

95-423



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

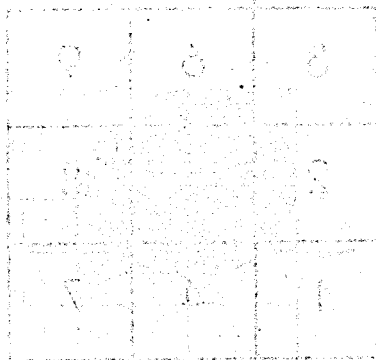
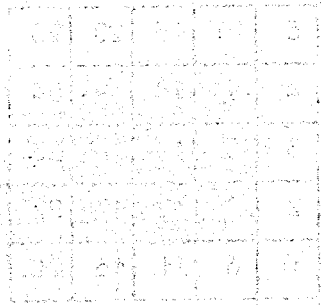
P1-95-423

В.Ю.Батусов, Н.Л.Русакович

ВОССТАНОВЛЕНИЕ КООРДИНАТ ВХОДА
 γ -КВАНТОВ В ЛИВНЕВЫЙ ГОДОСКОПИЧЕСКИЙ
КАЛОРИМЕТР С ЯЧЕЙКАМИ РАЗНОГО РАЗМЕРА

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

1995



В работе предложен метод определения положения центра электромагнитного ливня в годоскопическом черенковском калориметре полного поглощения с ячейками разного размера. Этот метод используется для восстановления координат точек входа γ -квантов, e^+ (e^-) в калориметр.

Измерения проводились на ливневом годоскопическом черенковском калориметре установки "Гиперон" [1] в пучке позитронов с энергией 5 ГэВ/с. Калориметр представляет собой матрицу 24×24 элемента размером $85 \times 85 \times 350$ мм³, центральная область состоит из 64-х счетчиков размером $42.5 \times 42.5 \times 350$ мм³. 256-канальный прототип детектора описан в работе [2].

Калибровка элементов калориметра производилась по совпадению энергии электромагнитного ливня с энергией вызвавшего ливень позитрона. Импульс частицы измерялся с помощью магнита и системы пропорциональных камер. Наличие семи плоскостей пропорциональных камер между магнитом и калориметром, позволяло определить точку попадания частицы в калориметр и угол падения.

Мы изучали распределение энергии в группах 3×3 элемента для ячеек 85×85 мм² (большие) и в группах 5×5 элементов для ячеек 42.5×42.5 мм² (маленькие). Центральным элементом группы выбирается тот, в который попадал позитрон (рис.1).

За начало координат принят левый нижний угол центрального элемента, если смотреть по направлению падающей частицы.

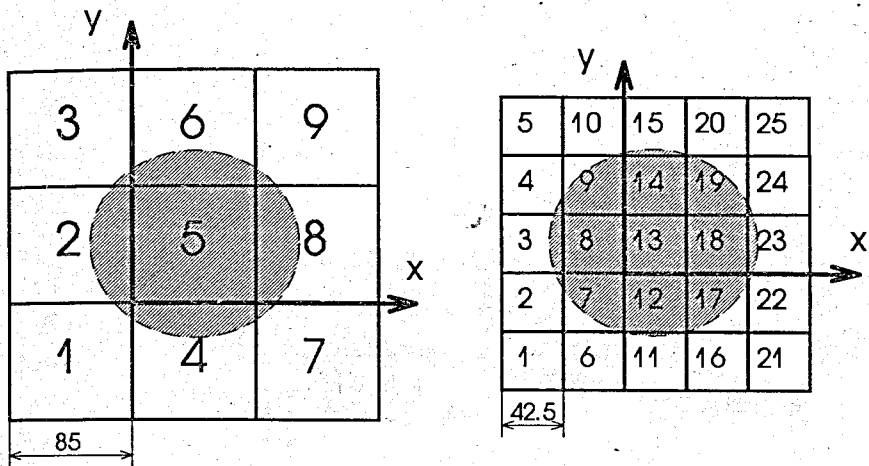


Рис. 1. Группы ячеек калориметра, в которых изучалось распределение ливня. В центральную ячейку попала частица

Энергия позитрона равна полному энергосвободению в группе элементов:

$$E_{tot} = \sum_{i=1}^n E_i$$

Нами была построена разность энергосвободения слева и справа от центральной ячейки в зависимости от координаты точки входа частицы в детектор:

$$R_{exp}(x) = R_{left}(x) - R_{right}(x),$$

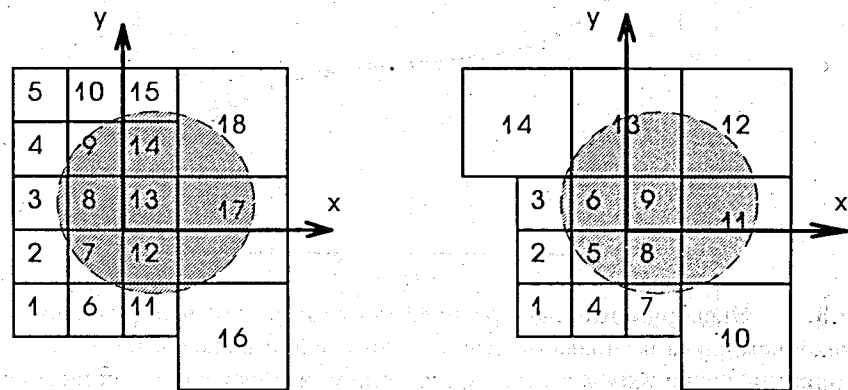
$$\text{где } R_{left}(x) = \frac{\sum_{i=1}^{n1} E_i}{E_{tot}}; \quad n1 = 3 \text{ для больших ячеек};$$

$$n1 = 10 \text{ для маленьких ячеек.}$$

$$R_{right}(x) = \frac{\sum_{i=n1}^{n2} E_i}{E_{tot}}; \quad n1 = 7, n2 = 9 \text{ для больших ячеек};$$

$$n1 = 16, n2 = 25 \text{ для маленьких ячеек.}$$

Мы применили подобную методiku в случае развития ливня вблизи границ между элементами разного размера. Для иллюстрации метода рассмотрим две возможные конфигурации, приведенные на рис.2.



(a)

(б)

Рис.2. Попадание частицы вблизи границы ячеек разного размера

В случае (a) $R_{left}(x)$ аналогично приведенному выше для маленьких ячеек, а суммирование энергий в $R_{right}(x)$ производится по ячейкам 16 - 18.

В случае (б) берется в рассмотрение только часть ливня; производится суммирование по ячейкам 10 и 11 в $R_{right}(x)$ и по ячейкам 1 - 6 в $R_{left}(x)$.

Во всех рассмотренных случаях, это распределение, в пределах ошибок, можно описать функцией

$$R(x) = a_1 \cdot (\arctg(a_2 x) - \arctg(a_2 (h - x))), \quad \text{где } a(1) \text{ — константа}$$

где h - ширина центральной ячейки; $a_1 = 0.346$; $a_2 = -0.16$.

Экспериментальное распределение $R_{exp}(x)$ для больших ячеек и результаты фитирования его функцией (1) приведены на рис.3.

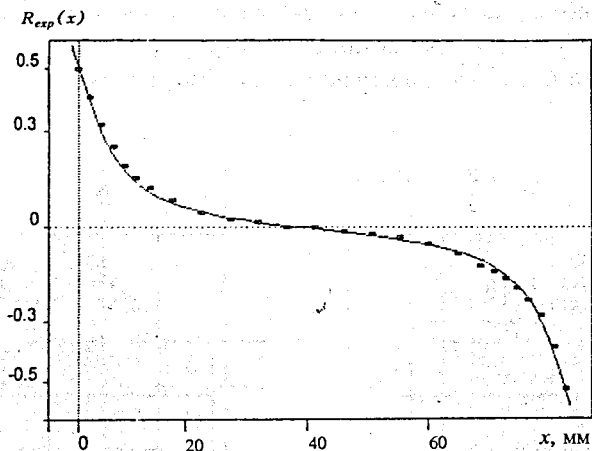


Рис.3. Экспериментальное распределение разности между энерговыделением слева и справа от центральной ячейки в зависимости от координаты точки входа x . Сплошной линией изображена функция (1)

Для восстановления координаты точки входа γ -кванта в калориметр из формулы (1) получаем обратную функцию $x(R)$:

$$x(R) = \frac{a_2 h \cdot \operatorname{tg}(b_1 R) - 2 + \sqrt{4 + a_2^2 h^2 \cdot \operatorname{tg}^2(b_1 R) - 4 \operatorname{tg}^2(b_1 R)}}{2 a_2 \cdot \operatorname{tg}(b_1 R)}, \quad (2)$$

где $b_1 = 1/a_1$.

Эта функция имеет неопределенность в точке $R = 0$. Мы полагаем, что в этой точке функция равна своему предельному значению:

$$\lim_{R \rightarrow 0} x(R) = h/2.$$

Для контроля формулы (2) мы восстанавливали координату попадания позитрона в калориметр (x_{cal}) и сравнивали ее с координатой, измеренной с помощью пропорциональных камер (x_{ch}). Распределения разности $DX = x_{ch} - x_{cal}$ для маленьких и больших ячеек приведены на рисунках 4 и 5. Видно, что в маленьких ячейках DX хорошо описывается функцией Гаусса с $\sigma = 4.5$ мм. Эта величина определяет координатное разрешение маленьких ячеек калориметра. В случае же больших ячеек разрешение зависит от того, как близко от границы между ячейками прошла частица.

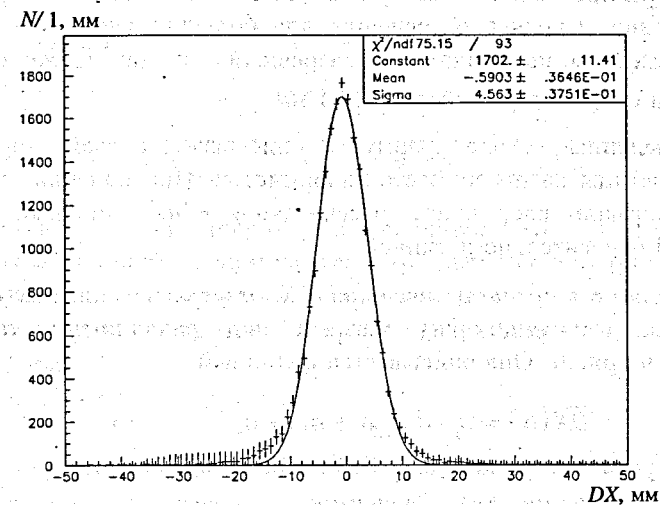


Рис.4. Распределение разности DX между координатами точки попадания позитронов, реконструированных с помощью пропорциональных камер и маленьких ячеек калориметра. Сплошная линия - функция Гаусса

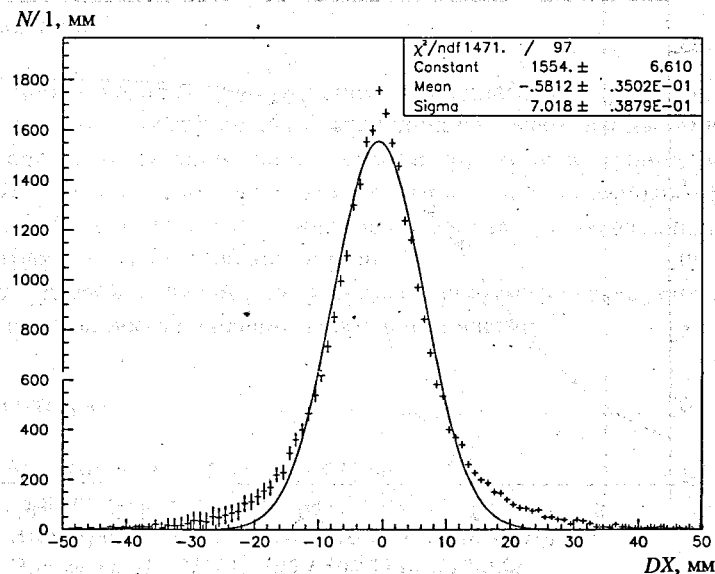


Рис.5. Распределение разности DX для больших ячеек калориметра. Сплошная линия - функция Гаусса

Поэтому распределение на рис.5 является суммой нормальных распределений. Среднее разрешение для больших ячеек $\sigma = 7$ мм. В оценку величины координатного разрешения входит также ошибка в определении x_{ch} , которая составляет 1 мм.

Приведенные выше формулы описывают случай нормального падения частицы на поверхность калориметра. При падении частиц под углом к нормали координата, рассчитанная с их помощью, окажется смещенной относительно истинной.

Зависимость среднего значения \bar{DX} от угла падения получена для позитронов, выходящих из магнита под различными углами, и приведена на рис.6. Она описывается функцией

$$\bar{DX}(\alpha) = a_1 \cdot th(a_2\alpha + a_3) + a_4, \quad (3)$$

где α - угол влёта частицы. Значения коэффициентов a_1, a_2, a_3 и a_4 приведены в таблице №1. Зависимость получена для положительных углов α .

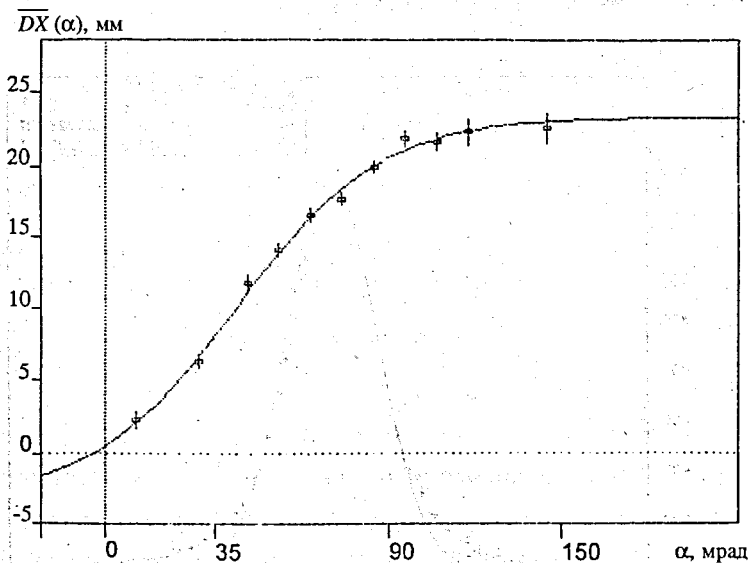


Рис.6. Зависимость разности \bar{DX} от угла падения α .
Сплошная линия - функция (3).

Таблица №1

Параметр	a_1	a_2	a_3	a_4
Значение	14,0	21,6	0,898	10,5

Полученная для позитронов функция (3) применима и для γ -квантов, так как в нашем калориметре развитие электромагнитного ливня, вызванного γ -квантом, аналогично развитию ливня от позитрона в диапазоне углов падения частиц на поверхность калориметра $-150 + 150$ мрад.

Для отрицательных углов α

$$\bar{DX}(\alpha < 0) = -a_1 \cdot th(a_2|\alpha| + a_3) - a_4. \quad (4)$$

С учетом этой поправки координата попадания частицы в калориметр

$$x = x_{cal} - \bar{DX}(\alpha).$$

Заключение

Описанная методика, в отличие от предлагаемых ранее методов [3,4,5], позволяет восстанавливать координату точки входа γ -квантов (позитронов) в годоскопическом калориметре вблизи границ между элементами разного размера. Кроме того, предложенный способ восстановления координаты можно использовать в годоскопических калориметрах с ячейками любой ширины.

Учет угловой зависимости устраняет систематическое смещение, возникающее при восстановлении координаты частиц.

Литература

- [1] А.Г.Асмолов и др. ПТЭ, №3 (1994) с. 13.
- [2] С.А.Акименко и др. ПТЭ, №1 (1988) с. 45.
- [3] G.A.Akopdjanov et al. NIM, 140 (1977) p. 441-445.
- [4] D.P.Barber et al. NIM, 145 (1977) p. 453-464.
- [5] F.Binon et al. NIM, 188 (1981) p. 507-516.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 октября 1995 года.