

И Н С Т И Т У Т ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - 52

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

ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗУЧЕНИЯ МНОЖЕСТВЕННОЙ ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ КОСМИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ВОЗДУХА ПО ВРЕМЕННЫМ КОРРЕЛЯЦИЯМ МЮОНОВ

Новосибирск

1974

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
I. В в е д е н и е	3
II. Некоторые теоретические модели множественного образования частиц	4
III. Скорость счета и временной спектр парных совпадений эффекта от протонной компоненты первичного космического излучения	8
IV. Скорость счета и временной спектр парных совпадений от других компонент первичного космического излучения.	12
V. Фооновая скорость счета и её временной спектр.	13
VI. Влияние изменения давления атмосферы и её температуры на ско- рость счета парных совпадений	16
VII. Экспериментальная установка	16
VIII. З а к л ю ч е н и е	17
IX. Л и т е р а т у р а	29

ВОЗМОЖНОСТЬ ИЗУЧЕНИЯ МНОЖЕСТВЕННОЙ
ГЕНЕРАЦИИ АДРОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ КОСМИЧЕСКИХ
ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ ВОЗДУХА ПО ВРЕМЕННЫМ КОРРЕЛЯ-
ЦИЯМ МЮОНОВ

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

А Н Н О Т А Ц И Я

В данной работе рассмотрены распределения мюонных пар по задержкам между ними, регистрируемых детектором, расположенным на поверхности земли. Показано, что при наличии детектора с высоким временным разрешением возможно выделение истинных пар, отвечающих первым взаимодействиям космических частиц в атмосфере, на фоне случайных совпадений от мюонов ШАЛ. В рамках гидродинамической теории Ландау вычислены скорость счёта и временные распределения двойных совпадений мюонов. Показано, что по форме этих распределений можно делать выводы о закономерностях множественного рождения адронов в нуклон-ядерных и ядерно-ядерных столкновениях в области энергий от 10^2 до 10^5 Гэв/нуклон.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты по изучению сильного взаимодействия космических частиц сверхвысоких энергий можно разделить на три группы /24/.

К первой группе относятся эксперименты, связанные с изучением индивидуальных событий (например облучение ядерной эмульсии). Эти эксперименты хороши тем, что имеется полная информация о взаимодействии. Однако, в подобных экспериментах число зарегистрированных событий, как правило, невелико (порядка одного события в сутки с энергией несколько сот Гэв).

К второй группе относятся эксперименты, основанные на изучении дифференциального спектра по энергиям частиц данного сорта при различных глубинах в атмосфере или под землёй. При сравнении этих спектров делаются выводы относительно характеристик столкновения частиц.

К третьей группе относятся эксперименты по наблюдению большого числа каскадных частиц, когда первичное событие прямо не регистрируется. Это главным образом эксперименты с широкими атмосферными ливнями (ШАЛ). Остановимся более подробно на ШАЛ, поскольку они имеют непосредственное отношение к рассматриваемой задаче.

Первые экспериментальные результаты по регистрации мюонов в ШАЛ были получены более двадцати лет назад /1/. С тех пор в этой области было проделано огромное количество экспериментальных и теоретических работ. В результате этих исследований были сделаны выводы относительно механизма образования мюонного ливня в атмосфере. Частицы первичного космического излучения, попадая в атмосферу земли, взаимодействуют с ядрами воздуха, теряя в каждом акте соударения в среднем половину своей энергии, которая распределяется между родившимися частицами. Из экспериментальных данных следует, что эти частицы состоят в основном из пионов и каонов, причем доля $K/\pi \approx 0.1$ /2/. Вторичные частицы на своём пути снова взаимодействуют с ядрами воздуха, если не успевают распасться на мюоны и т.д. Ливневый характер образования мюонов заканчивается, когда на длине свободного пробега π и K вероятность их распада сравнивается с единицей. Достигнутая экспериментальная точность не позволяет выделить другие каналы образования мюонов, в частности, прямую генерацию /3/. Таким образом, в этих экспериментах сильные взаимодействия изучаются по характеристикам спектров мюонов, которые связаны с первыми столкновениями посредством большого числа промежуточных ядерных взаимодействий пионов.

В области энергий первичных частиц ниже 10^4 Гэв для вертикальных событий и 10^5 Гэв для горизонтальных, регистрируя μ -мезоны, можно получить прямую информацию о первых взаимодействиях, поскольку большинство рождающихся при этом пионов более вероятно распадаются на мюоны, чем ядерно взаимодействуют. Задача сводится к выделению этих мюонов на фоне мюонов ШАЛ.

В данной работе обсуждается один из возможных способов подавления фона путём регистрации мюонных пар детектором, расположенным на поверхности земли. В основе метода лежит анализ временных распределений двойных совпадений мюонов по задержкам между ними. Эти задержки обусловлены отличием их скоростей и многократным рассеянием в атмосфере, а также геометрической разностью длины пути до детектора (рис.1), если они родились на разных высотах. Совпадения от мюонов ШАЛ (ниже они будут называться "фоновыми") должны иметь более широкий временной разброс по сравнению с интересующими нас событиями по следующим причинам: во-первых, для них более существенен геометрический эффект, поскольку энергетический спектр мюонов ШАЛ более мягкий (см.У). Во-вторых, высокоэнергетичные мюоны ШАЛ летят вблизи оси ливня в сопровождении более мягких частиц.

Такие события более вероятно будут наблюдаться, как тройные совпадения и естественно будут отбрасываться. Если имеется прибор с высоким временным разрешением, то используя различие в распределениях этих событий по времени можно выделить эффект на уровне превосходящего фона. Чтобы иметь представление о каких временах идет речь оценим, чему равен среднеквадратичный временной разброс, в случае равенства энергий мюонов. Из работы Померанчука² /4/ следует, что для вертикальных частиц в атмосфере этот разброс равен $\sim 100/E^2$, если время измерять в наносекундах, а энергию в Гэв. Большинство рождающихся частиц имеют энергию $E \sim 0,3\sqrt{E_p}$ Гэв /5/. Если взять протонную энергию $E_p \sim 10^3$ Гэв, то $\delta t \sim 1$ нсек. На ускорителях область энергий до 2000 Гэв уже изучена в ЦЕРНе на встречных $p\bar{p}$ пучках /6/ и до 300 Гэв в $p-N$ столкновениях в Батавии /7/. Для исследования сильных взаимодействий при более высоких энергиях рассматриваемым методом, нужен прибор с временным разрешением лучше 1 нсек. Кроме того, для приемлемой скорости счета площадь детектора должна быть $\sim 1 \text{ м}^2$ /8/. Разработанный в последние годы в нашем институте новый детектор - плоский ионизационный счетчик с локализованным разрядом, удовлетворяет этим требованиям /9,36/.

Выполненные к настоящему моменту эксперименты, известные нам, по измерению временных корреляций мюонов в ШАЛ имели точность хуже 1 нсек /10/. Эти измерения не носили самостоятельного характера. Основная их цель, по-видимому, состояла в выяснении вопроса возможности извлечения дополнительной информации получаемой в совокупности с обычными методами измерения /11/. В данной работе показано, что при наличии прибора с высоким временным разрешением возможно выделение первых событий взаимодействия космических лучей с ядрами воздуха.

Поскольку для расчета временного спектра парных совпадений нам надо знать распределение рождающихся частиц по энергиям во второй части, с этой точки зрения, очень кратко рассмотрены некоторые теоретические модели. Проведено сравнение их с экспериментом.

В третьей, четвертой и пятой частях, для выбранной модели взаимодействия, вычисляются скорость счета мюонных пар и их временной спектр для эффекта и фона соответственно. Учитывается химический состав первичного космического излучения.

В шестой части рассматривается влияние изменения давления атмосферы и её температуры на скорость счета интересующих нас событий.

В конце обсуждаются экспериментальная установка и возможности данного метода.

II. НЕКОТОРЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТИЦ

С началом действия протонного ускорителя на встречных пучках в ЦЕРНе и ускорителя в Батавии изучение процессов множественного рождения частиц стало одним из главных направлений в физике высоких энергий. Экспериментально наиболее просто исследовать реакцию $p+p \rightarrow C + anything$, когда измеряются характеристики только одной частицы, а по остальным производится суммирование. Существуют несколько теоретических моделей, предсказывающих вид распределения частиц "C" по их энергиям (эти распределения называются инклюзивными). Мы, кратко, рассмотрим только три из них: Мультипериферическую модель /12/ и модель Фейнмана /13/, гидродинамическую теорию Ландау /5/.

Инклюзивные спектры удобно выражать в переменных перпендикулярного импульса P_{\perp} и Y . Здесь Y продольная "быстрота" частицы:

$$Y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_{\parallel}}{E - P_{\parallel}} \quad (2.1)$$

Причем $E^2 - P_{||}^2 = m_c^2 + P_{\perp}^2 = m_{\perp}^2$. Энергия частицы E и её параллельный импульс $P_{||}$ связаны с γ следующими соотношениями:

$$E = m_{\perp} c h \gamma \quad (2.2)$$

$$P_{||} = m_{\perp} \beta h \gamma \quad (2.3)$$

При переходе из л.с.о. к с.п.и. сталкивающихся частиц γ заменяется на $\gamma - \gamma_{\perp}$, где γ_{\perp} - "быстрота" с.п.и. равная $\ln(1+\beta)\gamma$. Здесь γ - лоренц фактор, а β - скорость с.п.и. соответственно. Выбор P_{\perp} в качестве одной из независимых переменных основан на экспериментальном факте: средний перпендикулярный импульс рождающихся частиц слабо зависит от энергии налетающей частицы и равен примерно 0,35 Гэв /14/. Выбор "быстроты" в качестве второй независимой переменной определяется, в силу её аддитивности при продольных преобразованиях Лоренца, тем, что вид инклюзивных спектров будет инвариантным во всех системах отсчета вдоль направления сталкивающихся частиц.

Главный вывод мультипериферической модели состоит в утверждении, что при $E \rightarrow \infty \lim d^3\sigma/dP_{\perp}^2 d\gamma \rightarrow const$, т.е. распределение вторичных частиц по "быстротам" должно иметь вид характерного столика с спадающими хвостами на краях (рис.2) /15/. В этой модели длина плато, а следовательно, и множественность вторичных частиц логарифмически растут с энергией. Эти результаты следуют из модельных предположений и анализа диаграмм мультипериферического типа /12/.

Фейнман, по аналогии с радиационным излучением, предположил, что частица высокой энергии при прохождении через ядерное вещество будет "радиационно" испускать вторичные частицы. Он показал, что инклюзивный спектр должен иметь плато, причем его высота постоянна и не зависит от энергии, когда последняя стремится к бесконечности. Эта модель, как и мультипериферическая, предсказывает логарифмический рост множественности с энергией.

Первые экспериментальные результаты, полученные на ISR при энергиях 500 и 1500 Гэв, не противоречили этим выводам в пределах ошибок /6/. Однако, в последнее время в ЦЕРНе повторно изучалась реакция $p+p \rightarrow \pi + X$. Особое внимание уделялось центральной области. Было обнаружено, что высота плато медленно растет с ростом γ_{LAB} , увеличиваясь на 15% на единицу "быстроты", ошибка $\pm 1\%$ /16/. Таким образом можно сказать, что все модели, предсказывающие плато в центральной области и логарифмический рост множественности, если и справедливы, то при более высоких энергиях, чем на ISR .

Гидродинамическая теория Ландау /17/ приводит к удивительно простой картине столкновения ядерных частиц при сверхвысоких энергиях. С качественной стороны весь процесс столкновения выглядит следующим образом: сразу после столкновения энергия сконцентрирована в очень малом объеме, поперечные размеры которого определяются радиусом действия ядерных сил, а продольные испытывают лоренцево сжатие вдоль направления движения сталкивающихся нуклонов. О числе частиц в этот момент можно говорить лишь условно, ввиду большой плотности энергии. С течением времени эта система расширяется в продольном направлении. На этой стадии расширения "материя" рассматривается как жидкость, подчиняющаяся законам релятивистской гидродинамики. Число частиц, как физическая характеристика, появляется, когда взаимодействие между ними становится достаточно малым. Множественность родившихся частиц в этой модели пропорциональна энергии сталкивающихся нуклонов в степени 0,25 $M \sim E_p^{1/4}$

Соорет и Jhonberg /18/, используя слегка подправленную модель Ландау, получили отличное численное согласие с экспериментальными данными по инклюзивным спектрам в области энергий от 24 до 1500 Гэв. Новым в этой работе

было предположение, что релятивистская "жидкость" в конце стадии расширения распадается на "файерболы" (сгустки частиц), внутри которых пионы распределены как идеальный Бозе-газ. Кроме того, *Suzruthers* и *Minh Duong-Van* /19/ показали, что даже простейшее распределение вторичных частиц по "быстро-там" вида:

$$\phi(\gamma^*) = \frac{M}{\sqrt{2\pi L}} \text{EXP}(-\gamma^{*2}/2L) \quad (2.4)$$

хорошо согласуются с экспериментальными результатами от 200 до 1500 Гэв. Здесь M - множественность вторичных частиц, $M = 2 E_p^{1/4}$, L - мера сжатия адронного диска, $L = 0.5 \ln E_p / 2 m_p$; звездочка указывает, что переменные относятся к с.ц.и. Зависимость множественности от энергии подтверждается ускорительными данными и данными по космическим лучам, полученных с фотоэмульсий /20/. В последнее время появились указания /21/, что предсказываемое теорией распределение вторичных частиц по P_T противоречит эксперименту при больших значениях последнего (~ 2 Гэв), но это расхождение несущественно для наших расчетов.

Нам осталось еще рассмотреть $p-N$ и $N-N$ взаимодействия. Сразу следует оговориться, что из-за бедности экспериментальных данных особенно при высоких энергиях, понимание физики $p-N$ и $N-N$ столкновений находится на более низком уровне.

Существуют несколько теоретических моделей, основанных на качественных соображениях, которые можно грубо разделить на модели когерентного и некогерентного рождения частиц /22/. В первом варианте конечное состояние возникает от распада долгоживущего промежуточного возбуждения (например модель Ландау), во втором идет каскадный механизм размножения частиц внутри ядра.

Рассмотрим лобовое столкновение двух одинаковых ядер с атомным весом A в модели когерентного типа /17/. Поскольку расстояние между нуклонами в ядрах порядка радиуса их действия, то результат столкновения надо рассматривать, как процесс мезообразования, захватывающий целиком все занятое ядрами пространство. Пусть скорость налетающего ядра равна скорости нуклона при соударении нуклона с нуклоном. Для этого его энергия должна быть в A раз больше. Поскольку множественность вторичных частиц пропорциональна сжатому объему, а лоренцово сокращение остается неизменным, то отсюда следует, что множественность вторичных частиц будет пропорциональна A . Кроме того, в этом случае спектры вторичных частиц будут подобны нуклон-нуклонным, отличаясь от последних по абсолютной величине в A раз.

В случае нелобового столкновения ядер картина несколько меняется. Ясно, что в этом случае число образующихся частиц при изменении прицельного параметра от нуля до суммы радиусов ядер должно падать от максимального значения до значения, соответствующего столкновению двух нуклонов. В расчетах мы используем модель, предложенную в работе /35/. В этой модели множественность вторичных частиц пропорциональна среднему числу нуклонов налетающего ядра, имеющих геометрическое перекрытие с ядром мишени:

$$A(\rho) = \int d_n(x-\rho, y, z) \{1 - \text{EXP}[-N_M(x, y)]\} dx dy dz \quad (2.5)$$

где ρ - прицельный параметр, а $N_M(x, y)$ - среднее число столкновений, которые испытывает нуклон, двигаясь вдоль направления движения первичного ядра (это направление выбрано за ось z):

$$N_M(x, y) = \int d_M(x, y, z) dz \quad (2.6)$$

где σ — полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, d_n и d_m — распределение нуклонов в налетающем ядре и ядре мишени соответственно. Качественно картина столкновения ядер выглядит следующим образом: та часть ядра, которая имела лобовое столкновение с мишенью полностью разваливается на нуклоны после взаимодействия, а оставшаяся часть продолжает лететь с прежней скоростью. Поскольку при столкновении эта часть ядра получила возмущение, то она имеет вероятность развалиться на более лёгкие фрагменты.

В случае разных весов обоих ядер вопрос становится более сложным. Однако, элементарные соображения показывают, что число вторичных частиц будет определяться в основном массой меньшего ядра и лишь в слабой степени зависеть от более тяжелого /17/.

В докладе *Gottfried* /23/ приведен анализ экспериментальных результатов, полученных в Батавии в совокупности с данными по космическим лучам. Было найдено, что множественность рождающихся частиц очень слабо зависит от атомного номера ядра мишени. Этот факт, по-видимому, исключает модель некогерентного рождения частиц, поскольку последняя даёт слишком крутую зависимость от A . Напротив, выводы гидродинамической модели (когерентное рождение) увязываются с этим фактом.

В моделях когерентного типа зависимость множественности вторичных частиц от атомного номера ядра меняется у разных авторов от $A^{0.1}$ до $A^{0.3}$ /24/. Достигнутая экспериментальная точность не позволяет сделать выбора между моделями. Как следует из эксперимента, выполненного в Батавии при энергии 200 Гэв с использованием ядерной эмульсии и водородной пузырьковой камеры в качестве мишени, множественность вторичных частиц $\propto A^{0.13}$ /23/.

Полученные в этой работе инклюзивные спектры показаны на рис.3. При сравнении спектров хорошо видно их совпадение в области фрагментации падающей частицы. В то же время можно сказать, что в области "быстрот", соответствующих с.д.и. налетающей частицы и мишени, число частиц увеличивается.

На основании изложенного следует, что теория Ландау удовлетворительно описывает существующие экспериментальные результаты как в нуклон-ядерных, так и в нуклон-нуклонных взаимодействиях до энергий 200 и 2000 Гэв соответственно. Математическая простота и малое количество параметров делают её удобной при расчетах. Поэтому мы выбрали модель Ландау для описания нуклон-ядерных и ядерно-ядерных взаимодействий и, естественно, расширили границы её применимости в область более высоких энергий, где она еще не проверена. Отличие $p-p$ и $p-N$ взаимодействий считается малым, поскольку множественность вторичных частиц слабо зависит от атомного номера ядра. Это приближение позволяет использовать теоретически известное распределение вторичных частиц по "быстротам" в $p-p$ столкновениях для расчета нуклон-ядерных и ядерно-ядерных взаимодействий. Кроме того, если окажется, что спектр вторичных частиц в $p-N$ столкновениях изменится только в области фрагментации мишени, то можно совсем не вводить поправку на отличие $p-p$ и $p-N$ взаимодействий. Это утверждение основано на факте низкой эффективности регистрации частиц малых энергий (см.Ш).

Ш. СКОРОСТЬ СЧЕТА И ВРЕМЕННОЙ СПЕКТР ПАРНЫХ СОВПАДЕНИЙ ЭФФЕКТА ОТ ПРОТОННОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Сначала мы подробно описываем схему вычисления парных событий, когда мюоны являются продуктами распада пионов. Для каонов это делается по аналогии.

Строгий расчет показал, что влиянием магнитного поля земли на скорость счета парных совпадений можно пренебречь с точностью до 2%. Поэтому, для простоты изложения, мы считаем его равным нулю. Кроме того, мы предполагаем, что вторичные частицы летят по прямым линиям, углы которых с направлением движения протона определяются их энергиями и их перпендикулярными импульсами. Показано, что отклонение от прямолинейного движения за счет многократного рассеяния в атмосфере является малой поправкой, величина которой оценивается несколько позже.

В приводимых расчетах длина ядерного взаимодействия протонов λ_p берется равной 80 гр, пионов λ_π и каонов λ_K равной 120 гр. Атмосфера считается изотермической по высоте и однородной по химическому составу с постоянной скоростью 7500 м. При распаде пиона и каона мюон, в среднем, уносит 0,76 и 0,53 первоначальной энергии, сохраняя направление движения родительских частиц

Найдём, чему равна мюонная плотность на уровне моря, когда протон с энергией E_p взаимодействует на высоте H на расстоянии R от детектора в плоскости перпендикулярной к направлению своего движения. Для этого нам надо знать функцию распределения вторичных частиц по "быстротам", вероятность распада пионов на мюоны в зависимости от их энергии и зенитного угла θ траектории протона. Кроме того, нам надо знать с какой вероятностью родившиеся мюоны не распадутся за время, необходимое для пролета от места рождения до детектора. Если считать, что пионы распадаются сразу после своего рождения, то эта вероятность равна:

$$W_\mu = \text{EXP}(-H/c\beta_\mu\tau_\mu) \quad (3.1)$$

где τ_μ - время жизни, β_μ - лоренц фактор мюона. В выбранной нами модели число пионов с "быстротой" γ^* в интервале $d\gamma^*$ равно:

$$\frac{dN}{d\gamma^*} = \frac{0.9(M-1.5)}{\sqrt{2\pi L}} \text{EXP}(-\gamma^{*2}/2L) \quad (3.2)$$

где M - 1,5 множественность вторичных заряженных частиц без протонов /2/. Множитель 0,9 учитывает тот факт, что вторичные частицы примерно на 10% состоят из K мезонов.

Вероятность распада пионов в зависимости от их энергии и угла входа протона в атмосферу достаточно хорошо аппроксимируется функцией вида:

$$W_{\pi \rightarrow \mu} = (1 + E \cos \theta / E_{кр})^{-1} \quad (3.3)$$

где $E_{кр}$ - критическая энергия для вертикальных частиц, при которой на пути $X = \lambda_\pi$ вероятность распада становится равной вероятности ядерного столкновения. Видно, что при прочих равных условиях вероятность наблюдения высокоэнергичного мюона растет с углом, поскольку наклонные пионы большее время летят в менее плотной среде, чем вертикальные. Из определения критической энергии следует, что она равна:

$$E_{кр} = \frac{\lambda_\pi m_\pi}{c \tau_\pi} \ln \left(1 + \frac{\lambda_\pi}{\rho} \text{EXP}(H/\lambda) \right) \quad (3.4)$$

где m_π - масса пиона, а τ_π - его время жизни; λ - постоянная спада; а P - толщина атмосферы равная 1030 гр. Теперь у нас все готово, чтобы записать выражение для мюонной плотности на уровне моря:

$$d\rho = \frac{dN}{dY^*} dY^* W_\mu W_{\pi \rightarrow \mu} \frac{d\varphi(P_\perp)}{2\pi R dR} \quad (3.5)$$

где $d\varphi(P_\perp)$ - распределение вторичных частиц по P_\perp :

$$d\varphi(P_\perp) = \frac{P_\perp}{P_0} \text{EXP}\left(-\frac{P_\perp}{P_0}\right) \frac{dP_\perp}{P_0} \quad (3.6)$$

где $P_0 = 0.17$ Гэв, а среднее значение P_\perp равно $2 P_0 = 0.34$ Гэв. Условие попадания мюона в кольцо радиуса R шириной dR связывает величины $P_\perp, E, R, H, dP_\perp, dR$ следующим образом:

$$P_\perp/E = R/H \quad (3.7)$$

$$dP_\perp/E = dR/H \quad (3.8)$$

Используя эти соотношения, выражение для мюонной плотности (3.5) переписывается в виде:

$$d\rho = \frac{dN}{dY^*} dY^* W_\mu W_{\pi \rightarrow \mu} \frac{E^2}{2\pi (P_0 H)^2} \text{EXP}\left(-\frac{R E}{P_0 H}\right) \quad (3.9)$$

На рис.4 показаны результаты расчета для протонных энергий 10^3 и 10^4 Гэв, порог регистрации 2 Гэв.

Мы предполагаем, что вероятность зарегистрировать двойное событие можно взять в виде распределения Пуассона /8/:

$$W = \frac{1}{2} (\rho S \cos\theta)^2 \text{EXP}(-\rho S \cos\theta) \quad (3.10)$$

где S - площадь детектора. При этом считается, что на размерах детектора отношение $\Delta\rho/\rho \ll 1$. Для $\sqrt{S} \sim 1$ м, это приближение оправдано до энергий протона порядка 10^4 Гэв (рис.4).

Скорость счета мюонных пар берется в виде:

$$dn = dN_p W d\omega \quad (3.11)$$

где $d\omega$ - вероятность столкновения протона с ядром воздуха на высоте H в слое dH :

$$d\omega = \text{EXP}\left(-\frac{P}{\lambda_p} e^{-\frac{H}{\lambda}}\right) \frac{P}{\lambda_p} e^{-\frac{H}{\lambda}} \frac{dH}{\lambda} \quad (3.12)$$

Число протонов с энергией E_p в интервале dE_p в телесном угле $d\Omega$ падающих в единицу времени на кольцо радиуса R шириной dR равно /25/ (рис.5):

$$dN_p = 0,86 \cdot 10^5 \frac{1,9 \cdot 10^4 dE_p}{E_p^{2,6}} d\Omega 2\pi R dR (\text{сутки} \cdot \text{Гэв} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{стер})^{-1} \quad (3.13)$$

На рис.6 показаны результаты расчета дифференциальной скорости счета в зависимости от энергии для вертикальных протонов. Видно, что основной вклад в парные совпадения дают протоны с энергиями от 100 до 10000 Гэв. На этом же рисунке пунктирной линией показано поведение $dn/dE_p d\Omega \cos^2\theta$, когда $E_{кр} \rightarrow \infty$. Тот факт, что в этом случае имеется плато при больших энергиях объясняет падение $dn/dE_p d\Omega \cos^2\theta$ в реальной атмосфере за счет конечности критической энергии. Падение $dn/dE_p d\Omega \cos^2\theta$ при низких энергиях объясняется малой множественностью и пониженной эффективностью регистрации мягких частиц, как это следует из 3.9. Полная скорость счета парных совпадений получается интегрированием по протонным энергиям и углам.

Кроме того, на рис.6 штрих-пунктирной линией показано поведение $dn/dE_p d\Omega \cos^2\theta$ для наклонных протонов ($1/\cos\theta \sim 10$). В связи с этим подчеркнем здесь одну особенность, состоящую в том, что скорость счета горизонтальных парных совпадений будет равна вертикальным, если площадь детектора увеличить в $1/\cos\theta$ раз. Этот факт объясняется тем, что хотя для наклонных событий высота взаимодействия и возрастает в $1/\cos\theta$ раз, но во столько же раз возрастает и критическая энергия (в этом рассуждении не учитывался эффект распада мюонов).

Аналогичным способом вычисляются вклады в парные совпадения от последующих актов взаимодействий протонов с ядрами воздуха. При этом предполагается, что протон в каждом столкновении теряет в среднем половину своей энергии. Оказалось, что вклад в скорость счета каждого последующего столкновения относится к предыдущему примерно как 1 : 2. Кроме рассмотренных вкладов в скорость счета пар, в детектор будут попадать мюоны из разных актов взаимодействий протонов по высоте. Схема расчёта для таких событий мало чем отличается от приведенной выше.

Из 3.11 следует, что частота регистрации мюонных пар пропорциональна $1/H^2$. Такая зависимость наводит на мысль, что следует ожидать усиление вклада малых высот в полную скорость счета. В действительности, для небольших высот, 3.11 надо умножить на вероятность распада обоих пионов, в противном случае их легко можно отделить от мюонов по ядерному взаимодействию с веществом искровых камер. Эта вероятность равна:

$$W' = [1 - \exp(-H/c \beta \pi \tau_\pi)]^2 \approx \frac{H^2}{c^2 \beta^2 \tau_\pi^2} \quad (3.14)$$

и следовательно никакого усиления за счет множителя $1/H^2$ не будет.

По условиям эксперимента мюонные пары будут регистрироваться до углов порядка 45° вокруг вертикального направления. Полная скорость счета в этом телесном угле, просуммированная по всем актам взаимодействия протонов для счетчика площадью в 1 м^2 , равна 7.2 событиям в сутки при пороге регистрации 2 Гэв.

Рассмотрим теперь наличие заряженных K мезонов в составе вторичных частиц. Поскольку K мезонов рождается, примерно, в десять раз меньше, чем π мезонов, то достаточно ограничиться случаем, когда один мюон является продуктом распада пиона, а другой каона с вероятностью 0.634 /26/. На первый взгляд может показаться, что этот вклад в число парных совпадений мал. В действительности это не так потому, что критическая энергия заряженных K мезонов в 7.4 раза больше чем у пионов. Этот эффект несколько компенсирует малость их рождения. Предполагается, что распределение K мезонов по "быстроте" подобно пионному и что в момент их распада мюон получает дополнительный перпендикулярный импульс 0.24 Гэв с сферически симметричным распределением в системе покоя распадающейся частицы.

Вероятность попадания двух мюонов в счетчик площадью S берется в виде:

$$W_K = 0.634 \rho \rho_K (S \cos \theta)^2 \text{EXP}(-\rho S \cos \theta) \quad (3.15)$$

где ρ_K - мюонная плотность на уровне моря, создаваемая K мезонами.

Число парных совпадений, просуммированное по всем протонным столкновениям, равно 1.3 событиям в сутки.

Для оценки влияния многократного рассеяния мюонов в атмосфере на скорость счета парных событий удобно исходить из факта зависимости последней от среднего значения перпендикулярного импульса. Из 3.11 следует, что эта зависимость вида $1/\langle P_{\perp} \rangle^2$. Среднеквадратичный перпендикулярный импульс, получаемый мюоном за счет многократного рассеяния, оценивается следующим образом:

$$\sqrt{\langle P_{\perp}^2 \rangle} \approx \frac{2}{3} P_{\parallel} \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} \quad (3.16)$$

Отсюда следует, что скорость счета мюонных пар понизится примерно на 5%.

Для расчета временного спектра парных совпадений надо знать функцию распределения по длинам истинных траекторий мюонов при прохождении их через атмосферу. Янг [27] решил эту задачу аналитически для среды с однородной плотностью. В то же время для реальной атмосферы это сделать не удается.

В работе [28] показано, что можно заменить реальную атмосферу на "эквивалентную" однородную с одинаковым количеством вещества так, что средние удлинения траекторий будут равны, а среднеквадратичные отличаться меньше чем на 25%. Для этого плотность "эквивалентной" атмосферы должна быть в 1.5 раза меньше, чем на поверхности земли. Кроме того, авторы работы [28] предложили использовать видоизмененную атмосферу с переменной плотностью вида:

$$\rho(H) = \frac{\alpha}{(1 - \beta^2 H^2)^2} \quad (3.17)$$

В этом случае, подгонкой параметров α и β , можно добиться точного совпадения средних и среднеквадратичных удлинений с соответствующими величинами в экспоненциальной атмосфере.

В приводимых ниже расчетах, из-за простоты аналитических выражений, мы используем решение для "эквивалентной" однородной атмосферы.

Во всех случаях функции распределения ультрарелятивистских частиц является аргументом $\alpha E^2 \Delta$, где α - константа, зависящая от толщины атмосферы, E - энергия частицы, Δ - относительное удлинение траектории линейно связанное с временем, $t \cos \theta$. Пусть $\phi(\alpha E^2 \Delta)$ нормированная функция распределения, т.е.

$$\int_0^{\infty} \phi(\alpha E^2 \Delta) \alpha E^2 d\Delta = 1 \quad (3.18)$$

Тогда вероятность того, что мюоны с энергиями E_1 и E_2 достигнут уровня моря с задержкой δt , с учетом отличия их скоростей, запишется в виде:

$$\begin{aligned} \Phi(\delta t, E_1, E_2, R, E_p, \theta, H) = & \int_0^{\infty} dt \{ \epsilon E_1^2 \phi[\epsilon E_1^2 (t - \frac{H}{2c\beta_1^2}) + \epsilon E_1^2 \delta t] \epsilon E_2^2 \\ & \phi[\epsilon E_2^2 (t - \frac{H}{2c\beta_2^2})] + \epsilon E_1^2 \phi[\epsilon E_1^2 (t - \frac{H}{2c\beta_1^2})] \epsilon E_2^2 \phi[\epsilon E_2^2 (t - \frac{H}{2c\beta_2^2}) + \epsilon E_2^2 \delta t] \} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Используя (3.9), (3.10), (3.11) и (3.15) получим временной спектр парных совпадений:

$$F(\delta t) = \int dN_p d\omega \Phi(\delta t, E_1, E_2, R, E_p, \theta, H) \frac{1}{2} (S' \cos \theta)^2 \quad (3.20)$$

$$\text{EXP}(-\rho S' \cos \theta) [d\rho(E_1) d\rho(E_2) + 1.268 d\rho(E_1) d\rho_k(E_2)]$$

На рис.7 для первого акта взаимодействия приведены результаты расчета, проинтегрированные по двум областям протонных энергий.

Видно, что с увеличением протонной энергии спектры сужаются, поскольку вторичные частицы становятся более высокоэнергичными. Однако, их форма определяется также и видом распределения вторичных частиц по "быстротам". На рис.7б в качестве демонстрации этого утверждения, показан пунктирной линией временной спектр для модели, в которой распределение имеет вид столика по "быстроте", высота и длина которого выбираются из условия равенства числа вторичных частиц и закона сохранения энергии. Видно, что спектры заметно отличаются. Отсюда следует, что информация о форме временного спектра является дополнительным независимым критерием правильности теоретической модели, взятой за основу вычисления.

На рис.8 показана гистограмма распределения парных событий по времени, просуммированная по всем энергиям и взаимодействиям протонов по высоте. Шаг гистограммы 0.05 нсек. Площадь нормирована на число событий, набираемых за месяц непрерывной работы.

Видно, что большинство пар имеют очень маленький временной разброс. Так, например, для вертикальной мюонной пары, в частном случае равенства их энергий, среднеквадратичный разброс равен примерно 50 псек, если энергии порядка 50 Гэв. Заметим, что для горизонтальных событий время $\delta t \sim 50$ псек будет соответствовать энергиям порядка 500 Гэв. Это связано с тем, что для горизонтальных ливней толщина атмосферы увеличивается примерно в 10 раз. При этом важно, что скорость счета парных совпадений останется неизменной, если площадь детектора увеличить в $\sqrt{10}$ раз, поскольку вместе с увеличением толщины атмосферы подобно увеличивается и критическая энергия (3.4) (с логарифмической точностью). Это утверждение неверно только для очень больших углов, где атмосферу уже нельзя считать плоской. Эти углы лежат в области примерно от 85° до 90° .

1У. СКОРОСТЬ СЧЕТА И ВРЕМЕННОЙ СПЕКТР ПАРНЫХ СОВПАДЕНИЙ ОТ ДРУГИХ КОМПОНЕНТ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Экспериментально установлено /29/, что первичное космическое излучение состоит в основном из протонов и α -частиц, поток которых, при равных энергиях на нуклон, составляет 6% от протонного. Кроме того, в составе первичного излучения имеются и более тяжелые ядра, однако их доля невелика /30/ (рис.9). Так, например, интенсивность средних ядер $C+N+O$ порядка 0,35% по отношению к протонной, а B, Ne и Mg порядка 0,024%. Интенсивность других компонент еще меньше. Установлено, что химический состав, в процентном отношении, постоянен в широком интервале энергий /30/.

В приводимых ниже расчетах считается, что атмосфера состоит из 79% азота и 21% кислорода и что после первого столкновения налетающее ядро полностью разваливается на нуклоны, часть из которых, не испытавших лобового столкновения, продолжает лететь с начальной скоростью /35/. Предполагается, что средний коэф-

коэффициент неупругости равен 0,5. При таком рассмотрении взаимодействий ядер существует три разных типа вкладов в скорость счёта парных совпадений:

1. Оба мюона, попавших в детектор, являются продуктами распада частиц, родившихся в первом столкновении. Поскольку вероятность двойных совпадений пропорциональна квадрату множественности, то в этом случае вклад в скорость счёта будет пропорционален $\overline{A^2}(\rho)$, где черта означает усреднение по прицельным параметрам.

2. Один мюон принадлежит первому взаимодействию, а другой одному из последующих столкновений нуклонов. В этом случае вклад в скорость счёта двойных совпадений будет пропорционален $A \cdot \overline{A}(\rho)$. События такого сорта будут иметь дополнительный временной разброс за счёт геометрической разности длины пути до детектора (рис.1).

3. Оба мюона принадлежат последующим столкновениям нуклонов. В этом случае число парных совпадений будет пропорционально A^2 . Эти события также будут иметь дополнительный временной разброс за счёт геометрии.

Вычисленные скорости счёта двойных совпадений (схема вычисления аналогична приведенной выше), равны соответственно 0,7, 2,7 и 6,6 событиям в сутки на 1 м^2 . Временные спектры, соответствующие этим трём типам вкладов показаны на рис.10. Спектры нормированы на число событий, набираемых за месяц непрерывной работы. На рис.11 показан суммарный временной спектр от всех компонент первичного излучения. Видно, что до одной наносекунды лежит 82% всех событий, причём 50% из них приходится на долю ядер. Поэтому мы можем сказать, что наш метод чувствителен к механизму множественной генерации адронов в ядерных столкновениях, что особенно важно в настоящее время ввиду отсутствия ускорителей с подобными пучками.

У. ФОНОВАЯ СКОРОСТЬ СЧЕТА И ЕЁ ВРЕМЕННОЙ СПЕКТР

Частота регистрации фоновых событий вычисляется аналогично (3.11) с той лишь разницей, что вместо мюонной плотности (3.9) используется экспериментально найденное распределение мюонов в ШАЛ на уровне моря. В работе /31/ это распределение даётся в виде:

$$\rho_3(E_p, R, \geq E) = K \left(\frac{E_p}{R} \right)^{0,75} \cdot \frac{51}{E + 50} \cdot \frac{1}{(1 + R/320)^{2,5}} \left(\frac{3}{E + 2} \right)^{\alpha(R)} \quad (5.1)$$

где $\alpha(R) = 0,14 \cdot R^{0,37}$. Множитель K находится из нормировки:

$$N_{\mu} = \int_0^{\infty} \rho_3 2\pi R dR \quad (5.2)$$

где N_{μ} - экспериментально измеренное полное число мюонов в ливне на уровне моря при фиксированной протонной энергии.

Вопрос о скорости счёта мюонных групп подробно рассматривался в работах /1,31,32,33/. В частности, в работе /31/ приводятся результаты расчета в зависимости от порога регистрации для групп с разным количеством частиц. Так, например, скорость счёта двойных совпадений должна быть порядка 100 событий в единичном телесном угле вокруг вертикального направления при пороге 2 Гэв в сутки на 1 м^2 . Из экспериментов известно /25/, что частота регистрации мюонных пар должна быть порядка 70 событий, что немного меньше, чем предсказывает расчет. Если предположить, что распределение (5.1) справедливо только до энергий протонов порядка 10^5 Гэв, то расчетная частота регистрации будет также по-

рядка 70 событий. По-видимому, это указывает на то, что распределение (5.1) видоизменяется при энергиях протонов ниже 10^5 Гэв. Заметим, что поскольку протонные энергии, дающие главный вклад в эффект и в фоновые совпадения, не перекрываются, то можно существенно подавить фон, если совместить экспериментальную установку (см. УП) для регистрации пар с ливневой системой отсекающей энергии выше 10^5 Гэв.

При вычислении временного спектра фоновых совпадений мы пользуемся простейшей моделью развития ливня по высоте /25/. При этом предполагается, что его поперечные размеры равны нулю, т.е. рождение частиц происходит только на оси ливня. Временной разброс между мюонами обусловлен отличием их скоростей и многократным рассеянием в атмосфере, а также геометрической разностью длины пути до детектора. Так, например, если один мюон родился на высоте H_1 , а другой на высоте H_2 , то это время равно:

$$T = \left| \frac{R^2}{2c} \left(\frac{1}{H_1} - \frac{1}{H_2} \right) + \frac{H_1}{2c\beta_1^2} - \frac{H_2}{2c\beta_2^2} + t_{MH}(1) - t_{MH}(2) \right| \quad (5.3)$$

где R - расстояние от оси ливня, β_1 и β_2 - лоренц факторы мюонов, $t_{MH}(1)$ и $t_{MH}(2)$ - временные удлинения траекторий за счет многократного рассеяния в атмосфере. Используя (5.1), вероятность найти две частицы с энергиями E_1 и E_2 в интервалах dE_1 и dE_2 запишется в виде:

$$dW = \frac{d\rho_3}{dE_1} dE_1 \frac{d\rho_3}{dE_2} dE_2 \frac{1}{2} (S \cos \theta)^2 \text{EXP}(-\rho_3 S \cos \theta) \quad (5.4)$$

где S - площадь детектора, $\text{EXP}(-\rho_3 S \cos \theta)$ - есть вероятность, что ни одна частица с энергией выше пороговой не попадет в детектор, θ - угол между вертикальным направлением и осью ливня. Умножая (5.4) на вероятность появления первого мюона с энергией E_1 с высоты H_1 из слоя dH_1 , а второго с энергией E_2 с высоты H_2 из слоя dH_2 , получим вероятность иметь этим частицам разность времён T :

$$dW_T = 2\pi R dR dN_p d\Omega dW V(R, E_1, H_1) dH_1 V(R, E_2, H_2) dH_2 \quad (5.5)$$

Множитель $2\pi R dR dN_p d\Omega$ учитывает число ливней, приводящих к таким событиям. Если допустить, что частицы ливня распределены по P_1 так же, как и в (3.6), то $V(R, E, H)$ будет иметь вид:

$$V(R, E, H) = \frac{E^2}{(\rho_0 H)^2} \text{EXP} \left(-\frac{RE}{\rho_0 H} - \frac{H}{c\beta_\mu \tau_\mu} \right) \phi(H) / U(R, E) \quad (5.6)$$

где $\phi(H)$ - функция рождения пионов по высоте, $U(R, E)$ - нормировочный множитель, т.е.

$$U(R, E) = \int dH \frac{E^2}{(\rho_0 H)^2} \phi(H) \text{EXP} \left(-\frac{RE}{\rho_0 H} - \frac{H}{c\beta_\mu \tau_\mu} \right) \quad (5.7)$$

Временной спектр фоновых совпадений построен при двух предположениях о виде $\phi(H)$, а именно:

$$1. \phi(H) = \text{const} \quad (5.8)$$

$$2. \phi(H) = (P+80) \cdot \left[\text{EXP}\left(-\frac{P}{200}\right) - \text{EXP}\left(-\frac{P}{120}\right) \right] \quad (5.9)$$

где $P = 1030 \text{EXP}\left(-\frac{H}{\lambda}\right) - 80$ толщина атмосферы от первого взаимодействия до высоты H . Результаты расчёта приведены на рис.12. Порог регистрации 2 Гэв. Спектры нормированы на число событий, набираемых за месяц непрерывной работы. Видно, что они мало отличаются между собой. Аналогичные расчеты были выполнены для случая, когда среднее значение P_1 равно 0,8 Гэв. Оказалось, что временной спектр очень слабо зависит от величины последнего. На основании этого можно сказать, что форма временного фонового спектра целиком определяется экспериментальным распределением (5.1) и очень слабо зависит от функции рождения по высоте и распределения частиц по P_1 .

Поскольку распределение (5.1) проверено до энергий порядка 100 Гэв, то необходимо знать как влияют на форму временного спектра частицы с более высокими энергиями. На рис.13 приведены результаты расчёта для случая, когда энергия мюонов меняется от 2 до 100 Гэв и от 2 Гэв до 1000. Видно, что существующее различие на малых временах не превышает 40%. В более поздней работе /8/ приводится иное пространственное распределение мюонов на уровне моря с энергиями выше 10 Гэв и расстояний R меньше 40м.

$$\rho(R) \propto R^{-0.4} \cdot \text{EXP}\left(-\frac{R}{80}\right) \quad (5.10)$$

Ясно, что мюоны очень больших энергий как раз летят вблизи оси ливня, где распределение (5.1) нельзя считать верным. На рис.14 показан временной спектр построенный для функции $\rho^*(R)$ равной:

$$\rho^*(R) = \rho(R) \frac{\rho_3(E \geq 2)}{\rho_3(E \geq 10)} \quad (5.11)$$

при R меньше 40м и равной (5.1) для больших расстояний. Эта функция обладает тем свойством, чем она переходит в (5.1) при пороге 10 Гэв. Видно, что в области малых времен форма спектра стала более плавной. По-видимому, это связано с тем, что распределение (5.1) даёт повышенное значение плотности мюонов с энергиями выше 100 Гэв для небольших расстояний от оси ливня.

Обсудим, почему фоновые совпадения имеют более широкий временной разброс по сравнению с эффектом. Во введении уже говорилось, что на это есть две причины. Во-первых, усреднённый энергетический спектр мюонов ШАЛ (5.2) более мягкий ($dN_\mu/dE \propto 1/E^2$) /26/ и следовательно возрастает роль низкоэнергичных мюонов. Для таких частиц, с одной стороны, более эффективно работает геометрия, с другой - увеличивается роль многократного рассеяния и систематических задержек за счёт отличия скоростей. Во-вторых, высокоэнергичные мюоны летят вблизи оси ливня, где их плотность велика и следовательно вероятность, что две такие частицы попадут в детектор без сопровождения мала. В качестве демонстрации этого утверждения на рис.15 показан временной спектр, когда регистрируются группы частиц с числом $n \geq 2$, из которых произвольным образом выбираются только две. Видно, что спектр стал на много круче (в расчёте использовалось распределение (5.1)).

В работе /37/ показано, что результаты нашего расчета спектра двойных совпадений мюонов ШАЛ, сделанные в области больших времен, где имеются экспериментальные данные, хорошо согласуются с ними.

У1. ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ АТМОСФЕРЫ И ЕЁ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СКОРОСТЬ СЧЕТА ПАРНЫХ СОВПАДЕНИЙ

При вариации давления и температуры будет меняться как критическая энергия (3.4), так и средняя высота взаимодействия протонов с ядрами воздуха:

$$H = \lambda \ln \frac{P}{P_0} \quad (6.1)$$

где λ - постоянная спада атмосферы. Из её определения следует, что она равна:

$$\lambda = T/mg \quad (6.2)$$

где mg - средний вес воздуха, а T - его температура. Из (3.11) можно видеть, что относительное изменение скорости счёта равно:

$$\frac{\Delta N}{N} = -2 \frac{\Delta H}{H} + 0.5 \frac{\Delta E_{кр}}{E_{кр}} \quad (6.3)$$

1. Изменение давления при постоянной температуре.

В этом случае относительное изменение скорости счёта равно:

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\lambda}{H} \frac{\Delta P}{P} \sim 4\% \quad (6.4)$$

если давление меняется на 40 мм.рт.ст.

2. Изменение температуры при постоянном давлении.

В этом случае относительное изменение скорости счёта равно:

$$\frac{\Delta N}{N} = -1.5 \frac{\Delta T}{T} \sim 12\% \quad (6.5)$$

если температура воздуха меняется на 20°C.

У11. Экспериментальная установка

Для регистрации мюонных пар предполагается использовать два одинаковых блока оптических искровых камер, расположенных горизонтально один над другим, между которыми находятся искровые счетчики, включенные на совпадения. Геометрическое расположение камер и счетчиков показано на рис.16. Для подавления мягкого фона и надежного определения сорта частиц по их взаимодействию с веществом установки над верхним блоком камер предполагается установить дополнительно поглощающий материал. Полный телесный угол, внутри которого регистрируются пары, порядка двух стерадиан вокруг вертикального направления. Управление запуском камер осуществляется искровыми счетчиками. Траектории частиц, по которым развивается разряд, фотографируются на пленку в двух проекциях с помощью системы зеркал.

Отдельно взятый блок искровых камер состоит из десяти модулей. Каждый модуль, в свою очередь, состоит из двух свинцовых пластин толщиной 2 мм, разделенных 10 мм искровым промежутком. Площадь модуля 1,5 м². Полная толщина вещества в искровых камерах порядка 16 радиационных длин.

Отбор по коллинеарности выделяет события, частицы которых имеют энергию выше некоторой. Значение последней определяется точностью угла $\Delta\theta$, которое можно получить по искровым камерам. Так, например, если $\Delta\theta \sim 2^\circ$, то для мюонов с энергиями меньше чем 2 Гэв угол многократного рассеяния превысит $\Delta\theta$.

Кроме того, точность определения угла $\Delta\theta$ накладывает ограничение на временное разрешение счётчиков, поскольку для наклонных пар неточность в оп-

ределении угла приводит к неточности в задержках между мюонами:

$$\delta\tau = \frac{\delta l}{c} = \frac{l \cos\theta \Delta\theta}{c} \quad (6.1)$$

где l - размер счетчика. Если $l \sim 1\text{ м}$ и $\Delta\theta \sim 2^\circ$, то $\delta\tau \sim 100$ псек и следовательно нет смысла использовать прибор с лучшим временным разрешением. Однако, даже в случае идеальных искровых камер, существует физическое ограничение на временное разрешение счетчиков. Т.к. мы интересуемся такими энергиями первичных частиц, когда большинство рождающихся пионов более вероятно распадаются на мюоны, чем ядерно взаимодействуют, то их энергии не превышают критическую (3.4). В случае равенства энергий мюонов критической временной разброс между ними будет порядка 10 псек.

УШ. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрены распределения мюонных пар по задержкам между ними, регистрируемых детектором, расположенным на поверхности земли. Показано, что при наличии детектора с высоким временным разрешением возможно выделение истинных пар, отвечающих первым взаимодействиям космических частиц в атмосфере, на фоне случайных совпадений от мюонов ШАЛ. Это удается сделать благодаря разному характеру распределения парных совпадений эффекта и фона по времени.

В рамках гидродинамической теории Ландау вычислены скорость счёта и временной спектр двойных совпадений мюонов. Показано, что по форме временного спектра можно делать выводы о закономерностях множественного рождения адронов в нуклон-ядерных и ядерно-ядерных столкновениях в области энергий от 10^2 до 10^4 Гэв/нуклон, если регистрируются вертикальные пары. Для горизонтальных событий максимальная энергия в 10 раз больше.

Показано, что ядерные столкновения вносят существенный вклад в скорость счёта двойных совпадений, что особенно важно в настоящее время ввиду отсутствия ускорителей с подобными пучками при сверхвысоких энергиях.

Форма фонового спектра целиком определяется экспериментальным распределением (5.1), за исключением области вблизи оси ливня, и очень слабо зависит от функции рождения по высоте и распределения частиц по P_1 .

Из гистограмм, приведенных на рис. 11 и 14 следует, что за месяц непрерывной работы можно с высокой достоверной точностью выделить эффект до времён порядка 0,4 нсек. Однако, если совместить экспериментальную установку вместе с ливневой системой, регистрирующей энергии первичных частиц порядка 10^5 Гэв и выше, то форму спектра двойных совпадений можно проследить и при больших временах.

Временные распределения, показанные на рис. 11 и 14, рассматриваются нами скорее, как демонстрация метода временных корреляций мюонов. Реально измеренный спектр может не совпадать с расчетным. В зависимости от конкретного характера отклонения можно будет судить либо о неправильности сделанных допущений, либо о неприменимости теории, либо о том и другом вместе.

В заключение мы выражаем искреннюю признательность Л.М. Баркову, Б.В. Чирикову за содействие данной работе. Мы приносим благодарность Б.А. Хренову и Э.В. Шуряку за полезные обсуждения, а также И. Авербуху за помощь в расчетах фонового спектра.

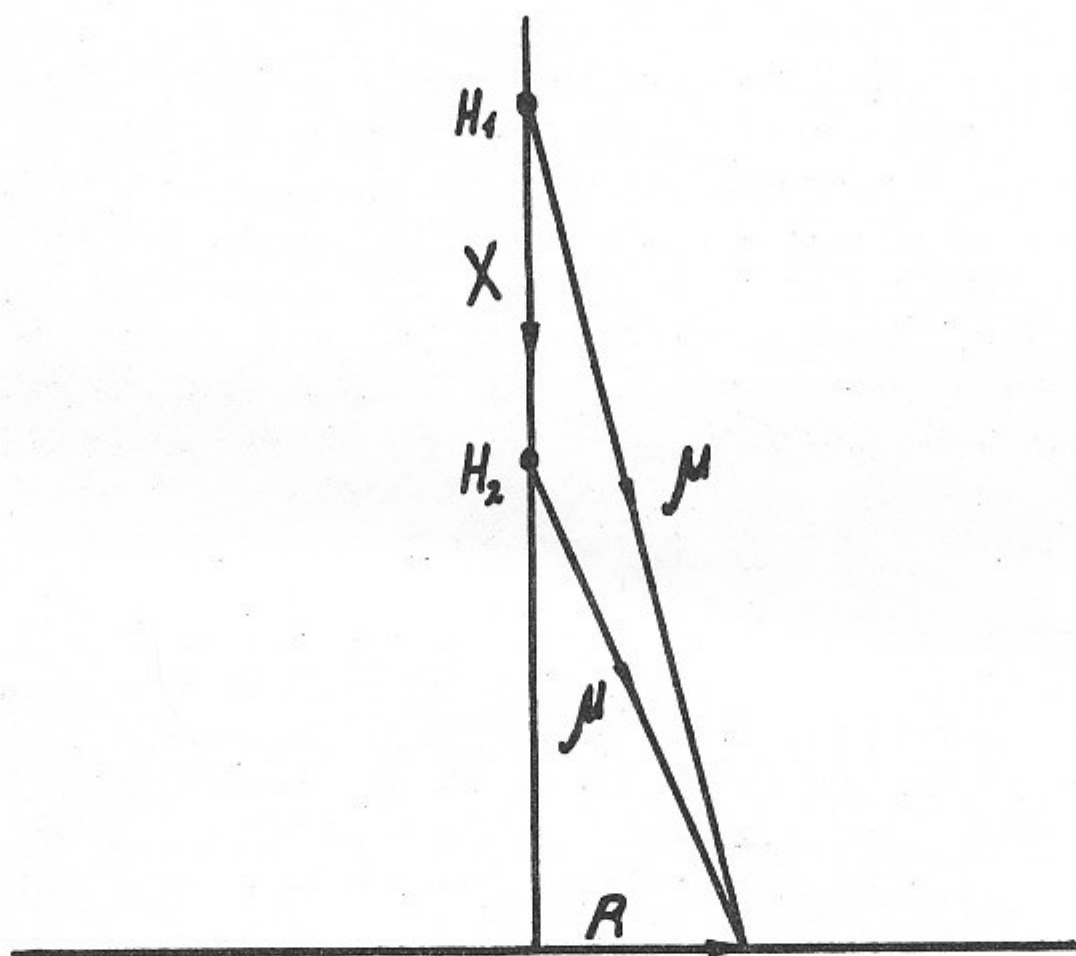


Рис.1. Элементарная модель мюон-мюонной задержки

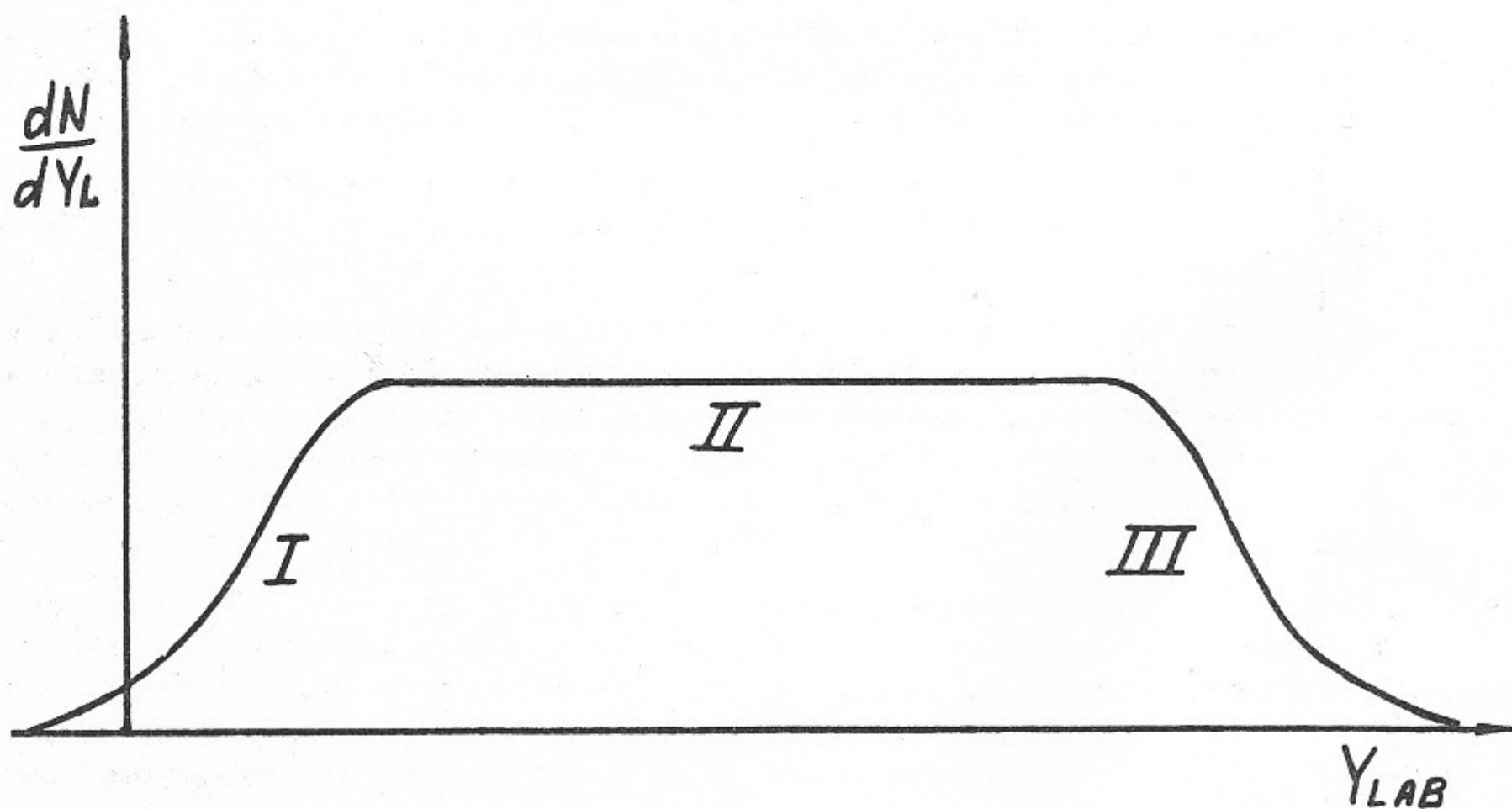


Рис.2. Инвариантное поперечное сечение в зависимости от лабораторной быстроты. I - область фрагментации мишени. II - центральное плато. III - область фрагментации падающей частицы.

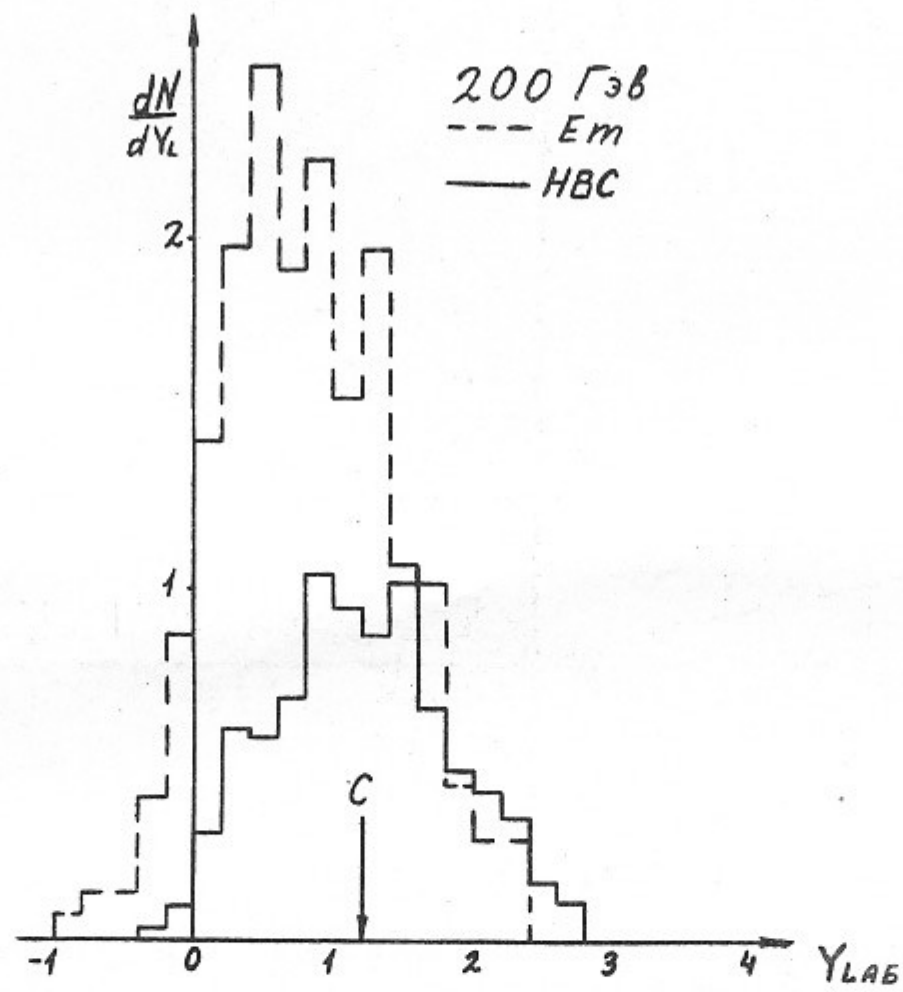


Рис.3. Распределение вторичных частиц по быстротам в p - столкновениях. Энергия протонов 200 ГэВ.

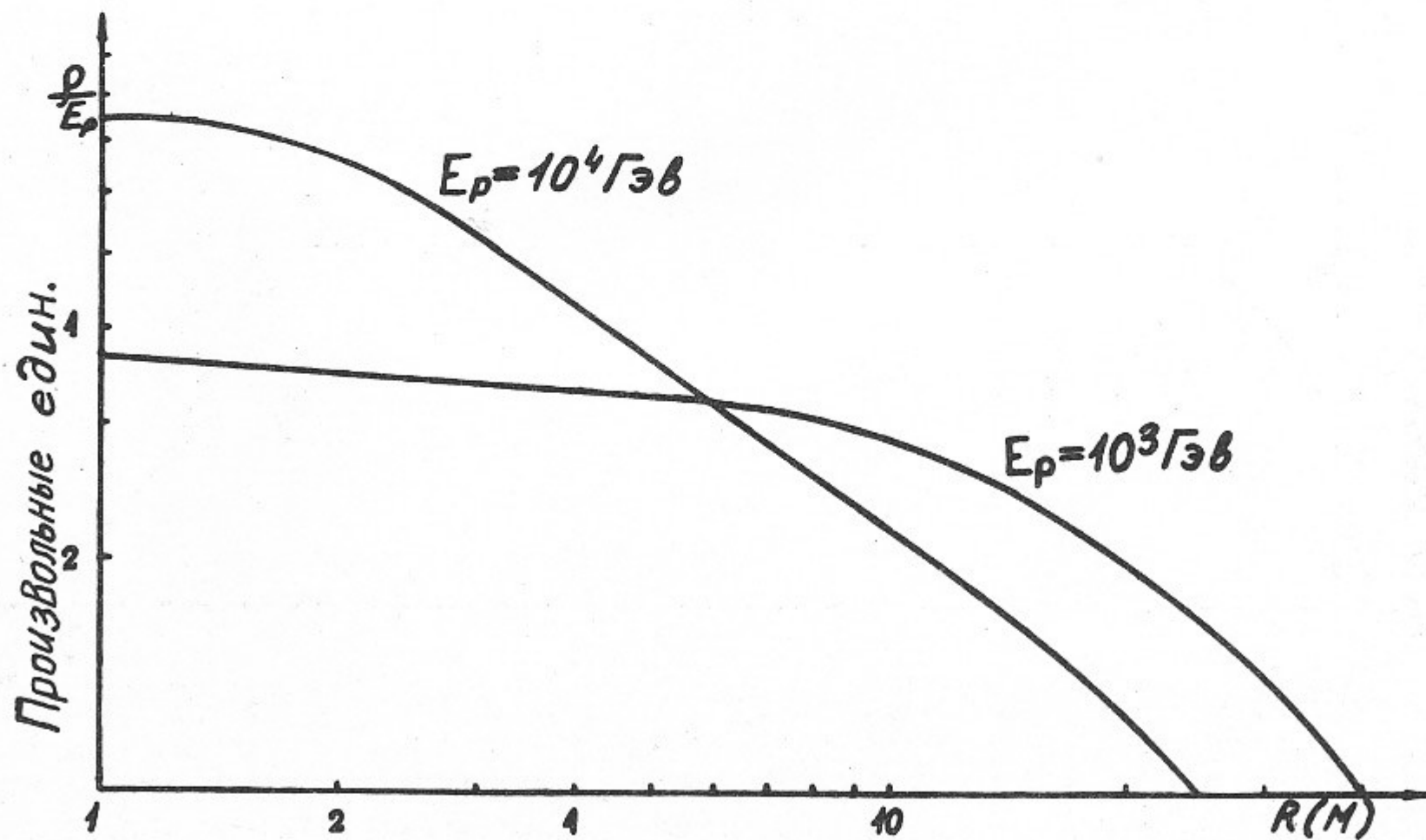


Рис.4. Мюонная плотность в зависимости от расстояния до оси ливня.

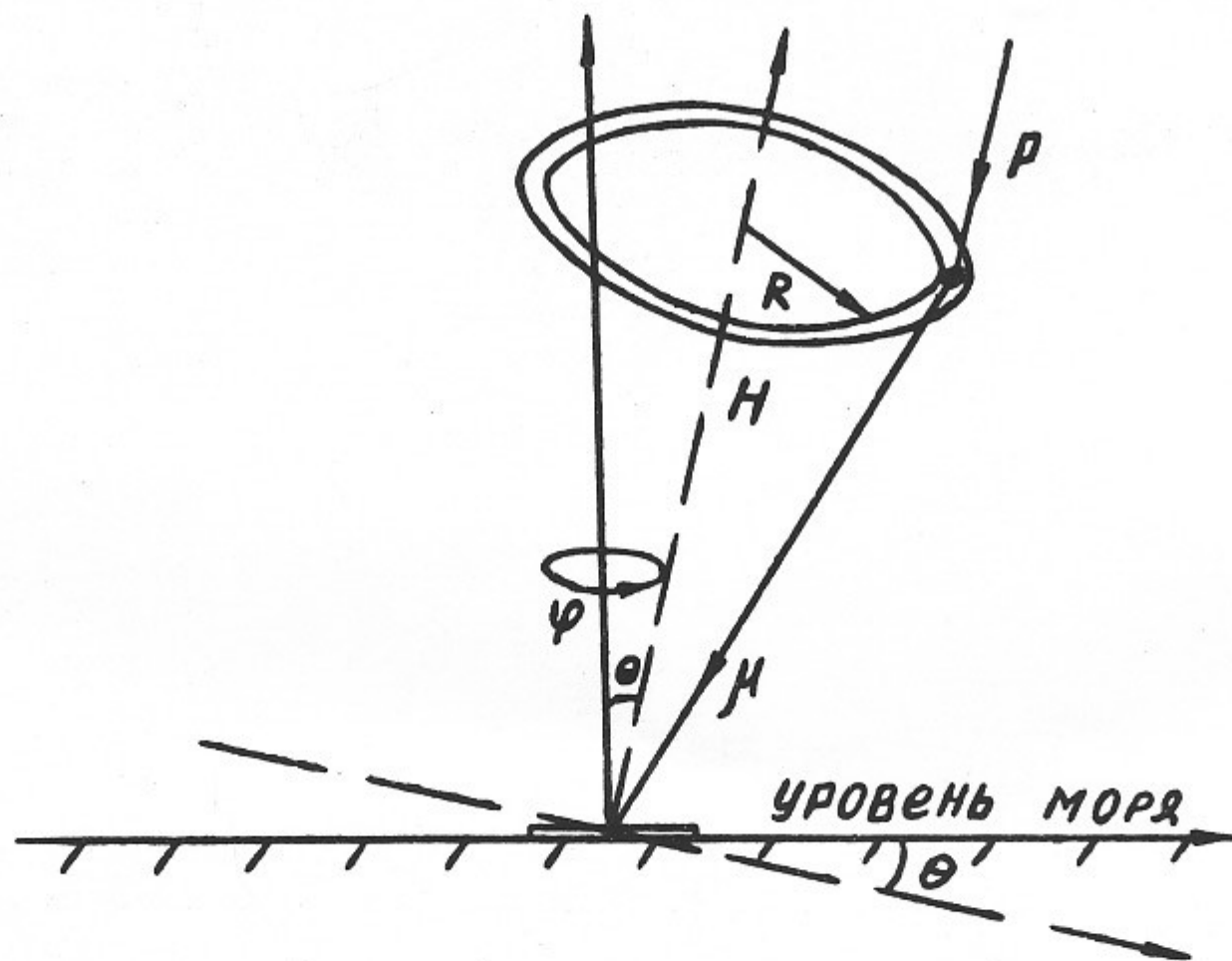


Рис.5. θ - зенитный угол входа протона в атмосферу.
 φ - азимутальный угол.

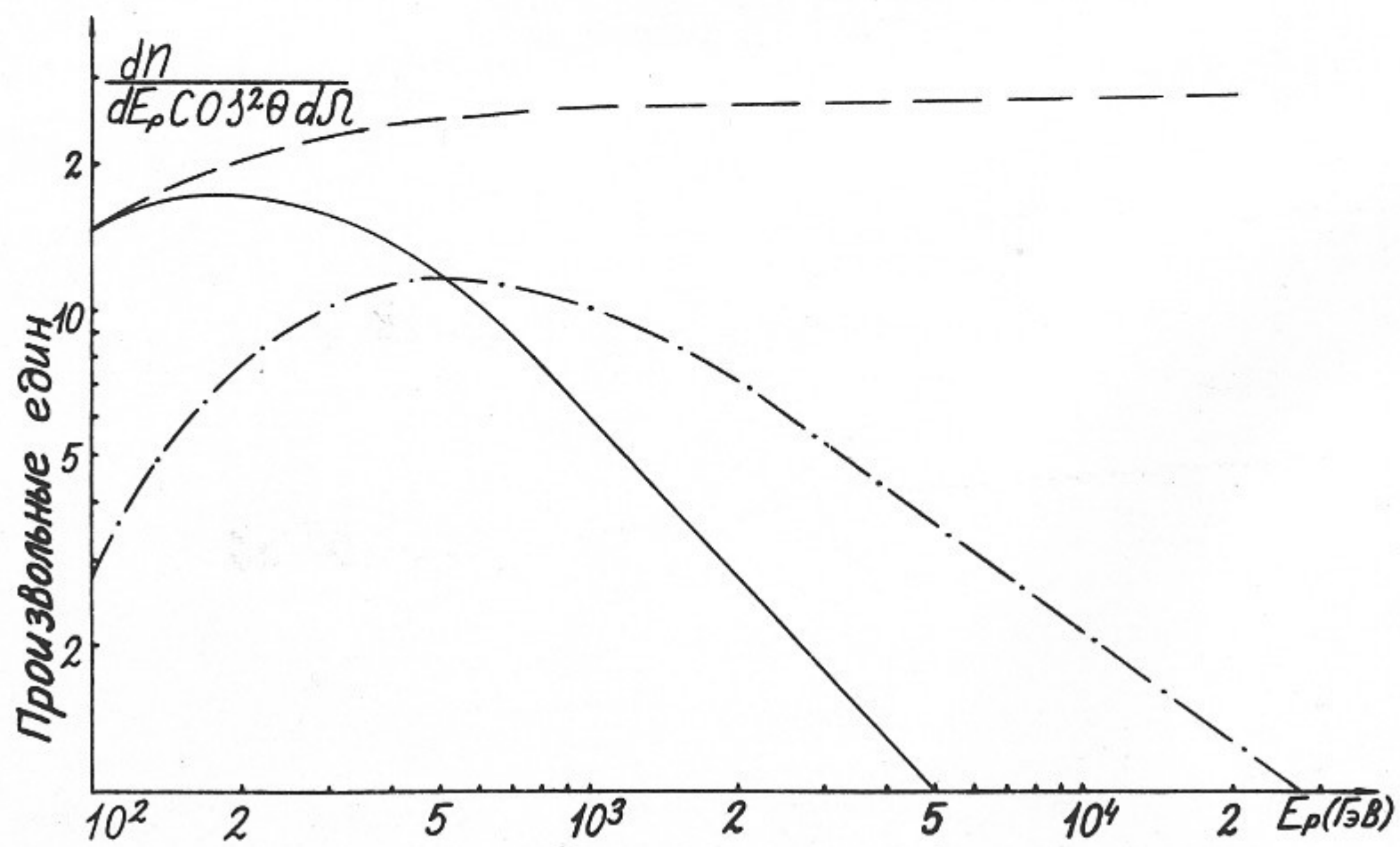


Рис.6.

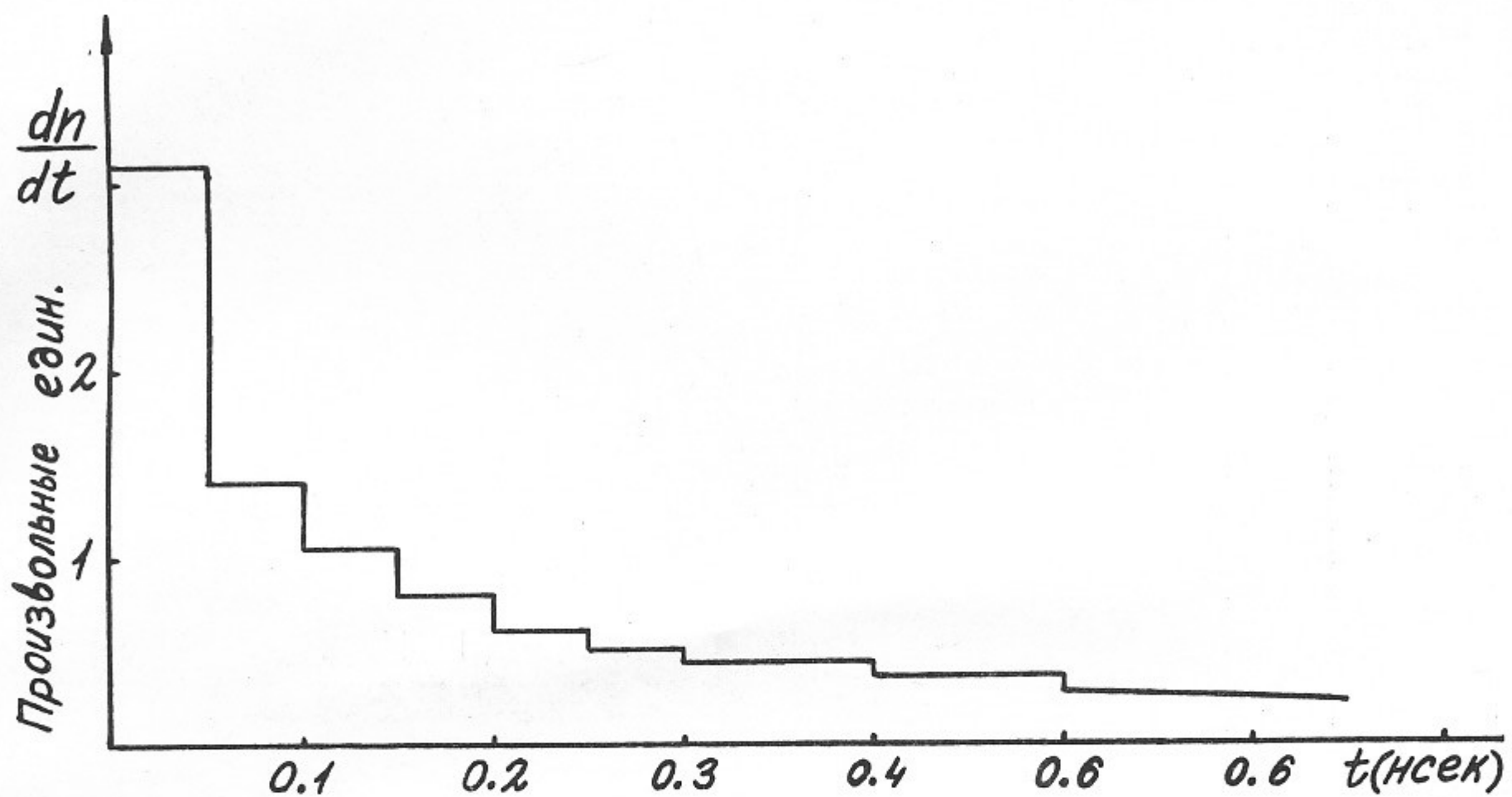


Рис.7а. Гистограмма распределения двойных совпадений по времени. Протонная энергия меняется от 10^2 до 10^3 Гэв.

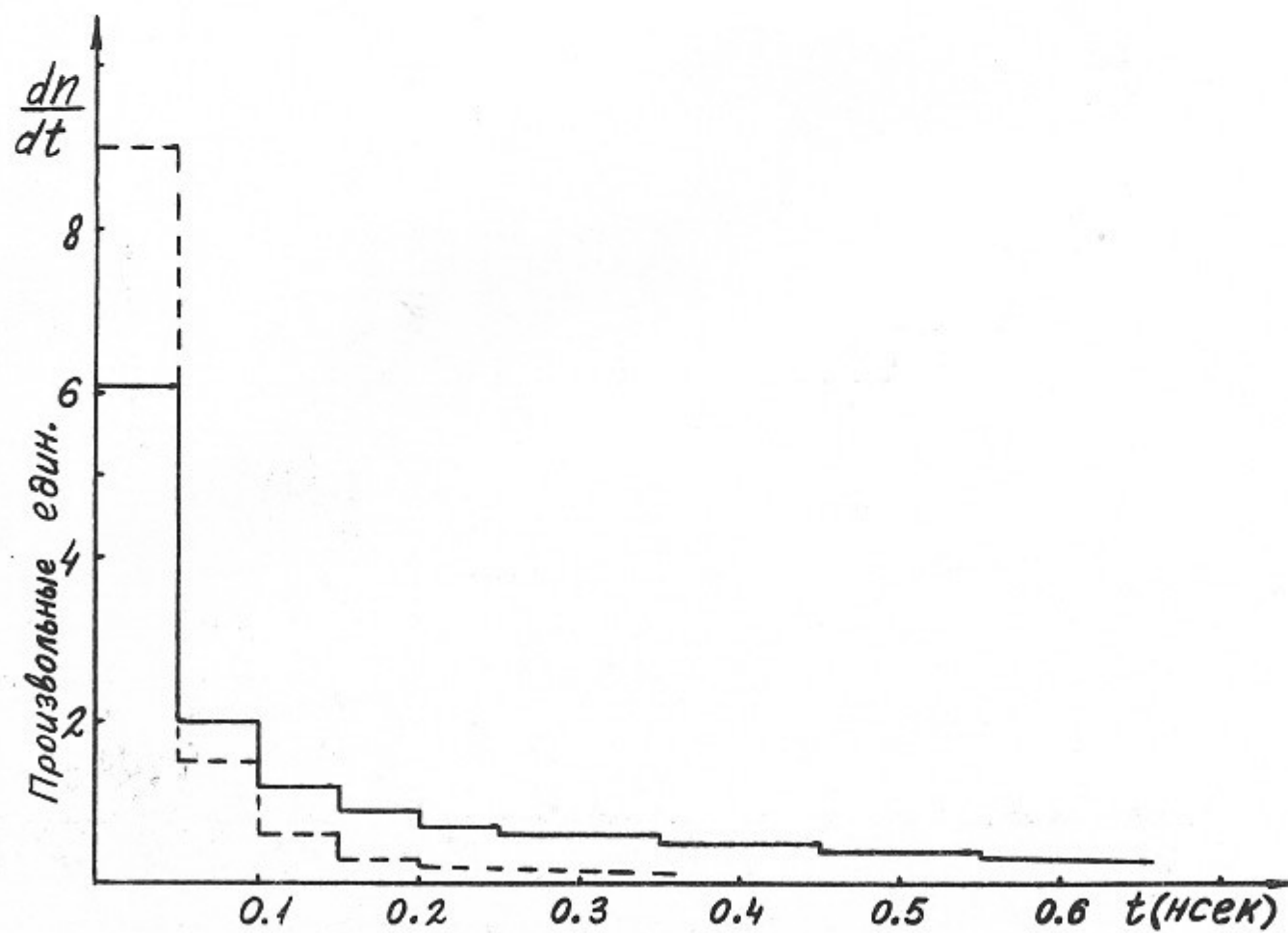


Рис.7б. Гистограмма распределения двойных совпадений по времени для двух моделей. Протонная энергия меняется от 10^3 до 10^4 Гэв.

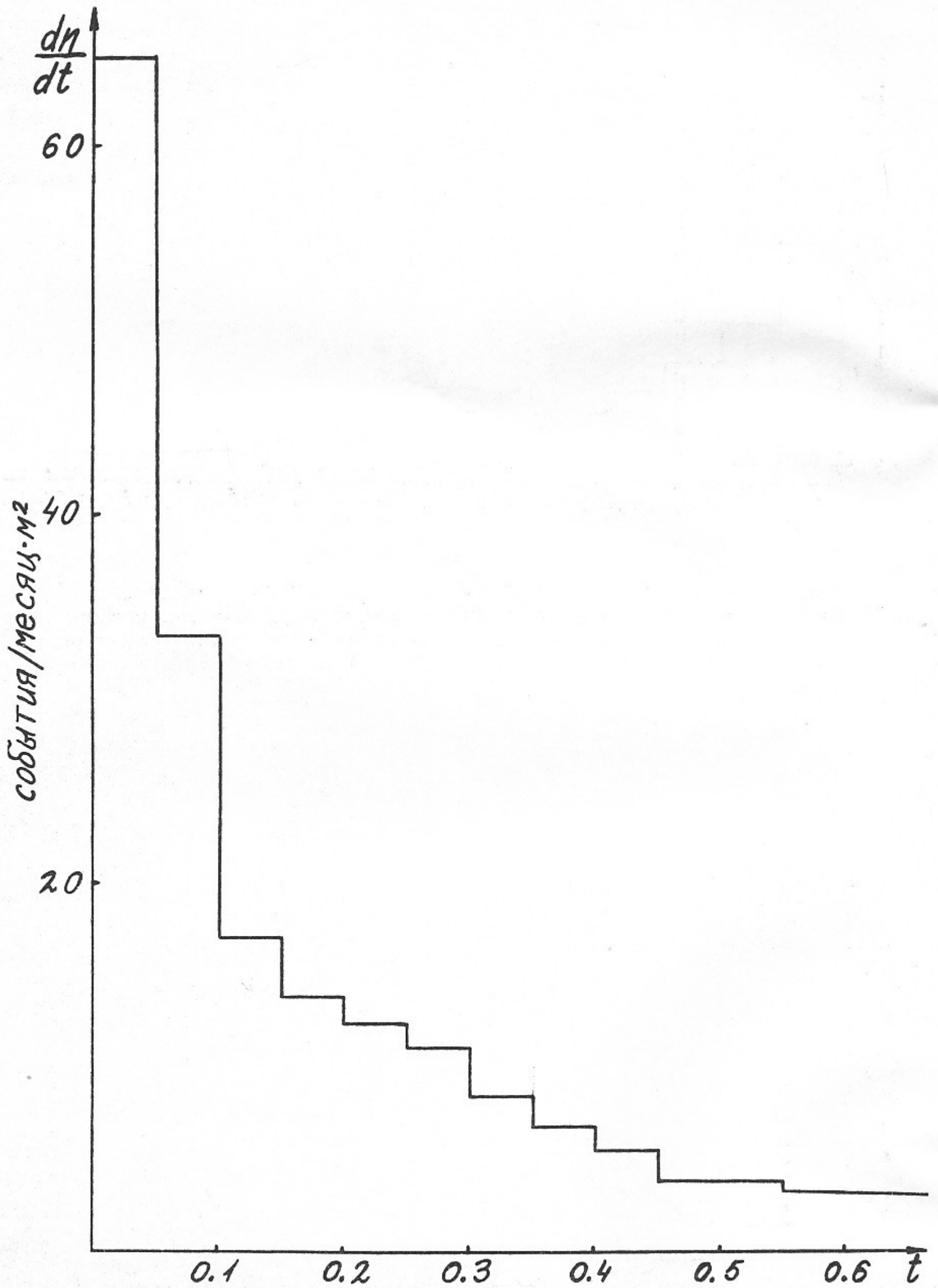


Рис.8. Гистограмма временного спектра парных событий от протонной компоненты первичного космического излучения. t — сек.

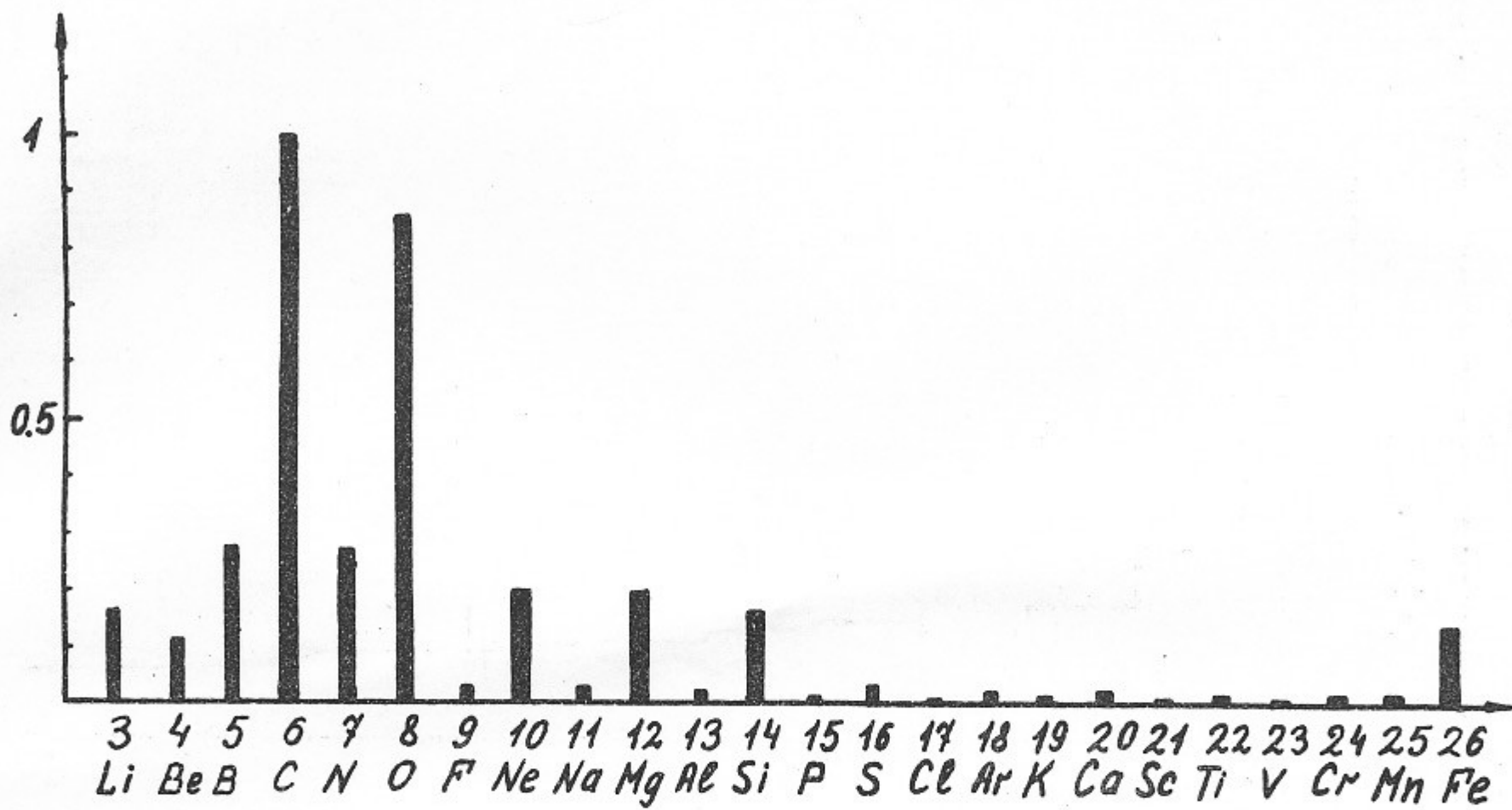


Рис. 9. Химический состав первичного излучения в верхних слоях атмосферы. Интенсивность потока углерода взята на единицу

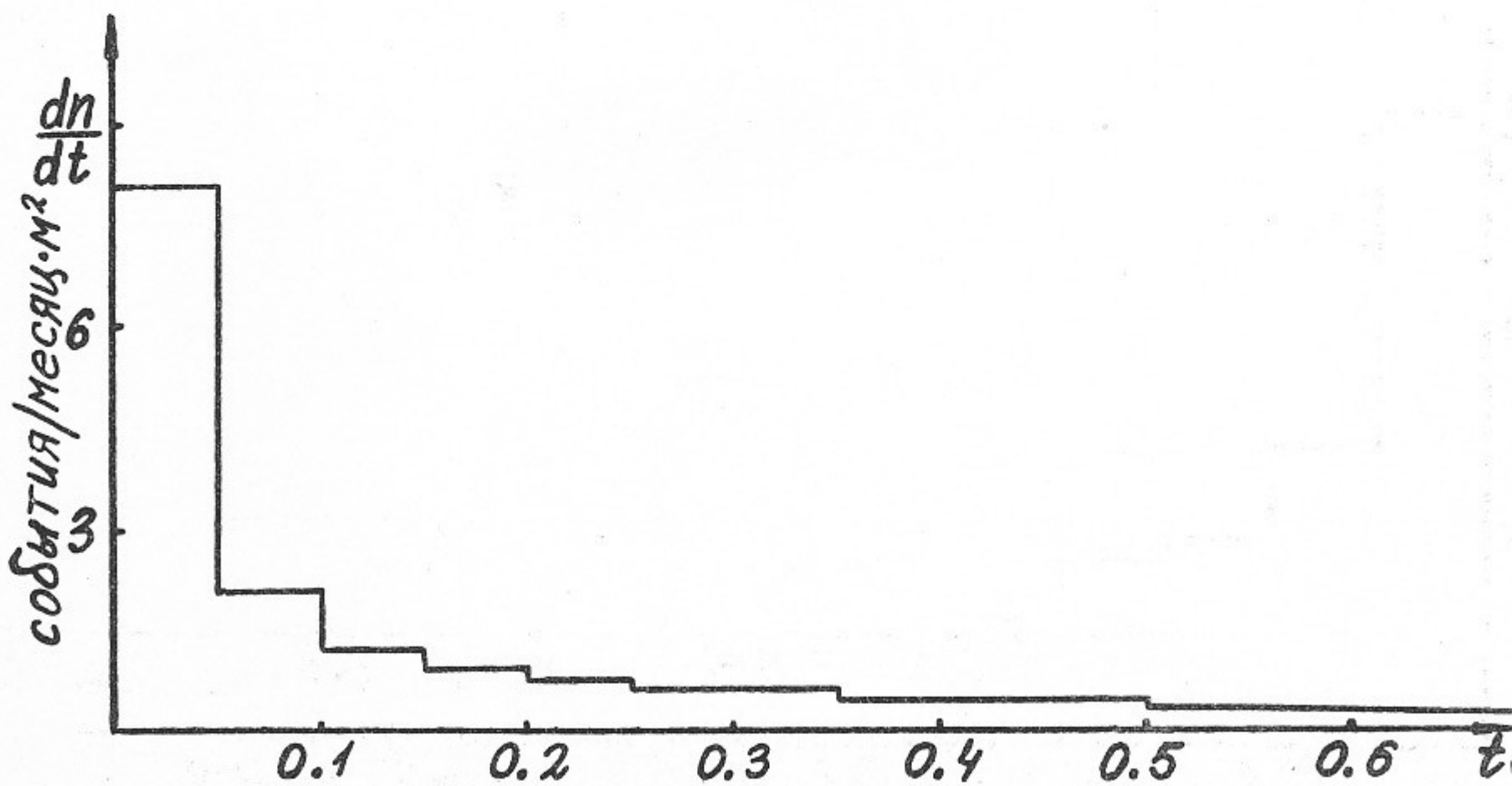


Рис.10а. Временной спектр двойных совпадений пропорциональных $\overline{A^2(\tau)} \cdot \tau$ - нсек.

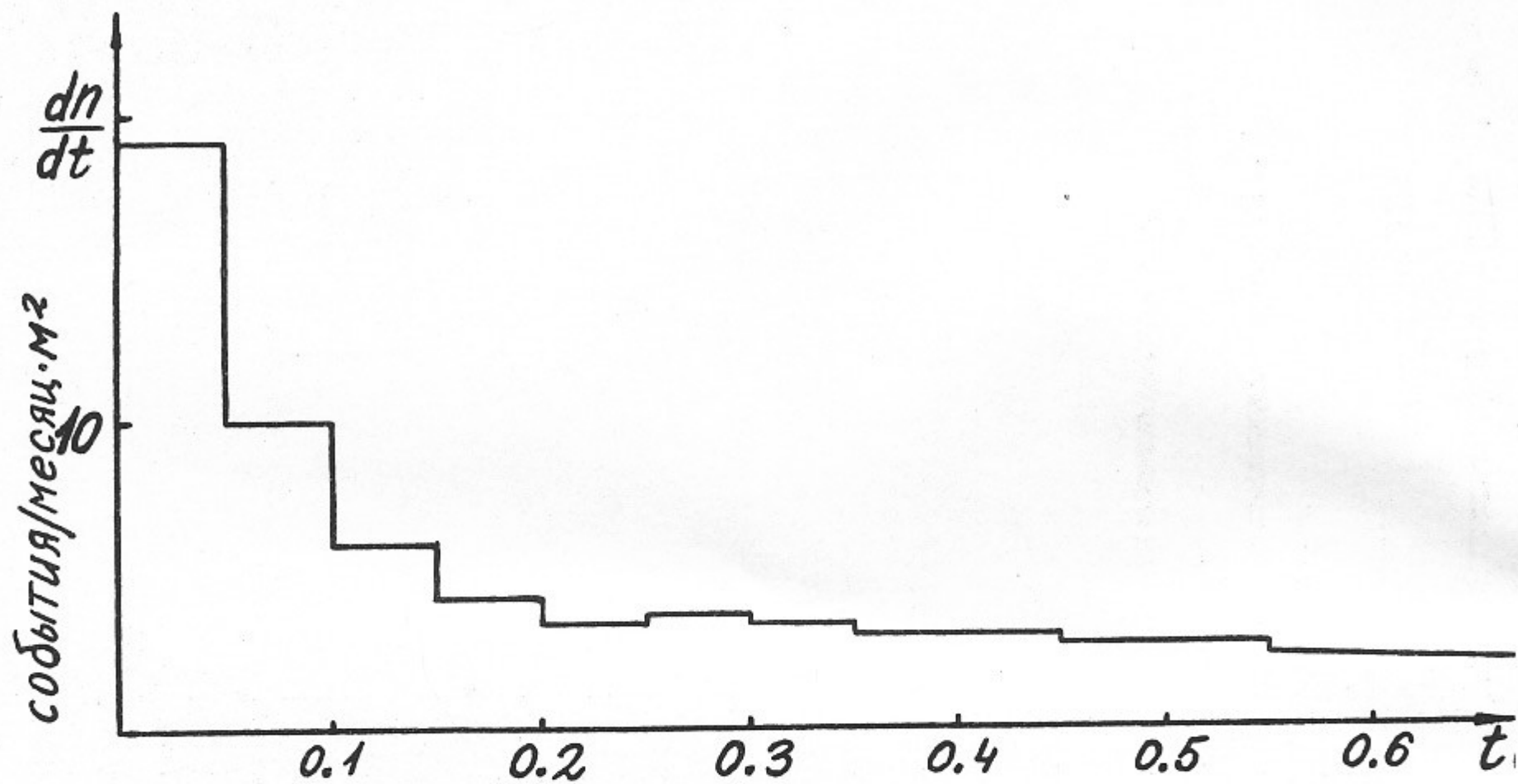


Рис.10б. Временной спектр двойных совпадений пропорциональных $A\bar{A}(\rho)$. t — нсек.

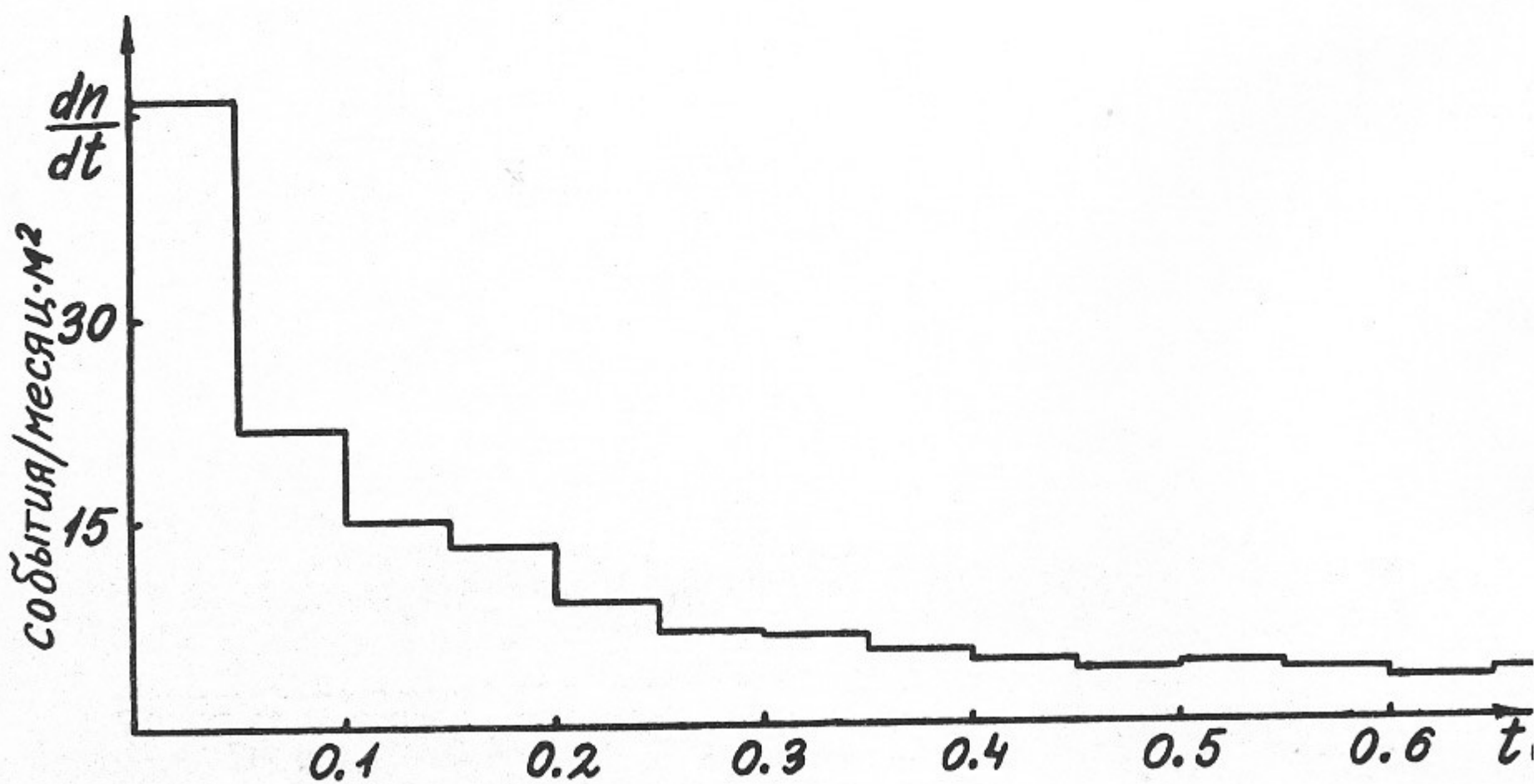


Рис.10в. Временной спектр двойных совпадений пропорциональных A^2 . t — нсек.

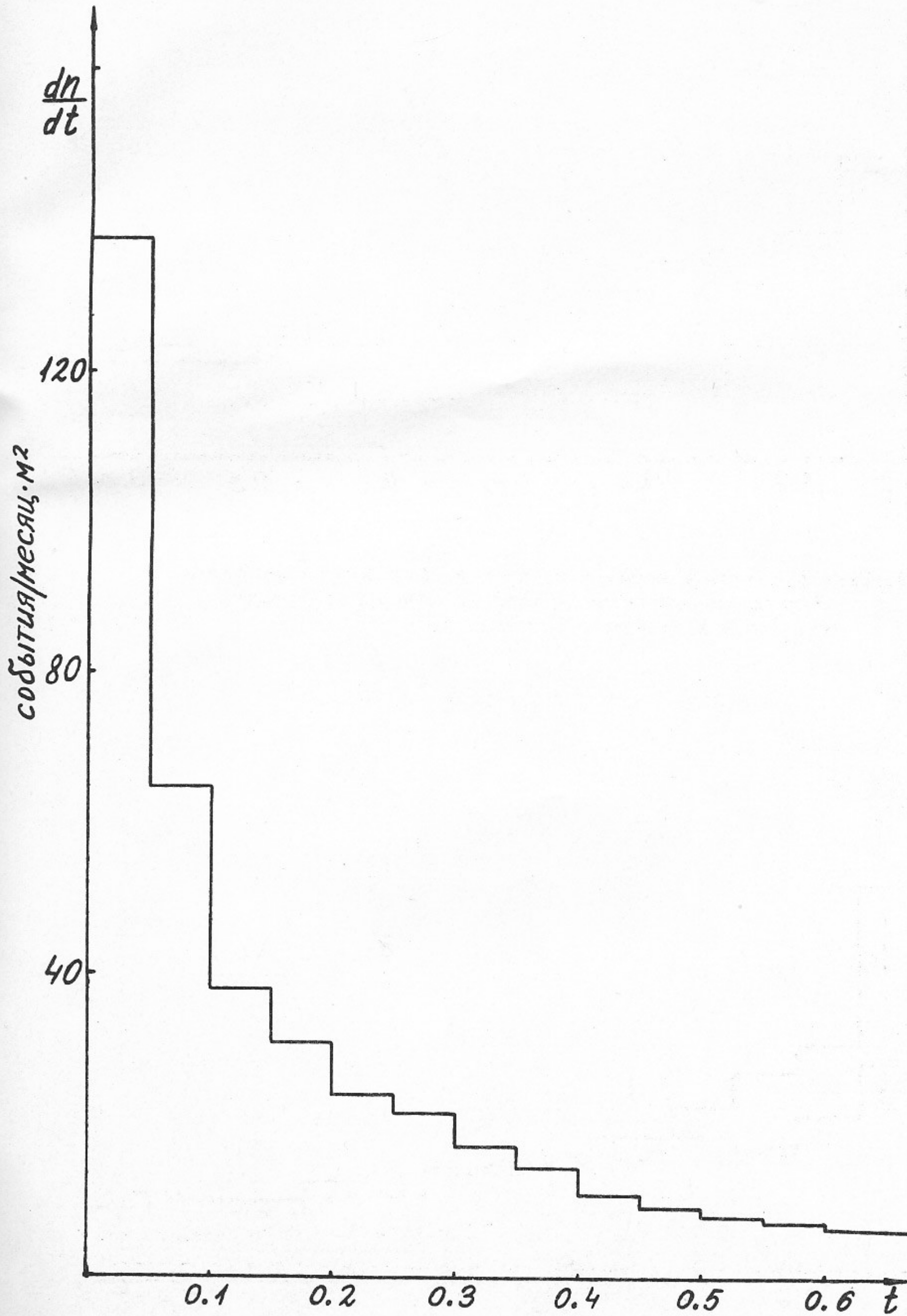


Рис.11. Суммарный временной спектр от всех компонент первичного космического излучения. t — нсек.

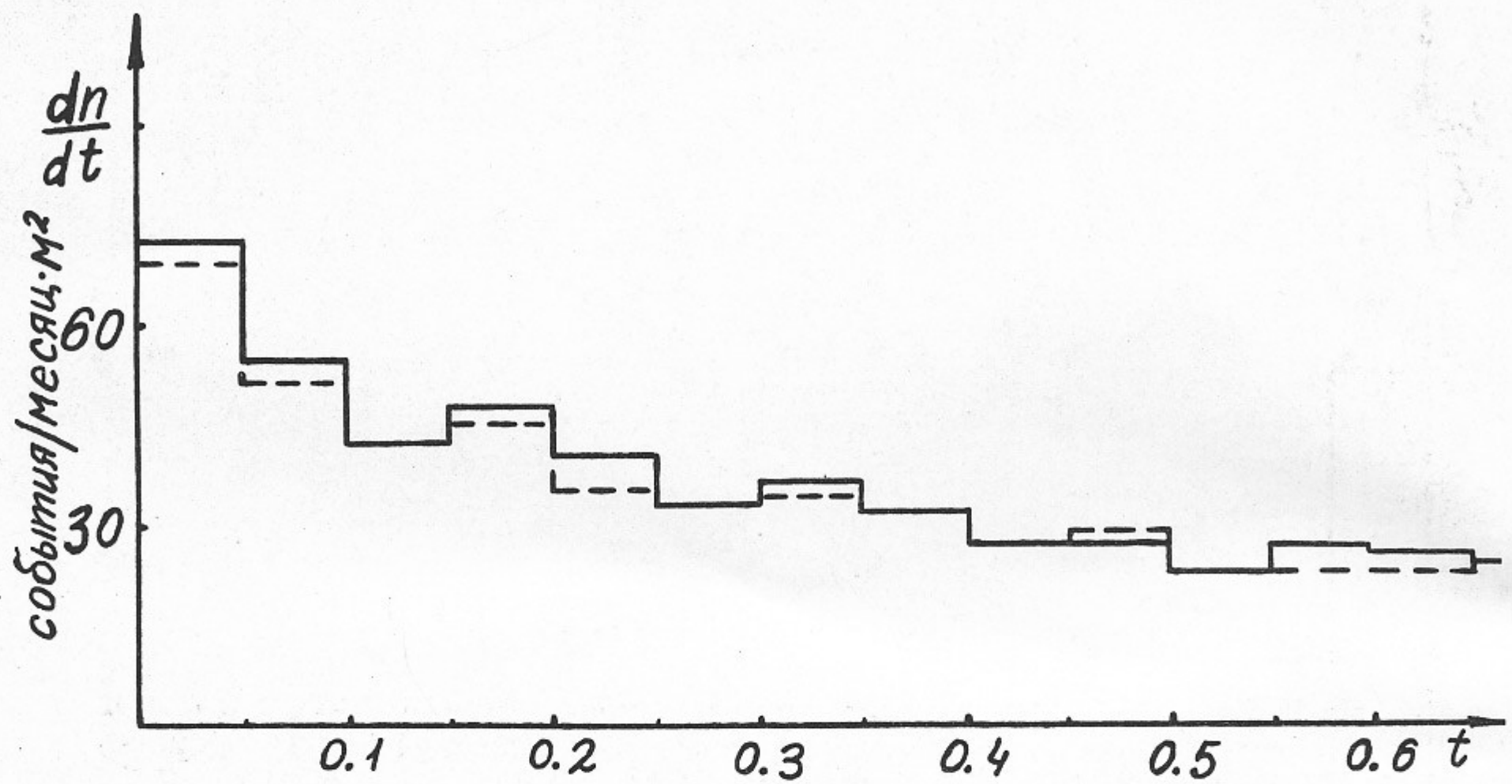


Рис.12. Гистограмма временного спектра фоновых совпадений. Пунктирная линия соответствует однородной функции рождения по высоте, t — нсек.

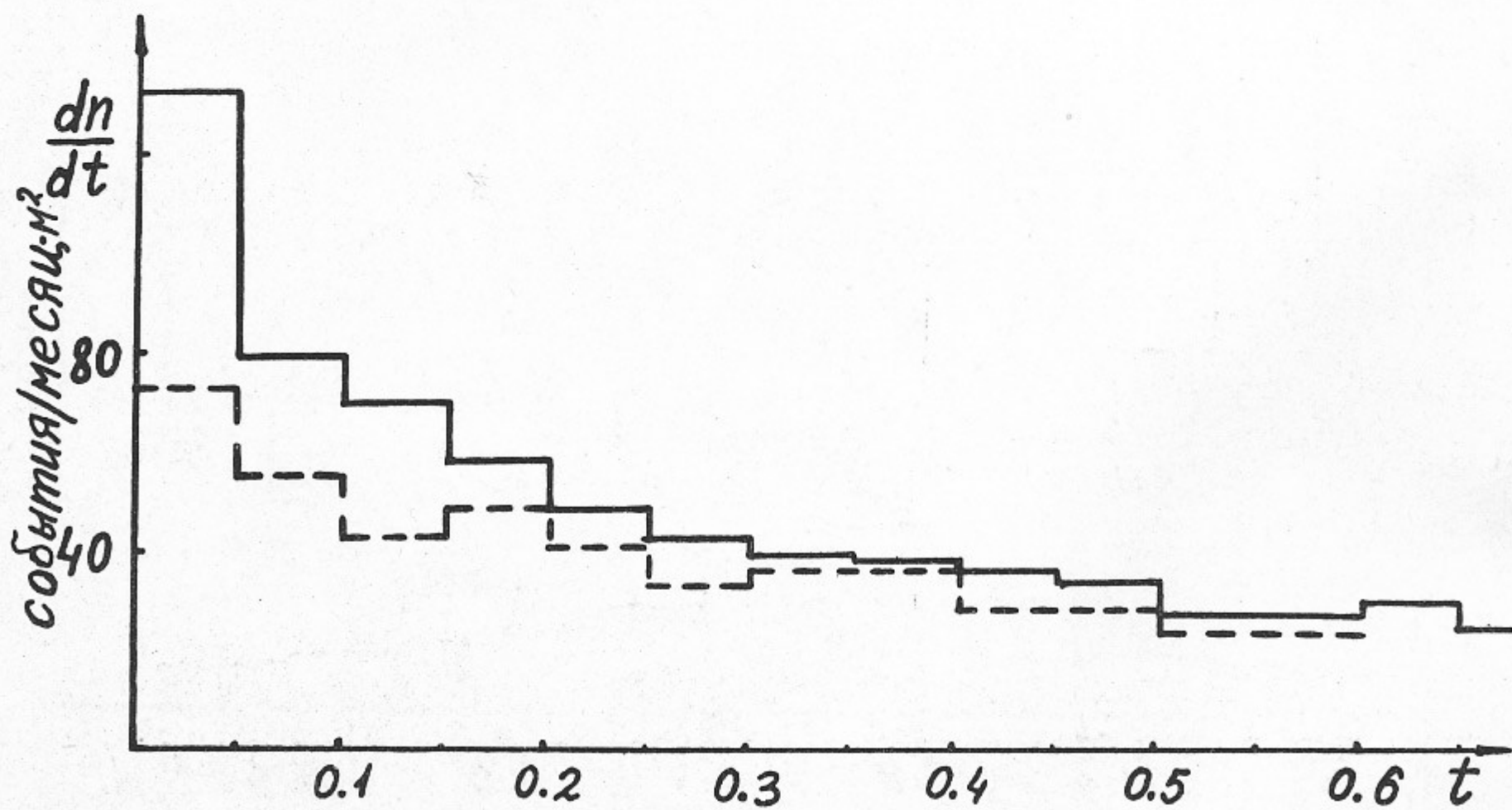


Рис.13. Влияние больших энергий на форму спектра.
 --- соответствует случаю, когда $2 \leq E \leq 100$ Гэв
 — соответствует случаю, когда $2 \leq E \leq 1000$. t — нсек.

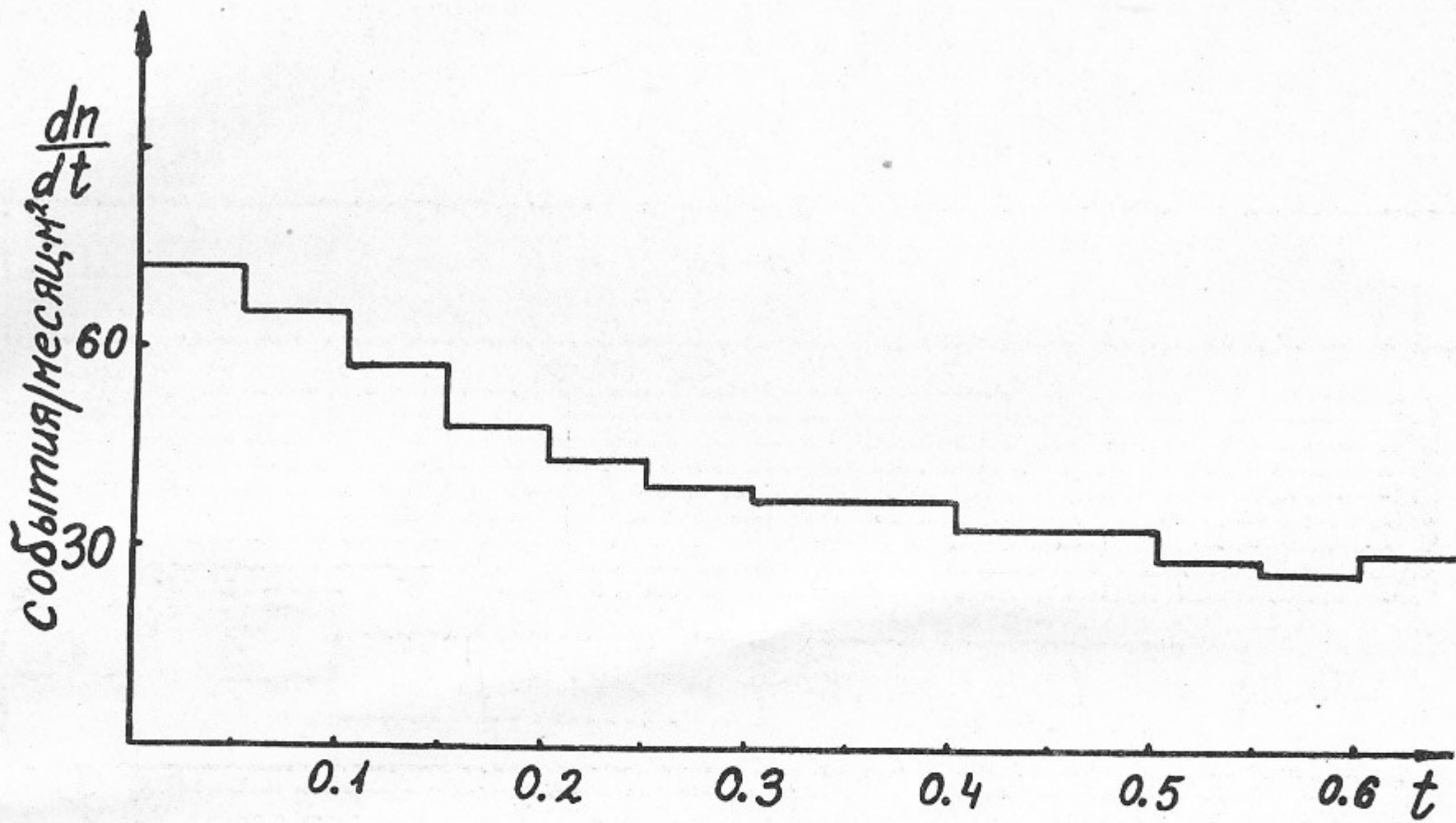


Рис.14. Распределение двойных совпадений мюонов ШАЛ по временным задержкам между ними. t - нсек

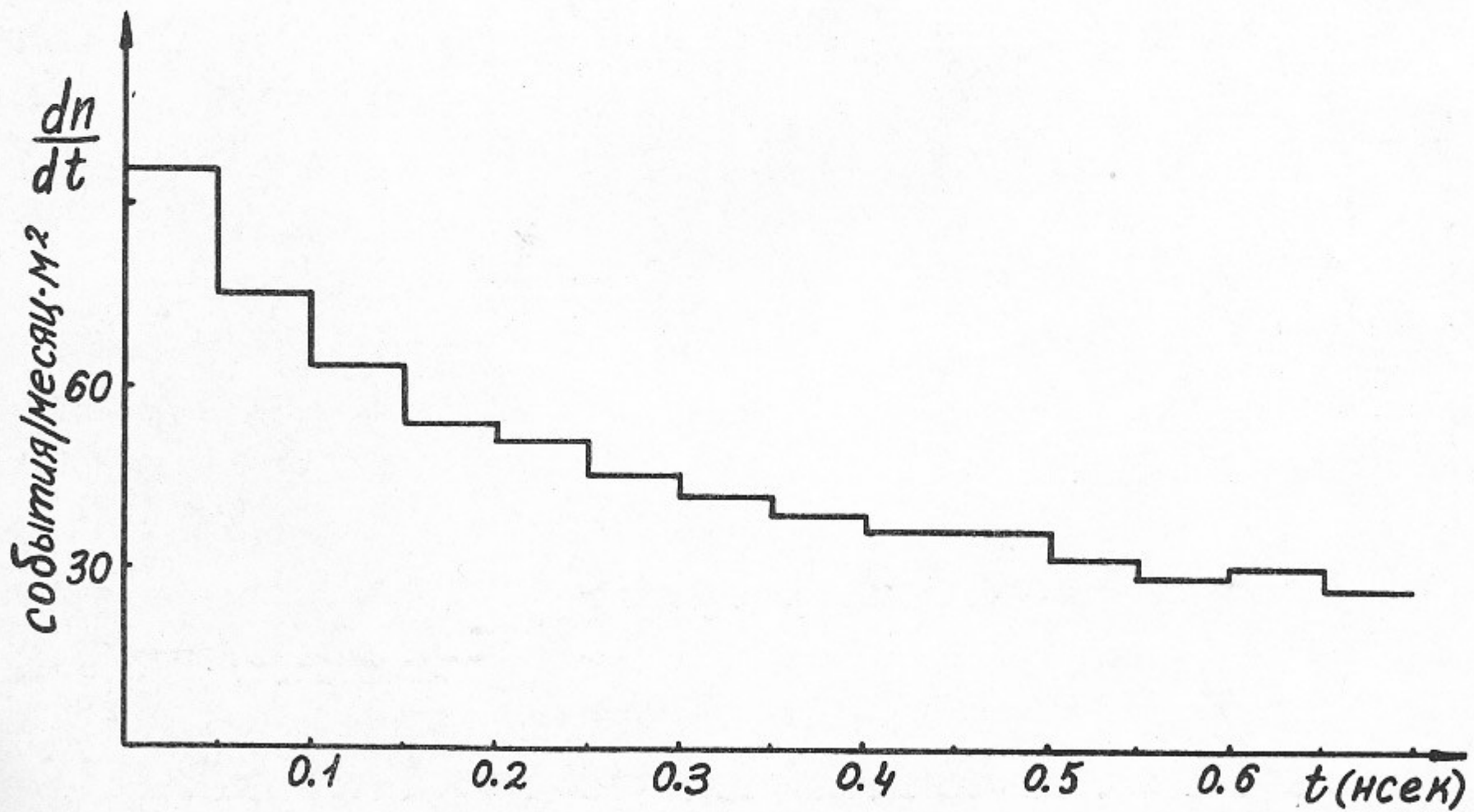


Рис.15. Влияние ливневого эффекта на форму спектра.

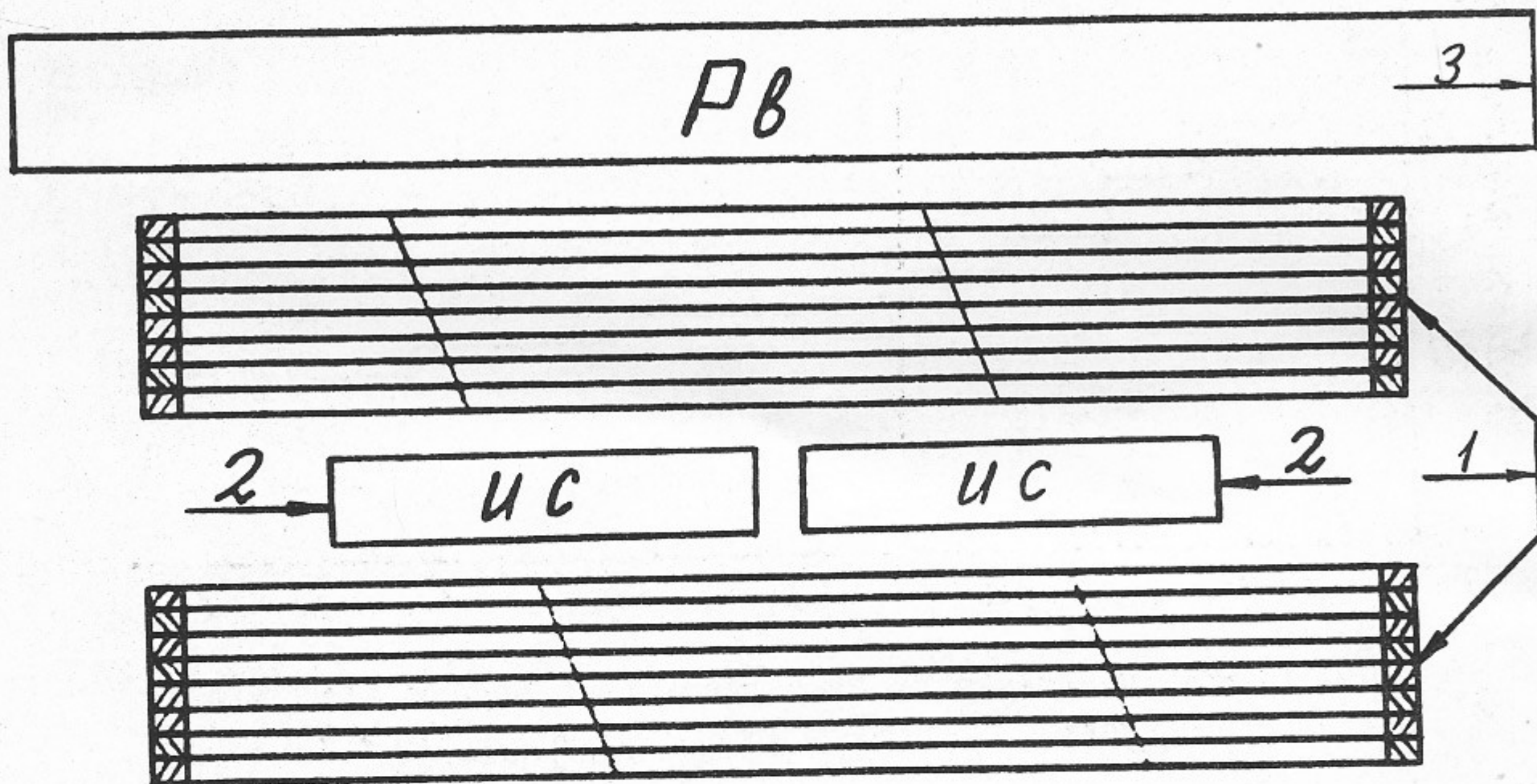


Рис.16. 1 - искровые камеры, 2 - искровые счетчики,
3 - поглощающий материал.

IX. ЛИТЕРАТУРА

1. *Cocconi et al., Rev. of Modern Phys.*, V 24, №3, 133 (1952)
2. *Antinucci et al., Lett. al Nuove Cim.*, V 6, №4, 121 (1973)
3. *Cristinson et al., Phys. Rev. Lett.*, V 25, №21, 1523 (1970)
4. Померанчук, ЖЭТФ, 25, № 8, 759 (1948)
5. Ландау, Изв. АН СССР, серия физ., V 17, 51 (1953)
6. *Kittel, CERN/D. Ph. II / Phys.* 72-49 (5.10.1972)
7. *Cho et al., Phys. Rev. Lett.*, V 31, №6, 413 (1973)
8. Ильина и др. ЯФ, 18, №1, 118 (1973)
9. *Parkhomchuck et al., Nucl. Instr. and Meth.*, V 93, №2, 269 (1971)
10. *Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays. Budapest 1969*, V 3, p. 633
11. *Proc. 11th Int. Conf. on Cosmic Rays. Budapest 1969*, V 3, p. 689
12. *15th Int. Conf. on High Energy Phys., Kiev 1970*, p. 415
13. *Feynman, Phys. Rev. Lett.*, V 23, №24, 1415 (1969)
14. *Fowler et al., Proc. Roy. Soc., A 278* (1964) 401
15. Материалы восьмой зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. V 2, стр. 38 (февраль, 1973).
16. *Morrison, CERN/D. Ph. II / Phys.* 73-42 (8.10.1973)
17. Ландау, УФН, №56, 309 (1955)
18. *Cooper et al., Phys. Rev. Lett.*, V 30, № 18 (1973)
19. *Saxruthers et al., Phys. Rev. D*, V 8, № 3, 859 (1973)
20. *Saxruthers et al., Phys. Lett.*, V 41B, № 5, 597 (1972)
21. *Büsser et al., Phys. Lett.*, V 46B, 471 (1973)
22. *Fishbane et al., Phys. Rev. Lett.*, V 31, № 11, 734 (1973)
23. *Gottfried, Ref. Th.* 1735- CERN (31.8.1973)
24. *Feinberg, Phys. Reports* 5C, № 5 (1972)
25. Бугаев и др. "Космические мюоны и нейтрино". Атомиздат, Москва, 1970
26. Хаякава "Физика космических лучей". Изд-во Мир, Москва, 1973
27. *Yang, Phys. Rev.*, V 84, № 3, 599 (1951)
28. Берман и др. СО АН СССР. Препринт ИЯФ 40-73
29. Мурзин и Сарычева. "Космические лучи и их взаимодействие", Атомиздат, Москва, 1968.
30. *12th Int. Conf. on Cosmic Rays, Novart* 1971, V 8, p. 422
31. *12th Int. Conf. on Cosmic Rays, Novart* 1971, MU -25, p. 2414
32. *Bjorken et al., Phys. Rev.*, V 184, 1345 (1968)
33. *Castagnoli et al., Nouve Cim.*, V 61B, 290 (1969)
34. Фомин, Христиансен, ЯФ, 15, № 4, 757 (1972)
35. *Alexander et al., Nouve Cim.*, V 20, N 4, 648 (1961)
36. *Laptev et al., Nucl. Instr. and Meth.* (в печати)
37. Авербух И. Ш., Дипломная работа НГУ, 1974

Ответственный за выпуск С.Н.РОДИОНОВ
Подписано к печати 10.УП.74г. № МНО8346
Усл. 1,8 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 52

Отпечатано на ротапринтере в ИЯФ СО АН СССР, ТВ