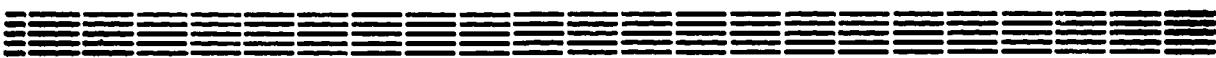


Препринт ЕФИ-995(45)-87

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



В.В.АВАКЯН, Г.В.КАРАГЕЗЯН, Г.Г.ОВСЕПЯН,  
С.В.ТЕР-АНТОНЯН

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ АДРОННЫХ ГРУПП  
В ИОНИЗАЦИОННОМ КАЛОРИМЕТРЕ

ЦНИИАтоминформ  
ЕРЕВАН — 1987

**Վ.Վ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Գ.Վ. ՂԱՐԱԳՅՈՋՅԱՆ,  
Գ.Գ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Ս.Վ. ՏԵՐ-ԱՆՏՈՆՅԱՆ**

**ՀԱԳՐՈՆՆԵՐԻ ԽՄԲԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՄԱՆ ՄԵԹՈԴԻԿԱՆ  
ԻՈՆԻԶԱՑԻՈՆՆԵՐԻ ՈՐԻՄԵՏՐՈՎ**

Մշակված և ներդրված է հաղորոնների խմբերի /ընտանիքների/ իոնի-  
լացիոն կալորիմետրում առանձնացման արդյունավետ մեթոդ: Ընթացված  
մեթոդը թույլ է տալիս արագորեն հարմարեցնել էՀՄ-ի ծրագիրը՝ կախ-  
ված կալորիմետրի տիպի որոշակի փորձասարքի կառուցվածքային առանձնա-  
հատկություններից: Երկաթե կլանիչի դեպքում առաջարկվում է խմբերի  
բաղադրիչների էներգայի գնահատման միջին հեղեղային կորերի երկրա-  
դադրիչային ապրոկսիմացիա: Էներգիայի գնահատման համեմատական ճշտու-  
թյունը կախված է հաղորնի էներգիայից, երբ  $E \geq 500$  ԳէՎ:

Երևանի Փիզիկայի ինստիտուտ  
Երևան 1987



Б.В.АВАКЯН, Г.В.КАРАГЕЗЯН, Г.Г.ОВСЕПЯН,  
С.В.ТЕР-АНТОНЯН

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ АДРОННЫХ ГРУПП  
В ИОНИЗАЦИОННОМ КАЛОРИМЕТРЕ

Разработан и внедрен эффективный метод выделения адронных групп (семейств) в ионизационных калориметрах. Предлагаемый метод позволяет оперативно адаптировать программу ЭВМ к конструктивным особенностям конкретных установок калориметрического типа. Для оценки энергий компонентов групп предлагается двух - параметрическая аппроксимация усредненных каскадных кривых в случае железного поглотителя. Относительная точность оценки энергии при  $E \gg 500$  ГэВ не зависит от энергии адрона.

Ереванский физический институт  
Ереван 1987

Preprint EMM-995(45)-87

V.V. AVAKIAN, G.V. KARAGEZIAN, G.G. OVSEPIAN,  
S.V. TER-ANTONIAN

A TECHNIQUE FOR INVESTIGATION OF HADRON GROUPS  
IN IONIZATION CALORIMETER

An effective technique for separation of hadron groups in ionization calorimeters is developed and introduced. The suggested method allows one to operatively adapt the computer program to the constructive peculiarities of concrete setups of calorimetric type. In case of an iron absorber a double-parametric approximation of mean cascade curves is proposed to estimate the energy of the group components. The relative accuracy of estimations at  $E > 500$  GeV does not depend on the energy of hadrons.

Yerevan Physics Institute  
Yerevan 1987

На современном этапе исследования характеристик потока адронов в космических лучах для дальнейшего продвижения по шкале энергий адронов, требуется создание светосильных комплексных установок [1-4]. Традиционное использование для этих целей ионизационных калориметров обладает существенным недостатком - отсутствием возможности прямого метода пространственного выделения компонент адронных групп (семейств) в связи с тем, что стандартные ионизационные камеры, применяемые в экспериментах, не позволяют регистрировать все (три) пространственные координаты энерговывделений. В дополнение к этому, групповое прохождение адронов через установку, как правило, сопровождается высокой плотностью электронно-фотонного и мюонного сопровождений, что, в свою очередь, усложняет идентификацию адронных траекторий.

С увеличением энергий адронов ( $E \gg 1 \text{ ТэВ}$ ) на уровне наблюдения вклад групп адронов в общую интенсивность превосходит вклад "одиночных" по калориметру адронов из-за малости поперечного импульса в актах неупругих взаимодействий адронов и слабой зависимости его от энергии. При этом, характеристики потока групп адронов чувствительнее к динамическим особенностям неупру-

гих взаимодействий.

В данной работе разработан эффективный метод обработки групп адронов, зарегистрированных ионизационным калориметром установки "Пион" [1,2]. Эффективность метода не чувствительна к плотности сопровождения групп при числе адронов в группах меньше 5. Разработанный метод может быть рекомендован для эксперимента АНИ.

## 1. Идентификация адронных групп

Эффективность идентификации адронов в составе группы зависит как от конструктивных особенностей установки, так и от степени коррелированности пространственно-энергетических параметров адронов. Известно, что корреляция пространственных координат компонент группы с их энергиями является следствием функциональной зависимости

$$\langle R \rangle_n = f(N, E, \langle P_{\perp} \rangle, n, E_0, z_0), \quad (I)$$

где  $\langle R \rangle_n$  - среднее пространственное смещение регистрируемого адрона группы от направления первичного адрона энергии  $E_0$ ,  $E$  и  $\langle P_{\perp} \rangle$  - энергия и средний поперечный импульс адрона в составе группы,  $n$  - номер поколения,  $N$  - эффективная высота генерации адрона, зарегистрированного на уровне наблюдения  $z_0$ . При  $n = 1$  выражение (I) имеет простой вид

$$\langle R \rangle = N \langle P_{\perp} \rangle / E.$$

Форма пространственного распределения плотности потока адронов описывается экспоненциальным распределением [4]

$$W(R)dR = A \cdot \exp(-R/R_0)dR, \quad (2)$$

где  $R_0$  зависит как от энергии первичной частицы, так и от энергии адронов в составе группы. Размеры большинства калориметров, исследующих адронные группы, меньше, чем характерный радиус  $R_0$  смещения адронов от направления первичной частицы. Это позволяет, на основе азимутальной изотропии прихода адронов на установку, применять приближение некоррелированности адронов в составе группы, регистрируемой установкой, при энергиях адронов  $E \gg 0,1$  ТэВ и первичных энергиях  $E_0 \gg 1$  ТэВ. В этом приближении эффективность идентификации зарегистрированных адронов зависит лишь от конструктивных особенностей экспериментальных установок.

Известно, что методика ионизационного калориметра позволяет измерять лишь одну пространственную координату зарегистрированного адрона, с точностью размеров задействованных ионизационных камер. Взаимно перпендикулярное расположение камер в чередующихся рядах позволяет получать две проекции траекторий адронов, провазимодействовавших в поглотителе калориметра. Угловая точность восстановления проекций траектории адрона в большинстве случаев не превосходит  $1-2^\circ$ , что при энергиях  $E \gg 0,5$  ТэВ значительно превосходит угловое расхождение от направления первичного адрона

$$\Delta\alpha \sim \sqrt{n} \langle R_1 \rangle / E \ll 0,2^\circ.$$

Это означает, что адроны в составе группы с большой точностью параллельны друг другу, что, в свою очередь, уменьшает эффективность их выделения в установке из-за слияния проекций траекторий.

При заданном числе адронов ( $M$ ) в группе, падающей на установку, в среднем, без слияния в одной проекции регистрируется ( $m$ ) адронов согласно выражению

$$m = M \cdot (1 - \omega)^{M-1},$$

где  $\omega = i / n_k$ ,  $n_k$  - число ионизационных камер в одном ряду,  $i$  - среднее число камер, зарегистрировавших максимальное энерговыделение от одного адрона. В табл. I приведены соответствующие значения  $m$ ,  $M$  и эффективности выделения одного адрона из  $M$ :  $\epsilon_1 = m/M$  для установки "Пион" ( $\omega = 1/31$ ). В скобках приведены соответствующие значения для  $i = 2$ . В последней строке табл. I приведены эффективности регистрации в двух проекциях  $\epsilon_2$ .

Как видно из табл. I, на установке "Пион" эффективно можно проводить исследования адронных групп с числом адронов в группе не больше 4-5.

#### а) Кластеризация энерговыделений.

Основой выделения адронных групп является кластеризация энерговыделений последовательно в рядах калориметра. Кластером назовем совокупность энерговыделений  $\{J\}$ , аппроксимация которой непрерывной функцией  $J(x) \neq \text{const}$  обладает следующими тремя свойствами:

$$\frac{dJ}{dx} \Big|_{x=x_{1,2,3}} = 0 \quad \text{для} \quad \begin{cases} \text{I} & a < x_1 < b \\ \text{II} & x_1 = b \\ \text{III} & x_3 = a, \end{cases}$$

где  $a$  и  $b$  - границы кластера. Отметим, что в число кластеров, удовлетворивших требованию (3), входят как энерговыделе -

ния адронов из состава группы, так и энерговыделения от сопровождения (мюонного,  $\bar{\nu}$  в верхних рядах и электронно-фотонного) и собственные шумы ионизационных камер.

Так как траектория адрона, генерировавшего заданный кластер ионизации, согласно физике ядерно-каскадного процесса проходит предпочтительно вблизи максимума ионизации, рассмотрим определение центра ионизации согласно выражению

$$x_k = \frac{\sum_{i=1}^{b_k} J_i^{\gamma} \cdot x_i}{\sum J_i^{\gamma}}, \quad (4)$$

представляющего собой обобщение по ионизации средневзвешенного значения координат кластера. Величину ( $\gamma$ ) определим минимизацией дисперсии углового коэффициента траектории одиночного адрона, восстановленного методом наименьших квадратов.

Анализ экспериментальных данных установки "Пион" показал, что значение ( $\gamma$ ) в выражении (4) является функцией от степени развития ядерно-каскадной кривой и в областях до максимума, в максимуме и после максимума развития каскада оптимальные значения ( $\gamma$ ) соответственно равны  $3 \pm 1$ ,  $2 \pm 1$ ,  $0-1$ . Полученные результаты можно интерпретировать следующим образом: до максимума развития каскада траектория адрона проходит сквозь ионизационную камеру, обладающую максимальной ионизацией в кластере. В области после максимума развития каскада пространственное расхождение и флуктуации в развитии каскада уменьшают корреляцию энерговыделения с центром кластера, и траектория адрона восстанавливается точнее по средней величине  $\langle x_i \rangle$  в кластере.

Усредненное значение ( $\gamma$ ) по глубине развития каскада оказалось равным  $1 \pm 0,5$ .

### о) Восстановление траекторий адронов

На основе известных значений координат центров кластеров в проекциях  $XOZ$  и  $YOZ$  необходимо восстановить траектории адронов в соответствующих проекциях. Проблема заключается в том, что из множества  $\{X_i\}$  (соответственно в другой проекции  $\{Y_i\}$ ) и  $Z_i$ , где  $i$  - номер кластера, выбрать те, которые принадлежат траектории одного из адронов, т.е. удовлетворяют уравнениям

$$Z_i = \alpha_x X_i + \beta_j; \quad j=1, \dots, n_x, \quad (5)$$

где  $n_x$  - число траекторий в  $XOZ$  проекции.

Так как угловой коэффициент  $\alpha_x$  для всех траекторий адронов в данной проекции  $XOZ$  одинаков, что является следствием приближенной параллельности адронов в группе, то существует такое ортогональное преобразование системы координат, которое уравнение (5) приводит к виду

$$\{X'_i\}_j = \beta'_j \quad (5I)$$

для всех траекторий в данной проекции. Оператор, соответствующий данному преобразованию, имеет вид

$$\hat{A} = \begin{vmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{vmatrix} \quad (6)$$

и приводит к повороту системы координат калориметра в проекции  $XOZ$  на угол  $\theta = \alpha_x \operatorname{ctg}(\alpha_x)$ . В новой системе координат  $X'OZ'$  центры кластеров ионизаций, соответствующих данной траектории адрона, группируются в непосредственной близости с  $\beta'_j$  [5,6].

ширина группировки определяется ошибками в определении координат точек траекторий. На рис. I приведен пример преобразования (6) уравнений (5) к виду (5<sup>I</sup>). Реализация этого метода на ЭВМ осуществляется поиском такого угла поворота ( $\theta$ ) системы координат калориметра, которое приводит к максимизации полного числа совпадений координат  $\{x'_i\}$  внутри заданной ширины гистограммы  $\Delta X$  для всех  $b'_j$ . Оптимальное значение  $\Delta X$  равно при этом  $\sqrt{2}d/2$ , где  $d$  - диаметр цилиндрической ионизационной камеры. По значениям  $\{x'_i\}$ , группированным относительно  $b'_j$ , методом наименьших квадратов легко получить значения  $a_j$ ,  $b_j$  и соответствующие значения среднеквадратичных отклонений  $\sigma_{a_j}$  и  $\sigma_{b_j}$ , зависящих от числа точек, составляющих траекторию. Окончательное значение углового коэффициента  $a_x$  в уравнении (5) равно средневзвешенному значению  $\{a_j\}$  с весами, равными  $W_j = \frac{1}{\sigma_{a_j}^2}$ .

Аналогичным образом рассчитываются значения  $a_y$  и  $b_y$  в  $YOZ$  проекции.

Полная идентификация траектории адрона по заданным значениям траекторий в проекциях  $XOZ$  и  $YOZ$  осуществляется методом минимизации  $\chi^2$  на основе известного вида усредненной ядерно-каскадной кривой, подробное описание которой приведено в следующем разделе.

## 2. Оценка энергии адронов

Способ оценки энергии адронов методом ионизационного калориметра детально описан во многих работах [7-10]. Для частного случая экспериментальной установки "Пион" метод оценки энергии и соответствующие значения точностей оценок приведены в рабо-

тах [1,10] . Однако, в связи с тем, что предполагается исследовать случаи группового прохождения адронов через установку как наиболее интересные с точки зрения модельной зависимости их состава и энергетического спектра, имеет смысл продолжать работы по оптимизации метода оценки энергии адронов, так как в группах зарегистрированных адронов всегда наблюдаются случаи как проноса энергии через основание и боковые стороны калориметра, так и смещение энергий компонент в подпороговую область (суммарное энерговыделение при этом выше порогового).

#### а) Аппроксимация ядерно-каскадных кривых

В настоящее время существует много видов аппроксимаций ядерно-каскадных кривых и в связи с тем, что в них используется большое ( $> 2$ ) число аппроксимационных параметров, применимы только в частных случаях. В данной работе мы попытались аппроксимировать известные в настоящее время ядерно-каскадные ливни для железного поглотителя от первичных адронов высоких энергий выражением, включающим в себя не более двух неизвестных параметров. За основу были взяты экспериментальные данные и Монте-Карло-расчеты из работы [9] в интервале энергий 200-2000 ГэВ. Причем, что наиболее важно для установки "Пион", ядерно-каскадные кривые получены с учетом смешанного состава адронов на уровне гор (70% p , 30% π ).

Вид полученной аппроксимации для калориметра с железными поглотителями будет

$$\frac{dE}{dt} = E \frac{1}{t_0} \frac{e^{-\delta^2/2}}{\sqrt{2\pi} \delta} \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\frac{\ln(t/t_0)}{\delta}\right]^2\right), \quad (7)$$

где  $t_0 = \omega \cdot T_0 \ln(E/\beta)$ ,  $\beta$  - критическая энергия в веществе поглотителя,  $\omega$  и  $\delta$  - неизвестные параметры.  $E$  - энергия адрона в единицах ГэВ,  $T_0 = 13,9 \text{ г/см}^2$  - радиационная единица длины в железе.

Значения параметров  $\delta$  и  $\omega$  были получены минимизацией  $\chi^2$  и оказались равными

$$\delta^2 \approx \ln 2$$

$$\omega = 0,95 \pm 0,05.$$

Минимальное значение  $\chi^2$  удовлетворяло требованию

$$\chi_{\min}^2 \leq 1 / (n_c - z - 1), \quad (8)$$

где  $n_c$  - число степеней свободы, а  $z$  - число связей в процедуре минимизации. В нашем случае мы выбрали  $z = 1$  из условия

$$\int_0^{\infty} \frac{dE}{dx} dx = E, \quad (9)$$

что для выражения (7) выполняется точно. В связи с тем, что точность (8) аппроксимации (7) можно считать вполне удовлетворительной, рассмотрим основные свойства данного распределения, описывающие ядерно-каскадные кривые в железе.

Из условия (9) следует, что функция

$$f(t, t_0) \equiv \frac{1}{E} \frac{dE}{dt}$$

представляет собой плотность вероятности с соответствующей нормировкой

$$\int_0^{\infty} f(t, t_0) dt = 1. \quad (10)$$

Так как в справочной литературе описание данной плотности вероятности отсутствует, приведем выражение для центральных моментов функции  $f(t, t_0)$  :

$$\bar{t}^n = t_0^n e^{\frac{\delta^2}{2}(n+2)n}. \quad (11)$$

При этом функция вероятности

$$\int_0^t f(t, t_0) dt = \frac{1}{2} \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{\ln(t/t_0)}{\sqrt{2}\delta} - \frac{\delta}{\sqrt{2}} \right) + 1 \right] \quad (12)$$

имеет реальный физический смысл доли энергии  $\nu$ , потерянной адроном до точки  $t$ .

Мода функции распределения (точка глобального максимума) равна  $t_0$  и совпадает с глубиной максимума развития ядерно-каскадных кривых.

Медиана распределения, определяемая из уравнения

$$\int_0^x f(t, t_0) dt = \frac{1}{2},$$

равна  $x = 2t_0$  и представляет собой среднее значение глубины развития каскада, где выделилось 50% энергии первичного адрона. Значение параметра ( $\delta$ ) определило и свойство среднеквадратичного отклонения, равного среднему значению

$$\sigma = \bar{t} = t_0 \exp \left( \frac{3}{2} \delta^2 \right) \approx 2,8 t_0. \quad (13)$$

б) Аппроксимация флуктуаций каскадных кривых. Вопросы применимости

Для выяснения основных свойств ядерно-каскадных кривых важным фактором является их флуктуация относительно глубины развития и зависимость флуктуаций от энергии каскада. На основе результатов Монте-Карло-расчетов работы [9] для коэффициента вариации  $(\sigma(dE/dx)/\langle dE/dx \rangle)$  каскадных кривых нами получено аппроксимационное выражение

$$\frac{\sigma(dE/dx)}{\langle dE/dx \rangle} = \frac{\alpha_1}{(t/t_0)} + \frac{\alpha_2}{t_0^2} \left( \frac{t}{t_0} \right)^2, \quad (I4)$$

где  $\alpha_1 = 0,38$ ,  $\alpha_2 = 1000$ .

Как видно из (I4), вариация состоит из двух частей: 1) область до максимума каскада ( $t < t_0$ ) - в этом случае основной вклад определяется первым членом правой части; 2) область после максимума развития ( $t > t_0$ ) определяется вторым членом правой части выражения (I4).

Отметим также, что область до максимума зависит от энергии как  $\ln E$ , в то время как после максимума зависимость от энергии более сильная ( $\ln^4 E$ ). Глобальный минимум выражения (I4) расположен на глубине  $t = t_0$ .

Вопрос применимости аппроксимаций (7) и (I4) в полной мере в интервале глубин ( $0 - \infty$ ) остается открытым, так как в настоящее время имеются подробные данные лишь в ограниченной области энергии ( $0,2+2$  ТэВ) и глубин ( $0+900$  г/см<sup>2</sup>). Отметим также, что нами был проведен анализ каскадных кривых в области

$t > t_0$ , где согласно работе [9] ожидается экспоненциальный спад кривых согласно

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \sim \frac{E_0}{L_n} e^{-\frac{t}{L_n}}. \quad (15)$$

В интервале глубин  $1000 \text{ г/см}^2 > t > (1,5 \pm 2) t_0$  выражение (7) аппроксимируется согласно (15) со значениями пробега поглощения

$$L_n \approx 2t_0$$

для энергий (0,2-2) ТэВ. Однако для глубин  $t \gg 800 \text{ г/см}^2$  аппроксимация (7) дает более медленный спад ( $dE/dx$ ), чем это ожидается из (15). Кроме этого отметим, что значение  $L_n \approx 2t_0$  приближенно (с ошибкой  $\sim 10-15\%$ ) совпадает со значением  $L_n$ , полученным в работе [9] по Монте-Карло расчетам.

На рис.2 приведены интегральные по глубине взаимодействия каскадные кривые для трех интервалов энергий адронов (70% нуклонов и 30% пионов), зарегистрированных установкой "Пион". Непрерывная линия на рис.2 соответствует выражению

$$F(t, t_0) = \int_0^{t_{\max}} \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda} f(t-x, t_0) dx,$$

для  $\lambda = 130 \text{ г/см}^2$ ,  $t-x > 0$  и  $t_{\max} = 6 \cdot \Delta T$ , где  $\Delta T = 83 \text{ г/см}^2$  - эффективная толщина одного слоя поглотителя калориметра. Ось абсцисс на рис.2 приведена в единицах  $\Delta T$ . Согласие эксперимента и аппроксимации (12) при значении  $\omega = 0,9$  позволяет применить выражение (12) для оценки энергии адронов.

в) Метод оценки энергии адронов

Известно, что оценка энергии адронов в ионизационном калориметре проводится вычислением интеграла под зарегистрированной ядерно-каскадной кривой ионизации. Если в калориметре наблюдается "пронос" энергии через основание или боковые стороны калориметра, то не измеряемая часть кривой ионизации экстраполируется различными способами. Так, в работе [10] предлагается выражение, включающее в себя четыре подгоночных параметра и зависящие от наблюдаемой в калориметре энергии. Более корректный метод рассмотрен в работе [1], где аппроксимация "хвоста" каскадной кривой проводится на основе энерговыделения в последнем зарегистрированном ряду калориметра и априорной информации о пробеге поглощения каскадной кривой.

В данной работе предлагается провести оценку энергии измерением параметра  $t_0$  по наблюдаемой в калориметре каскадной кривой в независимости от того, какая доля энергии ушла за пределы установки. Применимость данного метода заложена в виде аппроксимации (7).

Пусть в точках  $t_i$  ( $i = 1, \dots, n$ ) проведено измерение ионизации  $(dE/dx)_i$  (на данном этапе пренебрежем недомером ионизации, свойственной ионизационной методике).

Рассмотрим систему уравнений

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_i = \frac{E}{t_0} \cdot C_1 \exp(-C_2 \ln^2(t_i/t_0)), \quad (16)$$

где  $i = 1, \dots, n$ , а  $C_1$  и  $C_2$  определяются из (7) и имеют

численные значения  $C_1 = 0,3388$ ,  $C_2 = 0,7213$ .

Логарифмируя уравнения (16) и вводя критическую энергию ( $\beta$ ) согласно определению  $t_0$ , избавимся в выражении (16) от явной зависимости от  $E$ .

$$\frac{t_0}{T} = \ln \left( \frac{dE}{dx} \right)_i - \ln(\beta C_1) + \ln t_0 + C_2 (\ln t_i / t_0)^2. \quad (17)$$

Система уравнений (17) трансцендентна относительно  $t_0$ , однако слабая зависимость правой части выражения (17) позволяет получать достаточно точное решение уравнения посредством итераций всего за два шага. Начальное приближение для первого шага итераций достаточно взять в форме

$$t_{01} = T_0 \ln(\bar{E}/\beta),$$

где  $\bar{E}$  - средняя энергия адронов, падающих на calorimeter. Для установки "Пион" это значение равно  $\bar{E} \sim 1000$  ГэВ, откуда  $t_{01} = 150$  г/см<sup>2</sup>. Подставляя значение  $t_{01}$  в правую часть уравнения (17), легко рассчитать  $n$  значений  $t_0^{(i)}$ . Окончательное значение  $t_0$  получим процедурой усреднения  $t_0^{(i)}$  по весам, пропорциональным амплитуде ионизации

$$t_0 = \frac{\sum_i^n \left( \frac{dE}{dx} \right)_i \cdot t_0^{(i)}}{\sum_i^n \left( \frac{dE}{dx} \right)_i}.$$

Расчеты по усредненной каскадной кривой для энергий 0,1-20 ТэВ показали, что точность метода определения  $t_0$  лучше 1%.

По известному значению  $t_0$  из выражения (12) легко найти

долю энергии  $\nu_n$ , выделенной адроном в  $n$  рядах калориметра. А известное значение доли энергии определяет полную энергию адрона согласно

$$E_0 = E_{\text{изм}}/\nu,$$

где  $E_{\text{изм}}$  - интеграл под зарегистрированной в калориметре каскадной кривой.

Апробация данного метода при наличии флуктуаций каскадной кривой проводилась методом Монте-Карло, откуда и были получены реальные точности оценки энергии для установки "Пион".

#### г) Точность метода

Моделирование каскадных кривых проводилось по следующей схеме.

По известному значению средней ионизации (7) и среднеквадратичному отклонению (14) при заданных  $t_i$  ( $i=1, \dots, 10$ ) и  $E_0$  согласно логарифмически нормальному распределению разыгрывалась ионизация ( $dE/dx$ ). Причем, точка первого взаимодействия моделировалась равномерно в первом слое поглотителя. Корреляции ионизации в соседних рядах учитывались приближенно, согласно требованиям

$$\begin{aligned} E'_1 &\leq E_0 \nu_2, \\ E'_i &\leq E_0 \nu_{i+k} \quad (i=2, \dots, 10-k), \\ E_0 &\gg E'_{10} > E_0 \cdot \nu', \end{aligned} \tag{18}$$

где  $E'_i$  - энергия, выделившаяся в калориметре до  $i$ -го ряда включительно,  $\nu_i$  - доля соответствующей энергии согласно (12). Значения  $k$  и  $\nu'$  являлись подгоночными параметрами моделиро-

вания и определялись из несмещенности интеграла под каскадной кривой и совпадения точности оценки интеграла с соответствующим значением, известным из экспериментальных данных установки "Пион". Интегрирования проводились методом трапеций. Значения  $K$  и  $\gamma'$ , соответственно, оказались равными 3 и 0,75 для энергии 100 ГэВ и 0,7 для  $10^4$  ГэВ. В результате моделирования оказалось, что требования (18) на 10–12% уменьшают флуктуации каскада на больших глубинах, что несущественно влияет на полученные результаты. На рис.3 приведены средняя ядерно-каскадная кривая ионизации для  $E_0 = 1000$  ГэВ и два каскада, моделированные по нашей схеме. Кроме этого, нами проведен анализ влияния недомера ионизации на точность метода оценки энергии. С этой целью определялось число эквивалентных электронов, соответствующее данной ионизации согласно

$$n_e = [(dE/dx)_i / \epsilon] ,$$

где  $\epsilon = 0,0015 \text{ MeV}/(\text{г}/\text{см}^2)$ , а знак [ ] означает выделение целой части числа. Независимо от энергии,  $n_e$  электронов распределялись равномерно в  $K_i$  камерах, где

$$K_i = \begin{cases} 2 & i=1 \\ 3 & t_i < t_0 \\ 4 & t_i > t_0 \end{cases} .$$

Целая часть соответствующего числа электронов в камере

$$n_e^{(K)} = [n_e / K_i]$$

переводилась в единицы амплитуд БАП посредством коэффициента

$$A = 25$$

$$n_e^{(A)} = [n_e^{(K)} / A] .$$

Результирующее значение ионизации  $(dE/dx)_{изм}$  определялось процедурой

$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{изм} = n_e^{(A)} \cdot A \cdot k_i \cdot \epsilon .$$

Решение обратной задачи - определения энергии  $E_0$  по имеющемуся распределению ионизации - проводилось методом, описанным в предыдущем разделе. Причем, точкой первого взаимодействия адрона считалась середина первого ряда.

Результаты расчетов показали, что фактор недомера ионизации не влияет на относительную среднеквадратичную ошибку измерения энергии нашим методом, начиная с энергий  $E_0 > 200$  ГэВ. Влияние недомера существенно сказывается на смещенности оценки энергии в сторону недомера энергии адрона.

В табл.2 приведены относительные среднеквадратичные ошибки оценки энергии (в процентах), усредненные в интервале 300-10000 ГэВ из-за их слабой зависимости от энергии. Нумерация столбцов соответствует толщине калориметра, после которой наблюдается пронос энергии, т.е. для оценки энергии используется информация только до этого ряда. Нумерация строк соответствует номеру ряда, информация до которой не используется в процедуре определения величины  $t_0$ . В скобках приведены среднеквадратичные отклонения в определении величины  $t_0$  в единицах  $(г/см^2)$ . Из табл.2 следует, что в первых двух рядах развития каскадной кривой пренебрежимо мало информации содержится

о значении  $t_0$ . Исключение их для определения  $t_0$  не меняет точность оценки энергии. Это очень существенный вывод, так как именно в первых двух верхних рядах калориметра присутствует фон от ливневого сопровождения адрона. Отметим также, что неопределенность первой точки взаимодействия также не влияет на результат.

В табл.3 приведены значения смещенности оценки энергий в зависимости от степени проноса энергии. Нумерация столбцов соответствует нумерации в табл.2. Интересно отметить, что пронос энергии компенсирует смещенность оценок из-за недомера ионизации.

Отметим, что значение точности оценки энергии при использовании всей информации с калориметра (столбец 10, табл.2) совпадает с точностью оценок энергии установкой "Пион" [1]. На рис.3 приведены два типичных случая каскадных кривых с соответствующими значениями оценок энергий по 10 рядам установки. Таким образом, анализ точности метода показал, что:

- 1) точность оценки энергии разработанным способом нечувствительна к недомеру ионизации;
- 2) метод позволяет уменьшить влияние "загрязнения" ионизации в первых двух рядах калориметра установки "Пион";
- 3) метод позволяет определять энергию адронов даже при наличии ионизации всего в двух рядах калориметра, что важно при исследовании групп адронов космических лучей;
- 4) относительная точность оценки энергии при  $E_0 > 300$  ГэВ не зависит от энергии адрона.

Описанный в данной работе метод обработки групп адронов космических лучей, зарегистрированных ионизационным калоримет-

ром, реализован для эксперимента "Пион" [II]. Эффективность обработки событий составляет 90% от общего числа срабатываний установки. Программа обладает быстродействием и занимает объем памяти ОЗУ ЭВМ БЭСМ-6 ~24 кбайт. Для обработки калориметрических данных эксперимента АИИ объем памяти не превысит 30 кбайт,

Разработанный метод позволяет обрабатывать группы адронов с энергией лидирующего адрона больше 1 ТэВ при адронных сопровождениях с энергиями больше 0,1 ТэВ. Эффективность метода нечувствительна к плотности мюонного, электронно-фотонного сопровождения и реальных шумов ионизационных камер.

Выражаем благодарность Мамиджянну Э.А. за обсуждение.

Таблица I

M	I	2	3	4	5	I0	I5
n	I(I)	1,94(1,9)	2,81(2,6)	3,63(3,3)	4,39(3,8)	7,44(5,5)	9,48(5,9)
$\epsilon_1$	I(I)	0,97(0,94)	0,94(0,88)	0,91(0,82)	0,88(0,77)	0,74(0,55)	0,63(0,3)
$\epsilon_2$	I(I)	0,94(0,87)	0,87(0,75)	0,81(0,64)	0,75(0,53)	0,49(0,10)	0,026(0)

Таблица 2

	2	3	4	6	8	10
1	65,6(8,5)	37,0(4,9)	27,0(3,8)	19,4(3,6)	14,8(2,8)	12,7(2,8)
2	-	41,8(5,0)	29,4(4,1)	18,1(2,9)	14,1(2,4)	12,4(2,7)
3	-	-	26,8(4,3)	17,8(3,4)	14,5(2,8)	12,0(3,0)

Таблица 3

Е ГэВ	3	4	6	8	10
100	0,85	0,81	0,72	0,66	0,65
200	0,92	0,90	0,87	0,83	0,80
300	0,93	0,90	0,92	0,88	0,83
500	0,98	0,97	0,94	0,94	0,93
1000	1	1	0,98	0,97	0,96
2000	1,08	1	1	0,99	0,99
5000	1,09	1	1	1	1

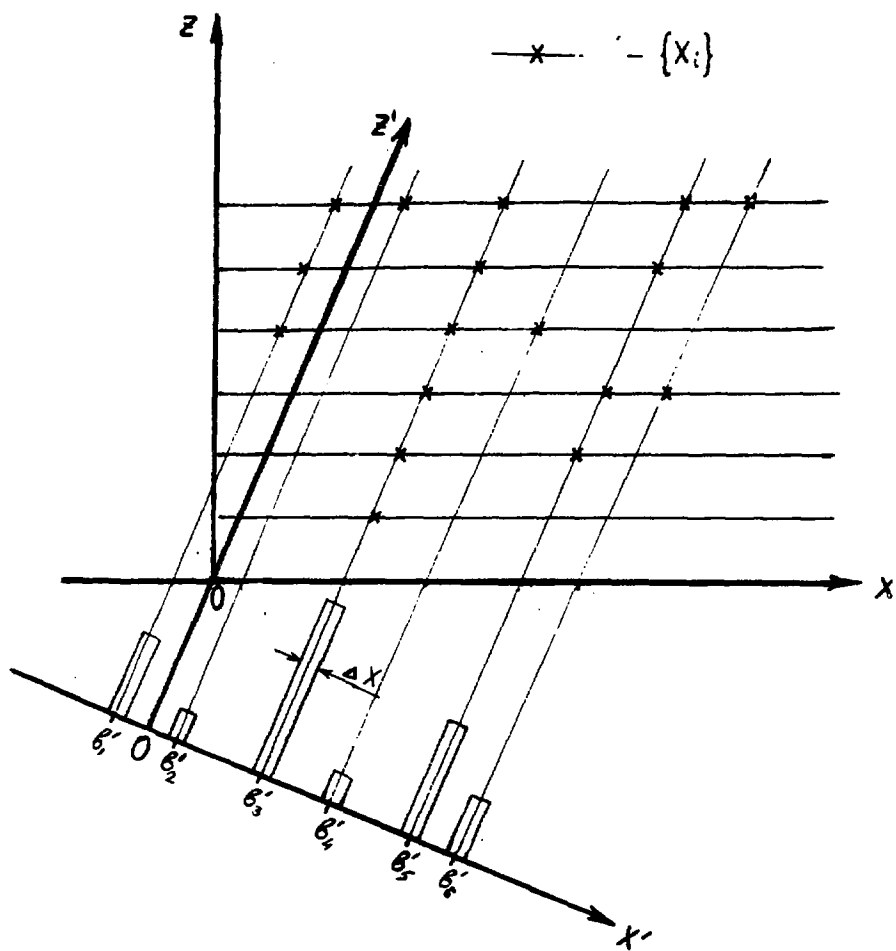


Рис. I

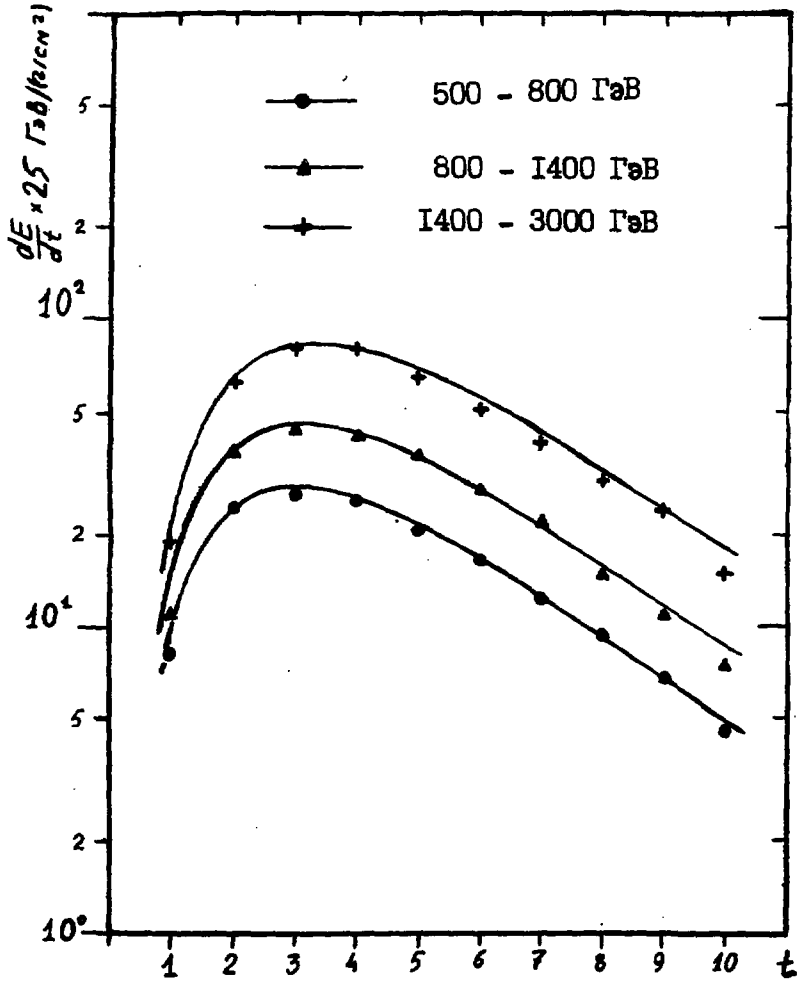


Рис. 2

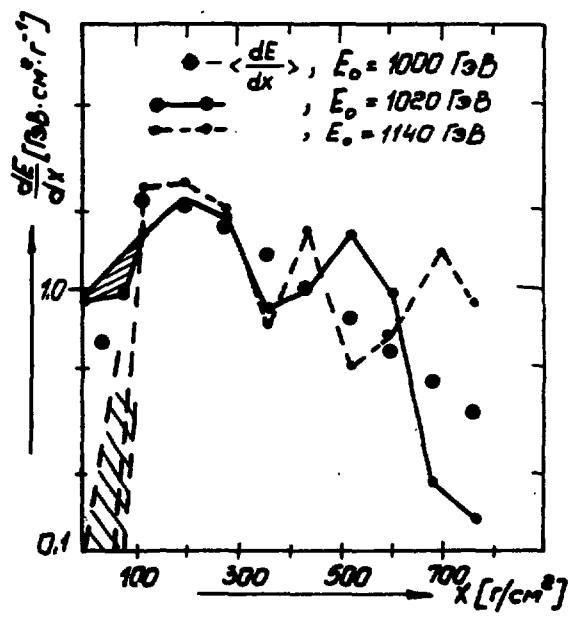


Рис. 3

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авакян В.В., Авунджян А.Т., Арзуманян С.А. и др. Установка "Пион". ВАНТ, сер. Техника физического эксперимента, 1983, вып. 4(16), с. 3-24.
2. Авакян В.В., Арзуманян С.А. и др. Установка для исследования адронной компоненты ШАЛ при энергиях  $10^{14}$  эВ на средних расстояниях от оси ливня. ВАНТ, сер. Техника физического эксперимента, 1984, вып. 3(20), с. 69-75.
3. Авакян В.В., Амагуни А.Ц., Асатиани Т.Л. и др. Проект эксперимента для изучения адронных столкновений при энергиях  $10^3-10^6$  ТэВ. УФН, 1980, т. 132, вып. 2, с. 395-396.
4. Ромахин В.А., Нестерова Н.М. Пространственно-энергетические характеристики адронной компоненты ШАЛ. Труды ФИАН, М.: Наука, 1979, т. 109, с. 77-108.
5. Duff B.G., Garbut D.A. et al. The Selection of Spark Chamber Tracks by Computer Methods. Nuclear Instrument and Methods, 1967, vol. 54, p. 132-136.
6. Никитин В.А., Ососков Г.А. Автоматизация измерений и обработки данных физического эксперимента. Москва, изд-во ИГУ, 1986, с. 138-143.
7. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Космические лучи и их взаимодействие. М.: Атомиздат, 1968, с. 392.
8. Фетисов И.Н. Методика и результаты измерения доли энергии, переданной  $\pi^0$ -мезонам в сильных взаимодействиях адронов космических лучей в диапазоне энергий 100-1500 ГэВ. Препринт ФИАН, № 139, Москва, 1971.

9. Морозов А.Е., Славатинский С.А., Фетисов И.Н. Ионизационный калориметр (расчет и эксперимент). Изв.АН СССР, сер. физич., 1971, т. XXXV, № 10, с. 2022-2028.
10. Авакян В.В., Геворкян С.Р., Жамкочян В.М. и др. Определение парциальных коэффициентов неупругости пионов и протонов в железе при энергиях 0,5-5,0 ТэВ. ВАНТ, сер. Техника физического эксперимента, 1983, вып. 4(16), с. 56, Ереван
11. Avakyan V.V., Mamijanian E.A., Ovsepyan G.G., Pleshko M.P., Ter-Antonyan S.V. The Absolute Spectrum of 1 TeV Hadrons 700 g/cm<sup>2</sup> deep in the Atmosphere. Preprint EPI-952(2)-87, Yerevan, 1987.

Рукопись поступила 28 мая 1987 г.

**В. В. АВАКЯН, Г. В. КАРАГЕЗЯН, Г. Г. ОВСЕПЯН,**

**С. В. ТЕР-АНТОНЯН**

**МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ АДРОННЫХ ГРУПП В ИОНИЗАЦИОННОМ  
КАЛОРИМЕТРЕ**

Редактор Л. П. Мукаян

Технический редактор А. С. Абрамян

---

Подписано в печать 10/УШ-87      ВФ- 06050 Формат 60x84/16  
Офсетная-печать. Уч.изд.л.2,0      Тираж 299 экз.      Ц.30 к.  
Зак. тип. 514      Индекс 3624

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван 36, Маркаряна 2

**The address for requests:  
Information Department  
Yerevan Physics Institute  
Markaryan St., 2  
Yerevan, 375036  
Armenia, USSR**

**индекс 3624**



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**