

СЗ46.6e

2-53

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

21/4-77



4570/2-77

ДІ - 10811

А.Эль-Наги

ПОИСК НОВЫХ КОРОТКОЖИВУЩИХ ЧАСТИЦ
В ФОТОЭМУЛЬСИЯХ

1977

Д1 - 10811

А.Эль-Наги*

ПОИСК НОВЫХ КОРОТКОЖИВУЩИХ ЧАСТИЦ
В ФОТОЭМУЛЬСИЯХ

* Стипендиат ОИЯИ из Каирского университета

Поиск новых короткоживущих частиц в фотоэмульсиях

Краткий обзор работ по поиску новых короткоживущих частиц с помощью метода фотоэмульсий дополняется обсуждением возможных источников фона для найденных событий.

При изучении около 14000 случаев взаимодействия протонов с импульсом 70 ГэВ/с с ядрами фотоэмульсии было зарегистрировано три события, которые могут быть интерпретированы как слабый распад новых частиц с временем жизни 10^{-14} с. Сечение генерации этих частиц равно 5 мкб.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Search for New Short-Lived Particles
in Emulsion

In the present paper we introduce a compilation of works devoted to the search of new short-lived particles with the help of photoemulsion technique. The sources of background for the reported candidates of the new particles, are discussed.

In this experiment, at investigation of about 14000 proton interactions with emulsion nuclei at 70 GeV, three events which can be interpreted as weak decay of new particles, were detected. The lifetime of these particles is $\sim 10^{-14}$ sec and their generation cross section is $\sim 5 \mu\text{b}$.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. ВВЕДЕНИЕ

Многие из известных частиц, π^{\pm} , K^{\pm} , Σ^{\pm} , Λ , были открыты с помощью метода фотоэмulsionей. В 1967 году К.Д.Толстовым^{/1/} были рассмотрены возможности поиска этим методом частиц с временем жизни $10^{-12} \div 10^{-15}$ с.

В 1971 году Нию^{/2/} обнаружил в космических лучах X-частицу с массой $1,5 \div 3,5$ ГэВ и временем жизни $\tau \sim 10^{-14}$ с, которая распадалась на заряженную частицу и π^0 -мезон. Рождение X-частиц и возможный фон при энергиях серпуховского ускорителя рассмотрены в^{/3/}. Шестнадцать кандидатов в X-частицы, приведенные в таблице, были найдены при изучении взаимодействия космических лучей с энергией ~ 10 ГэВ^{/4,5/}.

На основе этих исследований можно сделать следующие выводы:

1. Отношение числа заряженных X-частиц к нейтральным без учета экспериментальных погрешностей составляет 10 : 6.

2. Вблизи массы, предполагаемой для X-частиц, находятся события с распадом типа $X^{\pm} \rightarrow \pi^0(\eta^0) + h^{\pm}$. Если заряженная частица распадается есть K-мезон, то среднее значение массы X-частицы, вычисленное по трем событиям, равно $1,85 \pm 0,4$ ГэВ.

3. Среднее время жизни для заряженных X-частиц $\tau \sim 2 \cdot 10^{-12}$ с, а для нейтральных $\tau \sim 4 \cdot 10^{-13}$ с.

4. Вероятность генерации X-частиц приближенно соответствует одному событию на $2 \div 40$ ливней большой энергии.

В разделе 2 будет показано, что более надежным кандидатом в новые X-частицы является случай парной

Таблица

Каталог возможных новых частиц, найденных при использовании методики фотоэмульсий. x^0 означает недостающие нейтральные частицы; X - новые частицы; h^\pm - адрон; $E(x)$ - энергия видимых продуктов распада; /а/-распады неустойчивых частиц; /б/ - вторичные взаимодействия; /в/ упругое рассеяние; /г/ - прямое рождение лептонов.

Налетающая частица	$E_{inc.}$	Статист.	Число кандидатов	Вид распада	$X(x)$	ОН				Работа
						(а)	(б)	(в)	(г) и др.	
Космические лучи, $E_{inc.}$ в ТэВ	10	I	1	$X^\pm \rightarrow h^\pm + \pi^0$	4	$Z^+ \rightarrow X^+ \eta$ ~ 0.1	~0.01	} 10^{-4}		2
		I	1	$X^\pm \rightarrow h^\pm + x^0$	< 6					
	18.6	I	1	$X^\pm \rightarrow h^\pm + \pi^0$	0.11	$\Sigma^+ \rightarrow \Sigma^-$ $\downarrow \downarrow$ $\pi^+ \pi^-$	} 10^{-4}			5
		I	1	$X^\pm \rightarrow h^\pm + \eta^0$	0.33					
	20		4	$4(X^\pm \rightarrow h^\pm + x^0)$						4,5
		2	$2(X^0 \rightarrow \pi^0 + x^0)$							
		I	$X \rightarrow \gamma + X^\pm + x^0$							
20		2	$2(X^0 \rightarrow \pi^0 x^0)$	2	$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$				4,5	
25		I	$X^\pm \rightarrow h^\pm + \eta^0 + x^0$	≥ 1	$\Lambda \rightarrow X \eta \sim 0.1$					
		I	$X^0 \rightarrow \pi^0 x^0$							

протоны, $E_{inc.}$ и $E(x)$ в ГэВ	6		I	$X^0 \rightarrow X^0 X^0$	> 2	$\Lambda \rightarrow X \bar{X} \sim 0.3$	~ 0.001	$e^+ e^- ?$	4,5	
	205	36	I	$X^\pm \rightarrow h^\pm + X^0$	> 13		~ 0.6	~ 0.2	5	
		365	I	$X^0 \rightarrow h^+ + h^-$	39	$\Lambda^0 \rightarrow p^+ \bar{X}^- \sim 10^{-5}$				
	300	800 $\ell = 500 \mu$	I	$X^0 \rightarrow h^\pm e^\pm + X^0$	> 9	$K^0 \rightarrow X^\pm e^\mp \sim 10^{-3}$			I5	
	200	100, 12, 8	2	$2(X \rightarrow e + X)$	> 1				~ 0.5	I6
		137, 17, 6	3	$3(X \rightarrow h^\pm X^0)$	≥ 3			~ 1.8		I7
		319, 500 μ	I	$X^0 \rightarrow h^\pm + h^\mp$	> 8	$\Lambda^0 \rightarrow p \bar{X} \sim 0.05$	~ 0.13			
	400	660	2	$2(X^\pm \rightarrow h^\pm X^0)$		$K^\pm \rightarrow X^\pm \bar{X} \sim 10^{-3}$	~ 1.3	~ 1.2		I8
		$L = 12.7 \mu$	2	$2(X \rightarrow e + X)$	> 20				~ 0.7	
	70	100000	2	суперфрагмент	> 1				pp или ?	I9
150000		3								
70	14000 $\ell = 100 \mu$	I	$X^\pm \rightarrow X^0 + e^\pm$	> 0.4	$K^\pm \rightarrow X^\pm e^\mp \sim 10^{-3}$				20	
		I	$X^0 \rightarrow h^\pm e^\pm + \nu$	> 5	$K^0 \rightarrow X^\pm e^\mp \sim 10^{-3}$					
		I	$X \rightarrow e + X$	> 4				~ 1		
нейтр- но	< 400	I6	I	$X^\pm \rightarrow 3X^\pm + X^0$	> 2		5×10^{-3}		21	

генерации, когда видны оба продукта распада каждой X-частицы.

При парном рождении новых короткоживущих частиц вероятность любого фона будет меньше, чем в случае одиночной генерации. Непосредственно после обнаружения первого события /2/ Огава /6/ указал на возможность того, что X-частица есть новый адрон, несущий дополнительное квантовое число: p' - заряд или "чарм". Такие частицы должны рождаться попарно при сильных взаимодействиях, а распадаться на обычные адроны в течение $\tau \sim 10^{-13}$ с в результате слабых взаимодействий.

В последнее время большой интерес к возможному существованию "очарованных" частиц был вызван открытием в нейтральных взаимодействиях слабых нейтральных токов без изменения странности /7/ и открытием J/ψ -частиц /8/.

Указанием на рождение и распад очарованных частиц несколько ранее служили также следующие факты:

а/ Существование событий, в которых странная частица видна совместно с позитроном или мюоном при наблюдении взаимодействий нейтрино в пузырьковых камерах /9/. б/ Поведение сечения аннигиляции e^+e^- в системе центра масс при ~ 4 ГэВ /10/. А также пики в распределении масс $K\pi$, $K\pi\pi$ и $K\pi\pi\pi$ /11/ и масс $\Lambda\pi^- \pi^+ \pi^-$, наблюдавшихся при взаимодействии фотонов высокой энергии с ядрами Be /12/.

Свойства очарованных частиц изучались в /13,14/. Ожидается, что так же, как странные частицы, они рождаются парами в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Самая легкая из очарованных частиц распадается по каналам слабых взаимодействий на адроны,

$e\nu$ или $\mu\nu$ или же на обычные барионы и мезоны с временем жизни $\sim 10^{-14} \div 10^{-11}$ с. Этот интервал τ очень перспективен для поисков новых частиц с помощью фотоэмульсий, имеющих самое высокое пространственное разрешение, измеряемое в микронах. Однако большую трудность представляет набор достаточной статистики событий. Продолжению поиска X-частиц при облучении фотоэмульсий частицами на ускорителях способствовали теоретические /6,13,14/ и экспериментальные /7-12/ работы. В таблице

приведены все полученные данные /за исключением данных трех экспериментов /22-24/, в которых получен негативный результат/, а также оценен соответствующий фон.

2. ИСТОЧНИКИ ФОНА

Необходимо иметь в виду, что для оценки фона в экспериментах /2,4,5,18/ применялись составные камеры, в которых в качестве мишеней использовались слои ядерных фотоэмульсий, нанесенных с двух сторон на пластиковую подложку. Анализатором служил "сандвич" из свинцовых пластин и фотоэмульсионных слоев.

Камеры, использованные в опытах /15-17,19-24/, составлялись из эмульсионных слоев G5 или Вг-2. Поиск новых частиц производился с помощью одного из следующих двух методов:

1/ След вторичной частицы из звезды прослеживается до взаимодействия, распада или вылета из стойки. /В дальнейшем l будет означать среднюю длину на один след/.

2/ При большом увеличении тщательно анализируются окрестности первичной звезды на расстоянии l в пределах угла θ раствора конуса вторичных частиц в направлении вперед.

Для рассмотрения источников фона при выделении событий-кандидатов использовались следующие признаки:

1. Короткий след заряженной релятивистской частицы, распадающейся на нечетное число n заряженных релятивистских (S) частиц, а также на нейтральные частицы. При $n = 1$ наблюдается изгиб, или колено. Модами таких распадов являются $X^{\pm} \rightarrow h^{\pm} + X^{\circ}$, $X^{\pm} \rightarrow h^{\pm} + \pi^{\circ}(\eta^{\circ})$, где X - возможная новая частица, h^{\pm} - адрон, X° - нейтральные частицы.

2. Распад нейтральной частицы на коротком расстоянии на четное число заряженных S - частиц и, возможно, нейтральные частицы. В большинстве случаев $n = 2$, т.е. имеет место V - событие. Моды распада: $X^{\circ} \rightarrow h^{\pm} + h^{\mp} + X^{\circ}$; $X^{\circ} \rightarrow h^{\pm} + h^{\mp}$.

3. Наличие в продуктах распадов заряженных и нейтральных частиц или непосредственно в первичной звезде

лептонов большой энергии. Возможны следующие моды распада

$$X^{\pm} \rightarrow e^{\pm}(\mu^{\pm}) + K h^{\pm} + x^0 \quad (K = 2, 4, \dots),$$

$$X^0 \rightarrow e^{\pm}(\mu^{\pm}) + K h^{\pm} + x^0 \quad (K = 1, 3, \dots),$$

$$X \rightarrow e^{\pm}(\mu^{\pm}) + X.$$

4. Короткий черный след частицы, дающей распад с большим ≥ 2 ГэВ/ энергосодержанием. В работе /19/ предполагается распад суперфрагментов - ядер, включающих очарованную частицу.

Имеются чисто экспериментальные источники фона при поисках новых частиц, которые нами не рассматриваются. К ним относятся рассеяния и вилки от наложения пересекающихся следов, следы частиц малой энергии и взаимодействия фоновых γ -квантов.

Рассмотрим следующие источники фона:

а/ распады известных странных частиц: K, Λ, Σ и т.д.

б/ взаимодействия вторичных частиц с малой множественностью, например когерентная генерация, дифракционная диссоциация и т.д.;

в/ упругое рассеяние заряженных вторичных частиц /этот источник фона менее важен в экспериментах на ускорителях, но существенен при использовании составных камер /15-17, 19-24/ со слоями пластика, содержащего значительное количество легких ядер/.

Оценка фона в пункте а/ дается формулой

$$B(a) \approx N \cdot \frac{\sigma_a}{\sigma_{in}} \cdot \frac{l}{\gamma_c \tau_a} \cdot P(a), \quad /1/$$

где N - число взаимодействий, σ_a / σ_{in} - относительное сечение рождения фоновых частиц ($K, \Lambda, \Sigma \dots$), γ - лоренц-фактор, τ_a - время жизни, $P(a)$ - вероятность данной моды распада.

Если отсутствуют нейтральные частицы, все заряженные идентифицированы, то фон а/ может быть исключен по кинематике распада. Фон б/ выражается формулой

$$B(b) = (N \cdot \langle n \rangle \cdot \ell / \lambda_{int}) \cdot P(i), \quad /2/$$

где $\langle n \rangle$ - среднее число соответствующих вторичных частиц в первичных звездах (π, P, \dots), и если они прослеживаются в пределах определенного угла, то $\langle n \rangle$ должно относиться к этому углу. λ - средний пробег данной вторичной частицы, $P(i)$ - вероятность во взаимодействии вторичной частицы иметь звезду с множественностью i , причем все частицы должны быть релятивистскими. Для двухлучевых звезд условие капиллярности дает дополнительное ограничение на фон б/, и уравнение /2/ приобретает вид:

$$B(b) = (N \cdot \langle n \rangle \cdot \ell / \lambda_{int}) \cdot P(2) \cdot F. \quad /3/$$

Множитель F есть доля двухлучевых событий, в которых один из лучей может появиться из-за распада π^0 или η^0 . Для этих событий две частицы распада и первичная должны быть компланарны в пределах точности измерений. В работе^{/25/} при рассмотрении только дифракционной диссоциации для случая б/ было найдено, что $F = 4,4(E_1 + E_2) \theta_{cor}$, где E_1 и E_2 есть энергии частиц распада, а θ_{cor} - неточность в определении компланарности. Для общего случая двухчастичных событий множитель F немного выше найденного в^{/25/}. Если известны также и массы дочерних частиц, то в уравнение /3/ вводится дополнительное ограничение в соответствующий множитель вычисляется по инвариантному спектру масс двухлучевых событий на основе работ^{/25,26/}. Далее частица с единичным зарядом, испытывающая рассеяние на большой угол, могла рассеяться упруго. В случае составной структуры камер/сандвич/ анализ такого фона будет осложнен, если упругое рассеяние произошло не в эмульсии, когда виден след отдачи, а в слое генератора. Если частица отдачи остановится в генераторе, то упругое рассеяние можно принять за $X^\pm \rightarrow h^\pm + X^0$.

Фон $v/$ в общем виде может быть выражен как

$$B(c) \approx N \cdot \ell \cdot \lambda_{e\ell} \cdot \int_{E_{\min}}^{E_0} \frac{dn}{dE} \frac{\sigma_{e\ell}(t_{\min}, E)}{\sigma_{e\ell}} dE, \quad /4/$$

где dn/dE - энергетическое распределение в л.с. вторичных частиц, рожденных в столкновении при энергии E_0 .

Величина E_{\min} в /4/ является обрезанием по энергии, соответствующим вылету вторичных частиц под углами, большими, чем предельный.

В уравнении /4/ в действительности производится суммирование по всем ядрам, имеющимся в слое генератора.

$$\sigma_{e\ell}(t_{\min}, E) \approx \int_{(t_{\min}, E)^2}^{\infty} \frac{d\sigma}{dt} \cdot dt. \quad /5/$$

Интегралы /4/ и /5/ числены в работах [25,26]. Источником фона для событий $X^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + X^0$ является рождение электрона в столкновении или в процессе тормозного излучения.

Вероятность таких событий может быть получена из наблюдаемого отношения $e^{\pm} / \pi^{\pm} \approx 10^{-4}$ [27].

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

В качестве примера экспериментов, посвященных исследованию лептонных и полулептонных распадов новых короткоживущих частиц, рассмотрим эксперименты, проведенные в адронных пучках серпуховского ускорителя [20].

Камера из слоев эмульсии В-2 размером $10 \times 20 \times 0,06$ см³ облучалась протонами с импульсом 70 ГэВ/с вдоль по длине слоя $/20$ см/. Интенсивность пучка составляла 10^5 прот./см². /Как показывают расчеты^{*} и данные опыта, рассмотренные в приложении, интенсивность, оптимальная для поиска новых частиц, оценивается как 10^4 част./см²/.

^{*}Расчет оптимальной интенсивности предложен К.Д.Голстовым.

Для поиска событий-кандидатов был выбран следующий метод. Первичные звезды отыскивались при малом увеличении /7 x 10/ и регистрировались на специальном бланке, соответствующем координатной сетке, наложенной на слой эмульсии. После просмотра определенной площади наблюдатель осматривал окрестности этих найденных звезд при большом увеличении /15 x 60/. Поиск интересных событий производился в конусе с углом раскрытия 45° в направлении вперед и на расстоянии до 100 мкм от первичной звезды.

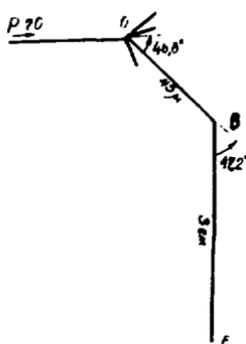
В опытах найдено 14000 первичных звезд. Получено, что в пределах статистических ошибок число вторичных взаимодействий и распадов известных частиц находится в согласии с ожидаемым. Основным признаком генерации и последующего распада новой частицы в наших опытах /20/ служило наличие лептона высокой энергии в продуктах распада вторичных частиц. Приведем описание найденных событий с оценкой возможного фона.

На рис. 1 показана микрофотография и схема первого события. Длина следа ОВ - 45 мкм, а число блобов на этой длине - 31, в то время как первичные протоны имели 35 блобов на 100 мкм следа. Угол ОВЕ равен $47,2^\circ$, а след ВЕ является по всем признакам типичным следом электрона. Действительно, происходит сильное многократное рассеяние и быстрое изменение энергии. Соотношение относительной ионизации - $0,94 \pm 0,05$ - и импульса - 116 ± 21 МэВ - также однозначно указывает на электрон. Таблица на рис. 1 дает характеристики события, возможные моды распада, эффективные массы и время жизни.

Эффективная масса вычислялась в предположении, что нейтральная компонента имеет изотропное угловое распределение в собственной системе распадающейся частицы и поперечный импульс P_{\perp} по величине равен P_{\perp} электрона и противоположен ему по направлению. Оценка фоновых событий типа $K^{\pm} \rightarrow \pi^0, e^{\pm} \nu$ составляет менее чем 10^{-3} для всех частиц из 14000 звезд.

Еще меньший вклад дают другие источники фона, такие, как δ -электроны, наложения случайных следов и т.д. На рис. 2 и 3 приведены диаграммы и характеристики двух

Рис. 1. Характеристики события №1.



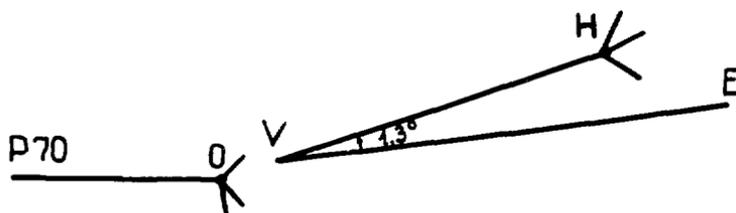
Характеристика	Трек ОВ	Трек В'1	
Угол вылета θ°	46,8	47,2	
Импульс P (МэВ/с)		368 ± 76	
Относительная ионизация J	$1,97 \pm 0,40$	$0,94 \pm 0,05$	
Длина L (см)	15×10^{-4}	3	
Модуль распада	$M^{\#}$ (ГэВ)	γ	$\tau \times 10^{-13} \text{с}$
$\pi^0 e \nu$	0,76	1,05	1,42
$K^0 e \nu$	0,98	1,04	1,44
$\Sigma^0 e \nu$	1,62	1,01	1,46

других найденных случаев. След VE является следом электрона, а VH - адрона высокой энергии. В событии 2 следы VE и VH начинаются на расстоянии 12 мкм от центра звезды, однако продолжение этих следов в обратном направлении /к звезде/ показывает их пересечение вблизи центра звезды с неопределенностью ~ 3 мкм. Следовательно, нельзя исключить, что оба следа принадлежат самой звезде. Вычисления, приведенные в табл. на рис. 2, сделаны в предположении, что мы имеем дейст-

вительный распад / V-событие/. След VH на расстоянии 1 см от центра первичной звезды дает звезду. Импульс частицы VH предполагался равным сумме измеренных импульсов релятивистских частиц в этой звезде /на длине 6 см/.

Более существенным источником фона V-событий 2 и 3 являются распады нейтрального каона: $K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu$, ожидаемое число которых $< 4 \cdot 10^{-4}$. Вероятность того, что след VE в событии 2 является одной из компонент

Рис. 2. Характеристики события №2.



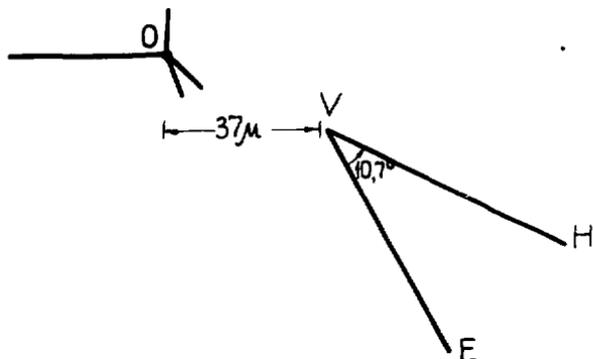
Характеристи-ка	Трек VH	Трек VE	Трек OV
θ (град.)	1,13	1,08	0,36
P (МэВ/с)	2360 ± 404	3475 ± 650	5534 ± 1054
P_T (МэВ/с)	47 ± 6	66 ± 12	150 ± 154
J^*	$1,05 \pm 0,05$	$1,01 \pm 0,05$	-
Длина L	$L \sim 1$ см $L' \sim 6$ см	~ 8 см	~ 12
Модуль распада	M^* (ГэВ/с ²)	γ	$\tau \times 10^{-14}$ сек
$K e \nu$	1,00	5,92	0,68
$K e \nu$	1,28	4,66	0,85
$P e \nu$	1,80	3,39	1,16
$\Sigma e \nu$	2,13	2,92	1,37
$\Xi e \nu$	2,30	2,73	1,46
$\Lambda e \nu$	2,78	2,33	1,72

пары Далитца, есть $< 2 \cdot 10^{-3}$ в предположении, что в фотоэмульсии виден электрон с энергией выше 10 кэВ.

Все другие источники фона гораздо меньше.

Значения эффективной массы M^* вычислялись в предположении, что нейтрино имеет изотропное угловое рас-

Рис. 3. Характеристики события №3.



Характеристика	Трек V H	Трек V E	Трек O V
θ (град.)	1,0	10,8	21,3
P (МэВ/с)	4352 ± 544	50 ± 7	4550 ± 909
P (МэВ/с)	76 ± 9	2 + 0	1653 ± 331
M^*	$1,08 \pm ,06$	$0,98 \pm 0,06$	-
Длина L (см)	~ 7 см	~ 1 см	~ 37 мкм
Модуль распада	$M^* (\text{ГэВ}/c^2)$	γ	$\tau \times 10^{-14} c$
$\pi e \nu$	0,91	4,97	2,48
$K e \nu$	1,05	4,34	2,64
$P e \nu$	1,34	3,44	3,58
$\Sigma e \nu$	1,54	3,04	4,06
$\Xi e \nu$	1,65	2,86	4,31
$\Lambda e \nu$	1,96	2,47	5,00

пределение, по которому проводилось усреднение, а именно:

$$M^* = \int_{\theta=0}^{\theta=180} M(\theta_\nu) \cdot d\Omega / 4\pi.$$

В соответствии с изложенным можно заключить, что три найденных лептонных случая нельзя объяснить как генерацию и распад известных частиц, а оценки всех других источников фона показывают их малую вероятность. Следовательно, эти три события можно идентифицировать, как лептонный или полулептонный распад новых частиц. Среднее сечение их генерации в пересчете на столкновение протона энергии 70 ГэВ с нуклоном оценено в ^{/20/} равным 5 мкб, а время жизни - 10⁻¹⁴ с.

Отметим также, что если все наблюдаемые в ^{/27/} лептоны рождались в распадах новых короткоживущих частиц / очарованных или X-частиц / с вероятностью для этой моды распада, предсказанной в работах ^{/13,14/}, то вычисленное сечение генерации меньше, чем полученное в большинстве эмульсионных экспериментов. Это, возможно, ведет к следующему заключению: или вероятность лептонных и полулептонных распадов новых частиц намного меньше, чем предсказывается в ^{/13,14/}, или некоторые описанные случаи являются ложными кандидатами в новые частицы.

Автор благодарен К.Д.Толстову, Г.С.Шабратовой, Б.П.Баннику и Дж.Саломову за ценную помощь, оказываемую на протяжении всей работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Главными факторами, определяющими начальные условия проведения эксперимента, являются интенсивность облучения фотозмульсии и выбор способа наблюдений. Более целесообразно начинать наблюдение с поиска первичной звезды, вызванной быстрым адроном, с последующим просмотром объема около этой звезды, т.к. в противном случае необходимо будет вести трудоемкие наблюдения во всем объеме эмульсии. Все операции схематично можно разбить на 3 группы: поиск первичной звезды,

осмотр ее окрестностей с целью детектирования события, которое может быть случаем генерации новой частицы и визуального отклонения его от возможного фона, все измерительные операции по расшифровке интересного случая. Обсудим эти операции с целью выбора оптимальной интенсивности облучения.

Если интенсивность первичного пучка J не превышает 10^6 ч/см², то время на поиск первичной звезды t_1 можно считать обратно пропорциональным интенсивности

$$t_1 = c_1/J. \quad /1/$$

Время на осмотр окрестности первичной звезды t_2 до некоторого предела J /существенно меньше чем 10^6 ч/см²/ можно считать пропорциональным интенсивности

$$t_2 = c_2 J. \quad /2/$$

Время t_3 на измерительные операции /пробег, ионизация, многократное рассеяние/ имеет составляющую, в первом приближении не зависящую от интенсивности пучка и определяемую характером измерений в каждой пластинке, и составляющую, пропорциональную J . Следовательно,

$$t_3 = c_0 + c_3 J. \quad /3/$$

В результате суммарное время T равно:

$$T = c_0 + \frac{c_1}{J} + (c_2 + c_3) J. \quad /4/$$

Оптимальная интенсивность J_0 определяется из условия минимума $\frac{dT}{dJ} = 0$. Откуда получим

$$J_0 = \left(\frac{c_1}{c_2 + c_3} \right)^{1/2}. \quad /5/$$

Константы c_1 и c_2 относятся к одной звезде, а констан-

та с₃ - к п средним звездам, из которых отбирается один обрабатываемый случай.

Из формулы /5/ следует, что если при некоторой интенсивности J $R = \left(\frac{c_1}{c_2 + c_3}\right)^{1/2} / J \gg 1$, то интенсивность должна быть увеличена, а если $R \ll 1$, то уменьшена. Степень 1/2 в формуле /1/ показывает, что при $R = 1$ оптимальная интенсивность J_0 меняется несильно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Толстов К.Д. ОИЯИ, 3501, стр. 32, Дубна, 1967.
2. Niu K. e.a. *Progr. Theor. Phys.*, 1971, 46, 1644;
Niu K. e.a. *Proc. 12-th Int. Cosmic Ray Conf.*,
Hobart, 1971, 7, 2922.
3. Толстов К.Д. ОИЯИ, П1-6170, Дубна, 1971.
4. а) Kuramata S. e.a. *Proc. 13-th Cosmic Ray Conf.*,
3, 2339, Denever, 1973;
б) Hoshino K. e.a. *Proc. 14-th Int. Cosmic Ray Conf.*
7, 2442, Munich, 1975.
5. а) Sugimoto H. e.a. *Progr. Theor. Phys.*, 1975, 53, 1541;
Proc. 14-th Int. Ray Conf., 7, 2427, Munich, 1975.
б) Hoshino K. e.a. *Progr. Theor. Phys.*, 1975, 53,
1859; *Proc. 14-th Int. Cosmic Ray Conf.*, 7, 2448,
Munich, 1975.
6. Hayashi T. e.a. *Prog. Theor. Phys.*, 1972, 47, 280 and
1998.
7. Hasert F.J. e.a. *Phys. Lett.*, 1973, 46B, 138.
8. Aubert J.J. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, 33, 1404;
Augustin J.E. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, 33, 1406;
Abrams G.S. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1974, 33, 1453.
9. Blietschau J. e.a. *Phys. Lett.*, 1976, 60B, 207;
J. Von Krogh e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 36, 1910.
10. Siegrist J. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 36, 700.
11. Goldhaber G. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 37, 255;
Peruzzi I. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 37, 569.
12. Knapp B. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 37, 882.
13. De Rujula A. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1975, 34, 46;
De Rujula A. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1975, 34, 365;
Borchardt S. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1975, 34, 38 and
236;
Eichten E. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1975, 34, 369.

14. Snow G. *Nucl. Phys.*, 1973, B55, 455;
Gaillard M.K. e.a. *FNAL Report No. Lab.-Pub-74/86-THY*, 1974.
15. Jain P.L. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1975, 34, 1238.
16. Комар А.А. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1975, 21, 518.
17. Tretyakova M.I. e.a. *Proc. 18-th Int. Conf. of High Energy Phys.*, Tbilisi, 243/N1.
18. Fuchi H. e.a. *Proc. 18-th Int. Conf. of High Energy Phys.*, Tbilisi, 368/N1.
19. Batusov Yu.A. e.a. *JINR, E1-10069, Dubna*, 1976.
20. Bannik B.P. e.a. *Proc. of European Conf. on Particle Phys.*, Budapest, Hungary, 4-9 July, 1977.
21. Burhop E.H.S. e.a. *Phys.Lett.*, 1976, 65B, 299.
22. Yock P.C.M. e.a. *Lett.Nuovo Cim.*, 1977, 18, 554.
23. Coremans-Bertrand J.G. e.a. *Phys.Lett.*, 1976, 65B, 480.
24. Bozzoli W. e.a. *Lett.Nuovo Cim.*, 1977, 19, 32.
25. Gaisser T.K. e.a. *Phys.Rev.*, 1976, D14, 3153.
26. Glauber R.J. e.a. *Nucl.Phys.*, 1970, B21, 135.
27. Lederman L. *Proc. of the Int. Symp. on Lepton and Photon Int. at High Energies, Stanford*, 165, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июля 1977 года.