ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2027, № 1

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

УДК 533.9.08

МЕТОДИКА АБСОЛЮТНОЙ КАЛИБРОВКИ СИСТЕМ СЧИТЫВАНИЯ IMAGING PLATES ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

©2027 г. С. Н. Рязанцев*, Р. К. Куликов, И. Ю. Скобелев, С. С. Макаров

Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ"

Россия, 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук

Россия, 125412, Москва, ул. Ижорская,13, стр.2

**E-mail*: *SNRyazantsev@mephi.ru*

Поступила в редакцию 19.06.2026

После доработки 02.09.2026

Принята к публикации 13.10. 2026

Пластины Imaging Plates (IP) широко применяются в качестве детекторов ионизирующего излучения в экспериментах по физике высоких плотностей энергии и лазерно-плазменному взаимодействию благодаря большому динамическому диапазону, высокому пространственному разрешению и устойчивости к электромагнитным помехам. Для получения количественной информации о регистрируемом излучении необходима калибровка системы "IP–сканер", поскольку выходные данные большинства сканеров представлены в безразмерных единицах и зависят от особенностей конкретного устройства. В настоящей работе проведена калибровка отклика системы на основе IP BAS-TR и сканера Digora Optime на облучение рентгеновскими фотонами с энергиями 6–18 кэВ. В качестве источников излучения использовались металлические фольги, облучаемые излучением рентгеновской трубки. Интенсивность излучения предварительно определялась с помощью абсолютно откалиброванного CdTe-детектора. Практическая значимость работы обусловлена тем, что сканеры класса Digora Optime отличаются компактностью, низкой стоимостью и широкой доступностью по сравнению со специализированными научными системами считывания IP.

Ключевые слова: Imaging Plates, абсолютная калибровка, рентгеновская диагностика, фотостимулированная люминесценция, рентгеновские детекторы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиография, включающая в себя и рентгеновскую спектроскопию, до сих пор является одним из самых эффективных методов исследования не только высокотемпературных объектов, но и плотных объектов с низкой температурой. Важной задачей при этом является регистрация рентгеновского излучения – или испускаемого самим объектом, или прошедшего через него от какого-либо внешнего источника. Если в прошлом столетии для этой цели использовалась в основном рентгеновская фотопленка, то теперь применяются более

современные способы регистрации, например рентгеновские ПЗС-камеры [1, 2], или запоминающие (изображающие) пластины (Imaging Plates, IP) [3]. При всех достоинствах рентгеновских ПЗС-камер они обладают существенным недостатком – высокой стоимостью. Поэтому во многих случаях, когда не требуется, например, временное разрешение, предпочтительным представляется использование гораздо менее затратного рентгеновского детектора – IP.

В настоящее время IP широко используются для регистрации ионизирующего излучения, испускаемого из области взаимодействия в лазерно-плазменных экспериментах различного рода. В частности, их применяют для получения радиографических изображений или в качестве детектора в спектрометрах, например в фокусирующем спектрометре с пространственным разрешением (ФСПР) [4]. Принцип регистрации изображения на IP подробно описан в литературе (например, в работе [5]). Считывание же данных предполагает использование специализированного сканера, представляющего собой совокупность маломощного (единицы мВт) оптического лазера и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Лазерным излучением последовательно облучаются отдельные области поверхности (пиксели) экспонированной IP с характерными размерами в несколько десятков микрометров, а ФЭУ регистрирует сигнал вторичной люминесценции. Обычно величина аналогового сигнала с ФЭУ измеряется во внесистемных единицах PSL (от англ. Photostimulated Luminescence); в процессе оцифровки этому сигналу присваивается некоторое значение в безразмерных отсчетах. Результатом сканирования является изображение в оттенках серого (далее – GV-изображение, от англ. gray value). Для ряда сканеров функция PSL(GV) известна, что позволяет пересчитывать зарегистрированный IP-сигнал в абсолютные физические величины (дозу, фотоны/Å и пр.) с помощью калибровочных кривых отклика (PSL/фотон с энергией E), которые также приведены в литературе (например [6]). Речь идет о сериях сканеров FLA/(Amersham) Typhoon производства компании Fujifilm (совместно с General Electric Healthcare, Cytiva), которая является основоположником технологии IP в том виде, в котором она существует в настоящий момент (см. пионерскую работу [7]). Функции PSL(GV) для некоторых конкретных моделей сканеров приведены, например, в приложении к работе [4]. Однако упомянутые устройства являются достаточно дорогостоящими и не всегда имеются в наличии на установках. Более того, зачастую их полный функционал и не требуется, так как они позволяют сканировать сразу несколько IP с характерными размерами в несколько десятков сантиметров (например, один из стандартных размеров листа BAS-IP составляет 20×25 см^2), а в экспериментах практически всегда используются пластины меньшего размера (единицы сантиметров), т. е. потенциал устройства используется не полностью. Кроме того, подобные сканеры имеют значительные габариты и массу, и они не предназначены для частой

транспортировки. Это ограничивает возможность применения IP на пользовательских установках, где подобные сканеры отсутствуют. В то же время, существует целое направление по производству компактных сканеров IP, ориентированных прежде всего на стоматологию, где IP служат детекторами при получении рентгеновских снимков зубов. Эти сканеры, в противоположность устройствам Fujifilm, очень компактны (габариты не превышают 30–40 см по любому измерению) и имеют относительно низкую стоимость. При этом они могут обеспечивать разрешение (размер пикселя) на уровне указанных выше моделей, т. е. 25–30 мкм. Однако функции PSL(GV) для таких сканеров производителем обычно не предоставляются, поскольку они не требуются целевому потребителю. В связи с этим для использования таких устройств в экспериментальной деятельности требуется проведение калибровки.

Зачастую ограничиваются кросс-калибровкой со сканером, для которого функция PSL(GV) известна. Ее результатом является функция зависимости $PSL_Э(GV_K)$, где $PSL_Э$ – значение PSL для эталонного сканера, а GV_K – количество отсчетов калибруемого. Такая процедура выполнена, например, в работе [8] для сканера Dürr CR35 BIO (как эталонный использовался Fujifilm FLA-7000).

Альтернативой является абсолютная калибровка, в рамках которой сопоставляют сигнал в отсчетах сканера напрямую с какой-либо характеристикой (например числом фотонов) калиброванного эталонного источника, например радиоактивного изотопа. В рамках настоящей работы такая процедура проведена для сканера Digora Optime Classic (DXR-60) производства фирмы Soredex.

2. ПРОЦЕДУРА КАЛИБРОВКИ

Для калибровки был проведен классический эксперимент по рентгеновской флуоресценции (схема и фотография сборки представлены на рис. 1). В качестве источника первичного излучения использовалась рентгеновская трубка Amptek Mini-X [9] с Au-катодом, работавшая при ускоряющем напряжении U = 30 кВ и токе I = 30 мкА. Излучение, генерируемое трубкой, направлялось на фольги из различных целевых материалов (Fe, Ni, Cu, Zn, Nb, Mo). Испускаемое целевыми материалами характеристическое излучение регистрировалось после прохождения через фольгу, выбранную так, чтобы подавлять вклад линии K_β (K_β-фильтр) целевого материала. На первом этапе эксперимента для регистрации использовался детектор Amptek XR-100*T*-CdTe [10]. Зарегистрированные им спектры излучения для всех целевых материалов приведены на рис. 1б. На их основе определялся интегральный выход в линии K_α, зависимость которого от времени экспозиции приведена на рис. 1г. Угловые коэффициенты q линейных функций с нулевым свободным членом,

полученных методом наименьших квадратов при аппроксимации экспериментальных зависимостей, приведены в табл. 1. Величина q имеет размерность фотоны/мин и является потоком, падающим на детектор в единицу времени.

Рис. 1. а – Схема эксперимента по рентгеновской флуоресценции; **б**) спектры

Таблица 1. Коэффициенты линейной аппроксимации ($Q(T) = qT$) зависимости интегрального сигнала в линии K_α от времени экспозиции для детектора Amptek XR-100T-CdTe

Целевой материал; Энергия линии K_α , кэВ	Материал K_β-фильтра; Толщина, мкм	q, фотоны/мин
Fe; 6.40	Без фильтра	$1.99 \cdot 10^6$
Ni; 7.47	Co; 20	$1.11 \cdot 10^6$
Cu; 8.04	Ni; 20	$9.51 \cdot 10^5$
Zn; 8.63	Cu; 20	$1.30 \cdot 10^6$
Nb;16.61	Y; 100	$5.20 \cdot 10^4$
Mo;17.47	Nb; 50	$3.49 \cdot 10^5$

На втором этапе эксперимента CdTe-детектор заменялся на IP BAS-TR (IP без защитного слоя над чувствительным), которая устанавливалась в ту же геометрическую позицию (совпадение с положением входного окна детектора), что обеспечивало идентичные условия облучения. Таким образом были обеспечены условия для прямого сопоставления отклика IP с отсчетами (числом фотонов) Amptek XR-100*T*-CdTe. Для считывания данных с экспонированной IP использовался сканер Soredex Digora Optime [11]. Следует отметить, что поставляемое вместе с данным устройством программное обеспечение Digora for Windows выполняет неотключаемую предварительную обработку изображений, включая их обрезку. В существенном количестве случаев алгоритмы обрезки затрагивали область полезного сигнала, формируемого в эксперименте. Для исключения влияния встроенной обработки использовался перехват сетевого трафика на уровне отдельных пакетов при передаче данных по интерфейсу Ethernet, что позволило получать и анализировать исходные (необработанные) данные сканера. Пример сигнала, зарегистрированного на IP, представлен на рис. 2а. Круглое пятно на рисунке соответствует отверстию диаметром 5 мм, установленному непосредственно перед плоскостью детектора. В качестве сигнала, зарегистрированного IP, использовался интегральный отклик J по этой области.

Рис. 2. а – Результат сканирования IP BAS-TR, экспонированной в течение 32 мин при

Отметим, что калибровка вида $J(q)$ не может быть напрямую использована для анализа сигналов, регистрируемых в лазерно-плазменных экспериментах, в которых экспонирование IP происходит на очень малых (порядка длительности лазерного импульса) временах. В рамках

рассматриваемого эксперимента сигнал J регистрировался при значительно большей продолжительности экспонирования. В этом случае существенную роль начинает играть эффект выгорания (в англоязычной литературе используется термин fading) сигнала со временем [12, 13]. Математически описать этот эффект можно в рамках следующего формализма. Пусть поток фотонов q возбуждает центры окраски типов A и B, различающиеся скоростью выгорания, с суммарным коэффициентом конверсии $\alpha = \alpha_A + \alpha_B$. Пусть отношение вероятностей возбуждения центров A и B равно C: $\alpha_A/\alpha_B = C$. Тогда за единицу времени будет возникать $\alpha qC/(1+C)$ центров типа A и $\alpha q1/(1+C)$ центров типа B. Рассмотрим сначала этап облучения. Пусть $N_A(T)$ и $N_B(T)$ – количество центров окраски типов A и B, возбужденных к моменту T. Для этих величин можно записать стандартные кинетические уравнения:

$$\frac{dN_A}{dT} = -N_A W_1 + \alpha q \frac{C}{1+C}, \tag{1.1}$$

$$\frac{dN_B}{dT} = -N_B W_2 + \alpha q \frac{1}{1+C}, \tag{1.2}$$

где $W_1 = 1/\tau_1$, $W_2 = 1/\tau_2$ – вероятности выгорания центров A и B соответственно. Из этих уравнений получаем

$$N_A(T) = \alpha q \frac{\tau_1 C}{1+C}\left[1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau_1}\right)\right], \tag{2.1}$$

$$N_B(T) = \alpha q \frac{\tau_2}{1+C}\left[1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau_2}\right)\right]. \tag{2.2}$$

В рамках лазерно-плазменного эксперимента обычно между экспонированием и сканированием существует задержка по времени, которая может длиться десятки минут, связанная, в первую очередь, с развакуумированием камеры взаимодействия. Обозначив величину этой задержки t, можно записать выражение для количества возбужденных центров окраски к началу сканирования:

$$N_A(t) = \alpha q \frac{\tau_1 C}{1+C}\left[1 - \exp\left(-\frac{T}{\tau_1}\right)\right]\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right), \tag{3.1}$$

$$N_B(T) = \alpha q \frac{\tau_2}{1+C}\left[1 - \exp\left(-\frac{\mathrm{T}}{\tau_2}\right)\right]\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right). \tag{3.2}$$

Тогда сигнал со сканера $J(t)$ получим суммированием:

$$J(t) = \alpha q\left\{\frac{\tau_1 C}{1+C}\left[1 - \exp\left(\frac{-T}{\tau_1}\right)\right]\exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) + \frac{\tau_2}{1+C}\left[1 - \exp\left(\frac{-T}{\tau_2}\right)\right]\exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right)\right\}. \tag{4}$$

Данный вид функции отклика согласуется с ранее опубликованными моделями, например [14]. Для определения параметров α, C, τ_1 и τ_2 была проведена серия экспериментов с фиксированным временем облучения T=7.5 мин излучением целевой фольги из Zn и различными задержками t. Зависимость уровня сигнала $J(t)$ от величины задержки приведена на рис. 3.

Рис. 3. Зависимость сигнала IP от времени задержки *t* между окончанием экспонирования и началом сканирования.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ КАЛИБРОВКИ

Экспериментальные результаты, показанные на рис. 3, были аппроксимированы функцией (4), а найденные значения параметров аппроксимации для формулы (4) приведены в табл. 2. На рис. 3 видно, что вся совокупность экспериментальных точек с погрешностью не хуже 10% описывается данной кривой.

Таблица 2. Значения параметров для формулы (4), соответствующие красной кривой на рис. 3

Параметр	Значение
Q	$1.30 \cdot 10^6$ фотоны/мин, фикс.
A	3.83 ± 0.12
C	0.81 ± 0.06
T	7.5 мин, фикс.
τ_1	28 ± 5 мин
τ_2	$(8.35 \pm 0.44) \cdot 10^3$ мин

При исследованиях импульсных плазменных источников время их свечения практически всегда оказывается много меньше значений времени релаксации, приведенных в табл. 2. В этом случае формула (4) несколько упрощается:

$$J(t) = \alpha Q \left\{ \frac{C}{1+C} \exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) + \frac{1}{1+C} \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \right\}, \quad (5)$$

где вместо параметров q и T используется суммарная доза облучения $Q = qT$.

Формулы (4) и (5) дают калибровку IP для рентгеновских фотонов с энергией E_0 = 8.63 кэВ. При изменении значения E_0 будет изменяться значение коэффициента конверсии α. Для определения зависимости $\alpha(E_0)$ была проведена вторая серия экспериментов, в которой варьировалось время T экспонирования IP при фиксированной задержке t = 0.5 мин между окончанием экспонирования и началом процесса сканирования. Как следует из формулы (5), при удовлетворении условий $\max(T, t) \ll \min(\tau_1,\tau_2)$ для величины $J(t)$ получаем

$$J(t) = \alpha q T. \qquad (6)$$

Из формулы (6) следует, что, измерив зависимость $J(t)$ в области малых значений времени T, можно легко определить величину коэффициента конверсии. Такие эксперименты были сделаны для мишеней из Fe, Ni, Cu, Zn, Nb и Mo, а полученные наборы экспериментальных точек показаны на рис. 4а–г. Поскольку время облучения T не могло быть взято слишком малым из-за недостаточной мощности используемой рентгеновской трубки и роста величины ошибок измерения на малых сигналах, оно было аппроксимировано с помощью метода наименьших квадратов общей функцией (4) при фиксированных значениях параметров C, τ_1 и τ_2 и соответствующих q. В результате была получения зависимость коэффициента конверсии α от энергии регистрируемого фотона (рис. 4д). Полученный набор точек с хорошей точностью аппроксимируется функцией вида $\alpha(E) = \text{const} + A\exp(-E/B)$.

Рис. 4. Зависимость количества отсчетов на IP от времени экспозиции *T* при

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе продемонстрирован пример реализации абсолютной калибровки отклика сканера рентгенофлуоресцентных пластин Imaging Plates. Показано, что в диапазоне 6–20 кэВ коэффициент конверсии числа упавших фотонов в отчеты сканера Digora Optime Classic (DXR-60) экспоненциально уменьшается и может быть описан функцией $\alpha(E) = 22.61\exp(-E/2.94)+2.52$.

Практическая значимость такой калибровки связана с тем, что IP остаются широко используемыми детекторами в современных экспериментах по физике высоких плотностей энергии, лазерно-плазменному взаимодействию, рентгеновской спектроскопии и диагностике потоков заряженных частиц. В частности, в работе [15] IP BAS-MS применялись как детекторы электронов в магнитном спектрометре и для определения углового распределения электронного пучка; в работе [16] IP BAS-TR использовались для регистрации рентгеновских спектров лазерной плазмы в ФСПР- и VSG-спектрометрах (VSG – variable line spaced grating spectrometer, рентгеновский спектрометр с дифракционной решеткой переменного периода); в работе [17] IP BAS-TR применялись для регистрации рентгеновских изображений и ионных спектров в схеме одновременной рентгеновской и протонной радиографии; в работе [18] IP BAS-TR использовались в спектрометрах Томсона для диагностики лазерно-ускоренных протонов; в работе [19] IP BAS-TR применялись для количественной регистрации тяжелых ионов золота, ускоренных мощным лазерным излучением.

Несмотря на развитие активных пиксельных, сцинтилляционных и полупроводниковых детекторов, запоминающие пластины сохраняют ряд важных преимуществ: большой динамический диапазон, пространственное разрешение, пассивный режим работы,

возможность многократного использования, а также относительную дешевизну и доступность. Последнее особенно существенно для практических задач, поскольку наряду со специализированными научными системами считывания могут использоваться более доступные медицинские и стоматологические сканеры, в том числе системы типа Digora Optime.

Следует также отметить, что описанная выше процедура не является специфичной и может быть реализована для любой пары “IP-сканер”, в том числе неоригинальных (отличных от пластин, производимых компанией Fujifilm или по ее лицензии).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 4 “Физика высоких плотностей энергии. Этап 2026-2028”. Работа Куликова Р. К. и Скобелева И. Ю. выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Р Ф (государственное задание № 075-00270-26-00).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hatsui T., Graafsma H.* IUCrJ. 2015. V. 2. № 3. P. 371. https://doi.org/10.1107/S205225251500010X
2. *Gruner S.M., Tate M.W., Eikenberry E.F.* Rev. Sci. Instrum. 2002. V. 73. № 8. P. 2815. https://doi.org/10.1063/1.1488674
3. *Meadowcroft A.L., Bentley C.D., Stott E.N.* Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. № 11. https://doi.org/10.1063/1.3013123
4. *Ryazantsev S.N., Martynenko A.S., Sedov M.V. et al.* Plasma Phys. Control. Fusion. 2022. V. 64. № 10. P. 105016. https://doi.org/10.1088/1361-6587/ac8b33
5. *Leblans P., Vandenbroucke D., Willems P.* Materials. 2011. V. 4. № 6. P. 1034. https://doi.org/10.3390/ma4061034
6. *Boutoux G., Batani D., Burgy F. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2016. V. 87. № 4. P. 043108. https://doi.org/10.1063/1.4944863
7. *Sonoda M., Takano M., Miyahara J., Kato H.* Radiology. 1983. V. 148. № 3. P. 833. https://doi.org/10.1148/radiology.148.3.6878707
8. *Ingenito F., Andreoli P., Batani D. et al.* J. Instrum. 2016. V. 11. № 05. P. C05012. https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/05/C05012
9. *Brozas F.V., Hyland C., White S. et al.* J. Instrum. 2018. V. 13. № 12. P. P12004. https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/12/P12004
10. *Redus R.H., Pantazis J.A., Pantazis T.J., Huber A.C., Cross B.J.* IEEE Trans. Nucl. Sci. 2009. V. 56. № 4. P. 2524. https://doi.org/10.1109/TNS.2009.2024149

11. *Matsuda Y., Sur J., Araki K., Okano T.* Oral Radiol. 2011. V. 27. № 1. P. 28. https://doi.org/10.1007/s11282-010-0058-1
12. *Meadowcroft A.L., Bentley C.D., Stott E.N.* Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. № 11. P. 113102. https://doi.org/10.1063/1.3013123
13. *Хурчиев А.О., Скобляков А.В., Волков В.А. и др.* ПТЭ. 2025. №4. С. 69. https://doi.org/10.7868/S3034564225040093
[*Khurchiev A.O., Skobliakov A. V., Volkov V.A. et al.* Instrum. Exp. Tech. 2025. V. 68. № 4. P. 588. https://doi.org/10.1134/S0020441225700897]
14. *Ohuchi H., Yamadera A., Nakamura T.* Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2000. V. 450. № 2–3. P. 343. https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00300-4
15. Flegentov V.A., Safronov K.V., Gavrilov D.S., Kakshin A.G., Pkhaiko N.A., Potapov A.V. Quantum Elec. (Woodbury). 2021. V. 51. № 9. P. 846. https://doi.org/10.1070/QEL17609
16. *Filippov E.D., Makarov S.S., Burdonov K.F. et al.* Sci. Rep. 2021. V. 11. № 1. P. 8180. https://doi.org/10.1038/s41598-021-87651-8
17. *Ostermayr T.M., Kreuzer C., Englbrecht F.S. et al.* Nat. Commun. 2020. V. 11. № 1. P. 6174. https://doi.org/10.1038/s41467-020-19838-y
18. *Martin P., Ahmed H., Doria D. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. № 5. P. 053303. https://doi.org/10.1063/5.0089402
19. *Doria D., Martin P., Ahmed H. et al.* Rev. Sci. Instrum. 2022. V. 93. № 3. P. 033304. https://doi.org/10.1063/5.0079564

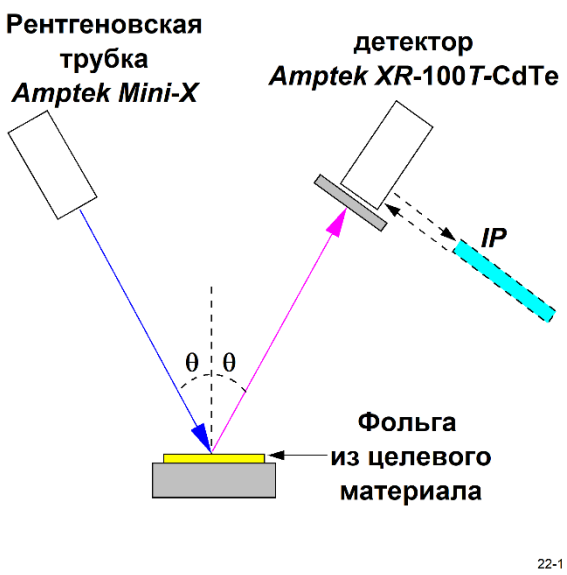
ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. **а** – Схема эксперимента по рентгеновской флуоресценции; **б** – спектры рентгеновского излучения, зарегистрированные детектором Amptek XR-100T-CdTe в процессе облучения фольг из различных целевых материалов в течении 300 с излучением трубки Amptek Mini-X, работавшей при ускоряющем напряжении U = 30 кВ, I = 30 мкА; **в** – фотография (вид сверху) экспериментальной сборки: *1* – Amptek Mini-X, *2* – Amptek XR-100T-CdTe, *3* – держатель IP и K_β-фильтра, *4* – целевая фольга на подложке; **г** – зависимость интегрального сигнала в линии K_α, зарегистрированного детектором Amptek XR-100T-CdTe, от времени экспозиции. Прямыми показаны результаты аппроксимации экспериментальных точек линейной функцией вида $Q(T) = qT$. Соответствующие значения коэффициента q приведены в табл. 1

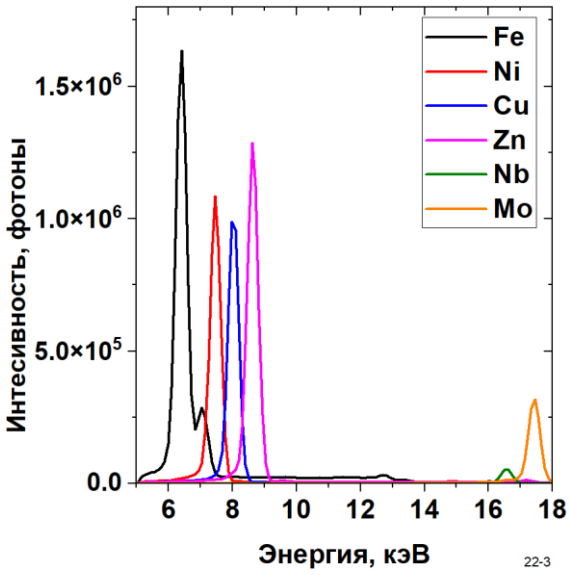
Рис. 2. **а** – Результат сканирования IP BAS-TR, экспонированной в течение 32 мин при облучении фольги из Zn; **б** – профиль сигнала вдоль оранжевой линии на рис. 2а

Рис. 3. Зависимость сигнала IP от времени задержки t между окончанием экспонирования и началом сканирования. Для всех точек время экспонирования составляло T = 7.5 мин. Показанный диапазон ошибок для экспериментальных точек соответствует относительной погрешности 10%. Красная кривая соответствует формуле (4) со значениями параметров, перечисленными в табл. 2

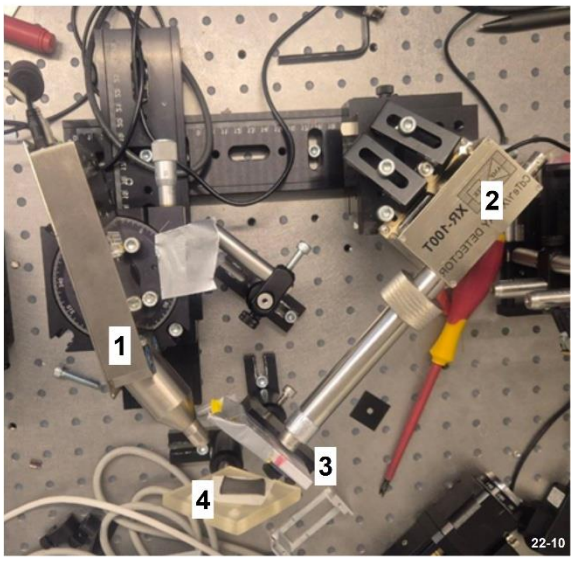
Рис. 4. Зависимость количества отсчетов на IP от времени экспозиции T при фиксированной задержке t=0.5 мин между окончанием экспонирования и началом сканирования для различных целевых фольг: **а** – Fe, **б** – Ni, **в** – Cu, **г** – Mo. Сплошными кривыми показаны результаты аппроксимации экспериментальных точек функцией (4): все параметры, кроме α, были фиксированы, значения q приведены в табл. 1, а C, τ_1 и τ_2 – в табл. 2; **д** – зависимость параметра α от энергии падающего фотона E_0


Рентгеновская
трубка
Amptek Mini-X
детектор
Amptek XR-100T-CdTe
IP
θ θ
Фольга
из целевого
материала
22-1

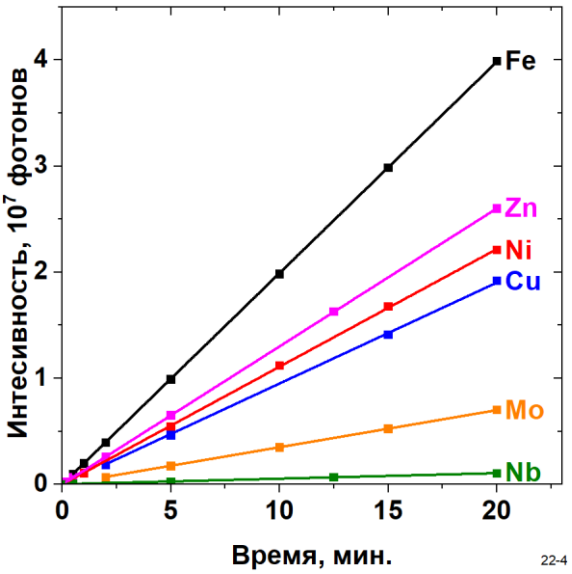
(а)


Fe
Ni
Cu
Zn
Nb
Mo
Интесивность, фотоны
1.5×10^6
1.0×10^6
5.0×10^5
0.0
6
8
10
12
14
16
18
Энергия, кэВ
22-3

(б)

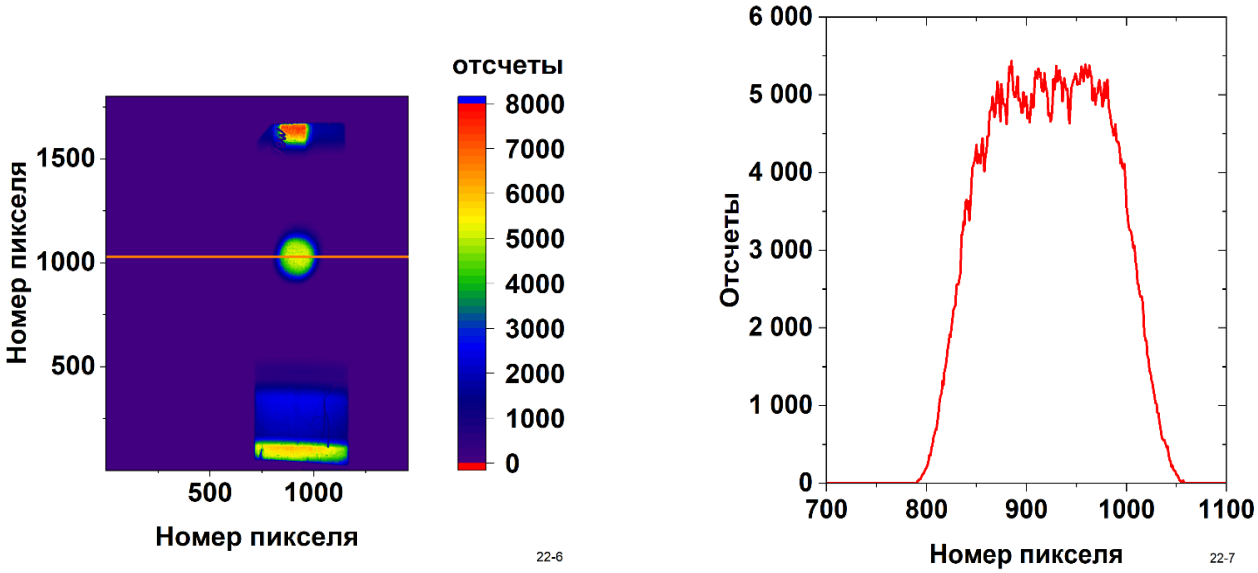

1
2
3
4
22-10

(в)


Fe
Zn
Ni
Cu
Mo
Nb
Интесивность, 10^7 фотонов
0
1
2
3
4
0
5
10
15
20
Время, мин.
22-4

(г)

Рис. 1.


отсчеты
8000
7000
6000
5000
4000
3000
2000
1000
0
Номер пикселя
1500
1000
500
500
1000
Номер пикселя
22-6
6 000
5 000
4 000
3 000
2 000
1 000
0
Отсчеты
700
800
900
1000
1100
Номер пикселя
22-7

(а) (б)

Рис. 2.

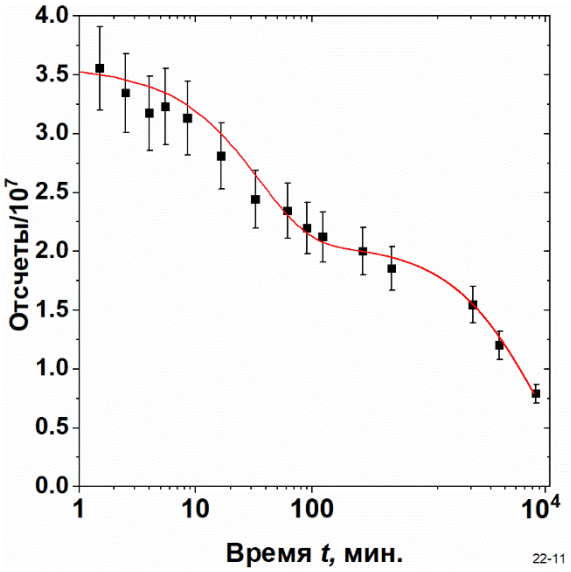

4.0
3.5
3.0
2.5
2.0
1.5
1.0
0.5
0.0
Отсчеты/10^7
1
10
100
10^4
Время t, мин.
22-11

Рис. 3.

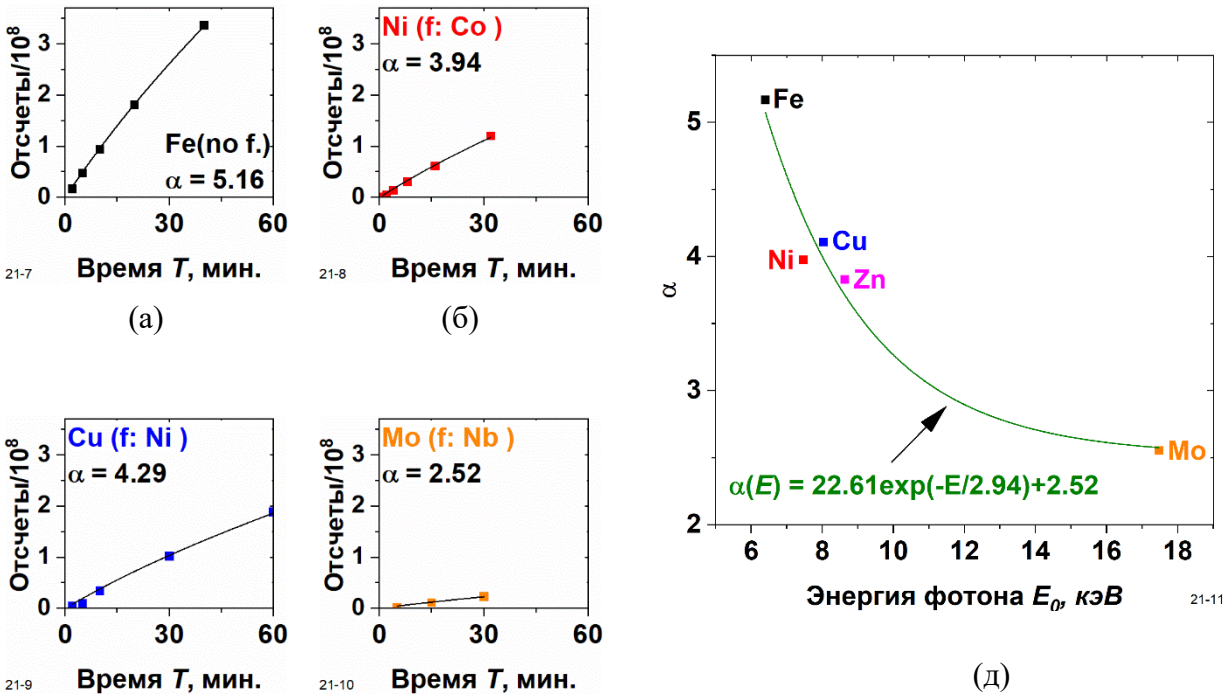

Отсчеты/10^8
Fe(no f.)
α = 5.16
Время T, мин.
21-7
(а)
Ni (f: Co)
α = 3.94
Время T, мин.
21-8
(б)
Cu (f: Ni)
α = 4.29
Время T, мин.
21-9
(в)
Mo (f: Nb)
α = 2.52
Время T, мин.
21-10
(г)
Fe
Ni
Cu
Zn
Mo
α(E) = 22.61exp(-E/2.94)+2.52
α
Энергия фотона E0, кэВ
21-11
(д)

Рис. 4.