

## ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ ИСТОЧНИКА ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

**А. Н. Субботин, К. Г. Плужян, В. И. Потанин, А. В. Калущкий, А. В. Баландин,  
Е. И. Валекжанина, А. А. Городнов, М. И. Иванов, А. Ю. Архипов**

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Описана процедура (предложен алгоритм и приведена расчетная модель) измерения распределения яркости источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5 с помощью полутеневой апертуры. Данный способ основан на возможности восстановления распределения яркости источника по распределению излучения в области полутени большого кругового коллиматора.

В работе приведена оценка влияния диаметра полутеневой апертуры на величину отношения сигнала к шуму в распределении яркости источника излучения.

Представлена параметрическая модель формирования рентгенограммы источника излучения. Параметрическая модель содержит априорную информацию о редакции измерений и распределении яркости источника излучения.

**Ключевые слова:** рентгенография, радиография, полутеневая апертура, источник рентгеновского излучения, функция рассеяния точки, параметрическая модель измерений, бетатрон.

**INTENSITY DISTRIBUTION MEASUREMENT FOR A SOURCE OF HARD X-RAYS / A. N. SUBBOTIN, K. G. PLUZYAN, V. I. POTAPIN, A. V. KALUTSKII, A. V. BALANDIN, V. I. VALEKZHANINA, A. A. GORODNOV, M. I. IVANOV, A. YU. ARKHIPOV** // The procedure of measuring brightness distribution of betatron MIB-7,5 hard X-ray source fulfilled with the aid of penumbral imaging technique is described (algorithm and calculated model are proposed). This method is based on the possibility of reconstructing brightness of a source of penetrating radiation encoded in a uniformly bright region surrounded by a penumbra of a large circular collimator (hedged region).

The estimation of influence of penumbral aperture diameter on the value of signal-noise ratio in the distribution of the source brightness is given in the paper.

The parametric model of the source X-ray pattern formation is presented. The parametric model involves a priori information on measurements setting and brightness distribution of the radiation source.

**Key words:** X-ray radiography, radiography, penumbral aperture, X-ray source, point spread function, parametric model of measurements, betatron.

### Введение

Исследование структуры различных объектов методами радиографии заключается в получении изображения путем регистрации их собственного или наведенного радиоактивного излучения, а также при просвечивании излучением от внешнего источника. Измере-

ние параметров источника проникающего излучения имеет важное практическое значение в радиографии. В частности, при рентгенографических измерениях пространственное распределение яркости источника оказывает влияние на размытие деталей на детекторе. Учет этого размытия при математической обработке рентгенограммы позволяет различать

детали просвечиваемых объектов, имеющие малый, по сравнению с самим объектом, характерный размер.

Для регистрации изображения источника проникающего излучения можно использовать «pinhole»-камеру или полутеневую апертуру. «Pinhole»-камерой будем называть коллиматор, диаметр отверстия которого много меньше характерного размера источника излучения. При исследовании источника с большой энергией излучения необходимая толщина коллиматора становится много больше диаметра его отверстия. Это приводит к сложностям при изготовлении и юстировке. Также использование «pinhole»-камеры затруднительно при регистрации источников с низким выходом по причине большой статистической погрешности.

Полутеневой апертурой будем называть коллиматор, диаметр отверстия которого много больше характерного размера источника излучения. Зарегистрированное на детекторе изображение состоит из области сплошной засветки, окруженной полутенью. Информация о распределении яркости источника излучения находится в области полутени.

Для восстановления информации из полутени используют методы линейной деконволюции, различные регуляризирующие алгоритмы [1]. Данные способы чувствительны к уровню шума в регистрируемом изображе-

нии, применимы при условии соблюдения изопланарности (пространственной инвариантности) функции рассеяния точки (ФРТ) апертуры и представляют собой решение некорректной обратной задачи [2].

В данной работе представлены результаты измерения распределения яркости источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5. Изображение источника зарегистрировано с помощью полутеневой апертуры. Составлена расчетная параметрическая модель, основанная на априорной информации о редакции измерений и распределении яркости источника излучения. Использование параметрической модели сводит решение некорректной обратной задачи восстановления к решению задачи минимизации функционала методом наименьших квадратов.

### Математическая модель формирования изображения источника излучения

На рис. 1 представлена принципиальная схема формирования изображения источника излучения с помощью полутеневой апертуры (полагаем, что коллиматор представляет собой абсолютно черное тело).

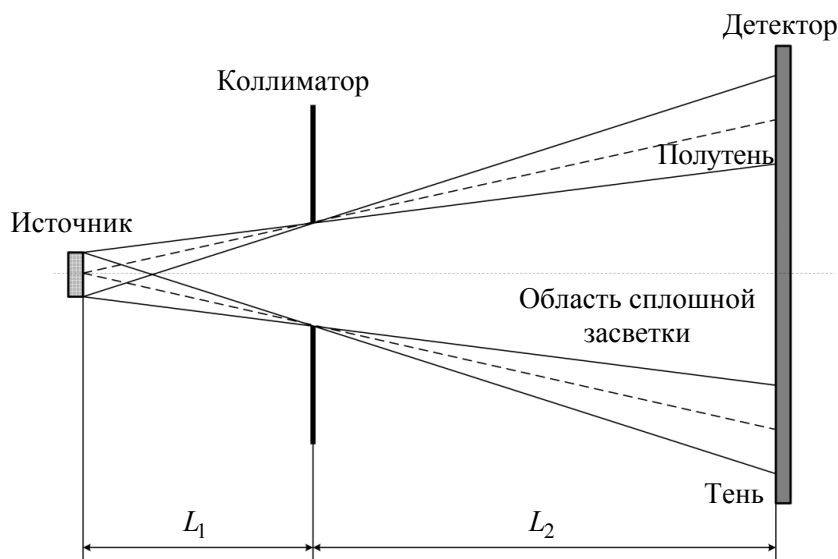


Рис. 1. Принципиальная схема формирования изображения источника излучения с применением полутеневой апертуры

Зарегистрированное на детекторе изображение состоит из области сплошной засветки, окруженной полутенью. Информация о распределении яркости источника излучения находится в области полутени. Изображение на детекторе описывается выражением

$$P(r) = \int A(r; r') O(r') dr' + N(r), \quad (1)$$

где  $P(r)$  – изображение, полученное на детекторе,  $A(r)$  – ФРТ полутеневой апертуры,  $O(r)$  – распределение яркости источника излучения,  $N(r)$  – шум на изображении [3].

Если выполняется условие изопланарности ФРТ апертуры, выражение (1) может быть сведено к интегралу свертки вида

$$P(r) = \int A(r-r') O(r') dr' + N(r) = A * O + N, \quad (2)$$

где \* обозначает операцию свертки двух функций [1].

При известных  $P(r)$  и  $A(r)$  решение (2) относительно  $O(r)$  является некорректной обратной задачей. Задачу можно свести к оптимизации параметрической модели, описывающей формирование изображения источника на детекторе. В этом случае некорректная задача восстановления сводится к задаче оптимизации. Параметрическое описание с привлечением априорной информации о распределении яркости источника и размытии детек-

тором позволяет существенно ограничить класс функций, являющихся решением задачи восстановления [4]. Параметрическая модель, описывающая формирование изображения источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона (без учета шума), может быть представлена [5] в форме

$$P = A * O * D, \quad (3)$$

где  $P$  – детектируемое изображение,  $A$  – ФРТ апертуры,  $O$  – распределение яркости источника излучения,  $D$  – ФРТ детектора.

Выражение (3) справедливо, если выполняется условие изопланарности (пространственной инвариантности) – отсутствует зависимость ФРТ коллиматора от характеристик источника. Предположение об изопланарности ФРТ коллиматора полутеневой апертуры, использованного для регистрации изображения источника бетатрона МИБ-7,5 при соответствующей редакции измерений, проверено с помощью моделирования методом Монте-Карло в программе С-007 [6].

Проведено 2 расчета при условиях:

- точечный источник расположен на оси коллиматора в плоскости источника бетатрона;
- точечный источник смещен на 3 мм относительно оси коллиматора в плоскости источника бетатрона.

На рис. 2 представлены результаты расчета ФРТ коллиматора полутеневой апертуры.

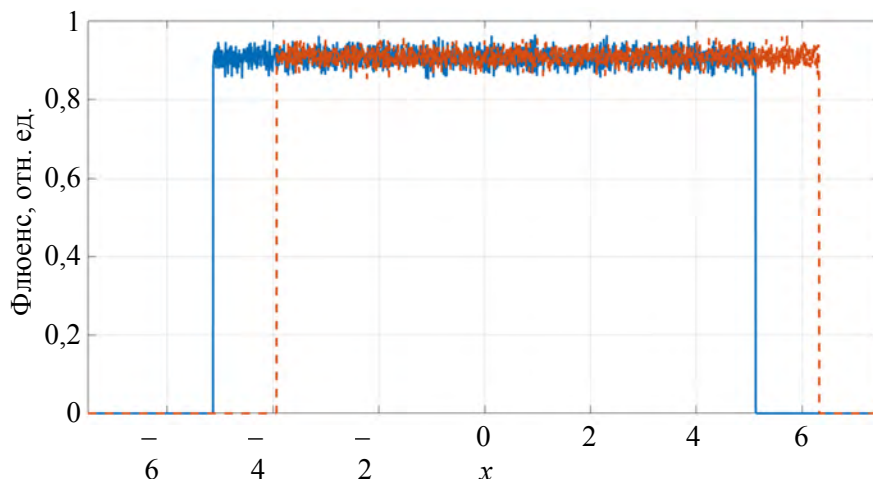


Рис. 2. ФРТ коллиматора полутеневой апертуры, рассчитанная методом Монте-Карло (горизонтальное сечение): — источник на оси; - - - источник смещен параллельно плоскости детектора на 3 мм

Как видно из рис. 2, при малых смещениях источника относительно оси коллиматора выполняется условие изопланарности ФРТ полутеневой апертуры – форма ФРТ не претерпевает изменений, происходит линейное пространственное смещение.

Источник излучения в бетатроне формируется при бомбардировке электронным пучком танталовой мишени. На рис. 3 представлена принципиальная схема формирования тормозного излучения на мишени бетатрона.

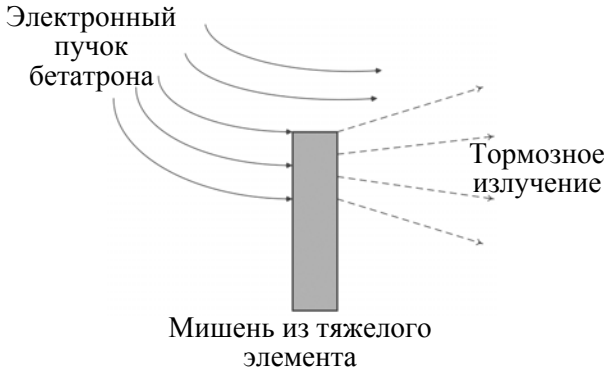


Рис. 3. Принципиальная схема формирования тормозного излучения на мишени бетатрона

Для параметрического описания распределения яркости источника введены следующие предположения:

- электроны падают на мишень бетатрона нормально;
- распределение плотности электронного пучка бетатрона по радиусу описывается распределением Гаусса;
- распределение яркости на мишени бетатрона пропорционально плотности электронного пучка, падающего на него.

Распределение яркости источника в плоскости детектора может быть представлено в форме

$$O = \begin{cases} C_0 \exp \left[ -\frac{\left( \frac{L_2}{L_1} (x_0 - dx_0) \right)^2 + \left( \frac{L_2}{L_1} (y_0 - dy_0) \right)^2}{2\xi^2} \right], & 0, |x_0| > W, |y_0| > H \\ |x_0| \leq W, |y_0| \leq H, & \end{cases} \quad (4)$$

где  $C_0$  – коэффициент нормировки,  $(x_0, y_0)$  – координаты точки в плоскости источника,  $(dx_0, dy_0)$  – параметры, определяющие смещение максимальной яркости источника относительно его геометрического центра (оси коллиматора),  $\xi$  – параметр, характеризующий распределение (4),  $L_1$  – расстояние от источника до коллиматора полутеневой апертуры,  $L_2$  – расстояние от коллиматора полутеневой апертуры до детектора,  $W$  – ширина мишени бетатрона,  $H$  – высота мишени бетатрона.

Исходя из результатов расчета методом Монте-Карло (см. рис. 2), ФРТ полутеневой апертуры в плоскости детектора может быть представлена в форме

$$A = \begin{cases} 1, \sqrt{x_d^2 + y_d^2} \leq \frac{L_1 + L_2}{L_1} R, \\ 0, \sqrt{x_d^2 + y_d^2} > \frac{L_1 + L_2}{L_1} R, \end{cases} \quad (5)$$

где  $(x_d, y_d)$  – координаты точки в плоскости детектора,  $R$  – радиус коллиматора.

Согласно [7], ФРТ детектора может быть описана выражением

$$D = C_d \exp \left( -\frac{\sqrt{x_d^2 + y_d^2}}{s} \right), \quad (6)$$

где  $s$  – размерный параметр,  $C_d$  – коэффициент нормировки.

Исходя из выражения (3), при известном из эксперимента  $P$ , задача сводится к виду

$$Q = \sum_i \frac{[P_i - P_i^{\text{эксп}}]^2}{\sigma_i^2} \rightarrow \min, \quad (7)$$

где  $P_i^{\text{эксп}}$  – экспериментальные значения,  $\sigma_i$  – среднеквадратичное отклонение погрешности измерений.

В предположении равноточности измерений (оценка ошибки будет несколько завышена) выражение (7) упрощается,

$$Q = \frac{1}{\sigma^2} \sum_i [P_i - P_i^{\text{эксп}}]^2 \rightarrow \min. \quad (8)$$

Ковариационная матрица ошибки измерений (с учетом допущения о равноточности измерений) будет выражаться как

$$K_{err} = [J^T J]^{-1} G, \quad (9)$$

где  $J$  – якобиан выражения (9) в матричной форме,  $G$  – квадратная матрица с элементами на диагонали, равными  $1/\sigma^2$ .

### Оценка влияния диаметра коллиматора на отношение сигнала к шуму в восстановленном распределении

Пусть шум в регистрируемом изображении является белым. Природа шума произвольная. В частотной области изображение источника будет представлено в виде

$$F(P) = F(A) * F(O) + F(N), \quad (10)$$

где  $F$  – Фурье-образ,  $O$  – распределение яркости источника,  $A$  – ФРТ коллиматора, определяемая выражением (5),  $N$  – белый шум [8].

Тогда, для восстановления распределения яркости источника достаточно выполнить следующее преобразование

$$O' = F^{-1} \left( \frac{F(A) * F(O) + F(N)}{F(A)} \right), \quad (11)$$

где  $F^{-1}$  – оператор обратного преобразования Фурье [1, 8].

Рассмотрим 2 случая.

*Случай 1.* Пусть мы ничего не знаем о распределении яркости источника и природе шума – полное отсутствие априорной информации об измерениях. Тогда, в силу свойств преобразования (11), отношение сигнала к шуму

в восстановленном распределении будет падать. Скорость падения отношения сигнала к шуму в восстановленном изображении зависит от того, учитываем ли мы вклад области сплошной засветки (см. рис. 1), которая не содержит полезной информации о сигнале, или не учитываем. Зависимость отношения сигнала к шуму в восстановленном распределении яркости источника от радиуса отверстия коллиматора представлена на рис. 4.

Таким образом, прямое решение задачи приводит к уменьшению величины отношения сигнала к шуму в восстанавливаемом распределении. Чтобы ограничить рост шумов и их влияние на результат восстановления обычно применяют различные фильтры, например фильтр Винера [2].

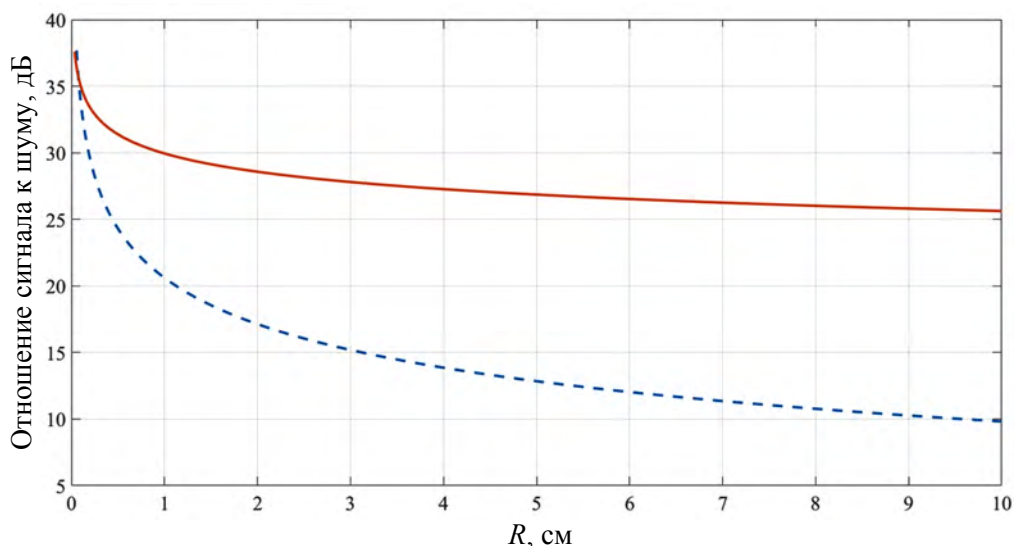


Рис. 4. Зависимость отношения сигнала к шуму в восстановленном распределении яркости источника при отсутствии априорной информации о форме данного распределения и произвольной природе шума: — с учетом области сплошной засветки; — без учета области сплошной засветки

*Случай 2.* Пусть шум в регистрируемом изображении является белым шумом с дисперсией, равной количеству частиц, попавших на детектор, – статистический шум. Тогда число частиц, регистрируемых в данном пикселе изображения для коллиматора с большим диаметром отверстия можно оценить как

$$n_p \approx \varepsilon \frac{N n_f^2 \Delta^2}{4\pi L^2} = \bar{f} n_f^2, \quad (12)$$

где  $N$  – выход частиц со сколь угодно малой площадки источника,  $\varepsilon$  – эффективность регистратора,  $L$  – расстояние от источника до детектора,  $\Delta$  – размер пикселя детектора,  $\bar{f}$  – количество частиц, выходящих со сколь угодно малой площадки источника и взаимодействующих с пикселем регистратора,  $n_f$  – размер изображения источника на детекторе.

Спектр шума в восстановленном изображении можно оценить как

$$N_{rec}(\nu) \sim \frac{N(\nu)}{h^2(\nu)} = \frac{n_p}{h^2(\nu)}, \quad (13)$$

где  $N(\nu)$  – спектр шума в регистрируемом изображении,  $h(\nu)$  – огибающая ФРТ коллиматора в области пространственных частот. Отметим, что выражение (13) несколько упрощает действительность, но для принципиальной оценки данный подход приемлем.

Исходя из вышеприведенных оценок, дисперсия шума в пикселе восстановленного изображения будет уменьшаться пропорционально увеличению диаметра отверстия, если природа шума является статистической. Этот же вывод неизбежно следует из факта увеличения области полутени с ростом диаметра коллиматора.

Таким образом, можно утверждать, что применение коллиматоров с большим радиусом отверстия целесообразно. В тех случаях, когда мы можем явным образом наложить ограничения на форму распределения яркости источника в виде параметрического описания этого распределения и/или ограничить область интересов на изображении источника, отсекая тем самым лишний шум при восста-

новлении, мы можем применять коллиматор с большим радиусом отверстия [2, 9].

## Регистрация изображения источника

Измерения яркости источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5 были произведены с помощью коллиматора полутеневого апертуры. В табл. 1 приведены паспортные характеристики бетатрона [10].

Таблица 1

*Паспортные характеристики бетатрона МИБ-7,5*

Максимальная энергия ускорения электронов, МэВ	7,5
Мощность экспозиционной дозы на расстоянии 1 м, сГр/мин	5
Рабочая частота, Гц	200
Потребляемая мощность, кВт	3,0
Размер фокусного пятна, см	0,025×0,3
Максимальная толщина контроля стали, см	30

Размеры фокусного пятна, приведенные в табл. 1, получены разработчиками бетатрона и приведены в паспорте на установку. В [11] приведена схема определения размеров фокусного пятна на мишени бетатрона.

В данной работе для целей регистрации распределения яркости источника был использован коллиматор полутеневого апертуры с диаметром отверстия 2 см.

## Конструкция полутеневого апертуры

На рис. 5 представлена принципиальная конструкция коллиматора полутеневого апертуры.

Для ослабления пучка был разработан коллиматор, представляющий собой свинцовый цилиндр с отверстием в форме конуса с малым углом раствора. Форма отверстия коллиматора соответствует телесному углу распространения пучка излучения. Источник располагается в вершине поверхности конуса, образующего профиль отверстия. Плечи  $L_1$

и  $L_2$  равны 112,7 см и 450,8 см соответственно (см. рис. 1).

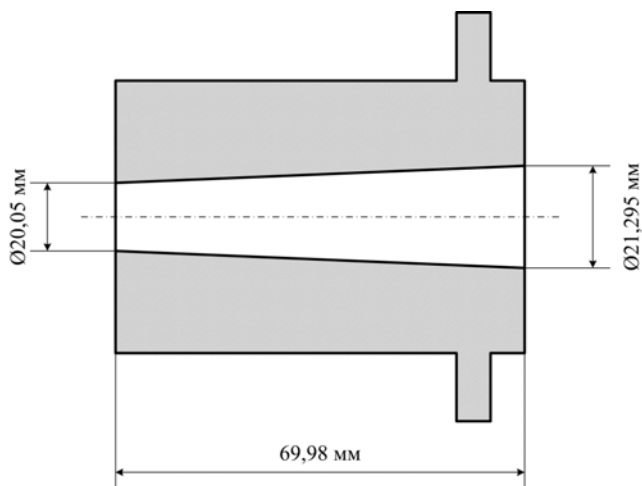


Рис. 5. Принципиальная конструкция коллиматора полутеневого апертуры

### Результаты измерений

В результате решения задачи минимизации функционала (7) были определены параметры распределения яркости излучающей области бетатрона МИБ-7,5. На рис. 6 представлены экспериментально полученное изображение, центральные сечения (горизонталь-

ное и вертикальное) экспериментального и расчетного изображения источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5. Регистрация производилась на АСД-экран с разрешением 508 пикс./дюйм.

На рис. 7 представлено распределение интенсивности источника жесткого рентгеновского излучения, полученное в ходе расчетов.

В табл. 2 приведены значения параметров модели, описывающей распределение яркости источника бетатрона, значение параметра из выражения (6) и среднеквадратической ошибки (MSE).

Погрешности параметров получены из диагональных элементов ковариационной матрицы, определяемой выражением (9).

Для наглядности введем понятие эффективного размера фокусного пятна источника рентгеновского излучения. Эффективным размером фокусного пятна бетатрона будем называть размер, определяемый на половине высоты распределения яркости источника [11].

Эффективный размер фокусного пятна бетатрона МИБ-7,5 по результатам измерений составил 0,015 см вдоль оси  $y$  и 0,243 см вдоль оси  $x$  (см. рис. 7).

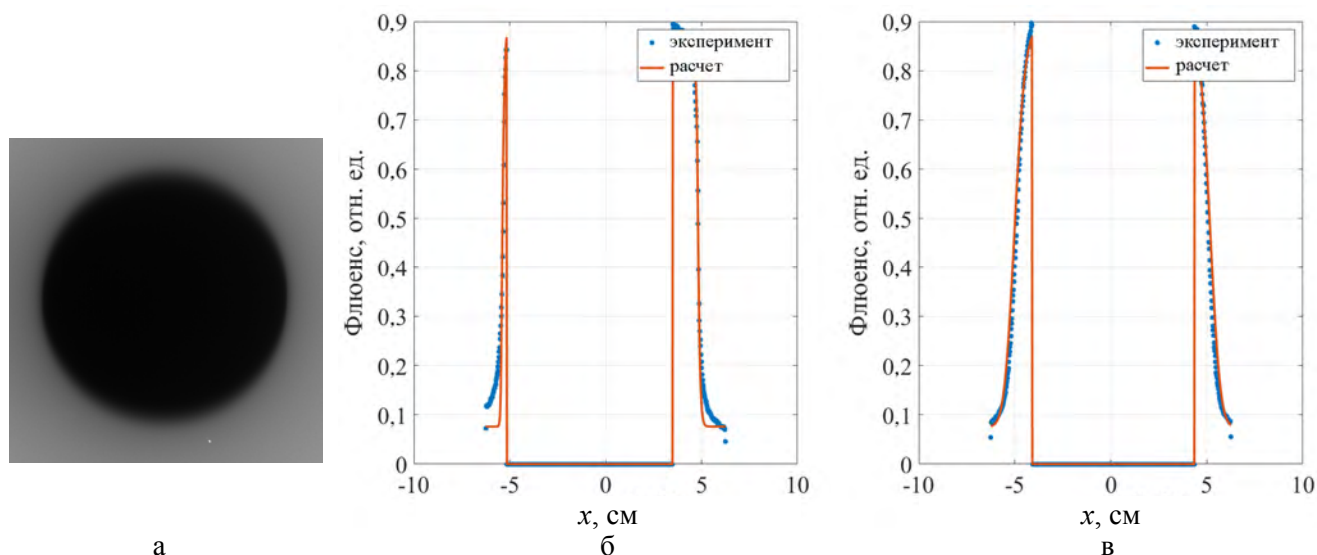


Рис. 6. Экспериментальное (а) изображение, горизонтальное (б) и вертикальное (в) сечения изображения источника бетатрона МИБ-7,5 (из сечений удалена область сплошной засветки)

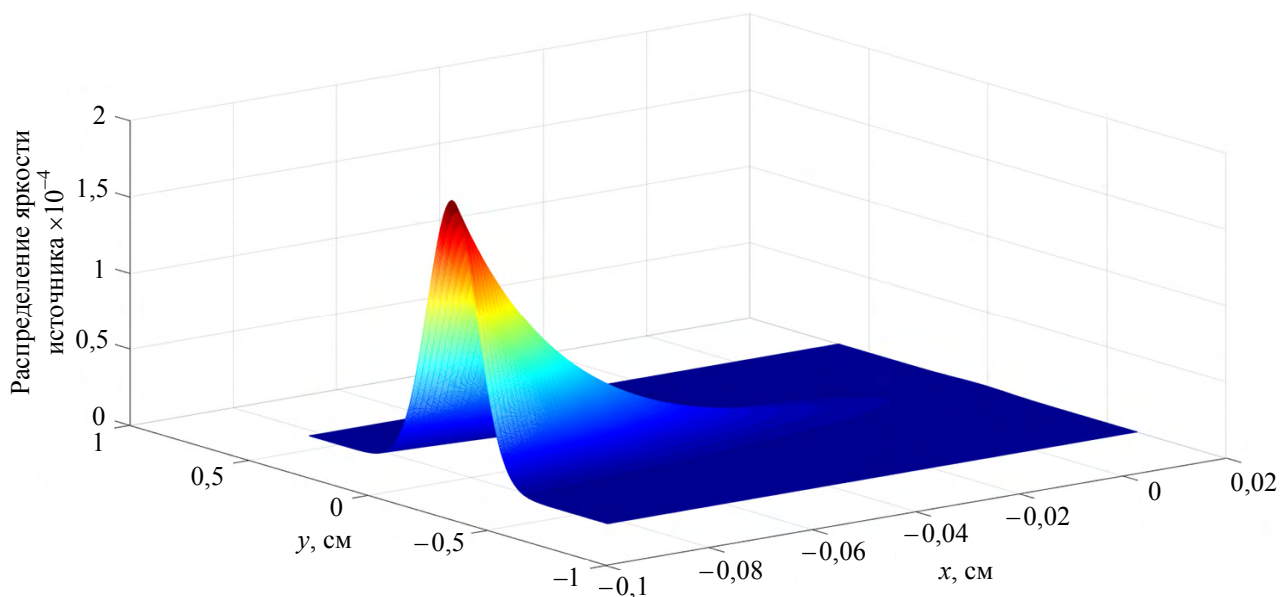


Рис. 7. Распределение яркости источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5, рассчитанное на основе обработки результатов, полученных с помощью полутеневой апертуры

Таблица 2

*Рассчитанные параметры модели*

$\xi$ , см	$dx_0$ , см	$dy_0$ , см	$s$ , см	MSE
$0,10323 \pm 0,00341$	$-0,57286 \pm 0,05698$	$0,02455 \pm 0,01996$	$0,03015 \pm 0,00277$	$8,3038 \cdot 10^{-4}$

### Заключение

Проведены измерения пространственного распределения яркости источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5 с помощью полутеневой апертуры. Для повышения точности измерений на основе анализа физических процессов формирования тормозного излучения в мишени получено аналитическое выражение распределения яркости источника. Такое представление позволяет некорректную задачу восстановления распределения яркости источника из экспериментальной рентгенограммы заменить задачей оптимизации свободных параметров аналитической модели.

В работе приведена оценка влияния диаметра полутеневой апертуры на величину отношения сигнала к шуму в восстановленном распределении яркости источника излучения. Показано, что с ростом диаметра отверстия коллиматора влияние статистической погреш-

ности на восстанавливаемые характеристики источника уменьшается.

В результате измерений получены эффективные размеры источника и функция распределения яркости. Эффективный размер фокусного пятна бетатрона МИБ-7,5 составил 0,015 см по горизонтали и 0,243 см по вертикали.

Авторы выражают благодарность сотруднику ИЯРФ РФЯЦ-ВНИИЭФ Александру Леонидовичу Мозговому за оказанную помощь в работе.

### Список литературы

1. Barrett H. H., Swindell W. Radiological Imaging. – New York: Academic Press, 1981.
2. Rosenfeld A., Kak A. C. Digital Picture Processing. – New York: Academic Press, 1982, 2<sup>nd</sup> ed.



3. Yen-Wei Chen, Zensho Nakao, Kouichi Arakaki. Generic Algorithms Applied to Neutron Penumbra Imaging // *Optical Review*, 1997. Vol. 4, No. 1B, p. 209–215.

4. Васин В. В., Агеев А. Л. Некорректные задачи с априорной информацией. – Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. 264 с.

5. Yi Wang, Qin Li et al. Experimental comparison of various techniques for spot size measurement of high-energy x-ray source // *Chinese Physics*. 2011. С 485, p. 254–261.

6. Житник А. К., Донской Е. Н., Огнев С. П. и др. Методика С-007 решения методом Монте-Карло связанных линейных уравнений переноса нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, 2011, вып. 1, с. 17–24.

7. Фризер Х. Фотографическая регистрация информации / Пер. с нем. – М.: Мир, 1978. 671 с.

8. Weixin Qian et al. A new nonlinear reconstruction method based on total variation regularization of neutron penumbra imaging // *Review of Scientific Instruments*. 2011, 82, 093504.

9. Disdier L. et al. High-resolution neutron imaging of laser imploded DT targets // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. 2002, A 489, p. 496–502.

10. Москалев В. А., Чехлов В. Л. Бетатроны: Монография. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2009. 267 с.

11. Бельтяев Ю. Н., Гейзер А. А., Отрубянников Ю. А. и др. Разработка малогабаритных бетатронов с повышенными удельными характеристиками // *Труды V Международного коллоквиума по бетатронам*. – Бухарест, 1973.

Контактная информация –

Плузян Карлен Гагикович,  
младший научный сотрудник ИЯРФ,  
РФЯЦ-ВНИИЭФ  
e-mail: [otd4@expd.vniief.ru](mailto:otd4@expd.vniief.ru)

Статья поступила в редакцию 03.07.2017.

*Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика ядерных реакторов*, 2017, вып. 4, с. 129–137.