

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ

Физический
ИНСТИТУТ



имени
П.Н. Лебедева

Российской академии наук

Ф И А Н

ПРЕПРИНТ

14

Г. А. ВЕРГУНОВА, А. А. КОЛОГРИВОВ,
М. В. ОСИПОВ, В. Н. ПУЗЫРЁВ, В. Б. РОЗАНОВ,
А. Н. СТАРОДУБ, О. Ф. ЯКУШЕВ, В. Г. НОВИКОВ,
А. С. ГРУШИН

**СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ АЛЮМИНИЕВОЙ
ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В МЯГКОМ
РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ**

Москва 2014

**Спектр излучения алюминиевой лазерной плазмы
в мягком рентгеновском диапазоне.**

Г.А. Вергунова, А.А. Кологривов, М.В. Осипов, В.Н. Пузырёв, В.Б. Розанов,
А.Н. Стародуб, О.Ф. Якушев.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук.
В.Г. Новиков, А.С. Грушин.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
прикладной математики им. М.В. Келдыша Российской академии наук.

В работе представлены полученные в экспериментах на установке «Канал-2» спектры излучения алюминиевой лазерной плазмы в мягком рентгеновском диапазоне. Приведены результаты численного моделирования по одномерному численному коду RADIAN. Сравнение экспериментальных и расчетных спектров дает удовлетворительное согласие.

**Emission spectra of laser-produced plasma of aluminum
in the soft X-Ray region**

G.A. Vergunova, A.A. Kologrivov, М.В. Osipov, V.N. Puzyrev, V.B. Rozanov,
A.N. Starodub, O.F. Yakushev.

P.N. Lebedev Physical Institute of RAS.
V.G. Novikov, A.S. Grushin.

M.V. Keldysh Institute of Applied Mathematics of RAS.

Emission spectra of laser-produced plasma of aluminum in the soft X-Ray region obtained in experiments on the installation “KANAL-2” are presented. The results of a numerical modeling on the one-dimensional numerical code RADIAN are adduced. The matching of experimental and computational spectra gives the satisfactory consent.

Введение

Источники мягкого рентгеновского излучения (МРИ) в спектральном диапазоне 20–200 Å (62–620 эВ) представляют значительный интерес для широкого круга научно-технических задач: исследование внутренней структуры объектов, состоящих из лёгких элементов, изготовление наноразмерных элементов для схем микроэлектроники (рентгенолитография) и др. [1,2]. Диапазон этих длин волн представляет особый интерес для исследования биологических объектов, так как попадает в область так называемого «водяного окна» 23.3–43.7 Å (283.8–532.2 эВ), т.е. в область относительной прозрачности воды и непрозрачности углерода для излучения указанного диапазона. Одним из наиболее перспективных источников МРИ является лазерная плазма вследствие малых размеров источника, относительной лёгкости изменения его положения в пространстве, принципиальной возможности обеспечить высокую частоту повторения излучаемых импульсов МРИ и т.п. Несмотря на это, указанная область спектра остаётся мало изученной, что объясняется сложностью проведения необходимых исследований. Кроме того, требуется высокий вакуум, а диспергирующие элементы и детекторы сложны в изготовлении и юстировке.

Для спектров излучения плазмы из алюминия можно указать значительное количество экспериментальных работ, выполненных в более коротковолновом (<20 Å или >620 эВ) диапазоне (см. например, [3,4,5,6,7]). В диапазоне же 20–200 Å (62–620 эВ) можно отметить лишь работы [8,9] (однако в этих работах источником излучения была не лазерная плазма, а вакуумная искра), а также работы [10,11].

На установке «Канал-2» в Отделении квантовой радиофизики им. Н.Г.Басова ФИАН были созданы необходимые условия для получения экспериментальных спектров МРИ, образующихся при облучении массивной алюминиевой мишени неодимовым лазером с управляемой когерентностью. В данной работе проводится сравнение полученных в экспериментах на этой установке спектров со спектрами, рассчитанными теоретически.

Схема эксперимента

Мишени облучались лазером с контролируемой степенью взаимной когерентности¹ «Канал-2» [13]. Длина волны лазерного излучения составляла 1.06 мкм, длительность импульса 2.5 нс, расходимость $1.4 \cdot 10^{-3}$, длина когерентности¹ $8 \cdot 10^{-3}$ см. Чтобы повысить однородность облучения поверхности мишени эксперименты проводились при минимальном значении степени пространственной когерентности¹, которое составляло $\sim 2 \cdot 10^{-2}$. Энергия лазерного импульса варьировалась в пределах 5÷40 Дж, диаметр пятна фокусировки составлял ~ 170 мкм, соответственно плотность потока была $\sim (1 \div 7) \cdot 10^{13}$ Вт/см².

Спектр МРИ исследовался с помощью спектрографа скользящего падения GIS-S, специально разработанного для экспериментов на установке «Канал-2». Диспергирующим элементом этого спектрографа является вогнутая решетка 600 штрихов на мм с радиусом кривизны 1 м и покрытием вольфрам-рений, угол скольжения составлял 4° . Применялась внероуландовская схема регистрации спектра, в которой спектр регистрируется в плоскости, перпендикулярной к дифрагируемым лучам. Таким образом, точная фокусировка осуществляется только для одной длины волны, которая соответствует точке пересечения плоскости регистрации с кругом Роуланда (точке точной фокусировки). Для данного экземпляра спектрографа точка точной фокусировки приходится на длину волны 80 \AA ($h\nu = 155 \text{ эВ}$). Вследствие малой угловой апертуры спектрографа, дефокусировка лучей во внероуландовской геометрии мала. Соответственно, возможна регистрация спектра в достаточно широком спектральном диапазоне ($\pm 50 \text{ \AA}$ от точки точной фокусировки). Следует отметить, что со стороны коротких длин волн диапазон регистрации ограничен резким падением коэффициента отражения решетки при $\lambda < 30 \text{ \AA}$ ($h\nu > 410 \text{ эВ}$).

¹ Термины «степень взаимной когерентности» и «длина когерентности» используются в соответствии с определениями, приведенными в [12]. Степень пространственной когерентности определялась по методике, описанной в [13].

Для обработки экспериментальных спектров оказалось весьма удобным, что интенсивность излучения во втором порядке дифракции для данной схемы регистрации спектров мала. Проводившиеся в калибровочных экспериментах измерения интенсивности линии $Ly \alpha$ иона $B V$ ($\lambda=48.41 \text{ \AA}$) в первом и втором порядках дифракции показали, что во втором порядке интенсивность слабее, чем в первом в ~ 15 раз. Столь высокая эффективность подавления второго порядка позволяет при обработке спектрограммы пренебрегать им и учитывать только первый порядок как в области $30\text{--}60 \text{ \AA}$ ($205\text{--}410 \text{ эВ}$), так и в области $60\text{--}90 \text{ \AA}$ ($138\text{--}205 \text{ эВ}$). Лишь в области свыше 90 \AA ($<138 \text{ эВ}$) необходимо учитывать третий порядок, а свыше 120 \AA ($<100 \text{ эВ}$) – и четвертый (коэффициенты ослабления излучения как в третьем, так и в четвертом порядках составляют ~ 1.7 по отношению к первому порядку). Таким образом, рабочий диапазон спектрографа составляет $30\div 130 \text{ \AA}$ ($95\text{--}410 \text{ эВ}$), причем точная фокусировка, как уже указывалось, приходится на длину волны 80 \AA (155 эВ). Указанные параметры прибора позволяют получать спектры с разрешением, достаточным для целей настоящей работы.

Для регистрации спектра использовалась линейка приборов с зарядовой связью (ПЗС-линейка) фирмы Toshiba типа TCD 1304A. Так как ПЗС-линейка имеет низкую чувствительность к МРИ, на нее наносилось покрытие на основе люминофора P-46, преобразующее МРИ в видимое излучение. Спектральное разрешение при такой схеме регистрации составляло 0.33 \AA в области точной фокусировки и $\sim 0.7 \text{ \AA}$ на границах рабочего диапазона. Выходной сигнал с ПЗС-линейки выводился на компьютер. Среднеквадратичная погрешность определения относительной амплитуды сигнала ПЗС-линейки, аналогичной применявшейся нами, согласно [14] составляет 0.03% . Однако в наших экспериментах на эту погрешность налагаются погрешности при отражении МРИ от дифракционной решетки и при преобразовании МРИ в видимое излучение люминофором. Поэтому суммарная амплитудная погрешность всего тракта регистрации значительно выше ($\sim 10\%$). Из результатов по исследованию аналогичных детекторов на основе люминофора и ПЗС, приведённых в работе [15] следует, что амплитуда выходного сигнала в пределах указанной погрешности линейно зависит от спектральной

интенсивности излучения. Более подробное описание данной экспериментальной установки представлено в работе [16].

Схема заведения лазерного пучка и расположения регистрирующей аппаратуры представлена на рис.1.

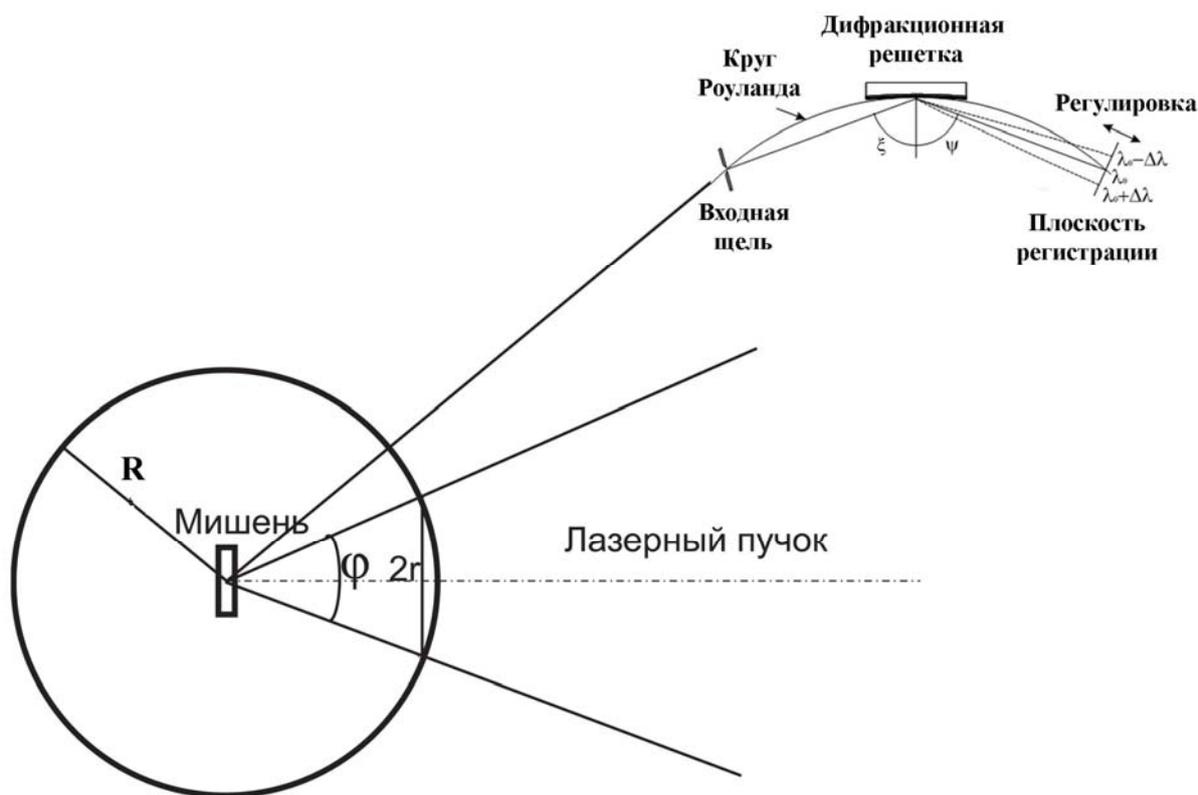


Рис.1. Схема заведения лазерного пучка и расположения регистрирующей аппаратуры.

Диаметр вакуумной камеры $2R = 240$ мм, апертура фокусирующей линзы $2r = 60$ мм, диаметр лазерного пучка также составлял 60 мм, угол между осью лазерного пучка и направлением на спектрограф равен 30° . По данным calorиметрических измерений энергия лазерного излучения, рассеянная в телесный угол фокусирующей линзы (0.016 стер), составляла $\sim 2\%$ от энергии падающего на мишень лазерного излучения. Измерения энергии, рассеянной в другие телесные углы, не проводились из-за отсутствия места для размещения calorиметров внутри вакуумной камеры. По указанной причине точно определить, какая доля энергии лазера поглощается мишенью, проблематично.

Результаты эксперимента

На рис.2 представлены экспериментальные спектры, полученные при различных энергиях падающего лазерного излучения: 32 Дж (отмечен цифрой 1) и 21 Дж (отмечен цифрой 2). Размер пятна фокусировки при этом оставался неизменным и составлял, как указано выше, ~ 170 мкм. Наблюдалась хорошая воспроизводимость полученных спектров. При одинаковой энергии лазерного излучения в серии ~ 10 экспериментов интенсивности линий совпадали в пределах указанной погрешности. С увеличением энергии лазера наблюдалось расширение области свечения плазмы, что приводило к увеличению интенсивности излучения за счет увеличения массы разогретой плазмы. Из сравнения спектров на рис. 2 видно, что при увеличении энергии в ~ 1.5 раза возрастает амплитуда спектральных линий (примерно пропорционально вложенной энергии лазера), но сам характер спектра (наличие определенных линий и их относительная интенсивность) не меняется, за исключением линий на переходах He-подобных ионов. Это видно, в частности, из увеличения относительной интенсивности излучения на переходе $1s2s-1s3p$ He-подобного иона при энергии 281.8 эВ (44.3 \AA), что свидетельствует о некотором увеличении концентрации He-подобных ионов. Из этого следует, что в указанном диапазоне энергий температура излучающей области с увеличением энергии лазера увеличивается незначительно, а увеличение интенсивности излучения происходит, в основном, за счет увеличения массы разогретой плазмы. Отмеченное обстоятельство может иметь значение для практических применений МРИ лазерной алюминиевой плазмы, например, рентгенолитографии.

Из полученного в рассматриваемых экспериментах спектра определить электронную температуру сложно. Приближенная оценка усредненной по объему и по времени электронной температуры плазмы T_e может быть сделана по результатам работы [17], в которой мишени из магния на установке «Канал-2» облучались полностью идентичным лазерным импульсом и точно в такой же геометрии, как и в наших экспериментах. В этой работе температура оценивалась по отношению интенсивностей диэлектронных сателлитов к интенсивности резонансной линии гелиеподобного иона Mg XI. Эта оценка дала значение $T_e \sim 180$ эВ. Вследствие того, что электронная оболочка магния отличается от электронной оболочки алюминия всего на один электрон, можно с

большой долей уверенности предположить, что температура алюминиевой плазмы также составляет примерно 180 эВ.

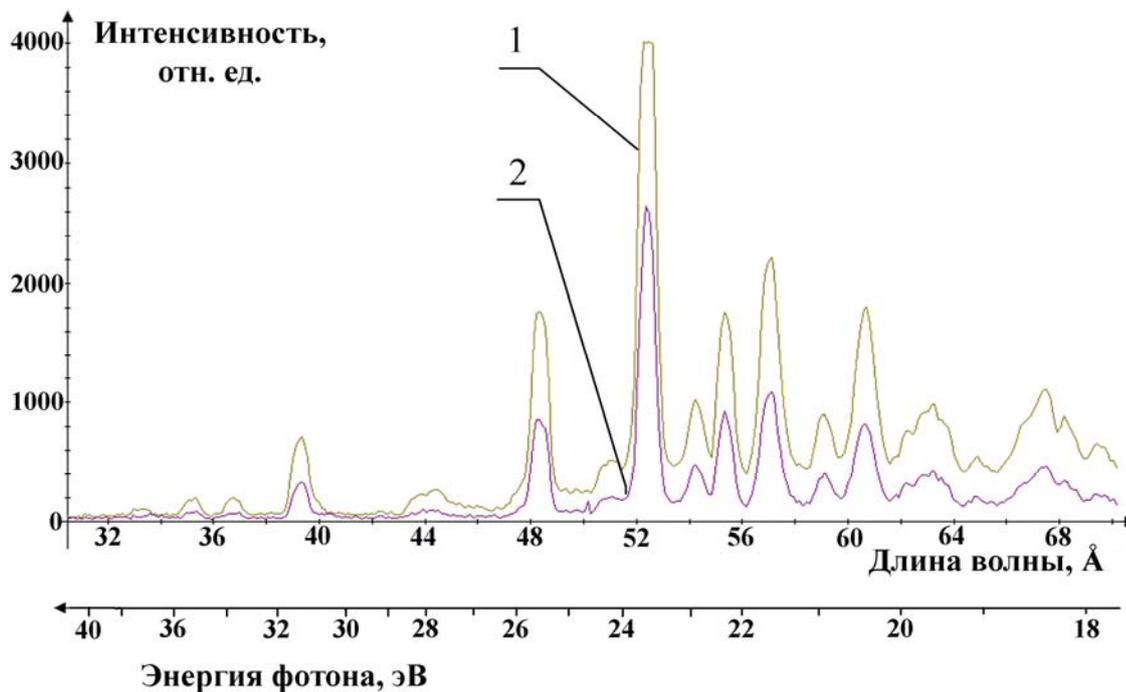


Рис. 2. Экспериментальные спектры при энергии лазера 32 Дж (1) и 21 Дж (2).

Численное моделирование

Полученный спектр сравнивался с результатами численного моделирования, в котором рассчитывалось взаимодействие импульса лазерного излучения Nd-лазера со средней плотностью потока $\sim(1-3) \cdot 10^{13}$ Вт/см² и длительностью 2.5 нс на полувысоте с твердыми мишенями из алюминия. Расчеты формирования плазмы из твердого слоя алюминия под действием лазерного излучения проводились по одномерному численному коду RADIANT [18]. Физико-математическая модель, положенная в основу этого кода, содержит уравнения двухтемпературной гидродинамики: уравнения движения, непрерывности, уравнения изменения энергии для электронной и ионной компоненты, уравнения состояния для ионов и электронов. Учитывается электрон-ионный обмен, классическая спитцеровская теплопроводность. Энергия лазерного излучения поглощается обратно-тормозным способом. Лазерное излучение, дошедшее до точки с критической плотностью, полностью поглощается в ней.

В соответствии с оценкой электронной температуры, проведенной в предыдущем разделе, она составляет ~ 200 эВ. Соответственно максимум планковской функции приходится на энергию квантов 300–600 эВ. В численных расчетах учитывался диапазон спектральных энергий до 6 кэВ. Перенос излучения рассматривается в многогрупповом приближении, в данных расчетах количество групп менялось от 175 до 216, варьировалось разбиение энергетического спектра излучения на спектральные группы. Результаты расчета оказались устойчивыми к таким изменениям.

В этой серии расчетов использовались оптические коэффициенты поглощения, рассчитанные по программе THERMOS [19]. Расчеты проводились для двух различных случаев, различающихся тем, что зависимость импульса греющего излучения от времени имела либо гауссову форму, либо форму треугольника с длительностью на полувысоте 2.5 нс. Проведенные расчеты показали, что вид зависимости импульса от времени (гауссова или треугольная форма импульса) слабо сказывается на формируемых профилях плазмы, спектральном составе и энергетическом выходе рентгеновского излучения.

При данной схеме облучения мишени разлет плазмы из области пятна фокусировки не является плоским. Плотность центральной части плазмы падает медленнее, чем плотность периферических областей плазмы. Таким образом, при разгрузке факела образуется сферическая область.

Были проведены расчеты для плоской геометрии и для сферической геометрии. Результаты расчетов для плоской геометрии представлены на рис. 3, для сферической – на рис. 4.

Численное моделирование было выполнено для двух значений поглощенной мишенью энергий: $E_{abs1}=10$ Дж, соответствующей потоку падающего на мишень лазерного излучения $1.56 \cdot 10^{13}$ Вт/см², и $E_{abs2}=20$ Дж, соответствующей потоку $2.34 \cdot 10^{13}$ Вт/см².

При воздействии лазера на толстый слой алюминия вещество разгружается в сторону лазера, из области поглощения лазерного излучения внутрь слоя идет ударная волна, энергия также переносится потоком теплопроводности и радиационным потоком.

Область максимальной излучательной способности в спектральном диапазоне 30–70 Å исследуемой плазмы находится в короне плазмы при

плотностях меньше 0.1 г/см^3 , поэтому мы рассмотрим эту область плазмы, процессы внутри мишени в этой работе мы не будем рассматривать.

На рис. 3 приведено распределение плотности и температуры в плоском случае на момент времени 2 нс, когда плазма уже сформирована. На слой алюминия толщиной 100 мкм падает лазерное излучение справа, на рис. 3 указано начальное положение границы при $x=100 \text{ мкм}$.

Критическая плотность, до которой доходит лазерное излучение, в плоском случае расположена на расстоянии $\sim 65 \text{ мкм}$ от начального положения границы мишени. Область максимального свечения плазмы находится на $\sim 20\text{--}35 \text{ мкм}$ от начального положения мишени.

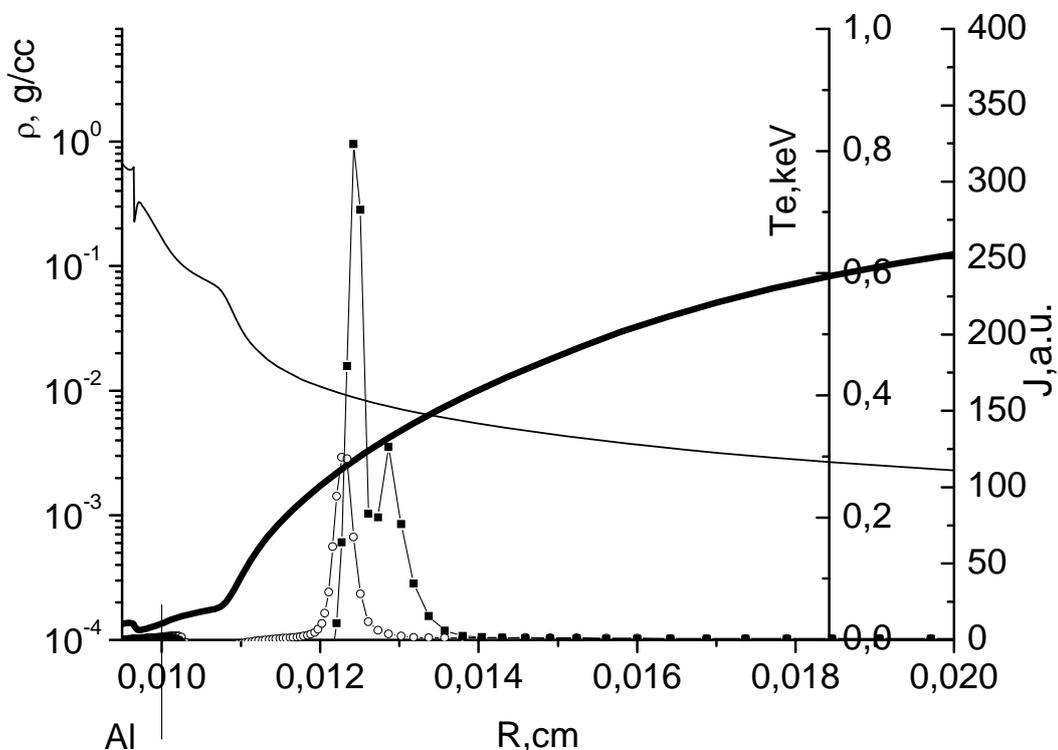


Рис. 3. Пространственное распределение электронной температуры (толстая линия) и плотности плазмы (тонкая линия) при воздействии лазерного импульса с потоком $1.56 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ на плоскую массивную мишень в момент времени 2 нс от начала лазерного импульса. Тонкая черная линия с квадратами – пространственное распределение излучательной способности плазмы для спектральной энергии 236.9 эВ (52.35 \AA), тонкая линия с окружностями - излучательной способности плазмы для спектральной энергии 216 эВ (57.4 \AA).

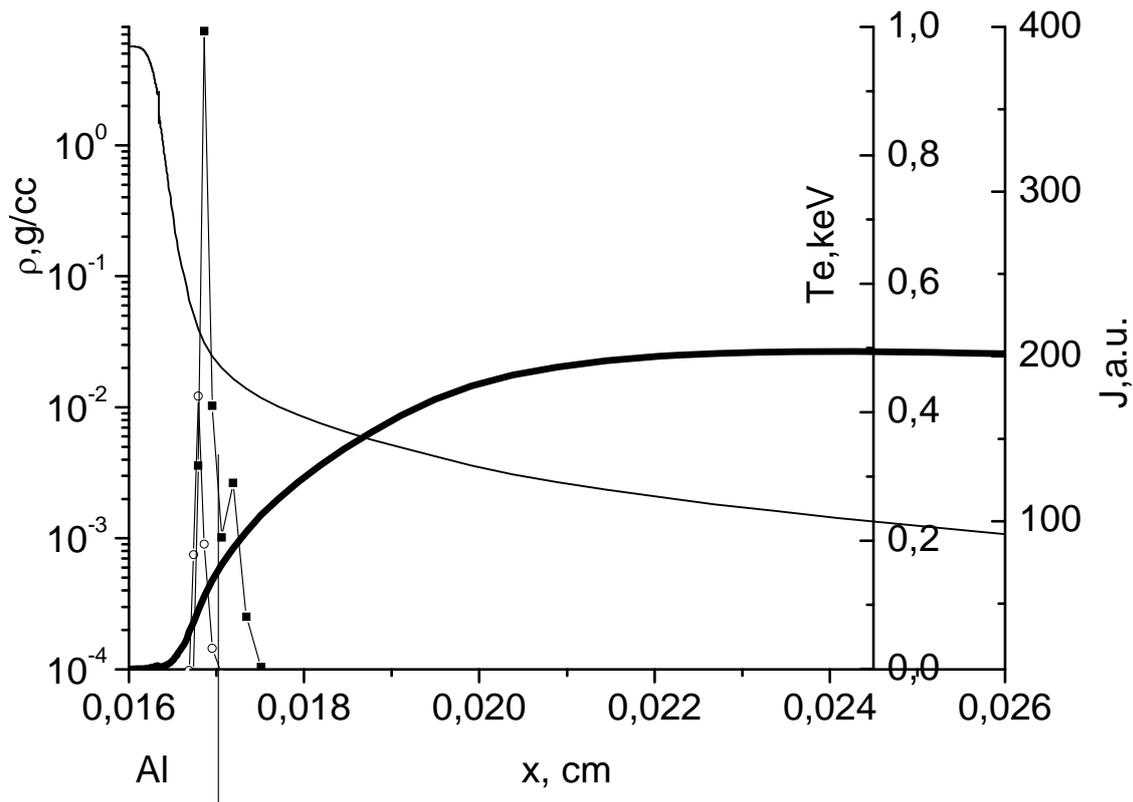


Рис. 4. Пространственное распределение электронной температуры (толстая кривая) и плотности плазмы (тонкая кривая) при воздействии лазерного импульса с потоком $1.56 \cdot 10^{13}$ Вт/см² на сплошную сферическую мишень с начальным радиусом 170 мкм в момент времени 2 нс от начала лазерного импульса. Тонкая черная линия с квадратами – пространственное распределение излучательной способности плазмы для спектральных энергии 236.9 эВ (52.35 Å), тонкая линия с окружностями – излучательной способности плазмы для спектральных энергии 216 эВ (57.4 Å).

В плоском случае максимальная излучательная способность в экспериментально регистрируемом диапазоне длин волн 30–70 Å (177.1–400 эВ) приходится на область плазмы с температурой ~300 эВ и плотностью, превосходящую критическую примерно в 3 раза. В сферическом случае температура этой области ~200 эВ, плотность превосходит критическую в 7 раз. В плоском случае эта область отходит от начальной поверхности плазмы на ~20–35 мкм. В сферическом случае область свечения углубляется внутрь мишени ~ на 2 мкм. Ширина области свечения в плоском случае примерно в 2 раза больше, чем в сферическом случае.

Проследим за линиями Al X (Be-like) $2p^2-2p(^3P^0)3d$, Al XI (Li-like) $1s^22p-1s^23d$, Al XII (He-like) $1s2s-1s3p$, которые соответствуют свечению ионов различных степеней ионизации.

В таблице приведены сведения о свечении плазмы в спектральных участках, соответствующих этим линиям, для плоской (столбцы 4–6) и сферической (столбцы 7–9) геометрий.

Столбец 1 дает переход иона, столбцы 2–3 дают спектральный диапазон соответствующей линии. Столбец 4 (плоский слой) и 7 (сферический случай) – расстояние от поверхности мишени областей свечения для выбранных спектральных интервалов. Столбец 5 (плоский слой) и 8 (сферический случай) – ширина областей свечения. Столбец 6 (плоский слой) и 9 (сферический случай) – относительная излучательная способность плазмы в указанных спектральных участках. Максимум излучательной способности наблюдается в дублете Al X (Be-like) $2p^2-2p(^3P^0)3d$ на длинах волн 52.3–52.4 Å, что соответствует энергии 236.6–237.1 эВ. Свечение на указанных в таблице частотах связано с концентрацией соответствующих ионов.

Таблица

1	2	3	Плоский слой			Сферический слой		
			4	5	6	7	8	9
Ion переход	$h\nu$, keV	λ , Å	X, мсм	Δx , мсм	I, а.у.	X, мсм	Δx , мсм	I, а.у.
Al X (Be-like) $2p^2-2p(^3P^0)3d$	0.2067	57.4	~23	~3	0.23	~ -2	~1	0.3
Al XI (Li-like) $1s^22p-1s^23d$	0.2385	52.35	~26	~7	1	~0	~5	1
Al XII (He-like) $1s2s-1s3p$	0.2818	44.32	~24	~15	0.05	~ -2	~1	0.07

На рис. 4 приведены спектры выходящего из плазмы излучения в диапазоне 30–70 Å (177.1–413.3 эВ), полученные в расчетах в предположении сферической и плоской геометрии, и различного потока лазерного излучения на мишени.

В этом спектральном диапазоне в плоской геометрии с уменьшением спектральной энергии излучения, т.е. с увеличением длины волны, спектральный поток выходящего излучения растет значительно сильнее, чем в сферической геометрии (ср. кривые 1 и 3). Увеличение потока лазерного излучения приводит к увеличению потерь плазмы на излучение (кривые 1 и 2). В указанном диапазоне температур и плотностей в плазме присутствуют ионы со степенью ионизации $z=9$ (Al X, Be-like), $z=10$ (Al XI, Li-like) и в меньшей степени $z=11$ (Al XII, He-like). Концентрация He-like ионов возрастает увеличением температуры и уменьшением плотности плазмы, что приводит к увеличению светимости при увеличении энергии лазерного излучения. В области максимального излучения плазмы при увеличении лазерного потока в 2 раза температура увеличивается от 200 эВ до 250 эВ, форма спектральной зависимости (нахождение максимумов свечения) выходящего излучения сохраняется, хотя интенсивность свечения He-подобного Al увеличивается (например, область 44.3 Å, переход Al XII 1s2s-1s3p).

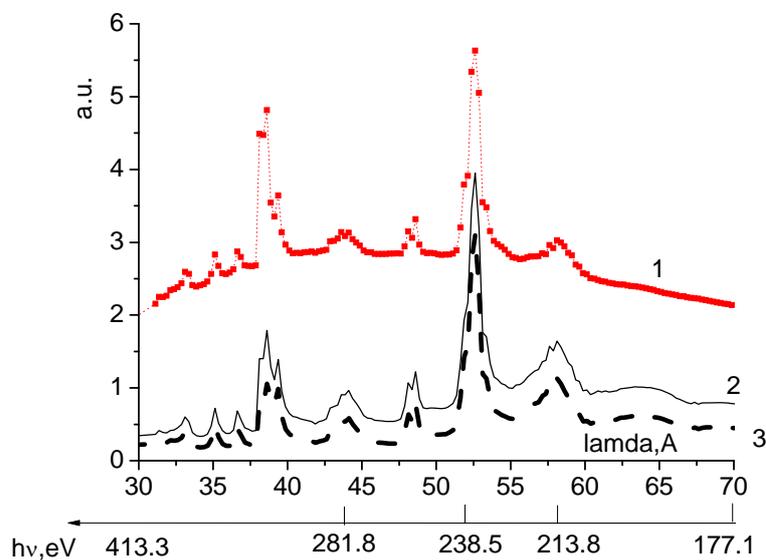


Рис. 5. Кривая 1 – результаты расчета спектра выходящего из плазмы излучения в зависимости от длины волны и от спектральной энергии, полученные в предположении плоской геометрии при воздействии лазерного импульса с потоком $1.56 \cdot 10^{13}$ Вт/см² ($E_{absI}=10$ Дж). Кривая 2 – в предположении сферического разлета при воздействии лазерного импульса с потоком: $2.34 \cdot 10^{13}$ Вт/см² ($E_{absI}=20$ Дж). Кривая 3 – с потоком $1.56 \cdot 10^{13}$ Вт/см² ($E_{absI}=10$ Дж).

Сравнение расчетных данных с результатами эксперимента

Анализ результатов численного моделирования показывает, что экспериментальным результатам более соответствуют расчеты в сферической геометрии. На рис. 5 приведены для сравнения экспериментальные и расчетные спектры при падающей на мишень энергии 21 Дж и 32 Дж. Спектральные характеристики выходящего излучения плазмы, полученные в результате численного моделирования, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Дополнительно правомерность для сравнения сферического расчета с экспериментальными данными подтверждается тем, что отношение интенсивностей свечения линий в максимуме при энергии 238.5 эВ (52.35 Å, Al XI (Li-like) переход $1s^2 2p-1s^2 3d$) и, например, при энергии 206.7 эВ (57.4 Å, Al X (Be-like), переход $2p^2-2p(^3P^o)3d$) в этой геометрии ближе к полученной в эксперименте.

Область свечения оказывается расположенной близко к начальному положению мишени и в случае сферы практически совпадает, в случае плоском расположена на расстоянии ~25 мкм.

Долю излучаемой энергии восстановить по экспериментальным данным затруднительно, поскольку абсолютные измерения не проводились.

Если, опираясь на соответствие расчета и эксперимента, доверять расчету, то тогда доля излученной энергии составляет ~ 20% от падающей лазерной энергии.

По результатам сравнения и анализу экспериментального и расчетного спектра можно сказать, что расчетные оптические константы находятся в одинаковом диапазоне значений с реальными константами.

Расчетная картина поведения излучательной способности плазмы соответствует экспериментальному поведению излучательной способности плазмы. Разбиение энергетического спектра на спектральные группы не влияет на результаты расчета. Экспериментальный спектр в диапазоне длин волн

$\lambda > 53 \text{ \AA}$ ($h\nu < 234 \text{ эВ}$) является более детальным, чем расчетный. Это связано с тем, что в этом диапазоне спектральных энергий для простоты описания оптических констант использована методика объединения спектральных линий в группы с объединенным профилем [19].

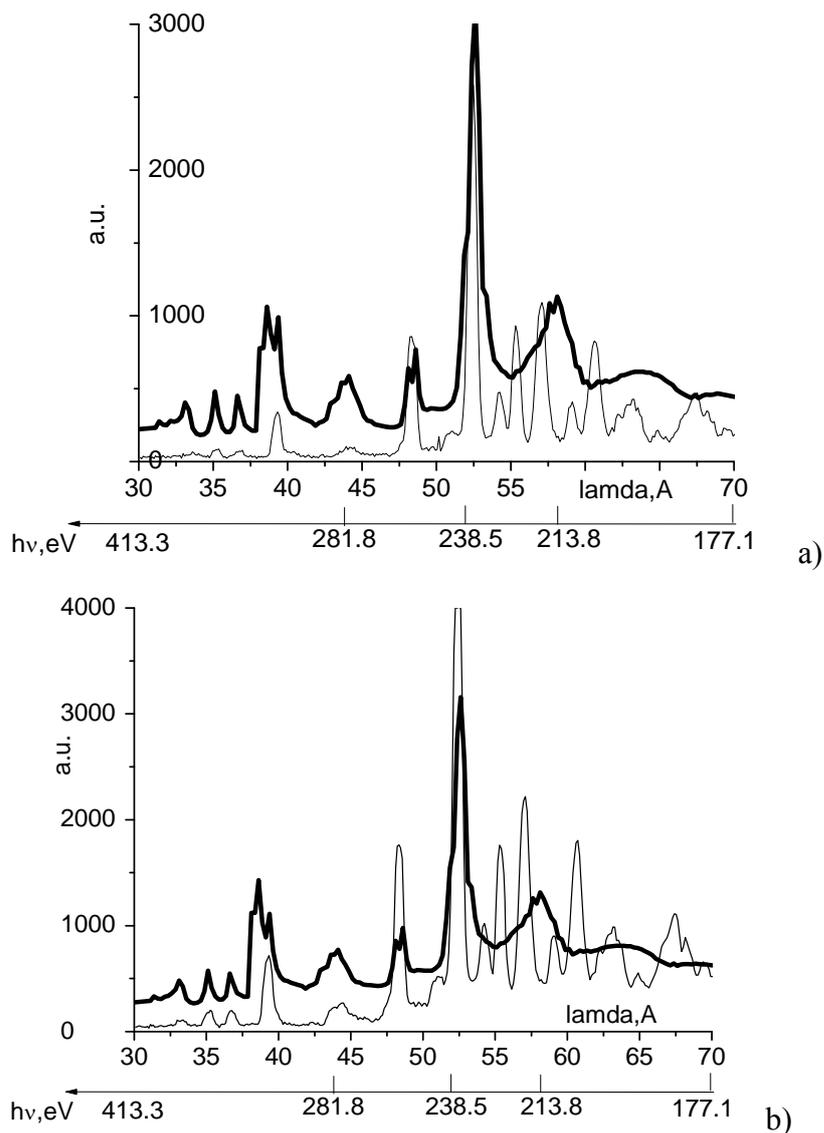


Рис. 6. Сравнение экспериментальных результатов и результатов численного моделирования при воздействии лазерного излучения с энергией на мишень а) 21 Дж и б) 32 Дж. На рисунке тонкая линия – экспериментальный спектр, толстая линия – результаты численного моделирования.

Заключение

Проведено измерение спектров излучения алюминиевой лазерной плазмы в мягком рентгеновском диапазоне на Nd-лазере с энергией в импульсе 10–30 Дж, с длительностью импульса 2.5 нс, с потоком лазерного излучения на мишень $\sim(1\div 7)\cdot 10^{13}$ Вт/см². Следует отметить хорошую воспроизводимость результатов эксперимента. Выполнено численное моделирование этих экспериментов по одномерному численному коду RADIANT.

Сравнение экспериментальных и расчетных спектров дает удовлетворительное согласие. Используемая для численного моделирования физико-математическая модель адекватна условиям эксперимента. Лучшее согласие экспериментальных результатов и результатов численного моделирования получается в сферическом случае. В указанном диапазоне температур и плотностей в плазме присутствуют ионы со степенью ионизации $z=9$ (Al X, Be-like), $z=10$ (Al XI, Li-like) и в меньшей степени $z=11$ (Al XII, He-like). Концентрация He-like ионов возрастает увеличением температуры и уменьшением плотности плазмы, что приводит к увеличению светимости при увеличении энергии лазерного излучения. Максимальная яркость наблюдается в дублете на длинах волн 52.3–52.4 Å (236.6–237.1 эВ), что соответствует переходу $1s^2 2p-1s^2 3d$ иона Al XI. Отметим, что в случае мишени из фосфорили или серо-содержащих материалов этот дублет должен переместиться в область 37.6–37.7 Å (328.9–329.8 эВ) и 32.4–32.5 Å (381.5–382.7 эВ) [20], то есть в область «водяного окна», представляющую интерес для исследования биологических объектов.

Список литературы

1. *А.И. Гусев*. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии..— М.: Наука-Физматлит, 2007.— 416 стр.

2. *Р.А. Сенин*. Микротомография биологических объектов с использованием лабораторных рентгеновских источников. //Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. М., 2005.
3. *Е.В.Аглицкий, В.А.Бойко, С.М.Захаров, С.А.Пикуз, А.Я.Фаёнов*. Квантовая электроника, 1974, т.1, №4, с.908–936.
4. *Е.В.Аглицкий, В.А.Бойко, А.В. Виноградов, Е.А.Юков*. Квантовая электроника, 1974, т.9, №3, с. 579–590.
5. *И.Ю. Скобелев, А.Я. Фаёнов, Б.А. Брюнеткин, В.М. Дякин, С.А. Пикуз, Т.А. Шелковенко, В.М. Романова, А.Р. Мингалеев*. ЖЭТФ, 1995. т.108, с.1263–1308.
6. *С.В. Гасилов*. Исследование МРИ фемтосекундной лазерной плазмы. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук., М., 2008.
7. *В.И.Афонин, Д.А.Вихляев, Д.С.Гаврилов, А.Г.Канишин, Е.А.Лобода, В.Ю.Политов, А.В.Потапов, К.В.Сафронов, П.А.Толстоухов*. «Вопросы атомной науки и техники», сер. Термоядерный синтез. 2011, вып.1. с. 63–67.
8. *U.Feldman, L.Cohen, W.Behring*. JOSA, 1970, v.60, n7, p. 891–893.
9. *E.Ferner*. Arkiv Mat. Astron. Fysik, 1948, v.36A (1), p.25.
10. *Г.А.Вергунова, А.А.Кологривов, В.Б.Розанов, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов*. Физика плазмы. 1987, т.13, № 3, с.342–349.
11. *Г.А.Вергунова, Н.Н.Демченко, А.А.Кологривов, В.Б.Розанов, А.А.Рупасов, Г.В.Склизков, А.С.Шиканов, М.Р.Шпольский*. Исследование неравновесного излучения лазерной плазмы. Труды ФИАН. 1990, т.203, с. 142–218.
12. Физическая энциклопедия. Под ред. *А.М. Прохорова*. Том 2, стр. 395–396. М.,1990.
13. *S.I.Fedotov, L.P.Feoktistov, M.V.Osipov, A.N.Starodub*. Lasers for ICF with a Controllable Function of Mutual Coherence of Radiation. Journal of Russian Laser Research. 2004, vol. 25, n°1, p.79.
14. *В.А.Лабусов*. Многокристальные сборки линеек фотодиодов для атомно-эмиссионного спектрального анализа. Заводская лаборатория. Диагностика материалов. Спецвыпуск. 2007, т.73, с.13.

15. *А.П. Шевелько, О.Ф. Якушев.* Люминесцентные детекторы на основе ПЗС и ВОД. Материалы XIII Симпозиума “Нанозфизика и нанозлектроника-2009”. Нижний Новгород, 2009.
16. *В.А.Бураков, Б.Л.Васин, А.А.Кологривов, М.В.Осипов, В.Н.Пузырёв, А.Н.Стародуб, А.А.Фроня, М.Л.Чернодуб, О.Ф.Якушев.* Комплекс рентгеновской диагностики на установке «Канал-2». Препринт ФИАИ, 2012, №3.
17. *A.A. Kologrivov, M.V.Osipov, V.N.Puzyrev, A.N.Starodub, O.F.Yakushev.* Journ. of Modern Physics, 2014, v.5, n 2, p.92–97. (<http://www.scirp.org/journal/jmp>) <http://dx.doi.org/10.4236/jmp.2014.52015>.
18. *Т.К.Говорун, Г.А. Евсеев, Т.В. Мищенко .* Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша АИ СССР № 176. М.: ИПМ, 1986.
19. *А.Ф. Никифоров, В.Г. Новиков, В.Б. Уваров.* Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы. –М.: Физ-мат. лит., 2000.
20. *R.L.Kelly.* Atomic and ionic spectrum lines below 2000 Angstroms. Preprint Oak Ridge National Laboratory, 1982, n°5922.

Подписано в печать 25.06.2014 г.
Формат 60x84/16. Заказ № 33. Тираж 140 экз. П.л 1,25.
Отпечатано в РИИС ФИАН с оригинал-макета заказчика
119991 Москва, Ленинский проспект, 53. Тел. 499 783 3640