

# ПРИМЕНЕНИЕ АБСОЛЮТНО КАЛИБРОВАННЫХ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ IMAGE PLATE ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

*В. А. Флегентов, С. А. Горохов, К. В. Сафронов, Д. С. Гаврилов, А. Г. Какшин, Е. А. Лобода*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е. И. Забабахина»

## Введение

При взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения (ЛИ) ультракороткой длительности с твердотельной мишенью генерируется мощный всплеск рентгеновского излучения (РИ) характеризующийся кратковременностью ( $<100$  пс) и широким спектром энергий квантов ( $E_\gamma = 1 \text{ кэВ} \div 1 \text{ МэВ}$ ). Излучаемое РИ несет важную информацию о процессах, протекающих в лазерной плазме, а также само по себе представляет интерес в прикладных целях с перспективой создания плазменных рентгеновских источников [1,2]. Однако наличие мощного электромагнитного импульса, неизбежно сопровождающего взаимодействие ЛИ с веществом, в совокупности со спектрально-временными особенностями источника РИ существенно усложняет задачу измерения абсолютных характеристик спектра.

Для изучения спектров РИ в лазер-плазменных экспериментах на пикосекундной установке был разработан спектрометр с регистрацией сигнала на фотолюминесцентные детекторы (Image Plate). IP – координатные детекторы на основе  $\text{BaF}(\text{Br},\text{I}):\text{Eu}^{2+}$  чувствительные к ионизирующему излучению, которые невосприимчивы к электромагнитным помехам, обладают широким динамическим диапазоном ( $>10^5$ ), просты в использовании.

Принцип действия IP-детекторов состоит в следующем. Под действием ионизирующего излучения ионы  $\text{Eu}^{2+}$  теряют по одному электрону, становясь  $\text{Eu}^{3+}$ . Выбитые электроны попадают в зону проводимости кристалла люминофора и захватываются вакансиями кристаллической решетки – т. н. центрами окраски ( $F$ -центрами). Распад образованного метастабильного состояния возможен под воздействием света (фотостимулированный распад) с частотой соответствующей полосе поглощения центра окраски. В результате элек-

троны попадают снова в зону проводимости, где могут быть захвачены ионами европия, при этом излишек энергии излучается в виде фотона с длиной волны 390 нм. Для считывания скрытого изображения, образованного ионизирующим излучением, поверхность IP-пластины сканируется лучом He-Ne лазера, испускаемые при этом фотоны фотолюминесценции с длиной волны 390 нм регистрируются фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Амплитуда сигнала зависит от поверхностной плотности захваченных электронов, а, следовательно, и интенсивности ионизирующего излучения.

Важную роль при обработке регистрируемых IP-детекторами сигналов играют системы считывания изображений, т. н. IP-сканеры. В зависимости от модели сканера (особенностей его конструкции и используемого программного обеспечения), яркость получаемых изображений может различаться более чем в 2 раза, о чем свидетельствуют работы [3,4]. В исследованиях, описываемых в настоящей работе, использовался сканер *Thyphoon FLA7000 IP*. Для восстановления абсолютных спектров РИ детекторы IP были предварительно откалиброваны.

## Калибровка IP

Для измерения чувствительности IP-детекторов к фотонам с энергиями  $5 \div 55$  кэВ использовалась стационарная рентгеновская трубка (РТ). Между РТ и детектором устанавливались фильтры из различных материалов. При определенном напряжении на аноде РТ фильтры пропускают только кванты в окрестности  $K$ -скачка поглощения материала, из которого они изготовлены. Спектральный состав излучения на IP-детекторе рассчитывался по следующей формуле:

Таблица 1.

Используемые в работе К-фильтры и расчетные средние энергии рентгеновских квантов за ними

Материал фильтра	Средняя энергия квантов за фильтрами, кэВ	Дисперсия энергии квантов, кэВ
Ti	4,4	0,4
Fe	6,0	0,7
Ni	7,3	0,7
Zn	8,2	0,9
BrC <sub>3</sub> H <sub>7</sub>	11,7	1,2
SrCO <sub>3</sub>	14,8	1,0
Zr	15,9	1,5
Ag	22,1	2,3
Sn	25,5	2,5
La <sub>2</sub> (CO <sub>3</sub> ) <sub>3</sub>	35,6	2,6
Sm <sub>2</sub> (CO <sub>3</sub> ) <sub>3</sub>	41,7	3,7
Gd	43,7	4,4
Tb	45,0	4,7
Dy <sub>2</sub> (CO <sub>3</sub> ) <sub>3</sub>	47,9	4,2
Yb <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	54,7	4,1

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{дет}} = \left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{РТ}} e^{-\mu(E)d}, \quad (1)$$

где  $\mu(E)$  – массовый коэффициент поглощения материала фильтра, его значения были взяты из базы данных [5];  $d$  – массовая толщина фильтра;  $\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{РТ}}$  – спектр излучения рентгеновской трубки, рассчитывался по формуле Крамерса [6]:

$$\left(\frac{dN}{dE}\right)_{\text{РТ}} \sim \frac{eU - E}{E}, \quad (2)$$

здесь  $eU$  – катод-анодное напряжение РТ.

В таблице 1 приведен список используемых в экспериментах фильтров, средние энергии рентгеновских квантов за ними, а также дисперсия энергии квантов. Поток рентгеновского излучения на поверхности IP-детекторов, за каждым фильтром, измерялся посредством ионизационной камеры.

При калибровке использовались светозащитные кассеты для IP-детекторов. Измерения проводились при комнатной температуре  $(23 \pm 2)^\circ\text{C}$ . Сканирование изображений производилось через **80 минут** после облучения, при одинаковых настройках сканера Turphoon FLA7000 IP: напряжение питания ФЭУ  $U_{\text{РМТ}} = 500$  В, динамический диапазон Latitude = L5, размер пикселя pixelsize = 25  $\mu\text{m}$ .

Полученные спектральные зависимости чувствительности IP-пленок к рентгеновскому излучению показаны на рис. 1. На графиках в качестве погрешностей по оси абсцисс отложены дисперсии средних энергий квантов за соответствующими фильтрами.

Измеренные чувствительности можно описать моделью, согласно которой яркость сканированного изображения  $I$  прямо пропорциональна поглощенной в чувствительном слое энергии  $E_{\text{погл}}$ . При этом коэффициенты пропорциональности различны для трех диапазонов энергий квантов, разделяемых К-скачками брома (13,47 кэВ) и бария (37,44 кэВ), т.е.

$$I = k_i E_{\text{погл}}, \quad (3)$$

где  $i = \text{I, II, III}$  – номер диапазона энергий квантов. Исходя из (3) чувствительность  $S$  пропорциональна коэффициенту поглощения  $\eta_{\text{погл}}$ :

$$S(E) = k_i \eta_{\text{погл}}(E). \quad (4)$$

В свою очередь, коэффициент поглощения можно оценить по следующей формуле:

$$\eta_{\text{погл}}(E) = \exp(-\mu_{\text{зс}}(E) \cdot x_{\text{лавсан}}) \frac{\mu_{\text{чс}}^a(E)}{\mu_{\text{чс}}(E)} \times \left(1 - \exp(-\mu_{\text{зс}}(E) \cdot x_{\text{чс}})\right), \quad (5)$$

$\mu_{\text{зс}}, \mu_{\text{чс}}$  – линейные коэффициенты ослабления излучения в защитном слое и в чувствительном слое,  $x_{\text{зс}}, x_{\text{чс}}$  – толщины защитного и чувствительного слоя,  $\mu_{\text{чс}}^a$  – линейный коэффициент пе-

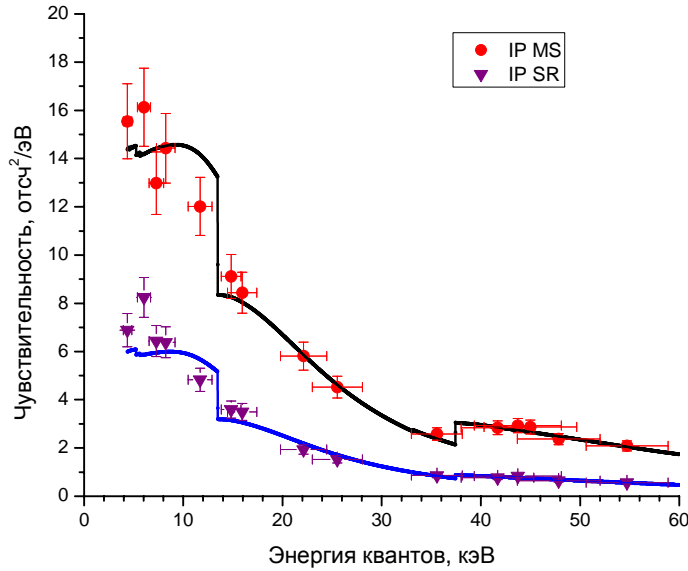


Рис. 1. Спектральная чувствительность IP-пленок MS и SR к рентгеновскому излучению. Сплошные линии проведены по модели, описываемой в тексте

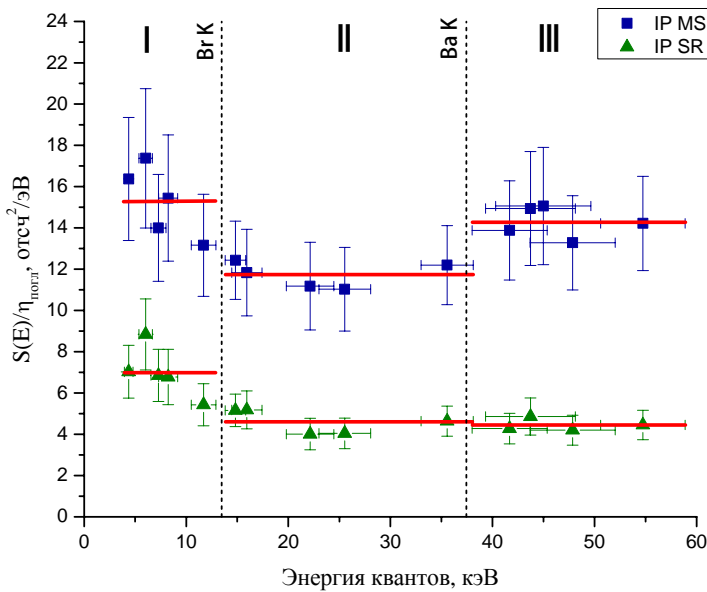


Рис. 2. Зависимости коэффициентов  $k_i$  от энергии рентгеновских квантов. Сплошные горизонтальные линии – усредненные по каждому диапазону энергий значения

редачи энергии в веществе чувствительного слоя. Здесь необходимо отметить, что в формуле (5) множитель  $\mu_{\text{чс}}^a / \mu_{\text{чс}}$  учитывает эффекты неполной передачи энергии веществу чувствительного слоя. В работах [7,8] эти эффекты не были учтены (см. формулу (1) в [8]), что привело к некорректным результатам, в частности для линейных коэффициентов в модели чувствительности IP-детекторов

пришлось вводить члены при  $E^0$ , не имеющие физического смысла (см. табл. 3 в [7]).

На рис. 2 представлены зависимости коэффициентов  $k_i$  от энергии рентгеновских квантов для обоих типов детекторов. Коэффициент поглощения  $\eta_{\text{погл}}$  рассчитывался по формуле (5), коэффициенты ослабления и передачи энергии были взяты из базы данных XCOM [5]. В табл. 2 приведены

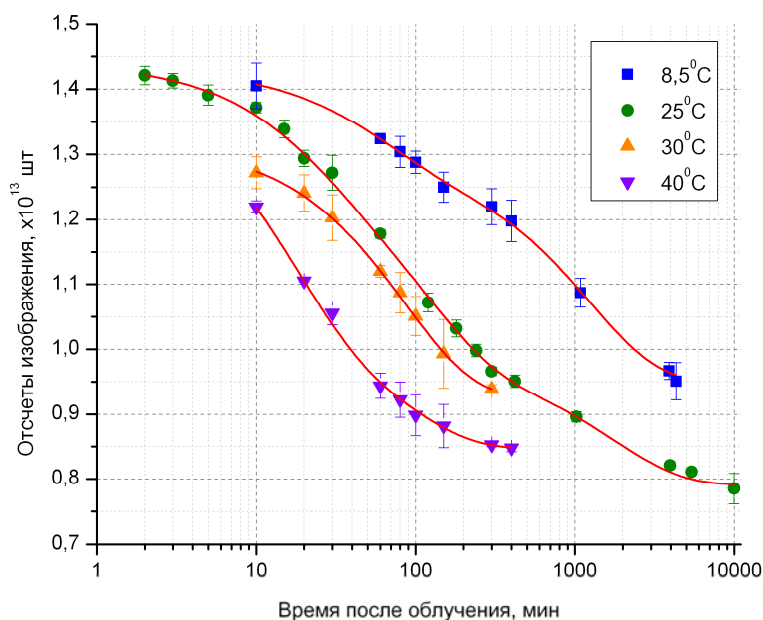


Рис. 3. Зависимости яркости изображения от времени при различных температурах хранения ИР-детекторов типа MS

Таблица 2

Значения коэффициентов  $k_i$  в каждом из диапазонов энергий квантов

	Диапазон I (менее 13,47 кэВ)	Диапазон II (13,47 кэВ ÷ 37,44 кэВ)	Диапазон III (более 37,44 кэВ)
<b>MS</b>	(15,3±1,7) отсч <sup>2</sup> /эВ	(11,7±0,6) отсч <sup>2</sup> /эВ	(14,3±0,7) отсч <sup>2</sup> /эВ
<b>SR</b>	(7,0±1,2) отсч <sup>2</sup> /эВ	(4,6±0,6) отсч <sup>2</sup> /эВ	(4,4±0,3) отсч <sup>2</sup> /эВ

усредненные по каждому диапазону энергий квантов линейные коэффициенты  $k_i$ .

Несовпадение чувствительности в одной из областей энергий квантов с чувствительностью в двух других областях может объясняться:

- неточностью химической формулы чувствительного слоя, указанной в табл. 1, по которой рассчитывалась мощность поглощенного излучения;
- утечкой поглощенного излучения в виде квантов флуоресценции.

### Потускнение изображения в зависимости от температуры и продолжительности хранения

С течением времени количество систем ловушка-электрон образовавшихся в ИР-детекторе, под действием ионизирующего излучения может самопроизвольно уменьшаться. Причиной распада

являются тепловые процессы в кристаллах люминофора. В результате тепловых колебаний электрон может получить энергию достаточную для разрыва устойчивой связи с  $F$ -центром. Это явление отрицательно влияет на сохранность записанного изображения. Эффект потускнения изображения усиливается с увеличением температуры.

Влияние температуры хранения детекторов на яркость считываемого изображения было оценено опытным путем. Обнаружено, что при колебаниях температуры хранения детекторов в диапазоне 20–25 °С, разница в измеряемом сигнале за один час хранения может достигать 7 %.

Поскольку в реальных условиях экспериментов время, прошедшее от экспонирования до проявления изображения может меняться от получаса до нескольких суток, для правильного восстановления измеряемого сигнала необходимо знать за

висимость эффекта потускнения изображений от времени и температуры.

В данной работе эти эффекты изучались для IP-пластин типа MS. В экспериментах детекторы облучались рентгеновской трубкой при катодном напряжении 38 кВ за К-фильтром из олова (средняя энергия квантов 25,5 кэВ). Длительность экспозиции составляла 15 секунд. От момента облучения до сканирования IP-детекторы выдерживались при фиксированной температуре определенное время (от 5 минут до 9960 минут). Было произведено 4 серии измерений при температурах хранения 8,5 °C, 25 °C, 30 °C и 40 °C. Яркости изображений в зависимости от температуры приведены на рис. 3.

По полученным данным каждая изображенная на рис. 3 температурно-временная зависимость яркости сканированных изображений хорошо интерполируется суммой экспоненциальных слагаемых характеризующиеся собственными временами полураспада, связанных со структурой энергетических уровней центров окраски в кристаллах люминофора:

$$I(t) = I_0 + I_1 \exp\left(-t \frac{\ln 2}{\tau_1}\right) + I_2 \exp\left(-t \frac{\ln 2}{\tau_2}\right) + I_3 \exp\left(-t \frac{\ln 2}{\tau_3}\right) + \dots, \quad (8)$$

где  $t$  – время прошедшее после облучения,  $I_i, \tau_i$  – амплитудные и временные константы, соответственно. Значения периодов полураспада  $\tau_i$  для кривых, представленных на рис. 3, приведены в табл. 3.

Таблица 3  
Периоды полураспада изображений  $\tau_i$ , записанных на IP-детектор, для различных температур хранения пленки

Температура хранения $T, K$	$\tau_1, \text{мин}$	$\tau_2, \text{мин}$	$\tau_3, \text{мин}$
281,5	42±7	850±90	
298	25±7	110±30	2100±600
303		59,5±1,2	
313	11,0±2,4		60±20

Температурную зависимость скорости распада метастабильных состояний в облученной пленке (по аналогии со скоростью химической реакции) можно описать уравнением Аррениуса, тогда периоды полураспада в формуле (8):

$$\tau_i \sim \exp\left(\frac{E_n}{kT}\right), \quad (6)$$

$E_n$  – энергия метастабильного состояния  $n$ ,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура.

По данным из таблицы 3 построена зависимость  $\ln(\tau_i)$  от  $1/T$  (см. рис. 4). Согласно уравнению (6), точки, соответствующие определенному энергетическому состоянию  $E_n$  должны лежать на одной прямой, при этом тангенс угла наклона этой прямой (по отношению к оси абсцисс) равен  $E_n/k$ . На рис. 4 можно выделить три прямые линии, соответствующие уровням с энергиями  $E_1 = (0,32 \pm 0,05)$  эВ,  $E_2 = (0,92 \pm 0,02)$  эВ,  $E_3 = (1,8 \pm 0,1)$  эВ.

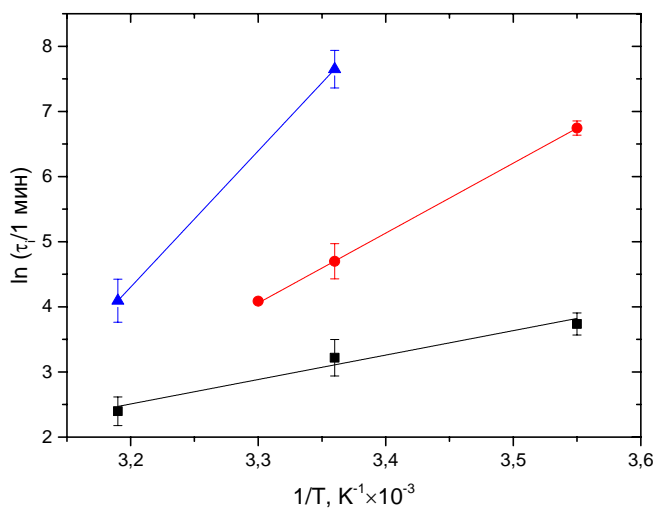


Рис. 4. Зависимость  $\ln(\tau_i)$  от  $1/T$  для данных из табл. 3

### Спектрометр

Спектрометр РИ сконструированный на серых фильтрах в совокупности с IP пленкой – это простой в изготовлении, удобный в обслуживании и надежный в работе прибор пригодный для извлечения информации о жесткой части спектра РИ из лазерной плазмы. Устройство прибора схематично представлено на рис. 5. Спектрометр состоит из корпуса, маски и кассеты с IP. Маска представляет собой стальную пластину толщиной 3 мм с 8 отверстиями. Каждое отверстие выступает в качестве отдельного канала регистрации спектрометра со своим фильтром, который крепится на него.

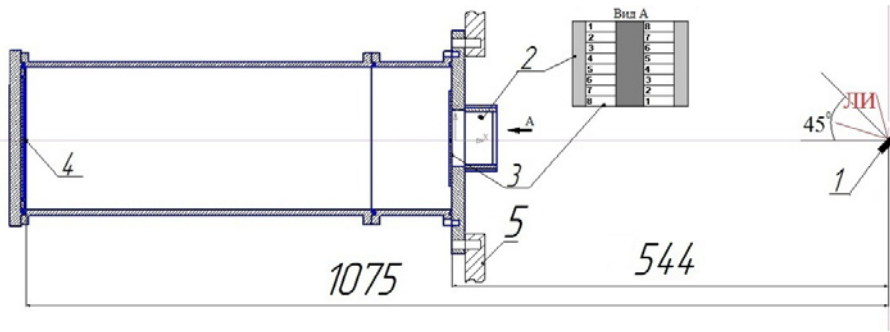


Рис. 5. Рентгеновский спектрометр: 1 – мишень, 2 – система магнитов, 3 – набор фильтров, 4 – кассета с пленкой, 5 – стенка мишенной камеры.

Таблица 4

#### Состав рентгеновских фильтров

1 канал	2 канал	3 канал	4 канал	5 канал	6 канал	7 канал	8 канал
Al, 20 мкм	Al, 20 мкм Лавсан, 120 мкм	Al, 300 мкм Лавсан, 120 мкм	Al, 200 мкм Ti, 100 мкм	Cu, 25 мкм Ti, 200 мкм	Cu, 110 мкм Ti, 50 мкм	Cu, 170 мкм Ti, 150 мкм	Cu, 135 мкм Ni, 200 мкм

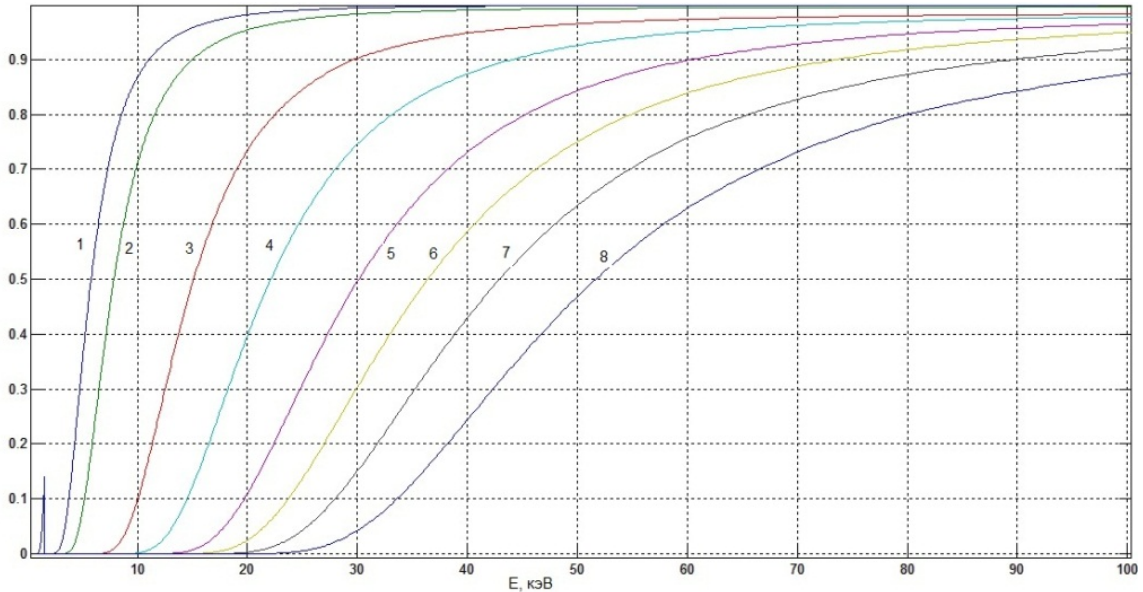


Рис. 6. пропускание рентгеновских фильтров

Фильтры выбирались из повсеместно доступных материалов и толщин. Состав использованных рентгеновских фильтров приведен в табл. 4, их пропускание на рис. 6. Поскольку для высоких энергий квантов коэффициенты пропускания для всех фильтров фактически совпадают, каждый канал спектрометра может служить вычетом для предыдущего. Таким образом, разница сигнала за парой фильтров будет соответствовать формуле:

$$\Delta I = \int_0^{\infty} X(E)S(E)T_1(E)dE - \int_0^{\infty} X(E)S(E)T_2(E)dE,$$

где  $X(E)$  – измеряемый спектр рентгеновского излучения,  $S(E)$  – чувствительность ИР-детектора,  $T_1$  и  $T_2$  пропускания соответствующих каналов.

Конструкция спектрометра должна предусматривать наличие защиты ИР пленки от видимого света вплоть до момента сканирования полученного изображения. Для этого была изготовлена кассета с 6 мкм алюминиевой фольгой в качестве светофильтра для детектора. Также для защиты спектрометра от быстрых электронов перед маской с фильтрами была установлена пара плоскопараллельных NdFeB магнитов.

Регистрация жесткого РИ лазерной плазмы, образуемой ультракоротким лазерным импульсом с интенсивностью более  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>, осложнена тем, что часть горячих электронов, покидающих мишень, попадает на стенки камеры и генерирует тормозное излучение, которое может вносить вклад в регистрируемый сигнал. Обработка полученных изображений показала, что конструкция рентгеновского спектрометра позволяет уменьшить ошибку измерений – отличие сигналов за двумя одинаковыми фильтрами не превышало 3 %.

### Измерение спектров РИ

В экспериментах на пикосекундной лазерной установке проведены измерения спектров РИ из

мишеней Al (6μ), Ti (1μ) и Ta (1μ) в диапазоне энергии квантов 4–55 кэВ при интенсивности лазерного излучения от  $1 \div 6 \cdot 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Рентгеновский спектрометр располагался под углом 45° к нормали мишени, расстояние от мишени до рентгеновских фильтров 544 мм, от мишени до кассеты с пленкой 1075 мм.

Пример восстановленных спектров РИ, полученных в экспериментах для трех типов мишеней представлены на рис. 7.

Для удобства чтения графиков ошибки по оси абсцисс проставлены только для одной кривой, для остальных они имеют схожую величину. Погрешности по оси абсцисс обусловлены главным образом шириной спектров пропускания системы из двух фильтров.

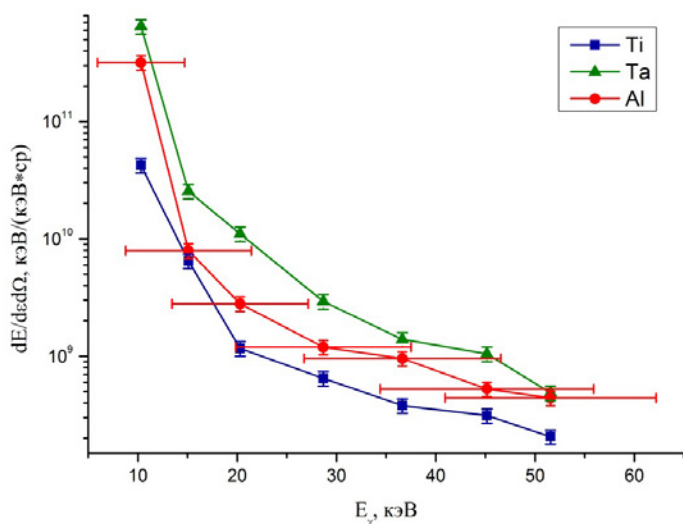


Рис. 7. спектры рентгеновского излучения

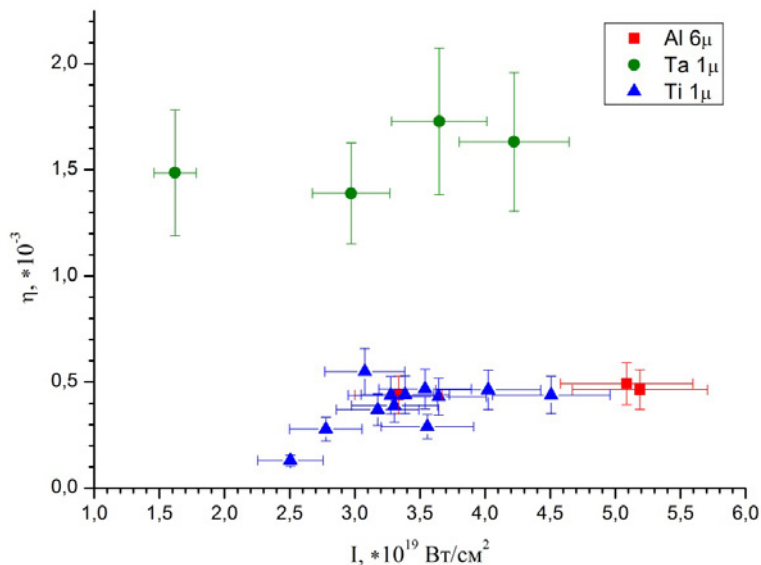


Рис. 8. Конверсия энергии ЛИ в энергию РИ от интенсивности ЛИ

Зависимость конверсии энергии лазерного излучения падающего на мишень в энергию РИ в диапазоне от 5 до 50 кэВ от интенсивности лазерного излучения приведена на рис. 8. В проведенных экспериментах наблюдается рост выхода РИ с ростом интенсивности лазерного излучения. Кроме того, выход РИ для танталовых мишеней примерно в 3 раза превосходит аналогичный для мишеней из Ti и Al, при тех же значениях интенсивности.

### Заключение

Измерена чувствительность двух типов IP детекторов к рентгеновским квантам с энергиями 5–55 кэВ. Предложена модель, описывающая поглощение рентгеновского излучения такими детекторами.

Исследованы эффекты распада записанных на детекторах изображений от времени и температуры их хранения. Выявлен общий характер этих эффектов.

Разработана и применена в работе простая конструкция спектрометра пригодная для измере-

ния спектров рентгеновского излучения лазерной плазмы в абсолютных величинах.

### Список литературы

1. Gibbon P., Forster E. Short-pulse laser plasma interactions.– Plasma Phys. Control. Fusion, 1996, vol. 38, p. 769–793.
2. Gibbon P. Short pulse laser interaction with matter. World Scientific Pub Co Inc, 2005.
3. K. Zeil, S.D. Kraft, A. Jochmann et al., Rev. Sci. Instrum. 2010. 81, 013307.
4. Meadowcroft A. E., Bentley C. D., Scott E. N. Rev. Sci. Instrum. 2008. 79, 113102.
5. <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>
6. Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М.: Гостехиздат, 1957.
7. Maddox B.R., Park H.S., Remington B.A. et al., Rev. Sci. Instrum. 2011. 82, 023111.
8. Izumi N., Snavely R., Gregori G. et al., Rev. Sci. Instrum. 2006. 77, 10E325.