

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ԵՐԵՎԱՆСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ՓԲՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ԳՐԱԿԻՆՈՒԹՅԱՆ ԳՐԱԿՈՒԹՅԱՆ ԿՈՄԻՏԵ  
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФН 82(74)

Մ.Օ. Ազարյան, Դ. Ա. Կյուրկչյան,  
Ջ. Ա. Մամիճյանյան, Մ. Մ. Միրալյան

ОТНОШЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ

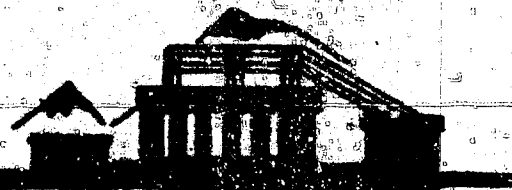
К НЕЙТРОНАМ НА ВЫСОТАХ ГОР

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1974

ԵՐԵՎԱՆ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-82 (74)

М.О.АЗАРЯН, Г.А.КЮРКЧЯН,  
Э.А.МАМИДЖАНИЯН, М.М.МУРАДЯН

ОТНОШЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ К НЕЙТРОНАМ  
НА ВЫСОТАХ ГОР

Ереван 1974

М.С.АЗАРЯН, Г.А.КЮРКЧЯН,  
Э.А.МАМИДЖАНЫН, М.М.МУРАДЯН

ОТНОШЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ И НЕЙТРОНАМ  
НА ВЫСОТАХ ГОР

В работе показано, что отношение заряженных адронов к нейтронам на высотах гор при энергиях  $E \geq 10^7$  Гэв равно  $3,07 \pm 0,34$  и что доля пионов в потоке адронов указанной энергии

$\varphi_{\pi^+} / \varphi_{\pi^0} \approx 0,46 \pm 0,06$ . Из экспериментальных данных приведенных в работе следует, что доли энергии, передаваемые  $\pi^+$ -мезонам  $\langle U_{\pi^+} \rangle = E_{\pi^+} / E$  в свинцовых фильтрах установки нейтронами и заряженными адронами, одинаковы.

Ереванский физический институт  
Ереван 1974

Scientific Report ЕФИ-82(74)

M.AZARYAN, G. KYURKCHYAN, E.MAMIDZHANYAN,  
M.MURADYAN

THE RATIO OF CHARGED TO NEUTRAL HADRONS  
AT MOUNTAIN ALTITUDES

The ratio of charged to neutral hadrons at 3250 m above sea level is measured. The upper limit of the ratio of pions to hadrons is equal to  $\varphi_{\pi^+} / \varphi_{\pi^0} \approx 0,46 \pm 0,06$ .

Yerevan Physics Institute  
Yerevan, 1974

(С) Ереванский физический институт, 1974

## I. Поток адронов в нижней части атмосферы.

Известно, что поток адронов состоит из заряженных  $N_3$  и нейтральных  $N_N$  частиц. Первая компонента состоит из потока протонов  $\Psi_p$ , пионов  $\Psi_{\pi^\pm}$  и каонов  $K^\pm$ , а вторая есть сумма потоков нейтронов  $\Psi_n$  и  $K^0$ -мезонов ( $\leq 6\%$ ).

При измерении знакового отношения адронов необходимо пользоваться установкой, которая с одинаковой вероятностью отображает частицы с разными характеристиками взаимодействия (сечение  $\sigma^{in}$ , коэффициент неупругости). Например, установки, регистрирующие частицы по величине ионизационного толчка, могут привести к неправильному значению  $N_3/N_N$ .

Отношение  $N_3/N_N$  измерялось нами на ионизационном калориметре, который с одинаковой эффективностью регистрирует взаимодействия и измеряет характеристики адронов вне зависимости от их природы и ливневого сопровождения. Это условие является существенным для определения  $N_3$  и  $N_N$ .

## II. Отбор событий.

Вся площадь установки ( $\sim 10 \text{ м}^2$ ) была покрыта двумя рядами газоразрядных счетчиков. Всего насчитывалось 780 счетчиков, из которых 420 составляли первый верхний ряд Гедоскеча  $\Gamma_1$ , а остальные 360 счетчиков - второй нижний ряд  $\Gamma_2$ . В рядах  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$

счетчики были уложены в коробках по 10 штук в каждой и соединены в одну ячейку. Площадь каждой ячейки  $\approx (0,6 \times 0,6) \text{ м}^2$ . Следовательно, при помощи применяемой в нашем эксперименте установки [1] можно было в каждом отдельном случае определить какая частица, заряженная или нейтральная, испытала в ней взаимодействие, так как гейгеровские счетчики покрывают всю площадь установки. Отметим, что счетчики в рядах  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  расположены во взаимноперпендикулярных направлениях для уменьшения числа проскоков частиц между счетчиками и коробками (рис.1).

Для определения заряда адрона необходимо знать место прохождения частицы через плоскости расположения гейгеровских ячеек в рядах  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ . Номер ячейки, в которой частица вызвала срабатывание в рядах  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ , устанавливается с хорошей точностью при помощи центров тяжести лавины, генерируемой адроном при взаимодействии с ядрами вещества калориметра.

События отбирались по следующим критериям: ось лавины не должна выходить через боковые поверхности калориметра, ионизация должна наблюдаться минимум в шести рядах калориметра (по три ряда в каждой из боковых проекций установки), энергия частиц должна быть  $E \geq 6 \cdot 10^{11}$  эв.

Заряд частицы определяется с помощью масштабного чертежа установки по ее двум проекциям. При этом на масштабном чертеже отмечаются номера ионизационных камер, через которые проходит ось лавины. По первой и последней камерам, пересекаемым осью лавины, определяется вероятный угол пролета частицы через установку (рис.2). Пересечение сторон этих углов в рядах  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  образует области пролета частицы в плоскостях годоскопа. Размеры этих областей будут тем меньше, чем больше количество ионизационных

рядов отхлестывает лавина.

Частица считается заряженной, если часть области или вся область в плоскостях  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_4$ , через которую прошла частица, перекрывает площадь сработавшей ячейки. Частица считается нейтральной, если в области прохождения частицы не сработала ни одна ячейка. Заряд частицы определяется отдельно для каждого ряда  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_{II}$  (рис.2).

На рисунках 3 и 4 приводятся характеристики работы ячеек, т.е. распределение числа сработавших ячеек (от сопровождающих и случайных разрядов) в зависимости от расстояния  $\ell$  до ствола электронно-ядерной лавины для заряженных и нейтральных событий. Из ширины максимума распределения видно, что точность проведения ствола  $\approx 60$  см.

К ряду  $\Gamma_1$  была подключена система антисовпадений; если в  $\Gamma_1$  срабатывало больше 6 ячеек, то установка не запускалась. Система счетчиков  $\Gamma_{II}$  была свободна от такого ограничения. Отбор частиц с малым ливневым сопровождением или без него может привести к искажению величины  $N_3/N_H$ , ввиду того, что нуклоны и пионы могут иметь разное ливневое сопровождение как по плотности, так и по энергии. Анализ экспериментальных данных, полученных при отсутствии системы антисовпадений в ряду  $\Gamma_1$ , показал, что частицы, идущие в сопровождении и охватывающие площадь  $\approx 2$  м<sup>2</sup> гейгеровских счетчиков, есть адроны, идущие в группах, и что в этом случае практически невозможно определить заряд адронов. В нашем случае ограничение в числе ячеек  $\Gamma_1$  не может привести к сильному искажению исследуемого отношения, т.к. 6 ячеек имеют площадь  $\approx 2$  м<sup>2</sup> (т.е. 20% от всей площади установки). Кроме того,

абсолютная интенсивность  $\pi$ -а частиц, измеренная нами<sup>[2]</sup> при энергии  $E_0 \geq 10^{12}$  эв. равна

$$J(E_0 \geq 10^{12} \text{ эв}) = (7,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-1} \text{ м}^{-2} \cdot \text{час}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$$

что хорошо согласуется с результатами работ<sup>[3,4]</sup>.

Следовательно, вводимое в установке ограничение на величину плотного воздушного сопровождения, по-видимому, незначительно снижает регистрируемое число событий при  $E_0 \approx 10^{12}$  эв. Действительно, при анализе событий, зарегистрированных установкой при отсутствии системы антисовпадений, не были включены в обработку 10-12% событий из-за очень плотного воздушного сопровождения.

### III. Отношение заряженных адронов к нейтронам.

Для определения отношения  $N_3/N_H$  по вышеуказанным критериям было отобрано и проанализировано 1429 случаев взаимодействия адронов с энергией  $E \geq 600$  Гэв с ядрами углерода, железа и свинца.

В таблице I приведено число отобранных установкой заряженных и нейтральных событий, зарегистрированных гейгеровскими счетчиками рядов  $\Gamma_I$  и  $\Gamma_{II}$ . Из таблицы I видно, что отношение

$N_3/N_H$  падает с увеличением глубины взаимодействия первичной частицы.

Уменьшение отношения  $N_3/N_H$  в зависимости от глубины взаимодействия адрона могло быть следствием нечеткого определения заряда частицы, так как величина области прохождения частицы в плоскостях  $\Gamma_I$  и  $\Gamma_{II}$  зависит от количества рядов ионизационных камер, по которым мы проводим ось лавины, т.е. от точности определения траектории пролета адрона. Однако, большое количество взаимодействий (см. табл. I) в III и IV рядах установки указывает на то, что изменение исследуемого отношения не может зависеть от

определения заряда частицы, взаимодействующей на больших глубинах.

Известно, что в ионизационном калориметре наблюдаются каскады с различным числом максимумов, распределенных по глубине вещества установки [5]. Как показано в работе [5], различные каскады регистрируются с неодинаковой эффективностью. По этой причине не исключена возможность потерь некоторых типов каскадов при взаимодействии адронов на различных глубинах. Этот эффект может привести к изменению отношений  $N_3/N_H$  с изменением глубины генерации электронно-ядерного ливня.

В частности, занижение  $N_3/N_H$  может быть вызвано частицами ненуклонной природы с большим сечением взаимодействия в верхних слоях вещества установки ( $Pb, C + Pb$ ), чем для железа ( $Fe$ ). В работе [6] нами получено заниженное значение  $N_3/N_H = 1,02 \pm 0,09$ , что является следствием неучета глубины взаимодействия адрона.

Следовательно, отношение потоков  $N_3$  и  $N_H$  необходимо измерять для частиц, провазимодействовавших в верхних двух слоях вещества установки.

Для энергий адронов  $\langle E \rangle = 800$  Гэв отношение  $N_3/N_H$  равно  $2,80 \pm 0,46$ , а для  $\langle E \rangle = 2000$  Гэв это отношение равно  $3,07 \pm 0,34$  (табл. II). При определении  $N_3/N_H$  были учтены поправки на  $\delta$ -электроны и проскок частиц между счетчиками.

#### IV. Оценка доли пионов в потоке адронов.

При энергиях ( $E \leq 10^{11}$  эв) пионы отделялись от нуклонов методом магнитного спектрометра и методом газового черенковского счетчика [7,8]

В экспериментах по определению состава космических лучей

высоких и сверхвысоких энергий ( $E > 10^{11}$  эв.), выполненных различными авторами, пионы от нуклонов прямыми методами не отделялись.

По ускорительным данным при нуклон-нуклонном взаимодействии для энергий  $10^{12}$  эв пионы составляют основную часть рождающихся частиц. Поэтому есть основание думать, что при энергиях  $E > 10^{12}$  эв пионы могут составлять большой процент от всех вторичных частиц. По этой причине мы будем всю ненуклонную часть адронов космических лучей приписывать пионам.

По данным магнитного спектрометра на уровне моря доля пионов по отношению к потоку адронов той же энергии 20 Гэв составляет 20% [8]. С ростом энергии частиц до  $E \sim 10^{13}$  эв доля пионов в составе космических лучей должна возрастать, так как все меньшую роль будет играть их распад в атмосфере.

Из отношений  $N_3/N_H$  можно определить долю пионов по отношению к потоку адронов  $\varphi_a$ . Поток заряженных частиц состоит из потока протонов  $\varphi_p$  и пионов  $\varphi_\pi$  (ненуклонная часть). Поток нейтральных частиц состоит из потока нейтронов  $\varphi_n$  и  $K^0$ -мезонов.  $K^0$ -мезонами мы будем пренебрегать, т.к. их доля очень мала по сравнению с потоком нейтронов. Отношение  $N_3/N_H$  для данной энергии заряженных и нейтральных частиц можно представить в виде

$$\frac{N_3}{N_H} = \frac{\varphi_p + \varphi_\pi}{\varphi_n} = \Delta + \frac{\varphi_\pi}{\varphi_n} \quad (1)$$

Из выражения (1) видно, что  $N_3/N_H$  зависит от доли пионов в потоке адронов.

Величину  $\Delta$  можно оценить расчетным путем.  $\Delta$  определяется поглощением нуклонной компоненты в атмосфере и слабо зависит от

вероятности порозрядки протона в нейтрон и обратно при неупругих взаимодействиях.

Используя выражение (1), получим:

$$\frac{\Psi_{\pi}}{\Psi_{\alpha}} = \frac{\Psi_{\pi}}{\Psi_p + \Psi_n + \Psi_{\pi}} = \frac{\Psi_{\pi}/\Psi_n}{1 + \Delta + \Psi_{\pi}/\Psi_n} = \frac{N_{\pi}/N_n - \Delta}{N_{\pi}/N_n + 1} \quad (2)$$

Величина  $\Delta$  для высоты  $700 \text{ г.см}^{-2}$  была рассчитана в работе [9] и оказалась равной  $1,2 \pm 0,2$ , либо равна 1 в работе Петерса [10]. Однако, в нашем случае величина  $\Delta \approx 1,2$  из-за ограничения ливневого сопровождения частиц.

Исходя из этих соображений оценим  $\Psi_{\pi}/\Psi_{\alpha}$  (см. формулу 2) для  $\langle E \rangle = 800 \text{ ГэВ}$  и  $\langle E \rangle = 2000 \text{ ГэВ}$ . При  $\langle E \rangle = 800 \text{ ГэВ}$

$$\frac{\Psi_{\pi}}{\Psi_{\alpha}} = \frac{N_{\pi}/N_n - \Delta}{N_{\pi}/N_n + 1} \approx \frac{2,8 - 1,2}{2,8 + 1} = 0,42 \pm 0,07$$

Для  $\langle E \rangle = 2000 \text{ ГэВ}$   $\Psi_{\pi}/\Psi_{\alpha} = 0,46 \pm 0,04$

У. Отношение  $\Psi_{\pi}/\Psi_p$ .

Из полученных значений  $\Psi_{\pi}/\Psi_{\alpha}$  следует, что верхняя граница доли пионов по отношению к потоку протонов при  $\langle E \rangle = 800 \text{ ГэВ}$  равна

$$\frac{N_{\pi}}{N_p} = \frac{N_{\pi}/N_n - N_p/N_n}{N_p/N_n} \leq 1,33 \pm 0,22$$

а для  $\langle E \rangle = 2000 \text{ ГэВ}$  получаем значение

$$\frac{N_{\pi}}{N_p} \leq 1,56 \pm 0,17$$

На рис.5 приведена зависимость отношения  $N_{\pi}/N_p$  от энергии "лунного" адрона [5,7,8,11-15] в области энергий  $2 - 2000 \text{ ГэВ}$ .

там же приведены наши данные при  $\langle E \rangle = 800$  и  $2000$  Гэв. Прямая проведена от руки.

#### VI. Доля энергии, передаваемая $\pi^0$ -мезонам нуклонами и пионами

Таким образом, при энергиях  $E \geq 10^{12}$  эв приблизительно 60% всех заряженных событий могут быть пионами. Если доля пионов в потоке одиночных адронов велика, то это позволит изучить пион-ядерные взаимодействия.

На рис. 6 приведены распределения доли энергии  $U_{\pi^0} = \frac{E_{\pi^0}}{E}$ , передаваемой  $\pi^0$ -мезонам при взаимодействии нейтронов (92 случая) и заряженных частиц (260 случаев) с ядрами свинца. Средние значения  $U_{\pi^0}$  для нуклонов (нейтронов) равны  $0,28 \pm 0,02$ , для заряженных адронов  $U_{\pi^0} = 0,30 \pm 0,01$ . Отсюда следует, что ионы и нуклоны практически не различимы в смысле передачи энергии  $\pi^0$ -мезонам. Величина  $U_{\pi^0}$  одинакова также при взаимодействии с легкими ядрами [15]. Для легких ядер (60г. см<sup>-2</sup> графита)  $U_{\pi^0}$  для пионов и нуклонов было определено в работе [15] путем сравнения распределений  $U_{\pi^0}$  одиночных нуклонов и частиц идущих в группах, где можно ожидать большое число пионов ( $\geq 50\%$ ). Величина  $U_{\pi^0}$  оказалась равной  $U_{\pi^0} = 0,43 \pm 0,02$  для одиночных частиц и частиц, идущих в составе групп.

Это обстоятельство указывает на то, что парциальный коэффициент неупругости  $K_{\pi^0}$  не зависит от сорта адрона.

#### VII. Множественность на ядрах воздуха

Отношение  $\beta = N_{\pi^0} / N_p$  не может служить характеристикой множественности вторичных частиц, рождающихся при взаимодействии нуклонов сверхвысоких энергий с ядрами воздуха. Действительно,

величина  $N_{\pi}/N_p$  определяет долю вторичных пионов  $N_{\pi} = N_{2\pi}$  в регистрируемом потоке протонов.

Регистрируемый поток протонов состоит:

- а) из первичных протонов  $\varphi_{0g} (\geq E, P)$  с энергией  $\geq E$ , которые прошли весь слой атмосферы над установкой ( $700 \text{ г.см}^{-2}$ ), ни разу не взаимодействовав в нем;
- б) из потока вторичных протонов  $\varphi_{6m} (\geq E, P)$  с энергией  $\geq E$  на уровне установки, которые родились в атмосфере и дошли до уровня наблюдения.

Для того, чтобы определить множественность вторичных заряженных пионов по отношению ко вторичным протонам, необходимо из потока протонов, зарегистрированных установкой, исключить поток одиночных протонов, прошедших весь слой атмосферы над установкой без взаимодействия. Тогда множественность пионов по отношению к протонам будет определяться отношением

$$\delta = \frac{\varphi(\geq E, \pi)}{\varphi_{6m}(\geq E, P)}$$

, которую можно определить, если

$$\beta = \frac{\varphi(\geq E, \pi)}{\varphi_{0g}(\geq E, P) + \varphi_{6m}(\geq E, P)} = \frac{\varphi(\geq E, \pi)}{\varphi(\geq E, P)}$$

знать величину

а также  $\eta = \frac{\varphi_{0g}(\geq E, P)}{\varphi(\geq E, \text{зар})}$ , где  $\varphi(\geq E, \text{зар}) = \varphi(\geq E, P) + \varphi(\geq E, \pi)$

Тогда  $\varphi(\geq E, \text{зар}) = (1 + \beta) [\varphi_{0g}(\geq E, P) + \varphi_{6m}(\geq E, P)]$

и  $\varphi_{6m}(\geq E, P) = \frac{\varphi(\geq E, \text{зар})}{1 + \beta} - \varphi_{0g}(\geq E, P)$

Откуда

$$\delta = \frac{\varphi(\geq E, \pi)}{\varphi_{6m}(\geq E, P)} = \frac{\beta}{1 - \eta(1 + \beta)} \quad (3)$$

Поток одиночных заряженных частиц состоит из  $\varphi_{ог} (\geq E, P)$  и одиночных пионов  $\varphi_{ог} (\geq E, \pi)$  с энергией  $\geq E$ , которые родились в атмосфере, но по каким-то причинам дошли до установки без сопровождения другими частицами. Поэтому  $\varphi_{ог} (\geq E, P) \leq \varphi_{ог} (\geq E, зар)$  и

$$\eta' = \frac{\varphi_{ог} (\geq E, P)}{\varphi (\geq E, зар)} \leq \frac{\varphi_{ог} (\geq E, зар)}{\varphi (\geq E, зар)} = \eta.$$

Подставляя в (3)  $\eta$ , получим

$$\delta \leq \frac{\beta}{1 - \eta (1 + \beta)} \quad (4)$$

Число одиночных заряженных частиц, провзаимодействовавших в верхних фильтрах установки с учетом "обратного" тока частиц и случайных совпадений, равно  $\varphi_{ог} (\geq 10^{12}, зар) = 105$ , а  $\varphi (\geq 10^{12}, зар) = 322$  и значение  $\beta \approx 1,56 \pm 0,17$ . Подставляя эти величины в (4), получаем, что

$$\delta \leq 9,5 \pm 3,1,$$

т.е. число рождавшихся пионов приблизительно в 10 раз больше, чем протонов при взаимодействии частиц с ядрами воздуха. Оценим энергию этих частиц.

Установка регистрирует "вторичные" частицы с  $\langle E \rangle = 2000$  Гэв, которые разделены по времени. Это означает, что регистрируемые в каждом отдельном случае "вторичные" частицы принадлежат не одному и тому же акту взаимодействия, и что установка отобраст набор "вторичных" частиц, которые образовались при взаимодействии частиц с ядрами воздуха. Если принять для взаимодействия нуклон-ядро  $\langle n_{ch} \rangle = 10$ ,  $\langle E \rangle = 2000$  Гэв и  $\langle K \rangle_{из} = 0,65$ , то средняя энергия частиц, генерируемых ливни с такой энергией "вторичных"

эдронов, равна

$$\langle E_0 \rangle \approx 1,5 \langle n_{ch} \rangle \langle E \rangle / \langle K \rangle \approx 5 \cdot 10^4 \text{ Гэв}.$$

В таблице III приводятся ускорительные данные при  $PP$  взаимодействиях [16]. Из таблицы следует хорошее согласие между ускорительными и нашими данными. Кроме того, значение  $S$  если  $K$  растет, то очень медленно.

Авторы благодарны С.Г.Матияну за полезные советы и В.А.Иванову за доброжелательную критику.

## КРАТКИЕ ВЫВОДЫ

1. Отношение потока заряженных частиц к нейтронам на высотах гор при энергиях  $E \geq 1000$  Гэв равно  $3,07 \pm 0,34$ .

2. Верхняя граница доли пионов с энергией  $E \geq 1000$  Гэв в потоке адронов той же энергии равна  $\frac{\varphi_{\pi}}{\varphi_a} \leq 0,46 \pm 0,06$ .

3. Число пионов по отношению к потоку протонов при  $E \geq 1000$  Гэв не превышает 60% и  $\frac{\varphi_{\pi}}{\varphi_p} \leq 1,56 \pm 0,17$ .

4. Доли энергии, передаваемые  $\pi^0$ -мезонам  $\langle \mathcal{U}_{\pi^0} \rangle = \frac{E_{\pi^0}}{E}$  в свинцовых фильтрах установки нуклонами (нейтронами) и заряженными частицами в пределах экспериментальных ошибок одинаковы - ( $0,28 \pm 0,02$  и  $0,30 \pm 0,01$ ).

Таблица I

Место взаимо- действия $6 \cdot 10^{11}$ об	$N_3$	$N_H$	$N_3 / N_H$
10 см - С 5 см - PbI	199	64	$3,11 \pm 0,45$
5 см - P <sub>I,II</sub>	263	91	$2,89 \pm 0,35$
10 см - С 5 см - Pb 10 см - FeI	267	165	$1,62 \pm 0,16$

Таблица II

Энергия	$N_3$	$N_H$	$N_3 / N_H$
800 ГэВ	140	50	$2,8 \pm 0,46$
2000 ГэВ	322	105	$3,07 \pm 0,34$

Таблица III

$E_0$ ГэВ	Число пионов ( $\pi^+ + \pi^-$ )	Число протон- ов и анти- протонов	$\delta = \frac{\psi(\geq E, \pi)}{\psi_{\text{пр}}(\geq E, p)}$	Работа
23	3,13	1,64	$1,91 \pm 0,25$	[16]
256	7,13	1,34	$5,32 \pm 0,69$	"
509	8,17	1,45	$5,63 \pm 0,73$	"
1075	9,47	1,56	$6,07 \pm 0,79$	"
1500	10,11	1,60	$6,32 \pm 0,81$	"
$5 \cdot 10^4$	-	-	$69,5 \pm 3,1$	наст. раб.

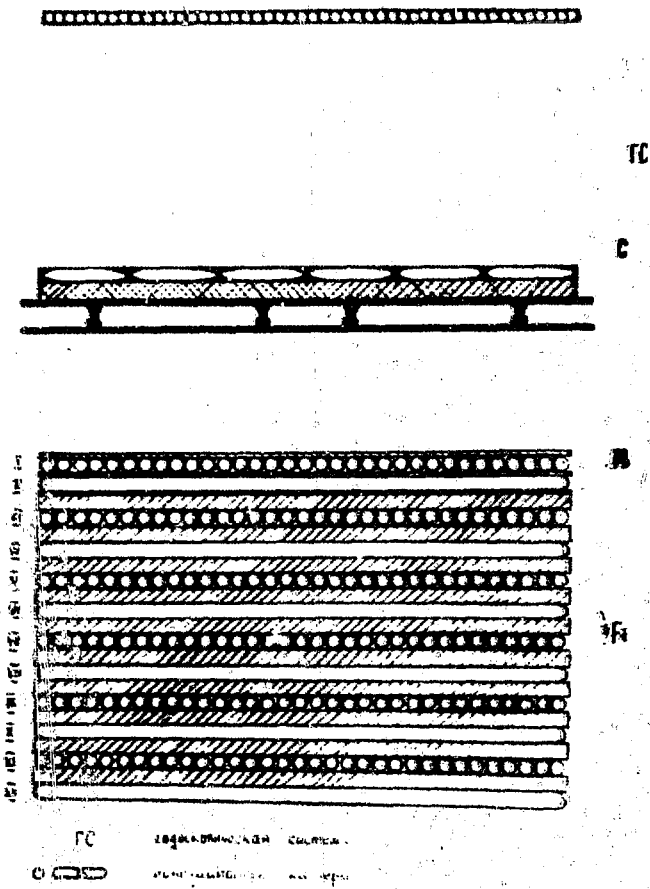


Рис. I

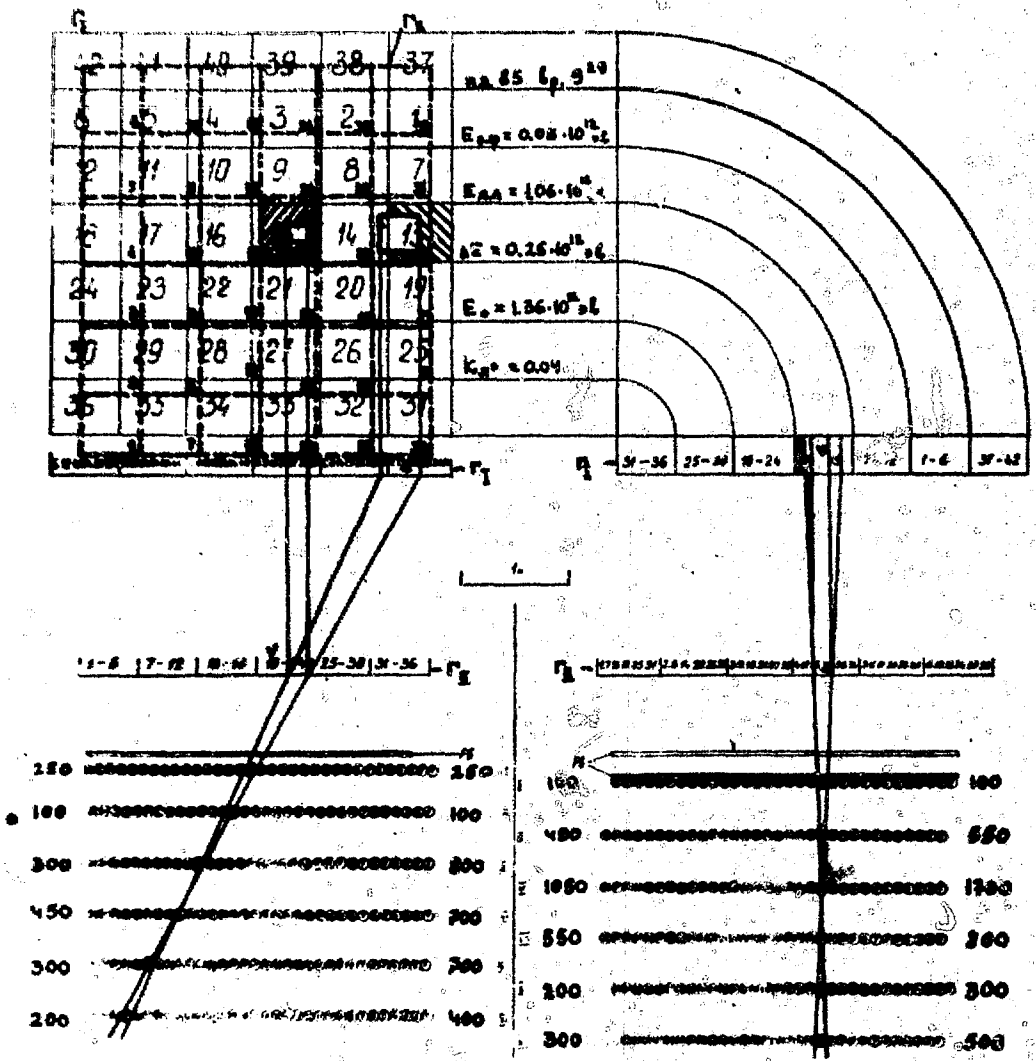


Рис.2

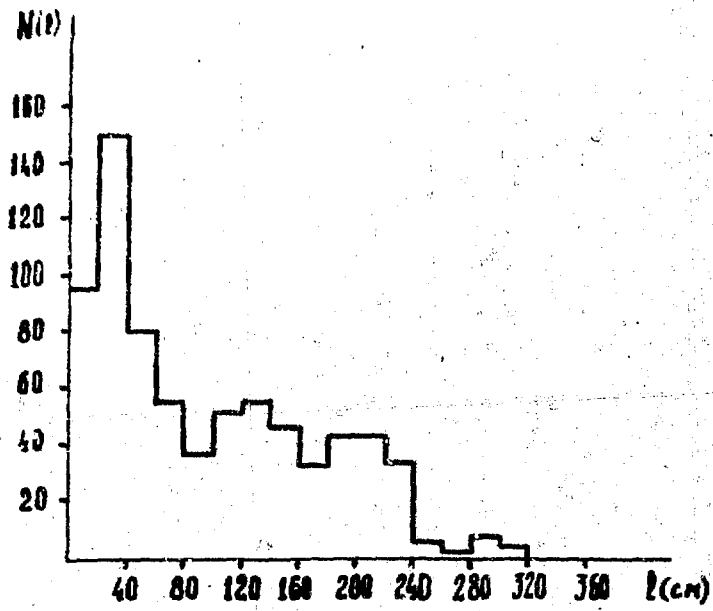


Рис.3

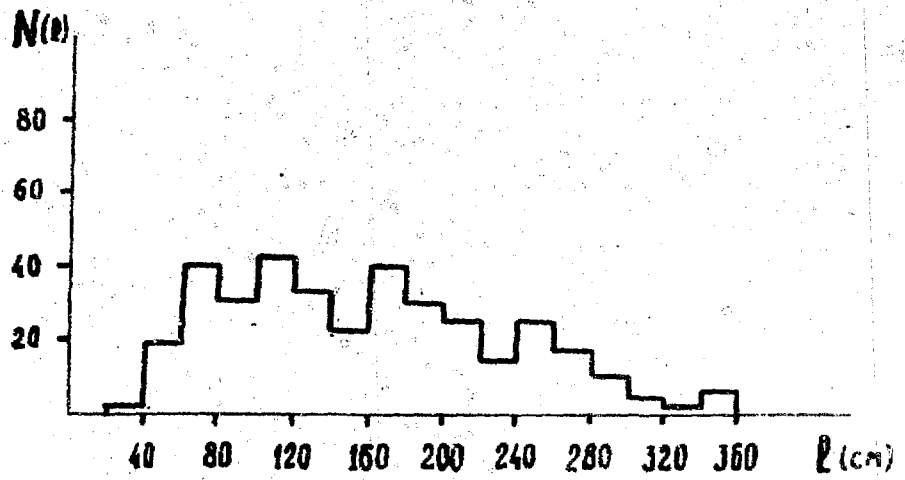


Рис.4

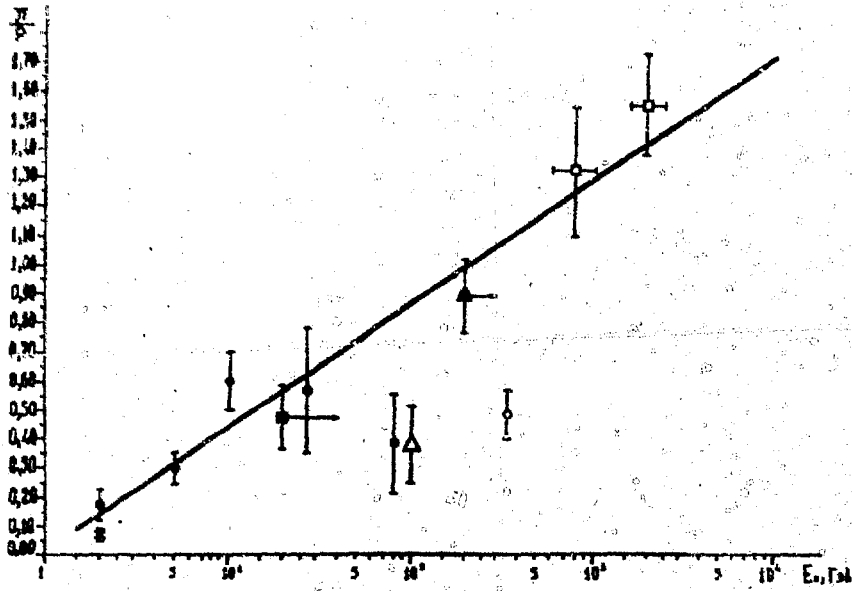


FIG. 5

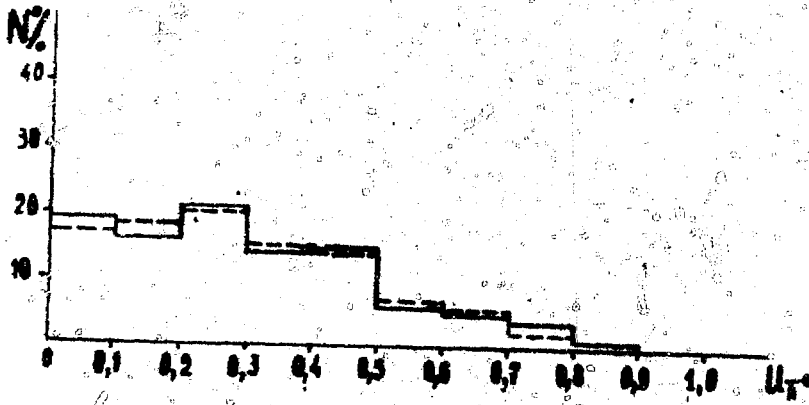


FIG. 6

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Схематический вид установки
- Рис.2 Пример отобранного события
- Рис.3 Распределение числа сработавших счетчиков для заряженных событий
- Рис.4 Распределение числа сработавших счетчиков для нейтронов
- Рис.5 Зависимость отношения  $N_{\pi}/N_{\rho}$  от энергии первичного адрона
- Рис.6 Распределение  $U_{\pi^0}$  для нейтронов и заряженных адронов
- - - нейтроны
- заряженные частицы

## ЛИТЕРАТУРА

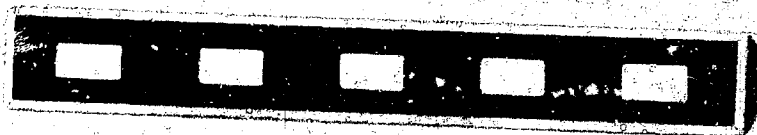
1. Э.А.Мамиджян, М.О.Азарян, Р.А.Бадалян и др. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 7, 3, 1972
2. М.О.Азарян, Э.А.Мамиджян, Г.А.Кюркчян, М.М.Мурадян, ЯФ (1974) в печати
3. И.Н.Ерофеева, Автореферат канд. диссертации НИИЯФ МГУ, 1972
4. Н.Л.Григоров, И.Д.Рапопорт, В.Я.Шестоперов. Частицы высоких энергий в космических лучах, "Наука" М., (1973).
5. В.С.Мурзин. Докторская диссертация, ФИАН М., (1967)
6. М.О.Азарян, Э.А.Мамиджян, Р.М.Мартirosов, Р.А.Сулейманов. ЯФ, 16, 1231 (1972)
7. G.Brook et al., Proc.Phys.Soc. 83, 853 (1964).
8. S.Lal et al., Proc.Intern.Conf. C.R. Jaipur, 5, 260 (1964)
9. В.С.Мурзин, Л.И.Сарычева. Космические лучи и их взаимодействие М., "Атомиздат", 1968
10. В.Peters. Proc.Int.Conf.on High Energy Phys., CERN, 623, 1962
11. С.А.Азимов, В.М.Мялковский, Х.Нуритдинов и др. Изв.АН СССР, сер.физ. 30, 1604 (1966)
12. А.В.Хримян, В.В.Авакян, М.П.Плешко, Г.В.Хримян. Изв. АН СССР, сер.физ. 28, 1808 (1964)
13. W.V. Avakian and M.P.Pleshko. Canadian Journal of Physics 46, 709, (1968)
14. В.С.Мурзин, Г.Л.Башиджаги, И.И.Ерофеева, Л.Г.Миценко и др. ЯФ, 5, 612 (1967).

15. В.А.Собиняков, Ч.А.Третьякова, Л.О.Чикова, В.Я.Шестоперов.

Изв. АН СССР, сер. физ. 36, 1661 (1972)

16. M. Antinucci, A. Bertin, P. Capiluppi et al. Lett. al Nuovo Cimento, 6, N.4, 121, (1973)

Рукопись поступила 9-го июля 1974 г.



Редактор А. П. Мукачян

Заказ 0921

ВВ-03431

Тираж 300

Подписано и печатно 1/XI-74г. Формат издания 30 x 40

1,5 уч. изд. л. Ц. 10 л.

Отпечатано на ротационной  
Ереванского физического института, Ереван 36, пер. Маршарина 2