

ИССЛЕДОВАНИЕ ρ -МЕЗОННОГО РЕЗОНАНСА НА ВСТРЕЧНЫХ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКАХ

В. Л. АУСЛЕНДЕР, Г. И. БУДКЕР, Е. В. ПАХТУСОВА, Ю. Н. ПЕСТОВ,
В. А. СИДОРОВ, А. Н. СКРИНСКИЙ, А. Г. ХАБАХПАШЕВ

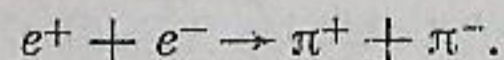
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

(Поступила в редакцию 26 августа 1968 г.)

Проведен детальный анализ экспериментальных данных по измерению сечения рождения пар π -мезонов на встречных электрон-позитронных пучках в районе ρ -резонанса. Особое внимание было уделено вопросу объективного разделения событий рассеяния электрона и позитрона и образования пары π -мезонов. Получены параметры ρ -резонанса $m = 754 \pm 9$ Мэв, $\Gamma = 105 \pm 20$ Мэв и максимальное сечение аннигиляции электрона и позитрона в π -мезонную пару $\sigma_0 = 1,3 \pm 0,2$ мкбн, что соответствует относительной вероятности лептонного распада ρ -мезона $B = (5,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$ и его константе связи $\sqrt{g^2/4\pi} = 0,64 \pm 0,11$.

При аннигиляции электрона и позитрона в однофотонном канале должны проявляться состояния с квантовыми числами фотона (барьонное число 0, странность 0, спин 1, четность отрицательна). Такими свойствами обладают векторные мезоны ρ , ω и ϕ , энергия которых (760, 780 и 1020 Мэв) доступна как для новосибирской установки [1, 2] на встречных электрон-позитронных пучках ВЭПП-2, так и для французского накопителя в Орсе [3]. При планировании экспериментов со встречными электрон-позитронными пучками [4, 4, 5] изучение процессов с участием векторных мезонов рассматривалось в качестве одной из первых задач.

В настоящей работе, предварительные результаты которой опубликованы [6], приведено изучение ρ -мезонного резонанса, проявляющегося в кривой возбуждения реакции



Работа проведена на установке ВЭПП-2. Накопитель установки представляет собой слабофокусирующий рейстрек с четырьмя одинаковыми прямолинейными промежутками. Радиус кривизны равновесной орбиты — 150 см, длина прямолинейного промежутка — 60 см. Два промежутка служат для инжекции электронов и позитронов, в третьем расположен ВЧ-резонатор; промежуток, противоположный резонаторному, используется для проведения экспериментов.

В качестве ускорителя-инжектора служит специальный синхротрон Б-3М. Ток выведенного из синхротрона пучка в импульсе длительностью меньше 20 нсек достигает 500 ма (больше $6 \cdot 10^{10}$ частиц). В режиме накопления позитронов электроны с энергией 250 Мэв попадают на вольфрамовую мишень конвертора. В накопитель захватываются позитроны с энергией около 120 Мэв. Эффективный коэффициент конверсии составляет 10^{-4} .

После накопления позитронов и электронов их энергия поднимается до величины, выбранной для эксперимента, и включается система искровых камер. Весь цикл измерений длится около 2 час. Треть этого време-

ни тратится на накопление позитронов и электронов. Начальный ток позитронов в среднем по качеству цикла измерений составляет 20 ма, электронов — 50 ма. Время жизни частиц в накопителе — более 3000 сек. Настройка оптимальных условий встречи пучков и оперативный контроль за сохранением этих условий во время эксперимента проводится при помощи системы сцинтилляционных счетчиков, регистрирующих электрон-позитронное рассеяние под малыми углами [7].

Система искровых камер состоит из двух одинаковых частей (верхней и нижней), охватывающих угол $2 \times 0,6$ стерад вблизи вертикального направления. Их расположение показано на рис. 1. Первыми по пути разлетающихся частиц помещены искровые камеры с тонкими пластинами для определения углов вылета частиц и координат точки взаимодействия. Определение сорта частиц проводится по характеру их взаимодействия с материалом пластин «ливневых» и «пробежных» искровых камер. Ливневая камера содержит 11 медных пластин толщиной 6 мм; пробежная — 21 пластину из нержавеющей стали толщиной 8 мм. Довольно сложная система зеркал позволяет пользоваться одной фотокамерой.

Запуск всей системы искровых камер производится четырьмя сцинтилляционными счетчиками размером $40 \times 40 \times 1$ см³, включенными в схему совпадений с разрешающим временем $2\tau = 20$ нсек. Для защиты от космического излучения служит счетчик антисовпадений размером $160 \times 160 \times 5$ см³ на одном фотоумножителе ФЭУ-65. Между этим счетчиком и камерами помещен слой свинца толщиной 20 см, преграждающий путь в счетчик антисовпадений частицам исследуемого процесса.

Включение счетчика антисовпадений снижает частоту срабатываний системы, вызванных космическим излучением, более чем в 100 раз. Дополнительный фактор 5 в уменьшении числа срабатываний дает синхронизация с фазой напряжения на резонаторе накопителя. В этих условиях система искровых камер срабатывает 15 раз в час от космического излучения. В рабочих условиях значительно большую загрузку дают частицы, выбывающие из пучков. Измерения проводились при девяти значениях энергии от 2×290 до 2×510 Мэв. За шесть месяцев круглосуточной работы было получено около 50 тыс. фотографий. Выделение интересующих нас событий проводилось в два этапа. Сначала отбрасывались все фотографии, не имеющие трека хотя бы в одной из четырех тонких камер (γ -фон) или имеющие в пробежных камерах трек длиннее максимально возможного (космический фон). Следующий этап выделения базируется на геометрической картине, фиксируемой двумя парами камер с тонкими пластинами. Что бы не произошла потеря событий, установлены достаточно широкие (по сравнению с точностью измерений) геометрические критерии:

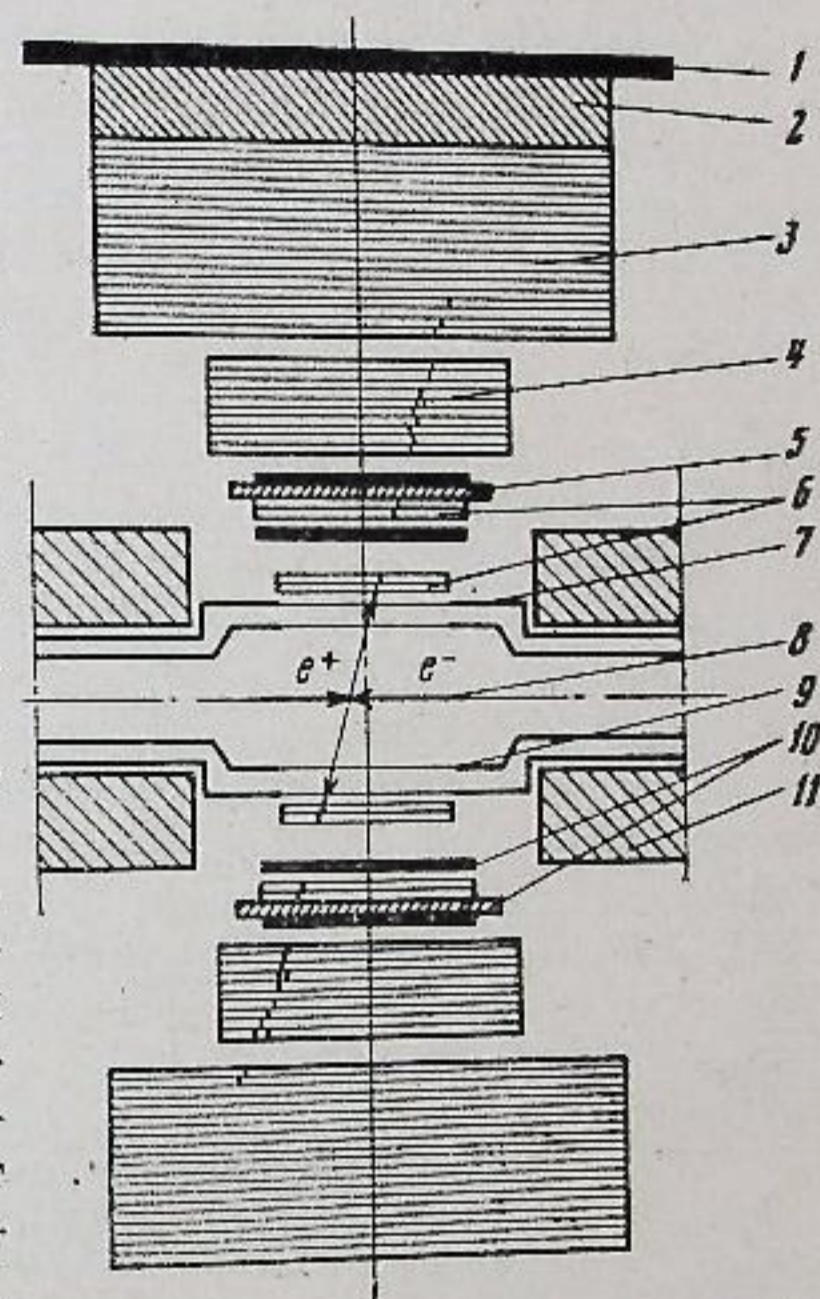


Рис. 1. Система искровых камер: 1 — сцинтилляционный счетчик антисовпадений; 2 — слой свинца толщиной 20 см; 3 — «пробежная» искровая камера; 4 — «ливневая» искровая камера; 5 — слой дюрала толщиной 24 мм; 6 — искровые камеры с тонкими пластинами; 7 — окно внешней вакуумной камеры; 8 — область встречи; 9 — внутренняя вакуумная камера; 10 — сцинтилляционные счетчики; 11 — магнит накопителя

1) верхний и нижний треки должны быть коллинеарны с точностью не хуже 10° ;

2) расстояние между точками пересечения верхнего и нижнего трека с медианной плоскостью накопителя должно быть меньше 3 см;

3) найденное усредненным этих точек место взаимодействия не должно быть удалено более чем на 1 см от линии прохождения пучков.

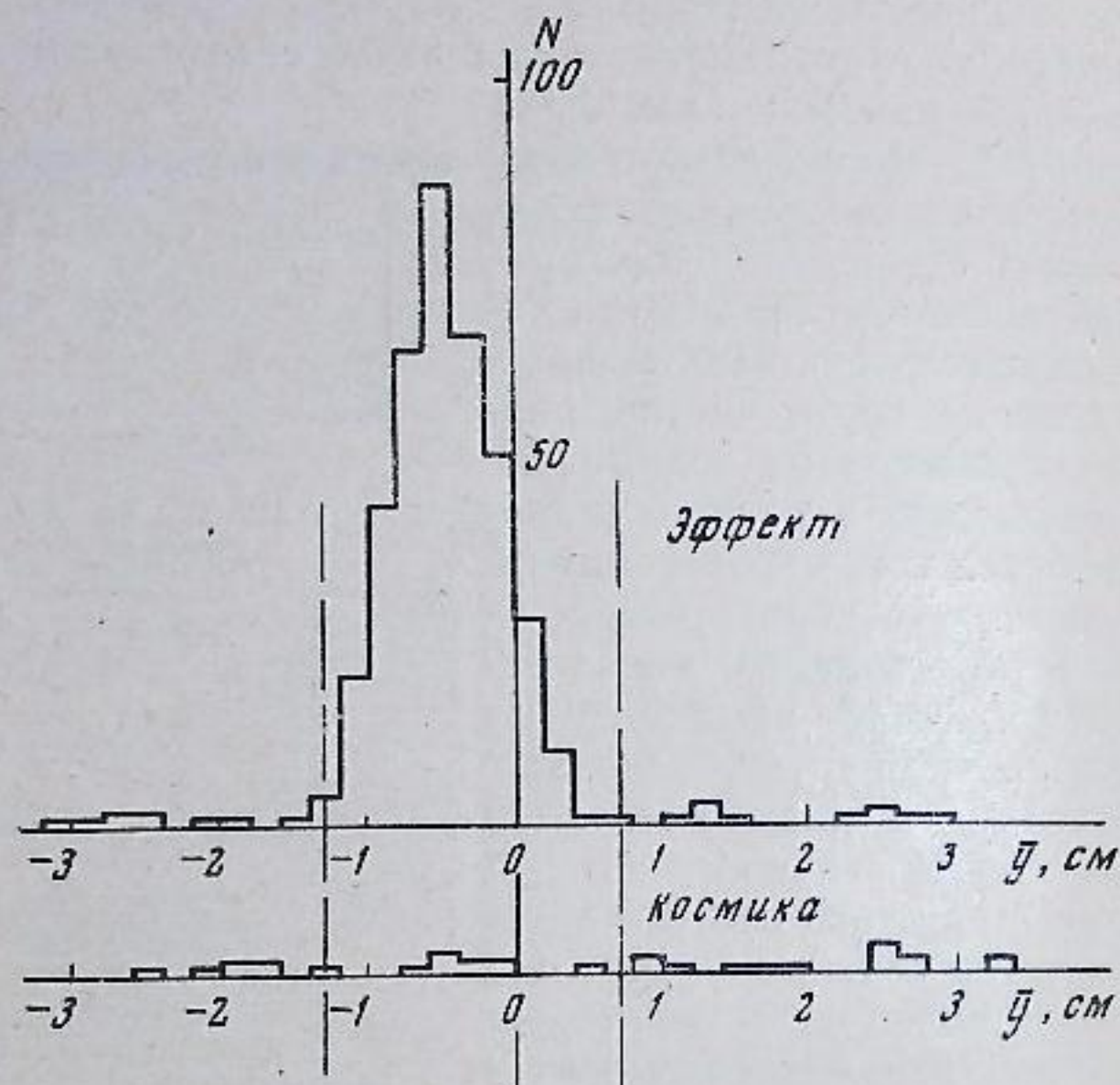


Рис. 2. Гистограмма распределения координат \bar{y} точек взаимодействия. Показан критерий отбора по параметру \bar{y} . Включены лишь события, удовлетворяющие всем другим критериям отбора

На рис. 2 видно, как выполняется третье геометрическое требование для событий, удовлетворяющих первым двум. Там же показана аналогичная гистограмма для космического фона, измеренного в отсутствие обоих пучков. Фон от взаимодействия пучков с остаточным газом измерялся в отсутствие одного пучка. Естественно, что вклад фона первого

	Время измерений, час	Потерянный ток, а	Число фотографий, тыс.	Число обнаруженных событий
Эффект	785	29,4	31,6	371
Космосика	662	0	9,6	10
Один пучок	40	3,7	5,2	1

типа пропорционален времени измерений, а второго, в первом приближении, — количеству потерянных частиц пучка (потерянного тока пучка). Интегральные результаты всех измерений сведены в таблицу, из которой видно, что для событий, удовлетворяющих геометрическим критериям, фон от взаимодействия пучков с остаточным газом практически отсутствует, а космический фон весьма мал (около 3% эффекта).

Среди этих событий легче всего выделяются 11 случаев рождения пар π -мезонов, имеющих два трека одинаковой и определенной длины. События такого типа для фоновых измерений не обнаружены.

Разделение остальных событий на два типа — квазиупругое рассеяние электрона на позитроне и рождение пары π -мезонов — значительно труднее из-за того, что в интересующей нас области энергии картина электронного ливня выражена недостаточно ярко. Принятый процесс разделения основывается на возможности независимого определения типа события по картине в двух одинаковых (верхней и нижней) системах камер. Каждая из этих двух картин приписывалась к одному из четырех следующих классов: 1) явный π -мезон; 2) вероятный π -мезон; 3) вероятный электрон (или позитрон); 4) явный электрон (или позитрон). Таким образом, каждое событие попадает в одну из шестнадцати клеток матрицы 4×4 .

Количество событий, попавших в клетку ij такой матрицы, соответствующей измерениям при одном значении энергии встречных пучков,

$$N_{ij} = N_{\pi} \alpha_i \alpha_j + N_e \beta_i \beta_j + N_{ij}^{\phi} \frac{T}{T_{\phi}}$$

где N_{π} — число событий рождения пар π -мезонов; N_e — число событий рассеяния; α_i — вероятность для π -мезона дать картину класса i ; β_i — вероятность для электрона (или позитрона) дать картину класса i ; N_{ij}^{ϕ} — соответствующий элемент матрицы космического фона; T — время измерения эффекта; T_{ϕ} — время измерения фона. Метод максимального правдоподобия позволяет по имеющейся экспериментальной матрице получить как коэффициенты α_i и β_i , так и интересующие нас числа N_{π} и N_e . Опыт показал, что эти числа практически не зависят от конкретных критериев разделения. Кроме трех разделений, сделанных «вручную» разными авторами этой работы, было проведено разделение на электронно-счетной машине, вычислявшей условную величину «ливневности» для каждой картины в нижней или верхней системе камер. Алгоритм вычисления этой величины содержал эффективный угол рассеяния частицы на пластинах камеры, а также число сдвоенных искр и пропусков.

Совместная обработка результатов измерений, проведенных при различных значениях энергии встречных пучков, показала, что коэффициенты α_i и β_i можно считать независимыми от энергии. Свидетельством тому служит независимость окончательных результатов от введения линейной и даже квадратичной зависимости этих коэффициентов от энергии, а также удовлетворительный результат проверки на статистическую совместимость экспериментальных данных с принятыми предположениями, выполненной по методу Монте-Карло.

Сечение рождения пар π -мезонов при взаимодействии электрона и позитрона [4] имеет вид

$$\frac{d\sigma_{\pi}}{d\Omega} = \frac{1}{32} \frac{r_0^2}{\gamma^2} \beta_{\pi}^3 \sin^2 \theta F^2(E),$$

где r_0 — классический радиус электрона; γ — релятивистский фактор сталкивающихся частиц; β_{π} — отношение скорости образующихся π -мезонов к скорости света; θ — угол вылета π -мезонов; $F(E)$ — модуль формфактора для рождения пары π -мезонов; в точечной квантовой электродинамике при отсутствии сил другого типа $F = 1$.

Так как светимость [7] установки известна с плохой точностью, то в качестве нормирующего процесса используется упругое рассеяние электрона на позитроне. В соответствии с формулой Баба сечение этого процесса

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{1}{16} \frac{r_0^2}{\gamma^2} \left(\frac{3 + \cos^2 \theta}{1 - \cos \theta} \right)^2$$

Отсюда имеем отношение числа рождений π -мезонных пар к числу рассеяний электрона на позитроне для данной энергии сталкивающихся частиц

$$\frac{N_{\pi}}{N_e} = \frac{\beta_{\pi}^3}{a} F^2(E) (1 + \delta),$$

где $(1 + \delta)$ — поправочный фактор, a — константа, определяемая геометрией эксперимента. В нашем случае $a = 20,3$ и слабо зависит от конкретной геометрии из-за того, что оба процесса регистрируются одной и той же системой искровых камер, охватывающей довольно узкий телесный угол вблизи перпендикуляра к направлению встречи. Величина δ включает в себя радиационные поправки, вычисленные в соответствии с работами группы Байера [8, 9], и поправки на различную эффективность системы к регистрации двух изучаемых процессов. В нашей области энергии суммарная поправка всегда отрицательна и нигде не превышает 20%.

Полученные в эксперименте значения функции $F^2(E)$ показаны на рис. 3, отчетливо демонстрирующем ее резонансный характер. Аппроксимация этих результатов кривой Брейта — Вигнера

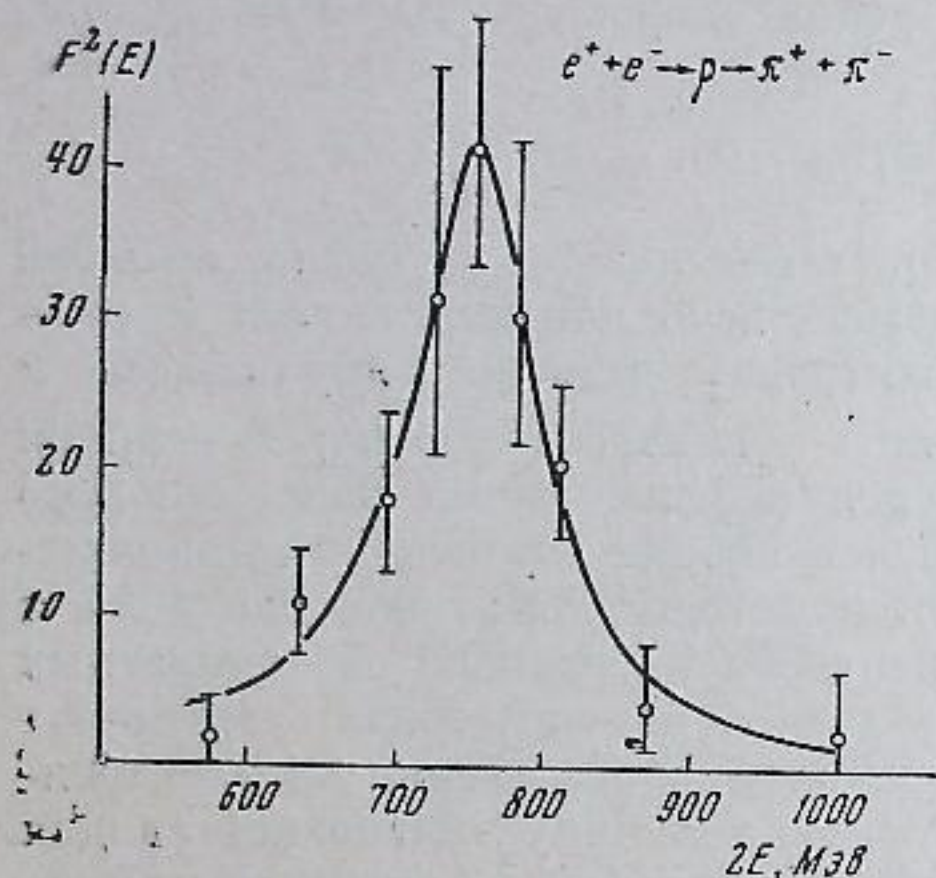


Рис. 3. Экспериментальные значения $F^2(E)$, аппроксимированные кривой Брейта — Вигнера

$$F^2(E) = \frac{F_0^2 m^2 \Gamma^2}{(4E^2 - m^2)^2 + m^2 \Gamma^2}$$

по методу наибольшего правдоподобия дает следующие оптимальные значения параметров: $F_0^2 = 42 \pm 8$, $m = 754 \pm 9$ МэВ, $\Gamma = 105 \pm 20$ МэВ.

Приведенные ошибки соответствуют одному стандартному отклонению. Кроме статистических ошибок и ошибок в разделении типов событий учтены погрешности в определении энергии начальных частиц (0,5%) и возможные систематические ошибки. Как и следовало ожидать, более детальный анализ экспериментальных данных существенно не изменил результаты [6].

Очевидно, что при достигнутой статистической точности можно обойтись довольно грубым описанием процесса без учета вклада его нерезонансного канала. Использование формулы, выражающей формфактор $F(E)$ через фазу π -рассеяния в состоянии с единичным моментом [10], практически не меняет величины оптимальных параметров.

Полное сечение π -мезонной аннигиляции электрона и позитрона в максимуме, соответствующем образованию промежуточного ρ -мезона, равно

$$\sigma_{\rho} = \frac{\pi}{12} \frac{r_0^2}{\gamma^2} \beta_{\pi}^3 F_0^2 = 1,3 \pm 0,2 \text{ мкбн},$$

относительная вероятность лептонного распада ρ -мезона —

$$B = \frac{\alpha^2}{36} \beta_{\pi}^3 F_0^2 = (5,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-5}$$

и константа связи ρ -мезона —

$$\frac{\gamma_{\rho}^2}{4\pi} = \frac{\alpha^2}{12} \frac{m}{B\Gamma} = 0,64 \pm 0,11.$$

Эти величины находятся в согласии как с результатами, полученными в Орсе [11] по измерению сечения π -мезонной аннигиляции позитрона и электрона в максимуме ρ -резонанса, так и с довольно большим числом измерений, выполненных другими методами [12]. Авторы благодарны В. Н. Байеру за тесное и многолетнее взаимодействие, а также большому коллективу сотрудников, принимавших участие в получении и обработке результатов эксперимента.

Литература

- [1] В. Л. Ауслендер, Г. И. Будкер, А. Н. Скринский и др. Матер. Междунар. конф. по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 280.
- [2] В. Л. Ауслендер, Г. И. Будкер, А. Н. Скринский и др. Атомная энергия, 19, 502, 1965.
- [3] A. Blanc-Lapierre, P. Marin, A. Singer. Матер. Междунар. конф. по ускорителям, Дубна, 1963, стр. 288.
- [4] В. Н. Байер. УФН, 78, 619, 1962.
- [5] G. Altarelli, S. De Gennaro, E. Celeghini et al. Nuovo Cim., 47, 113, 1967.
- [6] V. L. Auslander, G. I. Budker, Yu. N. Pestov et al. Phys. Lett., 25B, 433, 1967.
- [7] В. Л. Ауслендер, Г. И. Будкер, А. Н. Скринский и др. Атомная энергия, 22, 176, 1966.
- [8] С. М. Суханов, В. А. Хозе, В. С. Фадин. ДАН СССР, 178, 822, 1968.
- [9] V. N. Baier, V. M. Katkov. Phys. Lett., 27B, 223, 1968.
- [10] J. Pisut, M. Roos. Preprint TH-885, CERN, 1968.
- [11] J. Augustin, P. Marin, E. Hassinsky et al. Phys. Rev. Lett., 20, 126, 1968.
- [12] S. Ting. Proc. Intern. Conf. on electron and foton, Stanford, 1967, p. 452.

INVESTIGATION OF THE ρ -MESON RESONANCE WITH ELECTRON-POSITRON COLLIDING BEAMS

V. L. AUSLANDER, G. I. BUDKER, E. V. PAKHTUSOVA, Ju. N. PESTOV, V. A. SIDOROV, A. N. SKRINSKY, A. G. KHABAKHPASHEV

The subject of this paper is the detailed analysis of the experimental data on measurement of π -pair production cross section in the experiments with electron-positron colliding beams in the region of the ρ -resonance. The present paper gives particular attention to the problem of an objective identification of e^+e^- -scattering events and events of π -pair production. As a result the ρ -resonance parameters are obtained: $m = 754 \pm 9$ MeV, $\Gamma = 105 \pm 20$ MeV, and maximum cross section of e^+e^- -annihilation into π -pair $\sigma_{\rho} = 1.3 \pm 0.2 \mu\text{bn}$ which corresponds to branching ratio for leptonic decay of the ρ -meson $B = (5.0 \pm 1.0) \cdot 10^{-5}$ and its coupling constant $\gamma_{\rho}^2 / 4\pi = 0.64 \pm 0.11$.