

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР 72
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Л.М.Барков, М.С.Золоторёв, Л.А.Макарьина,
А.П.Мишакова, В.П.Смахтин, Е.П.Солодов

**ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ Φ - МЕЗОНА
МЕТОДОМ ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ**

ПРЕПРИНТ 79-93



Новосибирск

Л.М.Барков, М.С.Золоторев, Л.А.Макарьина*,
А.П.Мишакова*, В.П.Смахтин, Е.П.Солодов

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ϕ -МЕЗОНА МЕТОДОМ
ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ

А Н Н О Т А Ц И Я

Параметры ϕ -мезонного резонанса были измерены в реакции $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М методом ядерной фотоэмульсии. Эффективная масса системы двух заряженных каонов определялась по пробегам каонов в слоях ядерной эмульсии. В эксперименте был набран интеграл светимости $2,76 \text{ нбн}^{-1}$ и зарегистрировано 1100 ± 16 событий распада ϕ -мезона на заряженные каоны. Измеренные значения массы ϕ -мезона, его полной ширины, сечения реакции $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ в максимуме резонанса и лептонной ширины распада оказались равными

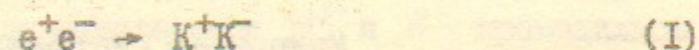
$$m_\phi = 1019,54 \pm 0,12 \text{ МэВ}, \quad \sigma_0(K^+K^-) = 2,23 \pm 0,18 \text{ мкбн}, \\ \Gamma_\phi = 4,58 \pm 0,34 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\text{лесс}} = 1,49 \pm 0,11 \text{ каВ}.$$

* ИАЭ им. И.В.Курчатова

Введение

К настоящему времени число экспериментальных работ, посвященных изучению свойств ϕ -мезонного резонанса, составляет несколько десятков [1-29]. Шесть из них [8,9,12,15,22,29] проведено на накопителях со встречными электрон-позитронными пучками. Для прецизионных измерений параметров резонанса метод встречных пучков является более предпочтительным, так как образование ϕ -мезона происходит без участия других сильновзаимодействующих частиц. Наиболее точные значения параметров ϕ -мезонного резонанса получены на накопителе ВЭПП-2М с помощью детектора "ОЛЯ", состоящего из системы проволочных искровых камер с автоматическим съемом информации, в каналах распада $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ и $\phi \rightarrow 3\pi$ [29]. Энергия встречных пучков в этом эксперименте определялась методом резонансной деполаризации.

В данной работе параметры ϕ -мезона были измерены в реакции



на накопителе ВЭПП-2М методом ядерной фотоэмульсии. Заряженные каоны в максимуме ϕ -мезонного резонанса рождаются с кинетической энергией около 16 МэВ, что составляет приблизительно три процента массы каона. Так как масса заряженных каонов известна с высокой точностью, а их кинетическая энергия может быть определена по пробегам в эмульсии с точностью примерно 10^{-3} , метод ядерных эмульсий в этом эксперименте позволяет измерить полную энергию реакции (I) с точностью $\sim 3 \cdot 10^{-3}\%$. Сечение реакции (I) находится по количеству зарегистрированных каонов, которые хорошо идентифицируются в эмульсии по распаду или по характерному взаимодействию в конце пробега. Таким образом, использование эмульсионной методики дает возможность провести прецизионное измерение параметров ϕ -мезона.

Эмульсионная камера

Схема расположения эмульсионной камеры в одном из четырех прямолинейных промежутков накопителя ВЭПП-2М приведена на рис. I. Каоны, вылетающие из места встречи, проходят через стенку вакуумной камеры накопителя и останавливаются в слоях ядерной эмульсии.

Вакуумная камера в месте встречи пучков была сделана из нержавеющей стали и представляла собой трубку диаметром 36 мм и длиной 100 мм. Толщина ее стенки определялась путем взвешивания и оказалась равной $0,21035 \pm 0,00002 \text{ г/см}^2$. Эмульсионная камера состояла из верхней и нижней секций, в каждой из которых находилось по пять слоев фотозэмульсии БР-2 с толщиной слоя 400 мкм и размером $86 \times 46 \text{ мм}^2$. Толщина каждого эмульсионного слоя в г/см^2 определялась с точностью примерно 0,03% путем взвешивания и измерения площади. Кинетическая энергия каонов определялась по их пробегам в эмульсии и нержавеющей стали из соотношений пробег-энергия в этих веществах. При выводе соотношений пробег-энергия использовались результаты калибровки эмульсии и нержавеющей стали протонами с энергией $40,01 \pm 0,04 \text{ МэВ}$ из накопителя ИАП-М ИЯФ СО АН СССР и существующие экспериментальные данные по пробегам положительных частиц в эмульсии [30].

Измерение светимости

В эксперименте сечение реакции (I) определялось по количеству зарегистрированных каонов и измеренному интегралу светимости. Измерение светимости осуществлялось по процессу однократного тормозного излучения с помощью телескопов из проволочных пропорциональных камер [31]. Схема расположения телескопов на накопителе ВЭШ-2М показана на рис.2. Тормозные гамма-кванты образовывали в конверторе К электрон-позитронные пары, которые регистрировались координатными камерами X, Y и пропорциональной камерой C, включенными в схему совпадений. Поглотитель П задавал порог регистрации гамма-квантов около 5 МэВ. Пропорциональные камеры \bar{A}_1 и \bar{A}_2 , включенные в схему анти-совпадений, исключали фон от заряженных частиц. Характерное пространственное распределение частиц, зарегистрированных в координатных камерах во время сеанса облучений, приведено на рис.3. Перед облучением эмульсионных камер проводилась однозначная выстановка положения пучков в прямолинейном промежутке накопителя с помощью двух телескопов M^+ и M^- , расположенных по разные стороны от места встречи. Эта процедура позволяла ликвидировать зависимость эффективности регистрации телескопов от места прохождения пучка гамма-квантов и звести до минимума краевые эффекты выпускных окон накопителя. Как будет показано ниже, точность выстанов-

ки пучков по гамма-мониторам при различных энергиях частиц в накопителе составляла примерно 0,15 мм.

При измерении светимости тормозное излучение электронов и позитронов на остаточном газе является фоновым процессом. Ожидаемая зависимость интеграла светимости \mathcal{L}^+ и \mathcal{L}^- от полного числа зарегистрированных гамма-квантов N^+ и N^- , соответственно, в M^+ и M^- мониторах и от давления остаточного газа в накопителе записывается в виде

$$\mathcal{L}^{\pm} = A \cdot (N^{\pm} - B^{\pm} \int I^{\pm} p dt), \quad (2)$$

где $A = (5,13 \pm 0,26) \cdot 10^{-7} \text{ нбн}^{-1}$ — величина, рассчитанная по хорошо известному сечению тормозного излучения с учетом поглощения гамма-квантов в стенке вакуумной камеры накопителя и эффективности регистрации телескопов, I^+ и I^- — токи позитронов и электронов в накопителе, измеренные по интенсивности синхротронного излучения и p — давление остаточного газа, измеренное в прямолинейном промежутке с помощью вакуумметра. Многочисленные измерения коэффициентов B^+ и B^- проводились отдельно с электронным пучком, отдельно с позитронным пучком и одновременно с двумя пучками, имеющими встречу в соседнем прямолинейном промежутке. Значения коэффициентов, измеренные при различных энергиях пучков в диапазоне токов от 1 мА до 7 мА, согласуются друг с другом в пределах 5% точности. Во время облучения эмульсионных камер давление остаточного газа в накопителе не превышало $6 \cdot 10^{-9} \text{ Торр}$. При этом давлении примесь числа фоновых гамма-квантов к полезным составляла около 30%, а дополнительная ошибка в интеграле светимости, связанная с процедурой вычитания фона, не превышала 1,5%.

Облучение эмульсионных камер и обработка экспериментальных данных

В 1975 году для измерения параметров ϕ — мезонного резонанса было проведено два сеанса облучений.

В первом сеансе было облучено семь эмульсионных камер при различных фиксированных энергиях встречных электрон-позитронных пучков в области энергий ϕ — мезонного резонанса и набран суммарный интеграл светимости $0,87 \text{ нбн}^{-1}$. Поиск следов заряженных каонов производился в верхней и нижней секциях

эмульсионной камеры путем сканирования по площади слоев. Заряженные каоны регистрировались по следам остановившихся частиц в нескольких слоях, в которых останавливается основная часть каонов при данной энергии встречных пучков. Во всех эмульсионных камерах было найдено 662 следа заряженных каонов. Разделение частиц по знаку осуществлялось по характерному виду распадов положительных каонов и по характерному виду взаимодействия отрицательных каонов с ядрами фотоэмульсии в конце пробега. В эксперименте кинетическая энергия частиц определялась по пробегу только положительных каонов. Это связано с тем, что ионизационные потери зависят от знака заряда частиц, а соотношения пробег-энергия, как указывалось выше, были построены для частиц с положительным зарядом.

Средняя энергия частиц в накопителе E находилась из соотношения

$$2E = 2M_k + 2 \cdot (\bar{T} + \delta) + \bar{\omega}, \quad (3)$$

где \bar{T} — средняя кинетическая энергия положительных каонов, $M_k = 493,668 \pm 0,018$ МэВ — среднемировое значение массы заряженных каонов, δ — поправка, обусловленная наличием энергетического разброса частиц в накопителе и зависимостью сечения рождения каонов от энергии, $\bar{\omega}$ — поправка, связанная с радиационными эффектами. Поправка δ имеет отрицательное значение на левом склоне резонансной кривой и положительное значение на правом склоне. Для вычисления поправки $\bar{\omega}$ были использованы результаты работы [32].

Энергия встречных пучков при облучении каждой эмульсионной камеры фиксировалась по величине магнитного поля, которое измерялось датчиком ЯМР в дополнительном магните, включенном последовательно с основными магнитами накопителя. Для того, чтобы найти соответствие между значением энергии E , измеренной эмульсионным методом и частотой датчика ЯМР f , экспериментальные отношения E/f в семи энергетических точках аппроксимировались зависимостью

$$E/f = C + D \cdot (f - f_c), \quad (4)$$

где $f_c = 8,995$ МГц. Значения свободных параметров, найденные методом наименьших квадратов, оказались равными $C = 56,7056 \pm$

$\pm 0,0016$ МэВ/МГц и $D = -0,41 \pm 0,09$ МэВ/МГц². Большая величина $\chi^2 = 8,7$ при пяти степенях свободы ($P(\chi^2) = 0,12$) не дает уверенности в том, что по показаниям датчика ЯМР можно с достаточной высокой точностью определять относительные изменения энергии частиц в накопителе. Поэтому при обработке данных были использованы значения E , полученные из соотношения (3).

Для определения эффективности просмотра в данном эксперименте поиск следов заряженных каонов осуществлялся двумя наблюдателями, один из которых просматривал верхнюю секцию эмульсионной камеры, а другой нижнюю. Так как в реакции (I) каоны летят из места встречи в диаметрально противоположных направлениях, число общих событий $N_{1/2}$, то есть число распадов Φ -мезона, у которых оба каона зарегистрированы в эмульсионной камере находилось путем сопоставления следов из верхней и нижней секций по координатам и углам на входе в эмульсионную камеру с учетом угла многократного рассеяния в стенке вакуумной камеры, положения и размера области взаимодействия пучков. По сравнению с обычным перекрестным просмотром этот метод позволяет, во-первых, достичь полной независимости просмотра и, следовательно, надежно определить эффективности наблюдателей, во-вторых, с высокой точностью определить положение и размеры области взаимодействия пучков. Количество общих событий в этом методе находится просто и однозначно, когда число зарегистрированных каонов в эмульсионной камере мало. При большом числе зарегистрированных каонов в камере возникает неоднозначность в определении величины $N_{1/2}$, связанная с перепутыванием каонов из разных актов взаимодействия. В этом случае для определения величины $N_{1/2}$ применяется метод максимального правдоподобия. Число зарегистрированных каонов в эмульсионных камерах, облученных в первом сеансе, невелико и количество общих событий находилось без использования метода максимального правдоподобия.

Геометрическая схема эксперимента и принятая система координат изображены на рис.4. Для исключения краевых эффектов следы каонов, найденные на расстоянии меньше 3 мм от края эмульсионных слоев, не использовались при дальнейшей обработке. Так как в эксперименте регистрировались частицы, прошедшие стенку вакуумной камеры и первый эмульсионный слой, то при отборе следов по уг-

ду ϱ_1 и ϱ_2 были введены следующие ограничения $|\varrho_1| < \varrho_{max}$ и $|\varrho_2| < \varrho_{max}$, связанные с конечным пробегом каонов. В зависимости от энергии встречных пучков величина ϱ_{max} изменялась от 0,5 рад до 0,9 рад. Отбор следов по углам ψ_1 и ψ_2 проводился с учетом положения пучков в прямолинейном промежутке по следующим критериям

$$|\psi_1 + \varrho/R \cdot \sin(\psi_1/R - \varphi_0)| < 3\theta_0, \quad (5a)$$

$$|\psi_2 - \varrho/R \cdot \sin(\psi_2/R - \varphi_0)| < 3\theta_0, \quad (5b)$$

где $\theta_0 \approx 0,1$ рад – угол многократного рассеяния в нержавеющей стали и R – радиус вакуумной камеры накопителя. Количество выброшенных следов по критериям (5a) и (5b) в эксперименте составляет несколько процентов, что находится в хорошем согласии с ожидаемым числом однократно рассеянных каонов в стенке вакуумной камеры. Отсюда можно сделать вывод, что в эксперименте пренебрежимо мало количество следов, имитирующих заряженные каоны и выходящих не из места встречи пучков. Хотя при этом количество релятивистских следов, проходящих через эмульсию главным образом параллельно оси пучка, составляло примерно 10^5 следов/см².

Сечение реакции (I) определялось по формуле

$$\sigma(K^+K^-) = N_1 N_2 / (N_{12} \Omega \mathcal{L}), \quad (6)$$

где N_1 и N_2 – число зарегистрированных каонов в верхней и нижней секциях эмульсионной камеры, N_{12} – число распадов Φ -мезона, у которых оба каона зарегистрированы в эмульсионной камере, Ω – вероятность попадания каонов в просмотренные слои и \mathcal{L} – интеграл светимости при данной энергии встречных пучков. Число зарегистрированных распадов $\Phi \rightarrow K^+K^-$ в каждой эмульсионной камере находилось по формуле $N_p = N_1 + N_2 - N_{12}$. Полное число зарегистрированных распадов в первом сеансе составило 456 ± 12 . В таблице I для каждого фиксированного значения частоты датчика ЯМР приведены интеграл светимости \mathcal{L} , число зарегистрированных в эмульсионной камере каонов $N_1 + N_2$, измеренная по пробегам суммарная энергия пучков в накопителе $2E$ и сечение рождения заряженных каонов $\sigma(K^+K^-)$.

Во втором сеансе было облучено восемь эмульсионных камер, при различных энергиях встречных пучков, набран суммарный интеграл светимости $1,90 \text{ нбн}^{-1}$ приблизительно вдвое больший, чем в

первом сеансе и зарегистрировано 954 следа каонов. Помимо увеличения экспозиции для повышения точности в определении параметров резонанса в этом сеансе облучения было сделано несколько существенных улучшений в методике обработки экспериментальных данных. Энергия встречных пучков во втором сеансе облучения определялась методом максимального правдоподобия путем сравнения экспериментально измеренного по пробегам энергетического спектра положительных каонов с теоретическим. При расчете теоретического спектра предполагалось, что энергетический разброс электронов и позитронов в накопительном кольце, обусловленный квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, имеет вид гауссовского распределения с дисперсией $\sigma_E = 0,18 \pm 0,01 \text{ МэВ}$ [33], а зависимость сечения рождения каонов от энергии встречных пучков описывается формулой Гунариса-Сакураи [34] с табличными значениями массы и ширины Φ -мезонного резонанса.

Флуктуации ионизационных потерь каонов в эмульсии и нержавеющей стали, вызывающие дополнительное уширение энергетического спектра, учитывались в гауссовском приближении. Распределение фоновых событий предполагалось равномерным в диапазоне энергий, регистрируемых эмульсионной камерой. На рис.5 представлены энергетические спектры положительных каонов из верхней и нижней секций эмульсионной камеры для восьми энергетических точек и проведенные наилучшим образом теоретические кривые. То обстоятельство, что экспериментальные распределения для некоторых эмульсионных камер несколько шире теоретических, объясняется неоднородностью эмульсионных слоев по толщине, которая была известна из измерений толщины каждого эмульсионного слоя в нескольких точках и которая не учитывалась при расчете теоретических спектров.

Отношения E/\mathcal{L} , измеренные во втором сеансе облучения в восьми энергетических точках, аппроксимировались соотношением (4). Значения свободных параметров, найденные методом наименьших квадратов, оказались равными $C = 56,6714 \pm 0,0012 \text{ МэВ/МГц}$ и $D = -0,46 \pm 0,06 \text{ МэВ/МГц}^2$. Большая величина $\chi^2/\nu = 9,3$ при 6 степенях свободы ($P(\chi^2) = 0,15$) указывает, как и в первом сеансе облучения, что по показаниям датчика ЯМР нельзя с высокой точностью определять относительное изменение энергии частиц в накопителе. Разница в значениях коэффициента C в первом и во втором сеан-

сах облучения соответствует смещению массы ϕ -мезона примерно на 0,6 МэВ, что также указывает на ненадежность выстановки энергии пучков по показаниям датчика ЯМР. Поэтому при обработке данных, полученных во втором сеансе облучения, были использованы значения E , измеренные по кинетической энергии каонов. Измеренные значения коэффициента D в первом и во втором сеансах находятся в удовлетворительном согласии с ожидаемой величиной квадратичной нелинейности, обусловленной эффектами насыщения в магнитах. Измерения эффективной длины магнитов в зависимости от величины магнитного поля в диапазоне от 14 кГс до 16 кГс дают для коэффициента D оценочное значение $-0,36 \text{ МэВ/МГц}^2$ (частное сообщение И.Б.Вассермана).

Поиск каонов в эмульсионных камерах, облученных во втором сеансе, проводился по проходящим следам в первом эмульсионном слое со стороны стенки вакуумной камеры. Этот метод более трудоемкий, но зато имеет значительные преимущества по сравнению с методом поиска по остановившимся следам, в частности, из-за отсутствия зависимости эффективности регистрации от знака заряда каонов. При поиске каонов по следам проходящих частиц сильно выражена зависимость эффективности регистрации от угла входа каонов в эмульсию, связанная с тем, что наблюдатели чаще пропускают как перпендикулярные так и плоские следы. Эта зависимость в пределах статистических ошибок оказалась одинаковой у обоих наблюдателей в различных энергетических точках. Эффективности регистрации каонов в верхней и нижней секциях записывались в виде

$$E_1(\varrho_1, N, a_e) = v_1(N) \cdot (\exp(-\frac{1}{2}(\varrho_1/a_1)^2) - a_2 \exp(-\frac{1}{2}(\varrho_1/a_3)^2)), \quad (7a)$$

$$E_2(\varrho_2, N, a_e) = v_2(N) \cdot (\exp(-\frac{1}{2}(\varrho_2/a_1)^2) - a_2 \exp(-\frac{1}{2}(\varrho_2/a_3)^2)). \quad (7b)$$

Коэффициенты v_1 и v_2 в каждой эмульсионной камере находились из условий нормировки

$$\iiint F_1(x_1, \varrho_1, P_k) \cdot E_1(\varrho_1, N, a_e) dx_1 dy_1 d\varrho_1 = N_1/N, \quad (8a)$$

$$\iiint F_2(x_2, \varrho_2, P_k) \cdot E_2(\varrho_2, N, a_e) dx_2 dy_2 d\varrho_2 = N_2/N, \quad (8b)$$

где $F_1(x_1, \varrho_1, P_k)$ и $F_2(x_2, \varrho_2, P_k)$ - ожидаемые распределения каонов в верхней и нижней секциях при $E_1 = E_2 = 1$, P_k - параметры, характеризующие положение и размер области

взаимодействия пучков, $k=1, \dots, 5$, N - полное число распадов ϕ -мезона при фиксированной энергии встречных пучков. При обработке данных, полученных во втором сеансе облучения, число общих событий и, следовательно, полное число событий N находились методом максимального правдоподобия. Функции вероятности для каонов в верхней секции эмульсионной камеры W_1 и в нижней секции W_2 записывались в виде

$$W_1(x_1, y_1, \varrho_1, N, P_k, \theta_0, a_e) = F_1(x_1, \varrho_1, P_k) E_1(\varrho_1, N, a_e) \cdot [A_{12}(x_1, y_1, \varrho_1, N, P_k, \theta_0, x_2^j, y_2^j, \varrho_2^j) + F_2(x_2, \varrho_2, P_k) \cdot (1 - E_2(\varrho_2, N, a_e))], \quad (9a)$$

$$W_2(x_2, y_2, \varrho_2, N, P_k, \theta_0, a_e) = F_2(x_2, \varrho_2, P_k) E_2(\varrho_2, N, a_e) \cdot [A_{21}(x_2, y_2, \varrho_2, N, P_k, \theta_0, x_1^i, y_1^i, \varrho_1^i) + F_1(x_1, \varrho_1, P_k) \cdot (1 - E_1(\varrho_1, N, a_e))], \quad (9b)$$

где A_{12} и A_{21} - корреляционные функции для каонов в верхней и нижней секциях, найденные по координатам и углам зарегистрированных каонов в противоположных секциях с учетом угла многократного рассеяния θ_0 , положения и размера области взаимодействия пучков, $i = 1, \dots, N_1$ и $j = 1, \dots, N_2$. Функции A_{12} и A_{21} нормированы следующим образом

$$\iiint A_{12}(x_1, y_1, \varrho_1, N, P_k, \theta_0, x_2^j, y_2^j, \varrho_2^j) dx_1 dy_1 d\varrho_1 = N_2/N, \quad (10a)$$

$$\iiint A_{21}(x_2, y_2, \varrho_2, N, P_k, \theta_0, x_1^i, y_1^i, \varrho_1^i) dx_2 dy_2 d\varrho_2 = N_1/N. \quad (10b)$$

Явный вид функций распределения W_1 и W_2 был получен в предположении, что распределение координат рождения каонов вдоль оси пучков и в поперечном сечении описывается гауссовской кривой с дисперсиями соответственно σ_x и σ_Δ .

Функция максимального правдоподобия, зависящая от десяти свободных параметров, составлялась в виде

$$L(N, P_k, \theta_0, a_e) = \sum_{i=1}^{N_1} \ln W_1(x_1^i, y_1^i, \varrho_1^i, N, \theta_0, a_e) - \sum_{j=1}^{N_2} \ln W_2(x_2^j, y_2^j, \varrho_2^j, N, \theta_0, a_e). \quad (11)$$

Оптимальные значения свободных параметров находились путем минимизации функции максимального правдоподобия. На рис.6 показаны средние по восьми энергетическим точкам значения эффективности регистрации заряженных каонов в эмульсии в зависимости от угла $\varrho = \varrho_1 = \varrho_2$ и аппроксимирующая их кривая (7) со следующими значениями оптимальных параметров

$\alpha_1 = 1,04 \pm 0,26$ рад, $\alpha_2 = 0,57 \pm 0,06$, $\alpha_3 = 0,084 \pm 0,020$ рад.

Размеры области взаимодействия пучков в продольном направлении и в поперечном сечении определялись во всех энергетических точках и средние значения этих параметров оказались равными

$$\sigma_x = 16,3 \pm 0,5 \text{ мм}, \quad \sigma_{\Delta} = 0,15 \pm 0,01 \text{ мм}.$$

Отсюда следует, что продольный размер одного пучка равнялся

$$\sigma_x^n = \sqrt{2} \cdot \sigma_x = 23,0 \pm 0,7 \text{ мм}.$$

В предположении, что вертикальный размер пучка σ_z^n много меньше радиального σ_x^n , для величины σ_z^n было получено следующее значение

$$\sigma_z^n = 0,28 \pm 0,02 \text{ мм}.$$

Величину вертикального размера пучка можно получить из измерений интеграла светимости, который определяется следующим образом

$$\mathcal{L} = \int I^+ I^- dt / (4\pi e^2 f_0 \sigma_x^n \sigma_z^n), \quad (12)$$

где $f_0 = 16,7666$ МГц - частота обращения частиц в накопителе, e - заряд электрона. Величина σ_z^n , полученная из соотношения (12), оказалась равной

$$\sigma_z^n = 0,009 \pm 0,001 \text{ мм}.$$

Измеренные эмульсионным методом размеры пучков в пределах ошибок согласуются с расчетными значениями [33].

Сечение реакции (I) во втором сеансе облучения находилось по формуле

$$\sigma(K^+K^-) = N/\mathcal{L}. \quad (13)$$

В таблице 2 для каждого фиксированного значения частоты датчика ЯМР приведены интеграл светимости \mathcal{L} , число одобренных событий в каждой эмульсионной камере $N_1 + N_2$, измеренная по пробегаем в эмульсии суммарная энергия пучков в накопителе $2E$ и сечение рождения заряженных каонов $\sigma(K^+K^-)$.

Результаты эксперимента

Параметры Φ -мезонного резонанса находились путем сравнения экспериментально измеренных сечений рождения заряженных каонов при различных энергиях встречных пучков с теоретической резонан-

сной кривой методом максимального правдоподобия. Резонансное сечение процесса описывалось формулой Гунариса-Сакураи [34] с учетом ρ - ω - Φ интерференции [35]. Радиационные поправки, сильно меняющие форму резонансной кривой, рассчитывались согласно результатам работы [32]. При построении теоретической кривой учитывался энергетический разброс частиц в накопителе, приводящий к незначительному уширению резонансной кривой.

Значения массы Φ -мезона, его полной ширины и сечения реакции (I) в максимуме резонанса, полученные методом максимального правдоподобия, оказались равными в первом сеансе облучения

$$m_{\Phi} = 1019,43 \pm 0,21 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\Phi} = 4,9 \pm 0,6 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_0(K^+K^-) = 2,10 \pm 0,27 \text{ мкбн}$$

($\chi^2 = 2,0$ при четырех степенях свободы), а во втором сеансе

$$m_{\Phi} = 1019,62 \pm 0,17 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\Phi} = 4,42 \pm 0,4 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_0(K^+K^-) = 2,31 \pm 0,23 \text{ мкбн}$$

($\chi^2 = 4,5$ при пяти степенях свободы).

Экспериментально измеренные сечения рождения заряженных каонов при различных энергиях встречных электрон-позитронных пучков и наилучшим образом аппроксимирующая их теоретическая резонансная кривая в первом и во втором сеансах облучения приведены соответственно на рис.7 и рис.8. Параметры Φ -мезонного резонанса, полученные в двух сеансах облучения, в пределах ошибок измерений согласуются между собой. В результате совместной обработки экспериментальных данных для параметров Φ -мезонного резонанса были получены следующие значения:

$$m_{\Phi} = 1019,54 \pm 0,12 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{\Phi} = 4,58 \pm 0,34 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_0(K^+K^-) = 2,23 \pm 0,18 \text{ мкбн}$$

($\chi^2 = 7,8$ при двенадцати степенях свободы).

Лептонная ширина Φ -мезонного резонанса $\Gamma_{\Phi ee}$ связана с полной шириной и сечением реакции (I) в максимуме резонанса следующим соотношением [36]

$$\Gamma_{\Phi ee} = \sigma_0(K^+K^-) \Gamma_{\Phi} / (12\pi \lambda^2 B(K^+K^-)),$$

где $B(K^+K^-)$ - относительная вероятность распада Φ -мезона на заряженные каоны, среднемировое значение $B(K^+K^-) = 0,486 \pm 0,012$. Из анализа функции максимального правдоподобия

было установлено, что $G_0(K^+K^-)$ и Γ_ϕ являются коррелированными величинами, и для определения лептонной ширины Φ - мезона была проведена оптимизация нового набора свободных параметров: массы m_ϕ , полной ширины Γ_ϕ и произведения $G_0(K^+K^-) \cdot \Gamma_\phi$, которое пропорционально площади под резонансной кривой. Величина лептонной ширины, найденная с помощью такой оптимизации по результатам двух сеансов облучения, оказалась равной

$$\Gamma_{\phi ee} = 1,49 \pm 0,11 \text{ кэВ.}$$

Следует отметить, что существенный вклад в ошибку $G_0(K^+K^-)$ и $\Gamma_{\phi ee}$ дает пятипроцентная ошибка в измерении светимости. Измеренные эмульсионным методом параметры Φ - мезонного резонанса в пределах экспериментальных ошибок согласуются со среднемировыми значениями. Значения массы резонанса, измеренные на накопителе ВЭШ-2М эмульсионным методом и с помощью детектора "ОЛЯ" в каналах распадов $\Phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ и $\Phi \rightarrow 3\pi$ [29], являются в настоящее время наиболее точными. Независимое измерение сечения рождения заряженных каонов представляет особый интерес в связи с тем, что в двух предыдущих экспериментах, выполненных в ОРСЭ [9] и в Новосибирске [12], наблюдалось значительное расхождение в величине $G_0(K^+K^-)$, характеризующееся скалярным фактором $S = 1,35$. В результате данного эксперимента среднемировая точность в величине $G_0(K^+K^-)$ улучшена в полтора раза.

В заключении авторы выражают благодарность И.И.Гуревичу за постоянное внимание к работе, В.В.Огурцову за помощь в организации просмотра эмульсионных слоев, Н.С.Диканскому и В.В.Пархомчуку за помощь в проведении калибровки и всему персоналу накопителя ВЭШ-2М за участие в облучении эмульсионных камер.

Таблица 1

Экспериментальные данные, полученные в первом сеансе облучения.

ℓ , МГц	\mathcal{L} , нбн ⁻¹	$N_1 + N_2$	$2E$, МэВ	$G(K^+K^-)$, мкбн
8,9600	0,126	61	1016,38 ± 0,16	0,56 ± 0,10
8,9733	0,129	96	1017,75 ± 0,07	0,86 ± 0,19
8,9865	0,118	167	1019,21 ± 0,05	1,81 ± 0,31
8,9997	0,117	157	1020,49 ± 0,07	1,28 ± 0,20
9,0129	0,118	84	1021,76 ± 0,09	0,97 ± 0,15
9,0262	0,113	63	1023,54 ± 0,12	0,67 ± 0,12
9,0390	0,120	34	1024,82 ± 0,12	0,42 ± 0,10

Таблица 2

Экспериментальные данные, полученные во втором сеансе облучения.

ℓ , МГц	\mathcal{L} , нбн ⁻¹	$N_1 + N_2$	$2E$, МэВ	$G(K^+K^-)$, мкбн
8,9467	0,351	20	1014,32 ± 0,12	0,14 ± 0,06
8,9603	0,220	37	1015,63 ± 0,17	0,38 ± 0,11
8,9749	0,208	82	1017,36 ± 0,14	0,68 ± 0,12
8,9883	0,190	234	1018,78 ± 0,04	1,58 ± 0,15
9,0017	0,176	199	1020,04 ± 0,05	1,50 ± 0,16
9,0156	0,189	176	1021,70 ± 0,07	1,18 ± 0,13
9,0293	0,211	102	1022,94 ± 0,09	0,79 ± 0,12
9,0435	0,352	104	1024,54 ± 0,09	0,45 ± 0,07

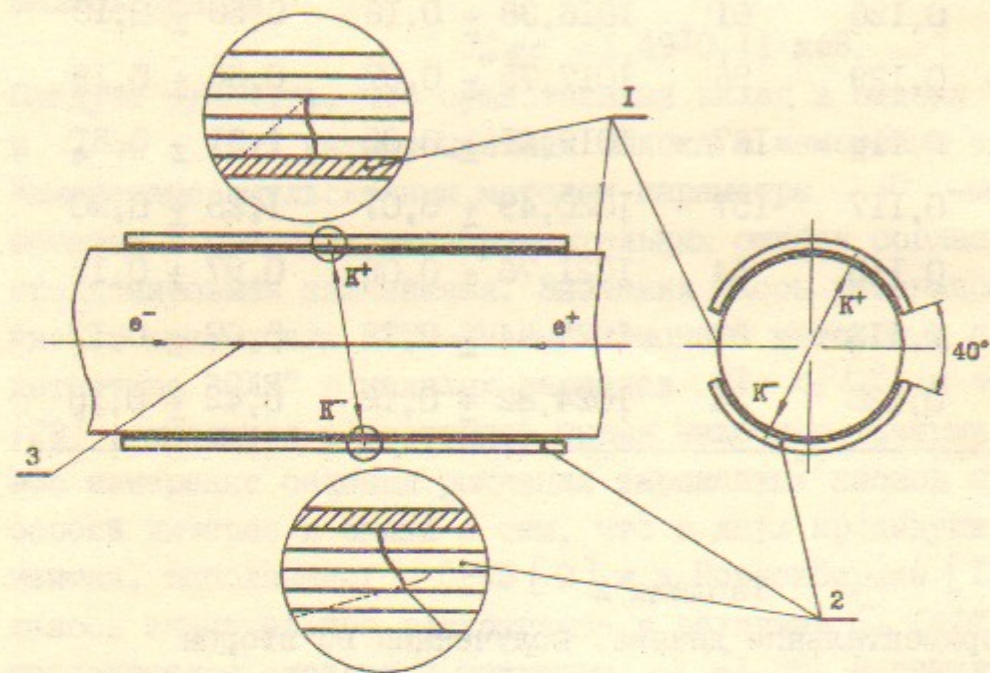


Рис.1 Схема расположения эмульсионной камеры.
 I - вакуумная камера накопителя,
 2 - эмульсионные слои, 3 - область
 взаимодействия пучков.

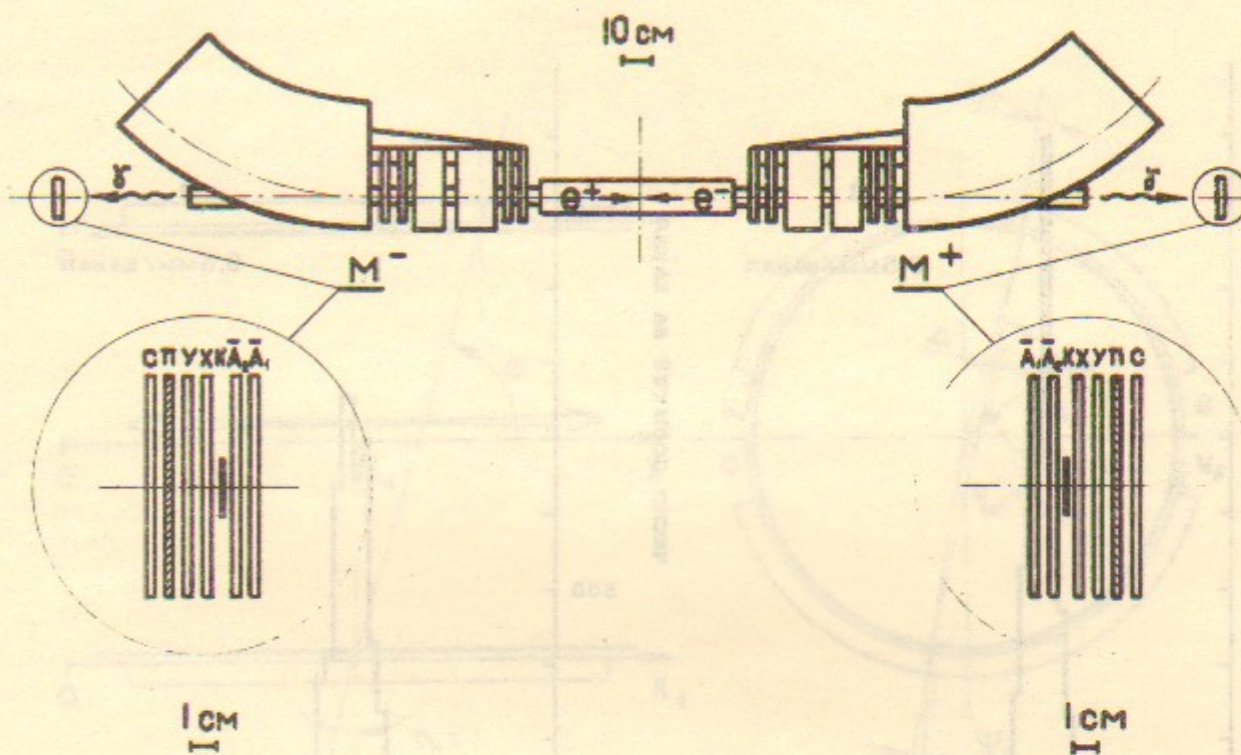


Рис.2. Схема измерения светимости по однократному
 тормозному излучению.
 M^+ , M^- - телескопы из проволочных пропор-
 циональных камер; A_1 , A_2 - камеры, включен-
 ные в схему антисовпадений; K - конвертор
 гамма-квантов; χ , γ - координатные камеры;
 П - поглотитель; С - камера, срабатывающая
 от частиц, прошедших через поглотитель.

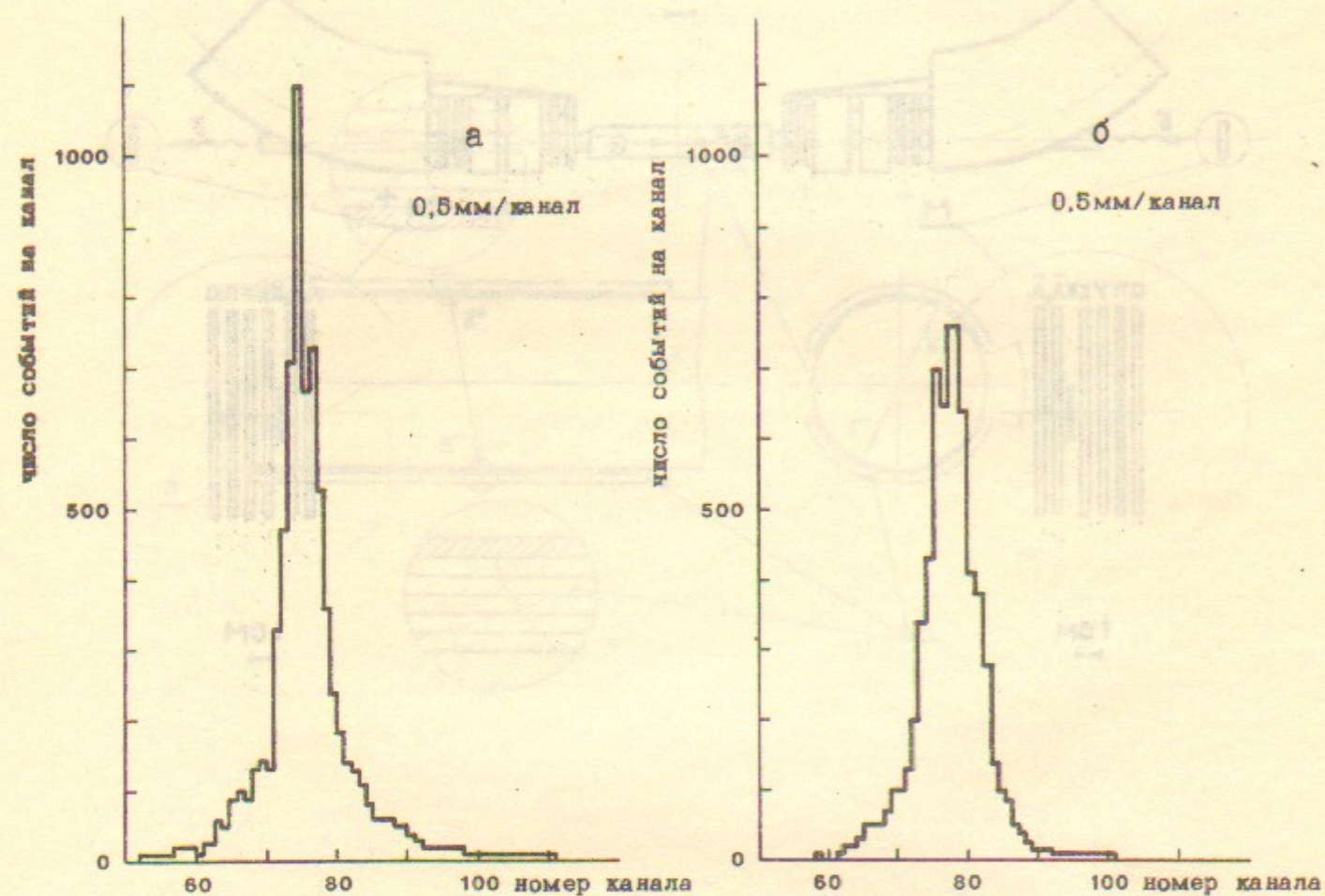


Рис.3 Характерный профиль пучка гамма-квантов на координатных камерах телескопов:
 а - в горизонтальном направлении,
 б - в вертикальном направлении.

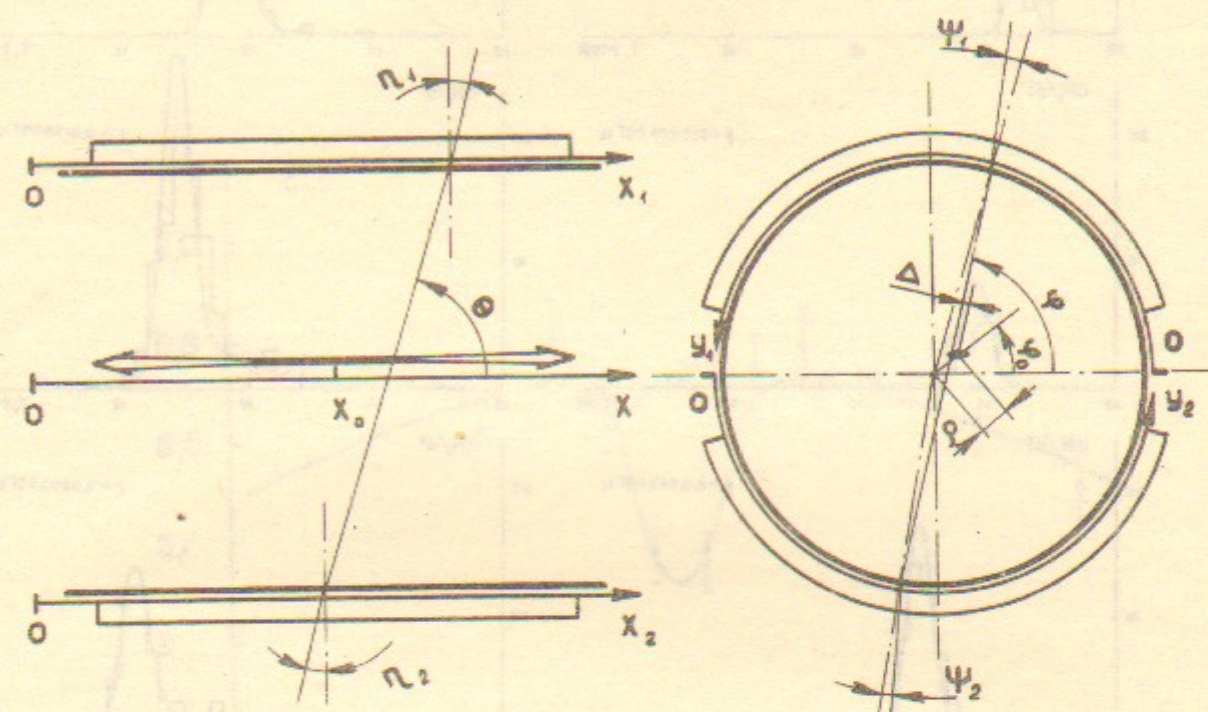


Рис.4 Геометрическая схема эксперимента:
 x_1, y_1, z_1, ψ_1 - координаты и углы следов на входе в верхнюю секцию эмульсионной камеры;
 x_2, y_2, z_2, ψ_2 - координаты и углы следов на входе в нижнюю секцию; x_0, ρ, ϕ - координаты центра области взаимодействия пучков в цилиндрической системе; x, Δ - координаты места рождения каонов и θ, φ - углы вылета каонов из места встречи.

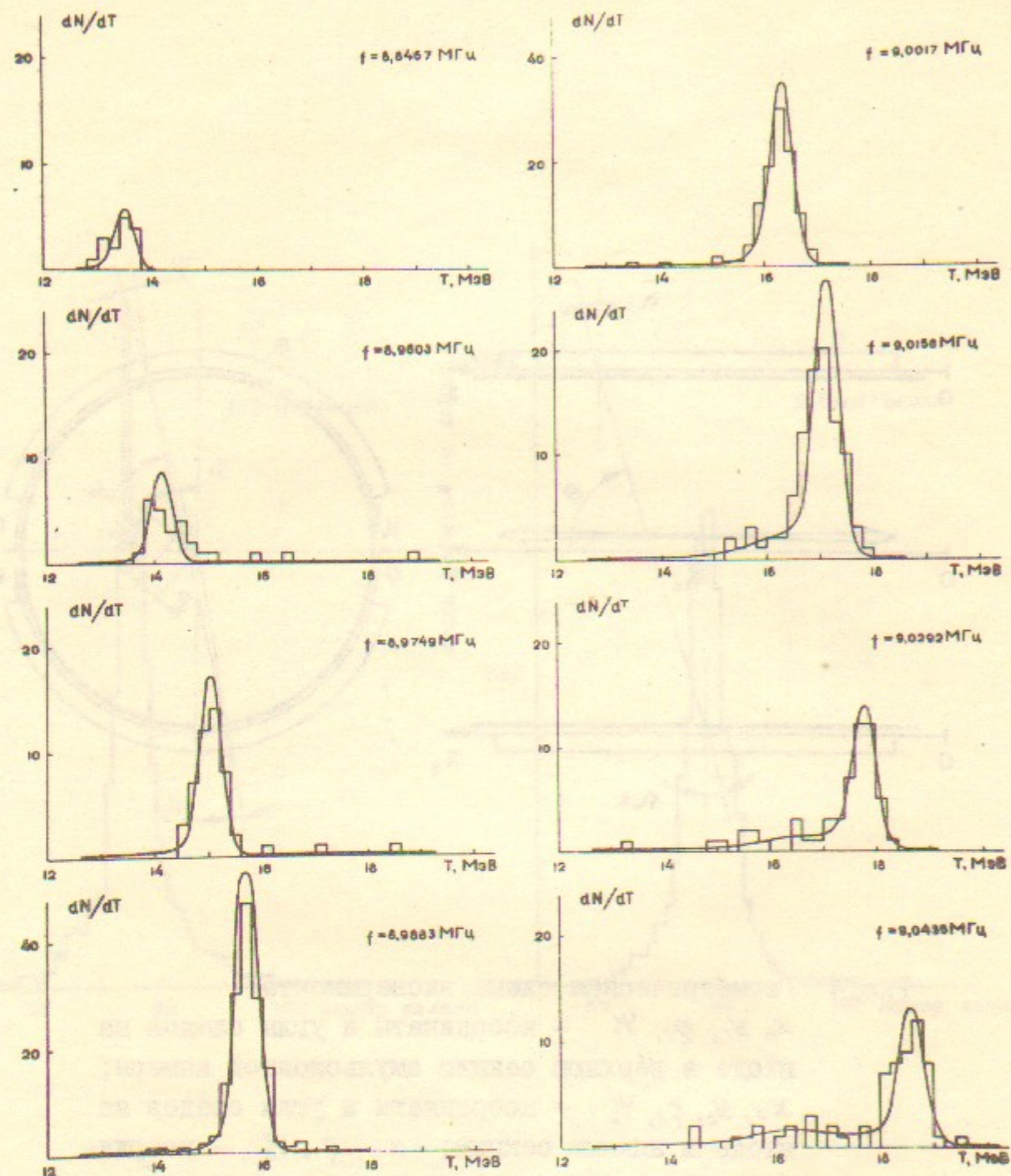


Рис.5 Энергетические спектры положительных каонов в восьми эмульсионных камерах, облученных во втором сеансе, и наилучшим образом аппроксимирующие их теоретические кривые. (В правом верхнем углу указано значение датчика ЯМР, при котором проводилось облучение эмульсионной камеры).

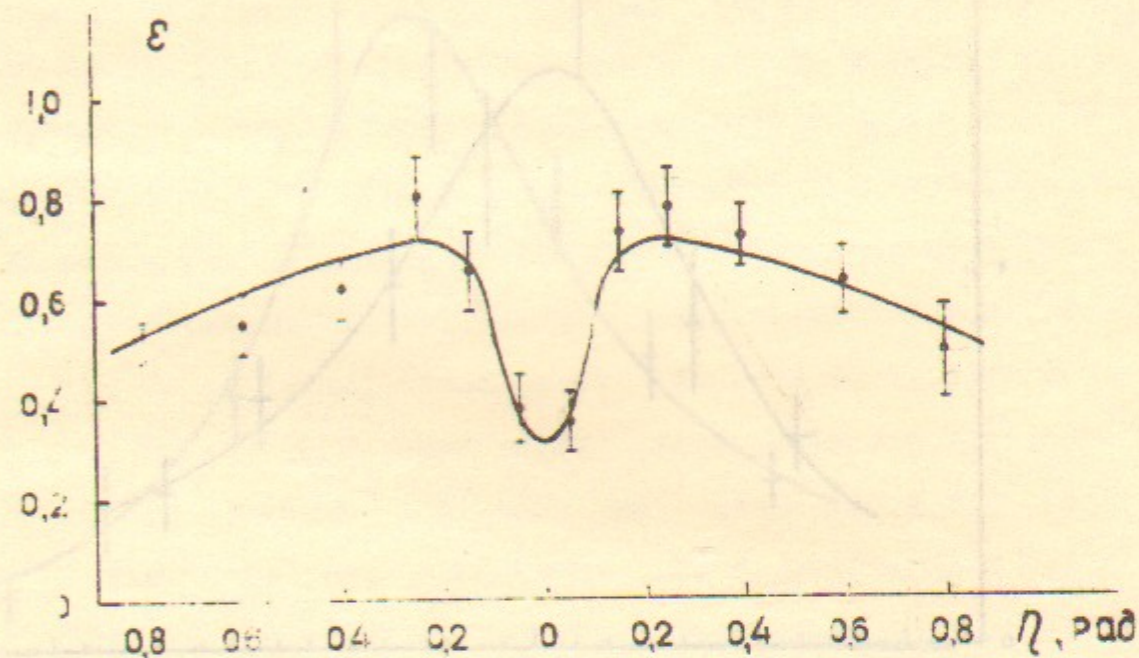


Рис.6 Зависимость эффективности регистрации заряженных каонов в эмульсии от угла η во втором сеансе облучения. (В первом сеансе эффективность регистрации в пределах ошибок измерений не зависит от угла η).

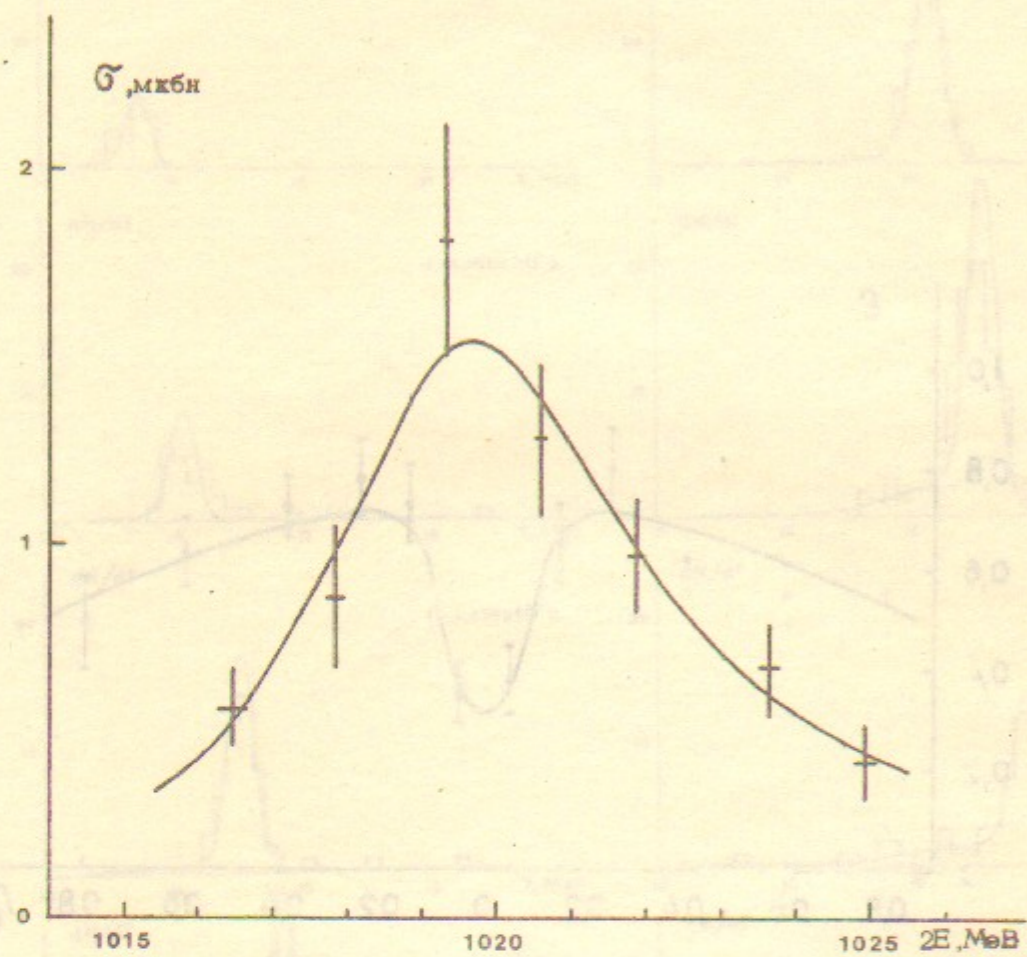


Рис.7 Экспериментально измеренные в первом сеансе облучения сечение рождения заряженных каонов и наилучшим образом аппроксимирующая их резонансная кривая.

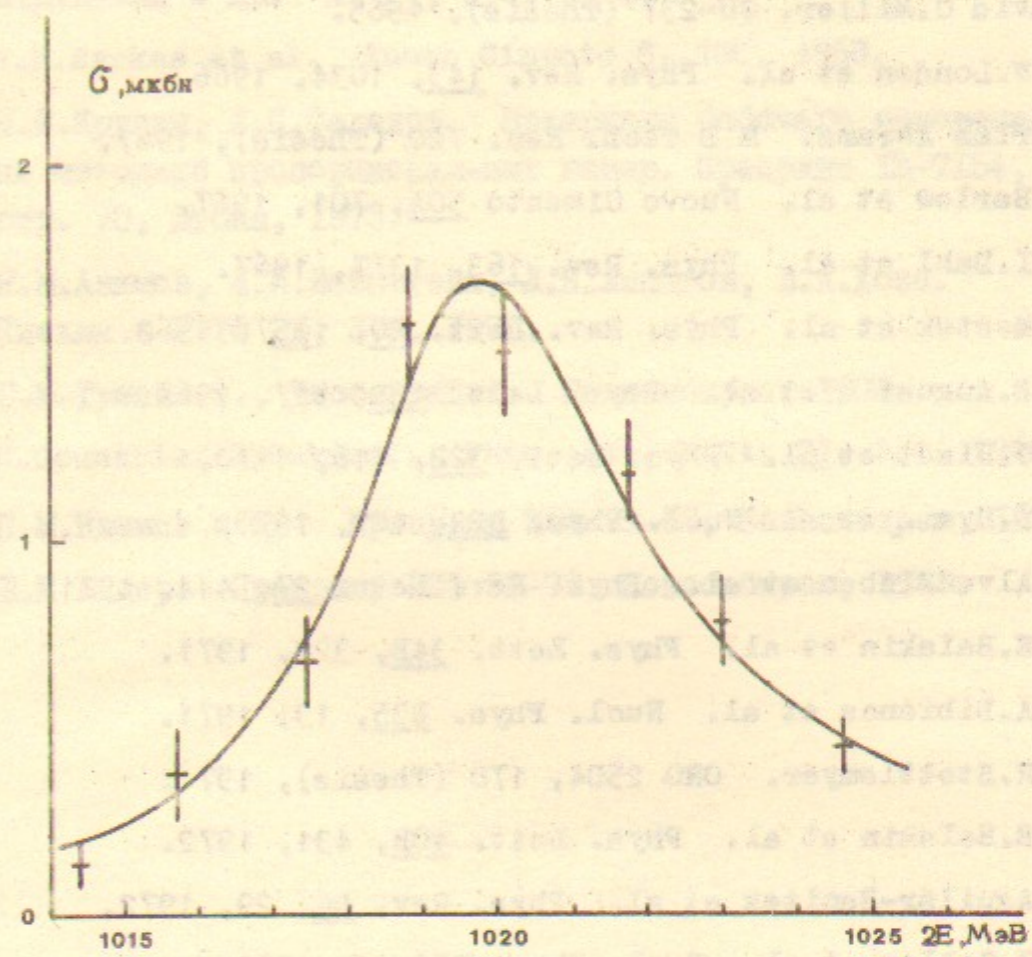


Рис.8 Экспериментально измеренные во втором сеансе облучения сечение рождения заряженных каонов и наилучшим образом аппроксимирующая их резонансная кривая.

Л и т е р а т у р а

1. P.Shlein et al. Phys. Rev. Lett. 10, 368, 1963.
2. David C.Miller. CU-237 (Thesis), 1965.
3. G.W.London et al. Phys. Rev. 143, 1034, 1966.
4. Gerlas Abrams. M D Tech. Rep. 720 (Thesis), 1967.
5. J.Barlow et al. Nuovo Cimento 50A, 701, 1967.
6. O.I.Dahl et al. Phys. Rev. 163, 1377, 1967.
7. P.Mostek et al. Phys. Rev. Lett. 20, 1057, 1968.
8. J.E.Augustin et al. Phys. Lett. 28B, 517, 1969.
9. J.C.Bizot et al. Phys. Lett. 32B, 416, 1970.
10. B.D.Hyams et al. Nucl. Phys. B22, 189, 1970.
11. H.Alvensleben et al. Phys. Rev. Lett. 27, 444, 1971.
12. V.E.Balakin et al. Phys. Lett. 34B, 328, 1971.
13. F.A.Dibianca et al. Nucl. Phys. B35, 13, 1971.
14. A.R.Stottlemyer. ORO 2504, 170 (Thesis), 1971.
15. V.E.Balakin et al. Phys. Lett. 40B, 431, 1972.
16. M.Aguilar-Benitez et al. Phys. Rev. D6, 29, 1972.
17. D.C.Colley et al. Nucl. Phys. B50, 1, 1972.
18. J.Ballam et al. Phys. Rev. D7, 3150, 1973.
19. D.S.Ayres et al. Phys. Rev. Lett. 32, 1463, 1974.
20. H.J.Besch et al. Nucl. Phys. B70, 257, 1974.
21. R.Bizzarri et al. Nuovo Cimento 20A, 393, 1974.
22. G.Cosme et al. Phys. Lett. 48B, 159, 1974.
23. A.J. de Groot et al. Nucl. Phys. B74, 77, 1974.
24. G.R.Kalbfleisch, R.C.Strand, J.W.Chapman. Phys. Rev. D13, 22, 1976.
25. S.R.Borenstein et al. Phys. Rev. D5, 1559, 1972.
26. D.Cohen et al. Phys. Rev. Lett. 38, 269, 1977.
27. R.Baldi et al. Phys. Lett. 68B, 381, 1977.
28. C.W.Akerlof et al. Phys. Rev. Lett. 39, 861, 1977.
29. А.Д.Букин и др. ЯФ 27, 976, 1978.
30. W.H.Barkas et al. Nuovo Cimento 8, 180, 1958.
31. Н.И.Крупин, Е.П.Солодов. Материалы рабочего совещания по методике пропорциональных камер. Препринт ИЗ-7154, стр. 70, Дубна, 1973.
32. Я.И.Азимов, А.И.Вайнштейн, Л.Н.Липатов, В.А.Хозе. Письма в ЖЭТФ 21, 378, 1975.
33. Г.М.Тумайкин. Диссертация. Новосибирск, 1978.
34. G.Gounaris, T.Sakurai. Phys. Rev. Lett. 21, 244, 1968.
35. П.М.Иванов и др. Препринт ИЯФ 79-68, Новосибирск, 1979.
36. В.Н.Байер. Препринт ИЯФ 52-72, Новосибирск, 1972.