

# ИЗМЕРЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯРКОСТИ ИСТОЧНИКА ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*К. Г. Плужан, А. Н. Субботин, В. И. Потапин, 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.

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.

## 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. Измерение 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 изображении, применимы при условии соблюдения изопланарности (пространственной инвариантности) функции рассеяния точки (ФРТ) апертуры и представляет 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).

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 [3]:

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

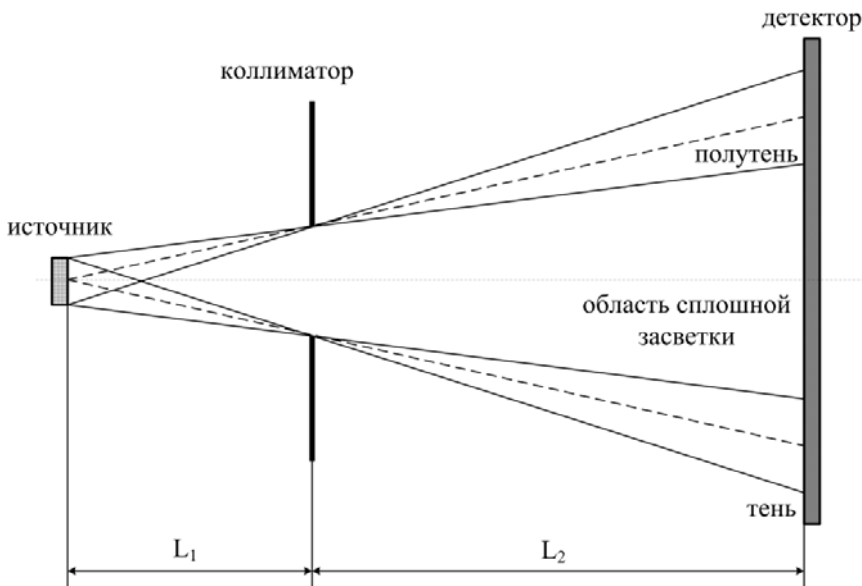


Рис. 1. Принципиальная схема формирования изображения источника излучения с применением полутеневой апертуры

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

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

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

где  $*$  обозначает операцию свертки двух функций.

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 детектором 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 в форме [5]:

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

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

Выражение (3) справедливо, если выполняется условие изопланарности (пространственной инвариантности) – отсутствие зависимости ФРТ коллиматора от характеристик источника. Предположение об изопланарности ФРТ коллиматора полутеневой апертуры, использованного для регистрации изобра-

жения источника бетатрона МИБ-7,5 при соответствующей редакции измерений, проверено с помощью моделирования методом Монте-Карло в программе С-007 [6].

Проведено 2 расчета:

- точечный источник, расположенный на оси коллиматора в плоскости источника бетатрона;
- точечный источник, смещенный на 3 мм относительно оси коллиматора в плоскости источника бетатрона.

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

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.

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:

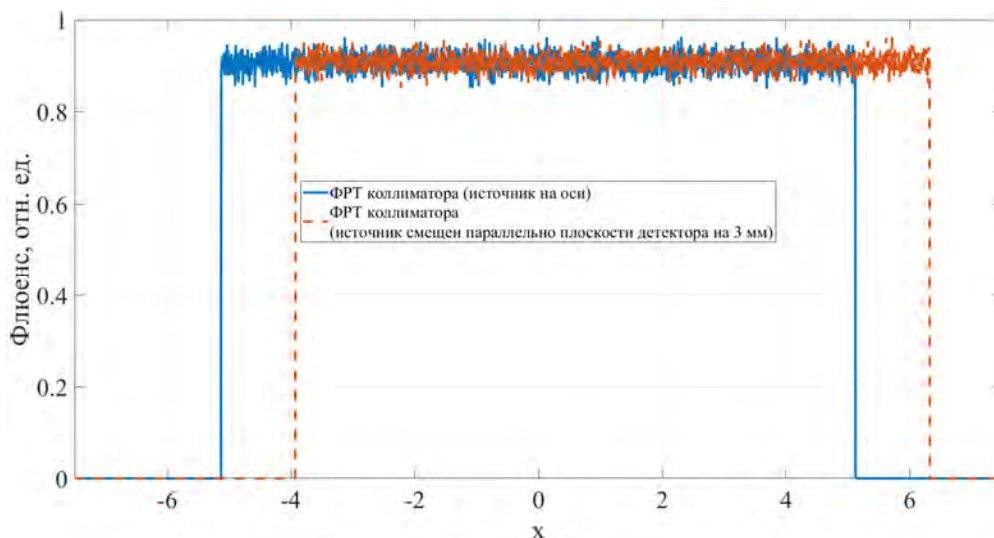


Рис. 2. ФРТ коллиматора полутеневой апертуры, рассчитанное методом Монте-Карло (горизонтальное сечение)

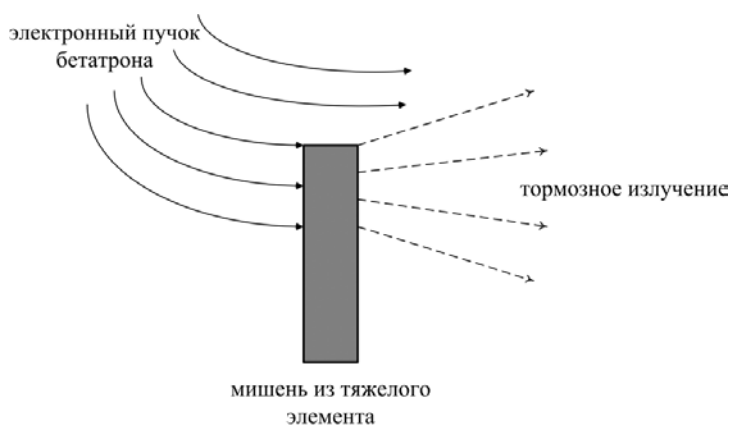


Рис. 3. Принципиальная схема формирования тормозного излучения на мишени бетатрона

$$O = \begin{cases} C_o \cdot \exp \left[ - \frac{\left( \frac{L_2}{L_1} \cdot (x_o - dx_o) \right)^2 + \left( \frac{L_2}{L_1} \cdot (y_o - dy_o) \right)^2}{2\xi^2} \right], & |x_o| \leq W, |y_o| \leq H, \\ 0, & |x_o| > W, |y_o| > H \end{cases} \quad (4)$$

где  $C_o$  – коэффициент нормировки,  $x_o, y_o$  – координаты точки в плоскости источника,  $dx_o, dy_o$  – 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:

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

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

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

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

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:

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

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

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

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

### Регистрация изображения источника

Измерения яркости источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5 были произведены с помощью коллиматора полутеневой апертуры. В табл. 1 приведены паспортные характеристики бетатрона [8].

Таблица 1

Паспортные характеристики бетатрона МИБ-7,5

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

Значения размеров фокусного пятна, приведенные в табл. 1, получены разработчиками бетатрона и приведены в паспорте на установку. В [9] приведена схема определения размеров фокусного пятна на мишени бетатрона.

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

### Конструкция коллиматора полутеневой апертуры

На рис. 4 представлена принципиальная конструкция коллиматора полутеневой апертуры.

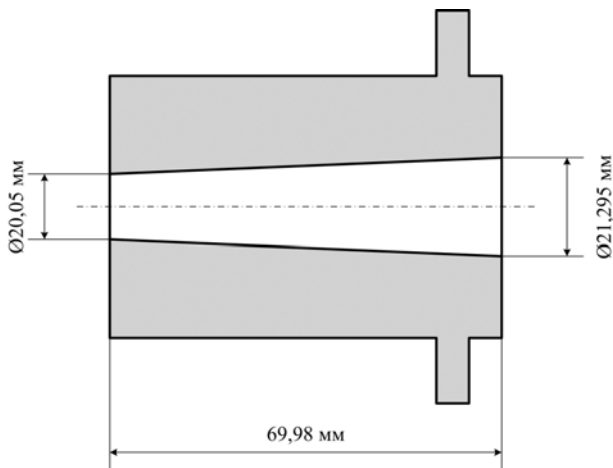


Рис. 4. Принципиальная конструкция коллиматора полутеневой апертуры

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).

### Результаты измерений

В результате решения задачи минимизации функционала (7) были определены параметры распределения яркости излучающей области бетатрона МИБ-7,5.

Регистрация производилась на ADC-экран с разрешением 508 пикс./дюйм.

На рис. 5 представлено экспериментально полученное изображение источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5.

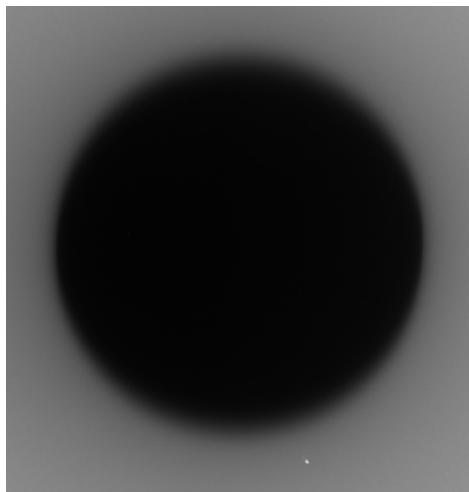


Рис. 5. Экспериментально полученное изображение источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5

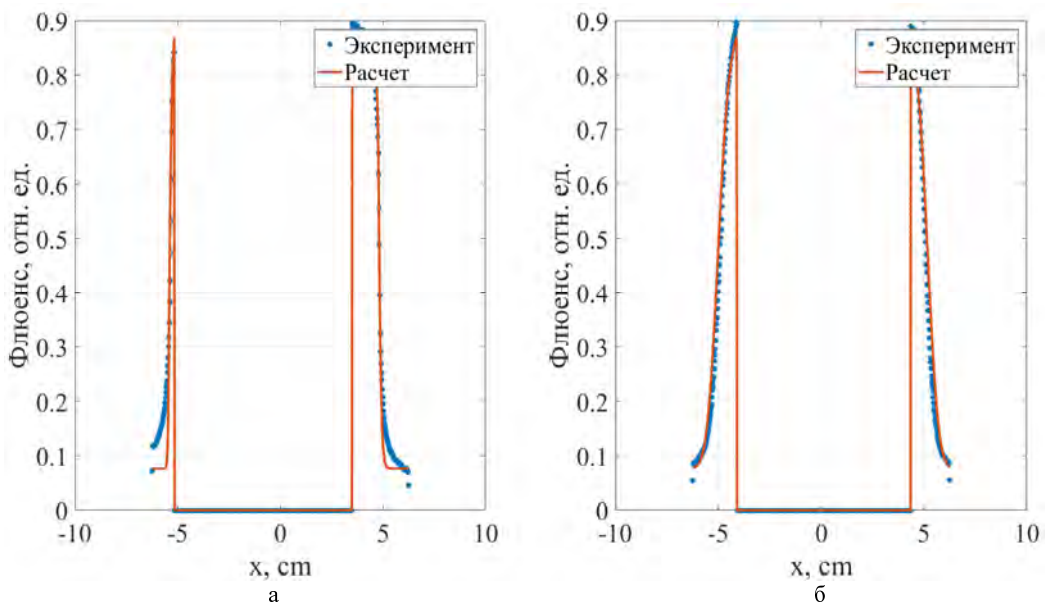


Рис. 6. Графики центрального сечения экспериментально полученного и расчетного изображений источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5: а – горизонтальное сечение, б – вертикальное сечение

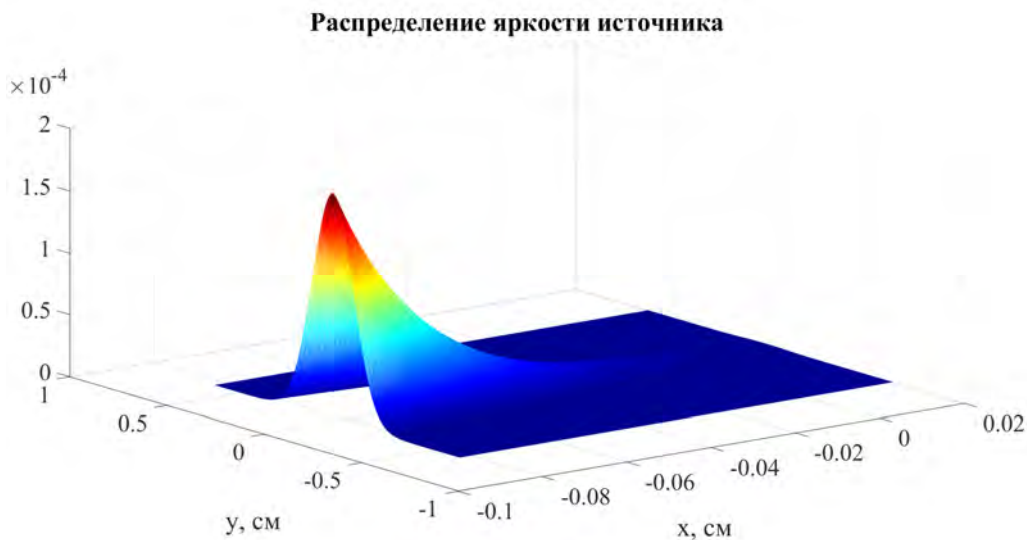


Рис. 7. Распределение яркости источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5, рассчитанное на основе обработки результатов, полученных с помощью полутеневой апертуры

Таблица 2

Расчетные параметры модели

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

На рис. 6 представлены графики центрального сечения (горизонтального, рис. 6а, и вертикального, рис. 6б) экспериментально полученного и расчетного изображений источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5. В сечениях удалена область сплошной засветки.

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

В табл. 2 приведены расчетные значения параметров модели, описывающей распределение яркости источника бетатрона:  $\zeta$  – характеризующее распределение яркости (4);  $dx_0$  и  $dy_0$  – определяющих

смещение максимальной яркости источника относительно его геометрического центра (оси коллиматора); размерного параметра  $\lambda$  из выражений (4) и (6) и значение 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 [9].

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).

### Заключение

Проведены измерения распределения яркости источника жесткого рентгеновского излучения бетатрона МИБ-7,5 с помощью коллиматора полутеневого 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 результате измерений получены эффективный размер источника и функция распределения яркости. Эффективный размер фокусного пятна бетатрона МИБ-7,5: 0,015 см по горизонтали и 0,243 см по вертикали.

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

### Литература

1. Barrett H. H. and Swindell W. Radiological Imaging. New York: Academic Press, 1981.
2. Rosenfeld and A.C. Kak: Digital Picture Processing. New York: Academic Press, 1982. 2<sup>nd</sup>ed.
3. Yen-Wei Chen, Zensho Nakao and Kouichi Arakaki. Generic Algorithms Applied to Neutron Penumbra Imaging. Optical Review, 1997. No. 1B. Vol. 4, 209–215.
4. Васин В. В., Агеев А. Л. Некорректные задачи с априорной информацией. Екатеринбург: УИФ «Наука», 1993. С. 264.
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, 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 немец. / М.: Мир, 1978. С. 671.
8. Москалев В. А., Чехлов В. Л. Бетатроны: монография. Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2009. С. 267.
9. Бельтяев Ю. Н., Гейзер А. А., Отрубянников Ю. А. и др. Разработка малогабаритных бетатронов с повышенными удельными характеристиками: Труды V Международного colloквиума по бетатронам. Бухарест, 1973.