

индекс 3624

**ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ**  
**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

ЕФИ-541(28)-82

А.Т.АВУНДЖЯН, С.П.КАЗАРЯН, С.А.КАНКАНЯН,  
А.Г.ОГАНЕСЯН

СВЕТОСИЛА УСТАНОВКИ "ПИОН" И УГЛОВОЕ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ  
АДРОНОВ НА ВЬСОТАХ ГОР

ԵՐԵՎԱՆ 1982 ԵՐԵՎԱՆ

## Введение

В экспериментах с космическими лучами, где необходимо измерить абсолютную интенсивность частиц или сечение их взаимодействия с ядрами различных поглотителей, весьма важен правильный расчет светосилы установки. В некоторых случаях, в зависимости от конфигурации детекторов, удается подсчитать этот параметр аналитически [1], но иногда, особенно, если в установке имеются нечувствительные области (щели), более эффективными являются численные методы, а именно, метод Монте-Карло [2]. В последнем случае необходимо точно и полностью учитывать все факторы, влияющие на отбор полезных событий из всего статистического материала, зарегистрированного установкой. Например, в установке "Пион" [3] браковались события, в которых ствол ядерно-электромагнитного каскада (ЯЭК) проходил слишком близко к боковым стенкам ионизационного калориметра (ИК). Однако, оказалось невозможным ввести твердые критерии, например, на расстояние между осью ЯЭК и краями ИК с тем, чтобы можно было пренебречь проносом энергии через боковые стенки ИК. Введение таких критериев, кото-

рые гарантировали бы незначительный пронос энергии из боковых стенок ИК, сильно уменьшило бы полезную статистику. Этот некоторый произвол в отборе событий может существенно повлиять как на светосилу всей установки, так и на угловое распределение регистрируемых событий. В работе [2] проведено описание алгоритма расчета методом Монте-Карло геометрических факторов установок со сложной геометрией. В этой работе для иллюстрации приведены значения светосилы установки "Пион" для различных условий. Нами была создана аналогичная программа, и значения светосилы, полученные с помощью нашей программы, совпадают с приведенными в работе [2] значениями, если принимать (как и в указанной работе) одинаковую эффективность по всему объему ИК. Понятие "эффективность" здесь возникло вследствие потери некоторой доли событий из-за заметного проноса энергии ЯЭК через боковые стенки ИК. Для конкретности приведем краткое описание установки "Пион" и критерии отбора событий по зарегистрированным каскадам в ИК.

#### Краткое описание установки "Пион".

На рис. I показан схематический вид установки, состоящей из РПИ-детектора и ионизационного калориметра (ИК). В первых двух рядах ИК в качестве поглотителя использован свинец толщиной 3 см и 2 см, соответственно (ряды P<sub>b1</sub> и P<sub>b2</sub>), а в остальных рядах — железо толщиной 10 см (ряды Fe 3 + Fe I2). Под каждым рядом поглотителя расположено по 3I камере (кроме ряда Fe I2, где количество камер 28) диаметром 10 см и длиной 330 см РПИ-детектор состоит из 36 модулей, по 9 модулей в каждой плоскости. В состав модуля входят радиатор переходного излучения (I20 сло-

ев майлара толщиной 22 мкм и шагом 0,3 см) и многонитяная пропорциональная камера (МПК) с чувствительной площадью 0,9x0,9 м<sup>2</sup>. Нити в каждой МПК сгруппированы в три секции площадью 0,3x0,9 м<sup>2</sup> каждая. Между МПК в каждой плоскости имеются нечувствительные области (рамы МПК, конструктивные щели) шириной 20 + 22 см. Сигналы с каждой камеры ИК и с каждой секции РПИ-детектора снимаются и анализируются отдельно, что дает возможность восстановить траекторию частицы и наблюдать как за продольным, так и за поперечным развитием ЯЭК в ИК.

#### Результаты расчета светосилы установки.

При отборе полезной информации отбрасывались те события, в которых траектория частицы проходила через чувствительные области МПК менее чем в трех плоскостях РПИ-детектора. Необходимым условием являлось также наличие энерговыделения не менее чем в четырех рядах ИК ( $\geq 40$  ГэВ в каждом ряду). Так как нами обрабатываются события, в которых ЯЭК начинается в Fe 3 (или ниже), то последнее условие означает, что траектория частицы должна находиться в объеме ИК до ряда Fe 6. Расчетная светосила установки, соответствующая этим условиям, приведена в таблице (первая строка). В расчетах угловое распределение частиц представлялось в виде:

$$I(\theta) = I(0) \cdot \cos^m \theta. \quad (I)$$

Во второй строке таблицы приведены значения светосилы для случая, когда отбираются события, в которых траектория частицы не выходит из объема ИК вплоть до ряда Fe I2. Очевидно, что имеется распределение начала ЯЭК по рядам калориметра, обусловлен-

ное, в основном, величиной сечения взаимодействия регистрируемых частиц с ядрами железа. Но, кроме этого, в зависимости от глубины начала ЯЭК в ИК, меняется также телесный угол (следовательно и светосила), охватываемый РПИ-детектором. Для учета этого фактора нами было введено в ЭВМ значение сечения взаимодействия  $\sigma_{inel}^{h,Fe} = 700 \text{ mb}$  ( $\lambda_{h,Fe} \approx 130 \text{ г/см}^2$ ) и с учетом распределения ЯЭК по глубине рассчитаны значения светосилы всей установки (третья строка таблицы). Отметим, что полная светосила очень слабо зависит от сечения. Далее было учтено реальное распределение ЯЭК по длине, полученное экспериментально на установке "Пион". Значения светосилы, полученные при этом, приведены в четвертой строке таблицы. Видно, что учет реальной длины каскада существенно не меняет значения светосилы установки. Как отмечалось выше, при отборе кандидатов в полезные события из всего статистического материала исключались события с заметным проносом энергии ЯЭК через боковые стенки ИК. Степень влияния этого условия видна из сравнения экспериментального распределения событий, произошедших в Fe 3, по параметрам этого ряда с расчетным распределением без учета проноса. На рис.2а приведены эти распределения, нормированные в средней части (где влиянием выборки из-за проноса можно пренебречь). На рис.2б приведено распределение величины

$$\xi_i = \frac{N_i^{MK} - N_i^{эксп}}{N_i^{MK}}$$

показывающей долю отбракованных событий, произошедших над  $i$ -ой камерой в Fe 3. Здесь  $N_i^{эксп}$  - число экспериментально зарегистрированных событий, центр тяжести толчка которых в данном ряду находится в  $i$ -ой камере, а  $N_i^{MK}$  - то же, полу-

ченное методом Монте-Карло при  $m_0 = 7$  (это ожидаемое значение  $m_0$ ). Для учета неэффективности краев ИК распределение параметра аппроксимировалось функцией:

$$\xi_{ij} = \exp\left(-\frac{|X_k - X_i|}{\Delta_j}\right),$$

где  $X_k$  - координата края ИК, а  $X_i$  - координата  $i$ -ой камеры,  $\Delta_j$  - параметр, определяющий зону неэффективности в  $j$ -ом ряду. Для определения параметра  $\Delta_j$  нами были минимизированы величины.

$$\sigma_j = \sum_{i=1}^{31} \frac{(N_i^{эксп} - N_i^{MK})^2}{N_i^{MK}},$$

где при расчете  $N_i^{MK}$  были учтены параметры  $\xi_{ij}$  (здесь, как и выше, подразумевается нормировка распределений  $N_i^{эксп}$  и  $N_i^{MK}$ ).

На рис.3 приведены зависимости параметров  $\sigma_j$  от  $\Delta_j$  для всех железных рядов ИК, полученные в предположении  $m_0 = 6$ . Оказалось, что эти зависимости слабо меняются с  $m_0$ . Из рис.3 видно, что  $\sigma_j$  минимальны при следующих значениях  $\Delta_j$ .

$$\begin{aligned} \Delta_{Fe\ 3,4} &= 0,25 \text{ м} & \Delta_{Fe\ 5,6} &= 0,20 \text{ м} \\ \Delta_{Fe\ 7,8} &= 0,10 \text{ м} & \Delta_{Fe\ 9 \div 12} &= 0,05 \text{ м} \end{aligned} \quad (2)$$

Окончательные значения светосилы установки для разных показателей  $m_0$ , полученные с учетом (2), приведены в пятой строке таблицы.

#### Угловое распределение заряженных адронов

Угловое распределение адронов космического излучения обычно представляется функцией вида (I). Важным параметром является  $m_0$  - показатель углового распределения, который связан с пробегом поглощения адронов [4,5]. Угловое распределение частиц.

зарегистрированных в эксперименте, тоже можно представить функцией вида (I), но с другим (большим) показателем  $m$ . Разность  $m - m_0$  зависит от конфигурации экспериментальной установки; она была определена нами моделированием геометрических условий эксперимента. На рис.4 приведены зависимости  $m$  и  $m - m_0$  от  $m_0$ , полученные методом Монте-Карло в интервале углов  $0,8 < \cos\theta \leq 1$ . Приведенные данные получены с учетом всех факторов, которые рассмотрены при определении светосилы установки. Видно, что  $m - m_0$  слабо меняется с  $m_0$ . Параметр  $m$ , измеренный в эксперименте установки "Пион", в том же интервале углов составляет:

$$m = 18,2 \pm 1,7, \text{ при } 300 \leq E < 500 \text{ ГэВ}$$

$$m = 19,7 \pm 1,2, \text{ при } 500 \leq E < 1000 \text{ ГэВ}.$$

На рис.4 эти значения показаны крестиками, а стрелками указаны значения  $m_0$ , которым они соответствуют. Они получаются равными:

$$m_0 = 7,2 \pm 1,7, \text{ при } 300 \leq E < 500 \text{ ГэВ}$$

$$m_0 = 9,2 \pm 1,2, \text{ при } 500 \leq E < 1000 \text{ ГэВ}.$$

Здесь, несмотря на большие ошибки, заметна тенденция к увеличению значения  $m_0$  с энергией. Ошибки для  $m_0$  носят не только статистический характер. Представление углового распределения всех заряженных адронов функцией вида (I) несколько приближено, и следовательно, ошибки, получаемые при определении  $m_0$  по методу наименьших квадратов, обусловлены также отклонением закона углового распределения от (I).

Для сравнения приведем значение  $m_0$ , полученное в работе [6]. Для адронов с энергиями  $\geq 225$  ГэВ авторы приводят значение  $m_0 = 7,3 \pm 0,5$  в интервале углов  $0,9 \leq \cos\theta \leq 1$ .

В работе [7] для адронов с  $E \geq 1$  ТэВ получено значение  $m_0 = 6,1 \pm 0,3$  в интервале углов  $\theta \leq 30^\circ$ .

В заключение авторы выражают благодарность В.В.Авакяну, Л.С.Багдасаряну и Э.А.Мамиджянину за полезные обсуждения.

Таблица

	5	6	7	8	9	10
Объём ИК до $\xi_{0.6}$	2.45		2.15		1.99	
Объём ИК до $\xi_{1.2}$	1.84		1.68		1.56	
Учет глубины взаимодействия	2.33	2.21	2.02	1.94	1.87	1.81
Учет длин ЯЭК	2.30	2.21	2.06	1.97	1.85	1.77
Учет неэффективности у края ИК	1.58	1.52	1.43	1.38	1.32	1.27

15

Светосъёмка установки "Пион" для различных показателей  
 углового распределения падающих нейтронов  $\mu_0$  и различных условий.

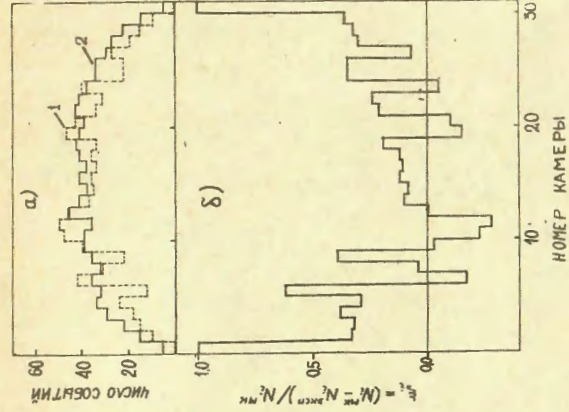


Рис. 2

а) Распределение центров-ЯЭК, инцидированных в ряде

камер 3 по камерам этого ряда;

1 - эксперимент, 2 - расчет.

б) Распределение параметра  $\xi_i$  для тех же условий.

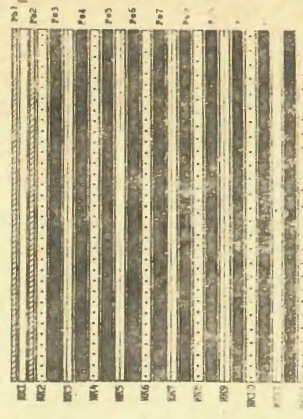
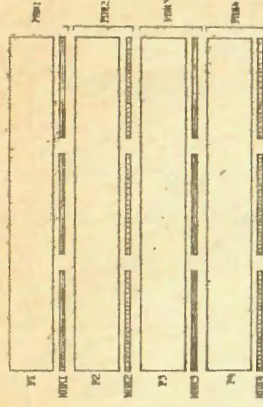


Рис. 1 Схематический вид установки

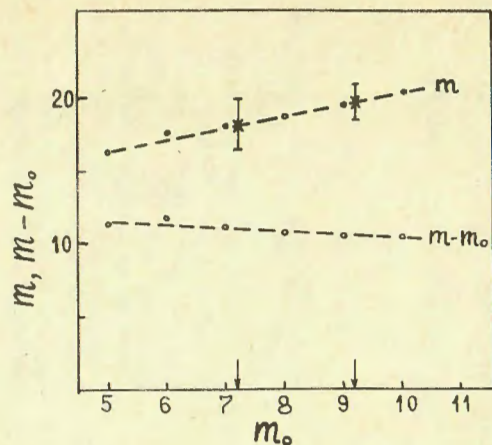


Рис.3 Зависимость параметров  $\sigma_j$  от  $\Delta_j$ .

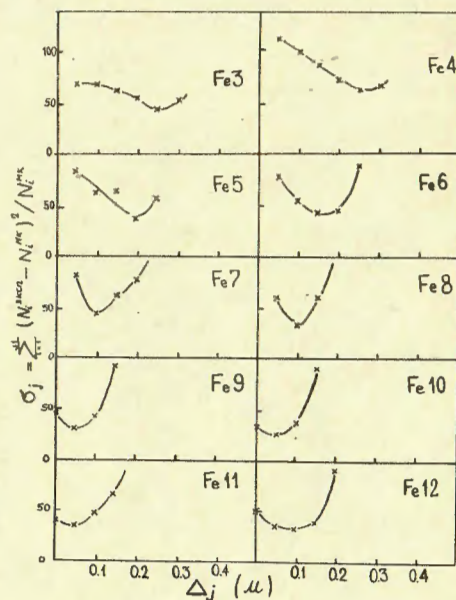


Рис.4 Зависимость  $\sigma_j$  и  $m-m_0$  от  $m_0$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stern D., Counting Rates of Wide-Aperture Cosmic Ray Counter Telescopes.- Nuovo Cim., Sup. 2, vol. 16, p. 153, 1960.
2. Тер-Антонян С.В., Чилингарян А.А., Чилингарян Н.С. Численные методы расчета светосилы экспериментальных установок. Препринт ЕФИ-454(6I)-80, Ереван, 1980.
3. Avakyan V.V., Avundzhyan A.T., Antonyan K.G. et al. Arrangement for the Identification of Cosmic Ray Hadrons and the Measurement of Interaction Cross Sections at Energies  $E \geq 500$  GeV.- Proc. 16th ICRC, Kyoto, 1979, vol. 13, p. 61.
4. Григоров Н.Л., Рапопорт И.Д., Шестомеров В.Я. Частицы высоких энергий в космических лучах, М.: Наука, 1973.
5. Siohan F., Ph. D. Dissertation, University of Maryland Report No. 77611, 1976.
6. Siohan F., Ellsworth R.W., Ito A.S. et al. Unaccompanied Hadron Flux at a Depth of  $730 \text{ g.cm}^{-2}$ ,  $10^2 \leq E < 10^4$  GeV.- J.Phys.G., Nucl.Phys., 1978, vol. 4, No. 7, p. 1169.
7. Мамиджян Э.А. Автореферат докторской диссертации. Ереван, 1974.

Рукопись поступила 11 февраля 1982 года

Редактор Л.П.Мухаян  
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 188

ВФ- 05229

Тираж 299

Препринт ВФИ

Формат издания 60x84/16

Подписано к печати 24/У-82 1,0 уч.изд.л. Ц.15 к.

Издано Отделом научно-технической информации  
Ереванского физического института, Ереван 36, Маркаряна 2