

66

**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 76 - 102

Ю.Н.Пестов, В.А.Таюрский, Г.В.Федотович

**МЕТОД ВРЕМЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ МЮОНОВ
В ИЗУЧЕНИИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ
АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ КОСМИЧЕСКИХ
ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ВОЗДУХА**

Новосибирск

1976

МЕТОД ВРЕМЕННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ МЮОНОВ В ИЗУЧЕНИИ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ
КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ВОЗДУХА

Ю.Н.Пестов, В.А.Таюрский, Г.В.Федотович

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе рассмотрены распределения пар мюонов, регистрируемых детектором на поверхности земли, как функция задержки между мюонами. Показано, что по форме этих распределений можно делать выводы о закономерностях множественного рождения адронов в нуклон-ядерных и ядерно-ядерных столкновениях в области энергий первичных частиц от 10^{11} до 10^{14} эв.

Приведены формулы для корреляционной функции задержки между мюонами. Для вертикальных частиц в атмосфере справедливой является временная задержка из-за многократного рассеяния, в случае равномерного энергетического спектра, равен $\Delta t \sim 100E_p^{-1/2}$, если время измерять в мкс, а энергию в Гэв. В географической точке Антарктиды множественного рождения /3/ в области измерения зарегистрировано число мюонов $N \sim 0,3E_p^{-1}$ Гэв. Для протонной энергии $E_p \sim 10^{13}$ эв получены $\Delta t \sim 0,1$ мкс. Приведены различия между экспериментальными данными с одной стороны от величины задержки и другой — от скорости счета мюонов в рассматриваемой области энергий и возможности моделирования их на фоне широкого спектра мюонов. Это позволяет детектору, регистрирующему в последние годы "низкой энергии" мюоны с помощью детектора /4/ регистрировать мюоны, возникающие в результате взаимодействия космических частиц с ядрами воздуха.

Частицы первичного космического излучения, попадая в атмосферу земли, взаимодействуют с ядрами воздуха, теряя в каждом акте соударения в среднем половину своей энергии, которая распределяется в основном между родившимися π -мезонами. При энергиях первичных частиц больше $10^{13} - 10^{14}$ эв в атмосфере развивается ядерный каскад, состоящий из цепочки последовательных взаимодействий π -мезонов с ядрами воздуха. Однако, при меньших энергиях первичных частиц вероятность распада большинства рождающихся в первых столкновениях π -мезонов больше вероятности их ядерного взаимодействия. В этом случае, регистрируя μ -мезоны от распада таких π -мезонов на поверхности земли, можно получить прямую информацию о характеристиках элементарного столкновения /1/.

В данной работе рассматривается случай, когда детектором, расположенным горизонтально на поверхности земли, регистрируются пары мезонов и измеряется задержка между ними. Эта задержка появляется за счет отличия их скоростей и флуктуаций длин траекторий из-за многократного рассеяния в атмосфере. Отсюда сразу следует, что форма распределения пар по задержкам между мюонами будет зависеть от спектра рождающихся частиц по энергиям, т.е. определяться одной из важнейших характеристик множественного рождения.

Приведем оценки характерных задержек между мюонами. Для вертикальных частиц в атмосфере среднеквадратичный временной разброс из-за многократного рассеяния, в случае равенства энергий мюонов, равен $\delta t \sim 100/E_{\mu}^2$ /2/, если время измерять в нсек, а энергию в Гэв. В гидродинамической теории Ландау множественного рождения /3/ в области пионизации большинство частиц имеет энергии $E \sim 0.3\sqrt{E_p}$ Гэв. Для протонной энергии $E_p \sim 10^{13}$ эв получаем $\delta t \sim 0.1$ нсек. Практическая реализация подобного эксперимента зависит с одной стороны от наличия прибора с высоким временным разрешением, с другой - от скорости счета пар в рассматриваемой области энергий и возможности выделения их на фоне парных совпадений мюонов ШАЛ. Что касается детектора, то разработанный в последние годы "плоский искровой счетчик с локализованным разрядом" /4/ позволяет регистрировать временные интервалы между частицами с точностью $\sigma \sim 50$ псек на

большой площади. Ниже приводится схема расчета частоты регистрации пар и их распределения по задержкам. Обсуждаются фоновые условия.

2. Скорость счета и распределение пар мюонов по задержкам от протонной компоненты первичного космического излучения

В приводимых ниже расчетах пробеги взаимодействия протонов, пионов и каонов принимались равными соответственно 80 и 120 гр/см². Считалось, что коэффициент неупругости протона флуктуирует вокруг среднего значения 0.5, а для пионов и каонов он полагался равным единице. При распаде пионов и каонов мюоны равновероятно уносят либо всю, либо 0.57 и 0.045 первоначальной энергии соответственно, сохраняя направление движения родительских частиц. Вероятность взаимодействия протона по глубине в атмосфере разыгрывалась в соответствии с распределением $EXP(-X/\lambda_p) dX/\lambda_p$, где X - глубина, отсчитываемая от места предыдущего взаимодействия, а λ_p - пробег протона.

При взаимодействии протонов с ядрами воздуха ($p-N$ столкновение) рождаются в основном π и K - мезоны, которые затем распадаются на μ - мезоны, если не испытывают ядерного взаимодействия в атмосфере. Вначале мы будем предполагать, в соответствии с идеей эксперимента, что вкладом в скорость счета пар от частиц, родившихся во вторичных $\pi-N$ и $K-N$ столкновениях, можно пренебречь.

Найдем выражение для пространственно-энергетического распределения мюонной (ПЭРМ) на поверхности земли от первого взаимодействия протона в атмосфере, когда мюоны являются продуктами распада пионов. Обозначим через R расстояние от детектора до направления движения протона. Если считать, что вторичные частицы летят по прямым линиям, углы которых с направлением движения протона определяются их энергиями и их поперечными импульсами, то в этом случае выражение для ПЭРМ запишется в

виде

$$dp/dY^* = W_{\pi} \cdot W_{\mu} \cdot N(Y^*) d\varphi(R_L) / 2\pi R dR \quad (2.1)$$

где W_{π} - вероятность распада π - мезона с энергией E_{π} с учетом выбывания π - мезона за счет ядерного взаимодействия в атмосфере, W_{μ} - учитывает вероятность распада μ - мезонов, $d\varphi(R_L)$ - распределение рождающихся частиц по поперечному импульсу, $N(Y^*)$ - множественность вторичных заряженных частиц с "быстротой" Y^* . Здесь и ниже звездочка указывает, что переменные относятся к системе центра инерции. Заметим, что учет многократного рассеяния уменьшает скорость счета пар меньше, чем на 10%.

В гидродинамической теории Ландау множественного рождения $1/3 N(Y^*)$ дается выражением:

$$N(Y^*) = \frac{0.9(2 \cdot E_p^{0.25} - 1.5)}{\sqrt{2\pi L}} \cdot EXP(-Y^{*2}/2L) \quad (2.2)$$

где $0.9(2 \cdot E_p^{0.25} - 1.5)$ - число вторичных частиц без протонов и K -мезонов $1/5$. В (2.2) $L = 0.5 L_n E_p / 2m_p$, где m_p - масса протона. Распределение вторичных частиц по R берется в обычном виде:

$$d\varphi(R) = R \cdot EXP(-R/R_0) dR/R_0^2 \quad (2.3)$$

с $\langle R_L \rangle$ равным $2R_0 = 0.35$ Гэв. Используя (2.3) и соотношение $R/E_{\pi} = R/H$ выражение для ПЭРМ (2.1) перепишем в виде:

$$dp/dY^* = W_{\pi} \cdot W_{\mu} \cdot N(Y^*) \cdot \frac{E_{\pi}^2}{2\pi \cdot (R_0 H)^2} \cdot EXP(-\frac{R \cdot E_{\pi}}{R_0 \cdot H}) \quad (2.4)$$

где H - высота взаимодействия протона над уровнем земли.

Вероятность попадания двух мюонов в детектор площадью S дается распределением Пуассона:

$$W = \frac{1}{2} (\rho S \cos \theta)^2 \cdot EXP(-\rho S \cos \theta) \quad (2.5)$$

а скорость счета пар выражением

$$\dot{N} = \int dN_p \cdot d\Omega \cdot 2\pi R dR \cdot W \quad (2.6)$$

где dN_p - энергетический спектр протонов первичного излучения, $d\Omega$ - телесный угол, θ - угол между траекторией протона и вертикалью. На рис.1 показаны результаты численного расчета этой величины в зависимости от энергий вертикальных протонов. Видно, что основной вклад в парные совпадения дают протоны с энергиями от 10^{11} до 10^{14} эв. Уменьшение скорости счета пар с ростом протонной энергии объясняется возрастанием роли вторичных $\pi-N$ - столкновений, что снижает число μ -мезонов (частицы, родившиеся в $\pi-N$ столкновениях мы пока не учитываем).

Аналогичным способом вычисляются вклады от последующих столкновений протонов с ядрами воздуха. Оказалось, что вклад каждого последующего столкновения примерно в два раза меньше предыдущего. Кроме рассмотренных событий в детектор будут попадать мюоны из разных актов взаимодействия протонов по высоте. Схема расчета для таких событий мало чем отличается от приведенной выше. Полная скорость счета в единичном телесном угле для детектора площадью 1 м^2 при интегрировании по энергиям протонов до 10^{14} эв оказалась равной 4.5 событиям в сутки при пороге регистрации 2 ГэВ. Присутствие K -мезонов в составе вторичных частиц дает заметный вклад в скорость счета пар равный 1.3 событиям, поскольку их критическая энергия больше, чем у пионов.

Для расчета временного спектра парных совпадений надо знать функцию распределения по длинам истинных траекторий мюонов с учетом многократного рассеяния при прохождении их через атмосферу. В приводимых ниже расчетах мы использовали результаты работы /6/.

При вычислении временной задержки между мюонами с точностью до 2% можно считать, что весь путь от места рождения π -мезонов до детектора проходят μ -мезоны. В этом случае временная задержка между мюонами, если один из пионов родился на высоте H_1 , а другой на высоте H_2 , будет равна:

$$T = \frac{R^2}{2c} \left(\frac{1}{H_1} - \frac{1}{H_2} \right) + \frac{1}{2c} \left(\int_0^{H_1} \frac{dH}{\gamma^2(H)} - \int_0^{H_2} \frac{dH}{\gamma^2(H)} \right) + t_{MH}(1) - t_{MH}(2) \quad (2.7)$$

где c - скорость света, $\gamma_1(H)$ и $\gamma_2(H)$ лоренц-факторы мюонов. Первый член в этой формуле описывает геометрическую разность длин траекторий мюонов до детектора, второй учитывает отличие их скоростей от скорости света, третий представляет удлинение траекторий мюонов за счет многократного рассеяния. Считалось, что ионизационные потери мюонов равны 2 Мэв/гр.

На рис.2 показаны временные спектры с учетом всех взаимодействий протонов по высоте для модели Ландау и для модели /7/, в которой вторичные частицы имеют распределение по "быстроте" в виде "столика". Видно, что временные спектры для этих моделей заметно отличаются между собой, как по интегральной скорости счета (5.8 событий/ $\text{м}^2 \cdot \text{сутки} \cdot \text{стер.}$) для модели Ландау и 8.2 событий/ $\text{м}^2 \cdot \text{сутки} \cdot \text{стер.}$ для модели /7/), так и по форме, что особенно важно с экспериментальной точки зрения для выбора адекватной теоретической модели.

3. Скорость счета и распределение пар мюонов по задержкам от ядерной компоненты первичного космического излучения

Ядерно-ядерные столкновения рассматривались нами в рамках геометрической модели, предложенной в работе /8/. Согласно этой модели среднее число образующихся частиц вычисляется в следующем предположении: при изменении прицельного параметра от нуля до суммы радиусов ядер множественность падает от максимального значения до значения, соответствующего столкновению двух нуклонов. Кроме того, мы предполагали, что после первого столкновения налетающее ядро полностью разваливается на нуклоны, часть из которых, не испытавших лобового столкновения, продолжает лететь с начальной скоростью. Остальные нуклоны ядра теряют половину своей первоначальной энергии. Затем учитывались все последующие столкновения этих A независимых нуклонов с ядрами воздуха. Химический состав и энергетический спектр первичного излучения брались из обзорного доклада /9/.

Вычисления показали, что скорость счета пар от ядерной компоненты равна 17.2 ($1/\text{м}^2 \cdot \text{сутки} \cdot \text{стер.}$). Большой относительный вклад ядерной компоненты объясняется тем, что вероятность двойных совпадений пропорциональна A^2 , где A - атомный вес ядра.

На рис.3 показан временной спектр от всех компонент первичного космического излучения для частиц с полной энергией $E \leq 10^{14}$ эв. Заметим, что до 1 нсек лежит примерно 80% всех событий.

4. Вторичные взаимодействия π - мезонов и проблема фона

Мы вычислили в рамках модели Ландау скорость счета и распределение пар по задержкам от вторичных π - N столкновений, когда полная энергия первичных частиц $E \leq 10^{14}$ эв (рис.3). Как и ожидалось, число таких событий невелико ($\sim 30\%$ по отношению к полезным). Однако, с ростом энергии их вклад в скорость счета мюонных пар возрастает и становится определяющим — развивается ШАЛ. Частота регистрации мюонных пар от ШАЛ исследована в работах /10,11/. Так при пороге регистрации мюонов 2 ГэВ она примерно равна 270 событиям ($1/м^2 \cdot сутки \cdot стер.$), что намного больше числа интересующих нас событий. Однако, форма распределения пар мюонов ШАЛ по задержкам значительно более плавная (рис.3) /12/, что в принципе позволяет выделить более узкий временной пик, соответствующий искомым событиям. Правда, при вычитании фона имеется неопределенность, связанная с неточностью наших знаний о форме временного спектра мюонов ШАЛ при энергиях первичных частиц $E \geq 10^{14}$ эв.

Другой возможностью выделения полезных событий является совмещение установки для регистрации пар с установкой, регистрирующей ливни с энергиями выше 10^{14} эв.

Таким образом форма временного пика в области малых задержек определяется мюонными парами, которые прямо связаны с ρ - N и N' - N столкновениями, если энергии частиц первичного космического излучения $E \leq 10^{14}$ эв.

5. Заключение

В данной работе показано, что при наличии детектора с высоким временным разрешением возможно выделение пар, отвечающих первым взаимодействиям космических частиц с ядрами воздуха на фоне совпадений от мюонов ШАЛ.

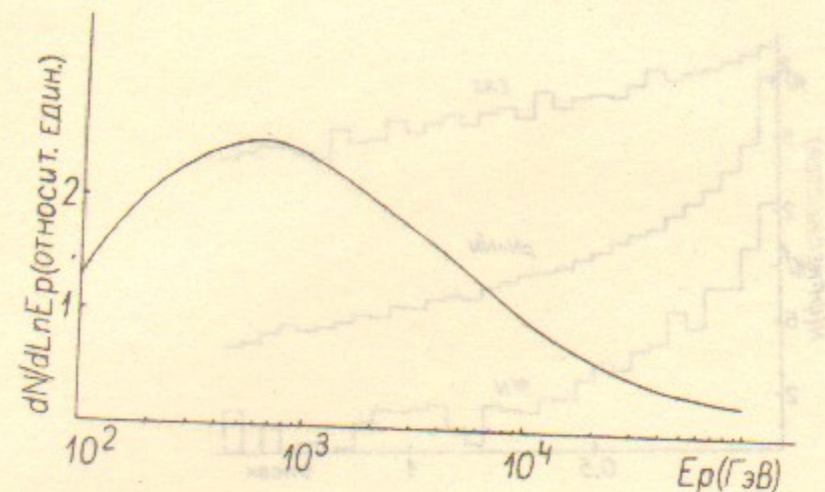
В рамках гидродинамической теории Ландау множественного рождения вычислены скорость счета и распределение пар мюонов по задержкам. Для детектора площадью $S' = 1 м^2$ и пороге регистрации мюонов 2 ГэВ скорость счета равна 23 событиям ($1/м^2 \cdot сутки \cdot стер.$). Показано, что по форме временного распределения можно делать выводы о закономерностях множественного рождения адронов в области энергий первичных частиц от 10^{11} до 10^{14} эв, если регистрируются вертикальные пары. Для горизонтальных событий верхняя граница увеличивается до 10^{15} эв, поскольку горизонтальные пионы большее время летят в менее плотной среде, чем вертикальные.

Оказалось, что ядерно-ядерные столкновения вносят существенный вклад ($\sim 70\%$) в полное число двойных совпадений. Присутствие пар от ядерно-ядерных взаимодействий представляет значительный интерес для выяснения вопроса о множественном образовании частиц в таких столкновениях, тем более в области энергий первичных частиц от 10^{11} до 10^{14} эв, где совершенно отсутствуют ускорительные данные.

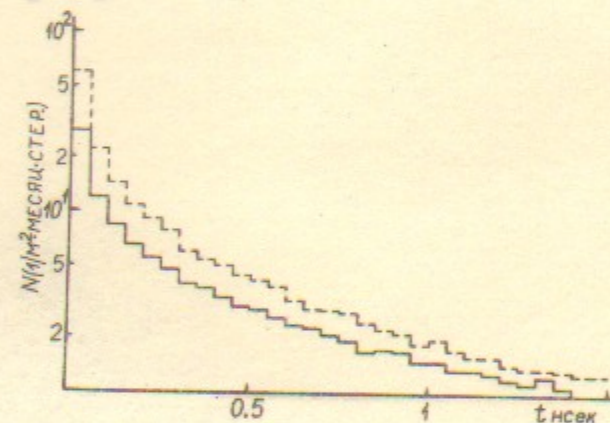
Мы выражаем искреннюю признательность Л.М.Баркову и Б.В.Чирикову за содействие данной работе. Мы благодарны Б.А.Хренову и Э.В.Щуряку за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

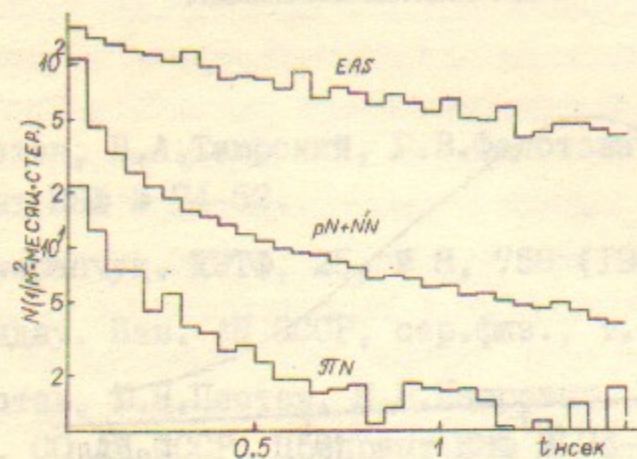
1. Ю.Н.Пестов, В.А.Тамрский, Г.В.Федотович. СО АН СССР. Препринт ИЯФ № 74-52.
2. И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 25, № 8, 759 (1948).
3. Л.Д.Ландау. Изв. АН СССР, сер. физ., т.17, 51 (1953).
4. В.Д.Лаптев, Ю.Н.Пестов, Н.В.Петровых. ПТЭ, в печати (1975). СО АН СССР, Препринт ИЯФ № 74-66.
5. M. Antinucci, A. Bertin, P. Cariluppi et al., Lett. Nouve Cim. V6, No 4, 121 (1973).
6. Г.П.Берман, Ю.Н.Пестов, В.А.Тамрский. СО АН СССР. Препринт ИЯФ № 73-40.
7. R. Feynman, Phys.Rev.Lett., V 23, No 24, 1415 (1969).
8. G.Alexander, J.Avidan, A.Avni, G.Yekutieli, Nouve Cim. V 20, No 4, 648 (1961).
9. Proc. 12th. Jnt.Conf. on Cosmic Rays, Hobart 1971,8,p.422.
10. J.Barton, Proc.Phys.Soc. (General) V 1, No 1, 43 (1968).
11. С.Р.Кельнер, Ю.Д.Котов, В.М.Логунов. ЯФ, 21, № 4, 763 (1975).
12. Ю.Н.Пестов, Г.В.Федотович, В.И.Фоминих. ЯФ, в печати (1976).



1. Зависимость частоты регистрации пар мюонов от энергии протонов



2. Гистограмма распределения пар мюонов по задержкам для двух моделей множественного рождения: сплошная линия соответствует [3], пунктирная [7].



3. Гистограмма распределения пар мюонов по задержкам для первичных частиц с энергиями $E \leq 10^{14}$ эв: pN , $N'N$ - от всех компонент первичного космического излучения, πN - от вторичных πN столкновений, EAS - спектр от мюонов ШАД для энергий $E \geq 10^{14}$ эв в предположениях работы [12].

Работа поступила - 23 августа 1976 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
 Подписано к печати 29.X-1976г. МН 03013
 Усл. 0,7 печ.л., 0,7 учетно-изд.л.
 Тираж 170 экз. Бесплатно
 Заказ № 102.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР