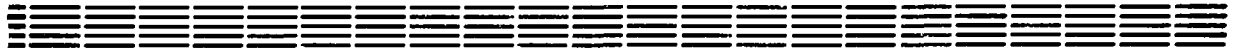


We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche

ЕФИ

Препринт ЕФИ-1276(62)-90

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



С.О.СОХОЯН, М.М.МУРАДЯН

АПРОКСИМАЦИЯ ЯДЕРНО-ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДОВ,
ГЕНЕРИРОВАННЫХ АДРОНАМИ В ПЛОТНОМ ОДНОРОДНОМ ВЕЩЕСТВЕ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 1 - 100 ТэВ

Նախնաորից ԵՖԻ-1276(62)-90

Ս.Հ. ՍՈՒՍՅԱՆ, Մ.Մ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

1-100 ՏԷՎ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԽԻՏ. ՀԱՄԱՍԵՌ ՆՅՈՒԹՈՒՄ
ՀԱԿՐՈՆՆԵՐՈՎ ԳԵՆԵՐԱՑՎԱԾ ՄԻՋՈՒԿԱ-ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ
ԿԱՍԿԱԴՆԵՐԻ ՄՈՏԱՐԿՈՒՄԸ

Կատարված է խիտ նյութում հաղորոններով գեներացված միջուկա-
էլեկտրամագնիսական կասկադների /ՄԷՆ/ բաղադրիչների հետազոտություն
և առաջարկված է առանձին ՄԷՆ-ի մոտարկման անալիտիկ արտահայտություն՝
հիմնված առանձին բաղադրիչների / էլեկտրամագնիսական հոսք, ուժեղ
իոնիզացնող մասնիկներ և ռելյատիվիստական հաղորոններ/ բաժանման վրա:
Առաջարկված մոտարկումները կարող են կիրառվել 1-100 ՏԷՎ էներգիանե-
րի սիրույթում:

Երևանի Փիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1990



Препринт ВФИ-1276(62)-90

УДК 537.591:001.5

С.О.СОХОЯН, М.М.МУРАДЯН

АПРОКСИМАЦИЯ ЯДЕРНО-ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДОВ,
ГЕНЕРИРОВАННЫХ АДРОНАМИ В ПЛОТНОМ ОДНОРОДНОМ ВЕЩЕСТВЕ ПРИ
ЭНЕРГИЯХ 1 - 100 ТэВ

Проведено исследование компонентного состава ядерно-электромагнитных каскадов (ЯЭК), генерированных адронами в плотном веществе, и предложено аналитическое выражение для аппроксимаций индивидуальных ЯЭК, основанное на разделении отдельных компонентов: электромагнитного ливня, сильноионизирующих частиц и релятивистских адронов. Предлагаемые аппроксимации могут быть применены в области энергий $E \geq 1$ ТэВ и используются впервые.

Ереванский физический институт

Ереван 1990

V.G. SOKHOYAN, M.M. MURADIAN

APPROXIMATION OF NUCLEAR-ELECTROMAGNETIC CASCADES
INITIATED BY HADRONS IN A DENSE HOMOGENEOUS MATTER
AT ENERGIES FROM 1 TO 100 TeV

The composition of nuclear-electromagnetic cascades (NEC) initiated by hadrons in a dense homogeneous matter is investigated, and analytical expressions for individual NEC approximation based on component separation (electromagnetic shower, highly ionizing particles and relativistic hadrons) are presented. These approximations can be used in the energy range from 1 to 100 TeV.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1990

Ядерно-электромагнитный каскад (ЯЭК) представляет собой функцию, определяющую интегрированный по поперечному сечению поток вторичных частиц, рожденных во взаимодействии адрона с энергией E_0 на произвольной глубине поглотителя X . Эта функция приобретает смысл при значениях X , превышающих точку генерации X_0 , и может быть представлена зависимостью:

$$\phi = \begin{cases} F(E_0, X - X_0) & \text{при } X > X_0 \\ 0 & \text{при } X \leq X_0 \end{cases} \quad (I)$$

Аналитический вид функции Φ определяется физическими процессами формирования ЯЭК. Исследование искусственных каскадов, моделированных методом М-К [1], позволило выделить основные компоненты ЯЭК:

- релятивистские адроны (продукты множественного рождения в неупругих hA -взаимодействиях);
- сильноионизирующие частицы (продукты ядерных расщеплений);
- электромагнитный компонент (суперпозиции электромагнитных каскадов (ЭМК), генерированных π^0 -мезонами множественного рождения в hA -взаимодействиях).

I. Разложение ЯЭК по компонентам

Интегральный поток релятивистских адронов пропорционален $\ln E_0$, поскольку обусловлен энергетической зависимостью средней множественности вторичных заряженных адронов.

Сильноионизирующий компонент ЯЭК зависит от E_0 аналогично потоку релятивистских адронов, поскольку в единичном акте взаимодействия начиная с энергий > 1 ГэВ множественность продуктов ядерного расщепления практически постоянна [2].

С ростом энергии первичного адрона E_0 вклад электромагнитного компонента в ЯЭК растет пропорционально E_0 , поскольку парциальный коэффициент неупругости K_{π^0} не зависит от энергии взаимодействия [1], т.е. суммарная энергия $E_{\pi^0} = K_{\pi^0} \cdot E_0$ рожденных π^0 -мезонов, а следовательно и поток частиц в ЭМК, растет пропорционально E_0 .

На рис. I показан рассчитанный в [3] компонентный состав полного энергосыделения для усредненных ЯЭК в широком диапазоне значений E_0 (1-10000 ГэВ). Из рисунка видно, что при $E_0 = 1$ ГэВ вклад ЭМК в ЯЭК составляет $\approx 4\%$ и увеличивается до $\approx 90\%$ при $E_0 = 10^4$ ГэВ. Вклад же остальных компонентов, состоящих из релятивистских адронов и сильноионизирующих частиц (заряженные частицы от нейтронов с $E < 20$ МэВ, а также испарительные протоны и фрагменты (d, t, α и т.д.) с энергией монотонно убывают.

Проведенные нами исследования флуктуаций компонентов функции Φ как для усредненных, так и для индивидуальных ЯЭК в однородном железном поглотителе, при энергиях генерирующего адрона $E_0 \geq 1$ ГэВ также показывают, что ЯЭК практически сво-

дится к суперпозиции ЭМК, сопровождающихся "фоновым" суммарным потоком релятивистских адронов и продуктов ядерных расщеплений.

На рис.2 показаны два компонента одного, произвольно выбранного искусственного ЯЭК с энергией $E_0 = 1$ ТэВ: электромагнитный (кривая 1) и суммарный поток релятивистских адронов и продуктов ядерных расщеплений (кривая 2). Из рисунка видно, что оба компонента имеют значительные осцилляции по глубине формирования. При этом в области минимумов электромагнитного компонента флуктуации составляющих компонентов потока значительны, а в области максимумов ими можно пренебречь.

На рис.3 показан компонентный состав усредненного ЯЭК при той же энергии первичного адрона: низкоэнергичный (кривая 1) и электромагнитный (кривая 2) компоненты, а также суммарный ядерный каскад (кривая 3). Из рисунка видно, что доля вклада малоэнергичного ("фонового") компонента в суммарный ЯЭК меняется от $\approx 5\%$ в области максимума до $\approx 40\%$ на "хвосте" ЯЭК.

Расчетные исследования показывают также, что флуктуации электромагнитного компонента обусловлены высокоэнергичными адронами, способными генерировать группы π^0 -мезонов, суммарная энергия которых сравнима с энергией E_0 . Такими частицами являются первичный адрон (в первых трех поколениях) и вторичные адроны области фрагментации в первых двух поколениях. Множественность этих частиц не зависит от энергии взаимодействия уже при энергиях несколько десятков ГэВ [2]. Нижний предел энергий этих частиц обусловлен их способностью формировать в МК регистрируемый на эксперименте отдельный горб. В нашем случае [4]

в виде отдельного горба может регистрироваться электромагнитный компонент с $E > 20$ ГэВ. Очевидно, что такие ЭМК генерируются группами π^0 -мезонов, рожденных, как правило, от энергетически выделенных адронов.

На рис.4 показаны распределения расчетной множественности групп π^0 -мезонов с суммарными энергиями $E > 20$ ГэВ (при $E_0 = 1$ ТэВ) в сравнении с распределением числа наблюдаемых на эксперименте [4] горбов в ЯЭК. Число горбов в ЯЭК существенно меньше числа адронов, способных сформировать отдельный горб. Это объясняется тем, что при взаимодействии высокоэнергичных адронов с малым $K_{д.0}$ энергия лидера в основном распределяется между релятивистскими адронами. Такие процессы в виде отдельных горбов в калориметрической методике не проявляется. В то же время взаимодействия с большим энерговыделением в π^0 -мезоны могут происходить на достаточно близких расстояниях так, чтобы ЭМК, генерированные от разных взаимодействий, слились в один горб. Определение вероятности слияния нескольких высокоэнергичных групп π^0 -мезонов в один горб — сложная и трудоемкая задача.

На рис.5 показаны расчетные распределения (усредненные по $N = 800$ событиям) числа актов взаимодействия с рождением вторичных частиц на всем протяжении ЯЭК при энергиях первичного адрона $E_0 = 1$ ТэВ (\bullet) и $E_0 = 2$ ТэВ (\blacktriangle). Там же показаны распределения числа актов неупругого взаимодействия при дополнительном условии для энергии взаимодействующих адронов $E > 5$ ГэВ на всем протяжении ЯЭК (\circ — при $E_0 = 1$ ТэВ и \triangle — при $E_0 = 2$ ТэВ). Деления по оси абсцисс соответствуют дискретным уровням калориметрического порогитателя экспериментальной установки [4]. Из рисунка

видно, что в формировании горбов участвует большое число (> 100) малоэнергичных ЭМК, преимущественно с энергиями $< 0,01 E_0$. Начало их генераций распределено по глубине формирования ЯЭК с существенным скоплением на глубинах $X > 3 \lambda_{н.ч.}$ ($\lambda_{н.ч.}$ - средний пробег неупругого $n\bar{n}$ -взаимодействия).

Исследования суперпозиций малоэнергичных ЭМК показывают, что эти каскады не формируют отдельных горбов, исключая тем самым имитацию высокоэнергичной группы π^0 -мезонов.

На основании проведенных исследований функция (1) аналитически представлена нами в виде двух составляющих: суперпозиции высокоэнергичных ЭМК f_i и относительно слабо флуктуирующего низкоэнергичного g -компонента:

$$\phi = \sum_{i=1}^{n_0} f_i(E_i, X - X_i) + g(E_0, X) \quad , \text{ где} \quad (2)$$

n_0 - множественность высокоэнергичных групп π^0 -мезонов;
 E_i - суммарная энергия группы; X_i - начало генерации i -го высокоэнергичного ЭМК.

2. Низкоэнергичный компонент ЯЭК

На рис.6 показаны среднеквадратичные отклонения значений первой (кривые 1) и второй (кривые 2) составляющих функции (2) от величины усредненного ЯЭК на глубине X , отсчитываемой от фиксированного начала генерации X_0 . Из рисунка видно, что флуктуации составляющей $g(E_0, X)$ в процессе формирования ЯЭК на глубинах $(X - X_0)/\lambda_{н.ч.} < 3$ (для железного поглотителя $\lambda_{н.ч.} \approx 10t_0$, где t_0 - радиационная единица длины) пренебрежимо

малы (кривые 2) в сравнении с флуктуациями высокоэнергичного электромагнитного компонента.

Как было показано на рис. 5, на глубинах $(X - X_0)/\lambda_{н.ч.} < 1$ при энергии первичного адрона $E_0 \gtrsim 1$ ТэВ поток релятивистских адронов первых двух поколений, которые и формируют компонент $g(E_0, X)$, достигает в среднем $N \approx 50$ частиц и колеблется в пределах 20–130 частиц для различных ЯЭК. Энергетический спектр этих адронов круто падающий: в области энергий $E > 0,1 E_0$ спектр падает быстрее, чем $\sim 1/x$ [2].

Формирование компонента $g(E_0, X)$ сводится к суммированию (т.е. усреднению) малоэнергичных ЯЭК, генерированных каждым адроном. Флуктуации отдельных малоэнергичных ЯЭК могут проявляться в большей или меньшей степени в зависимости от количества суммируемых ЯЭК. С ростом E_0 функция $g(E_0, X)$ стремится к своему усредненному виду. В области глубин $1 < (X - X_0)/\lambda_{н.ч.} < 3$ такое усреднение достигается практически уже при $E_0 \approx 0,5$ ТэВ.

На рис. 7 показаны расчетные усредненные функции $g(E_0, X)$ при пяти значениях E_0 . Кривые аппроксимированы выражением

$$g(E_0, X) = c_1 X^2 + c_2 X + c_3, \quad \text{где} \quad (3)$$

c_1 — функции от энергии E_0 и определяются для конкретной установки.

Варьирование величин отдельных характеристик моделирования неупругого hA -взаимодействия в пределах 10% (средний пробег неупругого взаимодействия, параметры энергетического спектра вторичных частиц, коэффициент неупругой перезарядки пионов, множественность продуктов ядерных расщеплений и др.) показало,

что функция (3) на глубинах $1 < (X - X_0)/\lambda_{ну} < 3$ изменяется менее чем на 3%. Значительные (до 40%) изменения функции (3) происходит на больших глубинах. Это свойство компонента $g(\epsilon_s, X)$ дает возможность использовать аналитическую аппроксимацию расчетной функции (3) при исследовании реальных (экспериментальных) индивидуальных ЯЭК в области их формирования $(X - X_0)/\lambda_{ну} < 3$.

3. Аппроксимация ЭМК, генерированных π^0 -мезонами

При достаточно высоких энергиях первичного γ -кванта (> 10 ТэВ) число частиц в ЭМК на глубинах 2-3% в железном поглотителе достигает нескольких десятков [3]. В отличие от ядерных каскадов на всем протяжении формирования ЭМК практически действует один механизм поглощения энергии первичной частицы - электромагнитные взаимодействия. Поэтому усреднение (суммирование) флуктуаций взаимодействий частиц младших поколений (> 3) в ЭМК происходит существенно быстрее, чем в ЯЭК. Форма индивидуального ЭМК определяется флуктуациями характеристик частиц первых трех поколений. В средней области формирования, около максимума развития, флуктуации индивидуальных ЭМК (отклонения от среднего) минимальны и имеют тенденцию возрастания при движении как в сторону "хвоста" каскада, так и к началу его генерации. Здесь важно отметить, что небольшие изменения характеристик взаимодействий в начале формирования ЭМК в значительной мере отражаются на ходе его затухания, где число частиц $N < 0,1 N_{\max}$ (N_{\max} - число частиц в максимуме развития).

Расчетные исследования суперпозиций ЭМК при энергиях > 10 э.е. показывают, что если усреднение ЭМК проводить не при фиксиро-

ванном, общем для всех каскадов начале генерации X_0 , а путем совмещения максимумов, то относительное среднеквадратичное отклонение δ индивидуальных ЭМК от усредненного в области максимума его развития ($X_{\text{макс.}} \pm 3t_0$) сводится к пренебрежимо малой величине $< 1,5\%$. В области затухания каскада величина δ достигает 6 - 8%. Отметим, что такое усреднение приводит к большим отклонениям начала генерации X_0 индивидуальных ЭМК от его среднего значения $\langle X_0 \rangle$.

Имеющиеся в литературе аналитические представления усредненных ЭМК [5,6] в начале развития ($X < 2t_0$) не определены. Однако это не мешает их практическому применению для детекторов с поглотителями (рентгеновские камеры, калориметры и т.д.), в которых начало генерации каскада определяется с точностью толщины элементарного слоя.

Таким образом, при замене индивидуальных ЭМК усредненными в плотных поглотителях при энергиях > 10 ГэВ приближение сводится к ошибке определения начала генерации ЭМК. При этом максимум каскада аналитически описывается с точностью, заведомо большей, чем могут дать детекторы полного поглощения.

Наиболее качественной и удобной для расчетов на ЭВМ аппроксимацией усредненных ЭМК, на наш взгляд, является аналитическое выражение, полученное в работе (7) аппроксимацией численных решений уравнений каскадной теории [6] по площади и первым трем центральным моментам каскадных кривых:

$$\Psi(E_0, X - X_0) = \text{EXP} [P \cdot \sqrt{X - X_0 + T} - Q(X - X_0 + T) - R] \quad \text{где}$$

$$P = \sqrt{Q \cdot (2 \cdot M \cdot Q^2 - 3)} ,$$

$$\begin{aligned}
R &= P^2/4 \cdot Q + \ln(P \cdot \sqrt{\pi} \cdot 2.29/E_0), \\
T &= P^2/4 \cdot Q^2 + 3/2 Q - U, \\
U &= 1.002 \cdot \ln E_0 + 0.307 \cdot \sqrt[3]{Z}, \\
M &= 1.7628 \cdot \ln E_0 + 0.4242 \cdot Z^{2/3} - 0.908, \\
Q &= (1.032 \cdot \ln E_0 + 0.2484 \cdot Z^{2/3} - 1.356) / \\
&/ (\ln E_0 + 0.6018 \cdot Z^{2/3} - 1.7624), \quad \text{где}
\end{aligned}
\tag{4}$$

Z - атомный номер вещества, в котором развивается каскад.

В ЯЭК первичными частицами, генерирующими ЭМК, являются π^0 -мезоны с энергиями $E_{\pi^0} > 250$ МэВ (кинематический предел рождения пионов), распадающиеся на 2γ с энергиями $I/2(E_0 - P_0) < E_\gamma < I/2(E_0 + P_0)$.

На рис.8 показан ЭМК, генерированный одним γ -квантом с энергией E_γ^0 (сплошные кривые) и суммарный ЭМК, генерированный двумя γ -квантами с энергиями $E_\gamma' = E_\gamma'' = E_\gamma^0/2$ (пунктирные кривые). Каскады рассчитаны для энергий $E_\gamma^0 = 10; 50; 100$ и 500 ГэВ. Из рисунка видно, что при смещении ЭМК по глубине (совмещении максимумов) каскады одинаковых энергий, генерированные одним или двумя γ -квантами, практически не отличаются.

Аналогичная картина наблюдается для ЭМК, генерированных группами π^0 -мезонов, рожденных в одном акте неупругого взаимодействия. Таким образом, ЭМК от групп π^0 -мезонов также аппроксимируются выражением (4), т.е. в выражении (2) электромагнитный компонент может быть аналитически выражен функцией:

$$f_i(E_i, X - X_i) = \begin{cases} \varphi(E_i, X - X_i) & \text{при } X > X_i \\ 0 & \text{при } X \leq X_i, \end{cases} \tag{5}$$

где параметр \bar{E}_i определяет суммарную энергию группы π^0 -мезонов, а величина X_i приобретает смысл свободного параметра.

3. Аппроксимация индивидуальных ЯЭК

В результате подстановки функций (3) и (5) в выражение (2) получено аппроксимационное аналитическое выражение для индивидуальных ЯЭК: $\Phi = \sum_{i=1}^{n_0} \Psi(E_i, X - X_i) + g(E_0, X)$. В нем выделены два основных параметра, характеризующих флуктуации индивидуального каскада - число n_0 энергетически выделенных π^0 -мезонов, рожденных в одном акте взаимодействия, и суммарные энергии этих групп.

Подобные аппроксимации для индивидуальных ЯЭК из литературы нам не известны. Предлагаемый метод исследования механизма формирования индивидуальных экспериментальных ЯЭК, основанный на разделении основных компонентов ЯЭК, может быть применен лишь в области сверхвысоких энергий и используется впервые.

Предлагаемая методика аппроксимации ЯЭК позволяет решить ряд нетрадиционных для физики космических лучей задач в исследовании адрон-ядерных взаимодействий в области энергий ≥ 1 ТэВ. В частности, путем решения обратной задачи - нахождения параметров E_i и n_0 для индивидуальных экспериментальных ЯЭК определяется суммарная энергия $E_{\text{д}}$ группы π^0 -мезонов в первом акте генерации, а значит и величина $K_{\text{д}}$ в индивидуальном hA -взаимодействии при энергиях ≥ 1 ТэВ.

Полученная аппроксимирующая функция для индивидуальных ЯЭК позволяет намного упростить моделирование ядерных каскадов в плотных поглотителях при решении методических задач в процессе

проектирования и построения сложных экспериментальных установок в области сверхвысоких энергий.

В заключение авторы выражают благодарность Э.А.Мамиджаняну за постановку задачи и консультации в процессе выполнения работы, В.В.Авакяну за постоянное внимание к работе и обсуждения, И.Ж.Оганяну за помощь при проведении расчетов, а также К.С.Дуртарьян за отличную организацию работы ВЦ.

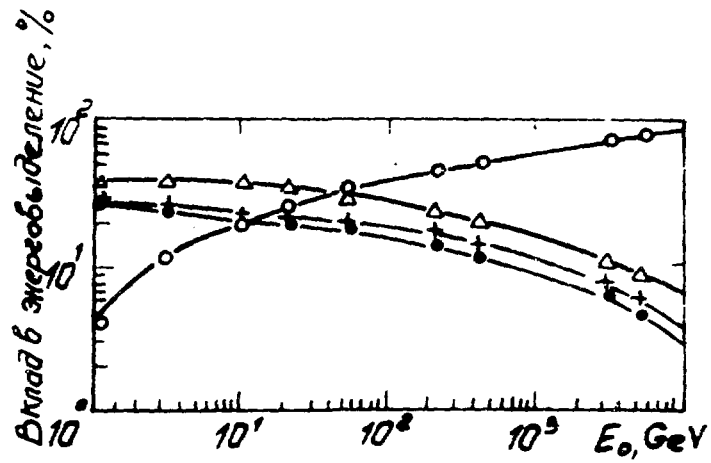


Рис. I

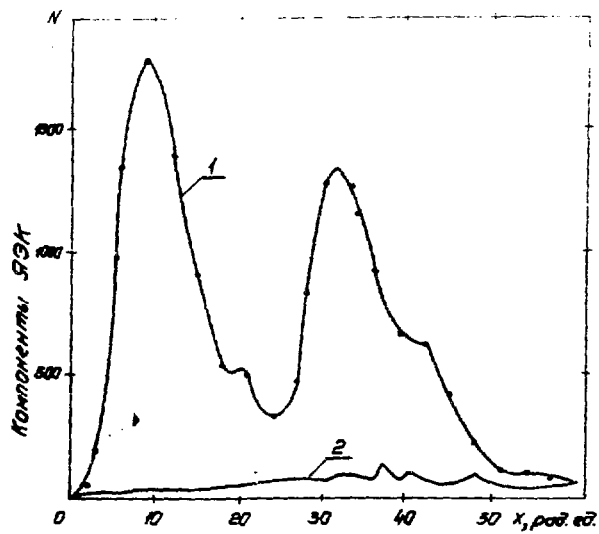


Рис. 2

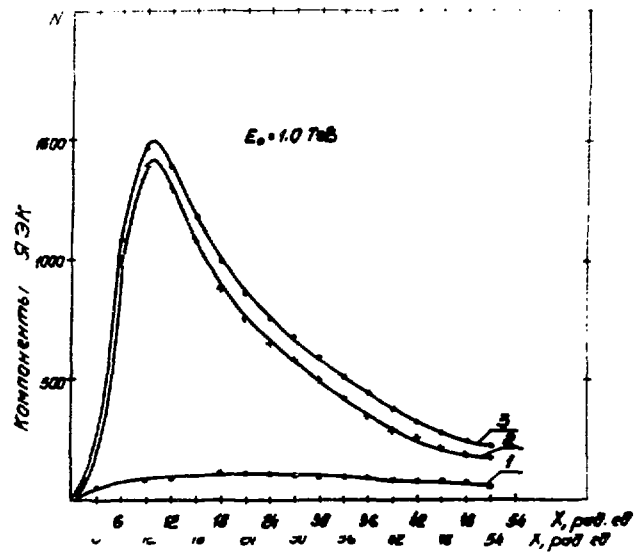
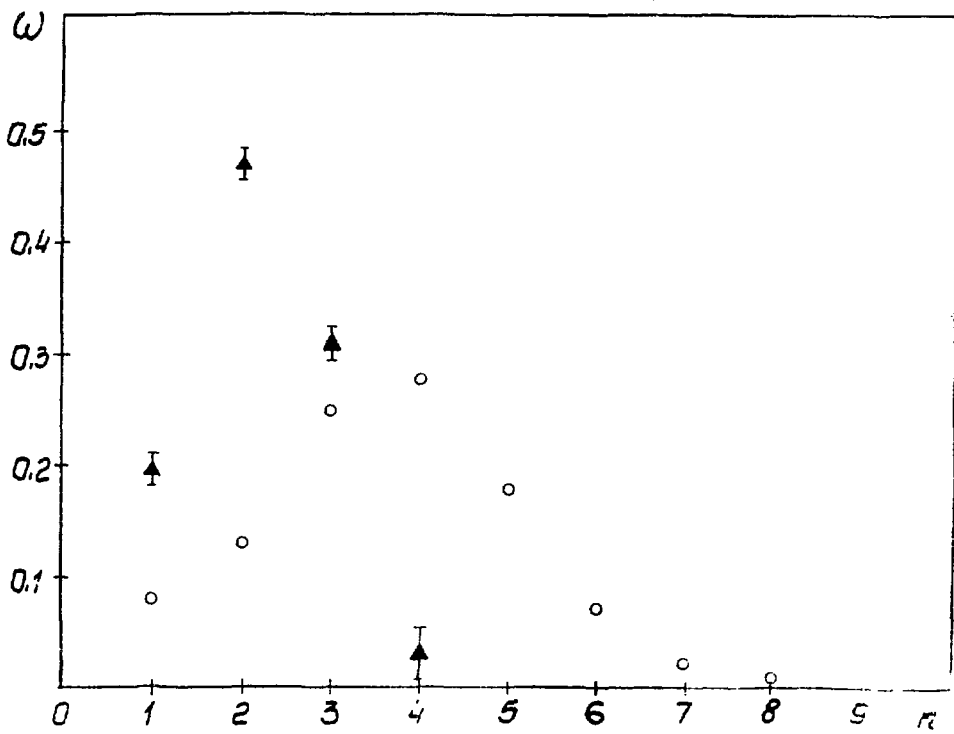


Рис. 6



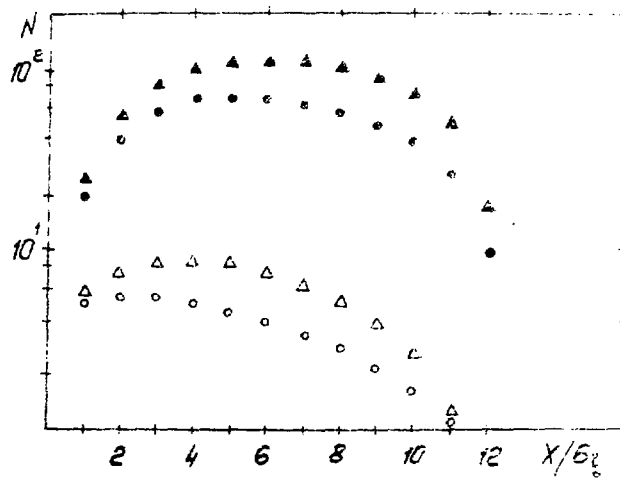


Рис. 5

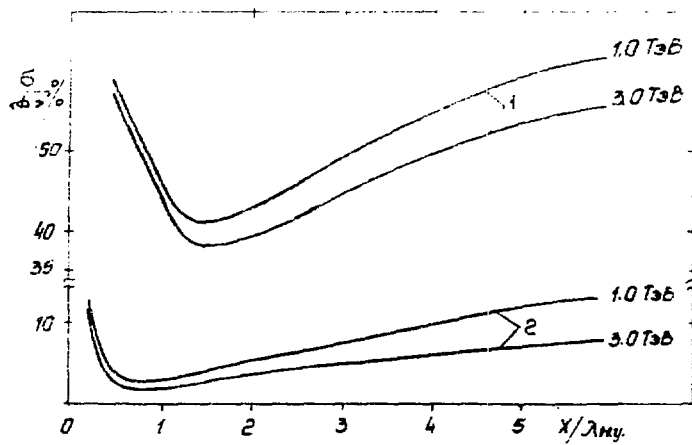


Рис. 6

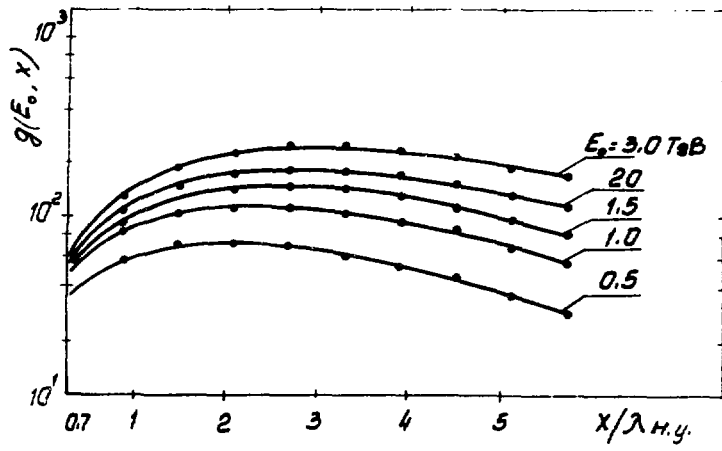


Рис. 7

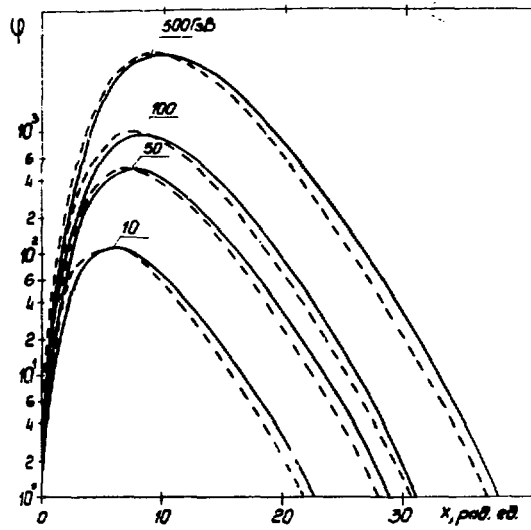


Рис. 6

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Вклад различных компонентов излучения в полное энергетическое деление в блоке железа в зависимости от энергии первичных протонов

▲ - π^{\pm} , ρ и μ^{\pm} ; + - заряженные частицы от нейтронов с $E < 20$ МэВ; ● - испарительные протоны и фрагменты (d , t , α , ...);
○ - ЭМК от распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ [3].

Рис.2 Компоненты индивидуального ЯЭК: 1-электромагнитный, 2-релятивистские адроны и продукты ядерных расщеплений N - функция развития (в каскадных частицах).

Рис.3 Компоненты усредненного ЯЭК для первичного адрона с $E_0 = 1,0$ ТэВ; 1-электромагнитный; 2-релятивистские адроны и продукты ядерных расщеплений; 3-суммарная каскадная кривая. N - функция развития (в каскадных частицах).

Рис.4 Распределения расчетной множественности лидирующих адронов (○) и числа наблюдаемых на эксперименте [4] горбов (▲).

Рис.5 Распределения числа актов неупругого взаимодействия N при $E_0 = 1$ ТэВ (●) и $E_0 = 2$ ТэВ (▲) по глубине поглотителя.

(○) - распределение величины N при наличии порога снизу $E > 5$ ГэВ на энергии вторичных частиц при $E_0 = 1$ ТэВ;
(Δ) - то же при энергии $E_0 = 2$ ТэВ.

Рис.6 Среднеквадратичные отклонения компонентов индивидуальных ЯЭК от усредненного при разных E_0 : 1-электромагнитный компонент; 2-малознергичный компонент.

Рис.7 Расчетные усредненные функции $g(E_0, X)$ при разных E_0 .

Рис.8 Электромагнитные каскады, генерированные одним γ -квантом с энергией E_γ^0 (—) и двумя γ -квантами с энергиями $E'_\gamma = E''_\gamma = E_\gamma^0/2$ (---).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Avakian V.V., Gevorkian S.R., Mamidjanian E.A. et al. Determination of the inelasticity partial coefficients of pions and protons in iron in the energy range 0.5-5.0 TeV. Nucl. Phys., 1985, vol. B259, p.156-162.
2. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Взаимодействия адронов высоких энергий. М.: Наука, 1963.
3. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1965.
4. Авакян В.В., Авунджян А.Т., Антонян К.Г. и др. Установка "Пион", ВАНТ, сер. "Техника физического эксперимента", вып.4(16), 1963.
5. Беляев А.А., Иваненко И.П., Каневский Б.Л. и др. Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М.: Наука, 1960.
6. Иваненко И.П. Электромагнитные каскадные процессы. М.: МГУ, 1972.
7. Клименков А.П., Павлов А.А. Аппроксимация каскадной кривой в области энергий 10^{10} - 10^{14} эВ. Сборник "Элементарные частицы и космические лучи", вып.4, М.: Атомиздат, 1976.

Рукопись поступила 2 июля 1990 г.

С.О.СОХОЯН, М.М.МУРАДЯН

АППРОКСИМАЦИЯ ЯДЕРНО-ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КАСКАДОВ, ГЕНЕРИРОВАННЫХ
АДРОНАМИ В ПЛОТНОМ ОДНОРОДНОМ ВЕЩЕСТВЕ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 1-100 ТэВ

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 14/УШ-90г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 0,8 Тираж 299 экз. Ц. 10 к.

Зак. тип. № 194

Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул. Братьев Алиханян, 2

**The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yerevan, 375036
Armenia, USSR**

ИНДЕКС 3649



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ