

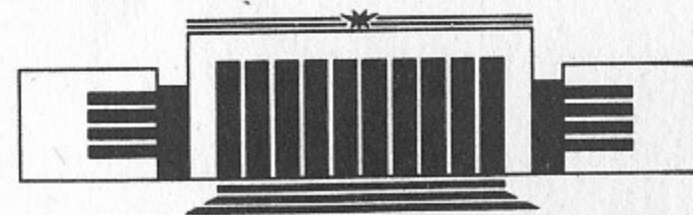


49
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Л.М. Барков, И.Б. Вассерман, П.В. Воробьев,
П.М. Иванов, Г.Я. Кезерашвили, И.А. Кооп,
А.П. Лысенко, А.А. Михайличенко, В.С. Охапкин,
Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин, С.И. Редин,
Н.М. Рыскулов А.Н. Скринский, В.П. Смахтин,
Е.П. Солодов, Б.И. Хазин,
Ю.М. Шатунов, А.И. Шехтман

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ω -МЕЗОНА
С ПОМОЩЬЮ КРИОГЕННОГО
МАГНИТНОГО ДЕТЕКТОРА

ПРЕПРИНТ 87-95



НОВОСИБИРСК

Измерение параметров ω -мезонов
с помощью криогенного магнитного детектора

Л.М. Барков, И.Б. Вассерман, П.В. Воробьев,
П.М. Иванов, Г.Я. Кезерашвили, И.А. Кооп,
А.П. Лысенко, А.А. Михайличенко, В.С. Охалкин,
Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин, С.И. Редин,
Н.М. Рыскулов, А.Н. Скринский, В.П. Смахтин,
Е.П. Солодов, Б.И. Хазин,
Ю.М. Шатунов, А.И. Шехтман

Институт ядерной физики
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

На электрон-позитронном накопительном кольце ВЭПП-2М при изучении ω -мезона применен метод резонансной деполяризации для абсолютной калибровки энергии встречных пучков. С помощью криогенного магнитного детектора получены следующие значения параметров ω -резонанса в канале $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$:

$$M_\omega = 781.78 \pm 0.10 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_\omega = 8.30 \pm 0.40 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_{\text{реак}} = 1549 \pm 57 \text{ нб},$$

$$B_{\omega \rightarrow e^+e^-} = (7.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}.$$

Точность измерения $\sigma_{\text{реак}}$ и $B_{\omega \rightarrow e^+e^-}$ в два раза, а M_ω — в четыре раза выше, чем в лучшей ранее опубликованной работе.

© Институт ядерной физики СО АН СССР

ВВЕДЕНИЕ

Масса ω -мезона неоднократно измерялась как в экспериментах с неподвижной мишенью [4—15], так и на встречных электрон-позитронных пучках [16—18]. Большая часть экспериментов на прямых пучках выполнена с использованием водородных пузырьковых камер. В этих экспериментах ω -мезон рождается в $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ и $\bar{p}p$ столкновениях вместе с другими частицами, которые либо сами заряжены, либо распадаются на заряженные продукты. Импульсы заряженных частиц определяются по кривизне треков в магнитном поле, для определения массы ω -мезона используется метод недостающей массы.

Недостатком этой методики является большая аппаратная ширина, которая сравнима и даже превышает ширину ω -мезона. Наименьшее значение аппаратной ширины (2.7 МэВ) получено в работе [7], в других работах она меняется от 5 до 30 МэВ. Это приводит к возникновению обнаруженных авторами работ [8, 15] систематических погрешностей порядка 1 МэВ в значениях массы и ширины ω -мезона из-за неточного знания аппаратной функции. Как указывается в [15], эти погрешности могут быть связаны с особенностью процедуры обработки данных с пузырьковых камер. Большая аппаратная ширина свойственна и другим методикам, применявшимся для измерения массы ω -мезона на прямых пучках [6, 10, 14].

Существенное улучшение разрешения дает применение встречных электрон-позитронных пучков, где разброс энергии частиц в

пучке составляет ~ 0.2 МэВ. Однако в выполненных ранее работах в Орсе [16] и Новосибирске [17] присутствуют систематические ошибки ~ 0.5 МэВ, связанные с неточностью калибровки и температурной нестабильностью энергии накопителя.

В настоящей работе, выполненной на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М [1], для абсолютной калибровки энергии пучков использован метод резонансной деполяризации, разработанный в Новосибирске [2]. Это позволило получить значение массы ω -мезона со значительно меньшими систематическими погрешностями, чем в ранее опубликованных работах.

ДЕТЕКТОР

Эксперимент по измерению параметров ω -мезона выполнен с помощью криогенного магнитного детектора (КМД) [3]. Для регистрации треков заряженных частиц в КМД используется оптическая искровая камера с цилиндрическими электродами, помещенная внутри сверхпроводящего соленоида с магнитным полем до 32 кГс. С помощью системы зеркал цилиндрический объем искровой камеры просматривается с одного торца кинокамерой, которая снимает треки частиц на 35-миллиметровую киноплёнку. Координаты искр в направлении оси искровой камеры определяются с помощью системы призм, сдвигающих изображение искры пропорционально глубине. Использование низкой температуры (180К) и повышенного давления (2 атм) газа в искровой камере, а также режима ее работы, близкого к стримерному, позволило получить высокое пространственное разрешение ~ 50 мкм в плоскости, перпендикулярной оси пучков, и 1.5 мм в продольном направлении. Это обеспечило разрешение по импульсу 2.5% при импульсе 400 МэВ и хорошую идентификацию заряженных продуктов e^+e^- -столкновений по кинематическим характеристикам частиц.

Запускающая система КМД включает две цилиндрические многопроволочные пропорциональные камеры, расположенные внутри и снаружи искровой камеры и обеспечивающие высокую эффективность запуска детектора. Проволочки каждой пропорциональной камеры натянуты вдоль оси цилиндра и объединены в 16 секторов, сигналы с которых используются блоком логики запуска для выделения полезных событий и подавления фона от частиц, выбывающих из пучка.

КАЛИБРОВКА ЭНЕРГИИ НАКОПИТЕЛЯ

Метод точного определения средней энергии частиц в накопителе с помощью резонансной деполяризации был разработан в Новосибирске [2] и применялся на многих накопителях для прецизионного определения массы различных частиц и резонансов (K^\pm , K^0 , Φ , Ψ , Υ). Метод основан на измерении частоты аномальной прецессии спина электрона Ω в магнитном поле накопителя, которая линейно связана с энергией электрона E :

$$\Omega = \omega \cdot E / m_e \cdot \mu' / \mu_0,$$

где ω — частота обращения частиц в накопителе, m_e — масса электрона, μ' и μ_0 — аномальная и нормальная составляющие его магнитного момента. Частоту прецессии можно определить, воздействуя на предварительно поляризованный пучок слабым периодическим возмущающим полем. При совпадении частоты возмущения с частотой прецессии поляризация разрушается, что можно заметить по изменению скорости выбывания частиц из пучка за счет эффекта внутреннего рассеяния.

Минимальная энергия, при которой применялся ранее метод резонансной деполяризации, — это энергия Φ -мезона ($E=510$ МэВ), при этом степень поляризации 50% достигалась за 3—4 часа. При понижении энергии в область ω -мезона ($E=390$ МэВ) поляризовать пучок обычным образом не удастся, так как время поляризации становится существенно больше времени жизни пучка. Единственная возможность получить поляризованный пучок требуемой энергии — это поляризовать его при максимальной энергии накопителя, а затем понизить энергию до значения, нужного в эксперименте. Однако, если не принять специальных мер, поляризация пучка при изменении его энергии будет разрушена из-за влияния неоднородностей магнитного поля в накопителе на прецессию спина.

Каждый электрон проходит все неоднородности магнитного поля с частотой обращения ω , а также совершает бетатронные и синхротронные колебания, которые тоже приводят к периодическим изменениям магнитного поля, действующего на спин. В результате, возмущение магнитного поля содержит фурье-гармоники с частотами, равными произвольной линейной комбинации с целыми коэффициентами частот бетатронных и синхротронных колебаний с частотой обращения ω . Совпадение частоты одной из этих

гармоник с частотой прецессии спина может приводить к разрушению поляризации пучка (явление спинового резонанса). При снижении энергии накопителя от максимального значения до области ω -мезона приходится проходить большое число спиновых резонансов, из которых наиболее опасным является целый спиновый резонанс при $E=440.65$ МэВ, когда частота аномальной прецессии спина совпадает с частотой обращения.

Методы сохранения поляризации пучка при прохождении спиновых резонансов были предложены в работе [20]. В ней получено условие разрушения поляризации при прохождении спинового резонанса. Если ω_k — частота прецессии спина под действием резонансной гармоники, а $\epsilon_k(t)$ — отстройка по частоте прецессии от спинового резонанса, то поляризация нарушится, когда время прохождения резонанса $\omega_k/\dot{\epsilon}_k$ будет порядка периода прецессии спина $1/\omega_k$ под действием резонансной гармоники, т. е. при $\omega_k^2/\dot{\epsilon}_k \sim 1$. Таким образом, для сохранения поляризации пучка прохождение резонанса должно быть либо быстрым ($\omega_k^2/\dot{\epsilon}_k \ll 1$), либо медленным ($\omega_k^2/\dot{\epsilon}_k \gg 1$).

Быстрое прохождение удобно применять для относительно слабых резонансов с малыми ω_k . Для опасных резонансов, таких как целый резонанс при $E=440.65$ МэВ более эффективным является использование адиабатического прохождение, однако не за счет уменьшения скорости $\dot{\epsilon}_k$, а за счет усиления опасных гармоник ω_k введением специальных полей. Для этого в описываемом эксперименте при прохождении резонанса компенсация магнитного поля детектора специально нарушалась путем уменьшения поля компенсирующих магнитов.

Для контроля за энергией пучков в процессе эксперимента использовались измерения магнитного поля в накопителе по ЯМР и среднего радиуса накопителя с помощью автоматической системы измерения смещений магнитов и линз [21]. Поддержание постоянной энергии пучка обеспечивала система обратной связи, которая регулировала магнитное поле при изменении размеров накопителя.

Зависимость частоты ЯМР от энергии калибровалась с помощью метода резонансной деполяризации. Результаты калибровок приведены на рис. 1, где по оси ординат отложено отношение частоты ЯМР, поправленной на изменение размеров накопителя, к энергии пучка. Относительный разброс точек по вертикали при каждом значении энергии, равный $4 \cdot 10^{-6}$, соответствует точности калибровки энергии пучка порядка 15 кэВ. В идеальном случае энергия пропорциональна магнитному полю, $f_{\text{ЯМР}}/E = \text{const}$ и ка-

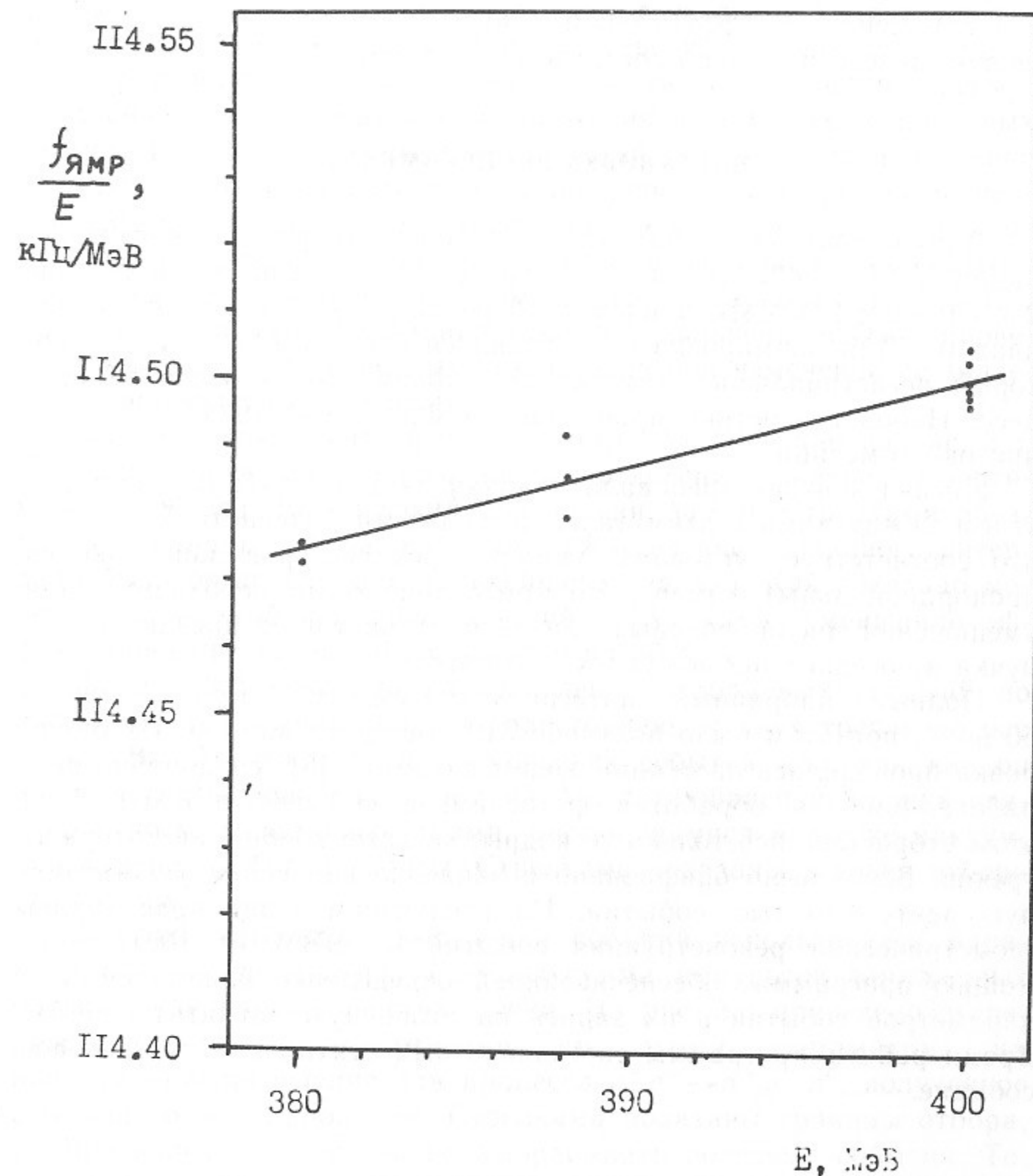


Рис. 1. Зависимость частоты ЯМР от энергии пучка. Точки — результаты измерений методом резонансной деполяризации, сплошная линия — аппроксимация.

либровочная прямая должна быть горизонтальна. Ее наклон связан с изменением эффективной длины магнитов вследствие насыщения железа и хорошо согласуется с расчетом.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА.

Для нахождения параметров ω -мезона измерялось сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в 15 точках по энергии в диапазоне $2 \times 380 - 2 \times 405$ МэВ, причем в 10 из них измерения проводились дважды. Для нормировки использовался процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, который регистрировался тем же детектором, что и основной процесс. Набор статистики проводился в мае—июне 1984 года и занял около месяца.

Логика запуска требовала наличия двух заряженных частиц с углом между ними в азимутальной плоскости больше 67.5 градуса, что соответствует угловому размеру трех секторов, запускающих пропорциональных камер. Это требование было необходимо для уменьшения числа фоновых запусков от частиц, выбывающих из пучка в соседних промежутках накопителя.

Полный набранный интеграл светимости составил около 50 нб^{-1} , при этом было получено 310 тыс. фотоснимков. Их оцифровка проводилась на сканирующем автомате [3], специально разработанном для обработки фотоснимков событий с КМД. При этом отбрасывались только те кадры, которые вообще не содержат треков. Всего было оцифровано и записано на первичную магнитную ленту 130 тыс. событий. На следующем этапе проводилась геометрическая реконструкция событий на ЭВМ ЕС-1061 с помощью программы, обеспечивающей определение кинематических параметров событий и их запись на вторичную магнитную ленту. Время работы программы составляло 0.12 секунд на двухтрековое событие.

ОТБОР СОБЫТИЙ.

Для определения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ необходимо отделить его от фоновых процессов, которыми в данном случае являются упругое рассеяние и аннигиляция в пару π - или μ -мезонов с испусканием жесткого γ -кванта:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma, \quad \pi^+\pi^-\gamma, \quad \mu^+\mu^-\gamma.$$

Эти процессы, как и основной, дают в искровой камере два неколлинеарных трека. Однако они существенно отличаются по угловому распределению, поскольку γ -кванты испускаются преимущественно вдоль направления движения начальных и конечных частиц. Поэтому, в отличие от событий эффекта, распределение фоновых событий по углу расколлинearности $\Delta\phi$ в плоскости, перпендикулярной оси пучков, имеет острый пик при $\Delta\phi=0$. Учитывая это, в качестве основного критерия отбора полезных событий использовалось условие на угол расколлинearности $|\Delta\phi| > 15^\circ$. Граница была выбрана эмпирически, и в дальнейшем была проверена независимость конечных результатов при изменении ее значения в определенных пределах.

Распределение событий по параметру $\Delta\phi$ показано на рис. 2,а. Жирной линией показано то же распределение, сжатое по вертикали в 100 раз. Виден узкий пик вблизи $\Delta\phi=0$. Стрелками обозначены границы отбора: события, лежащие вне указанного интервала были оставлены для дальнейшего анализа. Как показало моделирование, выбрасывание событий с $|\Delta\phi| < 15^\circ$ уменьшило эффективность регистрации 3π -событий на 30%.

На рис. 2,б показано распределение отобранных событий по параметру $|L|$ — минимальному расстоянию от двух треков до оси пучка. Видно, что фон от космических событий мал, так как он почти весь выброшен условием на $\Delta\phi$, оставшаяся подложка связана с космическими частицами, рассеявшимися в стенке вакуумной камеры на большой угол. Стрелками показаны условия отбора $|L| < 1 \text{ мм}$.

Для окончательного выделения событий использовался параметр $\bar{p}/E_0 = (|p_1| + |p_2|)/2E_0$ — полусумма импульсов заряженных частиц, деленная на энергию пучка. На рис. 3,а приведено экспериментальное распределение по этому параметру, на рис. 3,б — распределение для процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, полученное с помощью моделирования. Стрелками показаны границы отбора, установленные так, чтобы не выбрасывать полезные события. То, что границы отбора выбраны правильно, иллюстрируют рис. 3,в и 3,г, где приведены распределения по недостающей массе для отобранных и выброшенных событий, соответственно.

Для первых виден пик при значении массы π^0 -мезона, для вторых на этом месте события вообще отсутствуют. Поскольку основную часть фона составляют события $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, пик на рис. 3,г

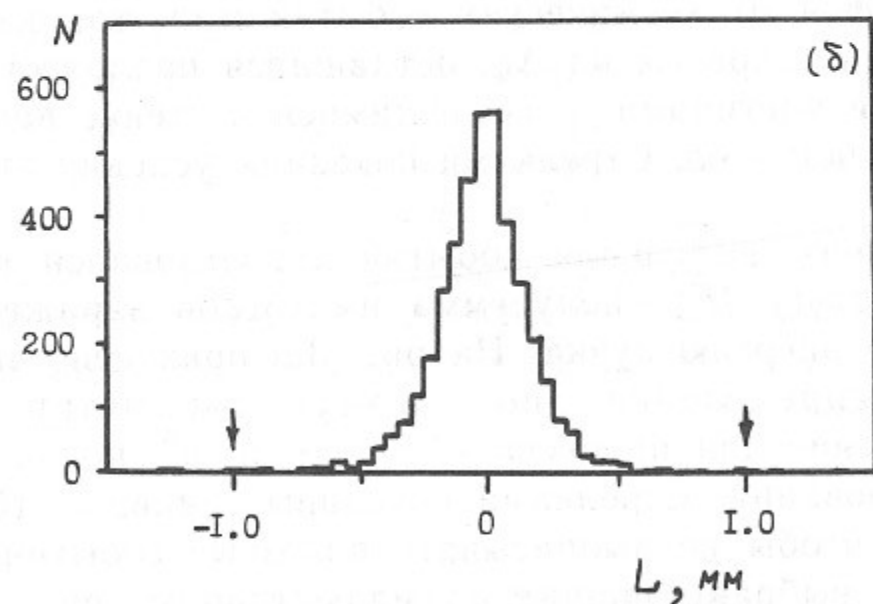
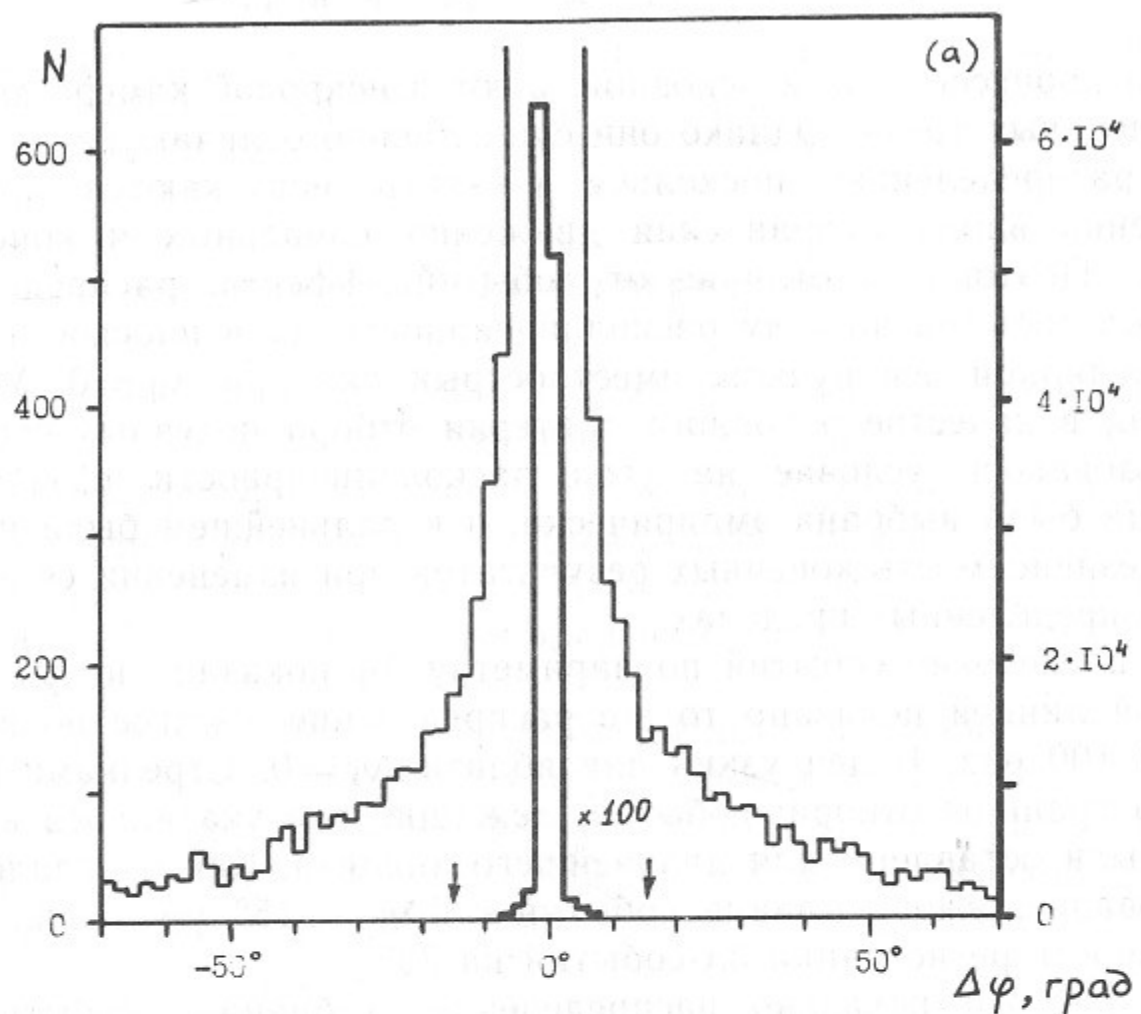


Рис. 2. *a*—Распределение событий по углу расколлинеарности в плоскости, перпендикулярной оси пучков; *б*—распределение неколлинеарных событий по минимальному расстоянию от двух треков до оси пучков.

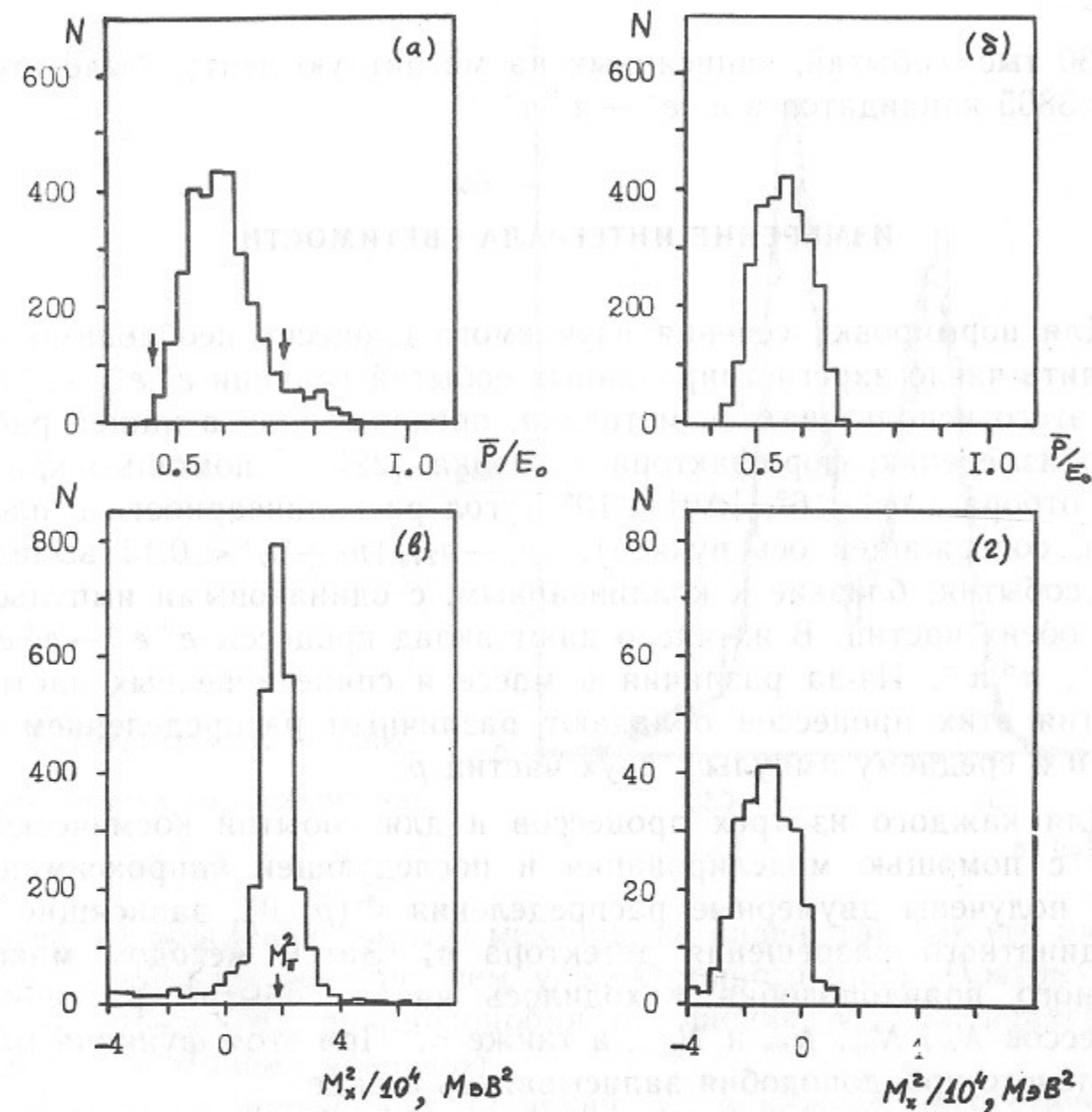


Рис. 3. *a*—Распределение неколлинеарных пучковых событий по среднему импульсу, деленному на энергию пучка; *б*—распределение по тому же параметру для событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, полученное с помощью моделирования; *в*—распределение по квадрату недостающей массы для отобранных событий; *г*—то же распределение для событий, отброшенных по среднему импульсу.

сдвинут относительно $M_x^2=0$ из-за того, что при вычислении недостающей массы заряженным частицам приписывалась масса π -мезона. Таким образом, с помощью условий отбора

$$|\Delta\varphi| > 15^\circ, \quad |L| < 1 \text{ мм}, \quad 0.45 < \bar{p}/E_0 < 0.725$$

из 130 тыс. событий, записанных на магнитную ленту, было отобрано 3805 кандидатов в $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

ИЗМЕРЕНИЕ ИНТЕГРАЛА СВИТИМОСТИ

Для нормировки сечения изучаемого процесса необходимо определить число зарегистрированных событий реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Для этого использовалась методика, предложенная в нашей работе по измерению формфактора π -мезона [22]. С помощью критериев отбора $|\Delta\varphi| < 6^\circ$, $|\Delta\theta| < 10^\circ$ (угол раскоординатности в плоскости, содержащей ось пучков), $|p_1 - p_2|/|p_1 + p_2| < 0.15$ выделялись события, близкие к коллинеарным, с одинаковыми импульсами у обеих частиц. В их число дают вклад процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$. Из-за различия в массе и спине конечных частиц, события этих процессов обладают различным распределением по углу θ и среднему импульсу двух частиц \bar{p} .

Для каждого из трех процессов и для событий космического фона с помощью моделирования и последующей аппроксимации были получены двумерные распределения $\Phi(\bar{p}, \theta)$, зависящие от координатного разрешения детектора σ_x . Затем методом максимального правдоподобия находилось число событий различных процессов N_{ee} , $N_{\mu\mu}$, $N_{\pi\pi}$ и $N_{\text{фон}}$, а также σ_x . При этом функция максимального правдоподобия записывалась в виде

$$\ln \mathcal{L} = - \sum_{ij} N_{ij} \ln [N_{\pi\pi} \Phi_{\pi\pi}(\bar{p}_i, \theta_j) + N_{\mu\mu} \Phi_{\mu\mu}(\bar{p}_i, \theta_j) + N_{ee} \Phi_{ee}(\bar{p}_i, \theta_j) + N_{\text{фон}} \Phi_{\text{фон}}(\bar{p}_i, \theta_j)] + N_{\text{tot}} \ln N_{\text{tot}},$$

где \bar{p}_i и θ_j — значения импульса и угла в центре канала (i, j) двумерной гистограммы; N_{ij} — число событий в этом канале, N_{tot} — полное число событий на гистограмме.

На рис. 4 приведена проекция изучаемой двумерной гистограммы на ось \bar{p} . Плавной кривой показана аппроксимация с оптимальными значениями параметров. На картинке хорошо видны пики, соответствующие рождению пар e^+e^- и $\pi^+\pi^-$. Пик, соответ-

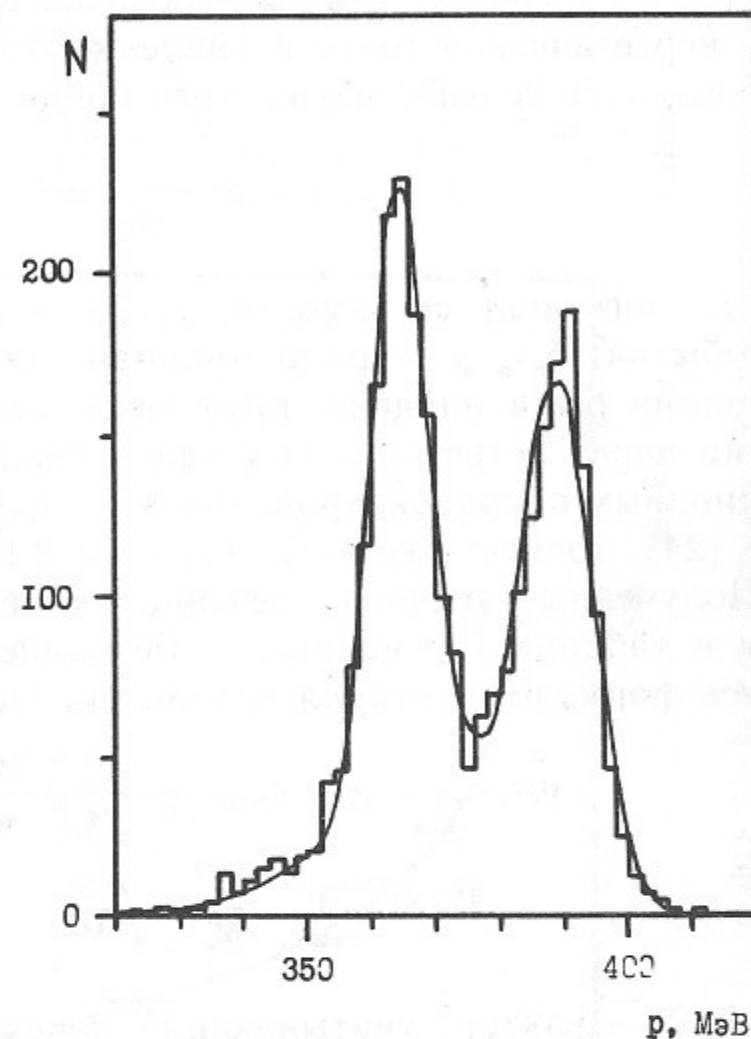


Рис. 4. Распределение коллинеарных событий по среднему импульсу.

ствующий рождению пары μ -мезонов, не виден, так как его амплитуда на порядок меньше, чем у электронного пика. Поэтому при поиске максимума правдоподобия отношение $N_{\mu\mu}/N_{ee}$ полагалось равным расчетному значению.

Исходя из полученных значений N_{ee} в каждой энергетической точке определялся набранный интеграл светимости:

$$L = \frac{N_{ee}}{\varepsilon_{ee} \cdot \sigma_{ee}(1 + \delta_{ee})},$$

где σ_{ee} — сечение упругого рассеяния в заданный телесный угол $45^\circ < \theta < 135^\circ$; ε_{ee} — эффективность регистрации этого процесса в указанном телесном угле; δ_{ee} — радиационная поправка к сечению, рассчитанная согласно работе [23].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ω -МЕЗОНА.

Исходя из количества 3π -событий, зарегистрированных в каждой энергетической точке и найденного выше интеграла светимости определялось сечение изучаемого процесса:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = \frac{N_{\pi^+\pi^-\pi^0}}{L \cdot \varepsilon_{\pi^+\pi^-\pi^0} \cdot (1 + \delta_{\pi^+\pi^-\pi^0})},$$

где L — интеграл светимости; $\varepsilon_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ — эффективность регистрации 3π -событий; $\delta_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ — радиационная поправка. Эффективность регистрации была найдена численным моделированием прохождения частиц через детектор и оказалась равной $12.9 \pm 0.1\%$. Расчет радиационных поправок проводился по формулам, полученным в работе [24], точность которых порядка 0.1% .

Полученные значения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ приведены в таблице 1 и на рис. 5. Резонансная кривая аппроксимировалась формулой, которая использовалась в работах [17, 18]:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = \sigma_{peak} \frac{M_\omega^2 \cdot \Gamma_\omega^2(M_\omega^2)}{(S - M_\omega^2)^2 + S\Gamma_\omega^2(S)} \frac{F(S)}{F(M_\omega^2)},$$

$$\Gamma_\omega(S) = \Gamma_\omega \frac{S^{3/2}}{M_\omega^3} \frac{F(S)}{F(M_\omega^2)}, \quad S = 4E^2,$$

где $F(S)$ — фактор, учитывающий переход $\omega \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$. В качестве свободных параметров использовались масса M_ω , полная ширина Γ_ω и величина сечения в пике σ_{peak} , а также величина нерезонансного фона. Кривая на рис. 5 соответствует оптимальным значениям параметров ω -мезона:

$$M_\omega = 781.78 \pm 0.10 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma_\omega = 8.30 \pm 0.40 \text{ МэВ},$$

$$\sigma_{peak} = 1549 \pm 57 \text{ нб},$$

$$\text{фон} = 69 \pm 9 \text{ нб}.$$

При этом $\chi^2 = 27.3$ при 24 степенях свободы, что соответствует согласию теории с экспериментом 30% . В величину σ_{peak} введена поправка 3.5% на ядерное взаимодействие π -мезонов с веществом стенки внешней пропорциональной камеры (3 мм меди), а также 1.2% на процесс

Таблица 1
Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

2E МэВ	Сечение, нб	Ошибка \pm нб
760.4	175	33
770.8	262	34
774.0	361	43
774.0	423	50
776.0	499	75
776.0	658	61
776.0	677	62
778.0	1076	99
778.0	934	79
778.0	875	74
780.0	1348	88
780.0	1296	90
780.0	1548	121
781.6	1626	114
782.0	1414	96
783.6	1369	85
783.6	1536	100
785.6	792	56
786.0	809	63
788.2	475	49
788.0	510	51
790.0	432	51
790.0	379	38
792.0	295	37
792.0	291	35
796.0	173	22
799.6	134	18
810.0	69	12

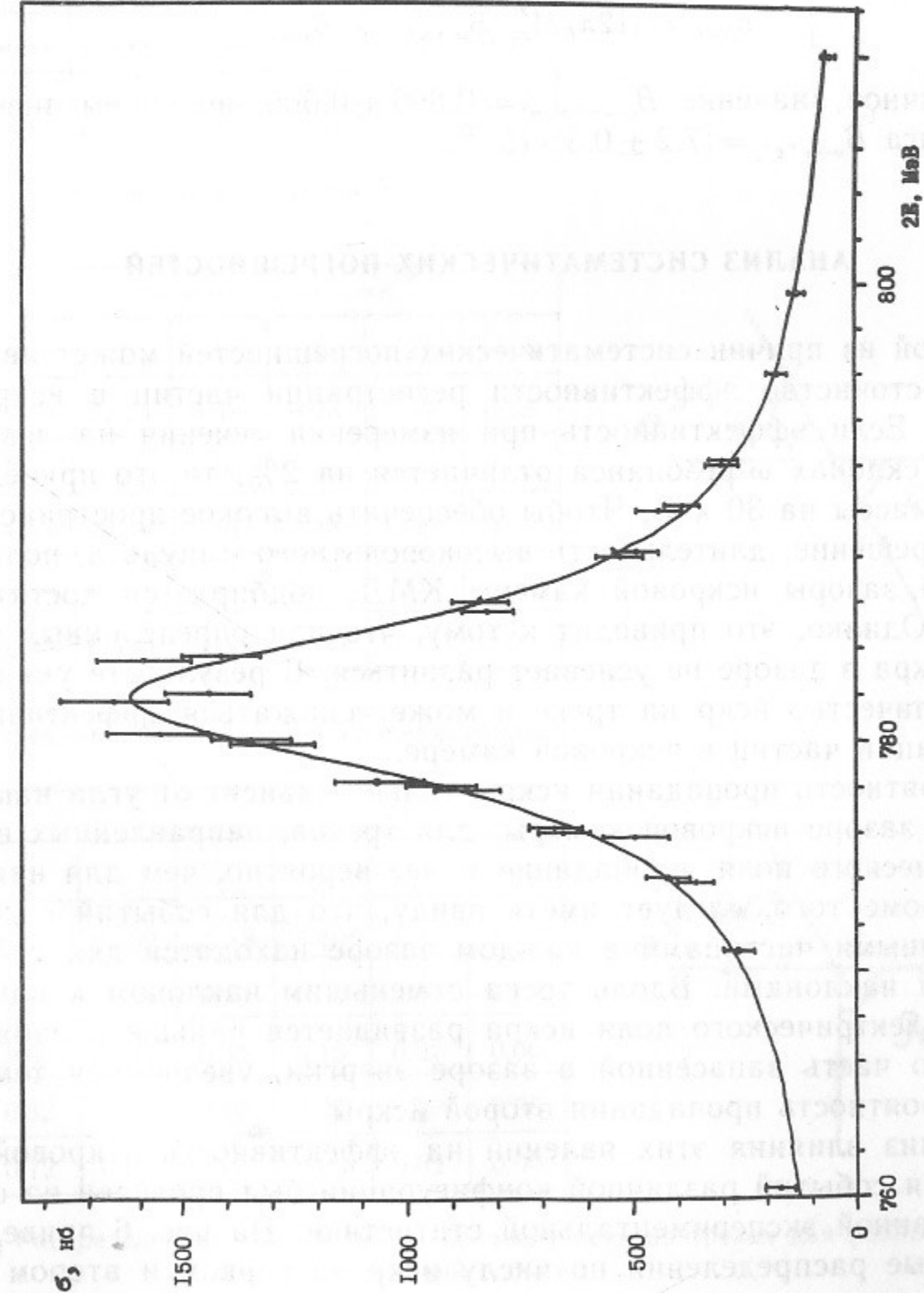
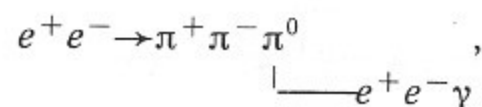


Рис. 5. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Сплошная линия — аппроксимация с оптимальными значениями параметров.



события которого отбрасывались при отборе. Поправка на распад $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ не вводилась, так как эти события хорошо идентифицируются по излому на треке и включаются в обработку, при этом используется часть трека до точки распада. Доля таких событий составляет 2%. Используя соотношение

$$\sigma_{reak} = (12\pi/M_\omega^2) \cdot B_{\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} \cdot B_{\omega \rightarrow e^+e^-}$$

и табличное значение $B_{\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 0.896 \pm 0.005$, получаем значение бранчинга $B_{\omega \rightarrow e^+e^-} = (7.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-5}$.

АНАЛИЗ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ

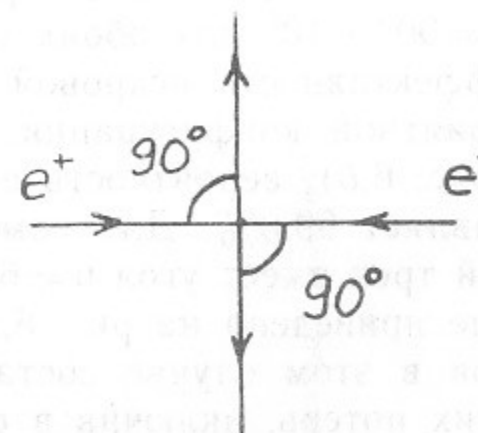
Одной из причин систематических погрешностей может являться непостоянство эффективности регистрации частиц в искровой камере. Если эффективность при измерении сечения на левом и правом склонах ω -резонанса отличается на 2%, то это приведет к сдвигу массы на 30 кэВ. Чтобы обеспечить высокое пространственное разрешение, длительность высоковольтного импульса, подаваемого на зазоры искровой камеры КМД, подбирается достаточно малой. Однако, это приводит к тому, что при определенных условиях искра в зазоре не успевает развиться. В результате уменьшается количество искр на треке и может снижаться эффективность регистрации частиц в искровой камере.

Вероятность пропадания искры сильно зависит от угла наклона трека в зазоре искровой камеры: для треков, направленных вдоль электрического поля, пропадание менее вероятно, чем для наклонных. Кроме того, следует иметь в виду, что для событий с двумя заряженными частицами в каждом зазоре находятся два трека с разными наклонами. Вдоль трека с меньшим наклоном к направлению электрического поля искра развивается раньше и забирает большую часть запасенной в зазоре энергии, увеличивая тем самым вероятность пропадания второй искры.

Анализ влияния этих явлений на эффективность искровой камеры для событий различной конфигурации был проведен на основе набранной экспериментальной статистики. На рис. 6 приведены двумерные распределения по числу искр на первом и втором тре-

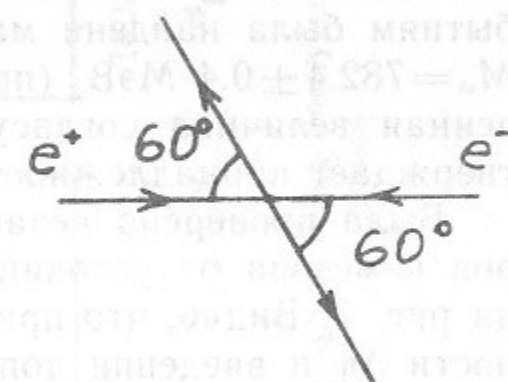
а — Два трека перпендикулярно оси пучков.

Число искр на 2-м треке	Число искр на 1-м треке					
	6	5	4	3	2	1+0
6	84.23	12.60	1.50	0.19	0.04	0.00
5	*****	0.95	0.32	0.05	0.00	0.00
4	*****	*****	0.05	0.06	0.00	0.00
3	*****	*****	*****	0.01	0.00	0.00
2	*****	*****	*****	*****	0.00	0.00



б — два наклонных трека.

Число искр на 2-м треке	Число искр на 1-м треке					
	6	5	4	3	2	1+0
6	63.09	21.54	4.48	0.93	0.14	0.15
5	*****	4.63	3.00	0.56	0.04	0.02
4	*****	*****	0.91	0.38	0.09	0.01
3	*****	*****	*****	0.06	0.01	0.00
2	*****	*****	*****	*****	0.00	0.00



в — 1-й трек — наклонный, 2-й — перпендикулярный.

Число искр на 2-м треке	Число искр на 1-м треке					
	6	5	4	3	2	1+0
6	48.30	21.92	13.18	5.40	1.21	2.17
5	2.34	1.70	1.09	0.30	0.00	0.12
4	0.59	0.30	0.30	0.15	0.02	0.00
3	0.32	0.15	0.12	0.07	0.02	0.00
2	0.12	0.05	0.02	0.00	0.02	0.00

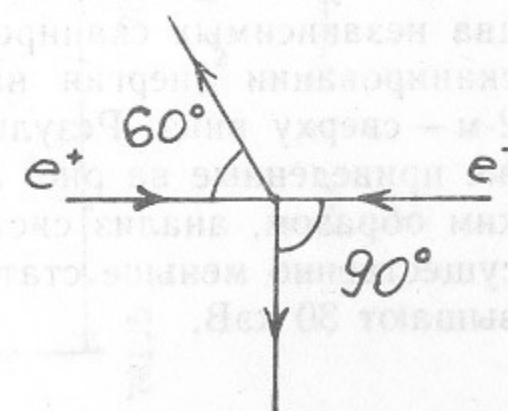


Рис. 6. Распределение событий (в %) по числу искр на треках для разных конфигураций события.

ке. Распределение на рис. 6,а построено для событий с углом $\theta = 90^\circ \pm 10^\circ$ для обоих треков. Видно, что для этой конфигурации эффективность искровой камеры лучше 99.9%. Для менее благоприятной конфигурации, где оба трека имеют угол $\theta = 60^\circ \pm 10^\circ$ (рис. 6,б), вероятность иметь на обоих треках 2 и более искр составляет 99.8%. Для самой неблагоприятной конфигурации, когда 1-й трек имеет угол $\theta = 60^\circ \pm 10^\circ$, а 2-й — $\theta = 90^\circ \pm 10^\circ$, распределение приведено на рис. 6,в. Эффективность регистрации обоих треков в этом случае составляет 97.7%, однако можно избежать и этих потерь, включив в обработку события с одним зарегистрированным треком.

Общее число одотрековых событий составило 359, после отбора по расстоянию до пучка и импульсу их осталось 220, или 6% от общего числа кандидатов в 3π -события. Их добавление меняет значение массы всего на 20 кэВ. Кроме того, отдельно по этим событиям была найдена масса ω -мезона, которая оказалась равной $M_\omega = 782.4 \pm 0.4$ МэВ (приведена статистическая ошибка). Полученная величина согласуется с основным результатом, что подтверждает принадлежность этих событий к каналу $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

Была проверена независимость получаемых значений параметров ω -мезона от условий отбора. Результаты проверки приведены на рис. 7. Видно, что при изменении условий на угол раскоординатности $\Delta\varphi$ и введении дополнительного условия отбора по недостающей массе $-0.5 < M_x^2/M_\pi^2 < 2.5$ сдвиг значений параметров ω -мезона существенно меньше статистических ошибок. Следует заметить, что уровень фона при этом меняется от 5 до 1.5% от сечения в пике.

Как уже отмечалось, во время эксперимента было проведено два независимых сканирования области ω -мезона, причем при 1-м сканировании энергия накопителя менялась снизу вверх, а при 2-м — сверху вниз. Результаты для 1-го и 2-го сканирований, также приведенные на рис. 7, хорошо согласуются друг с другом. Таким образом, анализ систематических ошибок показывает, что они существенно меньше статистических и для массы ω -мезона не превышают 30 кэВ.

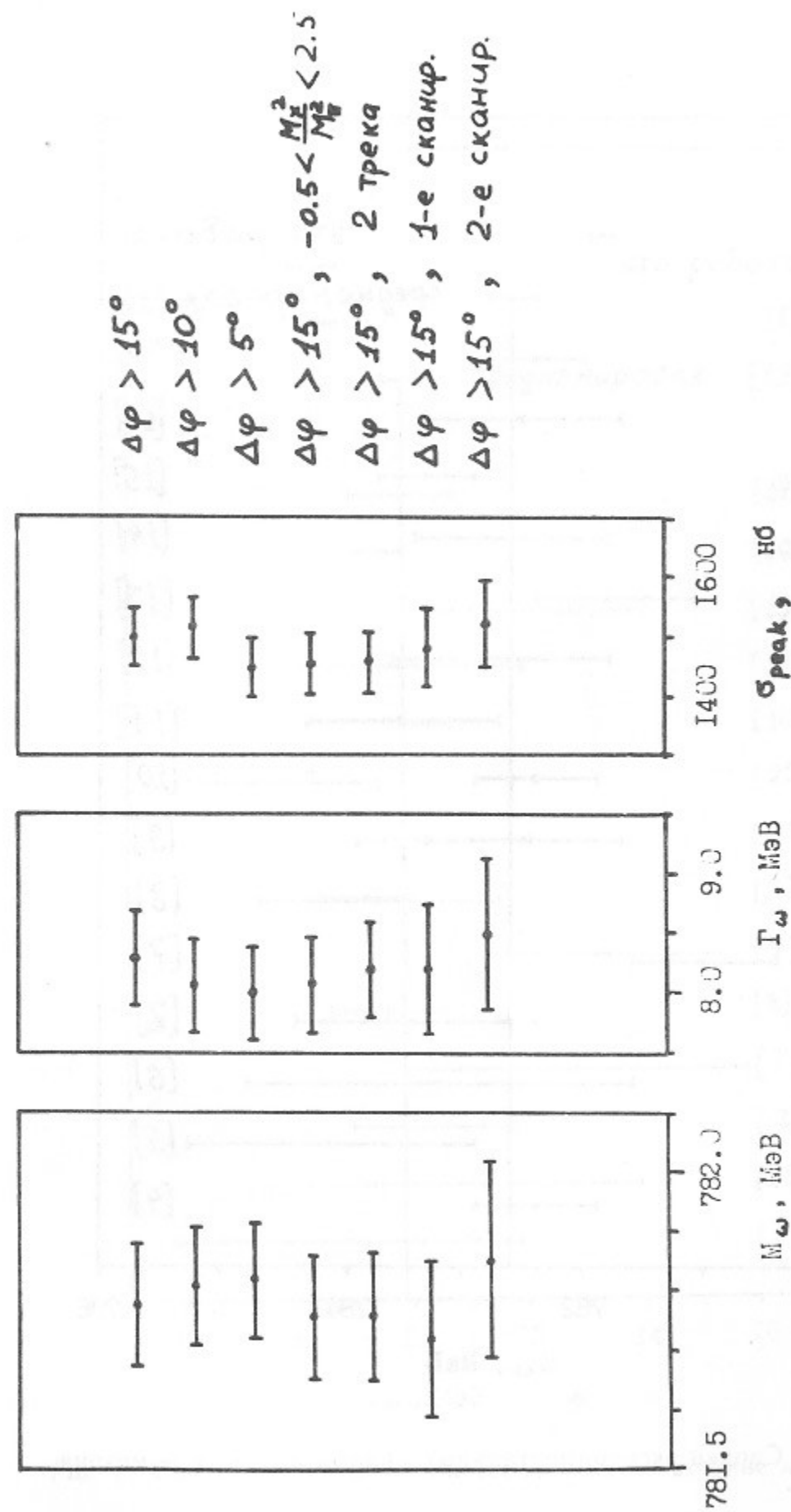


Рис. 7. Значения параметров ω -мезона, полученные при различных условиях отбора.

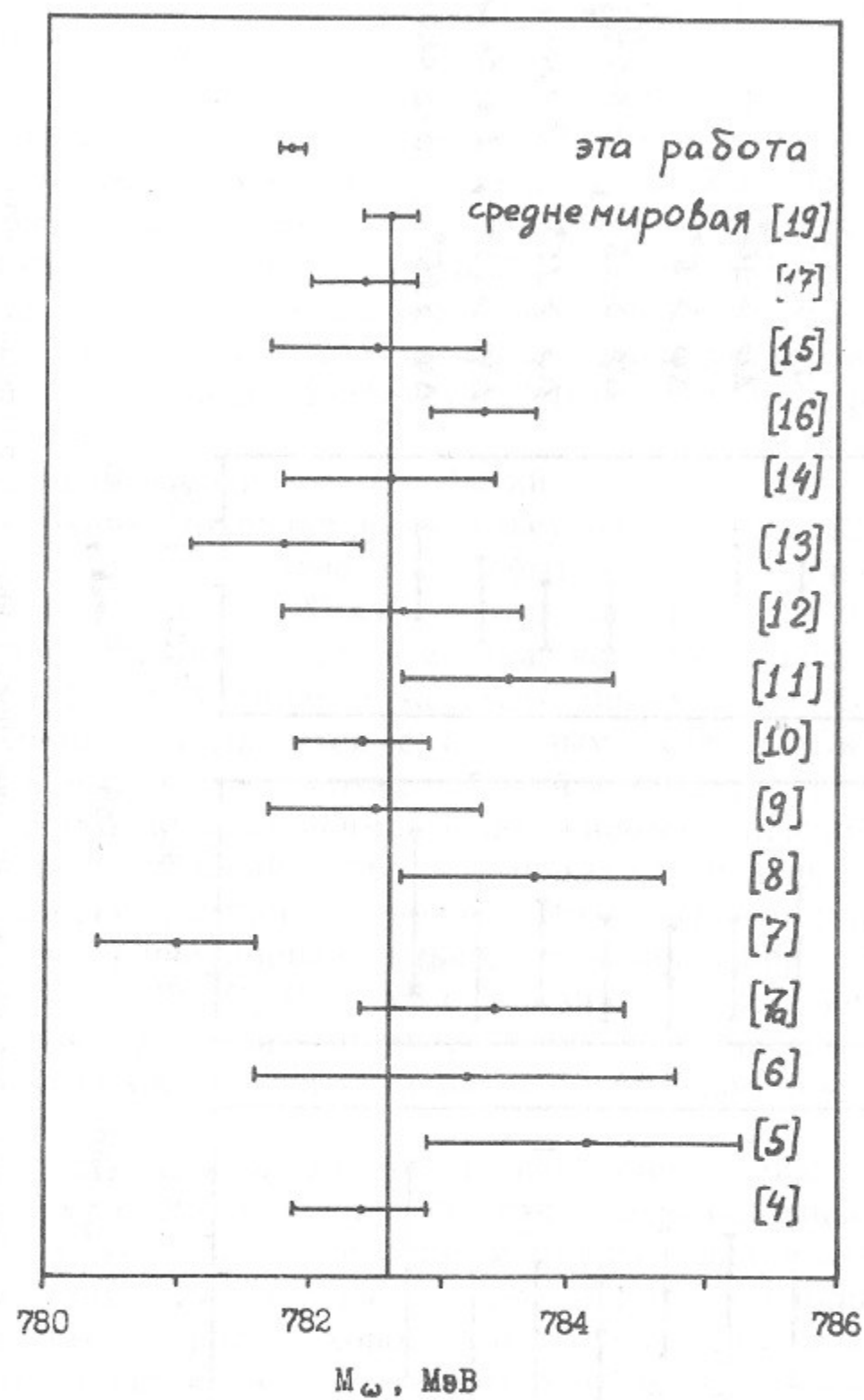


Рис. 8. Сводка экспериментальных данных по массе ω -мезона.

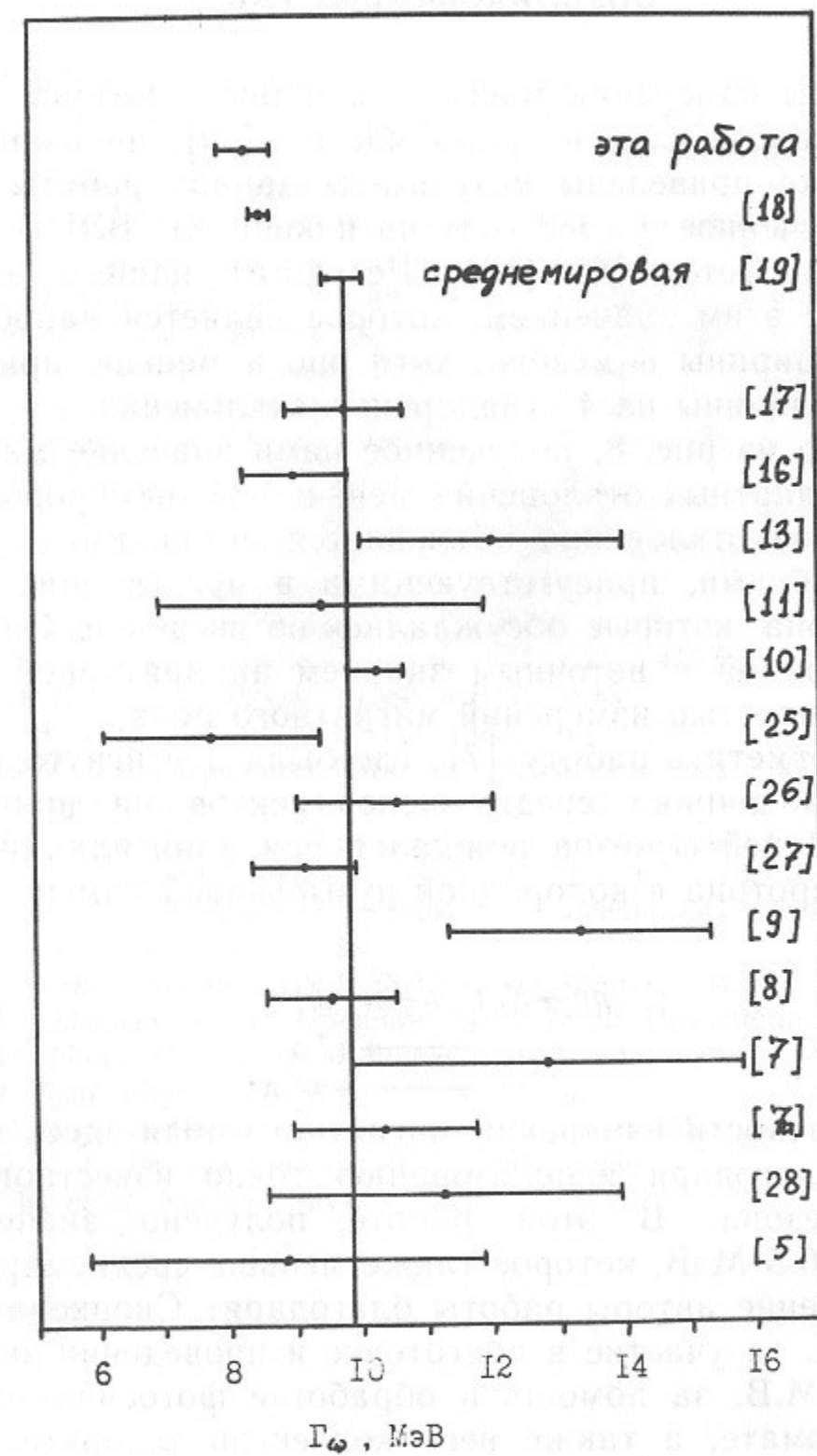


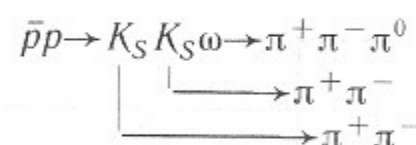
Рис. 9. Сводка экспериментальных данных по ширине ω -мезона.

СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ РАНЕЕ
ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

Результаты измерений массы и ширины ω -мезона, включенные в таблицу свойств элементарных частиц [19], показаны на рис. 8 и 9. Здесь же приведены результаты данной работы и значение ширины, полученное в 1986 году на накопителе ВЭПП-2М группой Нейтрального Детектора [18]. Результат нашего эксперимента согласуется с этим значением, которое является наиболее точным измерением ширины ω -мезона, хотя оно и меньше принятой среднемировой величины на 4 стандартных отклонения.

Как видно из рис. 8, полученное нами значение массы ω -мезона на 4 стандартных отклонения меньше среднемировой величины. Такое большое отклонение объясняется, по-видимому, систематическими ошибками, присутствующими в предыдущих измерениях массы ω -мезона, которые обсуждались во введении. Они связаны с большой шириной и неточным знанием аппаратурной функции, а также с неточностью измерений магнитного поля.

Следует отметить работу [7], где была достигнута наименьшая аппаратурная ширина среди экспериментов на прямых пучках (2.7 МэВ). В ней ω -мезон рождался при аннигиляции остановившегося антипротона в водородной пузырьковой камере



Влияние неточности измерения магнитного поля здесь практически исключено благодаря использованию точно известного значения массы K_S -мезона. В этой работе получено значение массы $M_\omega = 781.0 \pm 0.5$ МэВ, которое также меньше среднемирового.

В заключение авторы работы благодарят Снопкова И.Г. и Филипенко Ю.Н. за участие в подготовке и проведении эксперимента, Мельникова М.В. за помощь в обработке фотоснимков на сканирующем автомате, а также весь коллектив ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тумайкин Г.М. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977 г., с.443.
2. Букин А.Д. и др. Труды 5-го Международного совещания по физике высоких энергий и элементарных частиц. Варшава, 1975 г., с.138.
3. Barkov L.M. et al. Nuclear Instruments and Methods, (1983) v.204, p.379.
4. Bizzary R. et al. Nuclear Physics, 1969, v.B14, p.169.
5. Abramovich M. et al. Nuclear Physics, 1970, v.B20, p.209.
6. Biggs P.J. et al. Physical Review Letters, 1970, v.24, p.1201.
7. Bizzary R. et al. Nuclear Physics, 1971, v.B27, p.140.
8. Coyne D.G. et al. Nuclear Physics, 1971 v.B32, p.333.
9. Aguilar-Benitez M. et al. Physical Review D, 1972, v.6, p.29.
10. Keyne J. et al. Physical Review D, 1976, v.14, p.28.
11. Gessaroli R. et al. Nuclear Physics, 1977, v.B126, p.382.
12. Van Apeldoorn G.W. et al. Nuclear Physics, 1978, v.B133, p.245.
13. Cooper A.M. et al. Nuclear Physics, 1978, v.B146, p.1.
14. Benkheiri P. et al. Nuclear Physics, 1978, v.B150, p.268.
15. Roos M. et al. Lettere al Nuovo Cimento, 1977, v.27 p.419.
16. Cordier A. et al. Nuclear Physics, 1980, v.B172, p.13.
17. Курдадзе Л.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т.36, с.274.
18. Аульченко В.М. и др. Препринт ИЯФ 86-105, Новосибирск, 1986.
19. Review of Particle Properties, Physics Letters, 1986, v.170B, p.180.
20. Дербенев Я.С. и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.2, с.76.
21. Баклаков Б.А. и др. Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1980, с.338.
22. Аникин Г.В. и др. Препринт ИЯФ 83-12. Новосибирск, 1983.
23. Кураев Э.А., Эйдельман С.И. Препринт ИЯФ 78-82. Новосибирск, 1978.
24. Кураев Э.А., Фадин В.С. Ядерная Физика, 1985, т.41, с.733.
25. Brown R.M. et al. Physics Letters, 1972, v.42B, p.117.
26. Borenstein S.R. et al. Physical Review D, 1972, v.5, p.155.
27. Benaksas D. et al. Physics Letters, 1972, v.39B, p.289.
28. Atherton H.W. et al. Nuclear Physics, 1970, v.B18, p.221.

*Л.М. Барков, И.Б. Вассерман, П.В. Воробьев,
П.М. Иванов, Г.Я. Кезерашвили, И.А. Кооп,
А.П. Лысенко, А.А. Михайличенко, В.С. Охапкин,
Е.А. Переведенцев, А.А. Полунин, С.И. Редин,
Н.М. Рыскулов А.Н. Скринский, В.П. Смахтин,
Е.П. Солодов, Б.И. Хазин, Ю.М. Шатунов, А.И. Шехтман*

**Измерение параметров ω -мезонов
с помощью криогенного магнитного детектора**

Ответственный за выпуск С.Г. Попов

Работа поступила 22 июня 1987 г.
Подписано в печать 23.07. 1987 г. МН 08285
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,0 печ.л., 1,6 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 95.

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*