

УДК 539.171.017

## МЕТОД МАКСИМАЛЬНОЙ КОНТРАСТНОСТИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СЛОЖНЫХ МНОГОЧАСТИЧНЫХ СОБЫТИЙ В ИОНИЗАЦИОННОМ КАЛОРИМЕТРЕ

В. П. Павлюченко

*Описан метод обработки экспериментальных данных с ионизационного калориметра Тянь-Шаньского комплекса по исследованию космических лучей. Созданные на его основе программы успешно обрабатывают всю совокупность событий от одиночных адронов до многокаскадных стволов ШАЛ. Без всяких изменений метод может быть использован в других подобных устройствах, если выполняется основное условие о приблизительной параллельности траекторий частиц в пределах установки.*

В течение многих лет на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции ФИАН работал Большой ионизационный калориметр (БИК) в составе комплексной установки [1] по исследованию широких атмосферных ливней (ШАЛ) космических лучей. За время эксплуатации накоплен большой экспериментальный материал, сохраняемый до настоящего времени в виде банка данных [2]. На основе описанного метода были созданы программы, которые прошли многолетнюю проверку как при создании банка данных, так и при дополнительной обработке банка в настоящее время.

БИК имеет 19 рядов по 24 ионизационных камеры размерами  $600 \times 25 \times 5,5 \text{ см}^3$ , сложенных поглотителем (свинцом) толщиной по 2,5 см в верхних 8 рядах и по 5 см в остальных. Оси камер в соседних рядах взаимно перпендикулярны, позволяя определить две проекции. Адроны высокой энергии, проходя через калориметр сверху вниз, порождают электромагнитно-ядерные каскады в свинце, ионизационные потери которых регистрируются камерами. По измеренной ионизации легко оценить число заряженных релятивистских частиц в каскаде (это в подавляющем большинстве электроны и

позитроны, средняя энергия которых известна), а по ним вычислить полную энергию каскада и оценить энергию породившего его адрона (принцип ионизационной калориметрии [3]).

Основными характеристиками каждого каскада в калориметре являются: энергия каскада  $E$ , координаты его оси на уровне верхнего ряда  $X, Y$ , а также проекции  $\operatorname{tg}_1\theta$  и  $\operatorname{tg}_2\theta$  тангенса зенитного угла на боковые грани калориметра или однозначно связанные с ними азимутальный и зенитный углы  $\theta$  и  $\varphi$ .

При прохождении через калориметр одиночного адрона определение параметров порожденного им каскада является достаточно простой задачей, алгоритмы для нее были разработаны и использовались ранее [4].

Для анализа многокаскадных стволов ШАЛ был специально разработан метод, основой которого является предположение, что оси всех каскадов в пределах калориметра приблизительно параллельны друг другу. Оно выполняется с хорошей точностью, поскольку продольные импульсы адронов в стволах ШАЛ высокой энергии на несколько порядков выше поперечных. Из экспериментальных данных, кроме того, известно [3], что ионизация в поперечном к оси направлении для одиночных каскадов в каждой проекции быстро спадает от оси к периферии по экспоненте с показателем  $x/\lambda$ , причем  $\lambda = 9 - 10$  см, т.е. меньше половины ширины канала регистрации (25 см). Поэтому в условной системе координат для каждой из проекций (например, номер ряда  $Z$  – номер канала  $X$ ), флуктуации ионизации ствола в поперечном направлении (по оси  $X$ ) существенно выше, чем в продольном, и для вертикальных стволов их отношение максимально. Если же ствол не вертикален, то максимум достигается, когда калориметр "повернут" на соответствующий угол так, чтобы ствол в нем выглядел вертикальным.

На этом и основан метод: найти для каждой проекции такой угол, под которым значение функционала, характеризующего отношение дисперсий  $D$  флуктуаций по оси  $X$  и по оси  $Z$ , максимально. Это будет средний угол в проекции, под которым через установку прошло большинство частиц и под которым картина в плоскости, перпендикулярной этому направлению, будет наиболее контрастной. Дисперсии флуктуаций ионизации в камерах вокруг ее средней величины вычисляются вдоль оси  $Z(D_z)$  и вдоль оси  $X(D_x)$ . Дисперсия является наиболее простой и универсальной обобщенной характеристикой, обладающей достаточной чувствительностью к углам наклона ствола в калориметре.

Показания крайних каналов (1 и 24) в каждом ряду временно считаются нулевыми для ослабления влияния возможной боковой "засветки" от воздушного электронно-фотонного ливня. По этой же причине исключены из рассмотрения три верхних ряда

калориметра (около 15  $t$ -единиц). Засветка обладает слабо выраженной, в отличие от адронных каскадов, поперечной структурой и ухудшает чувствительность метода. Для обработки отбираются события, в которых после исключения засветки в каждой проекции осталось не менее двух рядов с ненулевой ионизацией. Вычисление  $\text{tg}_1\theta$  и  $\text{tg}_2\theta$  в каждой проекции ведется независимо друг от друга методом итераций.

Координата  $X$  направлена вдоль ряда, и число каналов регистрации в ней всегда равно 24; при итерациях ось  $Z$  направлена вниз под текущим углом  $\theta$  к вертикали. Это позволяет иметь неизменное число точек при вычислении дисперсий, что необходимо для сопоставления значений функционала при разных углах. Для того, чтобы выполнить эти условия и перекрыть одинаковым числом "каналов" всю проекцию, необходимо для них вводить зависящую от  $\theta$  ширину  $s$ . Она определяется геометрией калориметра и равна соответственно для первой и второй проекций (в сантиметрах):  $s_1 = 25(1 + 0,45|\text{tg}_1\theta|)$ ,  $s_2 = 25(1 + 0,4275|\text{tg}_2\theta|)$ .

Если  $\theta = 0$ , то "каналы" регистрации совпадают с реальными ионизационными камерами. С ростом угла их ширина увеличивается, и они захватывают более одной камеры. В таком случае "каналу" приписывается ионизация, измеренная в реальных камерах в той пропорции, в которой их ширины перекрыты "каналом". Такая линейная интерполяция приводит к некоторому сглаживанию поперечного развития каскадов, поэтому для всех итераций распределения ионизации в "каналах" вычислялись из данных реального калориметра, а не из результатов предыдущей итерации, чтобы сглаживание не накапливалось.

Суммарная ионизация в каждом ряду, если она не нулевая, нормируется на одну и ту же величину, чтобы избавиться от энергетической зависимости и привести все ряды к одинаковым условиям, исключив влияние поглощения адронных каскадов с глубиной. Нормировкой фактически приписывается больший вес ниже лежащим рядам при вычислении дисперсий, что улучшает чувствительность алгоритма, так как с увеличением глубины более контрастно проявляются подструктуры стволов ШАЛ, как это видно на примерах.

В результате преобразований для текущего угла  $\theta$  получается матрица показаний "каналов"  $I_{jk}$ , где  $j$  – номер ряда,  $k$  – номер "канала" в ряду. Этот набор имитирует поворот данной проекции реального калориметра на угол  $\theta$ .

Вычисляется дисперсия  $D_z(k)$  для каналов, принадлежащих  $k$ -му столбцу матрицы, а затем суммарная  $D_z$  по всем 24 столбцам

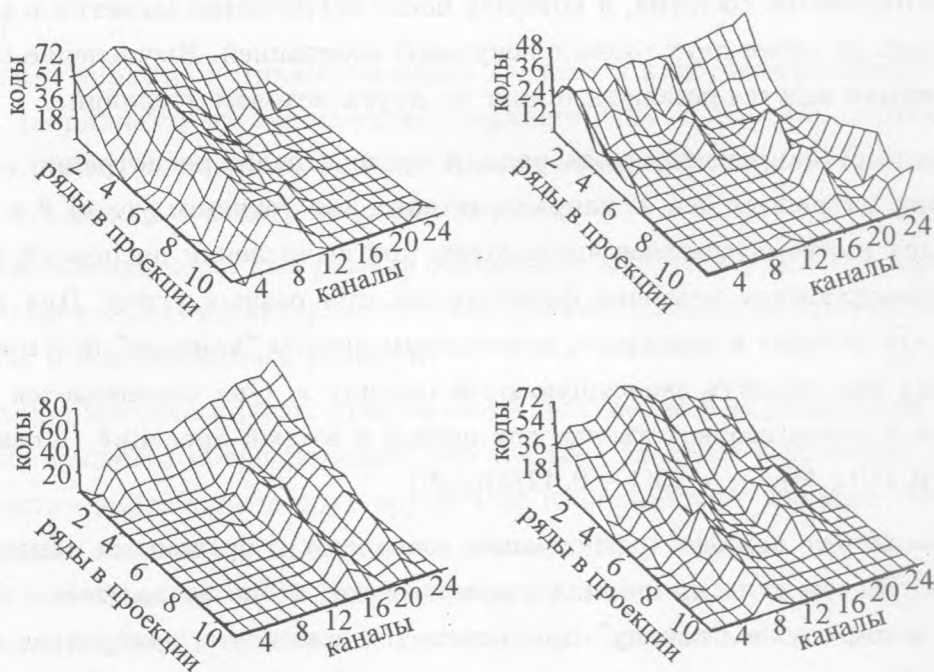


Рис. 1. Примеры зарегистрированных стволов ШАЛ в ионизационном калориметре после приведения их к вертикали. Показана только одна проекция. "Коды" пропорциональны логарифму ионизации в канале регистрации.

$$D_z = \sum_{k=1}^{24} \left[ \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n I_{jk}^2 - \left( \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n I_{jk} \right)^2 \right],$$

где  $n$  – число рядов в проекции.

Вычисление дисперсии по координате  $X$  ведется не по каждому ряду отдельно, а по суммарной ионизации в каждом столбце, чтобы максимально избавиться от случайных флуктуаций в каскадах. Для этого вычисляется арифметическая сумма ионизаций в каждом столбце  $I(k) = \sum_{j=1}^n I_{jk}$  без учета разных толщин свинца в рядах, но после описанной выше нормировки, и далее вычисляется дисперсия  $D_x$ :

$$D_x = \frac{1}{24} \sum_{k=1}^{24} I(k)^2 - \left( \frac{1}{24} \sum_{k=1}^{24} I(k) \right)^2.$$



Далее вычисляется  $Dt = D_x/D_z$  для каждого  $\theta$ . Окончательным углом  $\theta$  в проекции считается тот, для которого  $Dt$  максимально.

Благодаря независимости  $Dt$  от энергии эта величина является хорошей универсальной характеристикой, указывающей на надежность вычисления  $\text{tg}\theta$  в проекции. Конкретно для Тянь-Шаньского калориметра по результатам методической обработки при  $Dt > 0,5$  надежность близка к 1, а при  $Dt < 0,2$  она мала, так как либо нет явно выраженных структур в стволе ШАЛ, либо велика роль вклада электронно-фотонного фона из атмосферы. В последнем случае обработка может быть повторена после исключения более трех верхних рядов.

Калориметр, "повернутый" в каждой проекции на вычисленный угол, записывался в банк на место исходного. В таком калориметре все каскады вертикальные.

В качестве нулевых приближений для итераций берутся величины, вычисленные по показаниям хронотрона, если он работал, либо  $\text{tg}\theta = 0$ , если хронотрон не работал. В случае малых  $Dt$  использовалось несколько нулевых приближений.

В калориметре, в котором все каскады вертикальны, задача их выделения сводится к поиску границ каждого каскада. В событиях с большим числом каскадов в калориметре становится невозможно выделять каскады от отдельных адронов из-за плохого пространственного разрешения. В этих случаях имеет смысл говорить только об отдельных подструктурах ствола, или о каскадах, порожденных группами близко расположенных адронов, получивших название струй. Выделение струй в каждой проекции ведется отдельно.

Вычисляется суммарная ионизация  $J(k)$  в каждом столбце повернутого калориметра с учетом разных толщин свинца ( $k$  – номер столбца). Среди величин  $J(k)$  выбирается максимальная  $J_m$ , которая считается центром струи. От нее производится поиск левой и правой границ. Прослеживаются колонка за колонокой, начиная с центра струи, до тех пор, пока спад от центра к краям струи не прекратится. Если ионизация в этой колонке составляет не более 0,7 от ионизации в центре струи, то она считается границей. В противном случае поиск ведется дальше до выполнения условия  $J(k) < 0,7J_m$ .

Вся ионизация, заключенная в пределах границ, считается принадлежащей данной струе, по ней вычисляется координата центра тяжести, которая является оценкой координаты оси струи в данной проекции.

Использованная для выделенной струи ионизация зануляется, и весь цикл поиска повторяется до тех пор, пока не будет исчерпана вся ионизация в проекции. На этом работа алгоритма завершается.

Настоящий метод может быть использован в других аналогичных установках (трековые, ионизационные спектрометры и т.д.), в которых выполняется основное условие: траектории частиц должны быть примерно параллельны друг другу. Следует подчеркнуть, что на длину каскадов не налагается никаких ограничений; они могут начинаться и заканчиваться на любой глубине установки.

Методическая обработка экспериментальных данных показала хорошую точность метода как для сложных многоструйных событий, так и для одиночных каскадов.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] А с е й к и н В. С., К и р о в И. Н. и др. Препринт ФИАН N 142, М., 1976.
- [2] Н и к о л ь с к а я Н. М., Т у к и ш Е. И. Препринт ФИАН N 91, М., 1980.
- [3] Г р и г о р о в Н. Л., М у р з и н В. С., Р а п п о р т И. Д. ЖЭТФ, **34**, 506 (1958).
- [4] П а в л ю ч е н к о В. П., Н а м Р. А. и др. Труды ФИАН, **109**, 30 (1979).

Поступила в редакцию 3 февраля 1998 г.