07;12

Метод учета параллакса и коррекции координаты для пучков γ-квантов при работе со счетчиками на основе тонкопленочных дрейфовых трубок

© С.П. Лобастов, В.М. Лысан,[1] В.Д. Пешехонов,[2] В.И. Смиричинский

Объединенный институт ядерных исследований,
141980 Дубна, Московская область, Россия
E-mail: lyssan@sunse.jinr.ru

(Поступило в Редакцию 1 июня 1999 г.)

Для задач, подобных задачам рентгеноструктурного анализа, связанных с малоугловыми рассеяниями, предложена модель, определяющая угол и уточняющая координату входящего тонкого пучка γ-квантов при работе с детекторами на основе тонкопленочных дрейфовых трубок с катодным считыванием информации.

Введение

При проведении исследований, связанных с определением координат нейтральных частиц в газонаполненных детекторах на основе тонкопленочных дрейфовых трубок, возникает общеизвестная проблема, связанная с параллаксом. Если поток частиц проходит в плоскости, не ортогональной анодной проволоке, пространственные характеристики подобных детекторов ухудшаются в сравнении с нормальным случаем. В [1] показана возможность учета ошибки, которую дает параллакс, с целью улучшения пространственного разрешения детектора при условии, что распределение координаты от пучка γ-квантов в детекторе описывается функцией Гаусса.

Данная работа посвящена экспериментальной проверке и дальнейшему развитию метода коррекции параллакса при работе с одномерным позиционно-чувствительным детектором на основе тонкопленочных дрейфовых трубок с катодным считыванием информации [2,3].

Условия эксперимента

Для исследований был изготовлен специальный коллиматор (рис. 1) с ортогональной щелью *3* (толщиной $d = 40\,\mu$m) и косой щелью *4* (тощиной $d = 80\,\mu$m). Детектор [2] продувался газовой смесью Ar/CH_4 (80/20) или Xe/CH_4 (80/20) при нормальном давлении. Источник ^{55}Fe облучал детектор через щели *3* и *4* одновременно. Коллиматор можно было перемещать вверх–вниз на расстояние до 1 mm с точностью лучше 20 μm. Ортогональность пучка γ-квантов считалась достаточно обеспеченной, если при смещении коллиматора вверх–вниз координата пика от щели *3* оставалась неизменной в пределах точности, определяемой пространственным разрешением детектора.

На рис. 2 приведены полученные типичные координатные распределения от двух щелей для аргоновой и ксеноновой смесей соответственно. Очевидно, что интерес представляет главным образом газовая смесь с большим коэффициентом поглощения. В этом случае существует возможность разделения двух или более близлежащих пиков от тонких пучков γ-квантов, не ортогональных анодной проволоке. Подобная задача, например, возникает при проведении структурных исследований, связанных с малоугловыми рассеяниями, и в этой ситуации предпочтительнее работать с газовой смесью на основе ксенона при избыточном давлении.

Математическая обработка данных

1. Модель. Из экспериментальных данных (рис. 2, *a, b*) видно, что в линейных координатах распределение от проходящего тонкого пучка γ-квантов для больших углов отклонения от нормали уширенной и смещенной функцией Гаусса не является. Для обработки подобных экспериментальных данных в отличие от работы [1] сделано предположение, что координата от каждого поглощенного γ-кванта в счетчике распределена нормально, притом σ этого распределения есть пространственное разрешение

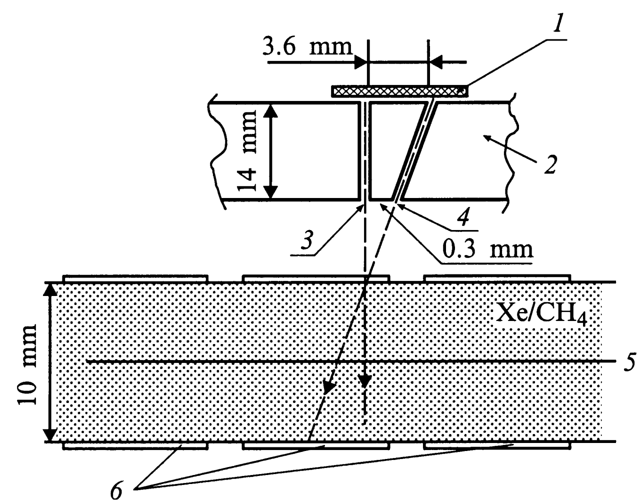

Рис. 1. Схема эксперимента: *1* — источник ^{55}Fe; *2* — коллиматор; *3, 4* — щели; *5* — анод; *6* — стрипы.

детектора. Предполагается также, что σ для каждого единичного события является величиной постоянной, не зависящей от пройденного пути дрейфа первичного электронного облака ионизации к анодной проволоке.

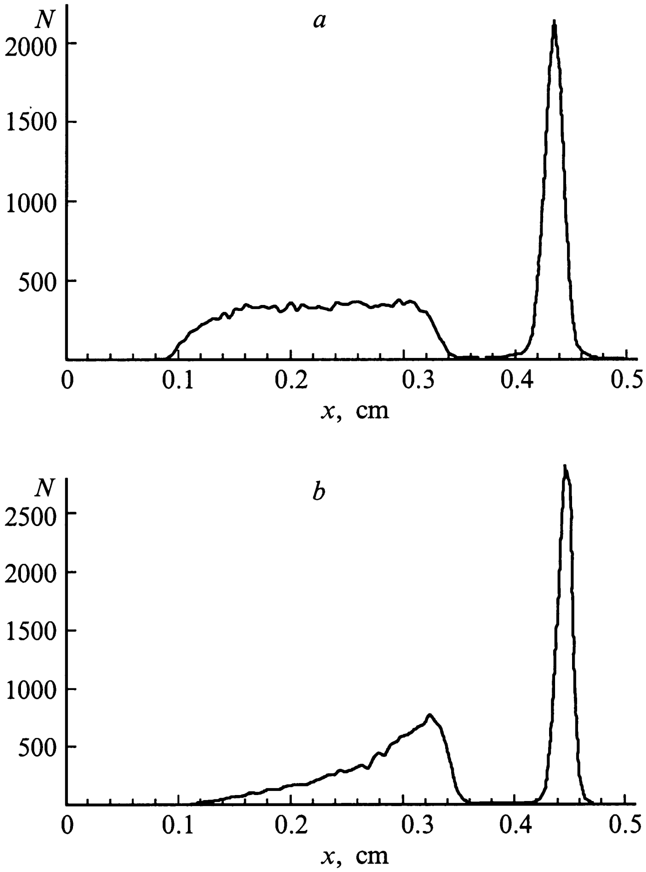

Рис. 2. Типичные координатные распределения от пучков γ-квантов для аргоновой (a) и ксеноновой (b) газовых смесей соответственно (величина одного бина равна 50 μm).

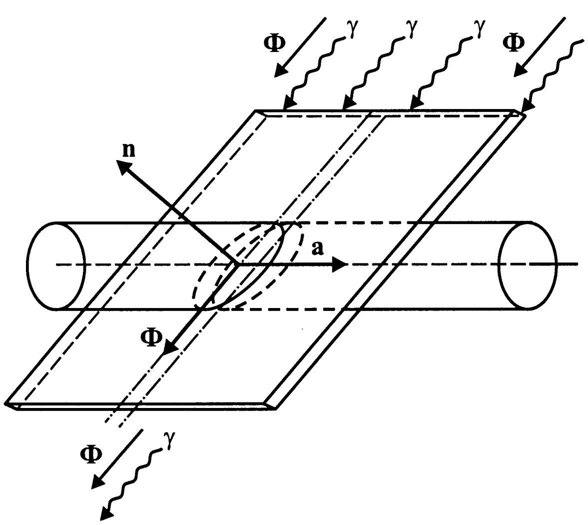

Рис. 3. Геометрия эксперимента.

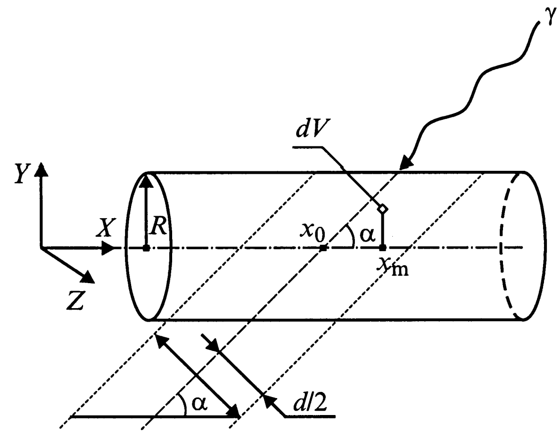

Рис. 4. Схема процесса.

Физически это значит, что диффузией дрейфующего первичного электронного облака пренебрегаем.

В эксперименте была реализована ситуация, показанная на рис. 3. Случай, когда вектор направления потока γ-квантов, вектор нормали к плоскости потока γ-квантов и вектор по направлению анодной проволоки не лежат в одной плоскости, не рассматривался. По сделанному предположению, дифференциальная вероятность обнаружить событие в точке x есть нормальное распределение

$$dP_g \sim \exp\left(-(x - x_m)^2/2\sigma^2\right), \tag{1}$$

где x_m — проекция на ось x точки, в которой поглотился γ-квант (рис. 4).

Дифференциальная вероятность поглощения γ-кванта есть

$$dP_a \sim \exp(-\mu s), \tag{2}$$

где μ — коэффициент поглощения в газовой смеси детектора, s — пробег γ-кванта в смеси.

Поскольку оба процесса происходят независимо, то полная дифференциальная вероятность обнаружить событие на аноде, включая вероятность поглощения γ-кванта в области объема dV, будет иметь вид

$$dP(x) \sim \exp(-\mu s)\exp\left(-(x - x_m)^2/2\sigma^2\right) dV. \tag{3}$$

Интегрируя (3) по области пересечения потока γ-квантов с газовой смесью детектора, получаем полную вероятность регистрации события в точке x

$$P(x) \sim \int\limits_{x_0 - d/(2\sin\alpha)}^{x_0 + d/(2\sin\alpha)} dx_0' \int\limits_{-R}^{R} dz \int\limits_{-\sqrt{R^2 - z^2}}^{\sqrt{R^2 - z^2}} dy$$

$$\times \left\{\exp(-\mu s)\exp\left(-(x - x_m)^2/2\sigma^2\right)\right\}, \tag{4}$$

где

$$s = \left[\left(R^2 - z^2\right)^{1/2} - y\right] / \sin\alpha, \qquad x_m = x_0' + y\operatorname{ctg}\alpha,$$

x_0 — точка пересечения анодной проволоки с серединной плоскостью потока γ-квантов, параллельной, по опре-

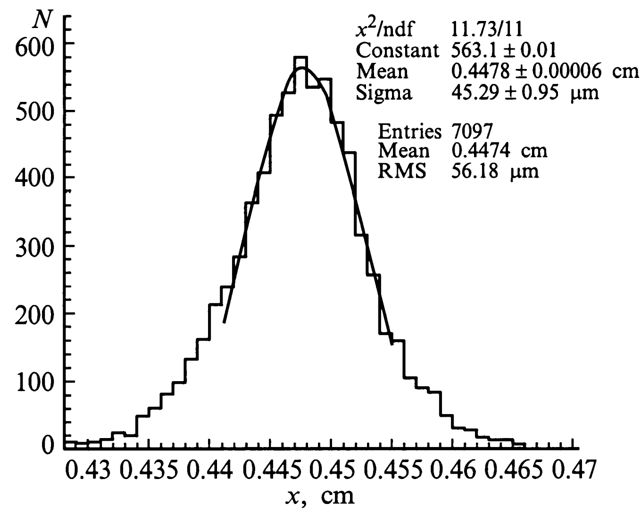

Рис. 5. Фитирование функцией Гаусса (величина одного бина равна 10 μm).

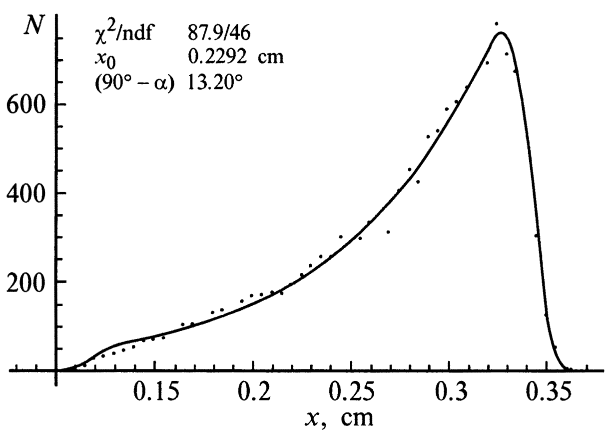

Рис. 6. Фитирование моделью (4) (величина одного бина равна 50 μm).

делению, щели коллиматора; d — толщина потока γ-квантов, причем увеличением толщины этого потока, связанной с расходимостью пучка, пренебрегаем.

Таким образом, функция, задающая модель, есть $P(x, x_0, \sigma, \alpha)$.

2. Фитирование. Параметр σ определяется следующим образом: в случае $\alpha = 90°$, т.е. в отсутствие параллакса, по данным эксперимента (рис. 2, *b*; щель *3*) фитируем пик, используя выражение (4), и получаем $\sigma \approx 50\,\mu$m. Среднеквадратичное отклонение этого экспериментального распределения имеет величину $RMS \approx 56\,\mu$m (рис. 5). Если же этот пик фитируем обычным распределением Гаусса в пределах границ, в которых наблюдается хорошее согласие с экспериментом, то получаем $\sigma_G \approx 45\,\mu$m.

Теперь, считая известным параметр $\sigma = 50\,\mu$m, фитируем этой моделью данные от косой щели *4* (рис. 2, *b*) и находим $x_0 = 0.2292 \pm 0.0011$ cm, $(90° - \alpha) = 13.20° \pm 0.12°$, что весьма хорошо согласуется с измеренным углом используемого коллиматора $(13.25° \pm 0.15°)$. Результаты такого фитирования экспериментальных данных приведены на рис. 6.

Заключение

Предложена математическая модель (4), описывающая распределение координат, регистрируемых детектором на основе тонкопленочных дрейфовых трубок с катодным считыванием информации, с учетом геометрии детектора и геометрии падающего пучка. Эта модель хорошо согласуется с экспериментальными данными и может быть применена с экспериментах, где существуют выделенные в пространстве потоки пучков γ-квантов, например в случае рентгеноструктурного анализа.

Предложен метод (5), с помощью которого в вышеуказанной ситуации существенно уточняется не только координата x_0, но и по форме координатного распределения пика от тонкого пучка γ-квантов находится его угловая координата α, связанная с параллаксом.

Получены экспериментальные распределения координат в данном детекторе (рис. 2). На их основе впервые определена угловая координата тонкого пучка γ-квантов, основным механизмом поглощения которых является фотоэффект.

Предложенный метод может быть применен в случае создания планарных детекторов изображения в синхротронных пучках [4].

Применение численных методов интегрирования при расчетах (см. Приложение) неизбежно приведет к увеличению времени обработки экспериментальных данных в случае усложнения модели с целью повышения точности определения координат x_0 и α (например, учет диффузии или более детальное рассмотрение геометрии входящего пучка). В этой ситуации получение результата в ограниченное время зависит лишь от используемых вычислительных мощностей.[1]

Авторы выражают благодарность Ю.К. Потребеникову за полезные консультации.

Приложение

Основные трудности с вычислением интеграла (4)

$$P(x) \sim \int\limits_{x_0-d/(2\sin\alpha)}^{x_0+d/(2\sin\alpha)} dx_0' \int\limits_{-R}^{R} dz \int\limits_{-\sqrt{R^2-z^2}}^{\sqrt{R^2-z^2}} dy$$
$$\times \left\{\exp(-\mu s)\exp\left(-(x-x_m)^2/2\sigma^2\right)\right\}$$

связаны с а) невозможностью взять аналитически данный трехкратный интеграл; б) прямое применение численного интегрирования приводит к большому машинному

[1] Для мат. обработки в данной работе применялся компьютер AMD-K-6-II, 333 MHz/32 Mb RAM/. Время счета задачи по экспериментальным данным (рис. 6) составляет 25 min.

времени счета, что связано с трехмерностью области интегрирования.

Однако интегрирование выражения (4) можно провести аналитически только лишь для переменных y и x'_0 последовательно. В результате после упрощений получается выражение

$$
\begin{aligned}
I(x,x_0,\sigma,\alpha) \equiv \int\limits_{-R/2}^{R/2} dz \Bigg(\Bigg(\Bigg(& -2+\exp\left(2\sqrt{R^2-z^2}\mu\csc(\alpha)\right) \\
& \times Erf\left(\frac{2x-2x_0-2\sqrt{R^2-z^2}\cot(\alpha)+d\csc(a)}{2\sqrt{2}\sigma}\right) \\
& +\exp\left(2\sqrt{R^2-z^2}\mu\csc(\alpha)\right) \\
& \times Erf\left(\frac{-2x+2x_0+2\sqrt{R^2-z^2}\cot(\alpha)+d\csc(a)}{2\sqrt{2}\sigma}\right) \\
& +\exp\left(2\sqrt{R^2-z^2}\mu\csc(\alpha)\right) \\
& \times \Bigg(\exp\left(\frac{\mu\sec(\alpha)(2x-2x_0-d\csc(\alpha)+\mu\sigma^2\sec(\alpha))}{2}\right) \\
& \times \Bigg(Erf\left(\frac{-2x+2x_0-2\sqrt{R^2-z^2}\cot(\alpha)+d\csc(\alpha)-2\mu\sigma^2\sec(\alpha)}{2\sqrt{2}\sigma}\right) \\
& - Erf\left(\frac{-2x+2x_0+2\sqrt{R^2-z^2}\cot(\alpha)+d\csc(\alpha)-2\mu\sigma^2\sec(\alpha)}{2\sqrt{2}\sigma}\right)\Bigg) \\
& + \exp\left(\frac{\mu\sec(\alpha)(2x-2x_0+d\csc(\alpha)+\mu\sigma^2\sec(\alpha))}{2}\right) \\
& \times \Bigg(-Erf\left(\frac{2x-2x_0-2\sqrt{R^2-z^2}\cot(\alpha)+d\csc(\alpha)+2\mu\sigma^2\sec(\alpha)}{2\sqrt{2}\sigma}\right) \\
& + Erf\left(\frac{2x-2x_0+2\sqrt{R^2-z^2}\cot(\alpha)+d\csc(\alpha)+2\mu\sigma^2\sec(\alpha)}{2\sqrt{2}\sigma}\right)\Bigg)\Bigg)\Bigg) \\
& + Erfc\left(\frac{-2x+2x_0-2\sqrt{R^2-z^2}\cot(\alpha)+d\csc(\alpha)}{2\sqrt{2}\sigma}\right) \\
& + Erfc\left(\frac{2x-2x_0+2\sqrt{R^2-z^2}\cot(\alpha)+d\csc(\alpha)}{2\sqrt{2}\sigma}\right)\Bigg)\sin(\alpha)\Bigg) \\
& \times \frac{1}{\exp\left(2\sqrt{R^2-z^2}\mu\csc(\alpha)\right)\mu}.
\end{aligned}
\tag{5}
$$

Остается провести интегрирование по z, которое делаем численно.[2] Нормировочный коэффициент определяется по формуле

$$
K = \frac{1}{\int\limits_{-\infty}^{\infty} dx I(x,x_0,\sigma,\alpha)}. \tag{6}
$$

[2] Область интегрирования по z отличается от общего выражения (4) по причине того, что реально детектор имел коллиматор (окно) шириной 0.5 mm (R) по всей длине трубок.

Окончательно, модель задается выражением

$$
p(x,x_0,\sigma,\alpha) = \frac{I(x,x_0,\sigma,\alpha)}{\int\limits_{-\infty}^{\infty} dx I(x,x_0,\sigma,\alpha)} \equiv KI, \tag{7}
$$

где интегрирование в числителе и в знаменателе проводится численно с точностью до пятой значащей цифры.

Ввиду сложности математической модели (7) первоначально использовался метод Ньютона для минимизации χ^2-функционала, который дает быструю сходимость с минимальным числом итераций. Но этот численный метод не дает явной функциональной зависимости параметров $\{x_{0\,\min}, \alpha_{\min}, \sigma_{\min}\}$, минимизирующих функционал, от экспериментальных значений $\{N_i, x_i\}$, что в свою очередь затрудняет точную оценку погрешностей найденных параметров (стандартных отклонений). Поэтому использован следующий прием: модель (7) по x и по параметрам в окрестности $\{x_{0\,\min}, \alpha_{\min}, \sigma_{\min}\}$ интерполируется полиномом третьей степени. Затем снова ищется минимум χ^2-функционала методом полиномиальной регрессии [5], который дает уже явную зависимость параметров $\{x_{0\,\min}, \alpha_{\min}, \alpha_{\min}\}$ от $\{N_i, x_i\}$, что позволяет более точно оценить погрешности искомых параметров.

Список литературы

[1] *Grachev S.Yu., Peshekhonov V.D.* // Communication JINR. 1996. N E13-96-83.

[2] *Bychkov V.N.* et al. // Nuclear Experimental Techniques. 1998. Vol. 41. N 3. P. 315–319.

[3] *Астабатян Р.А.* и др. // Сообщение ОИЯИ. 1998. № Р13-98-271.

[4] *Bychkov V.N.* et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1995. Vol. A367. P. 276–279.

[5] *Тейлор Дж.* Введение в теорию ошибок. Пер.с англ. М.: Мир, 1985. Taylor John R. An Introduction to Error Analysis, California: University Science Books Mill Valey, 1982.