении оболочки для различных k вблизи момента коллапса, однако они не дают возможности выяснить причины различного поведения оболочек.

В табл. 3 приводятся положения границ между слоями мишени для трех моментов времени 20 нс, 21 нс, 22 нс и для моментов коллапса, которые в этих расчетах различаются на 0.13 нс: для $k = 1$ время коллапса составляет 22.72 нс, для $k = 4$ — 22.85 нс.

На рис. 3 и рис. 4 в массовых и пространственных координатах представлены профили плотности, температуры электронов и давления для двух моментов времени $t = 20$ нс и $t = 22.8$ нс. В момент

времени $t = 20$ нс граница DT-лед/CH+Ge занимает положение $R \approx 0.0715$ см для $k = 1$ и $R \approx 0.0716$ см для $k = 4$. Обратим внимание на отличие в положении внешней границы DT-льда в момент коллапса: для $k = 1$ $R_2 = 130$ мкм, для $k = 4$ $R_2 = 64$ мкм. Этот результат в момент коллапса приводит к снижению плотности ρ и ρR в DT-слое: для $k = 1$ $\rho = 18$ г/см³ и $\rho R = 0.16$ г/см², для $k = 4$ $\rho = 154$ г/см³ и $\rho R = 0.47$ г/см². Далее в случае $k = 4$ достигается зажигание, в случае $k = 1$ — горение мишени на стадии разлета. При этом «истории» мишеней до $t \leq 21$ нс практически совпадают. Совпадение «историй» хорошо видно на рис. 3, на котором представлены профили плотности, температуры и давления для $t = 20$ нс. Различие состоит в более нагретом DT-газе для $k = 1$.

На рис. 4 представлены распределения плотности, температуры и давления для момента коллапса

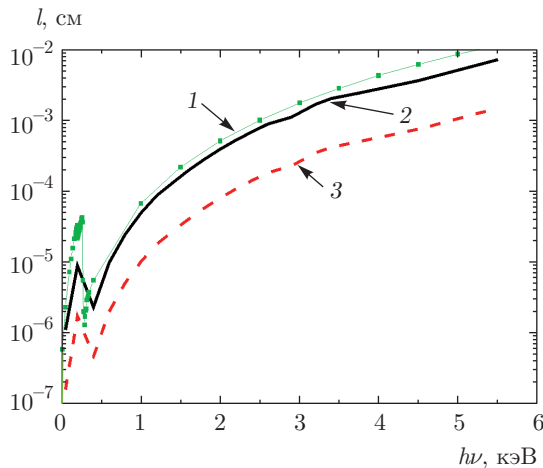


Рис. 5. Рассчитанный по программе THERMOS [20] спектральный пробег излучения в диапазоне температур 6–11 эВ и плотностей 10–15 г/см³ — кривая 1. Используемый в расчетах пробег излучения для различных квантов — сплошная линия 2. Уменьшенный в четыре раза спектральный пробег излучения — штриховая линия 3

($t_c = 22.8$ нс). Отличия в распределениях плотности и температуры в мишени для $k = 1$ и $k = 4$ становятся заметными и для случая $k = 4$ приводят к зажиганию и эффективному горению мишени. Эти зависимости иллюстрируют различия в процессах для вариантов «прозрачных» и «непрозрачных» констант.

Для иллюстрации на рис. 5 представлен качественный график величины спектральных пробегов излучения слоя CH+0.01Ge для температур 6–11 эВ и плотности 10–15 г/см³. В момент времени $t = 21$ нс толщина слоя CH+0.01Ge составляет приблизительно 10 мкм. Таким образом, кванты с энергией, большей 3 кэВ, проникают через этот слой и достигают DT-льда. Уменьшение спектрального пробега излучения в четыре раза приводит к поглощению жестких квантов и предотвращению прогрева DT-горючего.

4. ПОТОКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В КАПСУЛЕ

В программе RADIAN полный поток собственного излучения плазмы вычисляется по известной формуле:

$$W = 4\pi r^2 \int_0^\infty h\nu d\nu \int_{2\pi} d\varphi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_\nu \cos \theta d\theta,$$

односторонние потоки — по формулам

Таблица 4

№		k	$N, 10^{15}$
193	$0 < h\nu < \infty$	4	187
189	$0 < h\nu < \infty$	1	1.46
200	$0 < h\nu < 1.7$ кэВ	1	2380
	$h\nu > 1.7$ кэВ	4	
199	$0 < h\nu < 2.1$ кэВ	1	73.6
	$h\nu > 2.1$ кэВ	4	
198	$0 < h\nu < 3.1$ кэВ	1	3.09
	$h\nu > 3.1$ кэВ	4	
202	$h\nu < 1.7$ кэВ	1	7.03
	1.7 кэВ $< h\nu < 3.3$ кэВ	4	
	$h\nu > 3.3$ кэВ	1	

$$W^+ = 4\pi r^2 \int_0^\infty h\nu d\nu \int_{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} I_\nu \cos \theta d\theta,$$

$$W^- = 4\pi r^2 \int_0^\infty h\nu d\nu \int_{2\pi} d\varphi \int_{-\pi/2}^0 I_\nu \cos \theta d\theta,$$

где I_ν — спектральная интенсивность излучения. Здесь мы рассмотрим поведение потоков излучения на различных границах мишени в зависимости от значений спектральных коэффициентов поглощения, которые, как мы предполагаем, описывают реальные свойства слоев капсулы. В предыдущих разделах масштаб неопределенности составлял $1 < k < 10$ для всех частот $h\nu$ излучения. В этом разделе мы рассмотрим возможное более сложное поведение коэффициентов поглощения: $k = 1$ для $h\nu < h\nu_1$, $k = 4$ для $h\nu > h\nu_1$. Ранее рассмотренные варианты № 189 и № 193 сопоставимы с расчетами № 198 при $h\nu_1 = 3.3$ кэВ и № 200 при $h\nu_1 = 1.7$ кэВ. Результаты дополнительных вариантов представлены в табл. 4.

На рис. 6 для момента времени $t = 20$ нс представлены зависимости от координаты (радиуса) полных потоков излучения в различных спектральных диапазонах: 1.7–1.9 кэВ, 2.1–2.3 кэВ, 3.1–3.3 кэВ и 4–5 кэВ. Диапазон координат соответствует расположению слоев DT-лед и CH+Ge (границы: DT-лед $R_2 \approx 0.0715$ см, CH+Ge $R_3 \approx 0.0729$ см).

В расчете № 200 ($h\nu > 1.7$ кэВ, $k = 4$) внешнее излучение эффективно поглощается в слоях CH+Ge, прилегающих к границе раздела этого слоя с CH. В

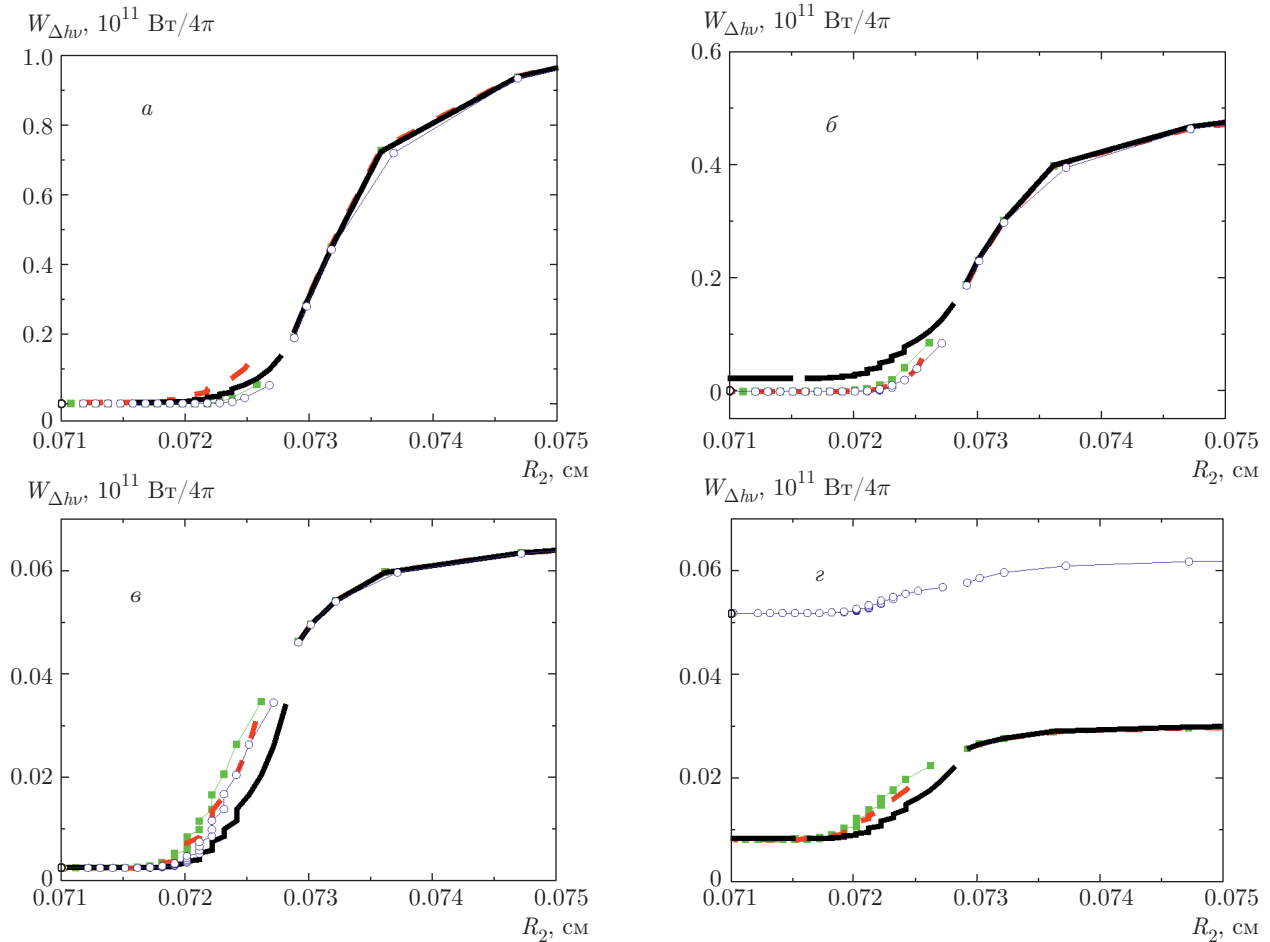


Рис. 6. Идущие внутрь мишени потоки излучения в момент времени $t = 20$ нс в спектральных интервалах: $1.7 \text{ кэВ} < h\nu < 1.9 \text{ кэВ}$ (а); $2.1 \text{ кэВ} < h\nu < 2.3 \text{ кэВ}$ (б); $3.1 \text{ кэВ} < h\nu < 3.3 \text{ кэВ}$ (в); $4 \text{ кэВ} < h\nu < 5 \text{ кэВ}$ (г). Разрыв в кривых — граница между слоями — содержащим Ge и чистым СН. Сплошные жирные линии — расчет № 198 ($k = 4$ при $h\nu > 3.1 \text{ кэВ}$). Пунктирные жирные линии — расчет № 199 ($k = 4$ при $h\nu > 2.1 \text{ кэВ}$). Сплошные квадраты, соединенные тонкими линиями, — расчет № 200 ($k = 4$ при $h\nu > 1.7 \text{ кэВ}$). Светлые круги, соединенные тонкими линиями, — расчет № 202 ($k = 4$ при $1.7 \text{ кэВ} < h\nu < 3.3 \text{ кэВ}$)

слое СН+Ge формируется область с более высокой, чем в остальных расчетах, температурой и более низкой плотностью. Из-за меньшей плотности в расчете № 200 ($h\nu > 1.7 \text{ кэВ}$, $k = 4$) внешнее излучение спектрального диапазона $3.1\text{--}3.3 \text{ кэВ}$ (рис. 6в) проникает в слой СН+Ge глубже, чем излучение того же спектрального диапазона в расчете № 198 ($k = 4$ при $h\nu > 3.1 \text{ кэВ}$). Греющий импульс внешнего излучения имеет максимумы в спектральном диапазоне $1.5\text{--}3 \text{ кэВ}$ (см. рис. 8). На рис. 6б видно, что в расчете № 198 ($h\nu > 3.1$, $k = 4$) поток излучения в спектральном диапазоне $2.1\text{--}2.3 \text{ кэВ}$ проникает вглубь капсулы (сплошная линия), в отличие от остальных расчетов, поскольку длина свободно-

го пробега квантов в этом диапазоне в расчете № 198 ($h\nu > 3.1$, $k = 4$) больше в четыре раза. В расчете № 202 ($k = 4$ при $1.7 \text{ кэВ} < h\nu < 3.3 \text{ кэВ}$) поток излучения в диапазоне $4\text{--}5 \text{ кэВ}$ (рис. 6г) в пять раз выше чем, в остальных расчетах, что также связано с большей длиной свободного пробега квантов в этом диапазоне.

В различных расчетах (т.е. при различных спектральных коэффициентах поглощения) потоки различаются, что в конечном итоге приводит к зажиганию в расчетах № 193 и № 200.

На рис. 7 для иллюстрации приведены в зависимости от времени величины односторонних радиационных потоков, идущих внутрь мишени $W^-(t)$,

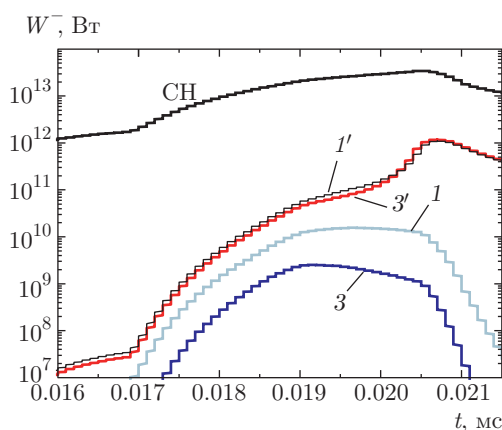


Рис. 7. Односторонние радиационные потоки, идущие внутрь мишени $W^-(t)$ для двух расчетов № 198 и № 200 на трех границах областей: граница СН — кривая обозначена как СН; граница СН+Ge — расчет № 198 (кривая 1'), расчет № 200 (кривая 3'); граница DT-лед: расчет № 198 (кривая 1), расчет № 200 (кривая 3)

для двух расчетов № 200 и № 198 на трех границах областей DT-лед, СН+Ge и СН. Для обоих расчетов потоки на границе СН совпадают. На границе СН+Ge/СН также потоки практически одинаковые. Вследствие поглощения в слое СН+Ge (напомним, что $k = 4$ для расчета № 200), из-за большей оптической толщины на границе DT-лед/СН+Ge в расчете № 200 поток на порядок меньше, чем в расчете № 198.

На рис. 8 представлены для момента времени $t = 20$ нс спектральные потоки излучения в диапазоне $0 < h\nu < 6$ кэВ в расчетах с различными вариантами выбора спектральных коэффициентов поглощения. Представлены зависимости для двух границ: DT-лед и СН+Ge. Потоки на границе СН/СН+Ge очень мало различаются, поэтому на рис. 8а приведены потоки на этой границе для расчетов № 198 ($k = 4$ при $h\nu > 3.1$ кэВ) и № 202 ($k = 4$ при 1.7 кэВ $< h\nu < 3.1$ кэВ). Результаты этих расчетов показывают различие спектральных потоков излучения в диапазонах частот $h\nu < 0.6$ кэВ и $h\nu > 3.1$ кэВ. Данные рисунка иллюстрируют высокую чувствительность сжатия мишени к относительно малым различиям в величине потока в разных участках спектра.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

По данным рис. 8а видно, что потоки излучения в слой СН+Ge во всех расчетах (т.е. для всех вариантов коэффициента поглощения в слое

СН+Ge) практически одинаковы. Для иллюстрации на рис. 8а приведены потоки на этой границе для расчетов № 198 ($k = 4$ при $h\nu > 3.1$ кэВ) и № 202 ($k = 4$ при 1.7 кэВ $< h\nu < 3.1$ кэВ). На внешней границе слоя DT-лед потоки различны: для № 200 ($k = 4$ при $h\nu > 1.7$ кэВ) и для № 199 ($k = 4$ при $h\nu > 2.1$ кэВ) близки к нулю (линии 2 и 3); для расчета № 199 имеется небольшое увеличение потока в спектральном интервале 1.7 кэВ $< h\nu < 2.1$ кэВ. Для № 198 ($k = 4$ при $h\nu > 3.1$ кэВ) виден нагрев DT-слоя квантами с энергиями $h\nu = 2-3$ кэВ (линия 1); для № 202 ($k = 4$ при 1.7 кэВ $< h\nu < 3.3$ кэВ) — нагрев DT-слоя квантами с $h\nu > 3.3$ кэВ (линия 4).

Результаты влияния дополнительного нагрева представлены в табл. 4. Видно, что меньшие коэффициенты поглощения и более высокий поток энергии излучения в широком диапазоне $h\nu > 1.7$ кэВ в DT-слое мишени существенно снижают нейтронный выход в расчете № 198 по сравнению с вариантом № 200. Уменьшение диапазона пропускания квантов (№ 199 — $h\nu > 2.1$ кэВ) приводит к увеличению выхода нейтронов (вариант № 199 по сравнению с № 198). Пропускание квантов $h\nu > 3.1$ кэВ (вариант № 202 по сравнению с № 200) кардинально меняет режим горения.

На рис. 9 приведены зависимости от времени кинетической (E_{kin}) и внутренней (E_{in}) энергий слоев мишени: DT-газ (1), DT-лед (2), СН+Ge (3), для расчетов № 198 («незажигание») и № 200 («зажигание»). Из графиков видно, что для № 198 и № 200 заметное различие наблюдается только для внутренней энергии слоя DT-лед (2). Для $t = 22$ нс (в это время кинетическая энергия слоя близка к максимальному значению $E_k \approx 6$ кДж для № 198 и № 200) внутренняя энергия составляет $E_{in} \approx 4$ кДж для № 198 и $E_{in} \approx 1$ кДж для № 200. В момент времени $t = 22.8$ нс кинетическая энергия обращается в нуль, внутренние энергии примерно равны $E_{in} \approx 20$ кДж. Оценивая сжатие как адиабатическое сжатие идеального газа ($\gamma = 5/3$) и пользуясь соотношением $E_{in}V^{\gamma-1} = E_{in}R^2 = \text{const}$ в интервале времени $22 < t < 22.8$ нс для значений $E_{in} = 4$ кДж (№ 198) и $E_{in} = 1$ кДж (№ 200) при $t = 22$ нс, получим для $t = 22.8$ нс радиус DT-льда $R_2 = 270 \text{ мкм}/(20/4)^{1/2} \approx 120 \text{ мкм}$ для $k = 1$ и $R_2 = 270 \text{ мкм}/(20/1)^{1/2} \approx 60 \text{ мкм}$ для $k = 4$ (в момент времени $t = 22$ нс радиус $R_2 = 270 \text{ мкм}$ для № 198 и № 200). Эти значения близки к данным расчетов, приведенных в табл. 3. Они дают основание считать, что, возможно, изменения в режиме сжатия связаны с дополнительным ростом внутренней энергии слоя DT-льда для варианта № 198 по сравнению с

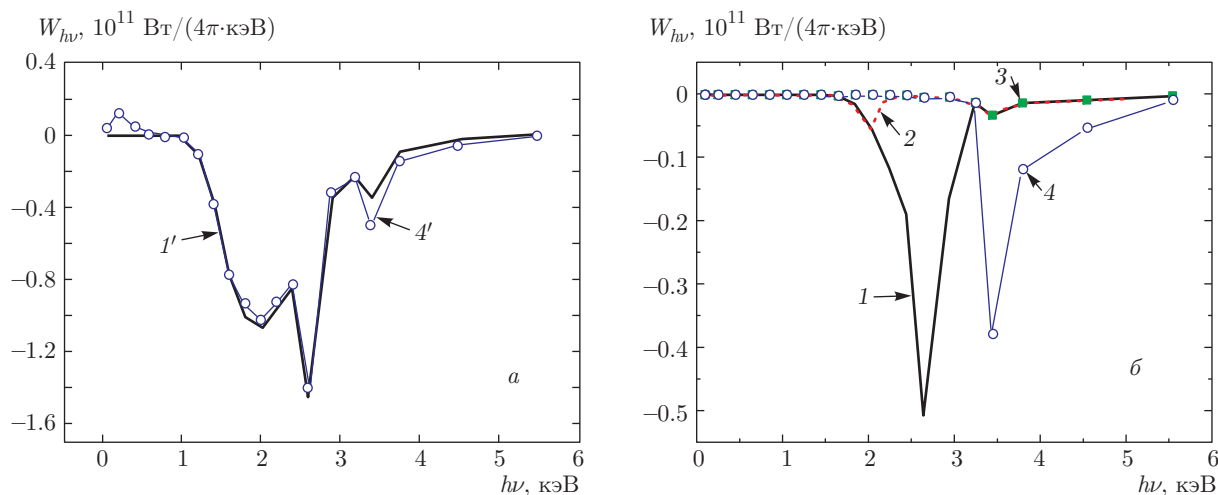


Рис. 8. Спектральные потоки излучения на границе CH/CH+Ge (а) и на границе CH+Ge/DT (б). Потоки на границе CH/CH+Ge обозначены цифрами со штрихами, на границе CH+Ge/DT — цифрами без штрихов. 1 (сплошная жирная линия) — расчет № 198 ($k = 4$ при $h\nu > 3.1$ кэВ); 2 (штриховая линия) — расчет № 199 ($k = 4$ при $h\nu > 2.1$ кэВ); 3 (сплошные квадраты, соединенные тонкой линией) — расчет № 200 ($k = 4$ при $h\nu > 1.7$ кэВ); 4 (светлые кружки, соединенные тонкой линией) — расчет № 202 ($k = 4$ при 1.7 кэВ $< h\nu < 3.1$ кэВ)

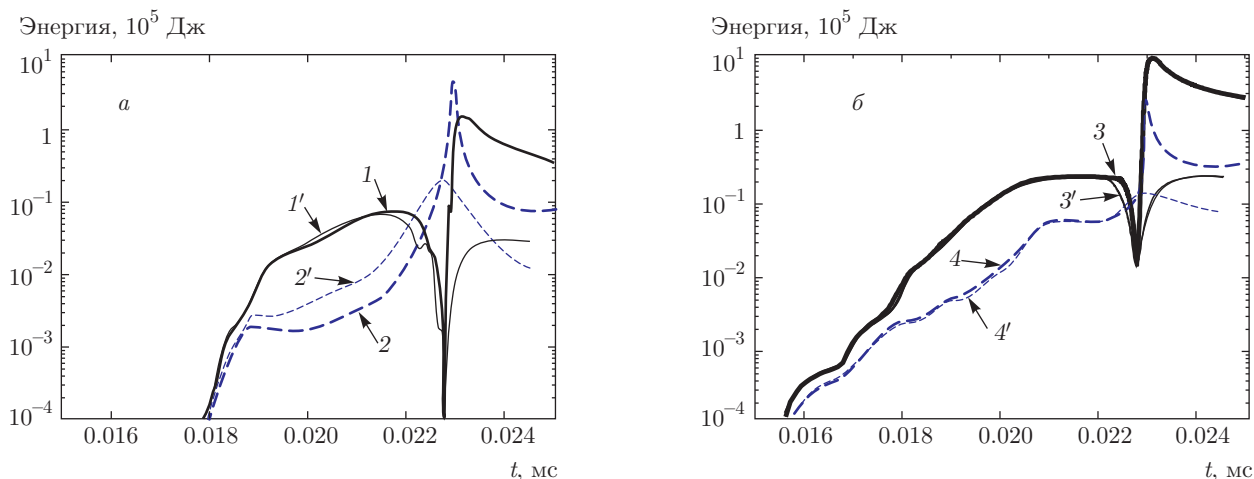


Рис. 9. Зависимости от времени кинетической E_{kin} и внутренней E_{in} энергий DT-слоя льда (а) и слоя CH+Ge (б). Результаты варианта № 198 представлены тонкими линиями и обозначены цифрами со штрихами, а варианта № 200 — жирными линиями и цифрами без штрихов. а) Кинетическая энергия DT-слоя обозначена цифрами 1 (расчет № 200) и 1' (расчет № 198), внутренняя энергия этого слоя — цифрами 2 и 2'. б) Кинетическая энергия слоя, содержащего германий, обозначена цифрами 3 (расчет № 200) и 3' (расчет № 198), внутренняя энергия этого слоя — цифрами 4 и 4'

№ 200. Этот результат согласуется с поведением потоков излучения, представленных на рис. 6–8. Здесь интересно заметить, что итог проблемы «зажигание»/«незажигание» в мегаджоульном эксперименте зависит от точного определения области выделения энергии масштаба 1–4 кДж. Возможное различное пропускание квантов проявляется в различных зависимостях от времени значений энергий внутренних слоев DT и CH+Ge.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе представленных результатов следует рассмотреть возможную версию «незажигания» мишени непрямого сжатия в условиях установки NIF, связанную с переносом излучения и основанную на следующих положениях.

— Данные по спектральным коэффициентам поглощения нам известны недостаточно точно. В результате в экспериментах материал аблятора оказывается более прозрачным для характерных квантов излучения, а нагрев DT-слоя при сжатии (адиабата сжатия) более высоким, чем в расчетах, моделирующих процессы.

— Процессы неустойчивости, перемешивания и нагрева аблятора (или его части, примыкающей к DT-слою) увеличивают прозрачность аблятора как целого объекта (отдельные его части могут стать более непрозрачными), увеличивают потоки излучения внутрь мишени и вполне могут быть ответственными за повышенный нагрев слоев, содержащих DT-горючее.

— Предположение о более высоком уровне нагрева DT-слоя (включая “hot spot” на стадии сжатия) в экспериментах, по сравнению с расчетом, представляется непротиворечивым. При более высоком уровне нагрева размеры сжатого и горячего DT-газа при коллапсе больше (см. табл. 3), а плотность, давление и термоядерный выход — меньше, чем получается при расчетах. Отклонения имеют низкомодовый характер, $1/2$ – $1/4$ от размера сжатой капсулы, как это наблюдается в экспериментах.

— Многочисленные попытки учесть при анализе сжатия $2D$ - и $3D$ -процессы и начальные условия для них, как известно, пока не привели к успеху: необходимы начальные отклонения от симметрии в 3–5 раз большие, чем в реальности. Вполне возможно, что комбинация возможного эффекта «прозрачности» аблятора и учет $2D$ - и $3D$ -процессов при реальных начальных условиях приведут к согласованию расчетных и экспериментальных данных и к более точной и реалистичной формулировке условий «зажигания».

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

ЛИТЕРАТУРА

1. J. D. Lindl, P. Amendt, R. L. Berger et al., *Phys. Plasmas* **11**, 339 (2004).
2. E. I. Moses, *J. Phys.: Conf. Ser.* **112**, 012003 (2008).
3. E. I. Moses, R. N. Boud, B. A. Remington et al., *Phys. Plasmas* **16**, 41006 (2009).
4. J. D. Lindl and E. I. Moses, *Phys. Plasmas* **18**, 050901 (2011).
5. S. W. Haan, J. D. Lindl et al., *Phys. Plasmas* **18**, 051001 (2011).
6. O. L. Landen, J. Edwards, S. W. Haan et al., *Phys. Plasmas* **18**, 051002 (2011).
7. M. J. Edwards, J. D. Lindl, B. K. Spears et al., *Phys. Plasmas* **18**, 051003 (2011).
8. M. J. Edwards, P. K. Patel, and J. D. Lindl, *Phys. Plasmas* **20**, 070501 (2013).
9. J. A. Frenje, R. Bionta, E. J. Bond et al., *Nucl. Fusion* **53**, 043014 (2013).
10. D. S. Clark, D. E. Hinkel, D. C. Eder et al., *Phys. Plasmas* **20**, 056318 (2013).
11. N. B. Meezan, A. J. MacKinnon, D. G. Hicks et al., *Phys. Plasmas* **20**, 056311 (2013).
12. D. S. Clark, M. M. Marinak, C. R. Weber et al., *Phys. Plasmas* **22**, 022703 (2015).
13. H.-S. Park, O. A. Hurricane, D. A. Callahan et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 055001 (2014).
14. T. R. Dittrich, O. A. Hurricane, D. A. Callahan et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 055002 (2014).
15. O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al., *Nature* **506** (7488), 343 (2014).
16. O. A. Hurricane, D. A. Callahan, D. T. Casey et al., *Nature Phys.*, publ. online 11 April 2016, DOI: 10.1038/NPHYS3720.
17. J. L. Kline, S. A. Yi, A. N. Simakov, R. E. Olson et al., *Phys. Plasmas* **23**, 056310 (2016).
18. В. Б. Розанов, Г. А. Вергунова, *ЖЭТФ* **148**, 857 (2015).
19. Т. К. Говорун, Г. А. Евсеев, Т. В. Мищенко, Препринт № 176 ИПМ им. М. В. Келдыша АН СССР, Москва (1986).
20. А. Ф. Никифоров, В. Г. Новиков, В. Б. Уваров, *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы*, Физматлит, Москва (2000).
21. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва (1966).