

2138/2-78

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С346.6е

15/1-78

Б-332

Д1 - 11284

Г.Л.Башинджагян, А.И.Демьянов, В.С.Мурзин,  
В.А.Никитин, Л.И.Сарычева, Н.Б.Синев

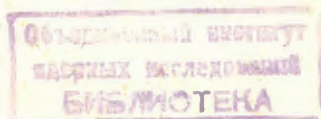
ПРЕДЛОЖЕНИЕ О ПОСТАНОВКЕ ЭКСПЕРИМЕНТА  
ПО ПОИСКУ ТЯЖЕЛЫХ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ

**1978**

Д1 - 11284

Г.Л. Башинджагян\*, А.И. Демьянов\*, В.С. Мурзин\*,  
В.А. Никитин, Л.И. Сарычева\*, Н.Б. Синев \*

ПРЕДЛОЖЕНИЕ О ПОСТАНОВКЕ ЭКСПЕРИМЕНТА  
ПО ПОИСКУ ТЯЖЕЛЫХ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЧАСТИЦ



---

\* НИИЯФ МГУ.

Башинджагян Г.Л. и др.

D1 - 11284

**Предложение о постановке эксперимента по поиску тяжелых нестабильных частиц**

Предлагается экспериментальная установка, которая позволяет детально исследовать адрон-ядерные взаимодействия на ускорителе при энергии 400 ГэВ и осуществить поиск новых частиц с массой выше 5 ГэВ/с<sup>2</sup>, временем жизни  $10^{-11}$  -  $10^{-9}$  с и сечением генерации  $\geq 10^{-33}$  см<sup>2</sup>. Установка включает набор пропорциональных камер и два ядерных calorimetра.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Bashindzhagyan G.L. et al.

D1 - 11284

**Proposal of the Experiment on a Search for Heavy Unstable Particles**

An experimental installation is proposed which makes it possible to study in detail hadron-nucleus interactions at energies  $\geq 400$  GeV and to verify if heavy (T) unstable particles with masses of 5-20 GeV/c<sup>2</sup>, lifetimes of  $10^{-11}$  -  $10^{-9}$  sec and generation cross sections  $\sigma \geq 10^{-31}$  -  $10^{-33}$  cm<sup>2</sup> (depending on the characteristics of particle decay) are produced in these interactions.

The installation consists of a target, a calorimeter-absorber, a vacuum decay volume, a hodoscope system (proportional chambers), and a calorimetric spectrometer. The installation permits one to measure simultaneously energies and emission angles of several charged and neutral particles and to observe the particle decay. The merit of the installation is a high spatial resolution of nuclear cascades generated by individual particles.

The module design of the calorimeter detectors and the hodoscope makes it possible to easily vary the arrangement of the device to solve different problems.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На основе анализа ядерных каскадов, возникающих от адронной компоненты космических лучей в ионизационном calorиметре, была выдвинута гипотеза о том, что при энергиях 400 ГэВ происходит рождение новых частиц - T /тяжелых/ - частиц<sup>/1-3/</sup>. Масса этих частиц оценивается равной  $\approx 10$  ГэВ/с<sup>2</sup>, время жизни  $\approx 8 \cdot 10^{-11}$  с, сечение взаимодействия с ядрами железа более чем в 2 раза меньше сечения взаимодействия нуклонов с этими ядрами. Рождение новых частиц происходит парами, а сечение предполагаемой реакции  $N+A(\text{Fe}) \rightarrow T_1+T_2$  растет с энергией.

Существование таких частиц не противоречит имеющимся экспериментальным данным, полученным как в экспериментах с космическими лучами, так и на ускорителях, а в некоторых случаях даже позволяет объяснить наблюдаемые в космических лучах аномалии<sup>/4/</sup>.

Теоретические модели также не дают оснований отвергать гипотезу о T-частицах<sup>/5/</sup>.

Вместе с тем существование таких частиц не может быть надежно установлено на основании экспериментов в космических лучах.

Поэтому предлагается провести эксперимент на протонном пучке ускорителя, обеспечив достаточную энергию столкновения. Прямой поиск таких частиц на встречных пучках в ЦЕРНе пока что не проводился из-за трудностей обработки событий с двумя и тремя центрами раздела частиц, однако эффекты, наблюдаемые при рождении частиц с большими поперечными импульсами /существование так называемых "струй"/, могут быть связаны с рождением тяжелых частиц<sup>/6,7/</sup>.

## II. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

### 1. Экспериментальная техника

Исследование проводилось на основе экспериментального материала, полученного с помощью установки ПИОН НИИЯФ МГУ на высокогорной станции Арагац /3260 м над уровнем моря/.

Общий вид установки показан на рис. 1. Основной элемент установки - ионизационный калориметр - состоит из 16 рядов ионизационных камер с железными фильтрами общей толщиной  $1040 \text{ г/см}^2$  и 6 рядов камер, раз-

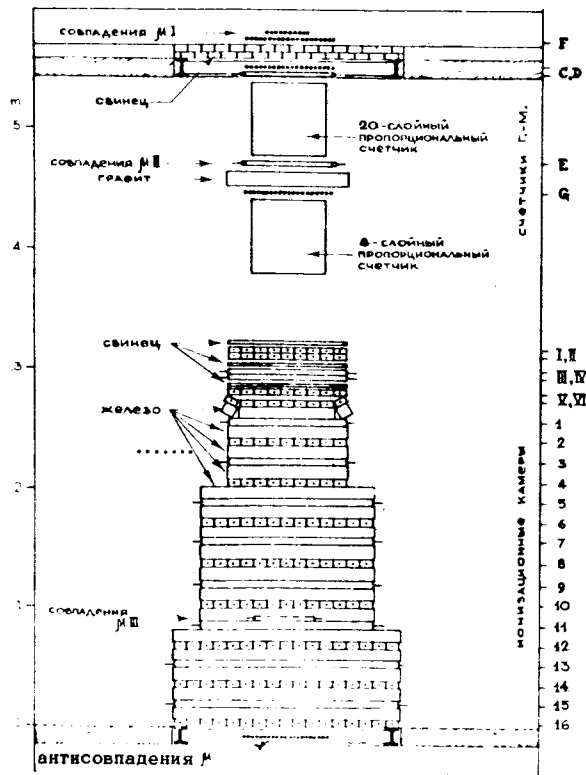


Рис. 1. Общий вид установки ПИОН.

деленных тонкими свинцовыми фильтрами /всего  $67,2 \text{ г/см}^2$  или 12 t-единиц Pb/.

Управление установкой обеспечивает отбор ядерно-активных частиц с энергией  $E_0 \geq 60 \text{ ГэВ}$ . Точность определения энергии в энергетическом диапазоне  $100-3000 \text{ ГэВ}$  составляет 15-20%. Геометрический фактор калориметра  $0,27 \text{ м ср}$ .

### 2. Метод анализа данных /8/

Характерной особенностью электронно-ядерных каскадов, наблюдаемых в калориметре, является разнообразие их формы. Каскадные кривые могут иметь один

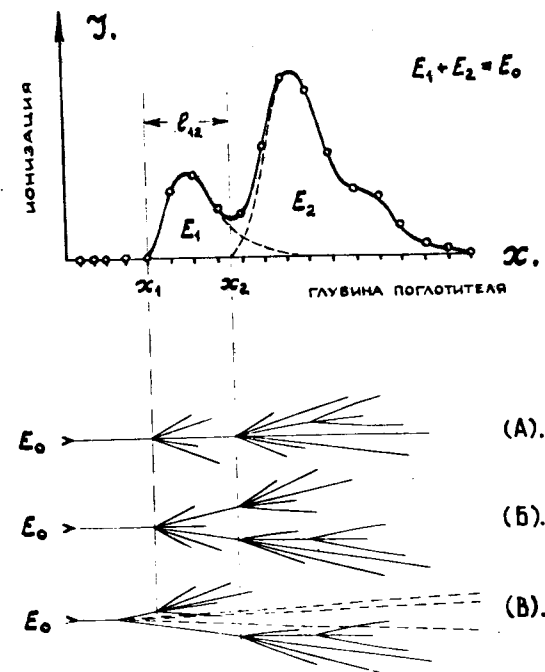


Рис. 2. Типичный калориметрический каскад с двумя горбами ионизации и различные варианты интерпретации такого события.

или несколько максимумов ионизации /“горбов“/, величина и расположение которых различны для разных событий. Это обусловлено случайным характером ядерно-каскадного процесса и наличием лидирующих частиц, уносящих большую энергию.

Флюктуации каскадных кривых определяются главным образом механизмом передачи энергии в первом взаимодействии и свойствами наиболее энергичных вторичных частиц первого поколения.

На рис. 2 показан типичный каскад с двумя максимумами ионизации и приведены три возможных варианта его интерпретации.

Для описания каждого каскада используется следующий набор параметров:  $x_i$  - глубина  $i$ -го взаимодействия /точка генерации  $i$ -го “горба“ ионизации/,  $l_{ik}$  - расстояние между  $i$ -ым и  $k$ -ым взаимодействиями,  $u_i = E_i / E_0$  - доля энергии первичной частицы ( $E_0$ ), уносимая вторичной частицей, создающей  $i$ -й горб.

Распределение глубин  $x$  для первичных взаимодействий описывается экспонентой:

$$w_1(x_1) \sim \exp(-x_1 / \lambda) \quad /1/$$

для вторичных - функцией с максимумом, имеющей вид

$$w_2(x_2) \sim x_2 \cdot \exp(-x_2 / \lambda) \quad /2/$$

/ $\lambda$  - пробег взаимодействия адрона/.

Функция распределения величины  $l_{12}$  имеет также экспоненциальный вид:

$$w(l) \sim \exp(-l / \langle l \rangle) \quad /3/$$

где  $\langle l \rangle = \lambda / \langle n \rangle$ ,  $\langle n \rangle$  - среднее число вторичных адронов, дающих вклад во второй горб. При  $\langle n \rangle = 1$  спектр энергий вторичных горбов  $u = E_2 / E_0$  есть, очевидно, спектр лидирующих адронов.

Для бинарной /или квазибинарной/ реакции типа

$$N \rightarrow N_1 + T_2 + X \quad /4/$$

где частицы  $X$  уносят незначительную суммарную долю энергии,  $\langle l \rangle$  есть среднее расстояние между точками взаимодействия /или распада/ частиц  $T_1$  и  $T_2$ . В этом случае удобно использовать еще один параметр -  $E_2 / \gamma_c$  ( $\gamma_c$  - лоренц-фактор системы центра инерции), который определяется значениями  $E_0$  и  $E_2$ . Распределение по  $E_2 / \gamma_c$  в системе центра инерции есть спектр энергий вторичных частиц, а в нерелятивистском пределе характеризует спектр их масс.

### 3. Форма каскадов

При энергиях  $E_0$  ниже 200 ГэВ распределения по параметрам  $x_1, x_2, l_{12}$  не обнаруживают заметных

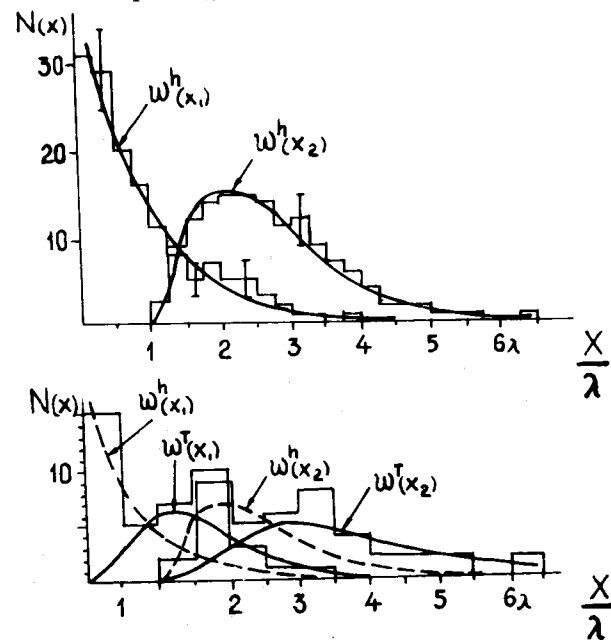


Рис. 3. Экспериментальные распределения глубин генерации первых ( $x_1$ ) и вторых ( $x_2$ ) горбов ионизации у каскадов с  $u \geq 0,5$  для энергии  $E_0 < 200$  ГэВ /а/ и  $E_0 \geq 400$  ГэВ. Кривые - ожидаемые распределения для модели последовательных взаимодействий ( $w^h(x)$ ) и для модели бинарной реакции ( $w^T(x)$ ).

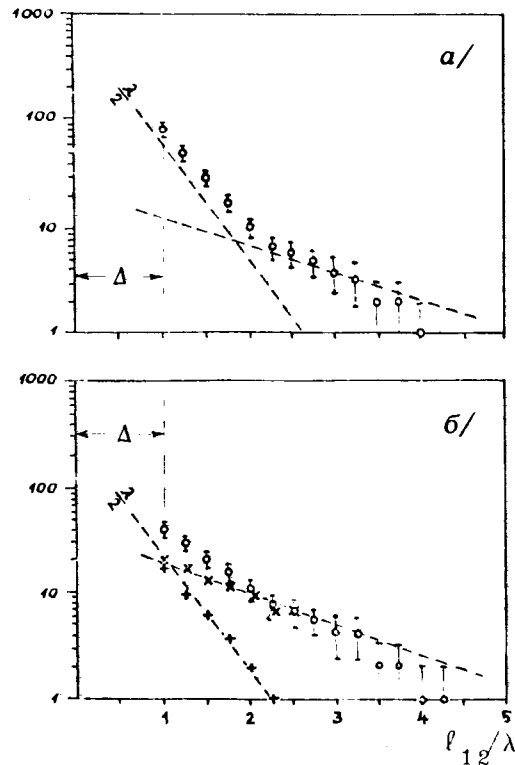


Рис. 4. Экспериментальные распределения расстояний  $l_{12}$  между первым и вторым горбами ионизации у каскадов с  $u \geq 0,5$  для энергии  $200 \text{ ГэВ} \leq E_0 \leq 400 \text{ ГэВ}$  /а/ и  $E_0 \geq 400 \text{ ГэВ}$  /б/. Крестиками показаны распределения для обычных /+/- и аномальных (x) событий.

аномалий. Однако при  $E_0 > 200 \text{ ГэВ}$  среди каскадов с  $u \geq 0,5$  появляются события, у которых первые горбы ионизации, так же как и вторые, распределены по глубине калориметра согласно закону /2/, в котором параметр  $\lambda$  соответствует удвоенному пробегу взаимодействия вторичной частицы /рис. 3/. Распределение  $w(l)$  тоже меняется вблизи  $E_0 \approx 200 \text{ ГэВ}$ : в нем появляется длиннопробежная компонента с  $\langle l \rangle \approx 2\lambda$  /около 20% событий при энергиях  $200 \div 400 \text{ ГэВ}$  и ~50% - при энергиях выше  $400 \text{ ГэВ}$ , рис. 4/.

Таким образом, модель последовательных взаимодействий не описывает поведение некоторой части экспериментальных каскадов при высоких энергиях. Аппроксимация экспериментальных распределений на основе этой модели дает  $\mathcal{P}(\chi^2) \sim 0,8$  для  $E_0 < 200 \text{ ГэВ}$  и  $\mathcal{P}(\chi^2) < 0,01$  для  $E_0 > 400 \text{ ГэВ}$ .

Одновременно изменяется распределение  $E_2/\gamma_c$ . При  $E_0 < 200 \text{ ГэВ}$  оно совпадает с ожидаемым исходя из измеренных спектров  $N(E_0)$  и  $f(u)$ ; однако при энергиях выше  $400 \text{ ГэВ}$  в нем возникает добавочный максимум в области больших  $E_2/\gamma_c$  /рис. 5/.

#### 4. Корреляция аномальных эффектов

Пусть  $w_1^h(x_1)$ ,  $w_2^h(x_2)$ ,  $w_3^h(\frac{E_2}{\gamma_c})$  есть вероятности образования каскадов с параметрами  $x_1$ ,  $x_2$ ,  $E_0/\gamma_c$  для модели последовательных взаимодействий /рис. 2А

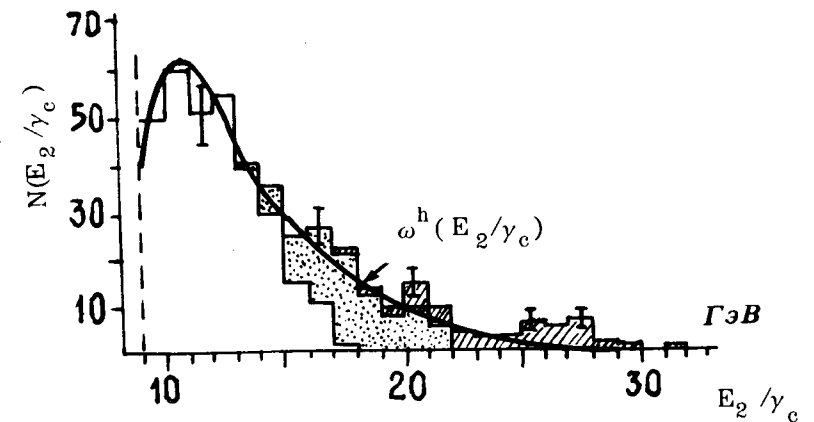


Рис. 5. Экспериментальное распределение  $E_2/\gamma_c$  для каскадов с  $u \geq 0,5$ .  $\square$  - каскады с  $E_0 < 200 \text{ ГэВ}$ .  $\circ$  - каскады с  $200 \text{ ГэВ} \leq E_0 < 400 \text{ ГэВ}$ .  $\times$  - каскады с  $E_0 \geq 400 \text{ ГэВ}$ . Кривая - распределение, ожидаемое на основе измеренных спектров  $f(u)$  и  $N(E_0)$ .

и  $B$ , а  $w_1^T(x_1)$ ,  $w_2^T(x_2)$ ,  $w_3^T(E_2/\gamma_c)$  - те же вероятности для модели бинарной реакции /рис. 2С/. Введем корреляционную функцию

$$R = \frac{w_1^T(x_1) \cdot w_2^T(x_2) \cdot w_3^T(E_2/\gamma_c)}{w_1^h(x_1) \cdot w_2^h(x_2) \cdot w_3^h(E_2/\gamma_c)} \quad /5/$$

Функции  $w_1^h(x_1)$ ,  $w_2^h(x_2)$ ,  $w_3^h(E_2/\gamma_c)$  выбирались так, чтобы они наилучшим образом описывали эксперимент при энергиях ниже 200 ГэВ. Функции  $w_1^T(x_1)$  и  $w_2^T(x_2)$  вычислялись в соответствии с формулой /2/ для  $\langle l \rangle = 2\lambda$ . Вид функции  $w_3^T(E_2/\gamma_c)$  неизвестен, и при расчете  $R$  эта величина полагалась равной константе.

На рис. 6 изображено распределение по  $R$  экспериментальных каскадов с  $E_0 \geq 400$  ГэВ и  $u \geq 0,5$ . Как видно из рисунка, имеются две группы событий: обычные (h) и аномальные (T) события, для которых  $R > 5$ . События в этих группах хорошо разделяются.

### 5. Свойства аномальных событий

Рассмотренные выше свойства адронных каскадов могут быть описаны на основе предположения, что первичное событие представляет собой бинарную /или квазибинарную/ реакцию вида /4/. При этом пробег Т-частиц в веществе больше ядерного, а масса настолько велика, что их появление вызывает нерегулярность в спектре  $E_2/\gamma_c$ . Наблюдаемое число событий в области нерегулярности /рис. 5/ падает с уменьшением энергии и при  $E_0 \approx 200$  ГэВ обращается в нуль. Если считать, что эта энергия соответствует порогу реакции /4/, получим, что  $E_{\text{пор}}^* \approx 20$  ГэВ /в системе центра инерции/ и  $m_T \approx 10$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

В случае рождения двух Т-частиц с одинаковыми массами угол их раздела в с.ц.и.  $\theta_T^*$  однозначно связан с соотношением энергий  $E_{T1}$  и  $E_{T2}$ . На рис. 7 показано

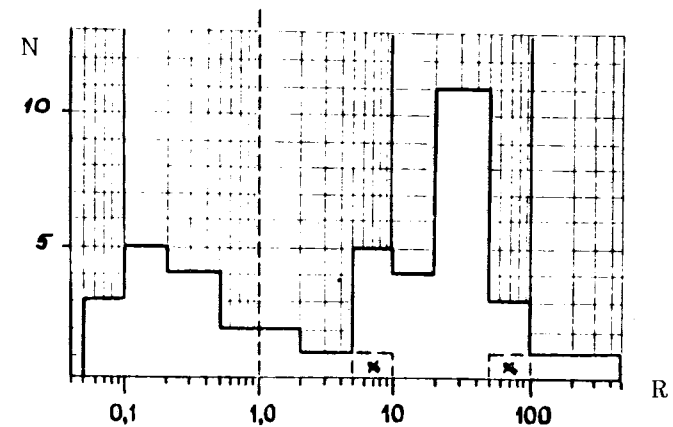


Рис. 6. Распределение экспериментальных значений корреляционной функции  $R$  для каскадов с  $u \geq 0,5$  и  $E_0 \geq 400$  ГэВ. Крестиками помечены сомнительные Т-события.

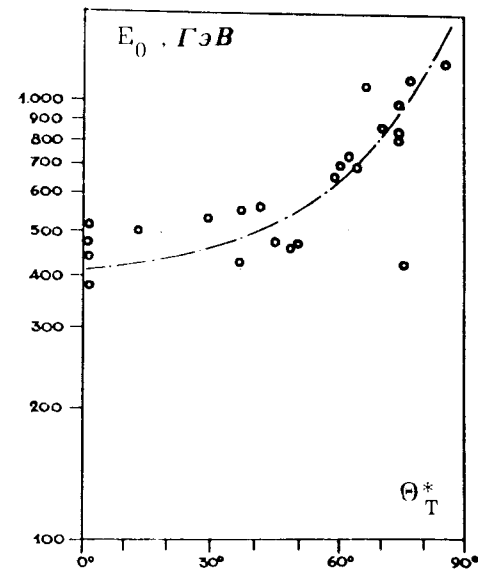


Рис. 7. Экспериментальная зависимость между углом разлета Т-частиц в системе центра инерции  $\theta_T^*$  и энергией взаимодействия  $E_0$  /для каскадов с  $E_0 \geq 400$  ГэВ/.

угловое распределение вторичных частиц, вычисленное для реакции  $N+N \rightarrow T_1 + T_2$  при  $m_T = 10 \text{ ГэВ}/c^2$ .

Исчезновение с ростом  $E_0$  событий с малыми значениями  $\theta_T^*$  /т.е. относительно большими значениями  $E_{T1}$ / может служить указанием на то, что аномальные каскады, регистрируемые в калориметре, возникают в результате распада, а не взаимодействия. В этом случае из-за лоренцевского удлинения времени жизни  $T$ -частицы покидают калориметр и соответствующие события теряются. Если это так, то, зная поведение параметра  $\langle \ell \rangle$  /который в этом случае зависит от энергии  $E_{T2}$ /, угловое распределение и толщину поглотителя, можно оценить среднее время жизни  $T$ -частиц: оно получается равным  $\approx 8 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ .

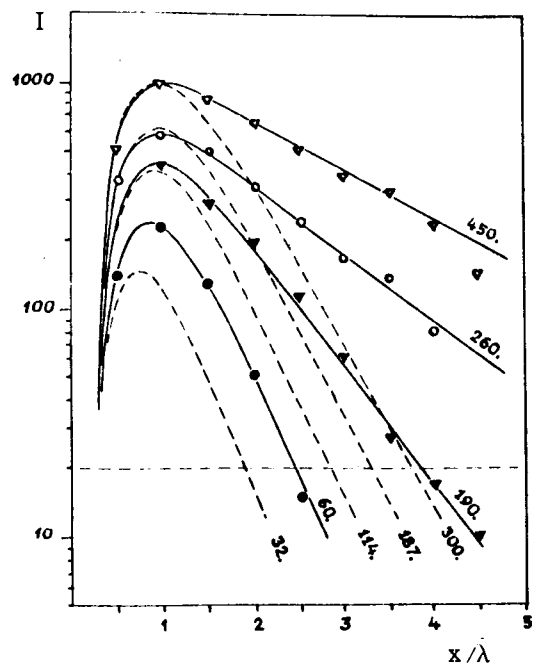


Рис. 8. Усредненные каскадные кривые для отдельных горбов ионизации, создаваемых  $T$ -частицами в калориметре. Пунктиром показаны кривые, полученные для обычных событий. Числа у кривых обозначают средние энергии горбов в  $\text{ГэВ}$ .

Еще одной характерной особенностью рассматриваемого класса событий является резкое замедление поглощения каскадов, создаваемых каждой из  $T$ -частиц /с ростом энергии  $E_T$ /, в отличие от каскадов обычного происхождения /рис. 8/. Это могло бы быть следствием каскадного распада  $T$ -частиц.

## 6. Данные других экспериментов

Замедление поглощения каскадов с ростом энергии первичной частицы отмечается в работах <sup>10, 11</sup>, что аналогично эффекту, показанному на рис. 8.

Потеря наиболее энергичных событий, связанная с распадом  $T$ -частиц за пределами калориметра, должна приводить к изменению наклона измеряемого калориметром спектра  $E_0$  при высоких энергиях. Излом первичного спектра в окрестности  $1000 \text{ ГэВ}$  действительно наблюдался в экспериментах с калориметрами в космических лучах. Это явление подробно обсуждается в <sup>4, 9</sup> в предположении, что в этой области энергий появляются тяжелые нестабильные частицы неизвестной природы.

## III. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ПОИСКА ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ НА УСКОРИТЕЛЕ

Экспериментальная установка, предлагаемая здесь, показана на рис. 9. Она состоит из следующих элементов:

1. Мишень /М/.
2. Калориметр - поглотитель (К1).
3. Вакуумный распадный объем (Б)
4. Годоскопическая система из пропорциональных камер ( $G_1 \div G_{14}$ ).
5. Калориметрический спектрометр (КП).

Между мишенью и калориметром К1 расположена пропорциональная камера  $A_1$ , работающая в амплитудном режиме. Такие же камеры,  $A_{16}$  и  $A_{17}$ , располагаются непосредственно перед распадным объемом D и



после него. Калориметр КИ, длиной около 100 см, содержит поглотитель /железо/ толщиной  $6\lambda$  и используется для поглощения адронов, родившихся при взаимодействии первичной частицы в мишени, и измерения их энергии. Детекторами в калориметре служат амплитудные пропорциональные камеры  $A_2 \div A_{16}$ .

Распадный объем длиной 100 см предназначен для обнаружения случаев распада частиц. Удаление фона низкоэнергичных каскадных электронов возможно при использовании магнитного поля перед распадным объемом.

Годоскопическая система состоит из пропорциональных камер с расстоянием между сигнальными проволочками 1 мм в камерах  $G_1 \div G_{10}$  и 2 мм в камерах  $G_{11} \div G_{14}$ . Размеры этих камер следующие:  $G_1 \div G_4 - 15-15$  см;  $G_5 \div G_{10} - 30 \times 30$  см;  $G_{11} \div G_{14} - 60 \times 60$  см. В камерах  $G_{1,3,5,7,11}$  сигнальные электроды расположены вертикально и служат для измерения X-координаты, а в камерах  $G_{2,4,6,8,12}$  - горизонтально и служат для измерения y-координаты. В камерах  $G_{9,13}$  они натянуты под углом  $45^\circ$  / U-камеры/, а в камерах  $G_{10,14}$  - под углом  $135^\circ$  к той же оси / V-камеры/.

Основное назначение системы  $G_{5 \div 14}$  - определение вершины регистрируемых событий. Линейная протяженность системы  $G_{5 \div 14}$  - около 500 см. Точность локализации вершины события в пределах распадного объема  $\pm 15$  см.

Основной частью установки является калориметрический спектрометр КИ. Он состоит из железного поглотителя и детекторов - амплитудных пропорциональных камер  $A_{18} \div A_{41}$ , дающих информацию об амплитуде импульса, регистрируемого каждой проволочкой. Общая толщина поглотителя составляет  $\sim 10\lambda$ .

Каждый детектор (А) имеет вид отдельного модуля с толстыми / $\sim 1 \div 2$  см/ стальными крышками. Толщина газового промежутка в таком модуле - 2 см, а электроды натянуты с шагом 2-3 мм.

Ширина электронно-ядерного каскада в таком калориметре составляет  $\sim 2$  см на половине высоты<sup>13/</sup>. Таким образом, калориметр КИ позволяет измерить каскад

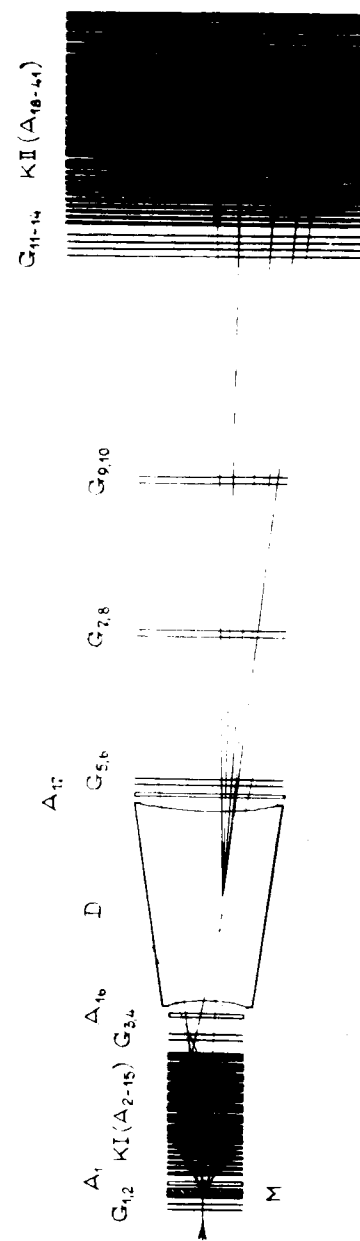


Рис. 9. Схема эксперимента по поиску тяжелых нестабильных частиц. М - мишень; КИ - калориметр-поглотитель; D - вакуумный распадный объем; КИ - калориметрический спектрометр;  $G_1 \div G_{14}$  - годоскопическая система из пропорциональных камер, работающих в координатном режиме;  $A_1 \div A_{41}$  - модули пропорциональных камер, работающих в амплитудном режиме.

от каждой из упавших на него частиц, если они идут на расстоянии  $\geq 4$  см друг от друга. Точность измерения энергии калориметрами такого типа составляет  $\sim 20\%$  при энергии около 10 ГэВ и  $15\%$  при энергии  $\sim 100$  ГэВ.

Калориметр К1 содержит около 200, а калориметр К2 - около 1500 каналов съема амплитудной информации. Годоскопическая система должна иметь около 4000 каналов.

#### IV. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Регистрируются события, удовлетворяющие следующим условиям:

А. Пропорциональная камера  $A_1$  фиксирует взаимодействие в мишени.

Б. В пропорциональной камере  $A_{16}$  имеется не более 10 заряженных частиц.

В. Энерговыделение в калориметре К2 превышает  $0,2 E_0$ , где  $E_0$  - энергия протонов первичного пучка.

Любая из частиц, родившихся в первичном взаимодействии в мишени /условие А/, имеет очень маленькую вероятность пройти весь калориметр К1 без взаимодействия, поэтому если частица с энергией  $> 0,2 E_0$  выходит из него, то, как правило, в одиночестве. Одновременно с ней могут выйти лишь несколько сравнительно малоэнергичных адронов /с энергией в несколько ГэВ/ и несколько десятков каскадных электронов и фотонов с энергиями  $\sim 10$  МэВ.

Условие Б обеспечивает отбор событий, в которых плотность частиц в годоскопе невелика и возможна идентификация их траекторий.

Условие В исключает события, в которых тяжелые частицы заведомо отсутствуют.

При дальнейшей обработке отбираются события с распадом частицы /т.е. в годоскопе имеется несколько треков, выходящих из одной точки распадного объема/. Для этих событий определяются углы вылета частиц  $\theta_i$  /для заряженных частиц - по годоскопу, для нейтраль-

ных - по положению каскада в калориметре К2 / и их энергии  $E_i$ . Масса распавшейся частицы определяется из соотношений

$$M = \frac{\sum_i E_i}{\gamma}; \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}; \quad \beta = \frac{\sum_i p_i \cdot \cos \theta_i}{\sum_i E_i} /6/$$

/считаем  $p_i = E_i/c$ ./

Погрешность в определении массы Т-частицы, по проведенным оценкам, оказалась равной  $\Delta M/M = 17\%$ . При этом были учтены следующие факторы: погрешность измерения энергии калориметром К2 /15%/; погрешность измерения угла вылета заряженной частицы по годоскопу / $\sim 1$  мрад/ и нейтральной частицы по калориметру К2 / $\sim 5$  мрад, когда вершина вылета установлена по годоскопу/ и пространственное разрешение калориметра К2 / $\sim 1$  см/. Доля нейтральных продуктов распада была принята равной 1/3.

#### V ВОЗМОЖНОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Основным источником фона являются распады известных частиц /например,  $K^0$ ,  $\Lambda^0$ /, совпадающих с лидирующим адроном, вышедшим из поглотителя с большой энергией ( $E_2 > 0,2 E_0$ ).

Так как координаты точки распада определяются довольно плохо /из-за малых углов разлета частиц/, то сравнительно часто /с вероятностью 0,3/ такой случай будет интерпретироваться, как распад одной частицы на 3.

Оценка показывает, что "сечение генерации" фоновых событий составит около  $2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$  в расчете на рN-столкновение / $\sigma_{\text{рN-фон}} = 2 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$ ./

Число регистрируемых Т-частиц будет совпадать с числом таких фоновых событий при  $\sigma_{\text{рN} \rightarrow \text{T}} \approx 10^{-30} \text{ см}^2$ . Общее количество частиц, упавших на установку за время экспозиции 500 часов составит  $5 \cdot 10^{10}$ , при этом будет зарегистрировано  $3,5 \cdot 10^3$  фоновых событий.

Моделирование распределения фоновых событий и событий распада Т-частиц по эффективной массе пока-

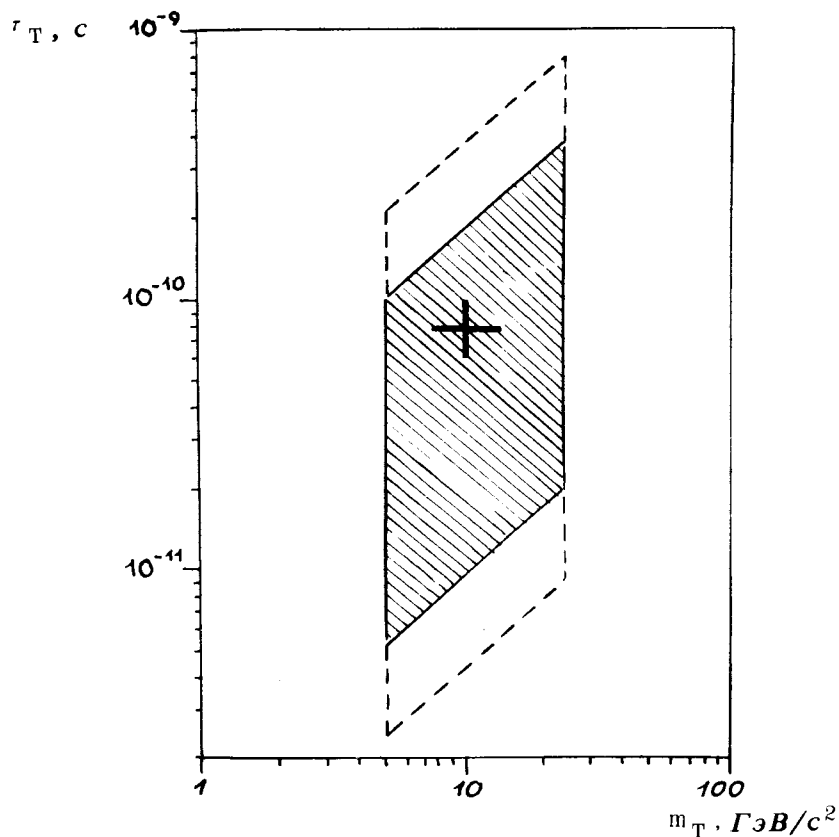


Рис. 10. Область измерения параметров частиц для установки, изображенной на рис. 9. Крестиком отмечены предполагаемые параметры Т-частицы /из эксперимента в космических лучах/. Пунктир - возможное расширение измеряемой области за счет видоизменения геометрии установки.

зывает, что обнаружимое сечение генерации Т-частиц составляет в этом случае  $10^{-31} \text{ см}^2$ .

Здесь мы, однако, предположили самый неблагоприятный случай. Если же моды распада Т-частицы позволяют выделить ее из фона по особенностям распада, то минимально обнаружимое сечение генерации Т-частиц будет определяться не фоном, а количеством упавших на установку частиц. При этом за 500 часов

экспозиции регистрируется 10 Т-частиц, если сечение их генерации составляет  $3 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ .

Область параметров Т-частицы, при которой она может быть обнаружена описываемой методикой, показана на рис. 10.

Изменив геометрию установки, можно расширить диапазон изучаемых значений  $\tau$ .

Описанная методика позволяет измерить следующие характеристики Т-частиц:

1. Время жизни /по распределению точек распада или путем сравнения результатов при различном расстоянии между мишенью и распадным объемом/.

2. Сечение взаимодействия Т-частиц с ядрами поглотителя.

3. Моды распада /калориметр разделяет адроны, мюоны, электроны и  $\gamma$ -кванты/.

Наличие двух калориметров в установке дает возможность определить, какая доля первичной энергии вынесена за пределы спектрометра мюонами, нейтрино или другими неизвестными частицами.

## VI. ДРУГИЕ ЗАДАЧИ

Установка может быть использована для решения широкого круга проблем исследования адрон-протонных и адрон-ядерных взаимодействий:

1. Измерение энергетических спектров вторичных заряженных и нейтральных частиц. Наблюдение корреляций между этими частицами. Изучение характеристик лидирующих частиц.

2. Изучение событий с большими поперечными импульсами, в том числе образования струй.

3. Исследование А-зависимости названных выше эффектов.

В заключение отметим, что установка допускает дальнейшие усовершенствования, открывающие перспективы ее использования для решения весьма широкого круга задач.

Калориметрический спектрометр достаточно универсален /разделение заряженных и нейтральных ад-

ронов,  $\gamma$ ,  $\mu$ ,  $e^-$  /, а модульная структура установки позволяет быстро перестроить ее при возникновении новых предложений.

Годоскопическую часть установки можно дополнить детектором переходного излучения, что даст возможность идентифицировать заряженные адроны.

Телесный угол установки при необходимости можно увеличить, добавляя второй калориметр /например, для изучения коррелированных струй в глубоконеупругих взаимодействиях/.

Компактность аппаратуры и отсутствие в ней магнитов позволяет расположить ее в районе пересечения встречных пучков /на ускорителе ФНАЛ /Батавия //.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аношин А.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1972, т.15, в.1, с.10.
2. Аношин А.И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, т.36, №8, с.1640.
3. Аганина М.У. и др. In: Proc. of 13th Int. Cont. on Cosmic Rays, v.3., p.2172, Denver 1973.
4. Kaufman L., Mongan J.R. Phys.Rev., 1970, D1, p.988.
5. Окунь Л.Б. Элементарные частицы. Атомиздат, М., 1975.
6. Dariulat P. In: Proc. 18th Int. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, USSR. ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977.
7. Sakai S. Prog.Theor.Phys., 1973, №5, p.1644.
8. Демьянов А.И., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Ядерно-каскадный процесс в плотном веществе. "Наука", М., 1977.
9. Азарян М.О. и др. Препринт ЕрФИ, 1976, 191/37/.
10. Ерофеева И.Н. и др. Изв. АН СССР /сер. физ./, 1966, 30, с.1698.
11. Денисов Е.В. и др. Изв. АН СССР /сер. физ./, 1967, 31, с.1505.
12. Яковлев В.И., Павлюченко В.П. Препринт ФИАН №28, М., 1972.
13. Friend B. e.a. Nucl.Instr. and Meth., 1976, 136, p.505.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 января 1978 года.