

**ИЗУЧЕНИЕ КОНВЕРСИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНЕЙЧАТОЕ
РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В МИШЕНЯХ С
ПОДКРИТИЧЕСКОЙ ПЛОТНОСТЬЮ НА ЛАЗЕРНОЙ УСТАНОВКЕ «ЛУЧ»**

**STUDY OF CONVERSION EFFICIENCY OF LASER ENERGY INTO LINE X-RAYS
IN TARGET WITH SUBCRITICAL DENSITY AT THE LASER FACILITY «LUCH»**

*И. А. Белов, И. Н. Воронич, Р. В. Гаранин, П. Д. Гаспарян, Н. В. Деркач, Н. В. Жидков,
В. М. Изгородин, С. И. Петров, Н. А. Суслов, Е. С. Цой*

*I. A. Belov, V. N. Derkach, R. V. Garanin, P. D. Gasparian, V. M. Izgorodin, S. I. Petrov,
N. A. Suslov, E. S. Tsoy, I. N. Voronich, N. V. Zhidkov*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров, Нижегородская область, пр. Мира, 37, 607188, Россия
Russian Federal Nuclear Centre – All Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics

В докладе представлены постановка и результаты экспериментов по исследованию конверсии лазерного излучения в рентгеновское излучение в мишенях типа «газовый мешок», наполненных криптоном до давления 0,6–1 атм. В экспериментах получены пространственные, спектральные и пространственно-временные характеристики рентгеновского излучения. Коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию линейчатого РИ в LM-полосе криптона в диапазоне $h\nu \approx 1,5 \div 2,8$ кэВ в 4π в предположении изотропного его распределения при давлении криптона в мишени $P_{Kr} = 1$ атм. составил ≈ 10 %. Приводится обсуждение полученных результатов.

The experimental arrangement and results of experiments on investigation of conversion efficiency of laser energy into x-rays in «gas bag» targets filled with Kr up to pressure of 0.6–1 atm. are presented in this report. The spatial, spectral and spatial-temporal characteristics of x-ray emission are recorded in these experiments. The conversion efficiency of laser energy into x-ray energy of LM-transitions of Kr ions with energy in the range $h\nu \approx 1,5 \div 2,8$ keV in 4π assuming isotropic distribution of radiation for Kr pressure of $P_{Kr} = 1$ atm. reached ≈ 10 %. The results of experiments are discussed.

На мощных лазерных установках широко проводятся исследования по увеличению конверсии энергии лазерного излучения в энергию рентгеновского [1–6]. В частности, этой проблеме на лазерной установке «Искра-5» были посвящены эксперименты с тонкослойными сферическими мишенями, в которых для увеличения конверсии ЛИ в РИ использовалась сферическая кумуляция обращенной лазерной короны [1].

В другом направлении исследований для эффективной конверсии лазерного излучения в рентгеновское используются мишени с подкритической плотностью $\rho \approx (0,1–0,3) \cdot \rho_{\text{крит}}$. В качестве таких мишеней используются либо тонкостенные, наполненные газом, различной формы оболочки, названные «газовым мешком» [2–4], либо низкоплотные пены с добавками наночастиц материалов с различным зарядом ядра Z [5–7]. Достоинством этих мишеней является малое влияние газодина-

мических процессов на генерацию основной части РИ, а слабое проявление аномального механизма поглощения ЛИ значительно облегчает расчетное моделирование экспериментов. В таких мишенях согласно результатам расчетов и экспериментально наблюдается высокий, до нескольких десятков процентов, коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в рентгеновское.

Перечисленные выше особенности взаимодействия лазерного излучения с мишенями с подкритической плотностью делают эксперименты с такими мишенями актуальными для исследования возможности повышения конверсии энергии лазерного излучения в энергию рентгеновского.

В докладе изложена постановка и основные результаты экспериментов с цилиндрическими мишенями типа «газовый мешок», выполненными на установке «ЛУЧ».

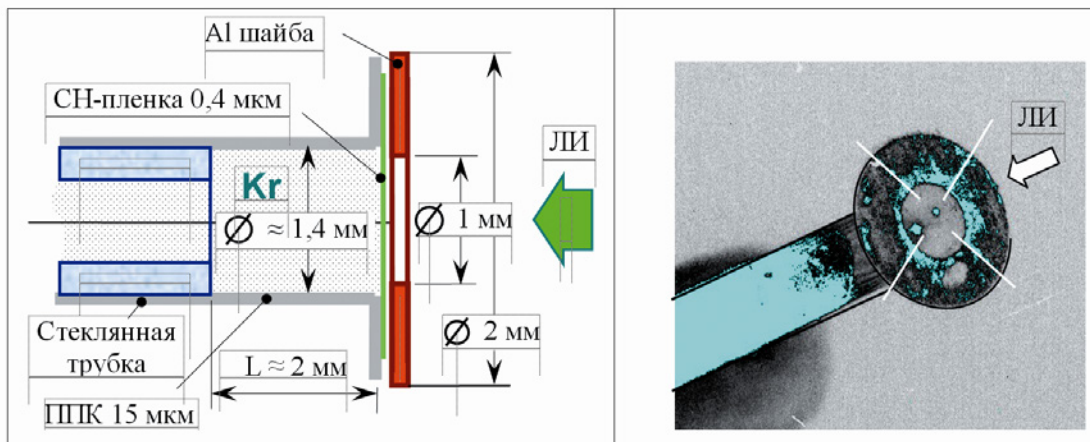


Рис. 1. Схематическое изображение мишени и её фото в камере взаимодействия

В экспериментах использовались мишени типа «газовый мешок» цилиндрической формы. Схематическое изображение мишени и её внешний вид в камере взаимодействия показан на рис. 1.

Корпус мишени представлял собой тонкостенный цилиндр, изготовленный из ППК толщиной 15 мкм на поверхности стеклянного капилляра. Такая толщина стенки цилиндра позволяет наблюдать ЛРИ криптона сквозь стенку без заметного его ослабления. Стеклянный капилляр был вытравлен на глубину не менее 2 мм. Диаметр цилиндрической полости из ППК составлял $\approx 1,1 \div 1,2$ мм. На свободном конце цилиндра имелся фланец, поверх которого приклеивалась тонкая плёнка из триацетата целлюлозы толщиной $0,42 \div 0,45$ мкм. Поверх фланца с плёнкой приклеивалась Al шайба толщиной ≈ 50 мкм с диаметром отверстия близким к диаметру цилиндрической полости. Испытание мишеней на избыточное давление показало, что пленки без разрушения выдерживают $\approx 1,5$ атм.

В экспериментах мишени облучались одним каналом излучения установки «ЛУЧ» на второй гармонике с $\lambda = 0,53$ мкм. Критическая плотность электронов n_e для такой длины волны излучения составляет: $n_e^{крит.} = 3,92 \cdot 10^{21}$ [см $^{-3}$]. Криптон при давлении 1 атм. при условии полной его ионизации даёт плотность электронов $n_e = 9,68 \cdot 10^{20}$ [см $^{-3}$], т. е. $n_e / n_e^{крит.} \approx 0,25$.

Мишень ориентировалась так, что пучок ЛИ распространялся примерно вдоль оси цилиндра. Излучение фокусировалось на мишень объективом с фокусным расстоянием $F \approx 1$ м. Для сглаживания распределения интенсивности ЛИ в пятне облучения использовался линзовый растр. Использование растра позволяет в фокальной плоскости объектива получить достаточно гладкое распределе-

ние интенсивности в пятне облучения прямоугольной формы с практически плоской вершиной. Полный размер пятна составляет 400×700 мкм, размер плоской части 160×340 мкм, при этом в нём содержится ≈ 50 % от всей энергии пучка.

В экспериментах мишени были наполнены криптоном. Давление криптона в экспериментах варьировалось в пределах $0,6 \div 1$ атм., при этом его плотность составляла $\rho_{Kr} = 0,15 \div 0,24 \cdot \rho_{Kr}^{крит.}$

Для определения условий экспериментов и измерения параметров рентгеновского излучения криптона в экспериментах использовался следующий набор диагностических методик: камеры обскуры, спектрографы линейчатого рентгеновского излучения и рентгеновская стрик-камера (РЭОП).

Для регистрации изображений мишеней в рентгеновском излучении использовались две камеры обскуры. Одна из них регистрировала вид мишени близкий к фронтальному (вдоль оси мишени), другая регистрировала изображения примерно по нормали к оси мишени. Вид мишени сбоку регистрировался через стенку мишени толщиной 15 мкм ППК. Все изображения регистрировались на рентгеновскую фотопленку Kodak INDUSTREX AA400 с пространственным разрешением $\Delta r \approx 20 \div 50$ мкм.

Спектр линейчатого РИ регистрировался с помощью двух спектрографов на кристаллах КАР, изогнутых по эллипсу. Оба спектрографа регистрировали спектр с направления примерно по нормали к оси мишени. Один спектрограф (СП-1) регистрировал спектр интегрально по пространству. В этом спектрографе для получения на спектрограммах спектральных меток на входе эллиптического блока спектрографа было установлено две

полоски фильтров из различных материалов. В результате на спектрограммах за этими фильтрами появились скачки коэффициентов поглощения материалов, входящих в их состав, на известных энергиях квантов: на фильтре из поливинилхлорида (C_2H_3Cl) К-скачок хлора на энергии 2,822 кэВ, а на фильтре из полисульфона ($C_2H_4S_2$) К-скачок серы на энергии 2,472 кэВ. Другой спектрограф (СП-2) регистрировал спектр с одномерным пространственным разрешением 65 мкм и мог наблюдать протяженность области, излучающей ЛРИ криптона, в направлении проникновения лазерного излучения вглубь мишени вдоль её оси.

Спектры регистрировались в спектральном диапазоне $\sim 1,5 \div 2,8$ кэВ на рентгеновскую фотопленку DEF. Для количественной обработки зарегистрированных спектрограмм использовалась характеристическая кривая фотопленки DEF, полученная для квантов с энергией $h\nu = 5,9$ кэВ от радиоизотопного источника Fe^{55} . Зависимость коэффициента отражения кристалла КАР от энергии квантов взята из [8]. Пропускание фильтров рассчитывалось по их толщинам. Пропускание стенки цилиндра рассчитывалось для холодного материала. Согласно литературным данным [9] чувствительность фотопленки DEF в диапазоне $h\nu \sim 1,5 \div 8$ кэВ слабо зависит от энергии квантов, поэтому характеристическая кривая фотопленки для $h\nu = 5,9$ кэВ использовалась без каких-либо поправок.

Для исследования динамики прогрева мишени вдоль её оси регистрация РИ проводилась с пространственно-временным разрешением с помощью рентгеновской стрик-камеры (РЭОП). Регистрация проводилась примерно по нормали к оси

мишени с одномерным пространственным разрешением вдоль её оси. Измерения проводились с временным разрешением $\Delta t \approx 20$ пс и пространственным разрешением $\Delta r \approx 160$ мкм.

Энергия лазерного излучения в экспериментах варьировалась в диапазоне 180÷350 Дж. Лазерный импульс был колоколообразной формы с длительностью на полувысоте $\approx 1,6 \div 1,8$ нс.

Типичные изображения мишеней в рентгеновском излучении, зарегистрированные с помощью камер обскур с различных направлений, представлены на рис. 2 и 3.

Изображение с большей плотностью зарегистрировано за тонким фильтром (3,5 мкм лавсана), а нормальные по плотности изображения – за толстым фильтром (≈ 55 мкм). На плотном изображении сплошной линией показано входное отверстие мишени диаметром 1,1 мм. Изображение за толстым фильтром по размерам и форме близко к ожидаемым параметрам пятна облучения. Результаты его обработки приведены в виде линий изуровней интенсивности и прописей в двух взаимно перпендикулярных сечениях. Из-за прогрева поперек оси мишени даже на небольшой глубине от пятна облучения происходит увеличение размера светящейся области, поэтому площадь пятна облучения, полученная по результатам обработки изображений, зарегистрированных за толстым фильтром, может оказаться несколько завышенной.

Типичные изображения вида мишени сбоку представлены на рис. 3. Характерной чертой изображений является наличие более яркой сфероподобной области на входе в мишень, сразу за пятном облучения, которая переходит в менее светя-

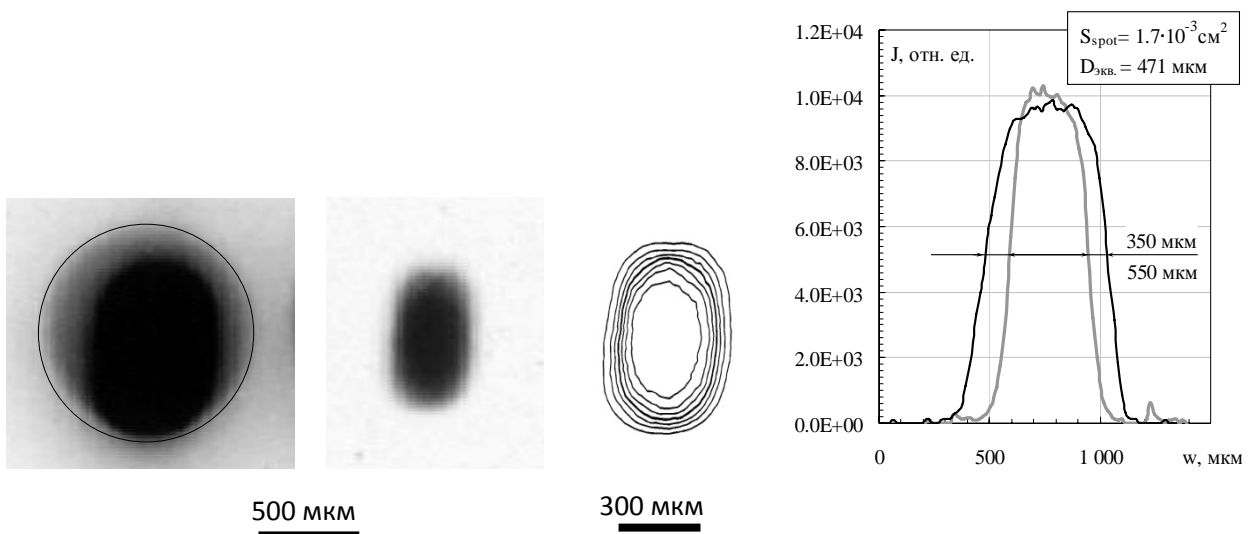


Рис. 2. Обскурограммы фронтального вида мишени с пятном облучения и результаты его обработки

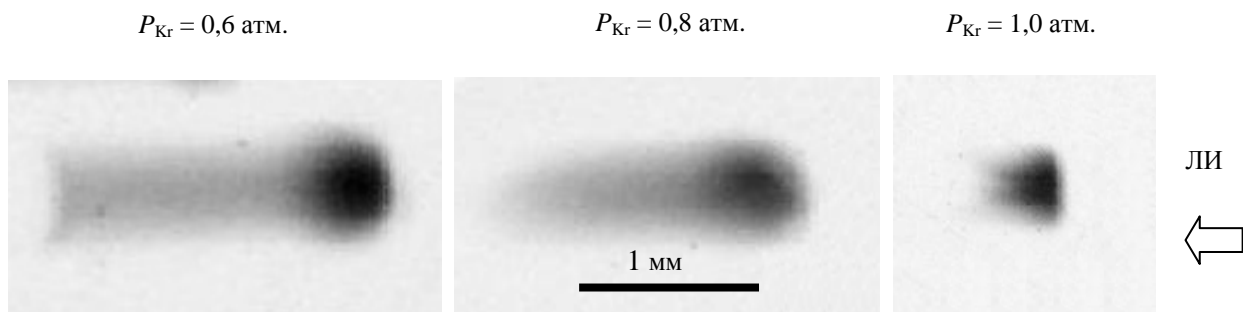


Рис. 3. Обскурограммы вида мишени сбоку

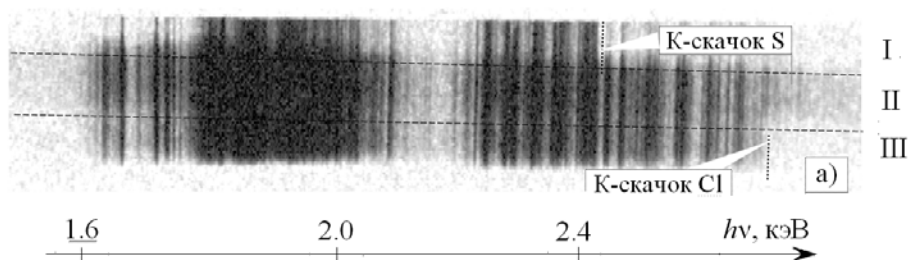


Рис. 4. Спектрограммы ЛРИ Кг интегрально по пространству.

I – область спектрограммы за S-фильтром, II – область без фильтра, III – область за C1-фильтром.

щийся «хвост». В различных экспериментах в зависимости от давления криптона в мишени протяженность этого «хвоста» различная. В целом, с увеличением давления криптона протяженность хвоста вглубь мишени сокращается.

Вероятно, увеличение поперечного размера светящейся области вблизи пятна облучения определяется теплопроводностью и характеризуется небольшой характерной длиной затухания. Наличие «хвоста» свидетельствует о проникновении некоторой части лазерного излучения вглубь мишени, причем поперечная (теплопроводная) характерная длина затухания остается небольшой и свечение затухает, не достигая внутреннего диаметра цилиндра. В опыте с наибольшим давлением криптона в мишени лазерное излучение полностью поглощается на небольшой глубине, поэтому «хвост» не виден даже на самом плотном изображении.

Типичная спектрограмма спектра ЛРИ криптона интегрально по пространству приведена на рис. 4. Из рисунка видно, что спектр ЛРИ Кг содержит две наиболее яркие группы линий в области $h\nu \approx 1,75 \div 1,85$ кэВ, более слабую группу линий в области $h\nu \approx 1,88 \div 1,94$ кэВ и ряд отдельных

спектральных линий в остальном регистрируемом спектральном диапазоне.

Как видно из рисунка, в спектре ЛРИ содержится большое количество хорошо разрешенных линий, вероятно, их можно использовать для оценки зарядового состояния ионов и соответственно степени ионизации криптона. Отметим, что использование спектральных меток в области $h\nu = 2,472$ кэВ и $h\nu = 2,822$ кэВ позволило в сравнении с результатами работы [2] примерно на 80 эВ уточнить энергии линий в этой области.

Типичные спектрограммы ЛРИ, зарегистрированные с пространственным разрешением, представлены на рис. 5.

Как видно из спектрограмм распределение вдоль спектральных линий качественно хорошо согласуется с рентгеновскими изображениями вида мишеней сбоку, зарегистрированными с помощью камер обскур. В частности, яркости спектральных линий больше вблизи пятна облучения и снижаются вглубь мишени. В опыте с давлением $P_{Kr} = 0,6$ атм. длины всех спектральных линий одинаковы, что связано с ограничением протяженности области свечения вдоль мишени стенкой стеклянного капилляра. Качественное согласие

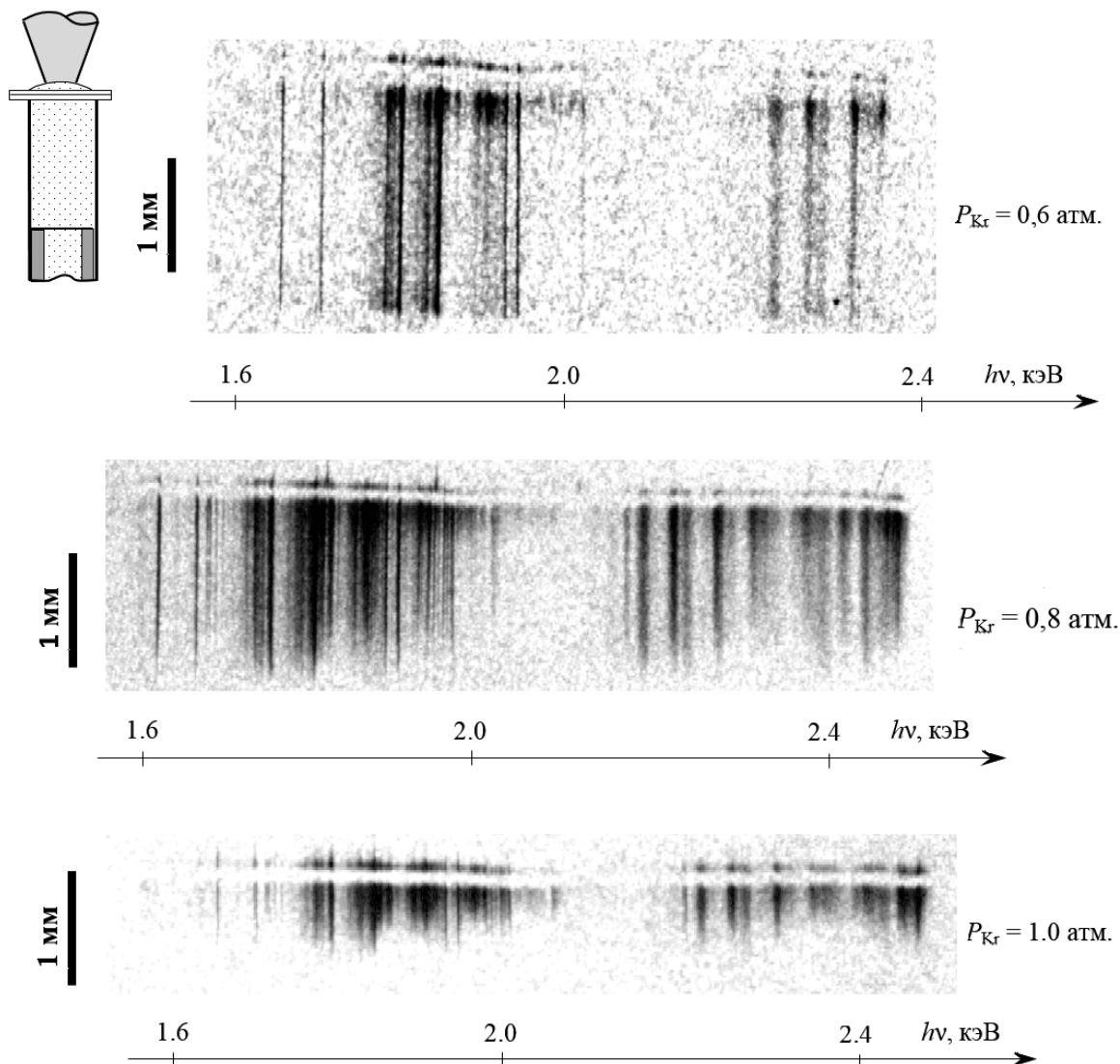


Рис. 5. Спектрограммы ЛРИ Кг с пространственным разрешением

распределений яркости вдоль спектральных линий и на видах мишени сбоку свидетельствует о том, что последние, несмотря на толстый фильтр, зарегистрированы преимущественно в ЛРИ криптона.

Результаты обработки спектрограмм линейчатого РИ Кг, зарегистрированные интегрально по пространству и с пространственным разрешением, представлены на рис. 6.

Результаты экспериментов показали, что коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию ЛРИ в 4π в предположении изотропного его распределения в диапазоне $h\nu \approx 1,4$ – $2,85$ кэВ в зависимости от давления криптона в

диапазоне $0,6 \div 1$ атм. ($n_e/n_{кр.} = 0,15 \div 0,25$) изменяется в диапазоне от 2,8 % до 9,7 %.

Результат регистрации рентгеновского излучения криптона с пространственно-временным разрешением в опыте с давлением $P_{Kr} = 0,8$ атм. представлен на рис. 7. На зарегистрированных изображениях протяженность свечения вдоль оси мишени хорошо согласуется с обскуртограммами вида мишени сбоку (см. рис. 3). Из изображений видно, что свечение в глубине мишени заканчивается позже, чем в области, прилегающей к пятну облучения.

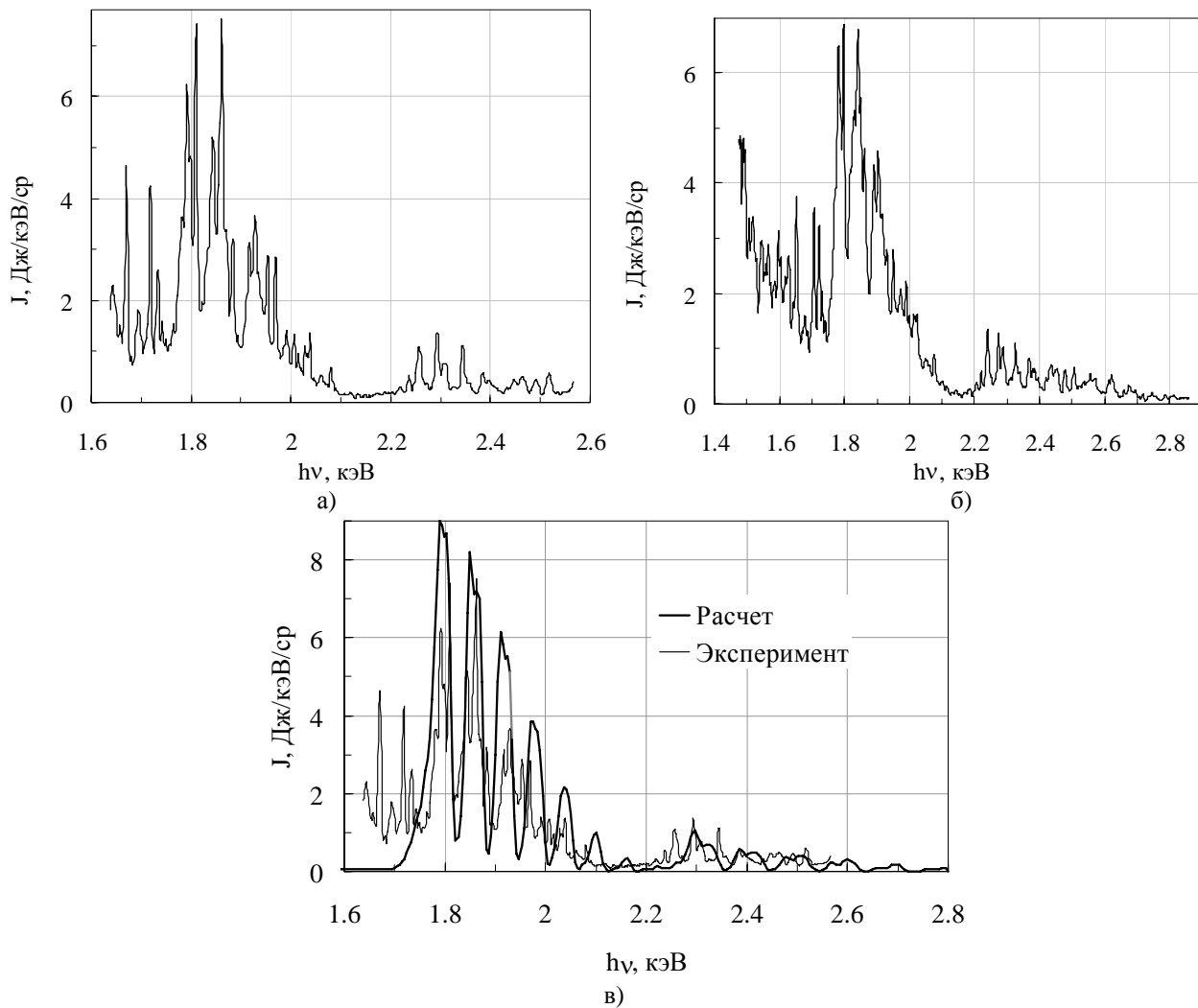


Рис. 6. Результаты обработки спектров ЛРИ Кг с пространственным разрешением (а) и интегрально по пространству (б) в сравнении с результатами расчетов (в)

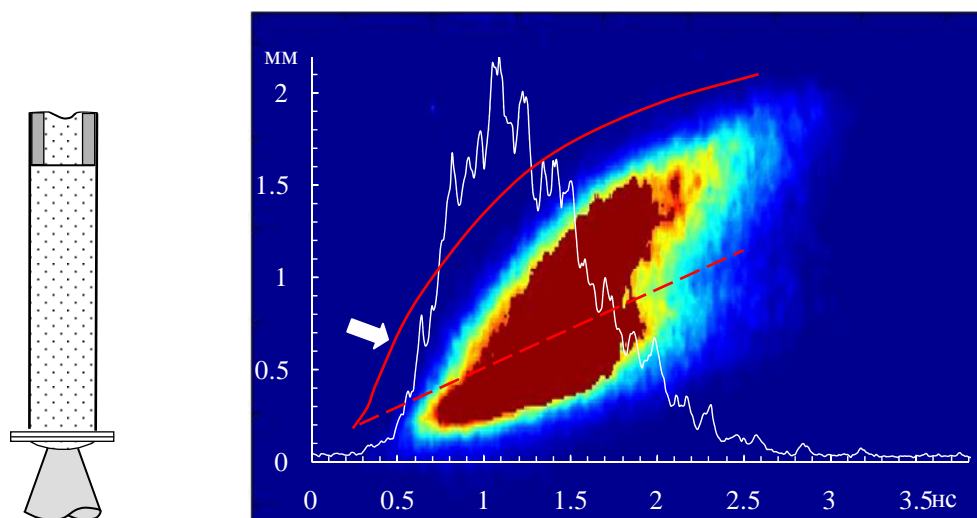


Рис. 7. Результаты регистрации рентгеновского излучения криптона с пространственно-временным разрешением. Линия белого цвета – пропись длительности свечения рентгеновского излучения вблизи пятна облучения; пунктирная линия красного цвета – направление прописи; сплошная линия красного цвета – огибающая фронта святящейся области

Граница области свечения, прилегающая к пятну облучения, со временем смещается вглубь мишени. Складывается впечатление, что разгружающаяся ТАЦ-пленка, установленная на входе мишени, «выдавливает» плазму криптона вглубь мишени.

На рисунках белым цветом представлены прописи длительности свечения рентгеновского излучения вблизи пятна облучения. Из прописей хорошо видно, что длительность свечения (на уровне половины максимальной интенсивности) примерно в два раза короче длительности лазерного импульса. Это, вероятно, связано с тем, что энергия начальной части лазерного импульса израсходуется на нагрев ТАЦ-пленки на входе мишени, а не нагрев криптона.

На рисунке сплошной красной линией показана огибающая фронта светящейся области. Складывается впечатление, что в начальный момент на огибающей наблюдается небольшой излом (на рисунке указан стрелкой). Это может быть связано с тем, что начальная часть лазерного импульса израсходуется на нагрев ТАЦ-пленки, а нагрев криптона начинается позже.

Из обработки огибающей фронта светящейся области следует, что скорость фронта падает от $\approx 1,5 \cdot 10^3$ км/св начальный момент до $\approx (0,3 \div 0,4) \cdot 10^3$ км/с в конце свечения.

Основные результаты экспериментов состоят в следующем:

1. Разработана постановка одноканальных экспериментов по изучению конверсии энергии лазерного излучения в рентгеновское в мишенях с подкритической плотностью.

2. Разработаны и изготовлены цилиндрические мишени диаметром $\approx 1,2$ мм и длиной до 2 мм с полупрозрачной для рентгеновского излучения *Kr* стенкой из ≈ 15 мкм ППК. Объем мишени герметизирован пленкой из триацетата целлюлозы толщиной $\approx 0,42 \div 0,45$ мкм, выдерживающей избыточное давление газа до $\approx 1,5$ атм.

3. Проведены эксперименты с мишенями с давлением *Kr* в диапазоне $0,6 \div 1,0$ атм., ($n_e/n_{\text{крит}} = 0,15 \div 0,24$).

4. В экспериментах зарегистрированы рентгеновские изображения фронтального вида мишени и вида сбоку. Изображения показали, что при $P_{\text{Kr}} = 0,8$ атм. РИ испускается из глубины не менее 1,8 мм. С ростом давления протяженность излучающей области сокращается.

5. С помощью спектрографов на кристаллах интегрально по пространству и с пространственным разрешением в диапазоне $h\nu \approx 1,5 - 2,8$ кэВ зарегистрирован спектр линейчатого РИ

LM-полосы *Kr*. Спектрограммы, зарегистрированные с пространственным разрешением, показывают, что линейчатое РИ испускается из той же длины мишени, что и на изображениях вида мишени сбоку.

6. Предварительные результаты численного моделирования показали хорошее согласие с результатами экспериментов по спектральному составу и выходу линейчатого рентгеновского излучения.

7. В экспериментах коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию линейчатого РИ в LM-полосе криптона в 4л при давлении $P_{\text{Kr}} = 1$ атм. составил $\approx 10\%$.

8. С помощью рентгеновской стрик-камеры зарегистрированы пространственно-временные характеристики рентгеновского излучения мишени. Показано, что длительность свечения РИ примерно в два раза короче длительности лазерного импульса. Получено, что скорость фронта излучения *Kr* падает от $\approx 1,5 \cdot 10^3$ до $(0,3 \div 0,4) \cdot 10^3$ км/с.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность всем сотрудникам установки «ЛУЧ» за подготовку и проведение экспериментов.

Список литературы

1. V. I. Annenkov, A. V. Bessarab, S. V. Bondarenko et al. Parameters of x-ray radiation in plasmas cumulating in thin-layer targets with Al and Fe inverted corona in experiments on 2ω iodine laser Iskra-5 // Proceedings of the XXIX ECLIM, Madrid, Spain, 2006. P. 723–728.

2. K.B. Fournier, C. Constantin, C.A. Back et al. Electron-density scaling of efficiency of laser energy into L-shell X-ray // JQSRT, 2006, V.99, P.186–198.

3. C. Constantin, C.A. Back, K.B. Fournier et al., Supersonic propagation of ionization waves in an underdense, laser-produced plasma // Physics of plasmas, 2005, V. 12, P. 063104.

4. D.H. Kalantar, D.E. Klem, B.J. MacGowen et al., Production and characterization of large plasmas from gas target on Nova // Phys. Plasmas, 1995, V. 2, P. 3161.

5. K.B. Fournier, J.H. Satcher, M.J. May et al., Absolute x-ray yields from laser-irradiated germanium-doped low-density aerogels // Phys. Plasmas, 2009, V. 16, P. 052703.

6. K.B. Fournier, C. Constantin, J. Poco et al., Efficient Multi-keV X-Ray Sources from Ti-Doped Aerogel Targets // Phys. Rev. Lett., 2004, V. 92, P. 165005.

7. A.B.R. Cooper, M. B. Schneider, S.A. MacLaren et. al. Streaked radiography of an irradiated foam sample on the National Ignition Facility // *Phys. Plasmas*, 2013, V. 20, P. 033301.

8. B.L. Henke, E.M. Gullikson, J.C. Davis. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission and reflection at $E = 50\text{--}30000$ eV, $Z = 1\text{--}92$ // *At. Data and Nucl.Data Tables*, 1993, V. 54, P. 181.

9. Chandler K. M., Pikuz S. A., Shelkovenko T. A. et al., Cross calibration of new x-ray films against direct exposure film from 1 to 8 keV using the X-pinch x-ray source // *Rev. Sci. Instrum.*, 2005, V. 76, P. 113111.