

## СЖАТИЕ И НАГРЕВ СФЕРИЧЕСКИХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ МИШЕНЕЙ ПРИ НЕПРЯМОМ (РЕНТГЕНОВСКОМ) ОБЛУЧЕНИИ НА УСТАНОВКЕ «ИСКРА-5»

*Ф. М. Абзаев, С. А. Бельков, А. В. Бессараб, С. В. Бондаренко, А. В. Веселов, В. А. Гайдаш, Г. В. Долголева, Н. В. Жидков, В. М. Изгородин, Г. А. Кириллов, Г. Г. Кочемасов\*, Д. Н. Литвин, Е. И. Митрофанов, В. М. Муругов, Л. С. Мхитарьян, С. И. Петров, А. В. Пинегин, В. Т. Пунин, А. В. Сенник, Н. А. Суслов*

*Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский НИИ экспериментальной физики  
607190, Саров, Нижегородская обл., Россия*

Поступила в редакцию 6 января 1998 г.

На установке «Искра-5» проведены эксперименты по исследованию работы рентгеновских мишеней в условиях высокой симметрии поля рентгеновского излучения. Представлены результаты экспериментов с мишенями, представляющими собой медную сферическую полость-конвертор, покрытый изнутри золотом, с шестью отверстиями для ввода лазерного излучения, в центр которого помещена стеклянная микромишень, наполненная DT-газом. В ряде экспериментов центральная капсула покрывалась слоем аблятора из пластика различной толщины. Проведенный анализ экспериментальных результатов показал, что в целом они удовлетворительно описываются сферически-симметричными газодинамическими расчетами.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Обеспечение высокой симметрии облучения термоядерной мишени — ключевая проблема программы «Инерциальный термоядерный синтез». Трудности, возникшие при попытках реализовать однородное воздействие при прямом лазерном облучении мишеней, привели к тому, что сегодня многие исследователи возлагают надежды на достижение требуемой степени симметрии за счет преобразования лазерного излучения в рентгеновское [1, 2]. В такой схеме непрямого облучения сжатие мишени с DT-газом происходит при ее взаимодействии с полем рентгеновского излучения, генерируемым внутри почти замкнутой полости-конвертора.

Метод непрямого облучения использовался в экспериментах на крупнейших лазерных установках — «Нова» (США) [3], «Гекко-12» (Япония) [4], «Фебус» (Франция) [5]. Особенно широкая программа исследований выполнена в Ливерморской национальной лаборатории [1], где преобразование лазерной энергии в рентгеновское излучение осуществлялось в полости-конверторе цилиндрической формы. Для цилиндрического конвертора, однако, приемлемый уровень симметрии воздействия достигается лишь в среднем по времени. Оработка режима ввода пучков внутрь такой полости и выбор окончательной схемы ввода требуют большого количества экспериментов и прецизионной диагностики.

---

\*E-mail: kochemasov@otd13.vniief.ru

Более естественным методом реализации симметричного рентгеновского поля представляется использование полости-конвертора сферической формы. Особенно удобной сферической формой конвертора является в случае, когда фокусирующие элементы на камере взаимодействия не собраны в два кластера, как на установке «Нова», а распределены более однородно по поверхности сферы, как на установке «Искра-5» [6]. Используя именно эту особенность 12-пучковой установки «Искра-5», мы провели экспериментальные исследования сжатия и нагрева термоядерных мишеней рентгеновским излучением, генерируемым внутри сферической полости-конвертора. Суммарная энергия лазерного излучения ( $\lambda = 1.315$  мкм), вводимого внутрь полости, достигала 10 кДж при длительности импульса 0.3–0.4 нс. Варьируя толщину оболочки термоядерной мишени, мы могли менять степень сжатия топлива и проверять, таким образом, влияние асимметрии рентгеновского поля на генерацию нейтронов.

Результаты этих исследований и составляют содержание данной статьи. В разд. 2 мы оцениваем энергетические характеристики и степень симметрии рентгеновского излучения внутри полости-конвертора. Раздел 3 посвящен постановке экспериментов и краткому описанию диагностического комплекса. В разд. 4 приводятся результаты экспериментов, которые подробно обсуждаются и сопоставляются с одномерными сферически-симметричными расчетами, на основании чего дается оценка реализованного уровня симметрии.

## 2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА РЕНТГЕНОВСКОГО ПОЛЯ ВНУТРИ СФЕРИЧЕСКОГО КОНВЕРТОРА

### 2.1. Баланс энергии

Рассмотрим полость-конвертор сферической формы с  $N \gg 1$  отверстиями для ввода лазерного излучения, расположенными в среднем однородно по поверхности сферы.

Для длины волны  $\lambda_L = 1.315$  мкм и интенсивностей лазерного излучения  $I_L \cong 10^{14}$ – $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> коэффициент поглощения света  $k_a$  заметно меньше единицы ( $k_a \cong 0.2$ – $0.5$ ). Происходящее при этом многократное отражение света от внутренних стенок конвертора приводит к симметризации лазерного поля внутри полости, что позволяет при расчете баланса лазерной энергии в полости пользоваться усредненными (по поверхности сферы) значениями интенсивности.

Если  $I_0 = E_L / 4\pi R_0^2 \tau_L$  — средняя интенсивность первичного лазерного излучения, введенного через отверстия ( $E_L$  и  $\tau_L$  — энергия и длительность лазерного импульса,  $R_0$  — радиус полости), то действующая на стенки полости с учетом переотражений интенсивность есть

$$I_g = \frac{I_0}{1 - (1 - k_a)(1 - \beta)}, \quad (1)$$

где  $\beta$  — относительная площадь отверстий для ввода излучения. Если  $k_a \ll 1$  и  $\beta \ll 1$ , то  $I_g \gg I_0$ . Для рассматриваемых экспериментов  $E_L \cong 9$  кДж,  $\tau_L \cong 0.3$  нс,  $R_0 = 1$  мм,  $I_0 = 2.4 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Так как  $I_g > I_0$  и средние углы падения лазерного излучения на поверхность в условиях установки «Искра-5» составляют 30–40°, то коэффициент поглощения должен лежать в диапазоне  $k_a \cong 0.2$ – $0.3$  [7], при этом заметная доля энергии (~ 30–50%) поглощается резонансным механизмом

Полная энергия, поглощенная полостью, составит

$$E_a = E_L \frac{(1 - \beta)k_a}{1 - (1 - k_a)(1 - \beta)}. \quad (2)$$

В наших условиях при  $\beta = 0.13$ ,  $k_a \simeq 0.3$  ( $I_g/I_0 \simeq 2.6$ ) имеем  $E_a/E_L \simeq 0.66$ . При  $E_L = 9$  кДж стенками полости поглощается  $E_a \simeq 6$  кДж энергии.

Выделение энергии приводит к образованию на стенках малоплотной ( $n_e \sim n_{cr} \simeq 10^{21}$  см<sup>-3</sup>) и горячей ( $T_e \simeq 2-5$  кэВ) лазерной короны, которая является источником первичного, сравнительно жесткого ( $\overline{h\nu} \simeq 1-2$  кэВ), рентгеновского излучения.

Если доля энергии, ушедшая на образование быстрых ионов при резонансном поглощении, есть  $k_{fi}$ , а коэффициент первичной конверсии лазерной энергии в рентгеновское излучение есть  $k_\gamma$ , то энергия первичного рентгеновского излучения составит

$$E_\gamma = E_a(1 - k_{fi})k_\gamma. \quad (3)$$

В наших условиях  $k_{fi} \simeq 0.3$ ,  $k_\gamma \simeq 0.5$  [8], так что  $E_\gamma \simeq 2.1$  кДж.

Первичное рентгеновское излучение, поглощаясь плотными слоями стенок, формирует сравнительно плотную ( $\rho \simeq 0.5$  г/см<sup>2</sup>) и холодную ( $T_e \approx T_i \simeq 0.15-0.2$  кэВ) рентгеновскую корону, которая является источником почти равновесного мягкого ( $\overline{h\nu} \simeq 0.5$  кэВ) рентгеновского излучения.

Если среднее по всему спектру значение альбеда рентгеновского излучения на полости составляет  $\alpha$ , а интенсивность первичного рентгеновского излучения есть  $Q_\gamma = E_\gamma/4\pi R_0^2 \tau_L$ , то интенсивность рентгеновского излучения со стенок полости будет

$$Q_r \simeq Q_\gamma \frac{(1 - \beta/2)\alpha}{1 - (1 - \beta)\alpha}. \quad (4)$$

При  $\alpha \simeq 0.6-0.7$ ,  $\beta = 0.13$  и  $E_\gamma = 2.1$  кДж будем иметь  $Q_\gamma \simeq (0.66-0.94) \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Этот поток соответствует равновесному излучению с температурой  $T_\gamma \simeq 160-175$  эВ.

## 2.2. Симметрия рентгеновского поля

Симметрия поля рентгеновского излучения, воздействующего на термоядерную мишень, обеспечивается как за счет геометрического фактора (каждый элемент поверхности центральной капсулы облучается излучением, приходящим практически с половины поверхности полости-конвертора), так и за счет процессов многократного переотражения световых квантов и многократного перерасеяния рентгеновских квантов. В силу последнего температуру  $T_\gamma$  квазиравновесного излучения, испускаемого стенками полости, можно в первом приближении считать одинаковой на всех участках внутренней поверхности.

Асимметрия рентгеновского поля вызывается, во-первых, наличием отверстий для ввода лазерного излучения, во-вторых, асимметрией потока  $Q_\gamma/2$  первичного рентгеновского излучения, генерируемого лазерной короной и распространяющегося по направлению от стенок полости. Существенными являются также пространственный масштаб неоднородностей и их расположение на поверхности сферы. Последние определяют амплитуды сферических гармоник  $P_{lm}$  асимметричного рентгеновского поля, идущего от стенок полости к капсуле. Разложение по гармоникам позволяет рассчитать степень сглаживания рентгеновского поля при его распространении с поверхности

сферы конвертора к центральной капсуле [1]. Коэффициенты сглаживания  $C_l(r/R)$  зависят от номера сферической гармоники  $l$  и отношения радиусов мишени  $r_0$  и полости-конвертора  $R_0$ . В нашем случае в начальный момент времени  $r_0/R_0 \simeq 0.14$ . Коэффициенты сглаживания гармоник с  $l = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ , составляют соответственно 0.73, 0.37, 0.099, 0.023, 0.018, 0.008.

Спектр гармоник радиационного поля определяется расположением и диаметром отверстий ввода и лазерных пятен первичной засветки. Дисбаланс энергии (мощности) по пучкам, а также промахи прицеливания относительно номинальных положений пятен также нарушают симметрию поля. Центры симметрии шести отверстий расположены по поверхности полости вблизи положений, соответствующих вершинам куба, вписанного в эту полость. Максимальное угловое отклонение составляет  $13^\circ$ . Нарушение симметрии связано с желанием избежать завязки паразитной генерации между различными усилительными каналами. Платой за это является появление в спектре радиационного поля в дополнение к четвертой гармонике, присущей симметрии куба, второй и третьей гармоник.

Пятна первичной засветки на внутренней поверхности конвертора располагаются так, что они тоже дают вклад во вторую, третью и четвертую гармоники, причем в той же фазе, что и вклад от лазерных отверстий ввода. Это, с одной стороны, приводит к увеличению асимметрии, с другой стороны, делает картину неоднородностей мало меняющейся во времени.

Кроме того, получающийся уровень асимметрии оказывается «согласованным» с уровнем асимметрии, навязываемым дисбалансом энергии в пучках. Для типичных условий дисбаланс энергии в пучках повышает уровень неоднородности не более чем в два раза.

Количественная оценка степени неоднородности проводилась в рамках следующей простой модели. Распределение поглощенной энергии по внутренней поверхности конвертора рассчитывалось методом Монте-Карло. Предполагалось, что критическая поверхность сферически-симметрична (за исключением отверстий ввода), и что отраженное излучение имеет как зеркальную, так и диффузную компоненты; принималась во внимание также зависимость коэффициента поглощения от угла падения.

Интенсивность первичного (неравновесного) излучения  $I_\gamma$  лазерной короны полагалась пропорциональной интенсивности поглощенного лазерного излучения  $I_a$  с коэффициентом  $k_\gamma = 0.5$ . Величина  $I_a k_\gamma / 2$  определяла значение интенсивности первичного рентгеновского потока, идущего от стенок к капсуле. Интенсивность квазиравновесного излучения из рентгеновской короны определялась на основании формулы (4). В расчетах принималось  $k_\gamma = 0.5$ ,  $\alpha = 0.65$ .

В таблице приведены величины, характеризующие неоднородность рентгеновского облучения ДТ-мишени: максимальные неоднородности

$$\varepsilon_{max} = \frac{I_{max} - I_{min}}{2I}, \quad \varepsilon_{max}^I = \frac{\max |I - \bar{I}|}{\bar{I}}$$

(где  $\bar{I}$  — средняя по поверхности сферы интенсивность излучения) и среднеквадратичная неоднородность  $\varepsilon_{rms}$ , а также амплитуды  $\tilde{\gamma}_j$  разложения нормированного распределения  $I(\theta, \varphi)$  по сферическим гармоникам в случае равной энергии по каналам и для поканальных разбросов, зарегистрированных в двух экспериментах. Расчеты проведены для отношения радиуса капсулы к радиусу конвертора равного 0.14 и относительной площади отверстий для ввода лазерного излучения равной 0.13.

## Оценка неоднородности рентгеновского облучения капсулы

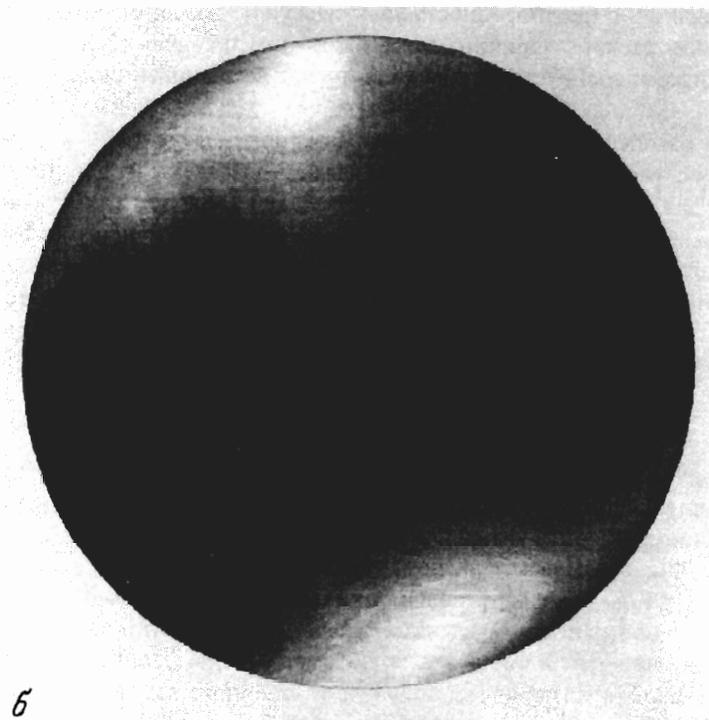
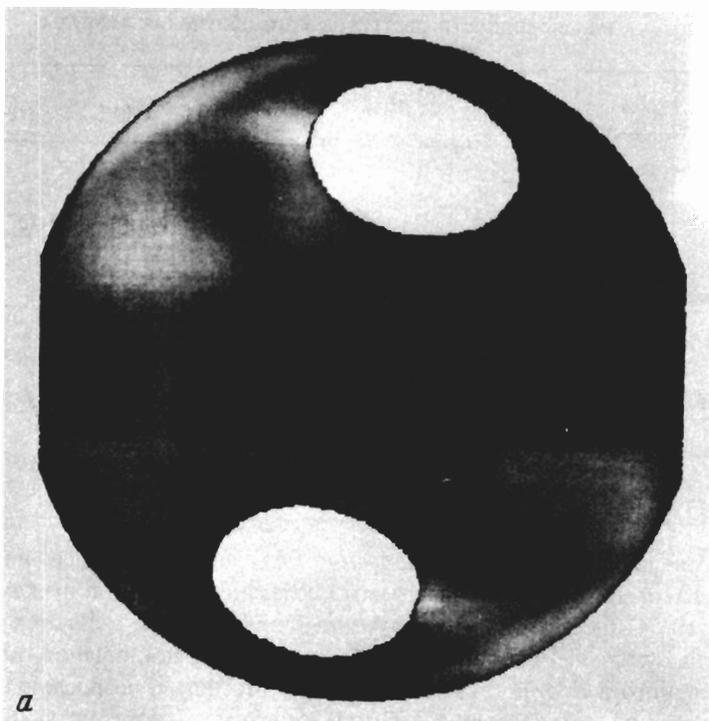
	$\varepsilon_{max}$ , %	$\varepsilon_{max}^I$ , %	$\varepsilon_{rms}$ , %	$\bar{\gamma}_j$ ( $j = 1-6$ )					
Одинаковая энергия лазерного излучения в каналах	3.5	3.5	2.0	$4.0 \cdot 10^{-4}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$6.0 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$	$6.3 \cdot 10^{-4}$
Поканальный разброс ( $\varepsilon_{rms} \approx 20\%$ )	6.0	6.6	2.8	$8.8 \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$6.1 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$6.4 \cdot 10^{-4}$
Поканальный разброс ( $\varepsilon_{rms} \approx 20\%$ )	7.2	6.2	2.8	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$6.1 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$5.9 \cdot 10^{-4}$

Как видно из таблицы, в сбалансированном случае среднеквадратичная неоднородность составляет 2%, при учете реального дисбаланса энергии в пучках она увеличивается до  $\approx 3\%$ . Существенно, что полученные цифры слабо меняются во времени. Так, для расчета с уменьшенным значением коэффициента поглощения, таким что доля энергии лазерного излучения, вышедшего через отверстия, возросла с 0.34 до 0.6 и с уменьшенным значением альбеда с 0.65 до 0.35, что моделирует ситуацию в начальные моменты времени, неоднородность практически осталась той же ( $\varepsilon_{rms} = 1.9\%$ ), что и в номинальном расчете. Причина здесь в том, что меньшая степень рентгеновской симметризации компенсируется большей степенью выравнивания лазерной интенсивности.

Расчетные распределения поглощенного лазерного излучения на внутренней стенке конвертора для случая равных энергий в каналах представлены на рис. 1а. Соответствующая картина для рентгеновского излучения, падающего на центральную капсулу, дана на рис. 1б. Градациями серого цвета показан перепад интенсивности от максимальной (белый цвет) до минимальной (черный). Видно, что в отличие от поглощенной лазерной интенсивности распределение рентгеновского излучения на капсуле не имеет высоких гармоник. Учет поканального разброса энергии приводит к нарушению симметрии между лицевой и обратной сторонами мишени (появление гармоник с  $l = 1$ ).

## 2.3. Лазерная подсветка и быстрые ионы

Рентгеновское излучение не является единственным переносчиком энергии лазерного излучения к капсуле с ДТ. Особенностью зеркального отражения от внутренней идеально сферической критической поверхности является то, что внутренняя часть сферы диаметром  $\varnothing_{sh}$  оказывается расположена в тени (в наших условиях  $\varnothing_{sh}/\varnothing_{box} \approx \approx 1/5$ , где  $\varnothing_{box} = 2R_0$  — диаметр полости-конвертора). Крупномасштабные возмущения критической поверхности, связанные с наличием отверстий ввода и неоднородностью облучения, приводят к уменьшению объема тени. Рассеяние на неоднородностях плазмы малого масштаба (порядка длины волны лазерного излучения), носящее характер диффузного отражения от поверхности, приводит к неизбежной засветке капсулы с диаметром  $\varnothing_{sh}$ . Однако, как показывают расчеты (см. ниже), даже при одинаковых



энергиях рентгеновского и лазерного излучений, попадающих на мишень, влияние последнего является малым.

Еще один способ доставки энергии реализуется при движении золотой плазмы к центру. Так как скорость движения вещества ( $V \approx 10^7\text{--}10^8$  см/с) существенно меньше скорости света, то существует интервал времени  $\tau_2 \approx \varnothing_{\text{бок}}/2V \approx 1$  нс (при  $\varnothing_{\text{бок}} \approx 2$  мм), в течение которого оболочка не подвергается воздействию потока вещества стенок кожуха. При длительности лазерного импульса  $\approx 0.3$  нс и времени схлопывания  $\approx 0.5$  нс воздействием потока вещества можно пренебречь. Однако сравнительно большая длина волны лазерного излучения йодного лазера ( $\lambda = 1.315$  мкм) при интенсивностях лазерного излучения  $I_L \geq 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> приводит к генерации горячих электронов с температурой  $T_h \approx 20\text{--}50$  кэВ, которые, в свою очередь, ускоряют некоторую часть ионов (Au) до скоростей  $V \geq (3\text{--}5) \cdot 10^8$  см/с. В соответствии с этим время  $\tau_2$  уменьшается до  $\approx 0.3$  нс, поэтому для оболочек со сравнительно большим временем схождения ( $\tau_f \geq 0.5$  нс) необходимо иметь в виду возможность дополнительного энерговыделения в оболочку мишени путем переноса энергии быстрыми ионами.

### 3. ЦЕЛЬ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ПОСТАНОВКА

Как было показано в предыдущем разделе, рентгеновский поток, воздействующий на центральную капсулу с DT-газом, не является идеально симметричным. Согласно оценкам, асимметрия является крупномасштабной (сферические гармоники в ее спектральном разложении имеют номера  $l \leq 1\text{--}4$ ). Характерный уровень асимметрии составляет 3%. Асимметрия рентгеновского поля приводит к асимметрии ускоряющих давлений и полетных скоростей оболочки:  $\Delta V/V \leq \Delta I/I$ . В результате сжатия отклонение от сферичности контактной границы составит

$$\frac{\delta R}{R} \approx \frac{\delta V}{V} \frac{r_0}{r_f},$$

где  $r_0$  — начальный радиус капсулы с DT-газом,  $r_f$  — радиус DT-газа в момент максимального сжатия. Если потребовать, чтобы это отклонение не превышало 1/3, то получим, что данная асимметрия не должна чувствоваться до сжатий

$$\frac{r_0}{r_f} \leq \frac{1}{3} \frac{I}{\Delta I} \approx 11,$$

что соответствует объемным сжатиям  $\approx 10^3$ .

Такая оценка является весьма приближенной. Действительно, развитие возмущений вследствие неустойчивостей Рихтмайера–Мешкова и Рэлея–Тейлора приводит к нарастанию амплитуды возмущений более сильному, чем это следует из приведенной оценки. С другой стороны, для тех оболочек, толщина которых достаточно мала, чтобы быть полностью прогретой под действием рентгеновского излучения, симметрия энерговыделения может быть лучше 3%. Для этого достаточно представить картину прогрева

**Рис. 1.** Расчетные освещенности внутренней поверхности кожуха-конвертора лазерным излучением (а) (белые пятна отвечают положению отверстий ввода лазерного излучения) и поверхности центральной капсулы рентгеновским излучением (б) для типичных условий экспериментов

оболочек односторонним потоком настолько интенсивным, что он за время действия импульса успевает прогнать (в сверхзвуковом режиме) всю оболочку.

Влияние остаточной асимметрии можно почувствовать через зависимость нейтронного выхода от степени сжатия при достижении некоторого критического значения сжатия  $\delta_{cr}$ . Можно ожидать, что при  $\delta \gg \delta_{cr}$  произойдет катастрофическое снижение нейтронного выхода. Отсюда следует постановка экспериментов с увеличивающейся от опыта к опыту степенью сжатия. Поскольку сжатие главным образом определяется отношением массы  $M$  оболочки к массе  $m$  DT-газа, то степень сжатия можно менять, варьируя толщину оболочки или начальное давление DT-газа. Возможно также изменение диаметра оболочки, однако увеличение диаметра приводит к выходу оболочки из области тени (прямое касание лазерных лучей оболочки), а уменьшение диаметра затрудняет диагностику параметров плазмы.

Облучение мишеней на установке «Искра-5» [6] осуществляется двенадцатью лазерными лучами с энергией на выходе канала до  $\simeq 1$  кДж, что соответствует суммарной лазерной энергии  $\simeq 9$  кДж, вводимой внутрь камеры взаимодействия. Длительность лазерного импульса составляет  $\simeq 0.35 \pm 0.05$  нс, что соответствует мощности излучения, падающего на мишень, до  $\simeq 30$  ТВт. Форма импульса близка к гауссовой. Расходимость излучения стабильно составляет величину  $\simeq (0.6-0.8) \cdot 10^{-4}$  рад. Контраст лазерного импульса достаточно высок ( $K > 10^6$ ), чтобы к моменту прихода основного импульса полость мишени оставалась не заполненной плазмой. Точность поперечного наведения на мишень составляет  $\pm 30$  мкм, точность продольного согласования фокусов юстировочного и силового излучения равна  $\pm 100$  мкм. Диаметр перетяжек лазерных пучков  $\leq 100$  мкм.

Мишень состоит из медного тонкостенного сферического корпуса (аналогичного мишени с обращенной короной (МОК) [6]) с шестью отверстиями для ввода лазерного излучения, внутренняя поверхность которого покрыта слоем золота толщиной 1 мкм, а внешняя — слоем висмута толщиной 0.1–0.3 мкм. В центре расположена стеклянная микросфера, наполненная газообразной эквимольярной смесью дейтерия и трития при давлении  $P_{DT} \simeq 5-20$  атм. В экспериментах варьировались диаметр корпуса (1.3–4 мм), диаметр отверстий для ввода лазерного излучения (0.4–0.7 мм), параметры стеклянной микрооболочки. Для увеличения толщины оболочки свыше 7 мкм использовалась технология осаждения на ее поверхность слоя полипараксилилена толщиной до 40 мкм. За номинальную принята конструкция с диаметром кожуха 2 мм, диаметром каждого из шести отверстий 0.6 мм, диаметром оболочки 280 мкм, толщиной стеклянной оболочки 5 мкм и  $P_{DT} \simeq 10$  атм.

Комплекс диагностической аппаратуры установки «Искра-5» описан в [6, 9]. Он включает в себя систему баланса энергии, интерференционно-теневую методику оптической регистрации контраста лазерного излучения и динамики разлета плазмы, системы регистрации рентгеновского излучения с временным, пространственным и спектральным разрешением, нейтронные измерения. Ниже приводятся основные результаты экспериментов. При необходимости указываются дополнительные особенности измерительных методик.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Ниже обсуждаются результаты семнадцати экспериментов, выполненных с мишенями, покрытыми изнутри золотом, имеющими корпуса диаметром 2 мм. Диаметры отверстий ввода составляли  $\varnothing_{hole} = 0.6$  мм за исключением трех опытов с  $\varnothing_{hole} = 0.4$ – $0.45$  мм. Диаметр оболочек в среднем был равен  $\varnothing_{sh} = 280$  мкм с предельными значениями 271 и 290 мкм. Толщина стеклянных оболочек (без покрытий) изменялась от 3 до 7 мкм. Толщина оболочек  $d_{sh}$ , на которые наносились покрытия, была равна 1.2–5 мкм. Покрытие осуществлялось либо пластиком, либо магнием, либо  $\text{SiO}_2$ . Максимальная толщина слоя пластика достигала  $d_{CH} = 41$  мкм (толщина стекла при этом была равна 4.7 мкм). Давление DT-газа варьировалось от 5 до 16 атм за исключением одного опыта, в котором давление было около 1 атм. Энергия  $E_L$  лазерного импульса варьировалась от 7.4 до 9.6 кДж за исключением одного опыта, в котором энергия была равна 3.9 кДж. Нейтронный выход менялся от  $6.5 \cdot 10^9$  (при  $E_L = 9$  кДж,  $P_{DT} = 13$  атм,  $\varnothing_{sh} = 280$  мкм,  $d_{sh} = 4.8$  мкм) до  $7 \cdot 10^7$  (при  $E_L = 8.2$  кДж,  $P_{DT} = 5$  атм,  $\varnothing_{sh} = 277$  мкм,  $d_{sh} = 4.7$  мкм,  $d_{CH} = 41$  мкм).

Интерференционно-теневая методика свидетельствует о том, что в представленных экспериментах контраст моноимпульса был достаточно высоким и плазма мишени образовывалась только в момент прихода моноимпульса.

В [2] была представлена типичная осциллограмма, позволяющая определить время прихода нейтронного импульса на сцинтиляционный детектор по отношению к времени генерации жесткого ( $h\nu \simeq 0.1$  МэВ) рентгеновского импульса внутри полости. Задержка нейтронного импульса относительно рентгеновского соответствует нейтронам с энергией 14.1 МэВ.

Температура ионной компоненты DT-плазмы, полученная при помощи времяпролетной методики, варьировалась в диапазоне  $T_i = 1.5$ – $3$  кэВ. На рис. 2 приведены формы нейтронных импульсов, зарегистрированные на отметках 12.5 и 16.7 м. На этом же рисунке штрихами приведены расчетные нейтронные импульсы для заданной ионной температуры  $T_i$  с учетом аппаратной функции соответствующего канала регистрации. Температуры, при которых расчетный и экспериментальный нейтронные импульсы имели наименьшие отклонения друг от друга, приведены в подписи к рис. 2. Точность измерений ионной температуры составила примерно 1.7 кэВ для дистанции 12.5 м

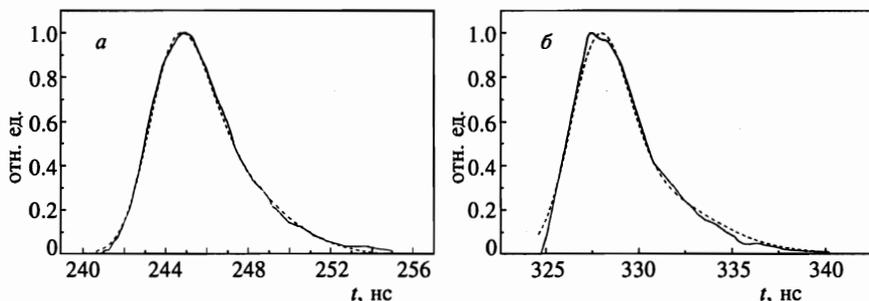


Рис. 2. Нейтронный импульс, зарегистрированный с помощью времяпролетной методики (сплошная кривая), и расчетный сигнал при заданной температуре ионов  $T_i$  (штриховая кривая): *a* — пролетная база 12.5 м,  $T_i = 2.5$  кэВ; *b* — пролетная база 16.7 м,  $T_i = 2.9$  кэВ

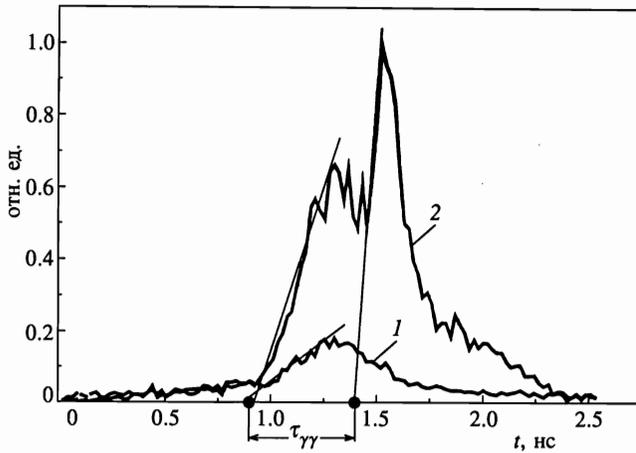


Рис. 3. Рентгеновское излучение центральной мишени, зарегистрированное с помощью рентгеновского фотохронографа с пространственным разрешением: 1 — свечение лазерной короны кожуха-конвертора; 2 — свечение центральной капсулы

и примерно 0.3 кэВ для дистанции 16.7 м.

Время схождения оболочек регистрировалось с помощью щелевой временной развертки рентгеновского изображения микромишени в диапазоне энергий квантов  $h\nu \simeq 4$  кэВ на рентгеновском фотохронографе с временным разрешением  $\simeq 50$  пс. На рис. 3 приведен пример такой регистрации. Наблюдаются два максимума свечения. Первый соответствует максимуму интенсивности свечения плазмы, разлетающейся с внутренней поверхности полости-конвертора, а второй возникает в результате сжатия и нагрева оболочки с DT-топливом. Время сжатия оболочки  $\tau_{\gamma\gamma}$ , определяемое как время между точками пересечения прямых, линейно аппроксимирующих передние фронты соответствующих импульсов, с осью времени, изменяется в диапазоне 0.25–0.73 нс и растет с ростом ее толщины (строго говоря, это справедливо при толщинах  $\geq 7$  мкм). Время схлопывания позволяет определить скорость полета оболочки и оценить энерговыклад в оболочку. Времени схлопывания  $\tau_{\gamma\gamma} \simeq 0.35$  нс соответствует скорость

$$V \simeq \frac{R_0 - R_{min}}{\tau_{\gamma\gamma}} \simeq 3 \cdot 10^7 \frac{\text{см}}{\text{с}}.$$

На рис. 4 приведен пример рентгеновского изображения центральной капсулы, полученного с помощью камеры-обскуры через отверстие для ввода лазерного излучения. Видно начальное положение внешней границы и сферически-симметричное сжатое ядро. Сферически-симметричное (с точностью до искажений, обусловленных зернистостью фотопленки) изображение наблюдается во всех опытах, в которых это изображение удалось получить. В опытах с мишенями, имеющими толстые стенки, сжатое ядро не наблюдается.

В представленных экспериментах нейтронный выход изменялся на два порядка: от  $6.5 \cdot 10^9$  при толщине оболочки 5 мкм до  $7 \cdot 10^7$ , когда на такую же оболочку был нанесен слой полипараксилилена толщиной 41 мкм. Данные по нейтронному выходу описываются простым скэйлингом (см. рис. 5)

$$N \sim m^{2/3} M^{4/3} f(E_\gamma/M), \tag{5}$$

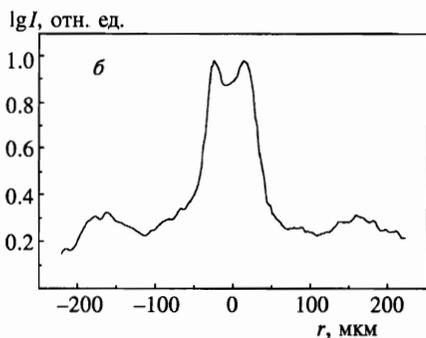
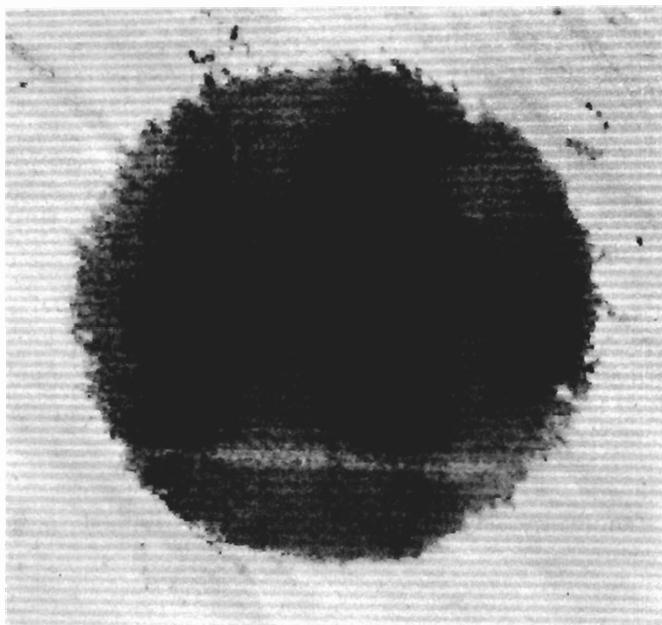


Рис. 4. Обскурограмма центральной мишени (а) и ее денситограмма в одном из сечений (б)

где  $m$  и  $M$  — массы газа и оболочки,  $E_\gamma$  — энергия рентгеновского излучения в полости. Приведем краткое обоснование формулы (5). Нейтронный выход дается формулой

$$N = \int dt \int dV n_D n_T \langle \sigma N \rangle_{DT},$$

где  $n_D$  и  $n_T$  — концентрация ядер дейтерия и трития,  $\langle \sigma V \rangle_{DT}$  — константа скорости термоядерной реакции. Приближенно можно написать

$$N \sim \rho^2 V \langle \sigma V \rangle_{DT} \frac{r}{\sqrt{T}} \simeq m \rho r f(T), \quad (6)$$

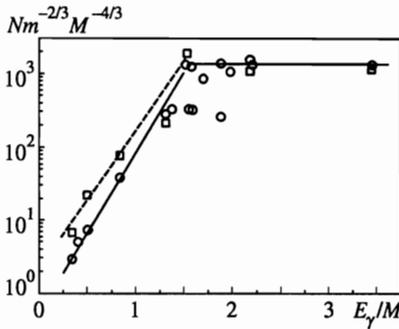


Рис. 5. Зависимость нормированного нейтронного выхода от удельного энерговклада рентгеновского излучения в центральную капсулу (единицы измерения произвольные): кружки — эксперимент; квадраты — расчеты по программе СНДП

где  $\rho$  и  $r$  — плотность и радиус сжатого ДТ,  $f(T) = \langle \sigma V \rangle_{\text{ДТ}} T^{-1/2}$ . Воспользовавшись сохранением массы ДТ в процессе сжатия, можно записать  $\rho r \sim m^{1/3} \rho^{2/3}$ , поэтому

$$N \sim m^{4/3} \rho^{2/3} f(T). \tag{7}$$

Аппроксимируя константу скорости ДТ-реакции степенной функцией  $f(T) \propto (T/T_0)^n T_0^n$ , имеем

$$N \sim m^{1/3} \rho_0^{2/3} \delta_V^{2/3} \left( \frac{T}{T_0} \right)^n f(T_0). \tag{8}$$

Здесь  $\delta_V = \rho/\rho_0$  — объемное сжатие.

Степень сжатия в значительной степени определяется отношением  $M/m$ :  $\delta_V \sim (M/m)^\alpha$ . Так, в простейших моделях взрывающейся оболочки  $\alpha \simeq 1-2$  [10, 11]. При адиабатическом сжатии  $T = T_0 \delta_V^{2/3}$ . В обсуждаемых экспериментах существенны потери тепла за счет электронной теплопроводности, поэтому эффективный показатель адиабаты  $\gamma_{\text{eff}} < 5/3$ , так что

$$T = T_0 \delta_V^{\gamma_{\text{eff}} - 1} \simeq T_0 \left( \frac{M}{m} \right)^{\gamma_{\text{eff}} - 1},$$

а значит,

$$N \sim m^{4/3} \frac{M^{2/3}}{R_0^2} T_0^{n-0.5} \left( \frac{M}{m} \right)^{(\gamma_{\text{eff}} - 1)(n-0.5)}$$

При  $n \simeq 4$  и  $\gamma_{\text{eff}} = 1.2$  получаем (5).

Из рис. 5 видно, что скэйлинг (5) в целом неплохо описывает экспериментальный нейтронный выход (за исключением трех опытов). При этом в силу изменения технологии наполнения ДТ-газом стеклянной капсулы (в оболочке сверлилось отверстие для напуска аргона, которое затем заклеивалось) для двух опытов есть основания полагать, что в момент проведения эксперимента давление ДТ-газа могло быть заметно меньше первоначального. Контроль давления после напыления на оболочку слоя полипараксилилена был уже невозможен. Серьезных причин выпадения третьего опыта из общего ряда нам неизвестно. Однако на картине свечения мишени, полученной с помощью камеры-обскуры, видно свечение краев отверстия, в которое вводится излучение двух

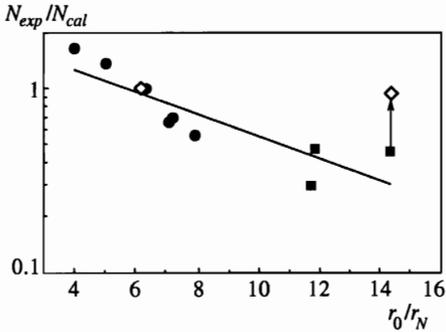


Рис. 6. Зависимость отношения экспериментального и расчетного нейтронного выхода от расчетной степени радиального схождения центральной капсулы на момент генерации нейтронов: кружки — оболочка без покрытия; темные квадраты — оболочка с полипараксилиленовым покрытием; светлые квадраты — расчеты с учетом турбулентного перемешивания

каналов. Вероятнее всего, в этом опыте из-за неточности угловой настройки произошел неполный ввод энергии лазерного излучения этих каналов.

На рис. 5 имеются два участка кривой с различным наклоном. При  $E_\gamma/M > 1.5$  (единицы условные) нейтронный выход не зависит от  $E_\gamma/M$ , при  $E_\gamma/M < 1.5$  он стремительно падает с уменьшением  $E_\gamma/M$ . Представляется правдоподобной следующая трактовка такого поведения. При  $E_\gamma/M > 1.5$  мишень работает в режиме полностью прогреваемой (взрывающейся) оболочки. Граница раздела при  $E_L = 8$  кДж соответствует массе оболочки  $M \simeq 3.5$  мкг. Толщина стеклянной оболочки диаметром 280 мкм с такой массой равна  $\sim 7$  мкм. Независимость нормированного количества нейтронов от величины  $E_\gamma/M$ , где  $E_\gamma/M \geq 1.5$ , свидетельствует о том, что при этом оболочка полностью прогревается до одной и той же температуры. При  $E_\gamma/M \leq 1.5$  запаса тепловой энергии уже не хватает для полного прогрева и реализуется абляционный режим.

Несколько слов скажем о расчете величины  $E_\gamma$ . Ее мы находили с феноменологическим учетом потерь энергии, поглощенной быстрыми ионами. Принималось, что доля поглощенной энергии, пошедшей на их ускорение, составляет

$$\eta = x(3.5 + x)^{-1}, \quad x = I_g/I_1 - 1, \quad I_1 = 2 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$$

(определение  $I_g$  см. в (1)).

На рис. 5 представлены также результаты расчетов нейтронного выхода по программе неравновесной радиационной газодинамики СНДП [12]. При этом рассчитанное, как указано выше, значение  $E_\gamma/M$  использовалось в качестве маркера соответствующего опыта. Видно, что расчеты с точностью до  $\simeq 1.5$  воспроизводят экспериментальные данные в режиме взрывающейся оболочки. В абляционном режиме различие достигает  $\simeq 2-3$ .

Расчеты проводились в сферически-симметричной постановке с эффективным учетом потерь лазерного света и рентгеновского излучения через отверстия для ввода лазерного излучения. Учитывалось только тормозное поглощение со средним углом падения лазерного излучения на внутреннюю поверхность кожуха. Потерями энергии на быстрые ионы пренебрегалось. Уравнения состояния и спектральные пробеги рассчитывались в приближении среднего иона, а перенос излучения — в приближении многогрупповой диффузии. Химический состав стеклянной оболочки соответствовал чистой окиси кремния  $\text{SiO}_2$ . Для слоя пластика химический состав соответствовал СН.

Представляет интерес сравнить экспериментальный  $N_{exp}$  и расчетный  $N_{cal}$  нейтронные выходы в зависимости от расчетной степени схождения по радиусу  $r_0/r_N$ , где

$r_N$  — внутренний радиус оболочки на момент наибольшей скорости генерации нейтронов (рис. 6). Как и на предыдущем рисунке, видно, что с увеличением степени сжатия  $\delta_V = (r_0/r_N)^3$  отношение  $N_{exp}/N_{cal}$  уменьшается, достигая  $\sim 1/3$  при  $r_0/r_N = 12$ . Является ли это следствием асимметрии рентгеновского поля? Чтобы частично ответить на этот вопрос, мы провели расчеты по программе СНД-ТУР [13], в которой в рамках модели Никифорова [14] учитывается развитие зоны турбулентного перемешивания на границе между оболочкой и топливом. Как следует из расчетов, при  $r_0/r_N \leq 6$  ( $\delta_V \leq 200$ ) влияние турбулентного перемешивания на нейтронный выход мало, в то время как при  $r_0/r_N \simeq 14$  перемешивание, согласно расчетам, уменьшило нейтронный выход в два раза (см. стрелку на рис. 6). Такое снижение обусловлено главным образом уменьшением температуры топлива за счет потерь тепла на нагрев поступающего в зону перемешивания холодного вещества оболочки. Таким образом, кажется оправданным вывод о том, что и симметрия рентгеновского облучения мишени имеет уровень, который не проявляется в указанном диапазоне сжатий. Во избежание недоразумений отметим, что точность расчетного моделирования нейтронного выхода не превышает  $\simeq 2$ , о чем свидетельствуют, например, две точки на рис. 6, соответствующие наименьшим значениям  $r_0/r_N$ .

Близкое соответствие между экспериментальными и расчетными данными наблюдается и для других величин. На рис. 7 дано сопоставление экспериментальных и расчетных пространственных картин свечения центральной капсулы, полученных с помощью камеры-обскуры. Наблюдается хорошее соответствие в центральной части ядра. Различие крыльев распределения обусловлено неадекватностью газодинамического описания процесса столкновения стеклянной и золотой плазм, формирующего в расчетах профиль свечения на крыльях.

На рис. 8 представлено сопоставление динамики экспериментальных (полученных с помощью рентгеновского фотохронографа) и расчетных картин свечения мишени в спектральном диапазоне 3–4 кэВ. А на рис. 9 дана экспериментальная зависимость времени схлопывания от параметра  $E_\gamma/M$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На лазерной установке «Искра-5» проведены эксперименты с составными рентгеновскими мишенями, представляющими собой сферическую полость-конвертор с шестью отверстиями для ввода лазерного излучения, в центре которой помещалась стеклянная капсула с ДТ-топливом, покрытая слоем пластика (полипараксилилена) толщиной от 10 до 40 мкм. Подобная конструкция капсулы позволила исследовать работу мишеней при сжатиях топлива на момент генерации нейтронов до  $\delta_V \leq 3 \cdot 10^3$ . Полученные результаты показали, что внутри исследованного диапазона сжатий мишень ведет себя в близком соответствии с одномерными сферически-симметричными расчетами, причем на верхнем пределе ( $\delta_V \approx 3 \cdot 10^3$ ) турбулентное перемешивание уменьшает нейтронный выход в два раза.

Такое поведение мишени свидетельствует о высокой однородности облучения стеклянной микросферы рентгеновским излучением. Расчетные оценки верхнего предела асимметрии поля рентгеновского излучения на мишени дают значение около 3%.

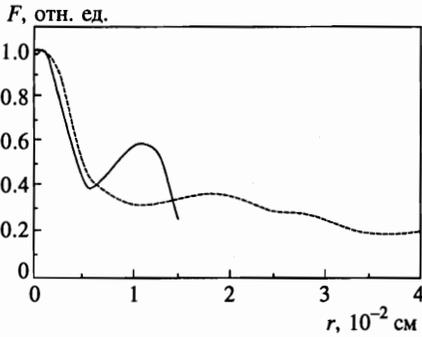


Рис. 7

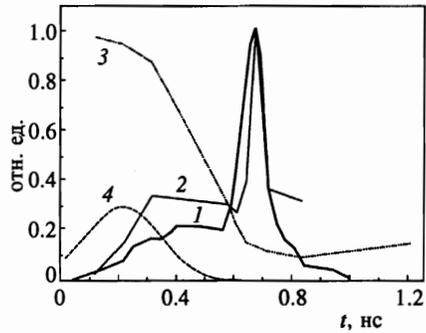


Рис. 8

Рис. 7. Сравнение экспериментальной (штриховая кривая) обскурোগраммы с расчетной по программе СНДП (сплошная кривая)

Рис. 8. Сравнение экспериментальной (1) и расчетной (2) светимостей центральной капсулы в диапазоне энергий рентгеновских квантов 3–4 кэВ; 3 — расчетная R–t-диаграмма движения границы газ-стекло; 4 — лазерный импульс

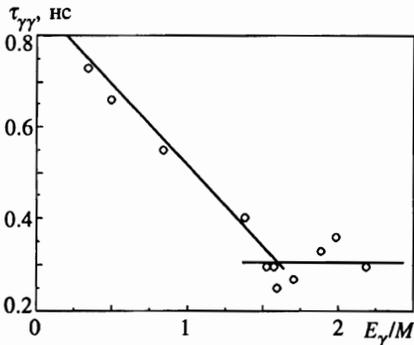


Рис. 9. Зависимость времени схлопывания центральной капсулы от удельного энерговклада в нее рентгеновского излучения (единицы измерения произвольные)

Авторы выражают благодарность всем сотрудникам Всероссийского НИИ экспериментальной физики, принимавшим участие в подготовке и проведении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Госкомитета РФ по науке и технологиям на лазерной термоядерной установке «Искра-5» (регистрационный номер 01-50).

### Литература

1. J. Lindl, Plasma Phys. 2, 3933 (1995).
2. Ф. М. Абзаев, В. И. Анненков, В. Г. Безуглов и др., Письма в ЖЭТФ 58, 28 (1993).
3. E. M. Campbell, J. D. Kilkenny, D. R. Kania et al., Laser and Particle Beams 9, 209 (1991).

4. H. Nishimura, H. Shiraga, H. Takabe et al., in *Proceedings of the 14 th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, Wurzburg, Germany, 1992, International Atomic Energy Agency, Vienna (1993), Vol. 3, p. 97.
5. CEL-V Laser Team, in *Proceedings of the 12th Int. Conf. on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, Osaka, Japan, 1995, AIP Conf. Proc. **369**, 40 (1995).
6. А. В. Бессараб, В. А. Гайдаш, Г. В. Долголева и др., ЖЭТФ **102**, 1800 (1992).
7. M. D. Rosen, D. W. Phillion, V. C. Rupert et al., *Phys. Fluids* **22**, 2020 (1979).
8. L. S. Mkhitarjan and G. G. Kochemasov, in *Proceedings of the 23rd ECLIM*, St. John's College, Oxford, 19–23 September, 1994, Institute of Physics Conference Series Number **140**, 351 (1995).
9. Ф. М. Абзаев, А. В. Бессараб, Г. А. Кириллов и др., Вопросы атомной науки и техники, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 4, 68 (1992).
10. M. D. Rosen and J. H. Nuckols, *Phys. Fluids* **22**, 1393 (1979).
11. С. А. Бельков, А. И. Зарецкий, Г. А. Кириллов и др., ЖЭТФ **97**, 834 (1990).
12. С. А. Бельков, Г. В. Долголева, Вопросы атомной науки и техники, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 1, 59 (1992).
13. В. А. Андронов, С. А. Бельков, Г. В. Долголева и др., Вопросы атомной науки и техники, сер. Математическое моделирование физических процессов, вып. 3 (1997), с. 1.
14. В. А. Андронов, Е. Е. Мешков, В. В. Никифоров и др., ДАН СССР **264**, 76 (1982).