



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2001-14

ОЭФ

М.Ю.Боголюбский, С.В.Ерин, М.О.Лобанов, Н.Г.Минаев,
С.А.Садовский, Ю.В.Харлов

ГНЦ Институт физики высоких энергий

П.Мартиненго, Ф.Пиуз
ЦЕРН, Женева, Швейцария

**МЕТОДЫ РЕКОНСТРУКЦИИ КООРДИНАТ
В ГАЗОВЫХ ПРИБОРАХ
С КАТОДНЫМ СЧИТЫВАНИЕМ СИГНАЛОВ**

Направлено в *ИТЭ*

Протвино 2001

Аннотация

Боголюбский М.Ю. и др. Методы реконструкции координат в газовых приборах с катодным считыванием сигналов: Препринт ИФВЭ 2001-14. – Протвино, 2001. – 21 с., 13 рис., 3 табл., библиогр.: 14.

В работе детально проанализированы методы восстановления координат в газовых детекторах с катодным съемом сигналов от прошедших через детектор заряженных частиц. Показано, какие точности достигаются в рамках различных процедур пространственной реконструкции событий, основанных как на уже известных формулах, так и на новых, предложенных в данной статье. Применение методов проиллюстрировано на примере обработки данных испытаний на пучке прототипа вето-детектора заряженных частиц (ВДЗЧ) для фотонного спектрометра в эксперименте ALICE на Большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРН. Полученное пространственное разрешение для детектора, выполненного на основе многопроволочной пропорциональной камеры с катодно-падовым съемом сигналов (размер пада $22 \times 10.7 \text{ мм}^2$ при шаге анодных проволок 5.65 мм и зазоре анод-катод 5.5 мм), составило вдоль и поперек анодных проволок $\sigma_x \simeq 0.14 \text{ см}$ и $\sigma_y \simeq 0.15 \text{ см}$ соответственно.

Abstract

Bogolyubsky M.Yu. et al. Methods of the Coordinate Reconstruction in the Gaseous Detectors with Cathode Readout: IHEP Preprint 2001-14. – Protvino, 2001. – p. 21, figs. 13, tables 3, refs.: 14.

The methods of coordinate reconstruction in gaseous detectors with cathode readout are analysed in details. The relevant spatial resolution is considered for several spacial reconstruction procedures based on known formulas as well as on the new ones proposed in this article. The applications of the methods are illustrated on an example of the beam test of modules of the Charged Particle Veto detector (CPV) of the Photon Spectrometer in the ALICE experiment at the Large Hadron Collider (LHC) in CERN. The spatial resolution for the detector based on the multiwire proportional chamber with cathode pad readout (pad size is $22 \times 10.7 \text{ мм}^2$, anode wire pitch 5.65 mm and anode-cathode gap 5.5 mm) was measured along and across anode wires $\sigma_x \simeq 0.14 \text{ cm}$ and $\sigma_y \simeq 0.15 \text{ cm}$ respectively.

Введение

Газовые детекторы с катодным считыванием сигналов широко используются в современных физических экспериментах для регистрации и измерения координат заряженных частиц [1,2,3]. Они имеют хорошее координатное разрешение, позволяют относительно просто покрывать большие площади и при этом относительно дешевы.

На пространственное разрешение детекторов влияет ряд факторов, таких как расстояние анод-катод, размер пада или стрипа, газовая смесь, рабочая точка по напряжению, шум электроники, а также процедура восстановления координат. Причем пространственная точность прибора при прочих равных условиях определяется в значительной степени алгоритмом реконструкции координат, и его адекватный выбор позволяет существенно улучшить характеристики детектора.

Настоящая статья посвящена изучению методов восстановления координат точек попадания заряженных частиц на фронтальную поверхность детекторов с катодным считыванием информации. Для анализа мы использовали как уже известные формулы, так и новые, описанные в данной статье. Рассматриваемые методы позволяют также настроить алгоритмы симуляции сигналов с детектора, что может быть использовано для оптимизации его характеристик на стадии проектирования.

Анализируемые методы применялись нами ранее для реконструкции событий в двухкоординатном детекторе заряженных частиц, выполненном на основе пропорциональных трубок [5,6] с катодно-падовым считыванием сигналов. В данной работе применение указанных методов проиллюстрировано на примере вето-детектора заряженных частиц (ВДЗЧ) фотонного спектрометра [4] в эксперименте ALICE на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН [3]. Этот детектор также является двухкоординатным прибором, но на основе многопроволочной пропорциональной камеры с катодно-падовым считыванием сигналов. Детали конструкции ВДЗЧ можно найти в работе [7]. Здесь же мы укажем лишь его основные геометрические и рабочие характеристики:

- расстояние катод-анод $d = 5.5$ мм,
- диаметр анодных позолоченных вольфрамовых (с добавкой 3% рения) проволок – 30 мкм,
- расстояние между проволоками – 5.65 мм,
- размеры пада – 22×10.7 мм²,
- газовая смесь – 70%Ar + 30%CO₂ ,
- рабочее напряжение – 2000 В.

Особенностью детектора является также то, что сигнальные проволоки натянуты вдоль большей стороны падов по две над каждым из них.

Экспериментальные данные были получены во время экспозиций прототипа ВДЗЧ на протонном синхротроне в ЦЕРН. Описания используемой электроники, методики проведения измерений, а также системы сбора данных можно найти в работах [5,6,7]. Здесь отметим только, что в ходе испытаний на пучке в качестве прибора для определения истинных координат точек попадания заряженных частиц на плоскости рассматриваемого детектора использовались газовые стриповые детекторы (ГСД) [8] с шириной стрипа 4 мм и пространственным разрешением $\simeq 65$ мкм.

1. Методика восстановления координат

Восстановление координат в детекторах с падовым или стриповым съемом информации проводится в несколько стадий. На первой стадии ведется поиск кластеров сработавших падов или стрипов, возникающих при прохождении заряженной частицы через детектор. При этом в случае падовой структуры катода кластеры будут двухмерными, а в случае стриповой – одномерными. Использование проекций двухмерного кластера на взаимно ортогональные оси X (вдоль проволок) и Y (поперек проволок) позволяет свести двухмерную задачу восстановления координат в случае падовой структуры к одномерной, как в стриповых детекторах.

Экспериментальный усредненный профиль двухмерного кластера в ВДЗЧ показан для иллюстрации на рис.1. На рис.2 представлены экспериментальные распределения, характеризующие возникающие кластеры: N – общее количество сработавших падов в двухмерном кластере на сигнальной катодной плоскости; N_1 , N_2 – размеры кластера вдоль и поперек анодных проволок соответственно, выраженные в количестве проекционных стрипов, получаемых в результате указанной процедуры проектирования. Амплитудные спектры сигналов для пада с максимальной амплитудой в двухмерном кластере (основного пада), а также для двух соседних с ним в направлениях вдоль и поперек проволок представлены на рис.3.

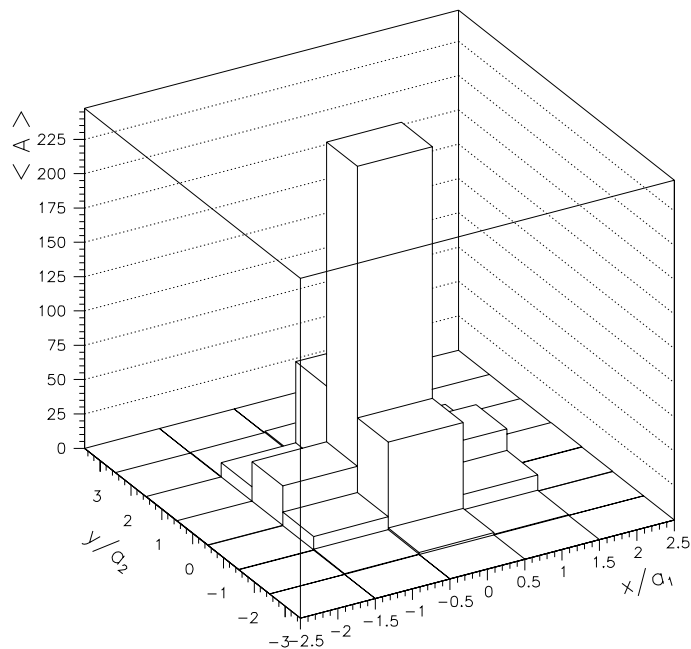


Рис. 1. Усредненный профиль двухмерного кластера, показывающий среднюю амплитуду сигнала (в числе каналов АЦП) в различных падах внутри кластера (размер каждого пада – $a_1 \times a_2$, начало системы координат – в центре кластера).

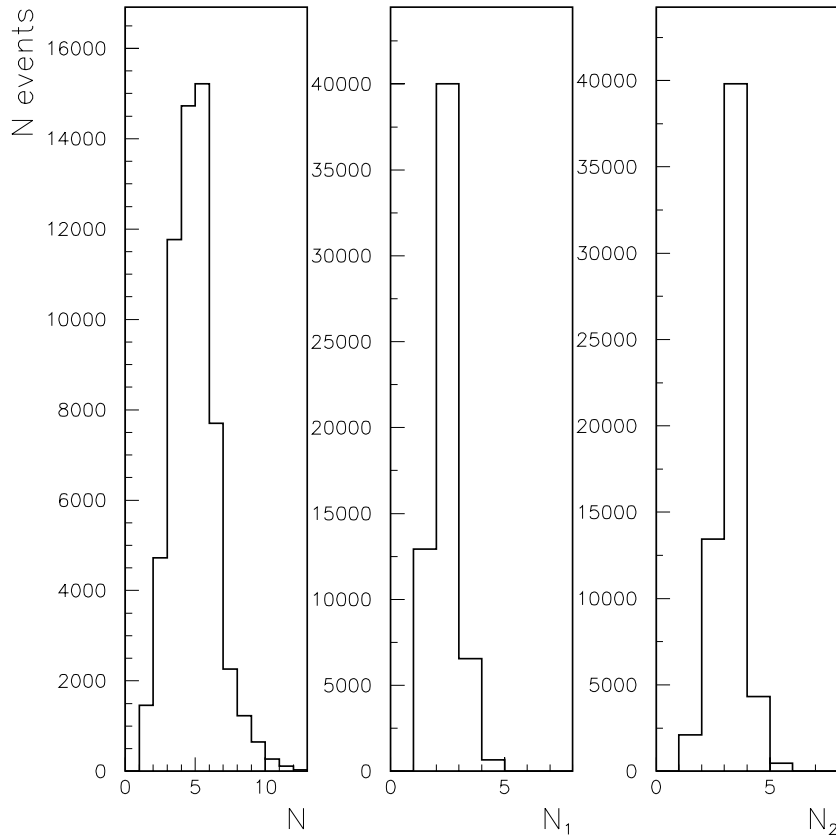


Рис. 2. Экспериментальные распределения: N – общее количество сработавших падов в двухмерном кластере; N_1 , N_2 – размеры кластера вдоль и поперек анодных проволочек соответственно, выраженные в количестве найденных проекционных стрипов, получаемых в результате процедур проектирования (см. текст).

После нахождения кластера реконструкция координат сводится к некой вычислительной процедуре оценки координат частицы, учитывающей как позиции падов/стрипов кластера, так и амплитуды сигналов с них. Различные оценки координат основаны на той или иной параметризации амплитуд кластера в зависимости от истинных координат частицы. При этом существенное значение имеют также алгоритмы и приближения, используемые для получения этих оценок.

Ниже рассмотрены конкретные параметризации, алгоритмы и формулы, которые используются для реконструкции координат частиц, а также проведен их сравнительный анализ на основе экспериментальных данных, полученных во время экспозиции детектора на пучке.

Для настройки процедуры реконструкции, подбора алгоритмов вычислений и оценки влияния различных приближений весьма полезной оказалась симуляционная (Монте-Карло) модель детектора, описанная в работе [6]. Эта модель включает в себя генерацию флуктуаций ионизационных потерь частицы в газовом промежутке детектора в соответствии с уравнениями Ландау [9] и модификациями Вавилова [10], дополнительным учетом энергии связи электронов в атомах [11] и флуктуаций коэффициента газового усиления. Сигналы с каждого пада кластера определялись с помощью экспериментально найденной

функции отклика пада (см. ниже), принимался во внимание также шум электроники. Для иллюстрации качества симуляции на рис.4 для сравнения с экспериментальными данными рис.3 показаны такие же распределения, но вычисленные в рамках симуляционной модели детектора.

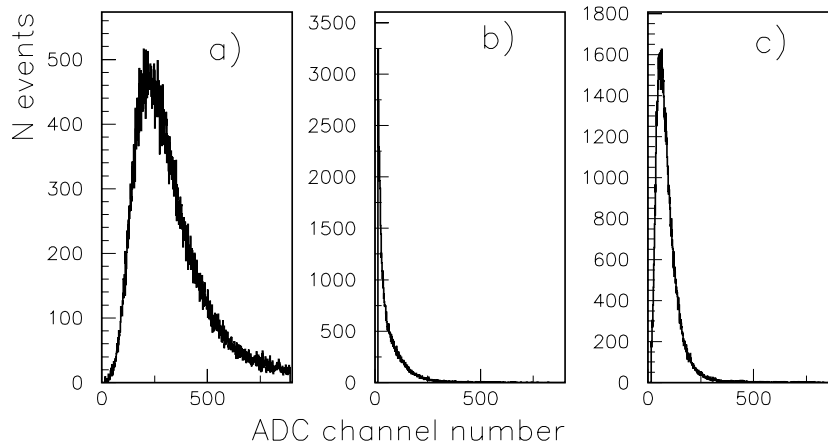


Рис. 3. Амплитудные спектры сигналов (в отсчетах АЦП) с катодных падов ВДЗЧ: **а)** пад с максимальной амплитудой в кластере (главный пад); **б)** и **с)** максимальная амплитуда среди двух смежных падов относительно главного вдоль X - и Y -направлений соответственно.

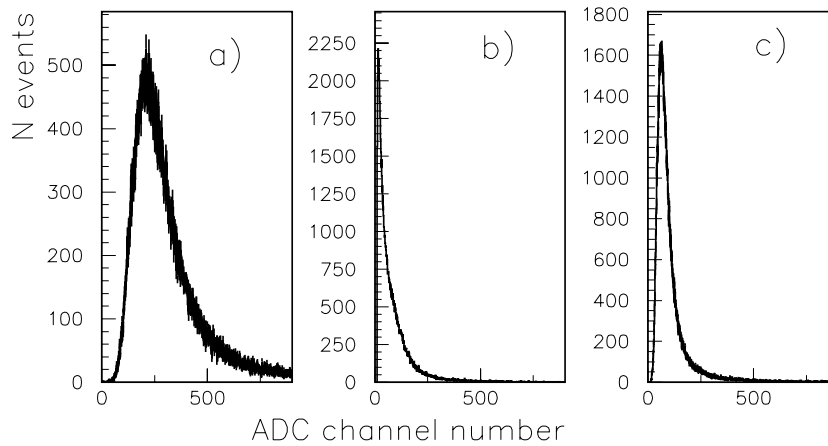


Рис. 4. Те же распределения, что на рис. 3, но вычисленные в симуляционной модели детектора (см. текст).

2. Наведенная плотность заряда, кумулятивная функция и функция отклика пада

2.1. Основные обозначения и функции

После прохождения через детектор заряженной частицы на его катоде наводится некоторый заряд, плотность функции распределения которого σ зависит от двух координат (x, y) , задаваемых вектором, идущим из точки прохождения частицы в некоторую дан-

ную точку. Для введенных координат будет также рассматриваться их нормированное представление (x', y') вместе в нормированными величинами w', a'_1, a'_2 , определенными следующим образом:

$$x' = x/d, \quad y' = y/d, \quad a'_1 = a_1/d, \quad a'_2 = a_2/d, \quad w' = w/d, \quad (1)$$

где d – расстояние катод-анод; w – шаг между проволоками; a_1 и a_2 – размеры пада вдоль X - и Y - направлений соответственно.

Функция $\sigma(x, y)$ может быть определена из экспериментальных данных с учетом пропорциональности сигнала с пада заряду, наведенному на его поверхности. Кумулятивная функция заряда $F(x, y)$ определяется через интеграл

$$F(x, y) = \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^y \sigma(\xi, \eta) d\xi d\eta . \quad (2)$$

Заряд, собранный с пада после прохождения заряженной частицы, можно представить в терминах функции отклика пада $\mathbf{P}(x, y)$, которая, в свою очередь, выражается через кумулятивную функцию $F(x, y)$ следующим образом:

$$\mathbf{P}(x, y) = F(x+a_1/2, y+a_2/2) - F(x-a_1/2, y+a_2/2) - F(x+a_2/2, y-a_2/2) + F(x-a_1/2, y-a_2/2) . \quad (3)$$

Функция $\mathbf{P}(x, y)$ в зависимости от точки прохождения частицы относительно центра пада может быть получена непосредственно из экспериментальных данных путем соответствующего усреднения амплитуд сигналов. Для ВДЗЧ она представлена на рис. 5.

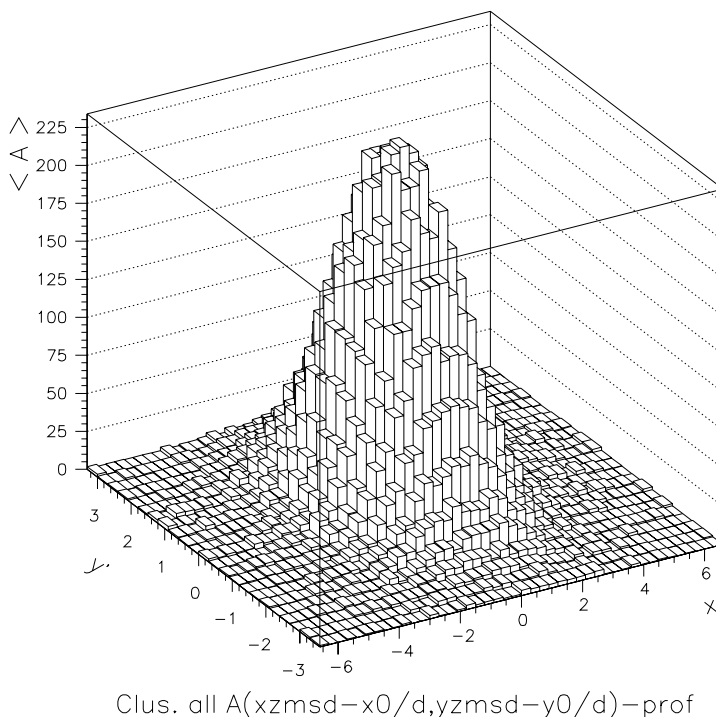


Рис. 5. Лего-график средней амплитуды, зарегистрированной в паде как функция координат точки попадания заряженной частицы, определенных относительно центра пада (координаты даны в терминах нормированных величин (1) x' и y').

Аналогично двумерной можно ввести одномерную кумулятивную функцию $f_1(x)$. По определению

$$f_1(x) = F(x, \infty) = \int_{-\infty}^x \sigma_1(\xi) d\xi , \quad (4)$$

где $\sigma_1(x)$ – одномерная плотность заряда вдоль оси X , т.е.

$$\sigma_1(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(x, y) dy . \quad (5)$$

Введем также **функцию отклика стрипа** (ФОС), которая определяет заряд, собранный со стрипа, в зависимости от координаты частицы. ФОС-функцию, обозначенную далее как $\mathbf{P}_1(x)$, можно выразить через одномерную кумулятивную функцию заряда

$$\mathbf{P}_1(x) = f_1(x + a_1/2) - f_1(x - a_1/2) , \quad (6)$$

здесь x – координата оси симметрии стрипа относительно точки прохождения заряженной частицы; a_1 – ширина стрипа.

После дифференцирования формулы (6) по x получаем выражение функции отклика стрипа через одномерную плотность заряда

$$\frac{d\mathbf{P}_1(x)}{dx} = \sigma_1(x + a_1/2) - \sigma_1(x - a_1/2) . \quad (7)$$

Совершенно так же, как формулы (4–6), можно рассматривать одномерную кумулятивную функцию заряда $f_2(y)$, плотность заряда $\sigma_2(y)$ и соответствующую функцию отклика стрипа $\mathbf{P}_2(y)$, описывающие распределения собранного заряда по координате y .

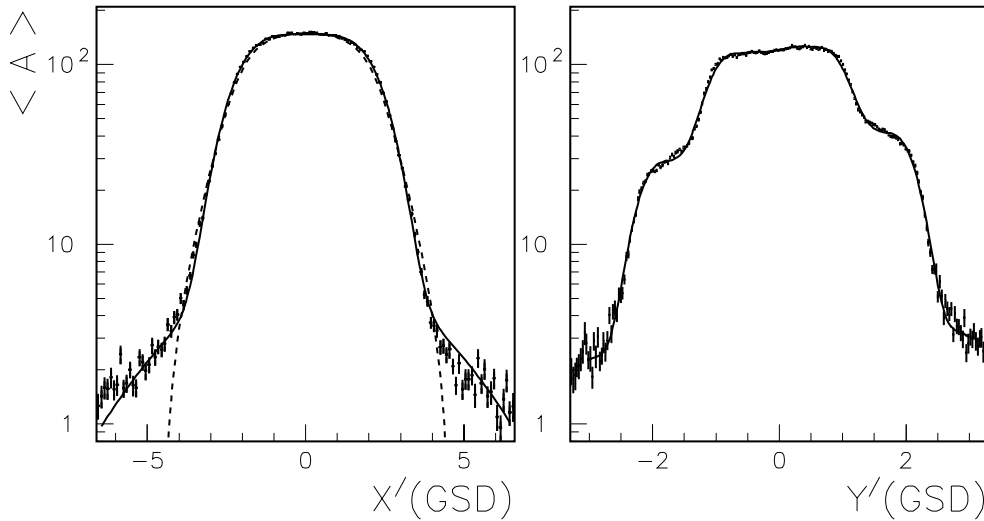


Рис. 6. Зависимость средней амплитуды, зарегистрированной в проекционном кластере, от приведенных координат (1) x' и y' точки попадания заряженной частицы в детектор (координаты отсчитываются от центра проекционного кластера). Сплошные кривые показывают x' - и y' -аппроксимации (23) и (26) соответственно. Результаты вычислений по электростатической формуле (19) представлены пунктиром.

В подходе, аналогичном использованному для получения двухмерной падовой функции отклика $\mathbf{P}(x, y)$, одномерные функции отклика стрипа $\mathbf{P}_1(x)$ и $\mathbf{P}_2(y)$ определяются через усреднение амплитуд в проекционном кластере в зависимости от x - и y - координат точки попадания заряженной частицы в детектор. На рис. 6 показаны одномерные функции отклика стрипа для ВДЗЧ; координаты отсчитываются от геометрического центра кластера.

2.2. Интегральное уравнение

При некоторых предположениях общего характера, аналогичных [12], можно получить простое соотношение между одно- и двухмерным распределениями наведенного заряда, обусловленного некоторым точечным зарядом на проволоке. Это соотношение сводится к интегральному уравнению, если проинтегрировать выражение (4) по x , использовать (5) и затем в предположении азимутальной симметрии плотности заряда на катодной плоскости $\sigma(x, y) = \sigma(r)$ перейти от переменных (x, y) к новым переменным $(y, r = \sqrt{x^2 + y^2})$. В результате получаем

$$\sigma_1(x) = \frac{df_1(x)}{dx} = 2 \int_{|x|}^{\infty} \frac{\sigma(r)r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}. \quad (8)$$

Интегральное уравнение (8) может быть приведено к уравнению Абеля заменой переменных. Решение легко получить для специальной формы распределения плотности заряда $\sigma_1(x)$

$$\sigma_1(x) = \frac{-Q}{\pi} \cdot \sum_{i=0}^{\infty} \frac{c_i}{x^2/b_i + b_i}, \quad (9)$$

наведенной зарядом Q на анодной проволоке. Соответствующее выражение для одномерной кумулятивной функции имеет вид

$$f_1(x) = -Q \cdot \left(\sum_{i=0}^{\infty} \frac{c_i}{\pi} \cdot \arctan(x/b_i) + \frac{1}{2} \right). \quad (10)$$

Имея в виду эти представления, (9) и (10), можно сразу получить решение уравнения (8)

$$\sigma(r) = \frac{-Q}{2\pi} \cdot \sum_{i=0}^{\infty} \frac{c_i b_i}{(r^2 + b_i^2)^{3/2}} \quad (11)$$

и соответствующее выражение для двухмерной кумулятивной функции заряда $F(x, y)$

$$F(x, y) = \frac{-Q}{2} \left[\sum_{i=0}^{\infty} \frac{c_i}{\pi} \cdot \left(\arctan\left(\frac{x}{b_i}\right) + \arctan\left(\frac{y}{b_i}\right) + \arctan\left(\frac{xy}{b_i \sqrt{b_i^2 + x^2 + y^2}}\right) \right) + \frac{1}{2} \right]. \quad (12)$$

Частным случаем решения (11) является распределение плотности электрического заряда на обкладках плоскопараллельного конденсатора, наведенного зарядом Q , находящимся в его центре на расстоянии d от обкладок. Задача решается известным в электростатике методом “многократных изображений” [13,14] и приводит к ответу

$$\sigma(x, y) = \frac{-Q}{2\pi} \cdot d \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \frac{2i + 1}{(d^2 (2i + 1)^2 + x^2 + y^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (13)$$

Проекция плотности заряда на ось X получается интегрированием последней формулы по y

$$\sigma_1(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(x, y) dy = \frac{-Q}{\pi} \cdot d \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \frac{2i+1}{d^2(2i+1)^2 + x^2} . \quad (14)$$

Формулы (13) и (14) соответствуют соотношению (9) для $\sigma_1(x)$ со следующими значениями теперь полностью определенных параметров c_i и b_i :

$$c_i = (-1)^i , \quad (15)$$

$$b_i = (2i+1)d . \quad (16)$$

2.3. Учет вклада нескольких проволок

Наведенный на катоде заряд может быть обусловлен влиянием нескольких проволок. Полная наведенная плотность заряда $\sigma(x', y')$ записывается в виде суммы по проволокам (используем нормированные координаты (1))

$$\sigma(x', y') = \sum_i Q(y' - y'_i) \cdot \sigma^{el}(x', y' - y'_i) , \quad (17)$$

где $Q(y' - y'_i)$ – заряд на i -ой анодной проволоке; y'_i – поперечная координата последней; σ^{el} – электростатическая плотность, соответствующая единичному заряду на проволоке. Из формулы (13) следует

$$\sigma^{el}(x', y') = \frac{1}{2\pi} \cdot \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \frac{2i+1}{\left((2i+1)^2 + x'^2 + y'^2 \right)^{\frac{3}{2}}} . \quad (18)$$

Отсюда видно, что продольная одномерная функция отклика стрипа $\mathbf{P}_1(x)$ в электростатическом приближении полностью определена с точностью до общей нормировочной константы C . Используя (6), (10) с учетом (15) и (16), получаем

$$\mathbf{P}_1(x') = C \cdot \mathbf{P}_1^{el}(x', a'_1) , \quad (19)$$

где

$$\mathbf{P}_1^{el}(x, a) = \frac{1}{\pi} \cdot \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \left[\arctan \left(\frac{x + a/2}{2i+1} \right) - \arctan \left(\frac{x - a/2}{2i+1} \right) \right] . \quad (20)$$

Для поперечной функции отклика стрипа $\mathbf{P}_2(x')$ мы будем использовать различные эмпирические параметризации.

2.4. Параметризация функции отклика стрипа

Для простоты дальнейших формул введем обозначение $G_n(\sigma, x)$ для G -функции n -го порядка

$$G_n(\sigma, x) = \exp(-|x|^n / (n\sigma^n)) . \quad (21)$$

Заметим, что $G_2(\sigma, x)$ с точностью до множителя совпадает с функцией Гаусса. Тогда используемые ниже параметризации функции отклика стрипа вдоль оси X могут быть представлены

- гауссовой формой $\mathbf{P}_1(x') = C \cdot G_2(\sigma, x') , \quad (22)$
- электростатической формулой (19),
- эмпирической зависимостью в виде суммы G -функции 4-го порядка и гауссиана

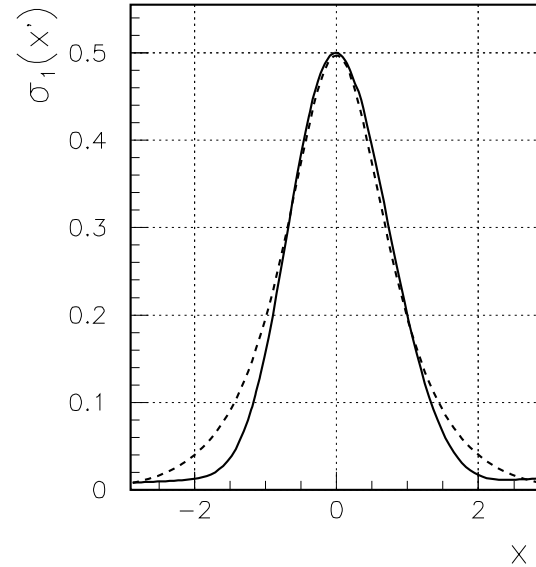
$$\mathbf{P}_1(x') = C \cdot [G_4(\sigma, x') + \alpha_2 G_2(\sigma_2, x')] . \quad (23)$$

Коэффициенты параметризации находятся подгонкой $\mathbf{P}_1(x')$ -распределений к экспериментальным методом наименьших квадратов. Результаты для ВДЗЧ представлены в табл. 1. Гауссова форма (22) хорошо описывает экспериментальные данные в области главного стрипа проекционного кластера при $|x'/a'_1| < 0.5$. Для электростатической параметризации (19), которая содержит в качестве параметра только нормировочную константу, хороший фит данных получается практически во всей области кластера при $|x'/a'_1| < 1$. Лишь на самой периферии кластера наблюдается ее небольшое отличие от экспериментальных данных, что можно объяснить влиянием электронного шума, размытостью облачка заряда вокруг анодной проволоки, его движением и экранирующим воздействием самих проволок. Выражение (19) не учитывает указанные эффекты. Наконец, отличный фит во всем интервале $|x'/a'_1| < 1.5$ с включением дальних периферийных областей кластера получен эмпирической зависимостью (23).

Таблица 1. Результаты фита средних значений зарегистрированных амплитуд (после проектирования на оси X и Y) как функций приведенных координат x' и y' (см. (1)), отсчитываемых от центра главного стрипа в проекционном кластере. Номер аппроксимации указан в колонке Ур., интервалы фита даны в единицах соответствующего размера пада как $|x'/a'_1| < m$ для x' -зависимостей (22), (19), (23) и как $|y'/a'_2| < m$ для y' -зависимости (26).

Ур.	m	C	σ	σ_2	α_1	α_2	α_3	α_{-1}	α_{-2}	α_{-3}	$\frac{\chi^2}{N_p}$
(22)	0.5	155.2 ± 1.5	2.23 ± 0.04								$\frac{35}{46}$
(19)	1.	322.6 ± 2.1									$\frac{36}{92}$
(23)	1.5	139.6 ± 1.3	1.814 ± 0.11	3.18 ± 0.19		0.056 ± 0.008					$\frac{93}{138}$
(26)	1.5	115.2 ± 1.2	0.435 ± 0.003		0.394 ± 0.005	0.131 ± 0.002	0.010 ± 0.001	0.365 ± 0.004	0.092 ± 0.002	0.008 ± 0.001	$\frac{51}{201}$

Рис. 7. Оценка одномерной функции распределения $\sigma_1(x')$ плотности наведенного заряда вдоль оси X из рекуррентного соотношения (24) (сплошная кривая) при использовании фитированной эмпирической аппроксимации (25) отклика стрипа. Теоретическое предсказание (25) для этой же функции из электростатики показано пунктиром. Экспериментальная кривая нормирована на теоретическую в точке $x' = 0$. (Координата x' дана в приведенном виде (1)).



Найденные параметризации для $\mathbf{P}_1(x')$ позволяют оценить одномерную функцию плотности распределения наведенного заряда $\sigma_1(x')$ через рекуррентное соотношение между $\sigma_1(x')$ и производными от функции отклика стрипа $d\mathbf{P}_1/dx'$. Принимая во внимание граничное условие $\sigma_1(-\infty) = 0$, указанное соотношение можно записать в виде

$$\sigma_1(x') = \frac{d\mathbf{P}_1(z = -x' + a'_1/2)}{dz} + \sigma_1(x' - a'_1) . \quad (24)$$

Найденная оценка одномерной функции распределения плотности наведенного заряда вдоль оси X для ВДЗЧ показана на рис. 7. Вычисления проведены с использованием эмпирической параметризации (23). Здесь же для сравнения мы показали теоретическое предсказание для этой же функции $\sigma_1^{theor}(x')$, полученное в рамках электростатики:

$$\sigma_1^{theor}(x') = \frac{C}{\pi} \cdot \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \frac{2i+1}{x'^2 + (2i+1)^2} , \quad (25)$$

где C – нормировочная константа, определяемая из уравнения

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_1^{theor}(x') dx' = 1 .$$

На рис. 7 экспериментальная кривая нормирована на теоретическую в точке $x' = 0$.

Для ФОС-функции поперек проволок $P_2(y)$ экспериментальные данные демонстрируют заметную структуру (см. рис. 6), соответствующую вкладу шести анодных проволок, влияющих на образование кластера. Данные хорошо фитируются эмпирическим выражением в виде суммы шести G -функций 3-го порядка

$$f(y') = C \cdot \sum_{i=1}^3 [\alpha_i G_3(\sigma, y' - y'_i) + \alpha_{-i} G_3(\sigma, y' + y'_i)] . \quad (26)$$

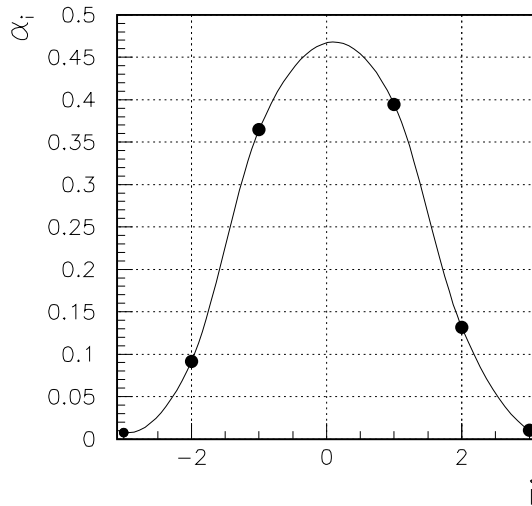


Рис. 8. Зависимость коэффициентов α_i аппроксимации (26) от i . Сплошная кривая показывает сплайн, проведенный через экспериментальные точки.

В формуле (26) каждый член дает вклад одной проволоки, имеющей поперечную координату $\pm y'_i$ (сдвиги аргументов $\pm y'_i$ описывают позиции проволок относительно центра главного пада в кластере)

$$y'_i = w'(i - 1/2) , \quad (27)$$

где w' – приведенный шаг проволок (1), а на фитируемые параметры наложено дополнительное условие нормировки

$$\sum_{i=1}^3 (\alpha_i + \alpha_{-i}) = 1 . \quad (28)$$

Полученные значения параметров представлены в табл. 1 и показаны на рис. 8 как функция i . Видно, что две центральные проволоки кластера ($i = \pm 1$) дают главный вклад. Влияние периферийных проволок ($|i| > 1$) быстро спадает.

Заметим, что также удовлетворительные, но несколько худшие результаты, чем при аппроксимации формулой (26), получаются при использовании параметризации, включающей электростатическую функцию отклика стрипа \mathbf{P}_1^{el} :

$$f(y') = C \cdot \sum_{i=1}^3 [\alpha_i G_4(\sigma, y' - y'_i) \cdot \mathbf{P}_1^{el}(y'_i, a'_2) + \alpha_{-i} G_4(\sigma, y' + y'_i) \cdot \mathbf{P}_1^{el}(-y'_i, a'_2)] \quad (29)$$

со значениями параметров $\alpha_{\pm 1} \sim 0.3$, $\alpha_{\pm 2} \sim 0.15$ и $\alpha_{\pm 3} \sim 0.05$. Качество фита по формуле (29) улучшается при модификации прибора, сводящейся к некоторому увеличению расстояния анод-катод, что, в свою очередь, приводит к относительному уменьшению вклада шумов электроники для боковых падов кластера. Более подробно это будет проанализировано в другой работе.

3. Формулы для восстановления координат

В этом разделе будут рассмотрены формулы для восстановления координат и показано, как дополнительная информация о форме функции отклика стрипа может улучшить характеристики детектора. Далее координаты частиц в плоскости детектора будут определяться относительно геометрического центра кластера. Наконец, мы говорим о стрипах, имея в виду упомянутую выше процедуру проектирования, сводящую анализ двухмерного кластера в детекторах с падовым съемом сигналов к двум одномерным задачам, аналогичным случаю в стриповых детекторах.

3.1. Одностриповый кластер

Начнем анализ с процедуры восстановления координат для простейшего случая – однострипового кластера, т.е. кластера, состоящего из одного сработавшего стрипа. В этом случае оптимальная оценка позиции частицы определяется координатой центра стрипа x_0

$$x = x_0 . \quad (30)$$

Оценка пространственного разрешения (30) зависит от эффективного размера \tilde{a} , занимаемого одностриповым кластером на стрипе шириной a . Ясно, что если заряженная частица пересекла стрип далеко от его центра, ближе к краю, то она образует двухстриповый кластер, и это уменьшает эффективный размер области однострипового кластера. Очевидна оценка $\tilde{a} \simeq \epsilon \cdot a$, где ϵ – относительная доля одностриповых кластеров в рассматриваемом наборе событий. В результате имеем

$$\sigma_x \simeq \epsilon \cdot a / \sqrt{12} . \quad (31)$$

3.2. Многостриповый кластер, метод центра тяжести

Один из традиционных методов вычисления координат для многостриповых кластеров – метод центра тяжести, основанный на усреднении координат стрипов из кластера с весами, равными зарегистрированным амплитудам с этих стрипов:

$$x = \frac{\sum_i A_i \cdot x_i}{\sum_i A_i} , \quad (32)$$

где A_i – амплитуда сигнала i -го стрипа кластера. Формула (32) дает оценку координаты с систематической ошибкой. Как показано в работе [8], этот эффект может быть значительно уменьшен переопределением амплитуд в каналах кластера

$$A_i \rightarrow A_i - b \sum_j A_j , \quad (33)$$

где малый параметр $b \simeq 0.015$, а индекс j пробегает все значения каналов в кластере. Формула (32) применялась нами для восстановления поперечной координаты с использованием переопределенных сигналов (33) и отбрасыванием каналов с отрицательными или равными нулю переопределенными амплитудами.

3.3. Использование функции отклика стрипа

Существует возможность оптимизации процедуры определения координат. Под оптимизацией понимается минимизация систематического сдвига и дисперсии оценки координаты. Конкретная процедура возможна, если принять во внимание известную форму функции отклика стрипа. Предположим, что ФОС-функция $\mathbf{P}_1(x)$ описывается известной функцией $g(x)$

$$\mathbf{P}_1(x) = C \cdot g(x) , \quad (34)$$

где C – нормировочный коэффициент. Это означает, что амплитуда в основном стрипе кластера $A_0 = Cg(x)$, а амплитуды боковых стрипов $A_i = Cg(x - i \cdot a)$ при $i \neq 0$. Тогда можно исключить коэффициент C , анализируя отношение амплитуд в i -ом и центральном ($i = 0$) стрипах кластера. Формула для этого отношения после взятия натурального логарифма принимает вид

$$\ln(A_i/A_0) = \ln(g(x - ia)) - \ln(g(x)) , \quad i = \pm 1, \pm 2, \dots . \quad (35)$$

Задача определения координаты в многостриповом кластере сводится к поиску решения переопределенной системы уравнений, следующей из (35) при $i = \pm 1, \pm 2 \dots$. Решение для x получается методом наименьших квадратов из минимизации функционала

$$\chi^2 = \sum_{i \neq 0} W_i [\ln(A_i/A_0) - \ln(g(x - ia)) + \ln(g(x))]^2 . \quad (36)$$

Индекс i пробегает здесь по всем стрипам кластера, за исключением $i = 0$, поскольку центральный элемент кластера уже был использован для определения нормировочного коэффициента C . Некоррелированные веса W_i отражают ошибку в определении величины $\ln(A_i/A_0)$ и вычисляются следующим образом:

$$W_i = \left[(A_0^{-2} + A_i^{-2}) \cdot (\sigma_{noise}^2 + \sigma_{dig}^2) \right]^{-1} , \quad (37)$$

где σ_{noise} – электронный шум в отсчетах АЦП; σ_{dig} – шум (погрешность) за счет оцифровки сигналов с добавлением аналогичного вклада от вычитания пьедесталов

$$\sigma_{dig} = \sqrt{2/12} . \quad (38)$$

Решение уравнения (36) может быть выписано в аналитическом виде в линейном приближении в окрестности точки x после подстановок $x \rightarrow x + \Delta x$ и разложения в ряд функции g с точностью до линейных членов по Δx включительно:

$$g(x - ia + \Delta x) = g_i + \frac{dg(x - ia)}{dx} \cdot \Delta x , \quad (39)$$

где $i = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ и $g_i = g(x - ia)$. Затем, дифференцируя (36) по Δx и приравнивая полученную производную нулю, получаем

$$\Delta x = \frac{\sum_{i \neq 0} W_i \ln \left(\frac{A_i/A_0}{g_i/g_0} \right) \cdot \frac{d}{dx} \ln (g_i/g_0)}{\sum_{i \neq 0} W_i \left[\frac{d}{dx} \ln (g_i/g_0) \right]^2} . \quad (40)$$

Формула (40) является основой для итерационной процедуры $x \rightarrow x + \Delta x$ для определения искомой координаты.

3.4. Гауссова форма ФОС-функции

В случае гауссовой формы ФОС-функции, т.е. когда $g(x)$ из (34) определяется выражением

$$g(x) = \exp \left(-x^2/(2\sigma^2) \right) , \quad (41)$$

легко получить ряд аналитических формул для оптимальной оценки координаты. При выполнении предположения (41) зарегистрированная амплитуда A_i в i -ом стрипе кластера равна

$$A_i = C \cdot \exp \left(-(x - ia)^2/(2\sigma^2) \right) , \quad (42)$$

где $i = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$. Коэффициент C может быть исключен, если перейти к отношению амплитуд в i -ом и центральном ($i = 0$) стрипах кластера. Формула для этого отношения после логарифмирования принимает вид

$$\ln(A_i/A_0) = ia(x - ia/2)/\sigma^2 . \quad (43)$$

Если кластер состоит из трех или более стрипов, то имеется достаточно данных для определения параметра σ гауссовой ФОС-функции, в частности, для трехстрипового кластера

$$\sigma = a/\sqrt{-\ln(A_1 A_{-1}/A_0^2)} . \quad (44)$$

3.4.1. Двухстриповый кластер

В двухстриповом кластере имеем два зарегистрированных сигнала A_0 и A_1 или A_0 и A_{-1} . Из формулы (40), принимая во внимание (41), сразу можно получить окончательный ответ для x , взяв за начальное приближение нулевое значение координаты

$$x = \pm(\sigma^2/a) \cdot \ln(A_0/A_{\pm 1}) , \quad (45)$$

где x -координата отсчитывается от границы между двумя соседними стрипами кластера. Эта формула была приведена ранее в работе [13]. Как можно видеть из (45), координата

определяется отношением амплитуд от соседних стрипов. Ошибка в измерении координаты вдоль оси X задаётся уравнением

$$\sigma_x = \frac{\sigma^2}{a} \cdot \left(\frac{\Delta_{A_{\pm 1}}^2}{A_{\pm 1}^2} + \frac{\Delta_{A_0}^2}{A_0^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (46)$$

где $\Delta_{A_i} = \sqrt{\sigma_{noise}^2 + \sigma_{dig}^2}$ ($i = 0, \pm 1$) – измерительные ошибки амплитуд сигналов, вызванные шумом электроники и погрешностью за счет оцифровки (38). Наилучшее пространственное разрешение достигается, когда трек пересекает плоскость детектора точно между стрипами. Наихудший случай – когда трек пересекает центр стрипа. Но в этом случае с большой вероятностью кластер будет принадлежать не к двухстриповому классу, и реально ухудшение будет менее значительным.

Легко выписать формулу для оценки x -зависимости пространственного разрешения, считая, что значения σ_{noise} одинаковы для обоих стрипов кластера

$$\sigma_x(x) = \frac{\sigma^2}{aC} \cdot \sqrt{2(\sigma_{noise}^2 + 1/6) \cdot \cosh\left(\frac{a|x|}{\sigma^2}\right) \cdot \exp\left(\frac{x^2 + a^2/4}{2\sigma^2}\right)}. \quad (47)$$

На рис. 9 сплошной линией показана функция (47) в сравнении для двух наборов параметров: а) $C = 120$, $\sigma_{noise} = 3$, $a = 0.4$ см, $\sigma/a = 2.5$ и б) $C = 150$, $\sigma_{noise} = 5$, $a = 2.2$ см, $\sigma/a = 0.65$, относящихся соответственно к газовому стриповому детектору (ГСД) [8] и ВДЗЧ-детектору. Такое сравнение позволяет наглядно увидеть разницу в характеристиках детекторов с относительно малым (ГСД) и большим (ВДЗЧ) значениями ширины стрипа a .

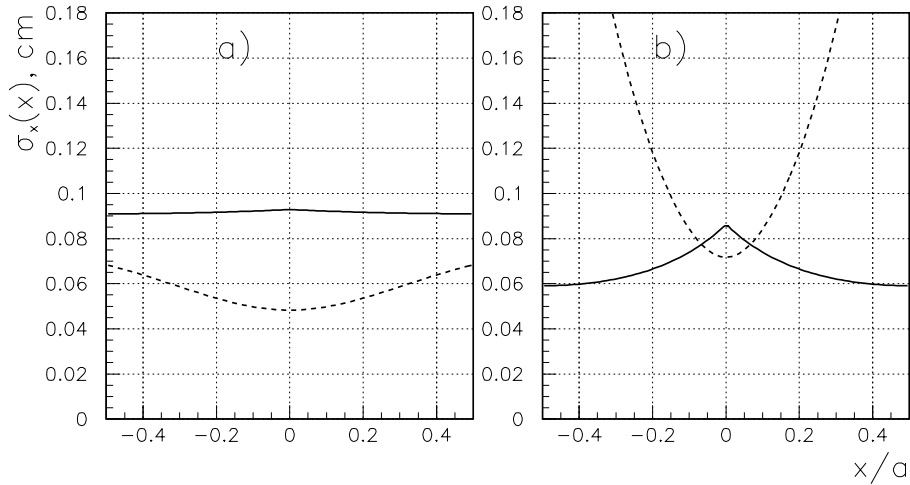


Рис. 9. Погрешности σ_x формул реконструкции x -координаты для двух- (сплошная кривая) и трех-стриповых кластеров (пунктир) как функция расстояния точки попадания частицы от центра главного стрипа кластера, выраженного через безразмерную величину x/a , где a – ширина стрипа. Вычисления сделаны для двух наборов параметров: **а)** $C = 120$, $\sigma_{noise} = 3$, $a = 0.4$ см, $\sigma/a = 2.5$ и **б)** $C = 150$, $\sigma_{noise} = 5$, $a = 2.2$ см, $\sigma/a = 0.65$, соответствующих ГСД- [8] и ВДЗЧ- детекторам [7] (см. текст).

В реальности ФОС-функция не совсем совпадает с гауссианом, и нами было эмпирически найдено, что улучшение результатов получается при использовании формулы, усредняющей координаты каналов с весами, равными логарифмам от амплитуд сигналов [5]

$$x = \pm a \cdot \alpha \cdot \frac{\ln(A_0) - \ln(A_{\pm 1})}{\ln(A_0) + \ln(A_{\pm 1})} , \quad (48)$$

где α – эмпирическая константа, зависящая от конструкции прибора. Мы нашли, что в случае детектора на основе пропорциональных трубок $\alpha = 3$ [5], тогда как для многопроволочной пропорциональной камеры (ВДЗЧ) $\alpha = 1$ [7].

3.4.2. Трехстриповый кластер

Для трехстрипового кластера можно по аналогии с выражением (45) написать формулу для определения искомой координаты через амплитуды только двух крайних сигналов кластера A_1 и A_{-1}

$$x = (\sigma^2/2a) \cdot \ln(A_1/A_{-1}) . \quad (49)$$

Отметим, что координата x измеряется в данном случае относительно центра главного стрипа кластера. Далее, подставив в (49) выражение (44), для величины σ находим окончательную формулу для вычисления координаты x , приведенную ранее в работе [13]:

$$x = f_3(A_{-1}, A_0, A_1) = -\frac{a}{2} \cdot \frac{\ln(A_1) - \ln(A_{-1})}{\ln(A_1/A_0) + \ln(A_{-1}/A_0)} . \quad (50)$$

Ошибка в определении координаты задается уравнением

$$\sigma_x^2 = \sum_{i=-1}^1 \left(\frac{\partial f_3(A_{-1}, A_0, A_1)}{\partial A_i} \right)^2 \cdot (\Delta A_j)^2 , \quad (51)$$

откуда, найдя производные, получаем выражение для σ_x как функции от координаты x :

$$\sigma_x = \frac{\sigma^2 a \sqrt{\sigma_{noise}^2 + 1/6}}{C(x^2 + 2a^2)} \left[\sum_{i=-1}^1 \left(\frac{4xa}{x^2 + 2a^2} - i \right)^2 \exp \left(\frac{(x - ia)^2}{\sigma^2} \right) \right]^{1/2} . \quad (52)$$

Формула (52) показывает, что наилучшее пространственное разрешение достигается, когда трек пересекает плоскость детектора в центре стрипа, и оно ухудшается ближе к его краям. На рис. 9 пунктирной линией показана функция (52) в сравнении с аналогичной функцией для двухстрипового кластера с двумя наборами параметров C , σ , σ_{noise} , соответствующих ГСД- и ВДЗЧ-детекторам.

3.4.3. N -стриповый кластер при $N \geq 3$

Здесь будут получены новые формулы для кластеров с длиной $N \geq 3$. Задача может быть решена методом наименьших квадратов. Для этого перепишем уравнение (43) в следующей форме:

$$\ln(A_i/A_0) = A \cdot i + B \cdot i^2 , \quad (53)$$

где $A = ax/\sigma^2$ и $B = -a^2/(2\sigma^2)$. Параметры A и B могут быть определены посредством минимизации функционала

$$\chi^2 = \sum_{i \neq 0} W_i \cdot [A \cdot i + B \cdot i^2 - \ln(A_i/A_0)]^2 , \quad (54)$$

где индекс i пробегает аналогично (36) все точки кластера, за исключением точки с $i = 0$; веса W_i определены в соответствии с формулой (37). Дифференцируя (54) по A и B и приравнявая производные нулю, задачу минимизации можно свести к решению системы линейных уравнений

$$\left\| \begin{array}{cc} \langle i^2 \rangle & \langle i^3 \rangle \\ \langle i^3 \rangle & \langle i^4 \rangle \end{array} \right\| \cdot \left\| \begin{array}{c} A \\ B \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{c} \langle i \cdot \ln(A_i/A_0) \rangle \\ \langle i^2 \cdot \ln(A_i/A_0) \rangle \end{array} \right\|$$

Здесь

$$\langle i^k \rangle = \sum_i i^k \cdot W_i, \quad k = 2, 3, 4 \quad (55)$$

и

$$\langle i^k \cdot \ln(A_i/A_0) \rangle = \sum_i i^k \ln(A_i/A_0) \cdot W_i, \quad k = 1, 2. \quad (56)$$

После того как решение системы найдено, легко получить

$$x = -\frac{a}{2} \cdot \frac{\langle i \cdot \ln(A_i/A_0) \rangle \cdot \langle i^4 \rangle - \langle i^2 \cdot \ln(A_i/A_0) \rangle \cdot \langle i^3 \rangle}{\langle i^2 \cdot \ln(A_i/A_0) \rangle \cdot \langle i^2 \rangle - \langle i \cdot \ln(A_i/A_0) \rangle \cdot \langle i^3 \rangle}. \quad (57)$$

Можно проверить, что в случае $N = 3$ при идентичных весовых коэффициентах $W_1 = W_{-1} = const$ из (57) следует уже известная формула (50). Легко получить из (57) и формулу для трехстрипового кластера с учетом влияния шума электроники σ_{noise} и погрешности за счет оцифровки. Считая σ_{noise} одинаковыми для всех каналов и используя формулу (37) для определения W_i , получаем

$$x = -\frac{a}{2} \cdot \frac{\eta_1 \cdot \ln(A_1/A_0) - \eta_{-1} \cdot \ln(A_{-1}/A_0)}{\eta_1 \cdot \ln(A_1/A_0) + \eta_{-1} \cdot \ln(A_{-1}/A_0)}, \quad (58)$$

где $\eta_i = A_i^2/(A_i^2 + A_0^2)$, $i = \pm 1$.

3.5. Поправки к вычисленным значениям координат

Во всех случаях рассматриваемые формулы дают основной вклад в определение координаты. Однако некоторое улучшение точности реконструкции может быть получено, если ввести небольшие поправки. Окончательный ответ можно получить в две стадии: первое приближение значения координаты (например, x) вычисляется по выше приведенным формулам, а затем используется процедура линейной или кусочно-линейной коррекции с двумя параметрами β и γ

$$x \rightarrow x + (\beta x + \gamma). \quad (59)$$

Необходимость дополнительных коррекций объясняется рядом причин. Так, для определения координаты поперек проволок мы использовали формулу центра тяжести (32) (после переопределения амплитуд сигналов согласно (33)), и здесь поправка отражает сдвиг проволок относительно центра стрипа.

Для координаты вдоль проволок применялись формулы, которые выведены в предположении гауссового поведения ФОС-функций, но как следует из анализа экспериментальных данных, их реальная форма более сложна и несколько отклоняется от гауссиана. Наиболее существенная коррекция для x -координаты (т.е. вдоль проволок) получена для случая двухстриповых кластеров, хотя и здесь она невелика.

Роль поправок иллюстрируется на рис. 10, где для двухстриповых кластеров представлен двумерный график разницы Δx между измеренной (т.е. определенной в ВДЗЧ)

и истинной координатой (т.е. найденной по данным ГСД) в зависимости от измеренного значения x как до применения линейной коррекции, так и после. Незаселенная вертикальная полоса на рис. 10, соответствующая центру стрипа, объясняется не показанным здесь вкладом от одно- и трехстриповых кластеров.

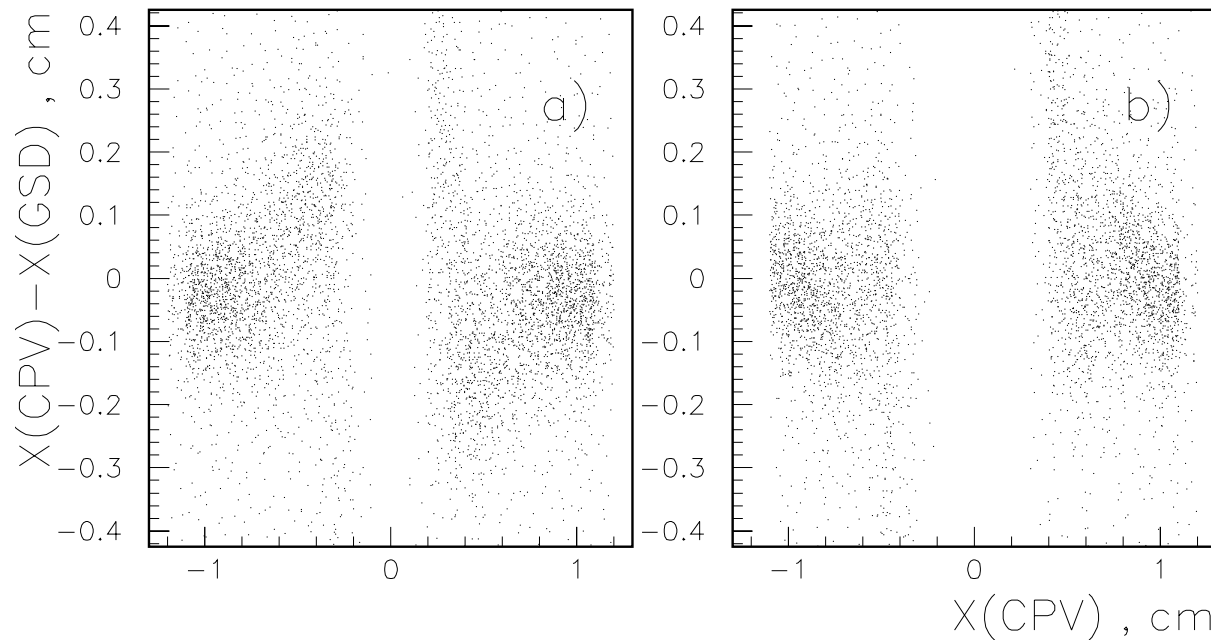


Рис. 10. Двухмерный график разности $X(\text{ВДЗЧ}) - X(\text{ГСД})$ от $X(\text{ВДЗЧ})$ для двухстриповых кластеров до применения коррекции **a)** и после **b)**.

4. Экспериментальные результаты по точности реконструкции координат

В этом разделе мы проиллюстрируем применение методов реконструкции координат на примере ВДЗЧ-детектора. Координаты поперек проволок определялись по методу центра тяжести (32). Для координаты вдоль проволок применялись формулы, выведенные в предположении гауссового поведения ФОС-функций за исключением двухстриповых кластеров, для которых использовалась формула (48). Во всех случаях были задействованы процедуры переопределения амплитуд сигналов в кластере (33) и линейной коррекции (59).

На рис.11 показана линейная связь между измеренными координатами в ВДЗЧ (как X так и Y) и их истинными значениями по данным ГСД. Достигнутое пространственное разрешение видно из распределений на рис. 12, где представлены разности Δx и Δy между измеренными в ВДЗЧ и действительными значениями X - и Y -координат по данным ГСД вместе с результатами подгонки функциями Гаусса методом наименьших квадратов. Фитирование одной функцией Гаусса проводилось соответственно в интервалах $|\Delta x| < 0.4$ см и $|\Delta y| < 0.9$ см и дало следующие оценки пространственного разрешения детектора: $\sigma_x = 0.135$ см и $\sigma_y = 0.154$ см.

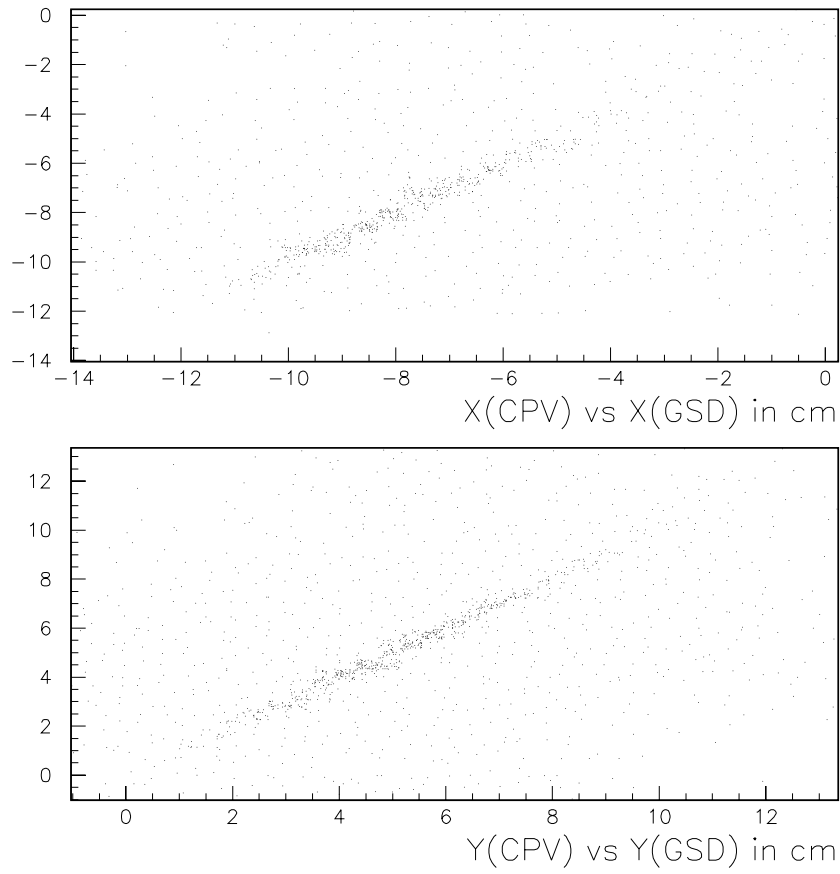


Рис. 11. Корреляции между измеренными в ВДЗЧ и истинными (ГСД) значениями X - и Y -координат.

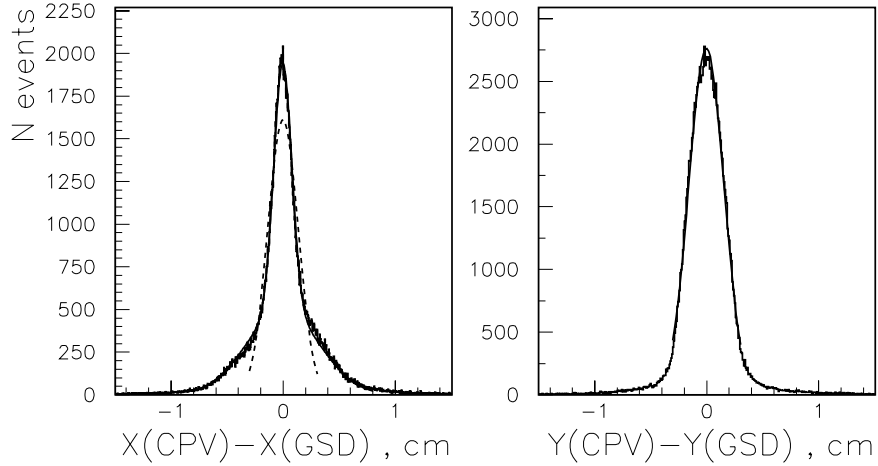


Рис. 12. Распределение разности между измеренными в ВДЗЧ и действительными значениями X - и Y -координат. Сплошной кривой представлены подгонки методом наименьших квадратов суммой двух функций Гаусса (60) для x -координаты и одной функцией Гаусса для y -координаты. Пунктир показывает подгонку одним гауссианом для x -координаты. Получены значения пространственного разрешения $\sigma_x = 0.138 \pm 0.001$ см и $\sigma_y = 0.154 \pm 0.001$ см.

Однако, как видно из рис. 12, Δx -распределение не вполне хорошо описывается одним гауссианом, что объясняется заметным вкладом одностриповых кластеров. Более хороший фит и в более широком интервале $|\Delta x| < 0.9$ может быть осуществлен суммой двух функций Гаусса

$$f(\Delta x) = C \cdot [\alpha_1 \cdot G_2(\sigma_1, \Delta x) + (1 - \alpha_1) \cdot G_2(\sigma_{23}, \Delta x)] , \quad (60)$$

где α_1 – относительный вклад одностриповых кластеров в интервале фитирования; σ_1 и σ_{23} – координатное разрешение для одностриповых и всех остальных кластеров соответственно. Эффективное значение пространственного разрешения σ_x находится по формуле

$$\sigma_x^2 = \frac{\sigma_1^2 \cdot N_1 + \sigma_{23}^2 \cdot N_{23}}{N_1 + N_{23}} , \quad (61)$$

где

$$N_i = A_i \int_{-\infty}^{\infty} G_2(\sigma_i, x) dx \quad , \quad i = 1, 23 , \quad (62)$$

причем $A_1 = C \cdot \alpha_1$ и $A_{23} = C \cdot (1 - \alpha_1)$. Результаты представлены в табл. 2. Полученное значение $\sigma_x = 0.138$ см находится в хорошем согласии с ранее сделанной оценкой по фиту одной функцией Гаусса в более узком интервале $|\Delta x| < 0.4$ см.

Таблица 2. Фитированные параметры аппроксимации (60) распределения разности x -координат, измеренных в ВДЗЧ- и ГСД-детекторах в интервале $|\Delta x| < 0.9$ см для всех кластеров с размером от одного до трех стрипов. Значение σ_x вычисляется по формуле (61).

α_1	σ_1 , см	σ_{23} , см	σ_x , см
0.254 ± 0.002	0.310 ± 0.002	0.080 ± 0.001	0.138 ± 0.001

Пространственное разрешение зависит от размера кластера. Это видно из табл. 3, где результаты представлены отдельно для одно-, двух- и трехстриповых проекционных кластеров. Наилучший результат получается для двухстриповых кластеров.

Таблица 3. Пространственное разрешение σ_x и σ_y (в см) как функция длины проекционного кластера n в числе стрипов.

	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	all
σ_x	0.317 ± 0.002	0.103 ± 0.001	0.121 ± 0.001	0.135 ± 0.001
σ_y	0.204 ± 0.002	0.148 ± 0.001	0.152 ± 0.001	0.154 ± 0.001

Рис. 13 показывает зависимость пространственного разрешения ВДЗЧ σ_x и σ_y от x - и y -координат попадания заряженной частицы относительно центра главного пада кластера (по осям абсцисс координаты даны нормированными на соответствующий размер пада a_1 или a_2). Для σ_x наихудшее разрешение наблюдается в центре главного стрипа проекционного кластера (т.е. при $|x| \sim 0$), оно улучшается ближе к его краям (т.е. с ростом $|x|$). Практически нет зависимости σ_x от y . Для σ_y аналогично: разрешение улучшается с ростом $|y|$ при движении от центра к краю, и нет зависимости от x .

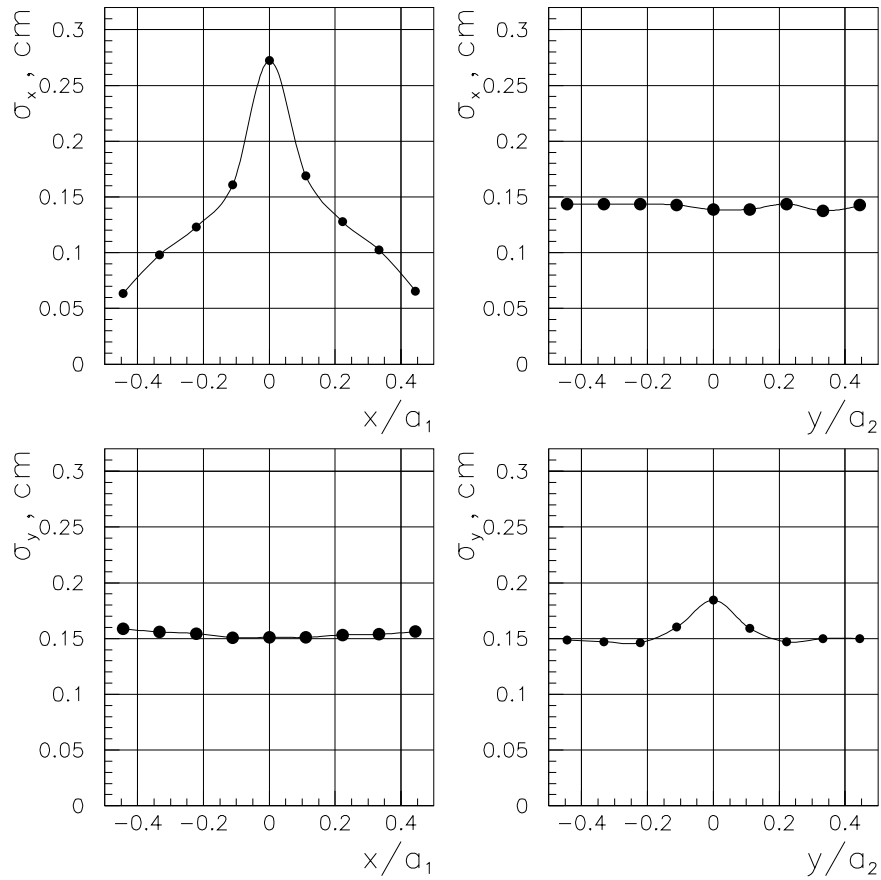


Рис. 13. Зависимости пространственного разрешения ВДЗЧ σ_x и σ_y от x - и y -координат попадания заряженной частицы относительно центра главного пада кластера (по осям абсцисс координаты даны нормированными на соответствующий размер пада a_1 или a_2). Сплошные кривые – сплайн-интерполяция экспериментальных результатов.

Заключение

В работе детально проанализированы методы восстановления координат в газовых детекторах с катодно-стриповым и катодно-падковым съемом сигналов. Применение методов проиллюстрировано на примере обработки данных с прототипа вето-детектора заряженных частиц для фотонного спектрометра эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН. Показано, какие точности достигаются в рамках различных процедур реконструкции координат заряженных частиц, основанных как на уже известных формулах, так и на новых, предложенных в этой статье. Полученное пространственное разрешение для указанного детектора, выполненного на основе многопроволочной пропорциональной камеры с катодно-падковым съемом сигналов (размер пада 22×10.7 мм² при шаге анодных проволок 5.65 мм и зазоре анод-катод 5.5 мм), составляет вдоль и поперек анодных проволок $\sigma_x \simeq 0.14$ см и $\sigma_y \simeq 0.15$ см соответственно.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В.И.Манько, В.Ф.Образцову и Н.Е.Тюрину за поддержку данной работы.

Список литературы

- [1] The Zeus Detector Status Reprt, 1989.
- [2] N.Khovansky, V.Malyshev, V.Tokmelin et al.// Nucl. Instrum. and Meth. A351, №№ 2,3, 1994, p.317–329.
- [3] ALICE Technical Proposal CERN/LHCC/95-71, 15 December 1995.
- [4] ALICE Collaboration, Photon Spectrometer PHOS, Technical Design Report. ALICE TDR 2, CERN/LHCC 99-4, 5 March 1999.
- [5] A.M.Blick, M.Yu.Bogolyubsky, A.Di Mauro at al., Internal Note ALICE/PHOS 99-08, 28 February 1999.
- [6] А.М.Блик, М.Ю.Боголюбский, С.В.Ерин и др. – Препринт ИФВЭ 2000–43. – Протвино, 2000; ПТЭ № 3, 2001, с. 63–71.
- [7] A.M.Blick, M.Yu.Bogolyubsky, A.Di Mauro at al., Charged Particle Veto Detector with Open Geometry for the PHOS Spectrometer. Internal Note ALICE/PHOS 2000-21, 4 September 2000.
- [8] F.Piuz, R.Roosen and J.Timmermans.//Nucl. Instrum. and Methods 196 (1982) 451-462.
- [9] ЛандауЛ.Д. // J.Phys., USSR, 1944, № 8. P.201;
Ландау Л.Д. Собрание трудов, М.: Наука, 1969. Т.1. С.482.
- [10] Вавилов П.В.// ЖЭТФ, 1957. Т.32, вып.4, с.920.
- [11] O.Blunck and S.Leisegang.// Z.Phys **128**, 500 (1950);
U.Fano.// Rev. Nucl. Sci. **13**, 201 (1963);
H. Bichsel and P.Saxon.// Phys. Rev. **A11**, 1286 (1975).
- [12] A.A.Lednev.// Nucl. Instrum. and Methods A366 (1995) 292.
- [13] I.Enddo, T.Kawamoto, Y.Mizuno et al.// Nucl. Instrum. and Methods 188 (1981) 51-58.
- [14] H.Buchholz, Elektrise und magnetische Potentialfelder, Springer (1957).

Рукопись поступила 6 июля 2001 года

М.Ю. Боголюбский и др.

Методы реконструкции координат в газовых приборах с катодным считыванием сигналов.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы \LaTeX .

Редактор Н.В. Орлова.

Подписано к печати 09.07.2001. Формат $60 \times 84/8$.

Офсетная печать. Печ.л. 2,62. Уч.-изд.л. 2,1. Тираж 130. Заказ 111.

Индекс 3649. ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

