

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА**Исследование сжатия мишеней непрямого облучения в условиях установки NIF в рамках одномерного моделирования****В.Б.Розанов, Г.А.Вергунова**

С помощью одномерной модели, базирующейся на 1D программе RADIAN, проведено моделирование динамики непрямого сжатия мишеней, содержащих капсулы с абляторами из пластика, высокоплотного углерода и бериллия. Эксперименты с такими мишенями выполнены на установке NIF в Ливерморской лаборатории (США) в 2014–2018 гг. Результаты численного 1D моделирования согласуются с результатами экспериментов и расчетов, проведенных в этой лаборатории. Подтверждено влияние жесткой части излучения хольраума на параметры сжатия капсул, продемонстрирована возможность устранения данного влияния не только подбором материала хольраума, но и внесением в капсулу поглощающих это излучение добавок. Показано, как варьирование величины добавок в аблятор капсулы меняет спектр излучения, греющего DT-горючее.

Ключевые слова: не прямое облучение, сферическое сжатие, лазерная плазма, излучение лазерной плазмы, численное моделирование.

1. Введение

На мегаджоульной установке NIF LLNL (National Ignition Facility, Lawrence Livermore National Laboratory, США) [1–4] проводятся эксперименты по непрямому сжатию капсул, заключенных в цилиндрическую мишень, для достижения положительного выхода термоядерной энергии. К настоящему времени максимальный выход составляет 2×10^{16} нейтронов. В работах [5–7] дан сравнительный анализ экспериментов с мишенями, абляторов которых состоит из пластика, высокоплотного углерода HDC (high density carbon) и бериллия.

Сравнение трех абляторов проведено на основе выполненных на установке NIF экспериментов с пятью мишенями [5–7]: №140520 – пластиковая мишень, облучаемая лазерным импульсом типа high foot (CH HF); №151020 – пластиковая мишень, в которой хольраум заполнен гелием с низкой плотностью, 0.6 мг/см^3 вместо 1.6 мг/см^3 (low gas fill plastic, CH LGF); №161023 – мишень из высокоплотного углерода, находящегося в почти алмазной фазе HDC; №170109 – мишень HDC с лазерным импульсом типа big foot (BF, лазерный импульс укорачивается для улучшения симметрии облучения капсулы конвертируемым рентгеновским излучением); №170227 – Be-мишень. Каждый аблятор содержит слои с добавками (до 2%) веществ с высоким зарядовым числом ядра, для того чтобы контролировать прогрев жестким рентгеновским излучением хольраума и для диагностики перемешивания Si в CH, вольфрама в HDC, меди в Be. Результаты численного моделирования, полученные в LLNL, и некоторые экспериментальные данные приведены в табл. 1.

В.Б.Розанов, Г.А.Вергунова. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail vergunovaga@lebedev.ru

Поступила в редакцию 25 ноября 2019 г.

Схема мишени непрямого сжатия приведена на рис. 1. Радиус пластиковой капсулы равен ~ 1100 мкм, радиусы мишеней из HDC и Be составляют ~ 900 мкм. Одной из характеристик симметрии облучения капсул является отношение диаметра хольраума к диаметру капсулы (case-to-capsule ratio, CCR). С увеличением CCR улучшается поглощение лазерного излучения, сфокусированного во внутреннюю область мишени (под углами 23.5° и 30°), но слишком большое CCR не позволяет создать достаточно высокий поток рентгеновского излучения на капсулу. Начиная с 2014 года (кампания High foot; пластиковая мишень №140520) CCR увеличивается: так, для пластиковых мишеней CCR составляет 2.55–3, для HDC – около 3, для Be – 3.7, также увеличивается высота хольраума от 9.43 до 11.25 мм. Хольраум был заполнен He, плотность которого в пластиковой мишени №140520 была равна 1.6 мг/см^3 , в пластиковой мишени №151020 – 0.6 мг/см^3 , а во всех остальных мишенях – 0.3 мг/см^3 . Это делалось для уменьшения рассеяния лазерных лучей и лазерно-плазменного взаимодействия. Длительность лазерного импульса связана с размерами капсулы и толщиной аблятора: для пластика она составляла 15–13 нс, для HDC – 6 нс, для Be – 10 нс. Лазерный импульс для рассматриваемых капсул состоит из трех пиков, которые инициируют три ударные волны в капсуле. Последний, третий пик для всех трех абляторов имеет примерно одинаковую длительность – около 3 нс. Толщины Δ абляторов различны: $\Delta_{\text{CH}} \approx 178$ мкм ($\rho_{\text{CH}} = 1.1 \text{ г/см}^3$), $\Delta_{\text{HDC}} \approx 65$ мкм ($\rho_{\text{HDC}} = 3.5 \text{ г/см}^3$) и $\Delta_{\text{Be}} = 111$ мкм ($\rho_{\text{Be}} = 1.85 \text{ г/см}^3$). Для пластиковых абляторов толщина слоя DT-горючего равна 69 мкм, для HDC – 53 и 41 мкм, для Be – 48 мкм.

В расчетах, выполненных в LLNL, сжатие мишеней моделировалось в двух вариантах. В первом интегрированные расчеты моделируют весь процесс непрямого сжатия мишени: распространение лазерных пучков через хольраум, преобразование лазерного излучения в рентгеновское на стенках хольраума, нагрев капсулы этим

Табл.1. Параметры экспериментов, использованные при расчетах в настоящей работе.

Параметры	№ 140520 [5–7, 11–13]	№ 151020 [5–7, 14]	№ 161023 [5–7, 15]	№ 170109 [5–7, 16]	№ 170227 [5–7, 17]
Энергия лазерного импульса (МДж)	1.8	1.5	1.1	1.1	1.01
Длительность лазерного импульса (нс)	15	13	6	6	10
Диаметр и высота хольраума (мм)	5.75×9.43	6.72×11.25	5.75×10.15	5.4×10.15	6.72×11.25
Плотность He (мг/см ³)	1.6	0.6	0.3	0.3	0.3
Радиус капсулы (мкм)	1125	1106	909	909	903
Внутренний радиус капсулы (мкм)	948	933	845	844	788
Толщина аблятора (мкм)	178	173.1	64	65.2	111.5
Плотность аблятора (г/см ³)	1.1	1.1	3.5	3.5	1.84
Толщина слоя DT-льда (мкм)	69.3	69.7	53.1	41	47.6

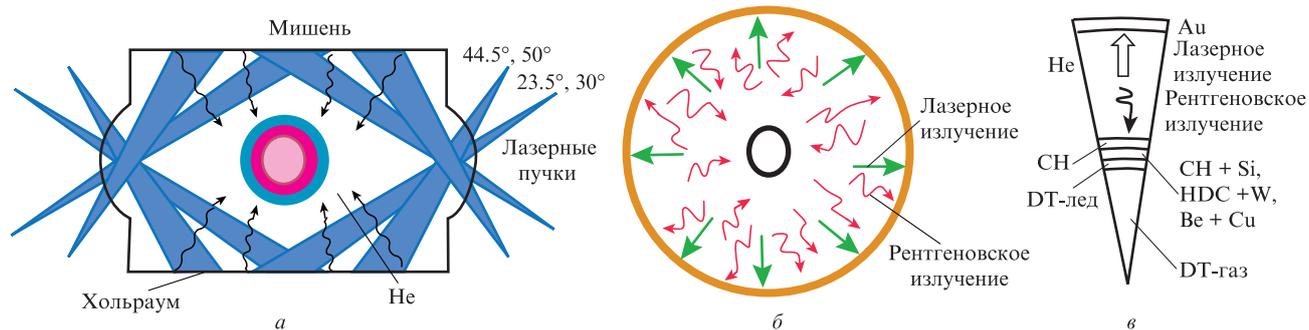


Рис.1. Схемы используемой на установке NIF цилиндрической мишени [2] (а) и модельной сферической мишени (б), а также структура центральной капсулы (в).

рентгеновским излучением, имплозию капсулы, горение термоядерного горючего. Во втором варианте имитируется только сжатие капсулы рентгеновским излучением, характеристики которого берутся из результатов моделирования по более полной интегрированной модели. Моделирование после эксперимента (post shot modeling) было выполнено по 2D [5–7] и 3D программам [8]. В этих работах рассмотрены относительные воздействия различных источников возмущений на сжатие капсул: неоднородность облучения, связанная с вводом лазерного излучения в хольраум и конверсией в рентгеновское излучение; размеры трубки для заполнения капсулы DT-горючим; подвеска для крепления капсулы; шероховатость поверхностей аблятора и границы DT–аблятор. Для согласования экспериментальных данных и результатов расчетов вводятся различные множители для разных частей лазерного импульса. После сравнения трех абляторов и выявления их сильных и слабых сторон была проведена экстраполяция результатов расчета для этих мишеней на полную мощность 500 ТВт и полную энергию 1.8 МДж установки NIF с целью получения высокоэнергетического нейтронного выхода 10^{17} – 10^{18} .

Вследствие уникальности такой мощной установки, как NIF, анализ выполняемых на ней экспериментов с помощью программ, созданных в других лабораториях, является крайне важным и актуальным, поскольку сделанные выводы будут расширять понимание протекающих в этих экспериментах физических процессов. В настоящей работе на основе хорошо зарекомендовавшего себя подхода [9, 10] воспроизведены результаты этих экспериментов и расчетов в одномерной постановке. Оказалось, что 1D модель, несмотря на свою относительную простоту по сравнению с 2D моделью LLNL, воспроизводит тенденции изменения результатов расчетов при изменении па-

раметров мишеней. Было проведено численное моделирование сжатия указанных пяти мишеней, а также сжатия мишеней при полной энергии лазера установки NIF по одномерной модели с использованием 1D программы RADIAN [9, 10]. Рассмотрен прогрев DT-горючего жесткой частью спектра излучения хольраума. Одномерная модель воспроизводит основные результаты экспериментов и расчетов, выполненных в LLNL.

2. Моделирование экспериментов в 1D геометрии

Целью настоящей работы является исследование и воспроизведение в рамках одномерной модели [9, 10] результатов экспериментов и расчетов, приведенных в [5–7]. Физическим основанием возможности одномерного описания является необходимость близости последней стадии сжатия капсулы к одномерному процессу. В рамках одномерной геометрии невозможно точно рассчитать ввод лазерного излучения в хольраум, неоднородность облучения капсулы конвертируемым на стенках хольраума рентгеновским излучением, потери энергии через отверстия для ввода лазерного излучения, влияние на сжатие перемешивания и развития мелкомасштабных возмущений, двумерные эффекты, связанные с влиянием на развитие неустойчивостей подвески капсулы и трубки для заполнения горючим. Тем не менее численное моделирование в 1D геометрии позволяет определить основные параметры процесса сжатия мишени, отличить один случай от другого при изменении параметров мишени и характеристик лазерного импульса. Следует отметить, что понять происходящие в такой сложной системе, как мишень непрямого сжатия, процессы без численного моделирования представляется почти невозможным.

Моделирование сжатия мишеней непрямого облучения проводится по программе RADIAN в одномерной геометрии. В этой программе двухтемпературные уравнения гидродинамики (уравнения движения, уравнения непрерывности, уравнения изменения энергии для электронной и ионной компонент, уравнения состояния для ионов и электронов) решаются совместно с многогрупповыми спектральными уравнениями переноса излучения. Спектральные коэффициенты поглощения излучения рассчитаны по программе THERMOS [18] (ИПМ РАН). Учитываются электрон-ионный обмен, классическая или подавленная спитцеровская теплопроводность. Энергия лазерного излучения поглощается по обратному тормозному механизму. Считается, что лазерное излучение, дошедшее до области с критической плотностью, полностью поглощается в ней. Учитывается вклад α -частиц в уравнение баланса энергии.

В экспериментах по непрямому сжатию, результаты которых были опубликованы, лазерное излучение поступает через торцы цилиндра-хольраума, затем на внутренних стенках цилиндра оно преобразуется в рентгеновское излучение, которое заполняет весь объем хольраума и воздействует на помещенную в его центре капсулу (рис.1). При одномерном моделировании радиус сферического хольраума определяется путем сравнения геометрических размеров сферы и цилиндра. В табл.2 приведены используемые в 1D расчете по программе RADIAN радиусы R_{sph} сферического хольраума для указанных мишеней, полученные из сравнения геометрических размеров сферы и цилиндра в предположении равенства объемов, $V_{sph} = V_{cyl}$, и равенства площадей поверхностей, $S_{sph} = S_{cyl}$, хольраумов.

Не существуют сфера и цилиндр, которые имеют одинаковые как объемы, так и площади поверхностей. Например, для цилиндрической мишени с высотой 0.943 см, диаметром 0.575 см и диаметром отверстий для ввода лазерного излучения 0.31 см (мишень № 140520) объем и площадь поверхности цилиндрического хольраума равны соответственно 0.245 см³ и 2.07 см². В случае выбора сферы того же объема радиус мишени составляет 0.388 см, а площадь поверхности сферы – 2.22 см², что больше площади поверхности цилиндрического хольраума на 15%. При равенстве площадей поверхностей хольраума и сферы радиус сферического хольраума равен 0.406 см, а объем сферы – 0.281 см³, что на 15% больше объема цилиндрического хольраума. При одной и той же вкладываемой в хольраум энергии радиационная температура в сфере равной площади поверхности будет на 3% ниже, чем в сфере равного объема, что является несущественным в 1D расчетах.

В проведенных 1D расчетах на основе сопоставления уравнений баланса энергии в цилиндрической и сфериче-

ской геометрии определяется энергия лазерного излучения, вводимая в полость сферического хольраума при одномерных сферических расчетах [9]. Для улучшения соответствия результатов расчетов по одномерной модели экспериментальным результатам были выполнены итерации. В этих итерациях варьировалась энергия лазерного излучения, падающего на внутреннюю стенку сферического хольраума, для установления лучшего соответствия радиационной температуры в полости хольраума T_{rad} (рис.2) опубликованным в литературе результатам экспериментов или расчетным данным, полученным в LLNL [7].

К моменту времени t уравнение баланса энергии для модельной сферической задачи выглядит следующим образом [9]:

$$E_{sph}(t) = E_{rad}(t) + \int_0^t W_{cap} S_{cap} dt + E_{Au}(t),$$

где $E_{sph}(t)$ – поглощенная на внутренней стенке хольраума лазерная энергия; $E_{rad}(t)$ – содержащаяся в объеме хольраума энергия рентгеновского излучения; W_{cap} – поток рентгеновского излучения на капсулу; S_{cap} – площадь

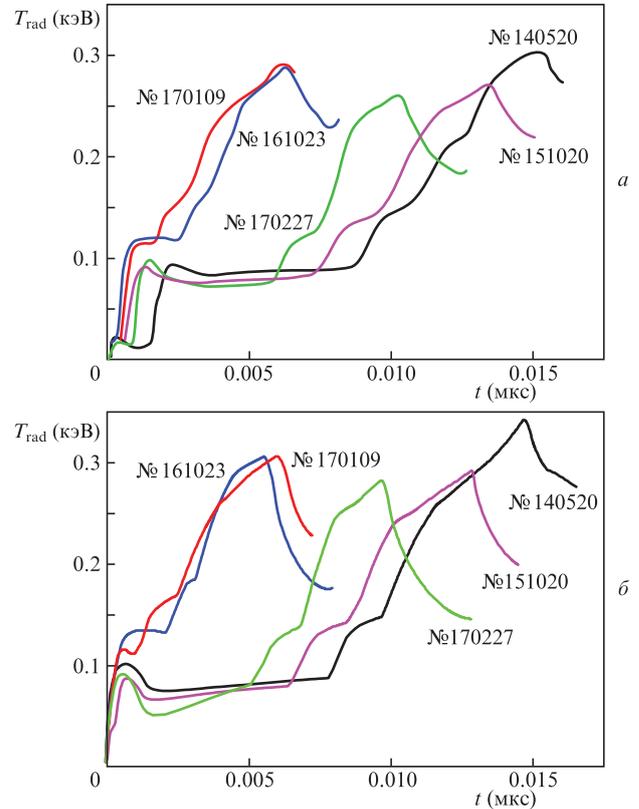


Рис.2. Сравнение радиационных температур в полости хольраума, рассчитанных для пяти мишеней в [7] (а) и в настоящей работе (б).

Табл.2. Геометрические размеры цилиндрических и сферических хольраумов.

Параметры	№ 140520	№ 151020	№ 161023	№ 170109	№ 170227
Диаметр хольраума (см)	0.575	0.672	0.575	0.54	0.672
Высота хольраума (см)	0.943	1.124	1.01	1.015	1.124
Диаметр отверстия для ввода лазерного излучения (см)	0.31	0.391	0.337	0.34	0.391
R_{sph} (см) ($V_{sph} = V_{cyl}$)	0.3881	0.4566	0.3971	0.3814	0.4566
R_{sph} (см) ($S_{sph} = S_{cyl}$)	0.4060	0.4756	0.4151	0.3988	0.4756

поверхности капсулы; $E_{Au}(t)$ – энергия, поглощенная на внутренней поверхности хольраума.

Лазерное излучение нагревает внутреннюю стенку хольраума, при этом 64% лазерной энергии конвертируется в рентгеновское излучение. Это рентгеновское излучение частично попадает на капсулу и нагревает ее, частично проходит мимо капсулы и дополнительно нагревает внутреннюю поверхность хольраума. Таким образом, внутренняя поверхность хольраума нагревается не только напрямую лазерным излучением, но и конвертируемым рентгеновским излучением. Энергия лазерного излучения, поглощаемая во внутренней стенке хольраума (Au) и в центральной капсуле (CH, HDC или Be), определяется непосредственно в расчете при заданной зависимости интенсивности лазерного импульса от времени. Так, при моделировании выстрела №140520 к моменту окончания лазерного импульса ($t = 15$ нс) в результате процессов излучения, переноса и поглощения рентгеновского излучения внутри хольраума в капсулу попадает 0.15 МДж конвертируемой в рентгеновское излучение энергии, что согласуется с результатами, полученными в LLNL [2].

В табл.3 приведены результаты некоторых расчетов для пяти мишеней по рассматриваемой одномерной модели и сравнение их с результатами экспериментов и расчетов, выполненных в LLNL. Представляемые результаты 1D моделирования соответствуют результатам экспериментов и расчетов, проведенных в LLNL. Так, различие максимальных радиационных температур в полости хольраума при 1D моделировании для всех расчетов составляет не более 6%. В литературе мы нашли время коллапса 15.91 нс только для эксперимента №140520, в наших расчетах оно равно 15.3 нс. Время удержания плазмы для расчета №170109 по 1D модели отличается от результатов, полученных в LLNL, на 40%. Максимальные скорости сжатия горючего в расчетах для пластика отличаются от скоростей, рассчитанных в LLNL, меньше, чем на 10%, для HDC – меньше, чем на 5%, а для Be-капсу-

лы – меньше, чем на 19%. Произведение $\rho\Delta R$ для пластика отличается на 14%, для HDC – на 27%. Ионные температуры соответствуют результатам, полученным в LLNL. Наблюдается довольно сильное различие в неиспаренной массе аблятора, особенно для Be. Тем не менее можно считать, что используемая одномерная модель воспроизводит основные параметры сжатия капсул из пластика, HDC и Be в экспериментах с мишенями непрямого сжатия.

Для достижения высокой плотности DT-горючего при минимальной вкладываемой энергии сжатие капсулы рентгеновским импульсом должно происходить изоэнтропически. Основными источниками нагрева горючего являются ударные волны. Электронная теплопроводность, генерируемые в области неустойчивости быстрые электроны, а также преднагрев жестким рентгеновским излучением увеличивают энтропию сжимаемого DT-горючего [2]. Мы не можем учесть двумерные эффекты, которые являются определяющими в такой сложной конструкции, как мишень непрямого сжатия.

В расчетах по 1D модели RADIAN излучение хольраума вносит дополнительную энергию в DT-горючее. Показатель адиабаты, или изоэнтропы, вычисляется как отношение давления при данной плотности к давлению вырожденного ферми-газа ($\alpha = p/p_F$) в момент достижения максимума кинетической энергии [19]. В расчетах по 1D программе RADIAN показатель адиабаты выше, чем при моделировании, выполненном в LLNL (за исключением расчета для мишени №170109). Это связано с большим увеличением энтропии, что вызвано внесением в горючее энергии излучением хольраума.

Рассмотрим влияние вклада энергии излучения хольраума на параметры сжатия капсулы мишени на примере моделирования эксперимента №140520. Общая картина сжатия мишени представлена $R-t$ -диаграммой, приведенной на рис.3. Для указанного эксперимента используется хольраум, заполненный He с плотностью 1.6 мг/см³ и содержащий капсулу с внешним диаметром 2.25 мм и толщиной аблятора 178 мкм. Внутри капсулы наморожен

Табл.3. Результаты экспериментов с мишенями, содержащими капсулы из пластика, HDC и Be, а также результаты численного моделирования, проведенного в LLNL и по 1D модели RADIAN.

Параметры	№140520	RADIAN (hf028)	№151020	RADIAN	№161023	RADIAN	№170109	RADIAN	№170227	RADIAN
Максимальная радиационная температура (эВ)	305–322	329	273	280	288	298	292	300	264	280
Время сжатия (нс)	15.91	15.3	–	14.73	–	7.55	–	7.38	–	12.52
Время удержания плазмы (пс)	145	152	–	286	–	185	135	186	–	177
Нейтронный выход (10^{15})	9	7.6	3.5	3.8	4.7	3.8	2.3 Sim 4.07 (LLNL)	3.7	0.4 Sim 0.8 (LLNL)	0.7
Максимальная скорость сжатия (км/с)	367–387	365	345	378	375–382	386	389–411	390	332–345	281
$\rho\Delta R$ (г/см ²)	0.14	0.16	–	0.16	–	0.11	0.15	0.11	–	0.09
Температура ионов (кэВ)	5.54	5.1	4	4.3	4.5	4.5	4.2	3.8	3.4 Sim 4.5 (LLNL)	3
Показатель адиабаты	2.3	2.9	2.1	4.6	2.6	3.6	3.9	2.7	2.2	3.1
Неиспаренная часть аблятора (%)	5.2	11	8.2	10	5	12	6.6	9	5.9	22

Примечания: ρ – плотность, ΔR – толщина сжатой области.

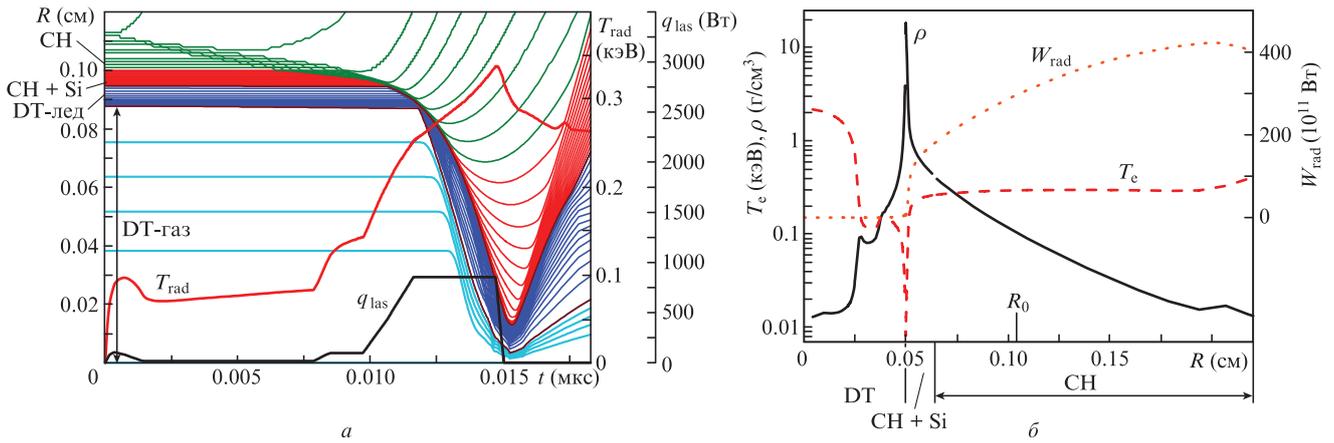


Рис.3. $R-t$ -диаграмма сжатия внутренней капсулы в расчете, моделирующем эксперимент № 140520 (q_{las} – мощность лазерного импульса, состоящего из трех пиков) (а), а также профили плотности ρ , температуры электронов T_e и радиационного потока W_{rad} в момент времени $t = 14$ нс (R_0 – начальный радиус капсулы) (б). Цветной вариант рис.3,а помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

DT-лед толщиной 69.3 мкм (см. табл.1). На границе СН–DT-лед аблятор содержит слой с добавкой Si толщиной 54 мкм для диагностики перемешивания и контроля поглощения излучения хольраума.

В расчетах цилиндрический хольраум с диаметром 5.75 мм и длиной 9.43 мм заменяется сферическим хольраумом радиусом 3.88 мм. Длительность последнего, третьего пика лазерного излучения равна 3 нс (рис.3,а). К моменту времени $t = 14$ нс граница DT–аблятор прошла 2/3 пути до сжатия мишени. Для этого момента времени на рис.3,б представлены профили плотности, температуры электронов и радиационного потока. В данный момент времени на капсулу падает поток рентгеновского излучения W_{cap} , который составляет 54% от потока лазерного излучения.

На рис.4 приведены спектральные потоки излучения в диапазоне 0–6 кэВ на границе СН–DT для расчетов, моделирующих эксперимент № 140520. В этих расчетах варьировался коэффициент поглощения в абляторе для исследования влияния излучения хольраума на изменение параметров сжатия капсулы (табл.4). В расчете hf032 убрали слой Si, что привело к увеличению на ~22% энергии дошедшего до DT излучения хольраума при $h\nu > 2$ эВ по отношению к той же энергии в номинальном расчете hf028. Определяемый в момент достижения максимальной кинетической энергии показатель адиабаты увеличился от 2.9 до 5.6.

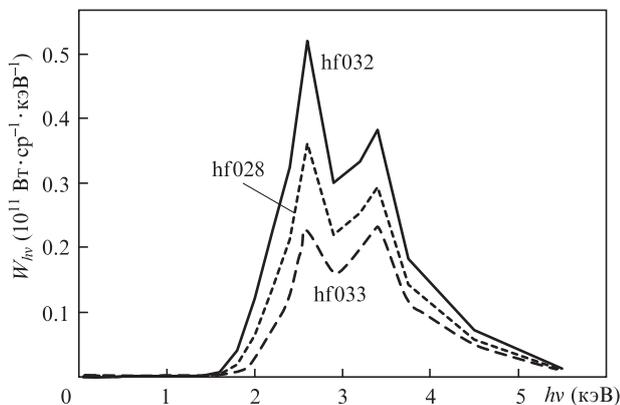


Рис.4. Спектральные потоки излучения $W_{h\nu}$ на границе СН–DT в момент времени $t = 14$ нс.

Табл.4. Влияние коэффициента поглощения в абляторе на сжатие капсулы.

Расчет	Изменение вносимой в DT-горючее энергии излучения хольраума по отношению к номинальной энергии	Нейтронный выход (10^{15})	Показатель адиабаты
hf028	0	7.6	2.9
hf032	+22%	5.5	5.6
hf033	-28%	12	1.8

В расчете hf033 коэффициент поглощения аблятора увеличен на 20% по отношению к коэффициенту поглощения в расчетах hf028. В этом расчете энергия излучения хольраума, поступившего в DT-горючее, уменьшается на 28%, нейтронный выход увеличивается, а показатель адиабаты уменьшается до 1.8.

Также были выполнены расчеты, в которых менялась толщина содержащего Si слоя аблятора. В табл.5 приведен нейтронный выход в зависимости от толщины этого слоя. Видно, что он практически линейно зависит от толщины слоя. Таким образом, неточность в знании оптических свойств веществ может существенно менять результаты численного моделирования.

Табл.5. Нейтронный выход в зависимости от толщины слоя, содержащего Si.

Толщина слоя Si (мкм)	Нейтронный выход (10^{15})
27	6.1
54	7.6
81	8.7

Спектр излучения хольраума, состоящего из золота (Au), в диапазоне 2–3 кэВ имеет локальный пик (рис.5,а), обусловленный линиями на переходах 4–3 (так, линия $M_{\alpha 1}$ излучается при энергии 2.1 кэВ) и скачком связанно-свободных переходов в этом же диапазоне. В используемом моделировании при помещении слоя обедненного урана (depleted uranium, DU) в золото спектральный поток излучения уменьшается в три раза на участке спектра 2–3 кэВ. Снижение потока излучения связано с тем, что для урана линии M_{α} находятся при больших спектральных энергиях: так, линия $M_{\alpha 1}$ излучается при энергии

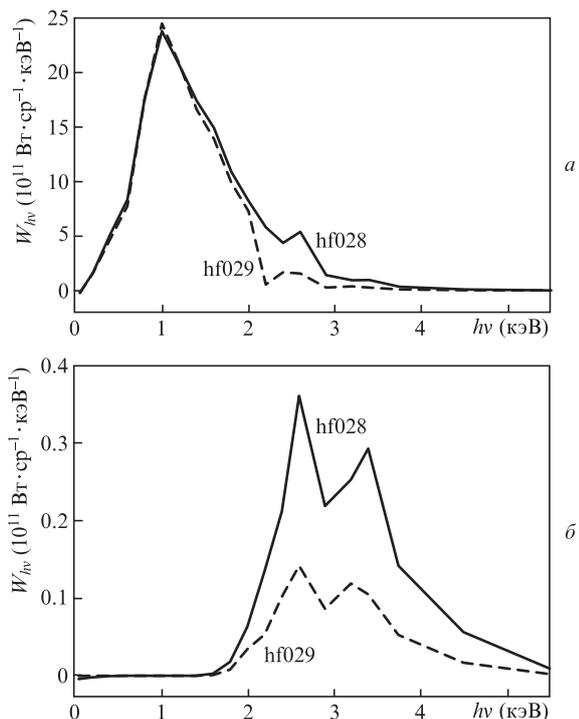


Рис.5. Спектры излучения хольраума из золота (сплошные кривые) и золота, содержащего слой обедненного урана (штриховые кривые), для падающих на капсулу из хольраума спектральных потоков излучения (граница He–CH) (а) и дошедших до DT-горючего спектральных потоков излучения (граница CH–DT) (б). Кривые приведены в момент времени $t = 14$ нс.

3.2 кэВ. Помимо этого, для достижения того же изоэлектронного состояния в уране (с зарядом ядра $Z_U = 92$) требуется вложить больше энергии, чем в случае золота ($Z_{Au} = 79$). Энергия излучения при $h\nu > 2$ кэВ составляет $\sim 13\%$ от полной спектральной энергии излучения золотого хольраума (при температуре $T_{rad} \approx 300$ эВ). Несмотря на добавку Si в аблятор для поглощения внешнего излучения и предотвращения преднагрева DT-горючего, излучение в спектральной области $h\nu > 2$ кэВ проникает через аблятор и попадает в DT в случае золотого хольраума. На рис.5,б представлены дошедшие до DT-горючего спектральные потоки излучения хольраума. Для золотого хольраума спектральный поток в области $h\nu > 2$ кэВ примерно в три раза выше, чем в случае хольраума с добавкой слоя DU. В результате добавки DU к золоту в хольрауме при расчетах, моделирующих эксперимент № 140520, нейтронный выход увеличивается в три раза.

Данный результат согласуется с результатами работы [20] и подтверждает обоснованность использования обсуждаемой 1D модели для расчетов непрямого сжатия мишеней. Таким образом, ослабление жесткой части греющего спектра можно осуществить подбором вещества хольраума. Другой способ управления спектром греющего DT-горючее излучения заключается в изменении свойств аблятора, как было показано в [21] и в настоящей работе.

3. Моделирование мишеней, предлагаемых для будущих экспериментов

В работах [5–7] на основе теоретических исследований и численного моделирования экспериментальных данных для каждого материала аблятора (пластика, HDC и

Be) предложены мишени, рассчитанные на получение $10^{17} - 10^{18}$ нейтронов.

Предполагается, что эксперименты с этими мишенями будут проводиться с использованием полной энергии (1.8 МДж) и полной пиковой мощности (370–500 ТВт) установки NIF. Предполагается также, что все три капсулы будут помещены в хольраум, имеющий одни и те же размеры: высота цилиндра 11.25 мм, диаметр хольраума 6.72 мм, диаметр отверстий для ввода лазерного излучения 3.64 мм. Хольраум будет заполнен гелием с плотностью 0.6 мг/см³. Стенка хольраума имеет следующее строение. Слой DU толщиной 7 мкм с внутренней стороны хольраума покрыт слоем золота толщиной 0.7 мкм, с внешней стороны добавлен слой золота толщиной 22.3 мкм, таким образом, полная толщина (30 мкм) такая же, как и в хольраумах из чистого золота. Тонкий слой золота с внутренней стороны хольраума предотвращает DU-слой от окисления и препятствует его испарению до прихода основного импульса лазерного излучения. Все эти капсулы содержат ~ 185 мг DT-льда, для всех трех вариантов аблятора CCR составляет ~ 3 , радиус капсулы равен ~ 1110 мкм. Длительность лазерного импульса для пластика составляет 11 нс, для HDC – 8.3 нс, а для Be – 16.1 нс.

В настоящей работе было проведено 1D численное моделирование для этих, ориентированных на будущие эксперименты, мишеней. Сравнение результатов наших расчетов и LLNL-расчетов [5–7] представлено в табл.6. Для всех трех мишеней нейтронный выход, рассчитанный по 1D модели, согласуется с результатами LLNL-расчетов. Для абляторов из пластика и HDC максимальная скорость горючего ниже, чем полученная в LLNL, а для Be-аблятора – выше. Максимальная кинетическая энергия горючего в 1D расчетах ниже, чем в LLNL-расчетах. Время удержания плазмы в капсулах CH и HDC хорошо согласуется с результатами LLNL-расчетов (0.66 нс и 1.38 нс соответственно), а для Be оно оказывается в два раза больше: 0.4 нс и 0.98 нс. В наших расчетах показатель адиабаты для пластиковой капсулы несколько выше (3.2 по сравнению с 2.7), а для HDC и Be – ниже (1.2 по сравнению с 2.4 для HDC и 1.3 по сравнению с 1.6 для Be). В целом результаты расчетов по 1D модели согласуются с величинами, полученными в LLNL-расчетах.

На рис.6 приведены профили плотности для пластиковой мишени в момент времени, соответствующий максимальной кинетической энергии (в расчетах по программе RADIAN это момент $t = 11.16$ нс). Плотности мишени находятся в одном и том же диапазоне, хотя их распределения в пространстве различаются. Видимо, это

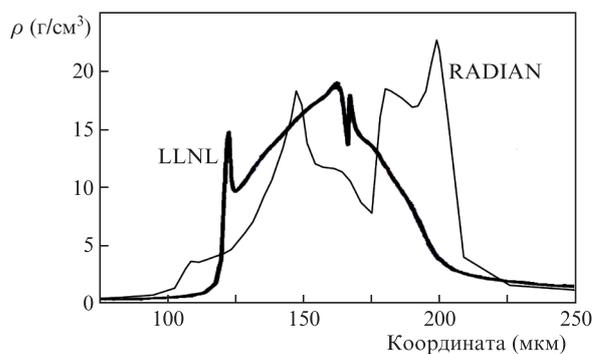


Рис.6. Профили плотности для мишени CH, полученные в настоящей работе и в LLNL, в момент времени, соответствующий максимальной кинетической энергии.

Табл.6. Результаты расчетов для оптимизированных мишеней из пластика, HDC и Be по математическим кодам LLNL и RADIAN.

Параметры	Пластик		HDC		Be	
Длительность лазерного импульса (нс)	11		8.3		16.1	
Радиус капсулы (мкм)	1125		1100		1120	
Толщина аблятора (мкм)	175		84		142	
Толщина слоя DT-льда (мкм)	69		59		64	
	LLNL	RADAN	LLNL	RADAN	LLNL	RADAN
Нейтронный выход:						
1D расчет	$(1-1.4) \times 10^{17}$	1.4×10^{17}	$(5-7) \times 10^{17}$	2.5×10^{17}	$(3.7-3.8) \times 10^{18}$	2.7×10^{18}
2D расчет	$(1.3-8) \times 10^{16}$	–	$(2.8-5) \times 10^{17}$	–	$2 \times 10^{16} - 1.6 \times 10^{18}$	–
Максимальная скорость (км/с)	374	343	402–412	368	350	363
Максимальная кинетическая энергия горючего (кДж)	13	9.8	14.5–15.3	11	11.1	9.5
Время удержания (нс)	0.65–0.8	0.66	1.48–1.55	1.38	0.4	0.98
Температура ионов (кэВ)	3.4–3.75	3.3	4.6	4	3.8–4	3.7
Показатель адиабаты	2.73	3.2	2.45–2.52	1.2	1.6	1.3

связано с использованием нами уравнений состояния аблятора и DT-горючего, отличающихся от использованных в программах LLNL. Согласие с результатами одномерных LLNL-расчетов достигнуто при увеличении коэффициентов поглощения в абляторе в два раза. Таким образом, используемая 1D модель корректно описывает процесс сжатия и имплозию капсул мишени при непрямом сжатии, а также тенденции изменения этих процессов при варьировании параметров капсул и хольраума.

4. Заключение

На основе хорошо зарекомендовавшей себя одномерной модели [9, 10] исследованы и воспроизведены результаты экспериментов по непрямому сжатию мишеней с абляторами из пластика, HDC и Be. Результаты расчетов по 1D коду RADIAN находятся в разумном соответствии с результатами экспериментов и расчетов, выполненных в LLNL. Одномерная модель правильно описывает процесс сжатия капсулы мишени, а также тенденции изменения этого процесса при варьировании параметров мишени и лазерного импульса.

Результаты расчетов сжатия капсулы мишени для указанных абляторов, экстраполированных на полную энергию установки NIF, также соответствуют результатам расчетов, проведенных в LLNL [5–7]. Это дает уверенность в том, что используемая нами одномерная модель разумно передает тенденции непрямого сжатия мишеней и применение ее имеет смысл. Существующие неопределенности в свойствах материалов абляторов и DT-горючего сказываются на используемых уравнениях состояния и на оптических константах. В конечном счете неопределенности в свойствах этих материалов влияют на описанные результаты.

В рамках 1D модели подтверждено влияние жесткого рентгеновского излучения хольраума на увеличение показателя адиабаты процесса сжатия капсулы. Нами продемонстрирован способ управления спектром сжимающего капсулу излучения, заключающийся в изменении свойств аблятора. Ранее в работе [21] было показано, что

в капсуле можно использовать слои тяжелых элементов (Cu), чтобы поглотить жесткое рентгеновское излучение хольраума и достичь зажигания DT-горючего.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00299А).

1. Lindl J. *Phys. Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
2. Lindl J.D., Amendt P., Berger R.L., et al. *Phys. Plasmas*, **11**, 339 (2004).
3. Moses E.I. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **112**, 012003 (2008).
4. Moses E.I., Boud R.N., Remington B.A., Keane C.J., Al-Ayat R. *Phys. Plasmas*, **16**, 41006 (2009).
5. Clark D.S., Kritcher A.L., Yi S.A., Zylstra A.B., Haan S.W., Weber C.R. *Phys. Plasmas*, **25**, 032703 (2018).
6. Kritcher A.L., Clark D., Haan S., Yi S.A., Zylstra A.B., Callahan D.A. *Phys. Plasmas*, **25**, 056309 (2018).
7. Haan S.W., Kritcher A.L., Clark D.S., Yi S.A., Zylstra A.B., Ralph J.E., Weber C.R. *Report LLNL-TR-741418* (2017).
8. Clark D.S., Weber C.R., Milovich J.L., et al. *Phys. Plasmas*, **26**, 050601 (2019).
9. Розанов В.Б., Вергунова Г.А. *ЖЭТФ*, **148**, 857 (2015) [*JETP*, **121**, 747 (2015)].
10. Розанов В.Б., Вергунова Г.А. *ЖЭТФ*, **151**, 210 (2017) [*JETP*, **124**, 182 (2017)].
11. Döppner T., Callahan D.A., Hurricane O.A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 055001 (2015).
12. Hurricane O.A., Callahan D.A., Casey D.T., et al. *Nature Phys.* (2016). DOI: 10.1038/NPHYS3720.
13. Baker K.L., Thomas C.A., Casey D.T., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 135001 (2018).
14. Hinkel D.E., Berzak Hopkins L.F., Ma T., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 225002 (2016).
15. Divol L., Pak A., Berzak Hopkins L.F., et al. *Phys. Plasmas*, **24**, 056309 (2017).
16. Casey D.T., Thomas C.A., Baker K.L., et al. *Phys. Plasmas*, **25**, 056308 (2018).
17. Zylstra A.B., Yi S.A., MacLaren S., et al. *Phys. Plasmas*, **26**, 052707 (2019).
18. Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.Б. *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы* (М.: Физматлит, 2000).
19. Herrmann M.C., Tabak M., Lindl J.D. *Nucl. Fusion*, **41** (1), 99 (2001).
20. Dewald E.L., Tommasini R., Meezan N.B., et al. *Phys. Plasmas*, **25**, 092702 (2018).
21. Розанов В.Б., Вергунова Г.А. *ЖЭТФ*, **154**, 919 (2018) [*JETP*, **127**, 786 (2018)].