

С 340
X-303

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 5220

М.С. Хвастунов

ИССЛЕДОВАНИЕ

ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ РАСПАДОВ ρ^0 И ϕ -МЕЗОНОВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

М.С. Хвастунов

ИССЛЕДОВАНИЕ

ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ РАСПАДОВ ρ^0 И ϕ -МЕЗОНОВ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

М.Н. Хачатурян

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник

М.И. Адамович

кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник

Р.Я. Зулькарнеев

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Физический институт Академии наук СССР им. П.Н. Лебедева.

Автореферат разослан " " 1970 года

Защита диссертации состоится " " 1970 го-

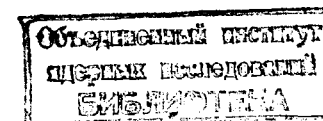
да на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий.

Адрес: г. Дубна, Московской области, конференц-зал ЛВЭ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

С.В. Мухин



Согласно гипотезе Сакураи ^{/2/} (см. также ^{/1/}), векторные мезоны ρ , ω и ϕ занимают в физике адронов положение, аналогичное положению фотона в электродинамике. Предполагается, что взаимодействия ρ -, ω -, ϕ -мезонов с адронами фундаментальны и сильные взаимодействия адронов являются проявлением этих трех фундаментальных взаимодействий.

С другой стороны, ρ^0 -, ω - и ϕ -мезоны важны для понимания электромагнитной структуры нуклона (Намбу, ^{/3/} Фрэнклер и Фулко ^{/4/}). Квантовые числа этих мезонов ($C=-1, P=-1, I=1$) совпадают с квантовыми числами фотона, поэтому возможен прямой виртуальный переход векторных мезонов ρ^0 , ω и ϕ в фотоны и наоборот. Фотоны должны взаимодействовать с нуклоном согласно диаграмме, изображенной на рис. 1. Наиболее прямым следствием виртуального перехода $V \rightarrow \gamma$ ($V = \rho^0, \omega, \phi$) является распад векторного мезона на электронно-позитронную (или мюонную) пару или образование векторных мезонов при столкновении электрон-позитрон (на встречных пучках).

В связи с изложенным вполне естественной кажется гипотеза о преобладающей роли ρ^0 -, ω - и ϕ -мезонов в электромагнитных взаимодействиях адронов (так называемая модель векторной доминантности (Гелл-Манн и Захариясен ^{/5/}, Н. Кролл, Т. Ли, Б. Зумино ^{/6/}). Согласно этой модели, взаимодействие фотона с любым адроном происходит посредством виртуального перехода фотона в векторный мезон V ($V = \rho^0, \omega, \phi$). Константа связи $g_{\gamma V}$ векторного мезона V с фотоном имеет важное значение для понимания целого ряда явлений: электромагнитных

формфакторов нуклонов и псевдоскалярных мезонов, радиационных распадов мезонов и т.д. Наиболее прямой способ определения константы связи $g_{V\gamma}$ основан на измерении вероятности процесса $V \rightarrow e^+e^-$.

Данная диссертация посвящена экспериментальному исследованию электрон-позитронных распадов ρ^0 - и ϕ -мезонов, генерированных в реакции $\pi^-p \rightarrow \rho^0(\phi)p$ при $p_{\pi^-} = 4$ Гэв/с.

В диссертации можно условно выделить три части: 1) работы по кинематике резонансов, 2) математическое обеспечение и методика эксперимента и 3) методика обработки и результаты исследования распадов $\rho^0(\phi) \rightarrow e^+e^-$. Первые две части имеют в основном методический характер, и их разработка была инициирована необходимостью решения ряда вопросов, возникающих при изучении электромагнитных распадов резонансов.

В первой главе излагаются работы по кинематике резонансов.

Если угол разлета распадных частиц 1 и 2 (частицы 1 и 2 - $\gamma\gamma, e^+e^-, \mu^+\mu^-, p\gamma, pp$) измеряется с более высокой точностью, чем энергия E_1, E_2 этих частиц, то относительная ошибка определения лоренц-фактора $\gamma = E/m$ распадающегося резонанса может быть в несколько раз меньше относительной ошибки массы

$$m = [(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2]^{1/2} \quad (1)$$

резонанса X /21/. Эффект улучшения точности особенно заметен в случае, когда распадное угловое распределение описывается выражением

$$W(\theta^*) \approx \sin^n \theta^* \quad (n \geq 1),$$

где $\theta^* = (\vec{p}_x, \vec{p}_1^*)$ и \vec{p}_x - импульс резонанса в лабораторной системе, \vec{p}_1^* - импульс одной из распадных частиц в системе покоя резонанса.

Если резонанс X рождается в двухчастичной реакции, например $\pi^-p \rightarrow XN$ (N - нейтрон или более тяжелый барион), то лоренц-фактор резонанса X в системе центра масс (π^-p) закреплен в той же мере, в какой закреплен импульс падающего π^- -мезона. Каждому значению массы бариона N соответствует свое значение лоренц-фактора γ резонанса X , и по спектрам γ можно разделять реакции $\pi^-p \rightarrow XN$ (нейтрон) и $\pi^-p \rightarrow XN(1236)$ и т.д. Если установлена масса бариона N , то можно вычислить массу резонанса X по формуле

$$m' = E_0 \gamma^* - \sqrt{E_0^2 (\gamma^{*2} - 1) + m_N^2}, \quad (2)$$

где E_0 - полная энергия в системе центра масс (π^-p), γ^* - лоренц-фактор резонанса X в этой системе. В формуле (2) учитывается вся известная информация о рождении и распаде резонанса (энергия и масса падающей частицы, масса частицы - мишени, энергии и углы вылета распадных частиц и более высокое разрешение для лоренц-фактора). Поэтому разрешение по массе m' может быть в несколько раз выше, чем разрешение по массе m .

Использование лоренц-фактора оказывается полезным также в случае трехчастичного распада /22/.

Для восстановления массы узкого резонанса, родившегося в двухчастичной реакции, например, $\pi^-p \rightarrow Xn, X \rightarrow \gamma\gamma, e^+e^-$ и при $p_{\pi^-} \approx \text{const}$, достаточно знать углы вылета распадных частиц и энергию E' одной из этих частиц /23/:

$$m'' = E' \cdot f(\theta, \theta_m), \quad (3)$$

где $f(\theta, \theta_m)$ - известная функция угла разлета θ и минимального угла разлета θ_m распадных частиц. Угол θ_m может быть определен из распределения по углу разлета θ . Если распадное угловое распределение описывается выражением

$$W(\theta^*) \approx \cos^n \theta^* \quad (n \geq 1), \quad \text{то разрешение по массе } m''$$

может быть более высоким, чем разрешение по массе m' .

Функция плотности вероятности $w(\theta, \beta)$ для угла разлета θ фотонов от распада на 2γ бесспиновой частицы X при замене переменных $\theta \rightarrow \xi = \sin(\theta/2)/\sin(\theta_m/2)$ преобразуется к виду $w(\xi, \gamma) \approx w(\xi)$, практически не зависящему (при больших энергиях) от скорости β (лоренц-фактора γ) частицы X . Используя функцию $w(\xi, \gamma)$, можно легко получить функции плотности вероятности и функции распределения для основных параметров, характеризующих распад $X \rightarrow \gamma\gamma$ /24/.

Энергия резонанса X , родившегося в двухчастичной реакции, например, $\pi^- p \rightarrow X n$, $X \rightarrow 1 + 2$, определяется в основном углом вылета $\theta_x = (\vec{p}_\pi, \vec{p}_x)$ этого резонанса и слабо зависит от массы резонанса X . Угол разлета распадных частиц 1 и 2 зависит от массы резонанса X : $\sin(\theta/2) = \xi \sin(\theta_m/2) = \xi \cdot m/E$. Как видно из последнего выражения, наличие заметной ширины у резонанса X приведет к дополнительному размытию распределения по углу разлета θ . При идентификации резонанса X это размытие можно учесть, увеличив ошибку измерения угла θ на соответствующую величину.

Во второй главе обсуждаются некоторые особенности экспериментальной установки, состоящей из двух идентичных каналов, включающих искровые камеры с веществом и ливневые черенковские спектрометры (см. рис. 2). Такая установка была предложена М.Н. Хачатуряном, М.А. Азимовым и В.С. Пантуевым. Установка имеет явные преимущества перед пузырьковыми камерами и ливневыми искровыми камерами при изучении электромагнитных распадов резонансов. Это прежде всего

- 1) высокая селективность к электромагнитным процессам, основанная на высоком "подавлении" тяжелых частиц (μ^\pm , π^\pm и т.д.) с помощью ливневых черенковских спектрометров при $\approx 100\%$ -й эффективности к ливневым частицам (γ , e^\pm);
- 2) возможность автоматизации эксперимента и ряд других преимуществ. При этом в некоторой мере сохраняется ряд полезных свойств, характерных для пузырьковых камер: 1) регистрация

нескольких мод распада резонансов одновременно; 2) сравнительно широкий регистрируемый интервал масс исследуемых резонансов и другие свойства. Некоторые из сопутствующих процессов (например, $\pi^- p \rightarrow \eta n$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$) могут быть использованы для выявления возможных систематических ошибок измерения энергий (см. формулу (3)).

В третьей главе описана аппаратура, применявшаяся в эксперименте (см. рис. 2). Искровые камеры фотографировались только в тех случаях, когда энерговыделения в спектрометрах превышали пороговые значения $E_1^\pi = E_2^\pi$ и суммарное энерговыделение превышало порог $(E_1 + E_2)^\pi$. Разрешение спектрометров по энергии хорошо описывается выражением $R = C\sqrt{E}$, где константа $C \approx 12$ Мэв^{1/2} в области энергий $E = (1000 + 4000)$ Мэв. Угловая точность равна $\pm 0,6^\circ$ и ограничена в основном многократным кулоновским рассеянием частиц в веществе искровых камер. Оптическая система фотографирования искровых камер и сами камеры вносили погрешность в измерения углов, не превышающую $\pm 0,2^\circ$ /25/. Установка калибровалась по двухфотонным распадам η -мезонов, генерированных в реакции $\pi^- p \rightarrow \eta n$ при $p_{\pi^-} = 4$ Гэв/с /26/. Разрешение по массе удовлетворительно согласуется с точностью измерений углов и энергий, и полученное значение сечения рождения η -мезона в пределах ошибок согласуется с данными, полученными другими авторами.

В четвертой главе кратко обсуждаются процедуры просмотра и измерений фотоснимков с искровых камер и программы 1) геометрической реконструкции событий в искровых камерах, 2) вычисления кинематических параметров, 3) идентификации канала реакции, а также другие программы обработки экспериментальных данных на вычислительных машинах.

В пятой главе подробно излагаются методика и результаты исследования электрон-позитронных распадов ρ^0 - и ϕ -мезонов. Весь экспериментальный материал был получен в двух сериях облучений. В первой серии угол 2α между ося-

ми каналов установки был равен: $2\alpha = 26^\circ$, а во второй - $2\alpha = 29^\circ$. Общее число π^- -мезонов, пропущенных через жидководородную мишень, составило $\approx 6 \cdot 10^9$. При трехкратном просмотре снимков с искровых камер было отобрано 334 события, когда в обоих каналах установки были зарегистрированы заряженные частицы. Допускалось также присутствие других частиц.

С целью выделить совокупность событий, максимально обогащенную случаями реакций $\pi^- p \rightarrow \rho^0(\phi) p$, $\rho^0(\phi) \rightarrow e^+e^-$, к отобраным событиям применялись следующие критерии отбора:

1) только два трека заряженных частиц (по одной частице в каждом канале) при продолжении из искровых камер назад в мишень "пересекаются" в точке, находящейся в пределах рабочей области мишени;

2) треки заряженных частиц должны попадать в рабочие области спектрометров;

3) энергии заряженных частиц должны удовлетворять условиям: $E_{1,2} \geq 1,0$ Гэв и $3,5$ Гэв $\leq E_1 + E_2 \leq 4,8$ Гэв;

4) углы разлета заряженных частиц должны быть не менее 19° ;

5) кандидаты в $\rho^0(\phi)$ -мезонные события должны удовлетворять кинематике реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0(\phi) p$, $\rho^0(\phi) \rightarrow e^+e^-$ при $p_{\pi^-} = 4$ Гэв/с (χ^2 - квадрат для двух степеней свободы не превышает 6).

В результате применения первых четырех критериев отбора число событий сократилось до 40, и после применения пятого критерия осталось 39 событий.

В табл. 1 приведены оценки фона и числа идентифицированных событий (эффект). Ошибки оценок фона не превышают $\pm 25\%$. Необходимо отметить, что исходные числа (4+2) событий в интервале масс от 975 до 1075 Мэв, содержащем 95% ϕ -мезонных событий, незначительно отличаются от чисел (3,0+1,5) идентифицированных ϕ -мезонных событий (см. рис. 3). Вероятность имитации ϕ -мезонных событий фоном равна: 1) 0,41% - в пред-

Таблица 1
Фон и эффект

	1-я серия		2-я серия	
	ρ^0	ϕ	ρ^0	ϕ
Суммарный фон	1,45	1,00	0,15	0,50
Эффект	17,6	3,00	13,8	1,5

положении, что в интервале масс от 875 Мэв до 1175 Мэв нет резонансов, распадающихся на электрон и позитрон, и 2) 0,12% - если учесть, что ϕ -мезон может распадаться на (e^+e^-) -пару.

На рис. 3 представлено распределение по массе m' для 94 событий, удовлетворяющих первым двум критериям отбора (см. пояснения к рисунку). Разрешение по массе m' выше разрешения по массе m (см. формулы (1) и (2)) в $\approx 1,6$ раза для $m = 770$ Мэв и в ≈ 2 раза для $m = 1020$ Мэв. Примесь ω -мезонных событий не превышает 8%. Среднее значение массы для ρ -мезонных событий равно: $m'_\rho = (769 \pm 12)$ Мэв, и естественная ширина ρ -мезона равна: $\Gamma_\rho = (120 \pm 20)$ Мэв. Среднее значение массы для ϕ -мезонных событий равно:

$$m'_\phi = (1012 \pm 18) \text{ Мэв.}$$

В эксперименте определялись произведения относительных вероятностей распадов $\rho^0(\phi) \rightarrow e^+e^-$ на полные сечения рождения $\rho^0(\phi)$ -мезонов в реакции $\pi^- p \rightarrow \rho^0(\phi) p$ при $p_{\pi^-} = 4$ Гэв/с. Если воспользоваться известными сечениями рождения ρ^0 -мезонов ^{/27/} и ϕ -мезонов ^{/28/} в указанной реакции, то для относительных вероятностей распадов $\rho^0(\phi) \rightarrow e^+e^-$, констант связи и углов ($\omega - \phi$)-смешивания ^{x/} получим значения:

$$\frac{\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\rho^0 \rightarrow \text{all})} = (4,4 \pm 1,2) \cdot 10^{-5}; \quad \frac{\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\phi \rightarrow \text{all})} = (\% \begin{matrix} +120 \\ -70 \end{matrix}) \cdot 10^{-5};$$

^{x/} Оценка углов смешивания выполнена с привлечением данных работы ^{/29/}.

$$g_{\rho}^2 / 4\pi = 2,6 \pm 0,6 ; \quad g_{\phi}^2 / 4\pi = 5,2 \begin{matrix} +12,9 \\ -2,9 \end{matrix}$$

$$\theta_{\gamma} = 30,8^{\circ} \begin{matrix} +17,5 \\ -9,1 \end{matrix} ; \quad \theta_N = 19,4^{\circ} \begin{matrix} +13,2 \\ -6,1 \end{matrix}$$

В табл. 2 и 3 представлены результаты основных работ по распадам $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ и $\phi \rightarrow e^+e^-$.

Таблица 2

Относительная вероятность распада $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$

Реакция генерации	$\frac{\Gamma(\rho^0 \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\rho^0 \rightarrow \text{all})} \cdot 10^5$	Лаборатория
$\pi^- p \rightarrow \rho^0 n, \rho^0 \rightarrow e^+e^-$	$5,0 \begin{matrix} +6,0 \\ -3,0 \end{matrix}$	Brookhaven /7/
$\pi^- p \rightarrow \rho^0 n, \rho^0 \rightarrow e^+e^-$	$4,4 \pm 1,2$	Дубна /8,9/
$\gamma C \rightarrow \rho^0 C, \rho^0 \rightarrow e^+e^-$	$6,5 \pm 1,4$	DESY /10/
$e^+e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$5,0 \pm 1,0$	Новосибирск /11/
$e^+e^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	$6,63 \pm 0,85$	Orsay /12/

Таблица 3

Относительная вероятность распада $\phi \rightarrow e^+e^-$

Реакция генерации	$\frac{\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma(\phi \rightarrow \text{all})} \cdot 10^5$	Лаборатория
$\pi^- p \rightarrow \phi n, \phi \rightarrow e^+e^-$	$96 \begin{matrix} +120 \\ -70 \end{matrix}$	Дубна /8,9/
$\pi^- p \rightarrow \phi n, \phi \rightarrow e^+e^-$	61 ± 26	Nimrod /13/
$\pi^- p \rightarrow \phi n, \phi \rightarrow e^+e^-$	72 ± 39	CERN /14/
$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$	$39,6 \pm 6,2$	Orsay /15/
$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$	34 ± 4	Новосибирск /16/

Ссылки приведены в хронологическом порядке. Как видно из приведенных выше таблиц, первые надежные измерения относительной вероятности распада $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ были выполнены в наших работах /8,9/, и в этих же работах впервые был наблюден распад $\phi \rightarrow e^+e^-$ и оценена относительная вероятность этого распада.

Перечислим основные результаты диссертации.

1. Доказано существование распадов $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ и $\phi \rightarrow e^+e^-$. Определены относительные вероятности распадов $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$, $\phi \rightarrow e^+e^-$ и константы связи $g_{\rho}^2 / 4\pi$ и $g_{\phi}^2 / 4\pi$.

2. Впервые по распадам $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$ измерена средняя масса и ширина ρ^0 -мезона.

3. Получены оценки углов $(\omega - \phi)$ -смешивания.

Кроме того, в процессе выполнения данной работы был получен ряд методических результатов. Перечислим основные из них.

1. Предложен способ идентификации резонансов с использованием лоренц-фактора.

2. Получена формула для восстановления массы узкого резонанса, рождающегося в двухчастичной реакции и распадающегося на две легкие частицы. Формулу можно применять в случае, когда известны углы вылета распадных частиц и энергия одной из этих частиц.

3. Предложена процедура идентификации канала двухчастичной реакции, когда распадающийся на две частицы резонанс имеет большую ширину.

4. Предложено два способа коррекции измерений энергии фотонов и электронов с помощью ливневых черенковских спектрометров.

5. Разработана процедура восстановления направления фотона в искровой камере с веществом.

6. Произведен расчет и выполнена юстировка двух идентичных оптических систем для фотографирования искровых камер.

7. Разработана система формул для восстановления пространственной картины многочастичных событий в искровых камерах, для вычисления кинематических параметров и идентификации событий. На основе этих формул создан комплекс программ обработки экспериментальных данных на вычислительных машинах.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /8,9,21+26/, а также докладывались на международных конференциях по физике высоких энергий в Беркли /17/ и в Вене /18/ и на международных конференциях по электромагнитным взаимодействиям в Дубне /19/ и в Стенфорде /20/.

Л и т е р а т у р а

1. C.N. Yang, R.L. Mills. Phys.Rev., 96, 191 (1954).
2. J.J. Sakurai. Ann. of Phys., 11, 1 (1960).
3. Y. Nambu. Phys.Rev., 106, 1366 (1957).
4. W.R. Frazer, I.R. Fulco. Phys.Rev., 117, 1609 (1960).
5. M. Gell-Mann, F. Zachariasen. Phys.Rev., 124, 953(1961).
6. N.M. Kroll, T.D. Lee, B. Zumino. Phys.Rev., 157, 1376 (1967).
7. R.A. Zdanis, L. Madansky, R.W. Kraemer et al. Phys. Rev. Lett., 14, 721 (1965).
8. 1) M.A. Azimov, A.M. Baldin et al., Preprint, E1-3148, Dubna, 1967;
- 2) M.A. Азимов, А.М. Балдин и др. ЯФ, 6, 515 (1967);
- 3) M.N. Khachatryan, M.A. Azimov, A.M. Baldin et al. Phys.Lett., 24B, 349 (1967).
9. R.G. Astvachurov, M.A. Azimov, A.M. Baldin et al. Preprint, E1-3770, Dubna, 1968; Phys.Lett., 27B, 45(1968).
10. J.G. Asbury, U. Becker et al. Phys.Rev.Lett., 19, 869 (1967).

11. 1) V.L. Auslender, G.I. Budker et al. Phys.Lett., 25B, 433 (1967);
- 2) В.Л. Ауслендер, Г.И. Будкер и др. ЯФ, 9, 114 (1969).
12. 1) J.E. Augustin, J.C. Bizot et al. Phys.Rev.Lett., 20, 126 (1968);
- 2) J.E. Augustin, J.C. Bizot et al. Phys. Lett., 28B, 508 (1969).
13. D.M. Binnie, A. Duane et al. Phys.Lett., 27B, 106 (1968).
14. D. Bollini, A. Buhler-Broglin et al. Nuovo Cim., 56A, 1173 (1968).
15. J.E. Augustin, J.C. Bizot et al. Phys.Lett., 28B, 517 (1969).
16. В.Е. Балакин, Г.И. Будкер и др. Труды Международного семинара "Векторные мезоны и электромагнитные взаимодействия", Дубна, 1969, стр. 479-487.
17. Труды 13-ой Международной конференции по физике высоких энергий, Беркли, 1966.
18. Труды 14-ой Международной конференции по физике высоких энергий, Вена, 1968.
19. Труды Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям, Дубна, 1967.
20. Труды Международного симпозиума по взаимодействиям электронов и фотонов при высоких энергиях. Стенфорд, 1967.
21. Г.И. Копылов, М.С. Хвастунов. Препринт ОИЯИ, P1-3164, 1967; ЯФ, 6, 780 (1967).
22. M.S. Khvastunov, G.I. Kopylov. Phys.Lett., 27B, 653(1968).
23. М.С. Хвастунов. Сообщение ОИЯИ, 1-4780, Дубна, 1969.
24. М.С. Хвастунов. Сообщение ОИЯИ, 1-4475, Дубна, 1969.
25. А.Т. Магюшин, В.Т. Магюшин и др. Препринт ОИЯИ, 13-3220, Дубна, 1967; ПТЭ, 2, 51 (1968).
26. M.A. Azimov, A.S. Belousov et al. Preprint, E13-2971, Dubna, 1966; Nucl. Instr. and Meth., 51, 309 (1967).

27. R.L. Eisner, P.B. Johnson et al. Phys.Rev., 164,
1699 (1967).
28. R.I. Hess, O.I. Dahl et al. Phys.Rev. Lett., 17,
1109 (1966).
29. J.E. Augustin, D. Benaksas et al. Phys.Lett., 28B,
513 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 июля 1970 года.

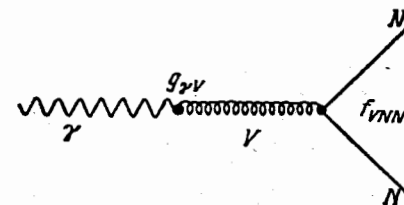


Рис. 1. Диаграмма, соответствующая взаимодействию фотона с нуклоном посредством векторного мезона.

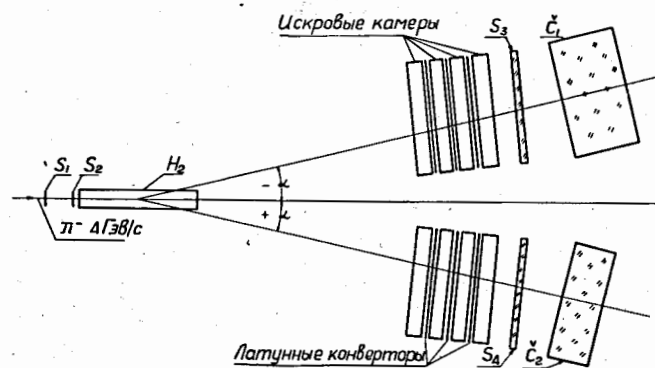


Рис. 2. Общая схема эксперимента.

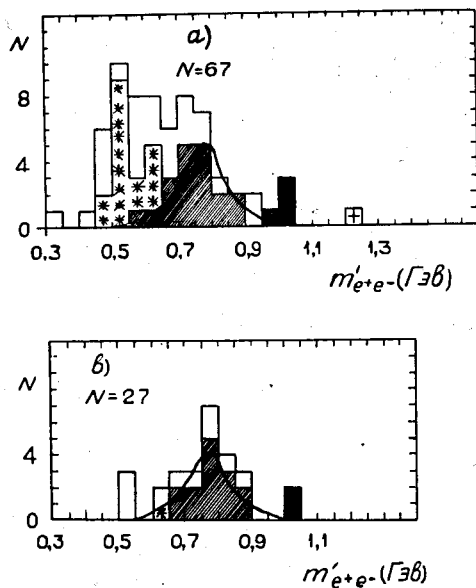


Рис. 3. Распределения по эффективной массе (см. формулу (2)) электрон-позитронных пар для событий первой (а) и второй (б) серий облучений. В гистограммах представлены все события, удовлетворяющие первым двум критериям отбора. События, показанные в виде зачерненных квадратов, — это события, идентифицированные как случаи реакции $\pi^-p \rightarrow \phi p$, $\phi \rightarrow e^+e^-$. Заштрихованные события идентифицированы как случаи реакции $\pi^-p \rightarrow \rho^0 p$, $\rho^0 \rightarrow e^+e^-$. События, помеченные звездочкой, — это события, удовлетворяющие третьему критерию отбора, но не прошедшие по другим критериям. Остальные события не проходят по третьему критерию отбора.