

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО НЕПРЯМОМУ (РЕНТГЕНОВСКОМУ) ОБЛУЧЕНИЮ ВЫСОКОАСПЕКТНЫХ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МИКРОМИШЕНЕЙ НА УСТАНОВКЕ ИСКРА-5

Ф. М. Абзаев^а, С. А. Бельков^{а*}, А. В. Бессараб^а, С. В. Бондаренко^а, В. С. Бушуев^б,
В. А. Гайдаш^а, С. Г. Гаранин^а, Г. В. Долголева^а, В. М. Дорогоготовцев^б, Н. В. Жидков^а,
В. М. Изгородин^а, Г. А. Кириллов^а, Г. Г. Кочемасов^{а†}, Д. Н. Литвин^а,
С. П. Мартыненко^а, Ю. А. Меркульев^б, В. М. Муругов^а, Л. С. Мхитарьян^а,
А. В. Пинегин^а, С. И. Петров^а, А. В. Сеник^а, Н. А. Суслов^а

^а Российский федеральный ядерный центр
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607190, Саров, Нижегородская обл., Россия

^б Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
117924, Москва, Россия

Поступила в редакцию 6 января 1998 г.

На лазерной установке Искра-5 впервые выполнены эксперименты по непрямоу (рентгеновскому) облучению высокоаспектных капсул (с отношением диаметра к толщине ≈ 900), наполненных DT-газом. Показано, что все измеренные характеристики (нейтронный выход, температура ионов, время схождения оболочки и т.д.) хорошо воспроизводятся в расчетах по одномерной программе неравновесной радиационной газовой динамики СНДП (спектральная неравновесная диффузия поглощения). В расчетах находят объяснение и экспериментально зарегистрированный факт генерации меньшего количества нейтронов в опыте с более высоким измеренным значением ионной температуры DT-газа.

1. ВВЕДЕНИЕ

Система непрямого облучения мишеней со сферическим боксом-конвертором, используемая в экспериментах на установке Искра-5, позволяет, как показывают расчеты и эксперименты [1], реализовать близкие к сферически-симметричным условия сжатия DT-топлива, находящегося внутри стеклянных микрооболочек. Из расчетов следует, что при отношении $D/d \approx 7$, где D и d — соответственно диаметры кожуха и оболочки, характерная величина неоднородности облучения при учете разброса лазерной энергии по фокусируемым лучам составляет около 3%.

Представляют, однако, интерес эксперименты с оболочками относительно большого диаметра: $D/d \approx 2-3$. Несмотря на то что такие оболочки будут частично освещаться лазерным излучением и степень симметризации рентгеновского излучения при сравнительно малом зазоре между кожухом и оболочкой будет заметно меньше, чем при $D/d \approx 7$, можно попытаться реализовать близкое к сферически-симметричному сжатию DT-топлива, используя толщину оболочки заметно меньше той, которая прогревается за

*E-mail: belkov@otd13.vniief.ru

†E-mail: kochemasov@otd13.vniief.ru

время действия рентгеновского импульса. Как показали эксперименты [2], прогреваемая толщина стекла в боксе диаметром $D = 2$ мм, составляет величину $\Delta_{defl} \approx 5-7$ мкм.

Эксперименты с тонкими оболочками миллиметрового диаметра интересны также с точки зрения отработки новых методик и повышения точности средств диагностики плазмы. Так, например, увеличение времени схлопывания оболочки позволяет повысить относительную точность определения момента генерации нейтронов, что важно для проверки ряда тонкостей в программах расчета работы мишеней. Для проведения экспериментов на установке Искра-5 [3] в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН были изготовлены две оболочки диаметром 0.8–0.9 мм с толщиной стенки ≈ 1 мкм.

В данной статье представлены результаты двух экспериментов с этими оболочками, выполненных по схеме непрямого облучения на установке Искра-5 [3]. В одном из них диаметр золотого бокса-конвертора был равен $D = 2$ мм, в другом — $D = 4$ мм. Характерная интенсивность облучения внутренней поверхности кожуха лазерными лучами различалась в этих опытах примерно в четыре раза. Согласно имеющимся на сегодняшний день представлениям, в четырехмиллиметровом боксе ведущим является тормозное поглощение лазерного излучения. В двухмиллиметровом боксе действующая на поверхность кожуха интенсивность составляет $I \approx (5-7) \cdot 10^{14}$ Вт/см². Поэтому параметр $I\lambda^2$, характеризующий нелинейность взаимодействия лазерного излучения с плазмой, достаточно велик ($I\lambda^2 \approx 10^{15}$ Вт/см²·мкм²). В результате заметная часть энергии из лазерной короны уносится быстрыми ионами, имеющими скорость $\approx 5 \cdot 10^8$ см/с. Эти ионы могут передавать оболочке, как показали эксперименты с магниевым покрытием кожуха [4], энергию достаточную для генерации около 10^9 нейтронов за импульс. Поэтому варьирование диаметра кожуха позволяет пролить дополнительный свет на роль быстрых ионов.

В работе проводится также расчетный анализ результатов экспериментов и даются рекомендации по развитию данного направления исследований.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ, МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Параметры лазерного излучения

Суммарная энергия установки на выходе усилителей составила в первом опыте $E_{\Sigma} \approx 9700$ Дж ($\langle E_{chan} \rangle = 810$ Дж), во втором $E_{\Sigma} \approx 10060$ Дж ($\langle E_{chan} \rangle = 840$ Дж). Зарегистрированная форма отдельных импульсов близка к гауссовой.

Расходимость излучения в каналах близка к номинальной $\theta_{0.8E} < 10^{-4}$ рад. Контраст излучения во всех каналах был достаточно высок: $k_E \geq 10^6$, $k_P \geq 10^6$. Как показывает опыт многолетних исследований, при таком уровне контраста отсутствует самовозбуждение усилителей и до прихода основного импульса плазма на внутренней поверхности мишени не образуется. Точность поперечного наведения на мишень равна ± 30 мкм, точность продольного согласования фокусов юстировочного и силового излучения — ± 100 мкм. Диаметр перетяжек лазерных пучков составляет ~ 100 мкм.

Форма суммарного импульса излучения по всем каналам, полученная методом интегрирования отдельных импульсов с учетом энергии канала и разновременности прихода импульсов на мишень, приведена на рис. 1. Там же приведена кривая набора энергии, полученная интегрированием суммарного лазерного импульса.

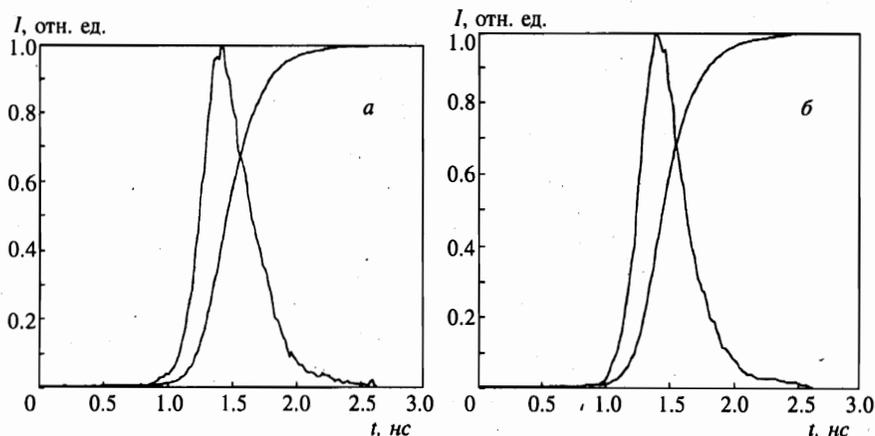


Рис. 1. Форма импульса лазерного излучения и интегральный импульс: *a* — опыт № 1, $\tau_{0.5} = 0.38$ нс; *б* — опыт № 2, $\tau_{0.5} = 0.37$ нс

2.2. Особенности конструкции мишени

Мишень состояла из медного тонкостенного сферического корпуса (кожуха), внутренняя поверхность которого покрыта слоем золота толщиной ~ 1 мкм, а внешняя — висмутом толщиной 0.1–0.3 мкм. Диаметр отверстий ввода лазерного излучения составлял 0.6 мм в боксе диаметром $D = 2$ мм и 0.7 мм в боксе диаметром $D = 4$ мм. В центре располагалась стеклянная микросфера диаметром 0.8–0.9 мм с толщиной стенки около 1 мкм, наполненная газообразной DT-смесью с давлением $P_{DT} \approx 3.5$ атм. Микросферы были изготовлены в Физическом институте им. П. Н. Лебедева РАН, корпуса — во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики.

2.3. Диагностика параметров воздействия лазерного излучения на мишень

Комплекс диагностической аппаратуры установки Искра-5 подробно описан в работе [5]. Ниже приводятся основные результаты экспериментов, при необходимости дополненные особенностями измерительных методик. Основные результаты экспериментов приведены в табл. 1.

Для регистрации изображений мишени в собственном рентгеновском излучении использовался набор камер-обскур: обзорные для наблюдения за состоянием всех шести отверстий для ввода излучения, камера-обскура для наблюдения состояния центральной микромисени. На рис. 2 приведены рентгеновские изображения сжатой области центральной капсулы, наблюдаемые через отверстие для ввода лазерного излучения. Видно, что в обоих экспериментах рентгеновское свечение сжатой области имеет кольцеобразную форму с провалом интенсивности в центре. Диаметр кольца по максимуму интенсивности свечения составляет 250–260 мкм в опыте № 1 и 225–235 мкм в опыте № 2. В опыте № 1 распределение интенсивности по периметру кольца заметно неоднородно. В опыте № 2 кольцо имеет заметно меньшую ширину, а распределение интенсивности по периметру более однородно.

Время схождения оболочек регистрировалось с помощью временной развертки рентгеновского изображения области расположения центральной капсулы в диапазо-

Таблица 1

Основные результаты экспериментов

№ опыта	$D_{\text{бок}}/D_h$, мм	D_{sh} , мкм	ΔR_{sh} , мкм	$P_{\text{ДТ}}$, атм	E_L , Дж	$\tau_{\gamma\gamma}$, нс	$\tau_{\gamma n}$, нс	N , 10^9	$T_{\text{ДТ}}$, кэВ
1	2/0.6	811	0.9	3.5	7300	1 ± 0.15	0.83 ± 0.05	5.5	1
2	4/0.7	907	1.1	3.5	7500	1.45 ± 0.05	1.10 ± 0.05	0.6	3.2

Обозначения: $D_{\text{бок}}/D_h$ — диаметры кожуха-конвертора и отверстий ввода лазерного излучения; D_{sh} , ΔR_{sh} — диаметр стеклянной микросферы и ее толщина соответственно; $P_{\text{ДТ}}$ — давление ДТ-газа; E_L — энергия лазерного излучения, введенная в камеру взаимодействия; $\tau_{\gamma\gamma}$ — задержка начала генерации рентгеновского излучения от сжатого ядра относительно начала генерации рентгеновского излучения на стенке конвертора, $\tau_{\gamma n}$ — задержка начала генерации нейтронов относительно начала генерации рентгеновского излучения на стенке конвертора, N — интегральный нейтронный выход; $T_{\text{ДТ}}$ — температура ДТ-топлива, определенная по времяпролетной методике.

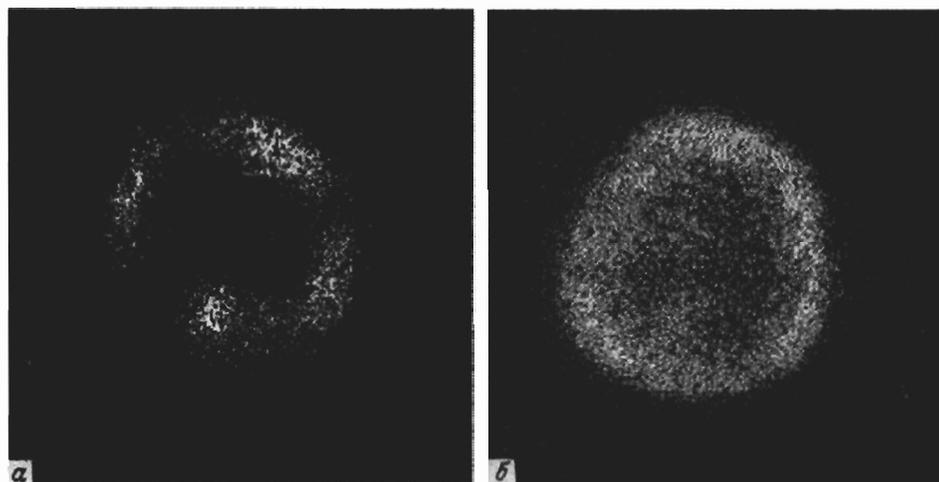


Рис. 2. Рентгеновские изображения сжатой области: а — опыт № 1, фильтр — 10 мкм ППК + 5 мкм Ti; б — опыт № 2, фильтр — 10 мкм $C_6H_8Cl_4$

не энергии квантов $h\nu \sim 4$ кэВ на рентгеновском хронографе [6]. На рис. 3 приведены результаты такой регистрации, полученные в данных экспериментах. На временной развертке свечения капсулы отчетливо наблюдаются два максимума. Первый отвечает рентгеновскому свечению кожуха-конвертора, а второй возникает в результате сжатия топлива и его нагрева. Временной интервал между этими импульсами характеризует время сжатия $\tau_{\gamma\gamma}$, которое приведено в табл. 1. Значения $\tau_{\gamma\gamma}$ получены методом ли-

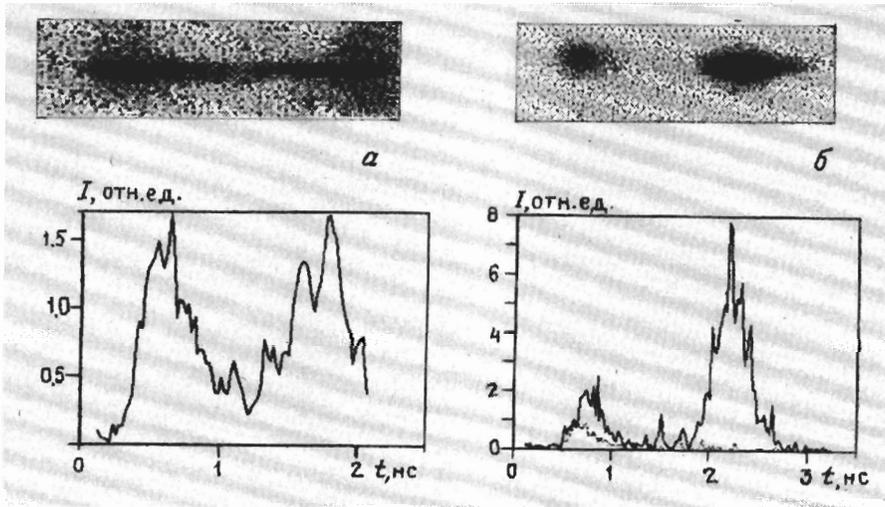


Рис. 3. Результаты обработки хронограмм рентгеновского свечения центральной капсулы: а — опыт № 1; б — опыт № 2

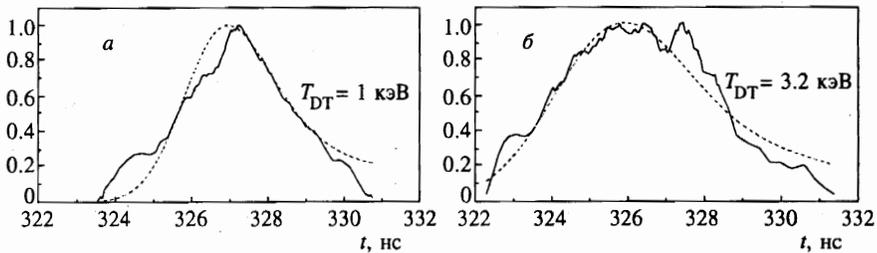


Рис. 4. Оцифровка осциллограмм, полученных с помощью времяпролетной методики на расстоянии 16.7 м, для опытов № 1 (а) и № 2 (б) (сплошные кривые), а также расчетный сигнал с учетом переходной функции детектора (штриховые кривые) для оптимальной температуры ионов DT-газа

нейной аппроксимации передних фронтов импульсов до пересечения с осью времени и вычисления по этим точкам соответствующей задержки. Значительная изрезанность переднего фронта импульса при сжатии топлива в первом опыте приводит к заметному увеличению погрешности измерения $\tau_{\gamma\gamma}$. Во втором опыте величина $\tau_{\gamma\gamma}$ несколько больше, что согласуется с уменьшением подводимой к капсуле энергии из-за увеличения диаметра кожуха.

Интегральный нейтронный выход измерялся с помощью комплекса методик, описанного в [5]. Измеренные значения нейтронного выхода в проведенных опытах приведены также в табл. 1.

На рис. 4 представлены результаты регистрации нейтронного импульса (времяпролетная методика) с помощью детектора, расположенного на расстоянии 16.7 м. Здесь

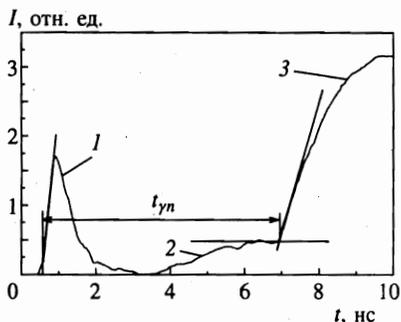


Рис. 5. Оциллограмма с выхода регистратора момента генерации нейтронного излучения (опыт № 1): 1 — репер, 2 — импульс жесткого рентгеновского излучения, 3 — нейтронный импульс

же приведены расчетные сигналы для заданной температуры ионов. Видно, что в опыте № 2 при меньшем выходе нейтронов ионная температура выше.

Для определения задержки между началом генерации рентгеновского излучения и моментом рождения термоядерных нейтронов $\tau_{\gamma n}$ использовался детектор нейтронного излучения на основе кремниевого полупроводникового $p-i-n$ -диода типа СППД11-02 [7]. Для повышения эффективности регистрации нейтронов на передней поверхности диода устанавливался конвертор из полиэтилена. Детектор размещался в защитном свинцовом кожухе и располагался на расстоянии примерно 15 см от мишени. При близком расположении детектора от мишени время нарастания переходной характеристики диода типа СППД11-02 не позволяет непосредственно измерить форму нейтронного импульса, а также отделить его от рентгеновского. Поэтому свинцовая защита датчика подбиралась таким образом, чтобы практически полностью подавить жесткое рентгеновское излучение, а в качестве временной метки использовался сигнал с выхода вакуумного рентгеновского диода, регистрирующего рентгеновское излучение с энергией квантов вблизи $h\nu \sim 1.5$ кэВ. Сигналы с вакуумного рентгеновского диода и $p-i-n$ -диода регистрировались на одном луче осциллографа типа СРГ-7. Для определения величины $\tau_{\gamma n}$ из измеренного по оциллограмме временного интервала $t_{\gamma n}$ между импульсами рентгеновского и нейтронного излучений вычитались временная задержка схемы регистрации t_{scheme} и разница времен прохождения фотонами и нейтронами расстояния от мишени до регистратора t_R :

$$\tau_{\gamma n} = t_{\gamma n} - t_{scheme} - t_R.$$

На рис. 5 показана зарегистрированная в опыте № 1 оциллограмма. Как видно на рис. 5, полупроводниковым детектором помимо нейтронного зарегистрировано также жесткое рентгеновское излучение, частично прошедшее через защиту датчика. Во втором эксперименте выход жесткого рентгеновского излучения, по-видимому, снизился настолько, что оказался ниже порога регистрации и на оциллограмме не наблюдался. Амплитуда нейтронного импульса уменьшилась в опыте № 2 примерно в 10 раз. Зарегистрированное время задержки генерации нейтронного излучения относительно рентгеновского излучения составило $\tau_{\gamma n} = 0.83 \pm 0.05$ нс в эксперименте № 1 и $\tau_{\gamma n} = 1.10 \pm 0.05$ нс в эксперименте № 2.

3. ОБСУЖДЕНИЕ И РАСЧЕТНО-ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Однородность рентгеновского облучения

Обсуждение начнем с оценок неоднородности рентгеновского облучения центральной капсулы, содержащей DT-газ. Расчет поглощения лазерного излучения проводился методом Монте-Карло. При этом учитывались: реальная трехмерная геометрия лазерных пучков и отверстий ввода лазерного излучения, поглощение, многократное переотражение лазерного излучения внутри полости-конвертора мишени. Считалось, что лазерное излучение поглощается по тормозному механизму с коэффициентом поглощения $k_n = k_0 \cos^3 \gamma$ (γ — угол падения излучения на поверхность) с $k_0 = 0.5$. Расчеты проводились в предположении о неизменности формы отражающей поверхности за время действия лазерного импульса и для идеализированного случая отсутствия дисбаланса энергии лазерного излучения по различным каналам.

В опыте № 1 из-за большого относительного (по отношению к диаметру полости) диаметра поверхность капсулы с DT-газом оказалась частично на пути распространения лазерного излучения. Распределение лазерного поглощения на поверхности капсулы, полученное в расчете, показано на рис. 6а.

Как видно на приведенном рисунке, основная доля лазерного поглощения на поверхности капсулы приходится на области, в которых лазерные пучки касались поверхности капсулы. Суммарная величина поглощения лазерного излучения поверхностью капсулы составила в этом опыте 2.9% от введенной в полость мишени лазерной энергии (сравнительно невысокая величина поглощенной капсулой доли энергии излучения объясняется большими характерными величинами γ углов падения излучения на поверхность капсулы и, следовательно, малыми величинами коэффициента тормозного поглощения в расчетах).

Для геометрии ввода лазерного излучения внутрь кожуха-конвертора, соответству-

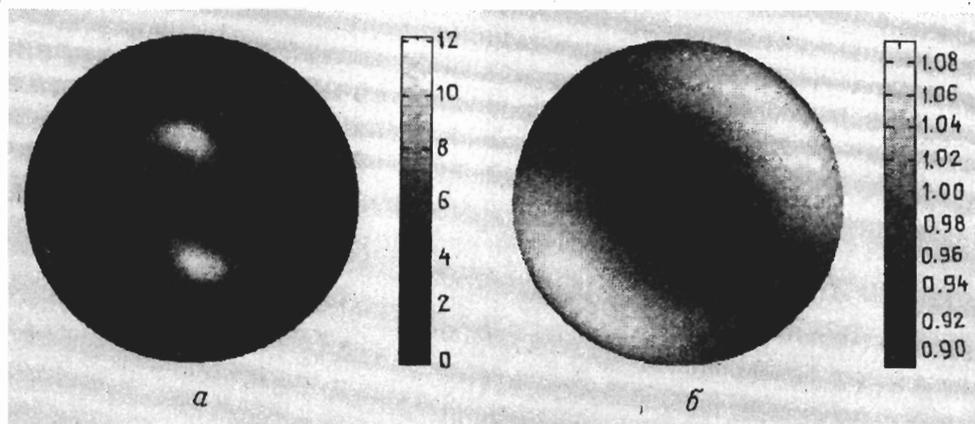


Рис. 6. Нормированные распределения лазерного поглощения (а) и поля рентгеновского излучения (б) на поверхности центральной капсулы

ющей эксперименту, были выполнены оценки неоднородности рентгеновского облучения центральной капсулы с DT-газом. Плотность потока рентгеновского излучения на поверхности полости-конвертора определялась по распределению поглощенной лазерной энергии на внутренней поверхности кожуха исходя из соотношений энергетического баланса и записывалась в виде

$$S_r(\theta, \varphi) = A_1 Q_L(\theta, \varphi) + A_2 \bar{Q}_L,$$

где $Q_L(\theta, \varphi)$ — поглощенная интенсивность лазерного излучения в данной точке на внутренней поверхности полости мишени, \bar{Q}_L — средняя поглощенная интенсивность лазерного излучения, а коэффициенты A_1 и A_2 выражаются через альбедо рентгеновского излучения α , коэффициент конверсии лазерного излучения в первичное рентгеновское η , относительную площадь отверстий для ввода лазерного излучения β и равны

$$A_1 = 0.5(1 + \alpha)\eta, \quad A_2 = \alpha\eta(1 - \beta) \left[0.5 + \frac{\alpha(1 - 0.5\beta)}{1 - \alpha(1 - \beta)} \right].$$

Влиянием центральной капсулы на формирование рентгеновского излучения на стенках кожуха пренебрегалось. Степень этого влияния можно оценить характерной величиной телесного угла, под которым центральная капсула видна с поверхности кожуха, т. е. величиной $\sim (D_{sh}/D_{box})^2$. Результаты расчета неоднородности поля рентгеновского излучения на поверхности центральной капсулы приведены на рис. 6б.

Полученные величины максимальной ($\epsilon_{max} = |I_{max} - I_{min}|/2\bar{I}$) и среднеквадратичной неоднородности (а также величины потерь энергии лазерного излучения в отверстия за счет многократного внутреннего отражения) приведены в табл. 2. Здесь же приведены амплитуды $\tilde{\gamma}_l = \sqrt{\alpha_{lm}\alpha_{lm}^*}$ гармоник с данным орбитальным моментом l в разложении нормированного распределения $\tilde{I}_x = I/|I|$ падающего на поверхность капсулы рентгеновского излучения.

Таблица 2

Неоднородности рентгеновского облучения центральной капсулы

№ опыта	$E_h, \%$	$E_{sh}, \%$	$\epsilon_{max}, \%$	$\epsilon_{msd}, \%$	$\tilde{\gamma}_1$	$\tilde{\gamma}_2$	$\tilde{\gamma}_3$	$\tilde{\gamma}_4$	$\tilde{\gamma}_5$
1	41	2.9	10	5.0	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$3.7 \cdot 10^{-2}$	$3.1 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$
2	21	0.028	5.2	2.9	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$

Обозначения: E_h, E_{sh} — доли энергии лазерного излучения, вышедшей в отверстия ввода и поглощенной капсулой (в % от введенной в мишень), ϵ_{max} — максимальная неоднородность, ϵ_{msd} — среднеквадратичная неоднородность, $\tilde{\gamma}_l$ — амплитуды разложения нормированного распределения поля рентгеновского излучения на поверхности центральной капсулы по сферическим гармоникам.

3.2. Расчеты работы мишени

Расчетный анализ проводился при использовании одномерной программы радиационной газовой динамики СНДП (спектральная неравновесная диффузия поглощения) [8]. Параметры мишеней и лазерного импульса, задаваемые в расчетах, соответствовали экспериментальным.

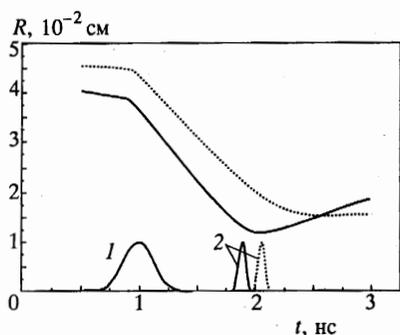


Рис. 7

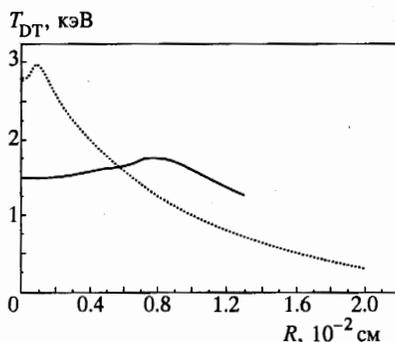


Рис. 8

Рис. 7. Расчетные R - t -диаграммы движения границы между газом и стеклом, лазерный (1) и нейтронные (2) импульсы в опытах № 1 (сплошные кривые) и № 2 (пунктир)

Рис. 8. Расчетные профили ионной температуры в DT-газе на момент генерации максимального нейтронного потока для опытов № 1 (сплошная кривая) и № 2 (пунктир)

В расчетах учитывались следующие физические процессы: тормозное поглощение лазерного излучения на внутренней поверхности кожуха-конвертора, его переотражение и выход в отверстия для ввода лазерного излучения; неравновесная, нестационарная кинетика ионизации многозарядной плазмы в приближении среднего иона [9]; генерация, поглощение и перенос рентгеновского излучения (с учетом выхода его части в отверстия для ввода лазерного излучения) в приближении спектральной диффузии; электронная и ионная теплопроводности; электрон-ионная релаксация; генерация нейтронов. Все расчеты проводились без учета влияния «быстрых» ионов, ускоряемых в лазерной короне, на динамику сжатия центральной мишени, т. е. считалось, что сжатие стеклянной микромишени осуществлялось под воздействием рентгеновского излучения, генерируемого стенками бокса-конвертора, и золотой плазмы, прилетающей к центру бокса.

Основные результаты расчетов приведены в табл. 3. На рис. 7 показаны R - t -диаграммы движения границы между газом и стеклом, лазерный и нейтронные импульсы, полученные в расчетах. Обращает на себя внимание тот факт, что генерация нейтронов в опыте № 2 происходит задолго до достижения максимального сжатия DT-газа. На рис. 8 показаны расчетные распределения ионной температуры газа на моменты времени, соответствующие генерации половины нейтронного выхода. Видно, что для расчета опыта № 1 температура газа практически выровнена по объему, в то время как для опыта № 2 распределение крайне неоднородно. Анализ результатов расчета показал, что в случае опыта № 1 аналогичное распределение температуры возникает на момент времени близкий к моменту фокусировки первой ударной волны в центре капсулы. При этом генерируется около 10^8 нейтронов. Однако затем происходит дожатие газа, в процессе которого температура в центре уменьшается. Но так как генерация нейтронов происходит практически во всем объеме, полное число нейтронов увеличивается более чем в 10 раз. Существенно, что в стадии дожатия участвует и золотая плазма, препятствующая разлету сжатой капсулы и увеличивающая время удержания горячего DT-газа. В расчете для опыта № 2 золотая плазма не успевает долететь до капсулы, температура газа быстро понижается, и при дожатии практически не происходит дополнительной

генерации нейтронов. В целом наблюдается удовлетворительное согласие между расчетными и экспериментальными результатами по абсолютному нейтронному выходу, времени его генерации и температуре газа.

Таблица 3

Результаты расчетов работы мишени

№ опыта	E_{abs} , кДж	k_{abs}	T_γ , эВ	E_γ , кДж	t_N , нс	δ_N	δ_{max}	N , 10^9	T_{DT} , кэВ
1	4.62	0.63	195	1.79	0.89(0.85)	30	40	3.8(5.0)	1.5(1.0)
2	5.86	0.78	144	0.74	1.05(1.1)	14	26	0.58(0.50)	2.5(3.0)

Обозначения: E_{abs} — энергия лазерного излучения, поглощенная внутри бокса-конвертора, k_{abs} — коэффициент поглощения, T_γ — максимальная эффективная температура излучения внутри бокса-конвертора, E_γ — энергия рентгеновского излучения, вышедшего в отверстия для ввода лазерного излучения, t_N — время генерации нейтронного импульса относительно максимума лазерного импульса, δ_N — степень сжатия DT-газа на момент генерации нейтронного импульса, δ_{max} — максимальная степень сжатия. В таблице в скобках приведены также экспериментальные значения t_N , N и T_{DT} .

Исходя из приведенных расчетных данных можно сделать вывод о том, что, несмотря на снижение на порядок нейтронного выхода в эксперименте № 2 по сравнению с экспериментом № 1 (см. табл. 1) температура газа, измеренная по спектру нейтронов, зарегистрированному по времяпролетной методике, может быть существенно более высокой. Это связано с тем, что генерация нейтронов во втором опыте происходит в малой части DT-топлива. Таким образом, можно понять «противоречие», наблюдаемое в табл. 1, когда более низкий нейтронный выход в опыте № 2 отвечает более высокой ионной температуре. Столь хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных представляется естественным для опыта № 2, в котором средняя интенсивность падающего на кожух излучения составляет $I_0 = E_L / \pi D^2 \tau \simeq 4 \cdot 10^{13}$ Вт/см² и поэтому роль нелинейных эффектов в плазме пренебрежимо мала. Для опыта № 1 $I_0 \simeq 1.6 \cdot 10^{14}$ Вт/см², а «действующая» внутри полости интенсивность $I \simeq 5 \cdot 10^{14}$ Вт/см². Как отмечалось выше, для этих условий влияние «быстрых» ионов при их взаимодействии с центральной мишенью может быть не мало. Для выяснения возникающих здесь вопросов требуются дополнительные экспериментальные и расчетные исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкомитета Российской Федерации по науке и технологиям на лазерной термоядерной установке Искра-5 (регистрационный номер 01-50), а также Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-01-00046).

Литература

1. G. G. Kochemasov, in *Proc. of the 23rd European Conference (St. John's College, Oxford, 19-23 September 1994)*, Institute of Physics Conference Series Number 140, 17 (1995).

2. S. A. Bel'kov, A. V. Bessarab, V. A. Gaydash et al., in *Advances in Laser Interaction with Matter and Inertial Fusion (Madrid, Spain)*, ed. by G. Velarde, J. M. Martinez-Val, World Sci. Publ., Singapore (1997), p. 469.
3. Ф. М. Абзаев, В. И. Анненков, В. Г. Безуглов и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 28 (1993).
4. S. A. Bel'kov, A. V. Bessarab, V. A. Gaydash et al., in *Advances in Laser Interaction with Matter and Inertial Fusion (Madrid, Spain)*, ed. by G. Velarde, J. M. Martinez-Val, World Sci. Publ., Singapore (1997), p. 437.
5. Ф. М. Абзаев, А. В. Бессараб, Г. Г. Кириллов и др., ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 4, 68 (1992):
6. В. П. Лазарчук, В. М. Муругов, С. И. Петров, А. В. Сеник, Физика плазмы **20**, 101 (1994).
7. А. В. Бессараб, С. Г. Гаранин, Г. А. Кириллов и др., в сб. *Тез. Докл. 9-го совещания по диагностике высокотемпературной плазмы, (С.-Петербург, Россия, 2-4 июня 1997)*.
8. С. А. Бельков, Г. В. Долголева, ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 1, 59 (1992).
9. С. А. Бельков, П. Д. Гаспарян, Ю. К. Кочубей, Е. И. Митрофанов, ЖЭТФ **111**, 496 (1997).