

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-469(11)-81

Т.Л.АСАТИАНИ, С.В.ТЕР-АНТОНЯН

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ МЮОНОВ
ЧЕРЕЗ АРАГАЦСКИЙ ИСКРОВОИ КАЛОРИМЕТР

ԵՐԵՎԱՆ 1981 ԵՐԵՎԱՆ

УДК.536.62:537.59I

Т.Л.АСАТИАНИ , С.В.ТЕР-АНТОНЯН

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ МООНОВ ЧЕРЕЗ
АРАГАЦСКИЙ ИСКРОВОЙ КАЛОРИМЕТР

В работе приводится алгоритм программы по моделированию прохождения моонов через Арагацкий искровой калориметр методом статистических испытаний с учетом флуктуаций и угловых распределений каскадных ливней. Программа составлена на алгоритмическом языке ФОРТРАН для ЭВМ БЭСМ-6 и калибрована экспериментальными данными Арагацской комплексной установки.

Ереванский физический институт

Ереван 1981

EWM-469(II)-81

T.L.ASATIANI, S.V.TER-ANTONIAN

MODELING OF MUON PASS
THROUGH ARAGATS SPARK CALORIMETER

In the work the algorithm is presented of the program on modeling of muon pass through Aragats spark calorimeter by statistic test method with account of fluctuations and angular distributions of cascade showers. The program is worked out on the Fortran algorithm language for ECM BEFM-6 and is calibrated by experimental data of Aragats complex installation.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1981

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-469(II)-81

Т.Л.АСАТИАНИ, С.В.ТЕР-АНТОНЯН

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ МЮОНОВ ЧЕРЕЗ
АРАГАЦСКИЙ ИСКРОВОЙ КАЛОРИМЕТР

Ереван 1981

© *Ереванский физический институт, 1981*

Арагацкий искровой калориметр (ИК) [1,2] представляет собой 8 рядов широкозазорных искровых камер размерами $110 \times 220 \times 12 \text{ см}^3$, прослоенных свинцовым поглотителем толщиной 5 см. ИК имеет возможность работы как автономно, так и совместно с магнитным спектрометром [3,4]. При автономной работе (~ 100 мюонов в час, с импульсом ≥ 10 ГэВ/с) искрового калориметра исследуются фотоядерные взаимодействия мюонов, группы мюонов горизонтального потока космических лучей, горизонтальные атмосферные ливни. Для успешного решения этих задач необходимо иметь высокое энергетическое разрешение ИК при индивидуальном прохождении мюонов. Этому вопросу посвящено много работ [5-11]. Так, в работе [6] расчеты показали, что для достижения точности 10-20% в определении энергии мюонов $10^{13} - 10^{14}$ эВ, требуются установки с числом рядов $\sim 10^3$. В работах [7,8] показано, что хорошего энергетического разрешения ($\sim 50\%$) можно добиться, имея малое число рядов (~ 10), но используя всю информацию о прохождении мюона через калориметр. Такой информацией является не только число сработавших рядов (кратность K_p) с данным порогом (p) на число частиц в отсеке [7], или учет числа несработавших рядов

совместно с конкретными значениями толчков в рядах ИК, но и наличие электромагнитных ливней в соседних рядах [1] и их пространственно угловые характеристики.

Имеется много работ по теоретическим расчетам прохождения мюонов через ИК. Причем расчеты проводились как аналитическим методом [12], так и методом Монте-Карло [7-9] и численным интегрированием [13].

Работа Арагацкого искрового калориметра совместно с магнитным спектрометром, имеющим максимально измеримый импульс ~ 1 ТэВ/с, позволила сравнить некоторые расчеты с экспериментальными данными. В работе [1] показано, что расчеты хорошо согласуются в области толчков $n_e \approx 5$, в то время как для $n_e \approx 1$ имеется сильное превышение экспериментальных данных над расчетными. А исследование именно последней области важно для ИК с малым числом рядов (а также для энергетического интервала 0,1 - 5 ТэВ).

В данной работе приводятся расчеты по моделированию прохождения высокоэнергичных мюонов через Арагацкий искровой калориметр методом статистических испытаний (Монте-Карло) с учетом флуктуаций и угловых распределений каскадных ливней. Расчеты калиброваны по данным магнитного спектрометра [3,4].

1. Основные параметры программы

Программа ALPINA представляет собой моделирование прохождения мюонов через многорядный детектор, прослоенный свинцовым поглотителем. Программа составлена на алгоритмическом языке ФОРТРАН для ЭВМ БЭСМ-6 и занимает ~ 50000 В ячеек памяти.

Входными параметрами программы являются:

- 1) число рядов калориметра ($N_p \approx 100 + 120$);
- 2) толщина поглотителей (г/см^2);
- 3) толщина первого ряда;
- 4) минимальная энергия передачи ($E_e \geq 20 \text{ МэВ}$);
- 5) минимальное число вторичных частиц в детекторах;
- 6) угол мюона относительно оси установки;
- 7) максимальное число вторичных частиц, рассчитываемых с учетом флуктуаций;
- 8) минимальное число рядов в которых прослеживается развитие электромагнитного каскада;
- 9) энергия мюона ($E_\mu \geq 5 \text{ ГэВ}$);
- 10) минимальная энергия вторичных частиц ливня в детекторах;
- II) число розыгрышей.

Выходными величинами программы являются:

- 1) дифференциальная загрузка детекторов, т.е. вероятность за - регистрировать n_e частиц в i -ом отсеке установки;
($w(i, n_e)$);
- 2) интегральная загрузка детекторов ($W(i, \geq n_e)$);
- 3) распределение кратности взаимодействия $W_k(K_p)$ с данными минимально учитываемым числом частиц в отсеке (порогом p); средние значения и дисперсии этих распределений;
- 4) распределение суммарного толчка; среднее и дисперсия;
- 5) пункт 3, с учетом одновременности срабатывания 2-х, 3-х соседних рядов;
- 6) пункты 1-5, внутри дискретных значений углов $5^\circ, 10^\circ, 35^\circ, 90^\circ$ относительно траектории мюона.

В программе имеется возможность при необходимости иметь в списке выходных параметров:

- а) вклад каждого типа взаимодействия мюонов;
- б) распределение по возрасту ливней;
- в) запись данных на внешние носители, и т.д.

2. Алгоритм

Программа вычислений составлена следующим образом. Мюон с энергией E_{μ} под углом θ относительно оси установки проходит через N поглотителей. Энергия мюона в процессе прохождения теряется малыми порциями ($\sim 1\%$) и поэтому в вычислениях считается постоянной. Минимальная энергия передачи $E_{\text{мин}} = 20$ МэВ.

Основными процессами взаимодействия рассматриваются:

- 1) рассеяние на атомных электронах (δ - процесс);
- 2) прямое образование e^+e^- пар;
- 3) тормозное излучение (γ);
- 4) фотоядерное взаимодействие (π),

Вероятности $W_{\delta}^i(E_{\mu}, > E_e)$, $W_{e^+e^-}(E_{\mu}, > E_e)$, $W_{\gamma}(E_{\mu}, > E_e)$, $W_{\pi}(E_{\mu}, > E_e)$ вычисляются на основе выражений для сечения процессов, известных из работ [15-17] с учетом поправок на конечность размеров ядра свинца, неборновость приближения и взаимодействия с атомными электронами. В целях экономии времени счета на ЭВМ, дифференциальное сечение для процесса 2 было представлено в виде

$$d\delta_{e^+e^-}(E_{\mu}, \nu) = \text{const} \cdot \frac{F(E_{\mu}, \nu)}{\nu} d\nu, \quad (1)$$

где $F(E_{\mu}, \nu)$ - табулировано для различных значений E_{μ} и

$\nu = E_e / E_{\mu}$. Промежуточные значения определяются двумерной логарифм-параболической аппроксимацией Лагранжа. Генератором псевдослучайных чисел ξ в интервале (0,1) используется подпрограмма-функция RNDM (-1) из математического обеспечения БЭСМ-6 [18] . Точка взаимодействия определяется алгоритмом

$$t = t_0 - \ln \xi / (W_{\pi} + W_{\gamma} + W_{e^+e^-} + W_{\delta}) , \quad (2)$$

при начальном значении $t = 0$. Если значение t оказывается больше, чем

$$d = ((N-1) \cdot t_1 + t_0) / \cos \theta , \quad (3)$$

где t_0 - толщина первого ряда,

t_1 - толщина каждого ряда,

то вырабатывается новое случайное число в (2) , а во всех функциях распределения числа частиц в отсеках записывается нулевое значение толчка. В противном случае определяется номер ряда по алгоритму:

$$J_t = 1 \quad \text{если} \quad t \leq t_0 , \quad (4)$$

$$\text{или} \quad J_t = \text{INT}((t - t_0) / t_1) + 2 ,$$

где $\text{INT}(x)$ - функция, выделяющая целую часть числа (СП БЭСМ-6).

Далее, определяется толщина вещества t_e до ближайшего детектора и детализируется тип взаимодействия мюона по известным алгоритмам [19] .

Доля энергии, потерянная мюоном, разыгрывается аналогично работе [9] , по алгоритму Неймана [19] . Для этой цели сечения

процессов в программе представлены в виде (I)

$$d\sigma_{\delta}(E_{\mu}, \nu) = F_{\delta}(E_{\mu}, \nu) d\nu / \nu^2, \quad (5)$$

$$d\sigma_{\gamma, e^+e^-, \pi} = F_{\gamma, e^+e^-, \pi} d\nu / \nu. \quad (6)$$

Доля энергии определяется из выражения:

$$\nu_{\delta} = 1 / (1/\nu_{\min} - \xi_2 (1/\nu_{\min} - 1/\nu_{\max})) - \text{ для } \delta \text{ процесса,} \quad (7)$$

$$\nu = \nu_{\min} (\nu_{\max} / \nu_{\min})^{\xi_2} - \text{ для остальных} \quad (8)$$

процессов,

если $\xi_2 \leq F(E_{\mu}, \nu) / F_{\max}(E_{\mu}, \nu)$.

В противном случае разыгрываются новые значения $\nu(\xi_2)$, ξ_2 и т.д.
Для всех процессов кроме прямого образования пар,

$$F_{\max}(E_{\mu}, \nu) = F(E_{\mu}, \nu_{\min}), \quad (9)$$

а $F_{\max(e^+e^-)}(E_{\mu}, \nu)$, определяется по методу последовательных приближений с относительной точностью не хуже $\sim 5\%$. Отметим, что определение доли переданной энергии по "прямому" итерационному алгоритму [19]:

$$\xi = \int_{\nu_{\min}}^{\nu} d\sigma(E_{\mu}, \nu) / \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} d\sigma(E_{\mu}, \nu), \quad (10)$$

требует на ЭВМ \sim на два порядка больше времени, чем используемый нами алгоритм. После определения ν программа вычисляет число вторичных электронов в ближайшем детекторе. Отметим, что

нами применяется приближение, согласно которому вторичной частицей после взаимодействия мюона рассматривается "эквивалентный" электрон. По оценкам многих работ [6-13] это не вносит заметного искажения на результат.

Если переданная электрону энергия $E_e \leq 1$ ГэВ и $t_e \leq 64$ г/см² число каскадных электронов внутри углов $\varphi \approx 5^\circ, 10^\circ, 35^\circ, 90^\circ$ разыгрывается по функции распределения полученной в работе [20] и табулированной нами в программе. Промежуточные значения определяются двумерной логарифмически-линейной аппроксимационной формулой Лагранжа.

Если энергия каскада $20 \geq E > 1$ ГэВ, в программе используются табличные данные по среднему числу электронов $N_e(\varphi)$ и дисперсиям $\sigma_e^2(\varphi)$ из работы [21]. По значению N_e и σ_e^2 выбирается соответствующий вид функции распределения следуя работе [22], и далее, по известным алгоритмам [19] разыгрывается число частиц в отсеке, внутри углов φ .

При $E > 20$ ГэВ или $t_e > 64$ г/см² в программе используются следующие аппроксимационные формулы для функции $N_e(\varphi)$ и $\sigma_e^2(\varphi)$:

$$N_e(E_e, E_{пор}, t, \varphi/2) = N_o(E_e, E_{пор}, t) \cdot \phi(S, \varphi/2), \quad (II)$$

где $N_o(E_e, E_{пор}, t)$ - аппроксимация Отта из работы [23],

$$\phi(S, \varphi/2) \approx \begin{cases} (1+S) \exp(-2,3S) & (\varphi/2 = 0,04) \\ (1+S) \exp(-1,69S) & (\varphi/2 = 0,08) \\ (1 + \frac{1,3S}{1+S}) \exp(-\frac{1,3S}{1+S}) & (\varphi/2 = 0,32) \\ 1 & (\varphi/2 = \pi/4) \end{cases}, \quad (IIa)$$

а возрастной параметр ливня S определяется по формулам:

$$S \approx \begin{cases} 3/(1+2|\lambda'(s)|) & (s \leq 0,1), [24] \\ 0,09 \ln^2(-\lambda'(s)) - 0,57 \ln(-\lambda'(s)) + 1 & (s > 0,1) \end{cases} \quad (II6)$$

где $-\lambda'(s) = t/t_{\text{макс}}$,

а $t_{\text{макс}} \approx 1,076 \ln(E/0,039)$ при $E_{\text{пор}} = 0,01$ ГэВ [25].

Дисперсия $\sigma^2(\varphi)$ определяется по интерполяции:

$$\sigma^2(\varphi) = N_e(\varphi) \cdot \sigma^2(\varphi, E = 20 \text{ ГэВ}) / N_e(\varphi, E = 20 \text{ ГэВ}), \quad (IIc)$$

следующей из работы [26].

Отметим, что при $t_e > 64 \text{ г/см}^2$ функция распределения числа каскадных электронов предполагается Пуассон - ($\sigma_e^2(\varphi) = N_e(\varphi)$)

Каскадный ливень прослеживается далее в следующем ряду и т.д. до тех пор, пока суммарная толщина не станет больше эффективного слоя генерации более чем $n_{\text{мин}}$ электронов

($E_e, n_{\text{мин}}$):

$$L(E_e, E_{\text{пор}} > 10 \text{ МэВ}, n_e) \approx E_e^{0,035} \cdot 9,02 \sqrt{\ln E_e + 1,512 - 1,068 \ln n_e} \quad (I2)$$

Формула (I2) получена на основании аналогичного выражения из работы [15] для железа. Точность (I2) не хуже 15% при $E_e > 1$ ГэВ.

При последовательных взаимодействиях мюона в ИК, число вторичных частиц в детекторах суммируется и запоминается для каждого прохождения мюона. После требуемого числа розыгрышей

данные выводятся на печать. Все выше приведенные функции каскадной теории даны для пороговой энергии вторичных электронов $E_{\text{пор}}^{(0)} = 10$ МэВ. Переход на другую пороговую энергию $E_{\text{пор}}^{(1)}$ осуществляется в программе в приближении формулы Отта [23].

$$N(E_x, E_{\text{пор}}^{(1)}, t, \varphi) = N(E_e, E_{\text{пор}}^{(0)}, t, \varphi), \quad (13)$$

где E_x - соответствующее значение энергии каскада для $E_{\text{пор}}^{(1)}$.

Для Арагацкого искрового калориметра пороговая энергия $E_{\text{пор}}^{(1)} \approx 3 + 3,5$ МэВ и определяется в основном энергией ($\sim 0,5$ МэВ) для прохождения через диалевые электроды искровой камеры, и энергией $\sim (2,5 + 3$ МэВ) для минимального угла многократного рассеяния электронов в газе камеры (неон) $\approx 5 + 10^0$.

Точность приближения (13) проверялась нами для функций распределения по данным работы [20] и составляет не хуже 10-20% в широком интервале $E_{\text{пор}}^{(1)}$.

В заключение данного раздела отметим, что 1000 розыгрышей мснсов энергии 1 ТэВ, с учетом флуктуаций до $n_{\text{макс}} = 300$ частиц, с запоминанием всей информации внутри 4-х угловых интервалов, занимает на ЭВМ БЭСМ-6 $\sim 10+15$ мин. счетного времени.

3. Калибровка расчетов

Для корректного сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными, необходим точный учет ряда факторов, влияющих на регистрируемое число частиц каскадного ливня. Такими факторами для Арагацкого искрового калориметра являются:

- 1) уменьшение числа частиц ливня, вызванное наличием переходного эффекта в электродах искровых камер (свинец-дюраль);
- 2) недомер числа частиц каскадного ливня, обусловленный рядом причин, таких как : слияние треков в искровой камере при малых расстояниях между электронами; эффект затенения, из-за фотографирования с малой стереобазой (50 см) относительно среднего расстояния треков до фотоаппаратов (~ 350 см); флуктуации в яркости треков; качество проявки фотопленки.

Так как расчет этих эффектов довольно затруднителен, из-за зависимости от ряда количественно неопределяемых факторов, нами сделана попытка моделирования суммарного эффекта недомера с помощью калибруемой экспериментальными данными функции.

Пусть $W(N)$ – вероятность того, что в ливне из N частиц, одна частица будет незарегистрирована. Тогда вероятность незарегистрировать n_0 частиц из N будет подчиняться биномиальному распределению. Так как при больших N вероятность $W(N)$ должна стремиться к величине $\alpha \ll 1$, то для функции $W(N)$ выберем выражение вида:

$$W(N) = \alpha (1 - 1/N)^\gamma, \quad (14)$$

и определим значения α и γ из сравнения с экспериментальными данными. Таким образом, если теоретические расчеты с данным видом калибровочной функции совпадут с экспериментальными данными, можно считать, что выражение (14) есть аппроксимация суммарного эффекта недомера частиц каскадных ливней в детекторах установки. Ясно, что функция $W(N)$ содержит в себе также и вклад некоторых приближений сделанных в разделе 2.

4. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами

Калибровка теоретических расчетов экспериментальными данными проводилась как интегрально (рис.1-3), по известному с хорошей точностью (работы [2-4]) энергетическому спектру мюонов (~ 8500 соб.), так и дифференциально (рис.4-8) по энергии мюонов (~ 2500 прохождений мюонов через ИК с известными импульсами, измеренными в магнитном спектрометре). В теоретических расчетах число розыгрышей при интегральной калибровке равнялось 10^4 , что соответствовало приближенно экспериментальной выборке. Число розыгрышей для дифференциальной калибровки соответствовало 1000 событиям для каждого энергетического интервала (8-20, 20-80, 80-150, 150-300, 300-1000 ГэВ), причем внутри интервалов энергия мюона выбиралась по дифференциальному спектру из работ [3,4]. Методом последовательных приближений были получены значения коэффициентов в формуле (14):

$$\alpha = 0,6 \pm 0,05 \quad \text{и} \quad \chi = 2,5 \pm 0,5 .$$

На рис.1 приведены вероятности электромагнитного сопровождения мюонов в N_2 частиц для каждого отсека искрового калориметра. Непрерывными линиями показаны расчетные данные. Видно, что искровые отсеки достаточно однородны по своей эффективности. Кроме того, флуктуации экспериментальных данных хорошо согласуются с флуктуациями М-К расчета. На рис.2 приведен спектр толчков усредненный по всем рядам калориметра. Для сравнения приведена пунктирная прямая с показателем $\chi = -2,6$. На рис.3 показано распределение средней кратности и дисперсии для различных порогов (p) на минимальное число частиц в отсеке

ИК. Пунктирные линии М-К расчет. На рис.4,5 приведены вероятности электронного сопровождения в одном ряду ИК в зависимости от импульса мюона. Кривая (в) - наши расчетные данные, пунктирные кривые (а) и (с) - данные работ [7,8] соответственно. На рис.6 приведены вероятности регистрации данных кратностей (K_1) срабатывания ИК при пороге ≥ 1 электрон, в зависимости от импульса мюона. На рис.7 показана зависимость средней кратности от импульса мюона. На рис.8 - аналогичная зависимость для среднего суммарного толчка. На всех рисунках видно хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными. Кроме выше приведенных данных нами проводились сравнения по распределениям кратностей, суммарного толчка, средних и дисперсий всех распределений. Во всех экспериментально измеренных величинах наблюдается хорошее согласие с теоретическими расчетами.

Отметим, что на рис.1-8, экспериментальные ошибки рассчитывались с доверительной вероятностью равной 95%.

В настоящее время расчетные данные полученные нами при помощи программы ALPINA применяются для определения энергетического разрешения Арагацкого искрового калориметра методом максимального правдоподобия.

Программа используется также для планирования установки PAIR-METER в эксперименте АНИ [14].

В заключение авторы выражают благодарность Э.А.Мамиджанну и А.Д.Ерлыкину за постоянные консультации.

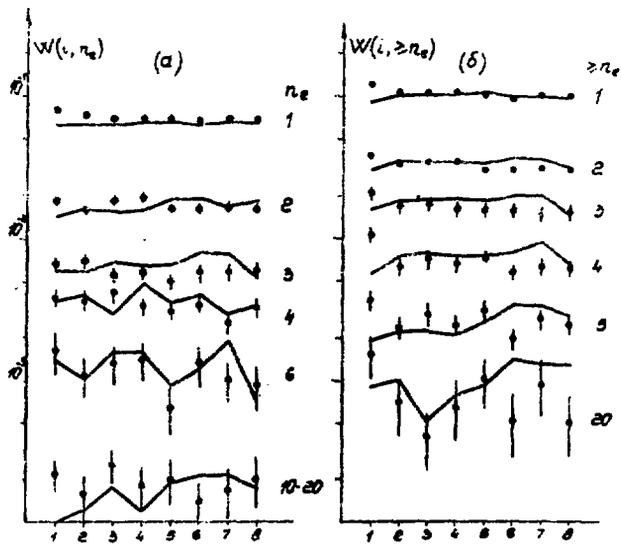


Рис. I

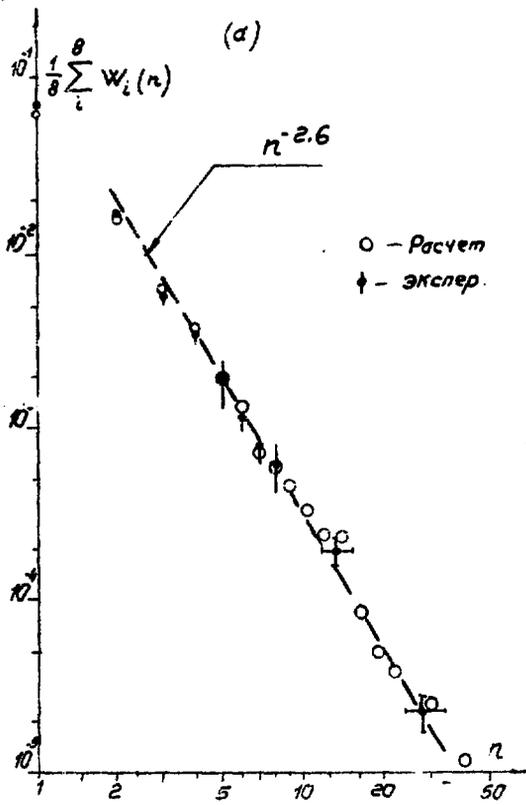


Рис. 2

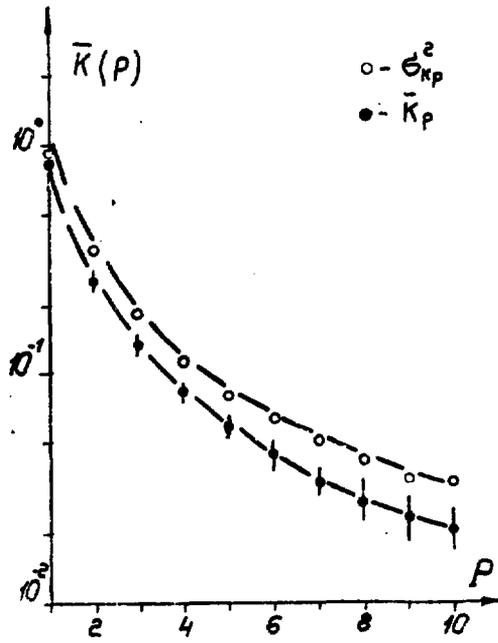


Рис. 3

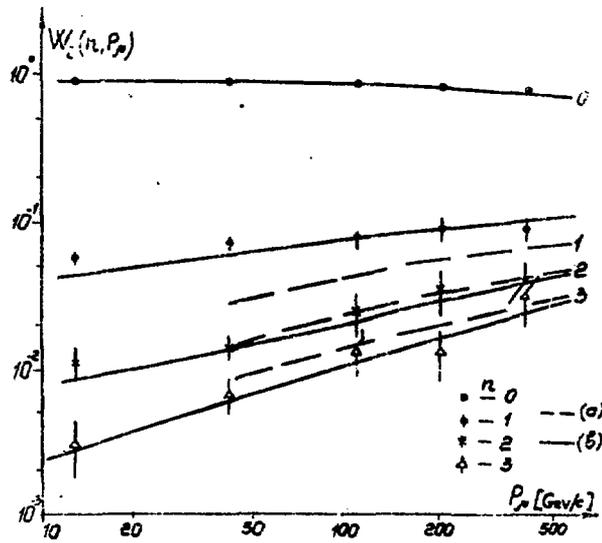


Рис. 4

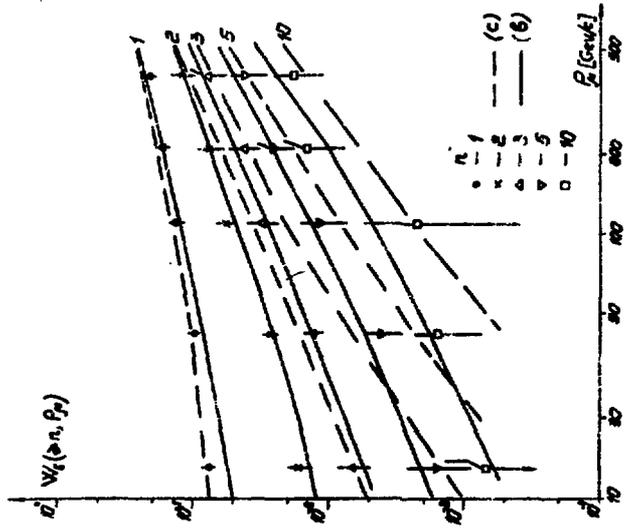


Рис.5

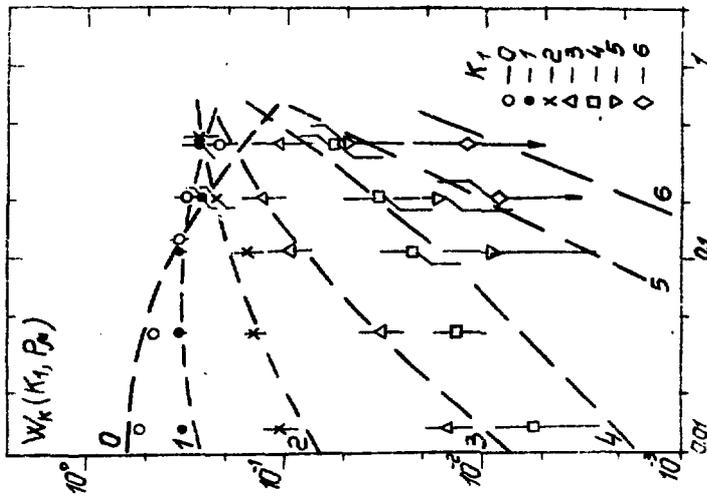


Рис.6

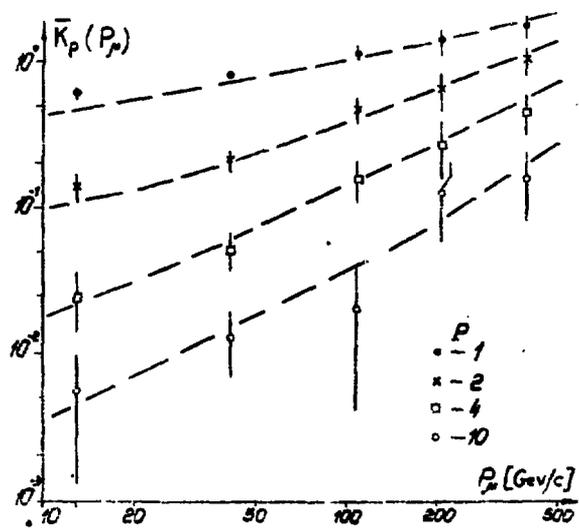


Рис. 7

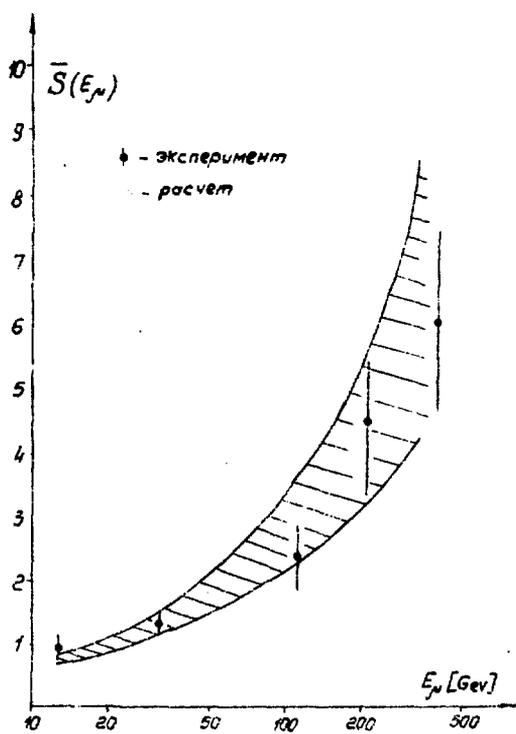


Рис. 8

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Т.Л.Асатиани, С.В.Тер-Антонян. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 15, 174, 1980.
- [2] Т.Л.Асатиани, С.В.Алчуджян и др.Изв.АН СССР сер.физ.44; 3, 1980.
- [3] К.А.Газарян. Кандидатская диссертация ЕФИ, Ереван, 1979.
- [4] T.L.Asatiani et al 15th ICCR II, 362, Plovdiv, 1977
- [5] И.С.Алексеев, Г.Т.Зацепин. Труды Международной конференции по космическим лучам, 1, М., Изд.АН СССР, 1959.
- [6] О.В.Веденеев, В.А.Дмитриев, Г.Б.Христиансен. ЖЭТФ, 44, 556, 1963.
- [7] В.А.Аставьев, А.Н.Грушинский, Ю.Г.Лютюв, Б.А.Хренов, Я.Олейничак. Изв.АН Арм.ССР, Физика, 15, 5, 1980, ЯФ, 18, 854, 1973
- [8] М.Ф.Бибилашвили. Докторская диссертация. Тбилиси, 1971.
- [9] А.Д.Ерлыкин. Препринт ФИАН, 67, Москва, 1967.
- [10] T.Kitamura, K.Mitsui, Y.Muraki et al. 14th ICCR, 6, 2145, Munchen, 1975
- [11] I.Nakamura, T.Kitamura, K.Mitsui, Y.Muaki et al 16th ICCR, 10, 19, Kyoto, 1979
- [12] Э.В.Гедалин, Н.М.Герасимова. ЖЭТФ, 45, 565, 1963, Р.Г.Бетман, Э.В.Гедалин. Изв.АН СССР, 36, 1771, 1972.
- [13] С.В.Тер-Антонян. III традиционная конференция молодых ученых ЕФИ. Изд. Айкастан, 1977.
- [14] С.И.Никольский, Е.И.Тукиш, Е.Л.Фейнберг, А.Ц.Аматуни, Э.А.Мамиджян, С.Г.Матинян. Препринт ЕФИ-358(16)-79.
- [15] Э.В.Бугаев, Ю.Д.Котов, И.Л.Розенталь. "Космические мюоны и нейтрино". Атомиздат, М., 1970.

- [16] В.Росси, К.Грейзен. "Прохождение космических лучей через вещество" Изд. "Иностранная литература", М., 1948.
- [17] А.Д.Ерлыкин. Труды IX Международной конференции по космическим лучам" Лондон, 1965.
- [18] Г.Л.Мазный. "Программирование на БЭСМ-6 в системе "Дубна", Наука, М., 1978.
- [19] Н.П.Вусленко, Д.Н.Голенко, И.М.Соболь и др. "Метод статистических испытаний". Физматгиз, М., 1962.
- [20] H. Messel, D.F.Crawford. "Electron-Photon Shower..." Perg.Press. 1970.
- [21] А.А.Варфоломеев, Л.Б.Драбкин. "Результаты исследований по международным геофизическим проектам". Космические лучи 12, 32, Наука М., 1970.
- [22] Р.Г.Бетман, Э.В.Гедалин. Сборник "Ядерные взаимодействия при высоких энергиях." Изд. Мецниереба, Тбилиси, 1966.
- [23] K.Ott, Zs.J.Naturforsch, 9a, 488, 1954, z.BuJa, Acta Phys.Pol. 24, 381, 1963
- [24] В.С.Мурзин. "Физика космических лучей". Изд. МГУ, 1970.
- [25] K.O.Thielheim and R.Zöllner. J.Phys.A: Gen Phys, 5, 1054, 1972
- [26] С.А.Азимов, Э.Х.Даудов и др. Изв.АН СССР сер.физ. 37, 1354, 1973.

Рукопись поступила 12-го февраля 1981 г.

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

Заказ 160

ВФ-04849

Тираж 299

Препринт ЕФИ Формат издания 60 x 84/16
Подписано к печати 7/IV-81г. 1.7 уч.изд.л.Ц.12 к.

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

индекс 3624