

А. 97



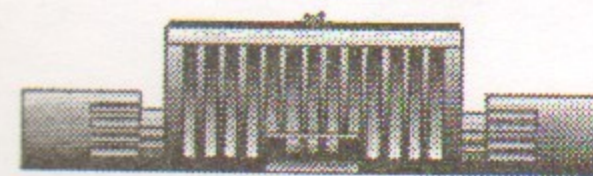
Сибирское отделение Российской Академии наук  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им.Г.И. Будкера

М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин,  
А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок, А.Д. Букин,  
Д.А. Букин, С.В. Бурдин, А.А. Васильев,  
Ю.С. Великжанин, И.А. Гапоненко, В.Б. Голубев,  
Т.В. Димова, А.А. Дроздецкий, С.И. Долинский,  
В.П. Дружинин, М.С. Дубровин, П.М. Иванов,  
В.Н. Иванченко, А.А. Король, М.С. Коростелев,  
С.В. Кошуба, Г.А. Кукарцев, Е.В. Пахтусова,  
А.А. Полунин, В.М. Попов, Е.Э. Пята,  
А.А. Сальников, С.И. Середняков, В.А. Сидоров,  
З.К. Силагадзе, А.Н. Скринский, А.Г. Скрипкин,  
Ю.В. Усов, А.А. Чальцев, В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов

ПРОЦЕССЫ  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-, K_S K_L$  и  $\pi^+\pi^-\pi^0$   
В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА  $\phi(1020)$

ИЯФ 2000-51

<http://www.inp.nsk.su/publications>



НОВОСИБИРСК

2000



Сибирское отделение Российской Академии наук

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Г.И. Будкера

М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин,  
А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок, А.Д. Букин,  
Д.А. Букин, С.В. Бурдин, А.А. Васильев,  
Ю.С. Великжанин, И.А. Гапоненко, В.Б. Голубев,  
Т.В. Димова, А.А. Дроздецкий, С.И. Долинский,  
В.П. Дружинин, М.С. Дубровин, П.М. Иванов,  
В.Н. Иванченко, А.А. Король, М.С. Коростелев,  
С.В. Кошуба, Г.А. Кукарцев, Е.В. Пахтусова,  
А.А. Полунин, В.М. Попов, Е.Э. Пята,  
А.А. Сальников, С.И. Середняков, В.А. Сидоров,  
З.К. Силагадзе, А.Н. Скринский, А.Г. Скрипкин,  
Ю.В. Усов, А.А. Чальцев, В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов

ПРОЦЕССЫ  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,  $K_S K_L$  и  $\pi^+\pi^-\pi^0$   
В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСА  $\phi(1020)$

ИЯФ 2000-51



НОВОСИБИРСК

2000



Процессы  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,  $K_S K_L$  и  $\pi^+\pi^-\pi^0$   
в области резонанса  $\phi(1020)$

М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, А.Г. Богданчиков,  
А.В. Боженок, А.Д. Букин, Д.А. Букин, С.В. Бурдин, А.А. Васильев,  
Ю.С. Великжанин, И.А. Гапоненко, В.Б. Голубев, Т.В. Димова,  
А.А. Дроздецкий, С.И. Долинский, В.П. Дружинин, М.С. Дубровин,  
П.М. Иванов, В.Н. Иванченко, А.А. Король, М.С. Коростелев, С.В. Кошуба,  
Г.А. Кукарцев, Е.В. Пахтусова, А.А. Полунин, В.М. Попов, Е.Э. Пята,  
А.А. Сальников, С.И. Середняков, В.А. Сидоров, З.К. Силагадзе,  
А.Н. Скринский, А.Г. Скрипкин, Ю.В. Усов, А.А. Чальцев,  
В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов

Аннотация

В эксперименте на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД в области энергии резонанса  $\phi(1020)$  измерены сечения трех процессов  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . На основе анализа данных в рамках модели векторной доминантности получены значения основных параметров  $\phi$ -резонанса: масса, ширина, полное сечение рождения, вероятности основных распадов. Измеренное значение  $\Gamma_\phi = 4.20 \pm 0.05$  МэВ полной ширины  $\phi$ -мезона оказалось ниже общепринятого табличного значения  $4.43 \pm 0.05$  МэВ. В процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  найден дополнительный по сравнению с векторной доминантностью вклад, возможно, от вышележащих резонансов.

Processes  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,  $K_S K_L$  and  $\pi^+\pi^-\pi^0$   
at the  $\phi(1020)$  resonance energy region

M.N. Achasov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin, A.G. Bogdanchikov,  
A.V. Bozhenok, A.D. Bukin, D.A. Bukin, S.V. Burdin, A.A. Chaltsev,  
T.V. Dimova, S.I. Dolinsky, A.A. Drozdetsky, V.P. Druzhinin, M.S. Dubrovin,  
I.A. Gaponenko, V.B. Golubev, V.N. Ivanchenko, P.M. Ivanov, A.A. Korol,  
M.S. Korostelev, S.V. Koshuba, G.A. Kukartsev, E.V. Pakhtusova,  
A.A. Polunin, V.M. Popov, E.E. Pyta, A.A. Salnikov, S.I. Serebnyakov,  
V.V. Shary, Yu.M. Shatunov, V.A. Sidorov, Z.K. Silagadze,  
A.G. Skripkin, A.N. Skrinisky, Yu.V. Usov, A.V. Vasiljev, Yu.S. Velikzhanin

Abstract

The cross sections of the processes  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  and  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  were measured in the SND experiment at the VEPP-2M collider in the energy region near  $\phi(1020)$  meson. The analysis of the cross sections data was performed in the framework of the vector mesons dominance model and main parameters of the  $\phi$ -resonance were obtained: mass, width, the production cross section and the branching ratios of the main decay modes. The measured value of the  $\phi$  meson total width  $\Gamma_\phi = 4.20 \pm 0.05$  is lower than the world average value  $4.43 \pm 0.05$  MeV. In the cross section of  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  process the additional contribution to conventional vector mesons dominance model was found.

©Институт ядерной физики им.Г.И.Будкера СО РАН

## 1. Введение

Сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в области  $\phi(1020)$  резонанса определяются сильным и электромагнитным взаимодействием легких кварков ( $s, u, d$ ) и в настоящее время не могут быть точно описаны теорией сильных взаимодействий (КХД). Тем не менее, довольно хорошее описание этих сечений может быть дано на основании феноменологической модели векторной доминантности, содержащей ряд констант ( $g_{V\gamma}$ ,  $g_{V\rho\pi}$ ,  $g_{V\rho\gamma}$ ,  $g_{VPP}$ ), определяемых из эксперимента. В рамках этой модели сечения описываются амплитудами перехода векторных мезонов  $V = \phi, \omega, \rho$  в конечные состояния:  $V \rightarrow \rho\pi \rightarrow 3\pi$ ,  $V \rightarrow K\bar{K}$ . В области энергии от 980 до 1070 МэВ основными вкладами в рассматриваемые сечения являются распады  $\phi \rightarrow K^+K^-$ ,  $K_S K_L$  и подавленный по правилу ОZI распад  $\phi \rightarrow 3\pi$ . Измерение сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ ,  $K^+K^-$ ,  $K_S K_L$  в этой области энергии позволяет определять параметры  $\phi$ -мезона и изучать интерференцию с другими векторными мезонами, дает важные экспериментальные данные для физики легких мезонов.

Обсуждаемые процессы в области энергий  $\sim 1$  ГэВ изучались во многих экспериментах:  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$  [1,2,3,4,5,6],  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  [4,5,7,8],  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  [5,9,10]. В данной работе приведены результаты измерения сечений в экспериментах с детектором СНД на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М (Новосибирск) [11].

## 2. Эксперимент

Эксперименты со Сферическим нейтральным детектором (СНД) [12] проводятся на  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М в области энергии от 360 до 1400 МэВ с 1995 года. СНД состоит из трековой системы, включающей в себя две цилиндрические дрейфовые камеры, трехслойного сферического калориметра на основе кристаллов NaI(Tl) и мюонной системы, состоящей из двух слоев стримерных трубок и пластмассовых сцинтилляционных счетчиков. Энергетическое и угловое разрешение калориметра для фотонов с энергией  $E$  составляет  $\sigma_E/E(\%) = 4.2\%/\sqrt{E(\text{ГэВ})}$  и  $\sigma_{\phi,\theta} = 0.82^\circ/\sqrt{E(\text{ГэВ})} \oplus 0.63^\circ$ . Угловое разрешение трековой системы для заряженных частиц по азимутальному углу составляет  $\sigma_\phi = 0.54^\circ$ , а по полярному  $\sigma_\theta = 1.9^\circ$ . Разрешение по ионизационным потерям  $dE/dx$  заряженных частиц в дрейфовой камере  $\sim 30\%$ , что достаточно для идентификации заряженных каонов в области  $\phi$  резонанса. Для описания детектора используется сферическая система координат с осью  $Z$ , направ-



ленной вдоль оси  $e^-$ -пучка.

В работе использовались экспериментальные данные, полученные в экспериментах с детектором СНД в 1998 году. Статистика набиралась в 32 точках в диапазоне энергии от 984 до 1060 МэВ, суммарный интеграл светимости составил  $\sim 8.5$  пб $^{-1}$  (табл.1). Энергия пучков вычислялась по полю в поворотных магнитах коллайдера. Дополнительно для определения энергии в области пика  $\phi$ -резонанса использовались данные измерений импульсов заряженных каонов в дрейфовой камере детектора КМД-2 [8,13], который проводил эксперименты на ВЭПП-2М одновременно с детектором СНД. Ошибка определения средней энергии в каждой точке составила 0.1 МэВ, общий сдвиг шкалы составляет 0.04 МэВ (эта величина бралась в качестве систематической ошибки измерения энергии), разброс энергии в пучках  $e^+$  и  $e^-$  составляет 0.37 МэВ.

Сканирование РИ9801			Сканирование РИ9802		
$\sqrt{s}$ (МэВ)	$\sigma$ (МэВ)	$IL$ (пб $^{-1}$ )	$\sqrt{s}$ (МэВ)	$\sigma$ (МэВ)	$IL$ пб $^{-1}$
984.21 ± 0.1	0.357	173.72 ± 2.30	984.02 ± 0.1	0.357	200.88 ± 2.65
1003.91 ± 0.1	0.362	209.90 ± 2.77	1003.71 ± 0.1	0.360	181.13 ± 2.40
1010.17 ± 0.13	0.369	156.00 ± 2.07	1010.34 ± 0.13	0.367	158.12 ± 2.10
1015.75 ± 0.074	0.371	168.18 ± 2.23	1015.43 ± 0.074	0.389	200.91 ± 2.66
1016.68 ± 0.072	0.373	304.86 ± 4.01	1016.78 ± 0.072	0.379	333.03 ± 4.37
1017.59 ± 0.072	0.371	483.31 ± 6.33	1017.72 ± 0.072	0.374	528.39 ± 6.92
1018.78 ± 0.072	0.376	526.99 ± 6.90	1018.62 ± 0.072	0.376	536.50 ± 7.02
1019.79 ± 0.072	0.373	560.19 ± 7.33	1019.51 ± 0.072	0.373	523.58 ± 6.85
1020.65 ± 0.075	0.368	323.66 ± 4.25	1020.43 ± 0.075	0.374	355.63 ± 4.67
1021.68 ± 0.075	0.368	163.20 ± 2.17	1021.41 ± 0.075	0.369	184.28 ± 2.44
1023.27 ± 0.085	0.372	202.58 ± 2.68	1022.32 ± 0.085	0.386	178.09 ± 2.36
1028.23 ± 0.14	0.369	167.92 ± 2.23	1027.52 ± 0.14	0.380	218.39 ± 2.89
1033.84 ± 0.1	0.371	167.75 ± 2.23	1033.58 ± 0.1	0.364	182.15 ± 2.41
1039.59 ± 0.1	0.387	162.69 ± 2.14	1039.64 ± 0.1	0.373	185.12 ± 2.45
1049.81 ± 0.1	0.377	196.92 ± 2.61	1049.60 ± 0.1	0.381	187.17 ± 2.48
1059.66 ± 0.1	0.383	169.83 ± 2.25	1059.52 ± 0.1	0.504	216.25 ± 2.86

Таблица 1. Основные параметры эксперимента:  $\sqrt{s}$  – энергия в системе центра масс,  $\sigma$  – разброс энергии в пучках,  $IL$  – интегральная светимость.

Интегральная светимость измерялась по процессам  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . В данной работе для нормировки использовалась светимость, измеренная по процессу  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ . Систематическая ошибка определения светимости составляла 2%. Систематический разброс между измерениями светимости по процессам  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ,

составляющий 1.3 %, был добавлен к статистической ошибке измерения светимости, которая существенно лучше 1%.

### 3. Отбор событий и определение эффективности регистрации

Отбор событий проводился в несколько этапов. В ходе набора экспериментальных данных использовался аппаратный отбор событий – первичный триггер [12]. Поскольку события изучаемых процессов содержат заряженные частицы в конечном состоянии, требовалось, чтобы в координатной системе было зарегистрировано два или более трека. Дополнительное ограничение  $> 200$  МэВ накладывалось на энерговыделение в калориметре.

Для анализа отбирались события, в которых координаты заряженных частиц удовлетворяли условиям:  $|z| < 10$  см и  $r < 1$  см. Здесь  $z$  – координата точки вылета частицы вдоль оси пучков (разброс точки столкновения пучков  $\sigma_z \sim 2.5$  см),  $r$  – наименьшее расстояние от траектории частицы до оси пучков в  $r - \phi$  проекции. Далее для каждого процесса применялись свои условия отбора, которые будут описаны ниже.

Эффективность регистрации определялась по моделированию методом Монте-Карло. События моделирования реконструировались и на них накладывались те же условия отбора, что и для экспериментальных событий. Кроме того, чтобы исключить влияние конечной аппаратной ширины порогов первичного триггера, как на события моделирования, так и на экспериментальные события накладывались условия первичного триггера с более высокими порогами, чем во время набора экспериментальных данных.

Полученная эффективность регистрации имеет погрешность, связанную с неточностями моделирования некоторых параметров отбора. Для учета этих погрешностей эффективность регистрации умножалась на поправочные коэффициенты. Для определения этих коэффициентов параметры отбора исследовались следующим образом. Выделялись экспериментальные события изучаемого процесса без условий на исследуемый параметр отбора. Те же условия применялись в моделировании. Далее исследуемый параметр ограничивался и вычислялся поправочный коэффициент:

$$\delta = \frac{n/N}{m/M}, \quad (1)$$



где  $N$  и  $M$  – число событий в эксперименте и моделировании, отобранных без ограничений на исследуемый параметр,  $n$  и  $m$  – число событий в эксперименте и моделировании после условий отбора. Ошибка в определении коэффициента  $\delta$ , как правило, связана с неопределенностью в вычитании фона. Она оценивалась путем варьирования других условий отбора при вычислении поправочного коэффициента (1) и вносилась в систематическую ошибку определения эффективности регистрации.

Наложение пучкового фона на полезные события приводит к неправильной реконструкции треков в дрейфовой камере и снижению эффективности регистрации. Для учета этого эффекта фоновые события (события, записанные при запуске детектора СНД от внешнего генератора) накладывались на события моделирования для всех изучаемых в данной работе процессов. Потери эффективности регистрации при этом составили  $\sim 3\%$ , и в качестве поправочного коэффициента бралась величина  $\delta_{bkg} = 0.97 \pm 0.03$ .

### 3.1. Отбор событий $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$

В исследуемой области энергий события процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  имеют следующие характерные особенности:

- заряженные каоны обладают малой скоростью ( $\beta\gamma \sim 0.2 \div 0.4$ ) и, как следствие, имеют большие ионизационные потери в дрейфовой камере;
- при реконструкции таких событий в калориметре находятся несколько “фотонов” (кластер в калориметре не связанный с треком в дрейфовых камерах), за счет распадов  $K$ -мезонов внутри детектора;
- также находятся дополнительные треки (вторичные частицы), связанные с распадом или рассеянием каонов в трековой системе.

Для выделения процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  требовалось, чтобы в событии были зарегистрированы две заряженные частицы в области полярных углов  $20^\circ < \theta < 160^\circ$ , с углом расколлинеарности в азимутальной плоскости  $\Delta\phi < 10^\circ$  и с ионизационными потерями в дрейфовой камере  $dE/dx > 3 \cdot (dE/dx)_{min}$ , где  $(dE/dx)_{min}$  – ионизационные потери для частицы с минимальной ионизирующей способностью. Далее требовалось наличие не менее двух “фотонов” в калориметре и хотя бы одной вторичной частицы, которые появляются за счет распада или рассеяния каонов в трековой системе.

Основным фоном в этих условиях отбора служат события процессов  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-, \mu^+\mu^-$ , а также пучковый и космический фон. Для оценки числа фоновых событий использовались данные, набранные в точке ниже порога рождения  $K\bar{K}$  пары  $\sqrt{s} = 984$  МэВ. После применений условий отбора здесь осталось  $N_{bkg}(984) = 5$  событий. Число фоновых событий в других точках рассчитывалось по формуле:

$$N_{bkg}(s) = N_{bkg}(984) \cdot \frac{IL(s)}{IL(984)}, \quad (2)$$

где  $IL(s)$  – интегральная светимость.

Эффективность регистрации определялась по моделированию и умножалась на поправочные коэффициенты:  $\delta_{dE/dx}, \delta_{bkg}, \delta_{NP}, \delta_{etot}$ , которые учитывают различие между событиями эксперимента и моделирования. Здесь  $\delta_{dE/dx} = 0.93 \pm 0.02$  – поправка на различие в распределениях по  $dE/dx$  в эксперименте и моделировании, которая не зависит от энергии. Коэффициент  $\delta_{NP}$  – поправка на эффективность регистрации вторичной частицы и двух или более “фотонов”, меняется в данном интервале энергий на величину  $\sim 10\%$  и в области пика  $\phi$ -мезона составляет:  $\delta_{NP} = 0.99 \pm 0.015$ . Поправочный коэффициент  $\delta_{etot} = 0.91 \pm 0.05$  связан с различием  $\sim 10\%$  в среднем энерговыделении для событий  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  в эксперименте и моделировании. Систематическая ошибка в определении эффективности регистрации определялась, как квадратичная сумма погрешностей вышеприведенных поправок, и составила 6.8%. Число отобранных событий процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  и эффективность регистрации приведены в табл.2. Эффективность регистрации зависит от энергии, так как по мере роста энергии, уменьшается вероятность остановки каонов в материале детектора до дрейфовой камеры, что приводит к росту эффективности. Падение эффективности при энергиях более 1035 МэВ связано с уменьшением вероятности распада или рассеяния каонов внутри детектора.

### 3.2. Отбор событий $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$

$K_S$  и  $K_L$  мезоны имеют распадную длину в данной области энергий  $ct\beta\gamma \sim 0.3 \div 1$  см и  $2 \div 5.6$  м соответственно.  $K_S$  мезон распадается внутри вакуумной камеры коллайдера или трековой системы, а  $K_L$  достигает калориметра, где взаимодействует с веществом или распадается, а в части событий вовсе не регистрируется.

Анализ процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  построен на выделении событий, в которых зарегистрирован распад  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  в вакуумной камере. Рас-



Сканирование PHI9801			Сканирование PHI9802		
$\sqrt{s}$ (МэВ)	$N_{K^+K^-}$	$\epsilon_{K^+K^-}$	$\sqrt{s}$ (МэВ)	$N_{K^+K^-}$	$\epsilon_{K^+K^-}$
1010.17	306±23	0.055±0.012	1010.34	272±22	0.0599±0.012
1015.75	8370±108	0.1669±0.0045	1015.43	8524±110	0.1638±0.0045
1016.68	27723±195	0.1749±0.0046	1016.78	31181±207	0.1758±0.0046
1017.59	69921±321	0.1814±0.0047	1017.72	72263±325	0.1821±0.0047
1018.78	124598±431	0.1878±0.0049	1018.62	121718±421	0.1869±0.0048
1019.79	149331±472	0.1922±0.0049	1019.51	139295±452	0.1909±0.0049
1020.65	73994±321	0.1958±0.005	1020.43	88199±342	0.1948±0.005
1021.68	26342±187	0.2001±0.0052	1021.41	33916±211	0.1992±0.0051
1023.27	20637±167	0.2037±0.0053	1022.32	22111±169	0.2021±0.0052
1028.23	7009±97	0.2115±0.0059	1027.52	9865±112	0.2106±0.0059
1033.84	3747±72	0.2163±0.0064	1033.58	4437±75	0.2164±0.0064
1039.59	2349±52	0.1975±0.0063	1039.64	2745±58	0.1972±0.0063
1049.81	1270±40	0.1330±0.005	1049.6	1298±40	0.1334±0.005
1059.66	672±27	0.1228±0.0053	1059.52	961±33	0.1233±0.0053

Таблица 2. Число событий  $N$  и эффективность регистрации  $\epsilon$  для процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ .

считались события содержащие две заряженные частицы и один или более "фотонов". Появление "фотонов" связано с ядерным взаимодействием и распадом в калориметре  $K_L$  мезонов. При этом под "фотоном" понимается кластер в калориметре не связанный с треком в дрейфовых камерах.

Отбирались события, в которых полярный угол заряженных частиц ограничивался условием:  $36^\circ < \theta < 144^\circ$ . Угол разлета пионов в распаде  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  составляет  $\sim 150^\circ$ , поэтому вводились ограничения на полярный и азимутальный углы расколлинearности:  $|\Delta\theta| < 30^\circ$  и  $10^\circ < |\Delta\phi| < 50^\circ$ . Условие  $10^\circ < |\Delta\phi|$  направлено на подавление фона от процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ . Для подавления этого фона также требовалось:  $(dE/dx) < 5 \cdot (dE/dx)_{min}$  для каждой частицы и  $(dE/dx) < 3 \cdot (dE/dx)_{min}$  хоть для одной частицы.

Так как  $K_S$  мезоны имеют распадную длину  $\sim 0.5$  мм, для подавления фона от процессов  $e^+e^- \rightarrow 3\pi, \eta\gamma(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^+\pi^-\gamma), \omega\pi^0, e^+e^-\gamma\gamma$  для заряженных частиц требовалось:  $0.2 \text{ см} < r < 1 \text{ см}$ . Для подавления пучкового и космического фона накладывались условия на энерговыделение заряженных частиц в калориметре:  $E_p > 0$  МэВ и  $E_{pz} < 50$  МэВ, где  $E_p$  – энерговыделение частицы в калориметре,  $E_{pz}$  – энерговыделение частицы в третьем слое калориметра. Пионы в изучаемом процессе имеют характерную энергию  $\sim 200 \div 300$  МэВ и практически не дают энерговы-

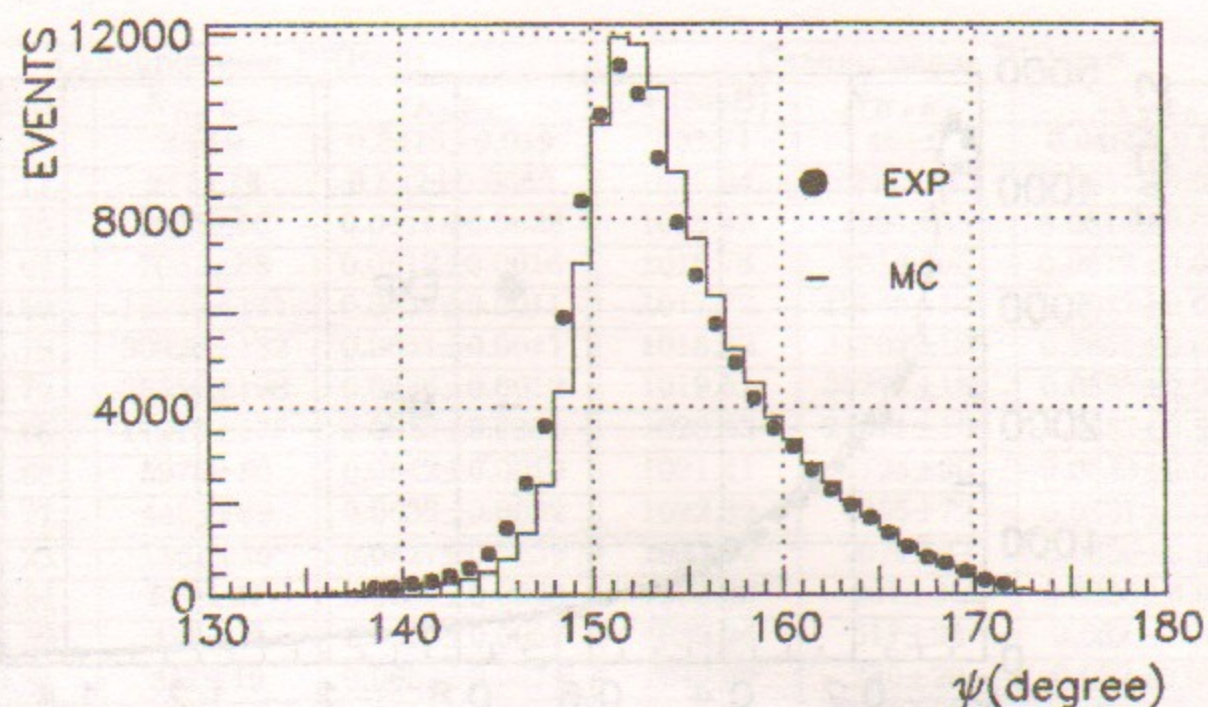


Рис. 1. Распределения по углу разлета пионов в распаде  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  в эксперименте и моделировании в процессе  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ .

делений в третьем слое калориметра. Отобранные события имеют характерное распределение по углу  $\psi$  разлета заряженных частиц (рис.1).

Для оценки фона исследовались события в точке  $\sqrt{s} = 984$  МэВ, т.е. ниже порога рождения  $K_S K_L$  пары. Здесь после применений условий отбора осталось  $N_{bkg}(984) = 30$  событий, в которых для заряженных частиц характерно равномерное распределение по  $z$ . Это указывает на то, что эти события относятся к пучковому и космическому фону. Число фоновых событий в других точках по энергии рассчитывалось по формуле (2).

Для определения эффективности регистрации использовалось моделирование. Эффективность умножалась на поправочные коэффициенты:  $\delta_{dE/dx}, \delta_{bkg}, \delta_r$ . Здесь  $\delta_{dE/dx} = 0.95 \pm 0.01$  – поправочный коэффициент связанный с различием в распределениях по ионизационным потерям в дрейфовой камере в эксперименте и моделировании. Величина коэффициента  $\delta_r$  – поправки на различия в распределениях по  $r$  (рис.2), меняется с энергией на  $\sim 10\%$  и в области пика  $\phi$ -мезона составляет:  $\delta_r = 0.91 \pm 0.015$ . Систематическая ошибка в определении эффективности составила 3.7%. Число отобранных событий процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и эффективность регистрации приведены в табл.3. Зависимость эффективности регистрации от энергии связана с зависимостью распределений



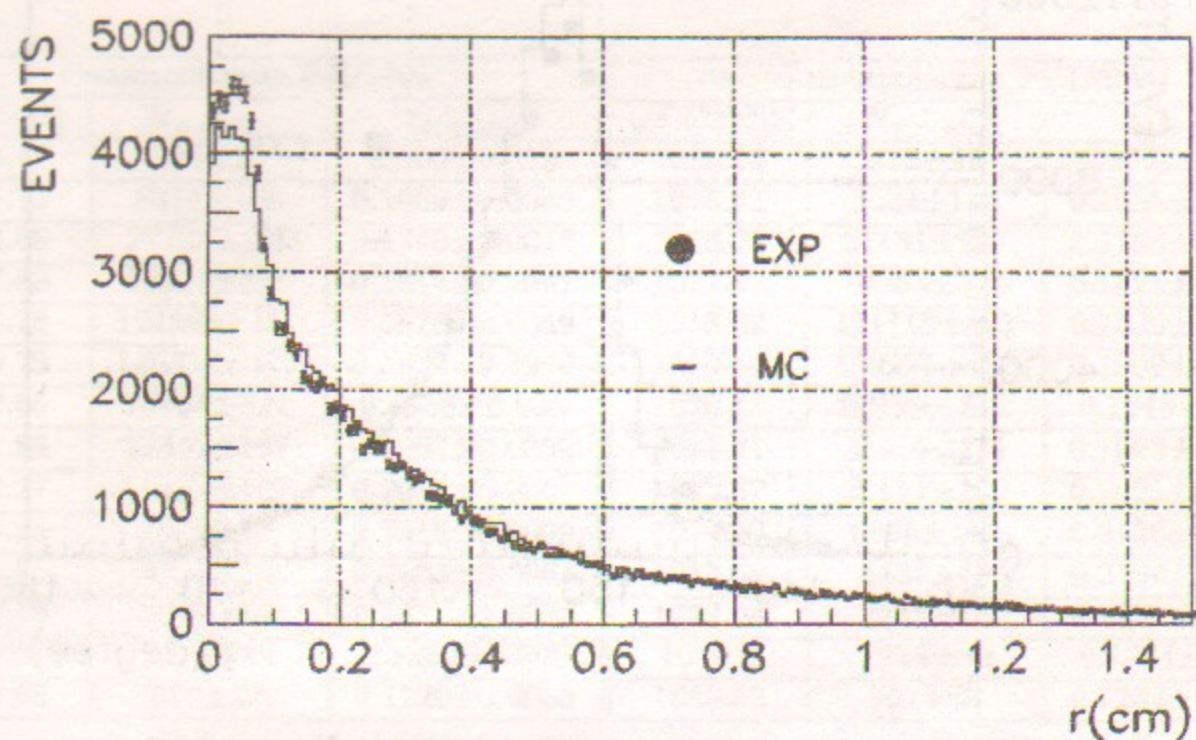


Рис. 2. Распределения по прицельному параметру  $r$  в  $r - \phi$  проекции для пионов в распаде  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  в эксперименте и моделировании в процессе  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ .

по  $\Delta\phi$  и  $\Delta\theta$  от энергии  $K_S$  – мезонов и изменением вероятности ядерного взаимодействия и распада в детекторе  $K_L$  – мезонов.

### 3.3. Отбор событий $e^+e^- \rightarrow 3\pi$

Для анализа процесса  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$  отбирались события, в которых при реконструкции было найдено две заряженных частицы и два или более фотонов. Появление лишнего фотона является следствием пучкового фона, “расщеплением” электромагнитных ливней в калориметре и ядерного взаимодействия пионов в калориметре. В этих условиях источниками фона служат события процессов  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,  $K_S K_L (K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)$ ,  $\eta\gamma (\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^+\pi^-\gamma)$ ,  $\omega\pi^0$ ,  $e^+e^-\gamma\gamma$  и пучковый фон.

На полярный угол заряженных частиц накладывалось условие:  $20^\circ < \theta < 160^\circ$ . Для подавления пучкового фона требовалось, чтобы угол разлета заряженных частиц удовлетворял условию  $\psi > 40^\circ$  и суммарное энерговыделение нейтральных частиц было более  $0.1 \cdot \sqrt{s}$ .

Для подавления событий  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  применялись условия:  $(dE/dx) < 5 \cdot (dE/dx)_{min}$  для каждой заряженной частицы,  $(dE/dx) < 3 \cdot (dE/dx)_{min}$  хоть для одной частицы и  $|\Delta\phi| > 10^\circ$ . Для подавления фона от событий  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$  требовалось, чтобы суммарное энерговыделение заря-

Сканирование PHI9801			Сканирование PHI9802		
$\sqrt{s}$ (МэВ)	$N_{K_S K_L}$	$\epsilon_{K_S K_L}$	$\sqrt{s}$ (МэВ)	$N_{K_S K_L}$	$\epsilon_{K_S K_L}$
1003.91	56±9	0.0475±0.019	1003.71	46±9	0.0469±0.019
1010.17	277±18	0.532±0.0069	1010.34	249±17	0.0534±0.0069
1015.75	2372±50	0.0614±0.0028	1015.43	2594±53	0.0614±0.0028
1016.68	7092±88	0.0612±0.0016	1016.78	8314±95	0.0612±0.0016
1017.59	18335±141	0.0634±0.0011	1017.72	19545±145	0.0632±0.0011
1018.78	30820±182	0.0631±0.0011	1018.62	31703±185	0.0631±0.0011
1019.79	36358±198	0.0636±0.0012	1019.51	35272±195	0.0636±0.0012
1020.65	17276±137	0.0632±0.0011	1020.43	21071±150	0.0633±0.0011
1021.68	5975±80	0.0642±0.0019	1021.41	7726±90	0.0643±0.0019
1023.27	4453±69	0.0633±0.0022	1022.32	4895±72	0.0637±0.0022
1028.23	1361±39	0.0627±0.0035	1027.52	2079±47	0.0630±0.0035
1033.84	679±27	0.0607±0.0043	1033.58	901±31	0.0608±0.0043
1039.59	471±23	0.0620±0.0057	1039.64	517±24	0.062±0.0056
1049.81	311±19	0.0633±0.0074	1049.60	330±20	0.062±0.0073
1059.66	234±17	0.0395±0.0069	1059.52	245±17	0.0395±0.0069

Таблица 3. Число событий  $N$  и эффективность регистрации  $\epsilon$  для процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ .

женных частиц в калориметре было менее  $0.5 \cdot \sqrt{s}$ .

К отобраным событиям применялась процедура кинематической реконструкции в предположении, что заряженные частицы – пионы, инвариантная масса двух фотонов  $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$  (рис.3), полный импульс системы равен нулю и полная энергия равна  $\sqrt{s}$ . Из всех зарегистрированных фотонов в событии выбирались те, которые лучше удовлетворяют предположению  $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ , остальные отбрасывались. В результате реконструкции вычислялась функция правдоподобия  $\chi_{3\pi}^2$  (рис.4). Окончательно отбирались события, в которых:  $NNP = 2$ ,  $36^\circ < \theta_\gamma < 144^\circ$ ,  $\chi_{3\pi}^2 < 20$  для энергий  $\sqrt{s} < 1028$  МэВ и  $\chi_{3\pi}^2 < 5$  для энергий  $\sqrt{s} > 1028$  МэВ. Здесь  $NNP$  – число зарегистрированных фотонов,  $\theta_\gamma$  – полярный угол для отобранных фотонов. Ужесточение условия на  $\chi_{3\pi}^2$  в пяти последних точках по энергии необходимо для подавления событий  $e^+e^- \rightarrow 3\pi\gamma_{rad}$ , где  $\gamma_{rad}$  – фотон, излученный начальными частицами.

Так как данные набирались в достаточно узком диапазоне энергий, эффективность регистрации для событий без излучения фотона практически не зависит от энергии во всем диапазоне. Зависимость эффективности регистрации от энергии излученного фотона определялась по моделированию (рис.5).

Эффективность регистрации умножалась на следующие поправочные



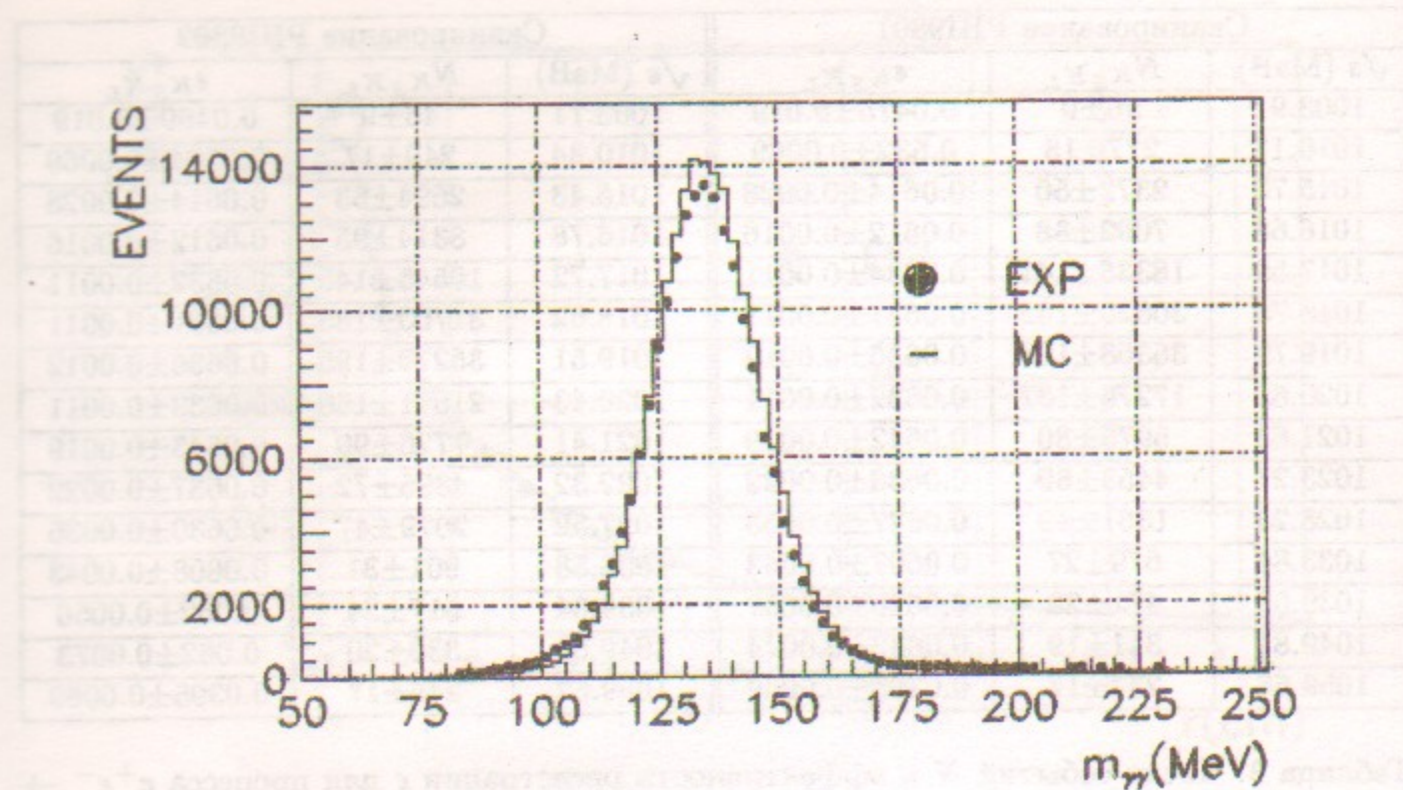


Рис. 3. Распределение по инвариантной массе фотонов  $m_{\gamma\gamma}$  для эксперимента и моделирования в процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

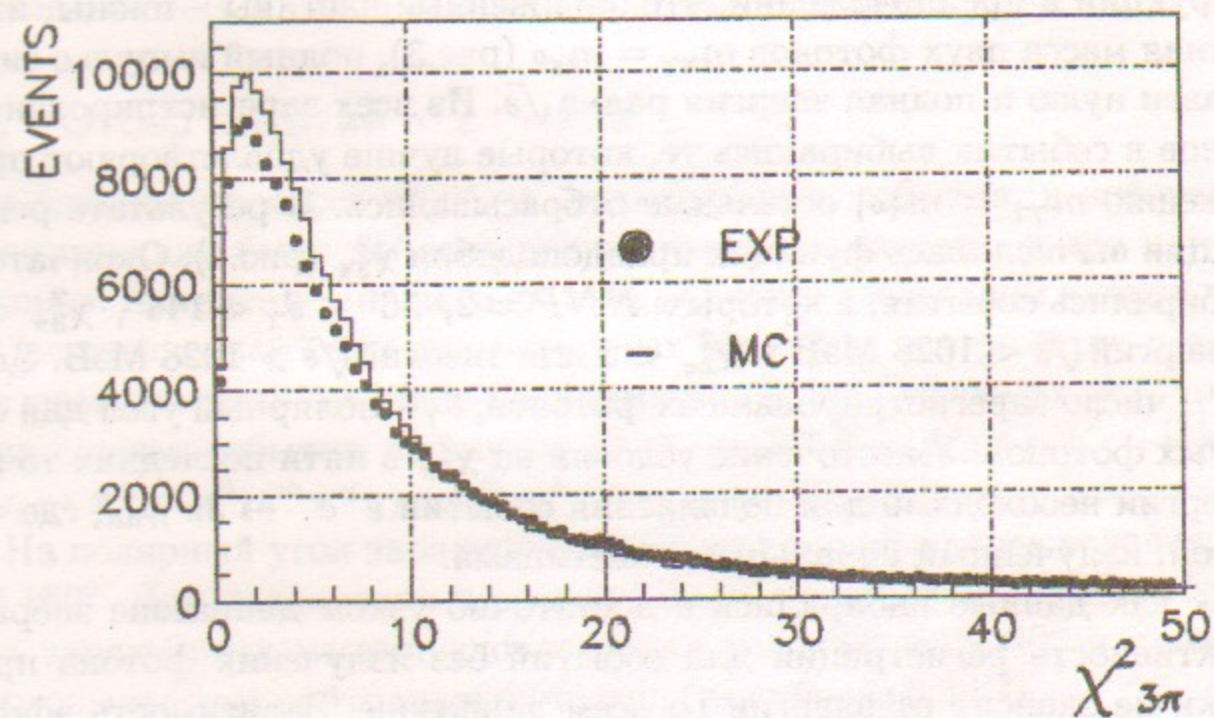


Рис. 4. Распределение по параметру кинематической реконструкции  $\chi^2_{3\pi}$  для эксперимента и моделирования в процессе  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ .

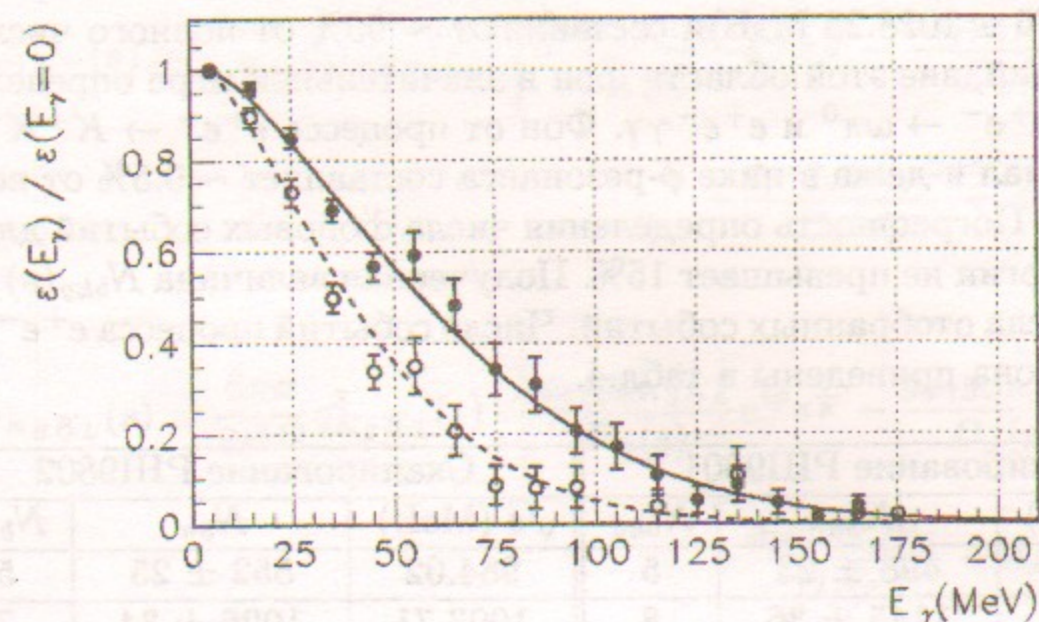


Рис. 5. Зависимость эффективности регистрации  $\epsilon(E_\gamma)$  событий  $e^+e^- \rightarrow 3\pi + \gamma$  от энергии излученного фотона  $E_\gamma$ , для условий:  $\chi^2_{3\pi} < 20$  (точки) и  $\chi^2_{3\pi} < 5$  (кружки), полученная по моделированию.

коэффициенты:  $\delta_{dE/dx}$ ,  $\delta_{NNP}$ ,  $\delta_{\chi^2_{3\pi}}$ ,  $\delta_{bkg}$ , где  $\delta_{NNP} = 0.87 \pm 0.005$ ,  $\delta_{\chi^2_{3\pi}} = 0.93 \pm 0.03$  и  $\delta_{dE/dx} = 0.95 \pm 0.01$  – поправки на различие распределений по числу лишних фотонов, по  $\chi^2_{3\pi}$  (рис.4) и по  $dE/dx$  в эксперименте и моделировании. После внесения поправок эффективность регистрации для событий без излучения фотона составила 0.183 для событий с  $\chi^2_{3\pi} < 20$  и 0.086 с  $\chi^2_{3\pi} < 5$ . Систематическая ошибка определения эффективности составила 4.5%.

Число фоновых событий ( $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0, \eta\gamma, e^+e^-\gamma\gamma$  и  $K\bar{K}$ ) оценивалось по моделированию следующим образом:

$$N_{bkg}(s) = \sum_i \sigma_{Ri}(s)\epsilon_i(s)\delta_i IL(s), \quad (3)$$

где суммирование производится по всем фоновым процессам,  $\sigma_{Ri}(s)$  – сечение фонового процесса с учетом излучения фотонов начальными частицами,  $IL(s)$  – интегральная светимость,  $\epsilon_i(s)$  – эффективность регистрации,  $\delta_i$  – поправка к эффективности. Для процессов  $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$  сечение  $\sigma_{Ri}(s)$  бралось по результатам измерений в данной работе, для



процесса  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  по измерениям СНД из [14]. События процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  являются основным фоном в области пика  $\phi$ -мезона ( $\sqrt{s} = 1015.75 \div 1028.23$  МэВ) и составляют  $\sim 90\%$  от полного числа фоновых событий, вне этой области фон в значительной мере определяется событиями  $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$  и  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Фон от процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  пренебрежимо мал и даже в пике  $\phi$ -резонанса составляет  $\sim 0.5\%$  от всех событий фона. Погрешность определения числа фоновых событий для всех точек по энергии не превышает 15%. Полученная величина  $N_{bkg}(s)$  вычиталась из числа отобранных событий. Число событий процесса  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$  и событий фона приведены в табл.4.

Сканирование РИ9801			Сканирование РИ9802		
$\sqrt{s}$ (МэВ)	$N_{3\pi}$	$N_{bkg}$	$\sqrt{s}$ (МэВ)	$N_{3\pi}$	$N_{bkg}$
984.21	498 ± 23	5	984.02	552 ± 25	5
1003.91	1145 ± 36	8	1003.71	1026 ± 34	7
1010.17	1548 ± 42	11	1010.34	1592 ± 43	12
1015.75	5610 ± 79	52	1015.43	6094 ± 83	55
1016.68	14833 ± 129	154	1016.78	15356 ± 133	177
1017.59	31862 ± 190	394	1017.72	36261 ± 202	458
1018.78	45502 ± 228	657	1018.62	46722 ± 230	643
1019.79	46590 ± 229	770	1019.51	47414 ± 232	735
1020.65	20172 ± 151	381	1020.43	25387 ± 169	448
1021.68	6339 ± 86	144	1021.41	8588 ± 99	180
1023.27	4160 ± 69	104	1022.32	4969 ± 76	121
1028.23	444 ± 22	4	1027.52	715 ± 27	5
1033.84	203 ± 16	3	1033.58	254 ± 16	4
1039.59	118 ± 12	2	1039.64	133 ± 12	2
1049.81	91 ± 12	2	1049.60	87 ± 9	2
1059.66	54 ± 8	4	1059.52	66 ± 8	5

Таблица 4. Число событий  $N_{3\pi}$  процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и число событий  $N_{bkg}$  фона.

#### 4. Теоретические сечения

Теоретические сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,  $K_S K_L$  и  $\pi^+\pi^-\pi^0$  записываются в рамках модели векторной доминантности следующим образом [15,16]:

$$\sigma_{K^+K^-}(s) = \frac{8\pi\alpha}{3s^{5/2}} q_{K^+K^-}^3(s) \cdot \left| \frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi K^+K^-}}{D_\phi(s)} e^{i\phi_{K\bar{K}}} - \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega K^+K^-}}{D_\omega(s)} - \frac{g_{\rho\gamma}g_{\rho K^+K^-}}{D_\rho(s)} + A_{K^+K^-} \right|^2 \quad (4)$$

$$\sigma_{K_S K_L}(s) = \frac{8\pi\alpha}{3s^{5/2}} q_{K_S K_L}^3(s) \cdot \left| \frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi K_S K_L}}{D_\phi(s)} e^{i\phi_{K\bar{K}}} - \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega K_S K_L}}{D_\omega(s)} + \frac{g_{\rho\gamma}g_{\rho K_S K_L}}{D_\rho(s)} + A_{K_S K_L} \right|^2 \quad (5)$$

$$\sigma_{3\pi}(s) = \frac{4\pi\alpha}{s^{3/2}} W(s) \cdot \left| \frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi 3\pi}}{D_\phi(s)} e^{i\chi_{\phi-\omega}} + \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega 3\pi}}{D_\omega(s)} + A_{3\pi} \right|^2, \text{ где} \quad (6)$$

$$D_V = m_V^2 - s - i\sqrt{s}\Gamma_V(s),$$

$$\Gamma_V(s) = \Gamma(V \rightarrow 3\pi, s) + \Gamma(V \rightarrow \eta\gamma, s) + \Gamma(V \rightarrow \pi^0\gamma, s) + \Gamma(V \rightarrow K^+K^-, s) + \Gamma(V \rightarrow K_S K_L, s) + \Gamma(V \rightarrow \pi^+\pi^-, s). \quad (7)$$

Здесь  $V$  – векторный мезон  $\rho, \omega, \phi$ ;  $q_{K^+K^-}(s)$ ,  $q_{K_S K_L}(s)$  – импульсы каонов,  $W(s)$  – множитель учитывающий фазовый объем и  $\rho\pi$  промежуточное состояние [15,16], амплитуды  $A_{K^+K^-}$ ,  $A_{K_S K_L}$ ,  $A_{3\pi}$  описывают вклад вышележащих резонансов,  $\chi_{\phi-\omega}$  – фаза  $\phi-\omega$  интерференции,  $\phi_{K\bar{K}}$  – фаза интерференции  $\phi$  и  $\rho$  – мезонов в  $K\bar{K}$  канале. Величины фаз  $\phi_{K\bar{K}}$  и  $\chi_{\phi-\omega}$  составляют  $180^\circ$  в рамках наивной кварковой модели.

Парциальные ширины распадов в зависимости от энергии записываются в виде:

$$\Gamma(V \rightarrow 3\pi, s) = \frac{|g_{V\rho\pi}|^2}{4\pi} W(s), \quad \Gamma(V \rightarrow PP, s) = \frac{|g_{VPP}|^2}{6\pi s} q_{PP}^3(s),$$

$$\Gamma(V \rightarrow P\gamma, s) = \frac{1}{3} |g_{VP\gamma}|^2 q_{P\gamma}^3(s), \quad (8)$$

где  $P$  – псевдоскалярный мезон  $\pi, K$ .



Выше приведенные константы связи следующим образом выражаются через вероятности соответствующих распадов:

$$|g_{V\gamma}| = \left[ \frac{3m_V^3 \Gamma_V B(V \rightarrow e^+e^-)}{4\pi\alpha} \right]^{1/2}, \quad |g_{VP\gamma}| = \left[ \frac{3\Gamma_V B(V \rightarrow P\gamma)}{q_{P\gamma}^3(m_V)} \right]^{1/2},$$

$$|g_{V\rho\pi}| = \left[ \frac{4\pi\Gamma_V B(V \rightarrow \rho\pi)}{W(m_\phi)} \right]^{1/2}, \quad |g_{VPP}| = \left[ \frac{6\pi m_V^2 \Gamma_V B(V \rightarrow PP)}{q_{PP}^3(m_V)} \right]^{1/2},$$

$$|g_{\omega(\rho)K^+K^-}| = \frac{1}{\sqrt{2}} |g_{\phi K^+K^-}|, \quad |g_{\omega(\rho)K_S K_L}| = \frac{1}{\sqrt{2}} |g_{\phi K_S K_L}| \quad (9)$$

Здесь  $\Gamma_V = \Gamma_V(m_V)$ . Для ограничения роста парциальной ширины  $\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi, s)$  от энергии в константу связи  $g_{\omega\rho\pi}$  обычно вводится формфактор [15,16]:  $g_{\omega\rho\pi} \rightarrow g_{\omega\rho\pi} \sqrt{C_{\omega\rho\pi}(s)}$ , где

$$C_{\omega\rho\pi}(s) = \left[ \frac{1 + (R_{\omega\rho\pi} m_\omega)^2}{1 + (R_{\omega\rho\pi} \sqrt{s})^2} \right]^2 \quad (10)$$

При аппроксимации экспериментальных данных в данной работе этот формфактор не учитывался: параметр  $R_{\omega\rho\pi}$  полагался равным 0.

Для учета кулоновского взаимодействия заряженных каонов в конечном состоянии в константу связи  $g_{\phi K^+K^-}$  вводится формфактор:  $g_{\phi K^+K^-} \rightarrow g_{\phi K^+K^-} \cdot \sqrt{Z(s)/Z(m_\phi)}$ , где  $Z(s)$  [17]:

$$Z(s) = 1 + \alpha\pi \frac{1+v^2}{2v}, \quad v = \left( 1 - \frac{4m_{K^\pm}^2}{s} \right)^2$$

В области пика  $\phi$ -мезона величина  $Z(s)$  слабо меняется и влияние формфактора  $\sqrt{Z(s)/Z(m_\phi)}$  на ширину и массу резонанса пренебрежимо мало.

Для аппроксимации экспериментальных данных использовались теоретические сечения, преобразованные к виду:

$$\sigma_{K^+K^-}(s) = \frac{1}{s^{5/2}} \frac{q_{K^+K^-}^3(s)}{q_{K^+K^-}^3(m_\phi)} \cdot \left| \frac{\Gamma_\phi m_\phi^3 \sqrt{\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-)} m_\phi}{D_\phi(s)} e^{i\phi_{K\bar{K}}} \right|^2 + \frac{\sqrt{\Gamma_\phi \Gamma_\omega m_\omega^3 m_\phi^2 6\pi B(\omega \rightarrow e^+e^-) B(\phi \rightarrow K^+K^-)}}{D_\omega(s)} \quad (11)$$

$$\frac{\sqrt{\Gamma_\phi \Gamma_\rho m_\rho^3 m_\phi^2 6\pi B(\rho \rightarrow e^+e^-) B(\phi \rightarrow K^+K^-)}}{D_\rho(s)} + A_{K^+K^-}^0 \quad ;$$

$$\sigma_{K_S K_L}(s) = \frac{1}{s^{5/2}} \frac{q_{K_S K_L}^3(s)}{q_{K_S K_L}^3(m_\phi)} \cdot \left| \frac{\Gamma_\phi m_\phi^3 \sqrt{\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)} m_\phi}{D_\phi(s)} e^{i\phi_{K\bar{K}}} \right|^2 + \frac{\sqrt{\Gamma_\phi \Gamma_\omega m_\omega^3 m_\phi^2 6\pi B(\omega \rightarrow e^+e^-) B(\phi \rightarrow K_S K_L)}}{D_\omega(s)} \quad (12)$$

$$+ \frac{\sqrt{\Gamma_\phi \Gamma_\rho m_\rho^3 m_\phi^2 6\pi B(\rho \rightarrow e^+e^-) B(\phi \rightarrow K_S K_L)}}{D_\rho(s)} + A_{K_S K_L}^0 \quad ;$$

$$\sigma_{3\pi}(s) = \frac{1}{s^{3/2}} \frac{W(s)}{W(m_\phi)} \cdot \left| \frac{\Gamma_\phi m_\phi^2 \sqrt{\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)} m_\phi}{D_\phi(s)} e^{i\chi_{\phi\omega}} + \right.$$

$$\left. \sqrt{\frac{W(m_\phi)}{W(m_\omega)} \frac{\Gamma_\omega m_\omega^2 \sqrt{\sigma(\omega \rightarrow 3\pi)} m_\omega}{D_\omega(s)} \sqrt{C_{\omega\rho\pi}(s)} + A_{3\pi}^0} \right|^2, \text{ где}$$

$$\sigma(V \rightarrow X) = \frac{12\pi B(V \rightarrow e^+e^-) B(V \rightarrow X)}{m_V^2} \quad (13)$$

и  $A_{K^+K^-}^0$ ,  $A_{K_S K_L}^0$  и  $A_{3\pi}^0$  – комплексные константы, учитывающие суммарный вклад в сечения вышележащих резонансов [18,19,20,21,24].

## 5. Аппроксимация экспериментальных данных

Экспериментальные сечения  $\sigma(s)$  изучаемых процессов для каждой энергии могут быть вычислены как:

$$\sigma(s) = \frac{N(s)}{IL(s)\epsilon(s)(1 + \delta_{rad}(s))}, \quad (14)$$

где  $N(s)$  – число отобранных событий,  $IL(s)$  – интегральная светимость,  $\epsilon(s)$  – эффективность регистрации,  $\delta_{rad}(s)$  – поправка, связанная с излучением фотонов начальными частицами [22]. Сечения аппроксимировались теоретическими зависимостями, определялись величины параметров модели и их ошибки, вычислялся  $\chi^2$  соответствия экспериментальных



данных теоретической модели. В используемой процедуре аппроксимации [23] учитывались разброс энергий в пучках и ошибка определения средней энергии пучков.

При аппроксимации сечения  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$  для учета зависимости эффективности регистрации от энергии излученного фотона  $\epsilon(E_\gamma)$  (рис.5), в (14) произведение  $\epsilon(s)(1 + \delta_{rad}(s))$  заменяется на выражение:

$$\frac{\int_0^{E_\gamma^{max}} \sigma(s, E_\gamma) F(s, E_\gamma) \epsilon(E_\gamma) dE_\gamma}{\sigma(s)}, \quad (15)$$

где  $E_\gamma$  – энергия излученного фотона,  $F(s, E_\gamma)$  – спектральная функция фотона [22].

### 5.1. Аппроксимация сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

При аппроксимации сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  свободными параметрами являлись  $m_\phi$ ,  $\Gamma_\phi$ ,  $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$ ,  $A_{3\pi}^0$  и в некоторых случаях фаза  $\chi_{\phi-\omega}$ . Аппроксимация проводилась в трех различных предположениях о величине  $\chi_{\phi-\omega}$ :

- $\chi_{\phi-\omega} = 180^\circ$
- $\chi_{\phi-\omega} = 180^\circ + \Delta\chi_{\phi-\omega}(s)$
- $\chi_{\phi-\omega}$  – свободный параметр

Здесь выражение для  $\Delta\chi_{\phi-\omega}(s)$  взято из работы [27]. При  $s = m_\phi^2$  величина  $\Delta\chi_{\phi-\omega}(m_\phi) \simeq -17^\circ$ .

Результаты аппроксимаций приведены в табл.5. В первых трех вариантах аппроксимаций мнимая и действительная части амплитуды  $A_{3\pi}^0$  были свободными параметрами. Величина действительной части  $\text{Re}(A_{3\pi}^0)$  отличается от нуля более чем на 3 стандартных отклонения, а значение мнимой части  $\text{Im}(A_{3\pi}^0)$  совместимо с нулем. Поэтому далее полагалось  $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$  и определялась только  $\text{Re}(A_{3\pi}^0)$  (4 ÷ 6 варианты в табл.5). В результате аппроксимации получено, что значения  $m_\phi$  и  $\Gamma_\phi$  не зависят от используемой модели. Модельная зависимость  $\sim 10\%$  проявляется в величине  $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$ , так для вариантов 4 и 5 разница в значении этой величины существенно превышает ее ошибку. Зависимость сечения  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$  от энергии для варианта 5 приведена на рис.6. Справа от резонансного пика наблюдается провал в сечении, связанный с интерференцией амплитуды  $\phi$ -мезона с нерезонансной подложкой. Величина

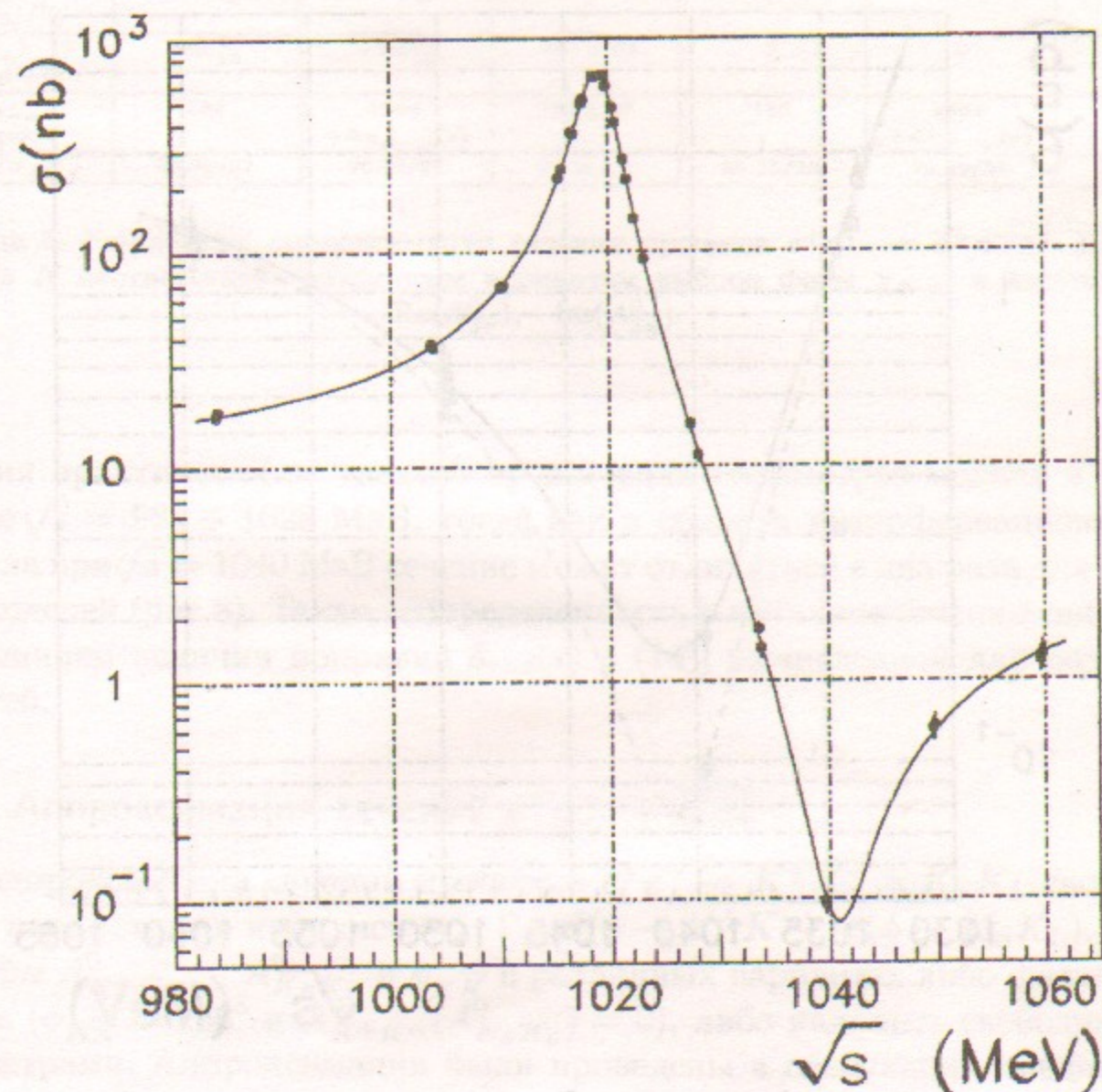


Рис. 6. Измеренное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Точки – экспериментальные данные, кривая – результат аппроксимации.



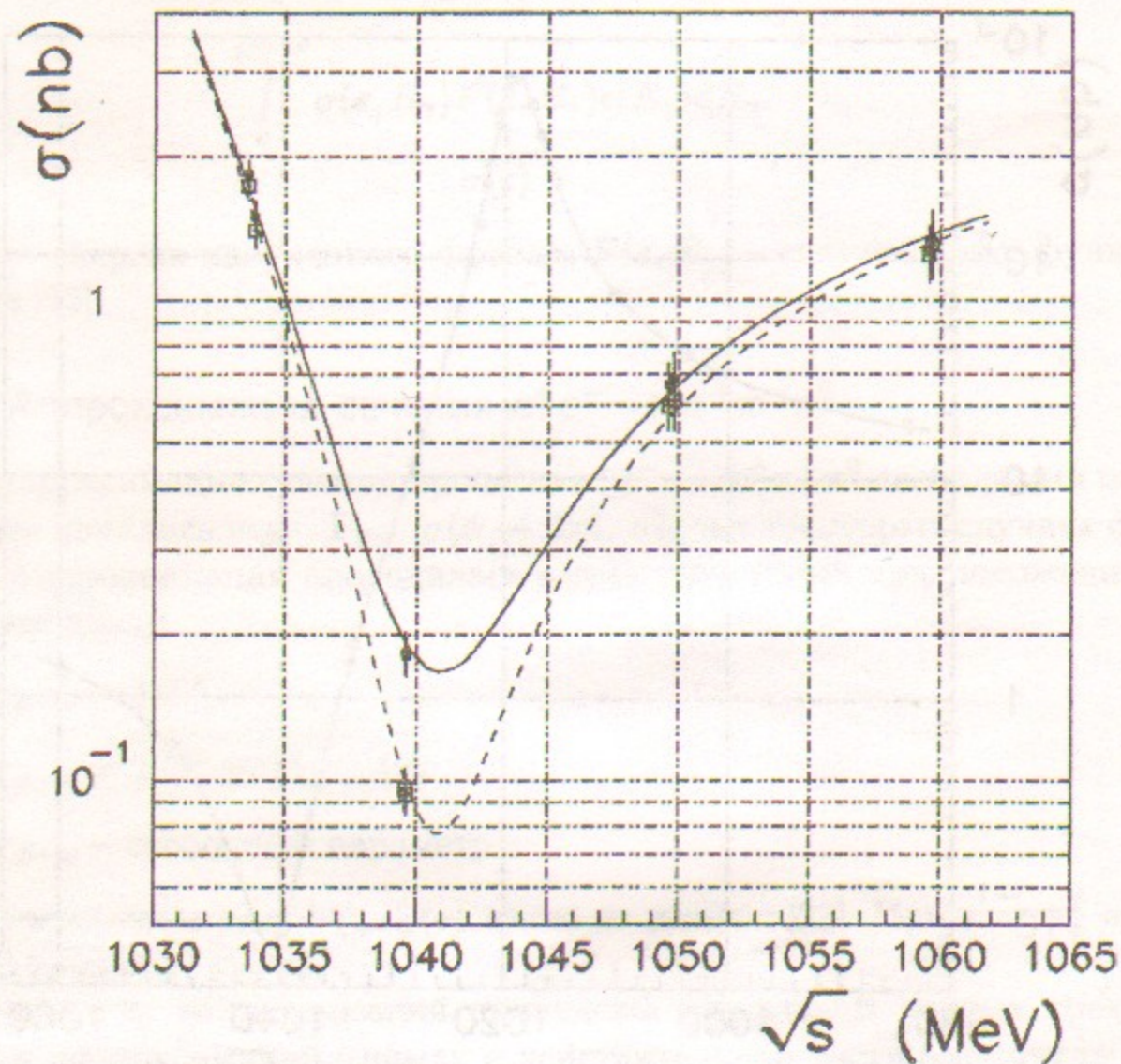


Рис. 7. Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  в области интерференционного минимума. Сплошная линия и точки – сечение при аппроксимации с  $\chi_{\phi-\omega} = 180^\circ$ ,  $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$ ; пунктирная линия и светлые квадратики – сечение при аппроксимации с  $\chi_{\phi-\omega} = 180^\circ + \Delta\chi_{\phi-\omega}(s)$ ,  $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$ . Точки – экспериментальные данные, кривая – результат аппроксимации.

N	1	2	3	4	5	6
$m_\phi - 1000$ (МэВ)	$19.41 \pm 0.03$	$19.42 \pm 0.03$	$19.41 \pm 0.03$	$19.41 \pm 0.03$	$19.42 \pm 0.03$	$19.42 \pm 0.03$
$\Gamma_\phi$ (МэВ)	$4.18 \pm 0.06$	$4.18 \pm 0.06$	$4.18 \pm 0.06$	$4.18 \pm 0.06$	$4.19 \pm 0.06$	$4.18 \pm 0.06$
$\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$ (нб)	$668 \pm_{16}^{47}$	$657 \pm_{16}^{38}$	$668 \pm 24$	$704 \pm 8$	$661 \pm 7$	$666 \pm_{18}^{52}$
$\text{Re}(A_{3\pi}^0) \cdot 10^3$ (МэВ <sup>1/2</sup> )	$-54 \pm_{5}^{10}$	$-48 \pm_{6}^{15}$	$-58 \pm 6$	$-47 \pm 3$	$-47 \pm 3$	$-47 \pm 3$
$\text{Im}(A_{3\pi}^0) \cdot 10^3$ (МэВ <sup>1/2</sup> )	$35 \pm_{14}^4$	$-4 \pm_{10}^{30}$	$-33 \pm 60$	0	0	0
$\chi_{\phi-\omega}$ (град)	180	180+	178 ± 27	180	180+	165 ± <sub>6</sub> <sup>20</sup>
$\chi^2/N_{df}$	20.39/27	20.46/27	20.39/26	20.56/28	20.49/28	20.49/27

Таблица 5. Результаты аппроксимации сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Номер столбца N соответствует различным вариантам выбора фазы  $\chi_{\phi-\omega}$  и амплитуды  $\text{Re}(A_{3\pi}^0)$ ,  $\text{Im}(A_{3\pi}^0)$ .

сечения практически не зависит от значений параметров модели в диапазоне  $\sqrt{s} = 984 \div 1028$  МэВ, тогда как в области интерференционного провала при  $\sqrt{s} = 1040$  МэВ сечение может отличаться в два раза для разных моделей (рис.8). Такая неопределенность в величине сечения связана с различием величин поправки  $\delta_{rad}(s)$  в (14), вычисленной для разных моделей.

## 5.2. Аппроксимация сечений $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$

При аппроксимации сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  и  $K_S K_L$  свободными параметрами являлись  $m_\phi$ ,  $\Gamma_\phi$ ,  $\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-)$ ,  $\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$ . Параметры  $A_{K^+K^-}^0$ ,  $A_{K_S K_L}^0$  и  $\phi_{K\bar{K}}$  в различных вариантах либо фиксировались ( $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$  и  $A_{K^+K^-}^0$  ( $A_{K_S K_L}^0$ ) = 0), либо являлись свободными параметрами. Аппроксимации были проведены в следующих предположениях:

1.  $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$ ,  $A_{K^+K^-}^0 = A_{K_S K_L}^0 = 0$ ;
2.  $\phi_{K\bar{K}}$  – свободный параметр,  $A_{K^+K^-}^0 = A_{K_S K_L}^0 = 0$ ;
3.  $\phi_{K\bar{K}}$  и  $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$ ,  $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$  – свободные параметры;
4.  $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$ ,  $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$ ,  $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$ ,  $\text{Im}(A_{K^+K^-}^0)$ ,  $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$  – свободные параметры;
5.  $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$ ,  $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$  и  $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$  – свободные параметры.



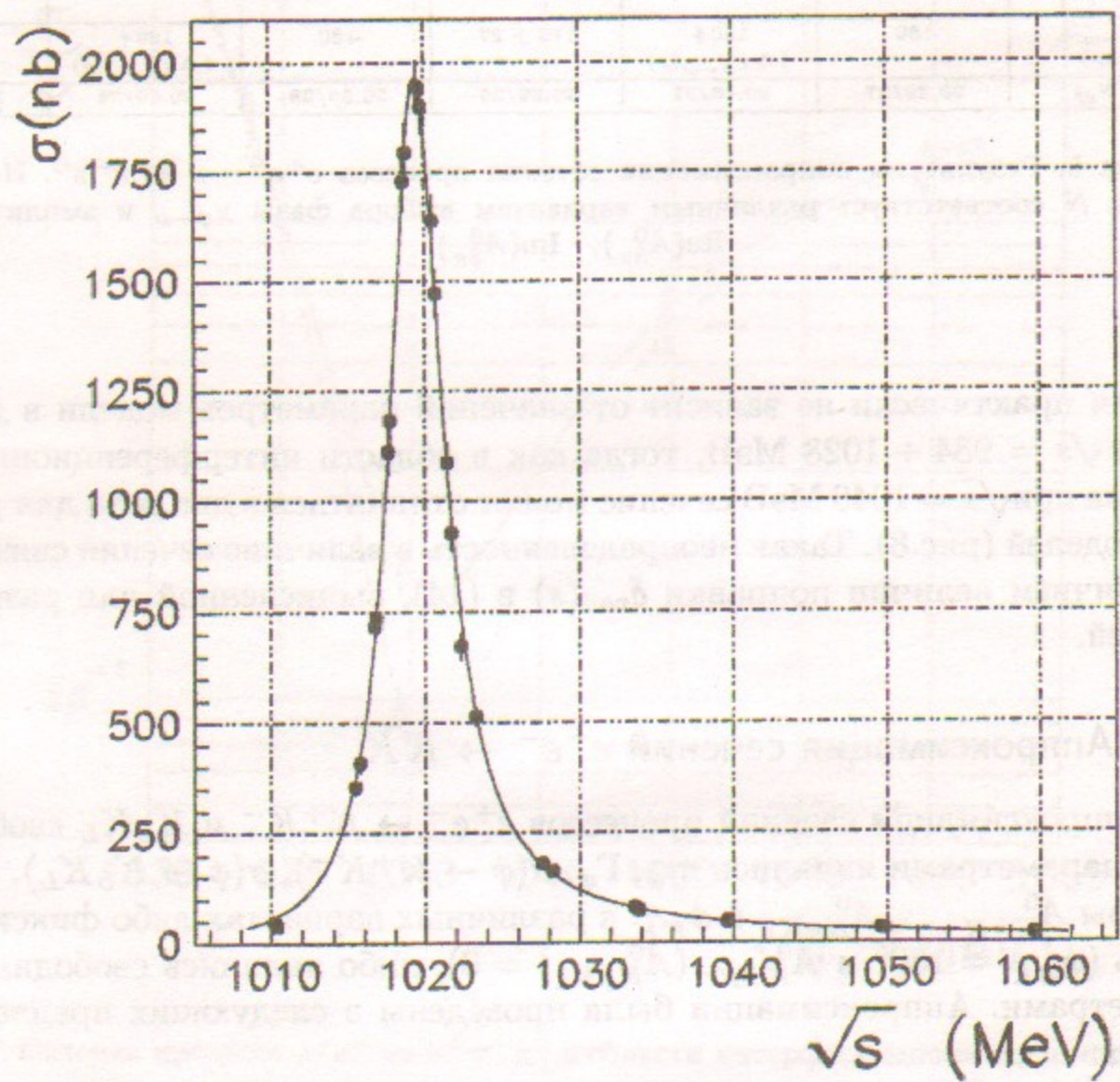


Рис. 8. Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ . Точки - экспериментальные данные, кривая - результат аппроксимации.

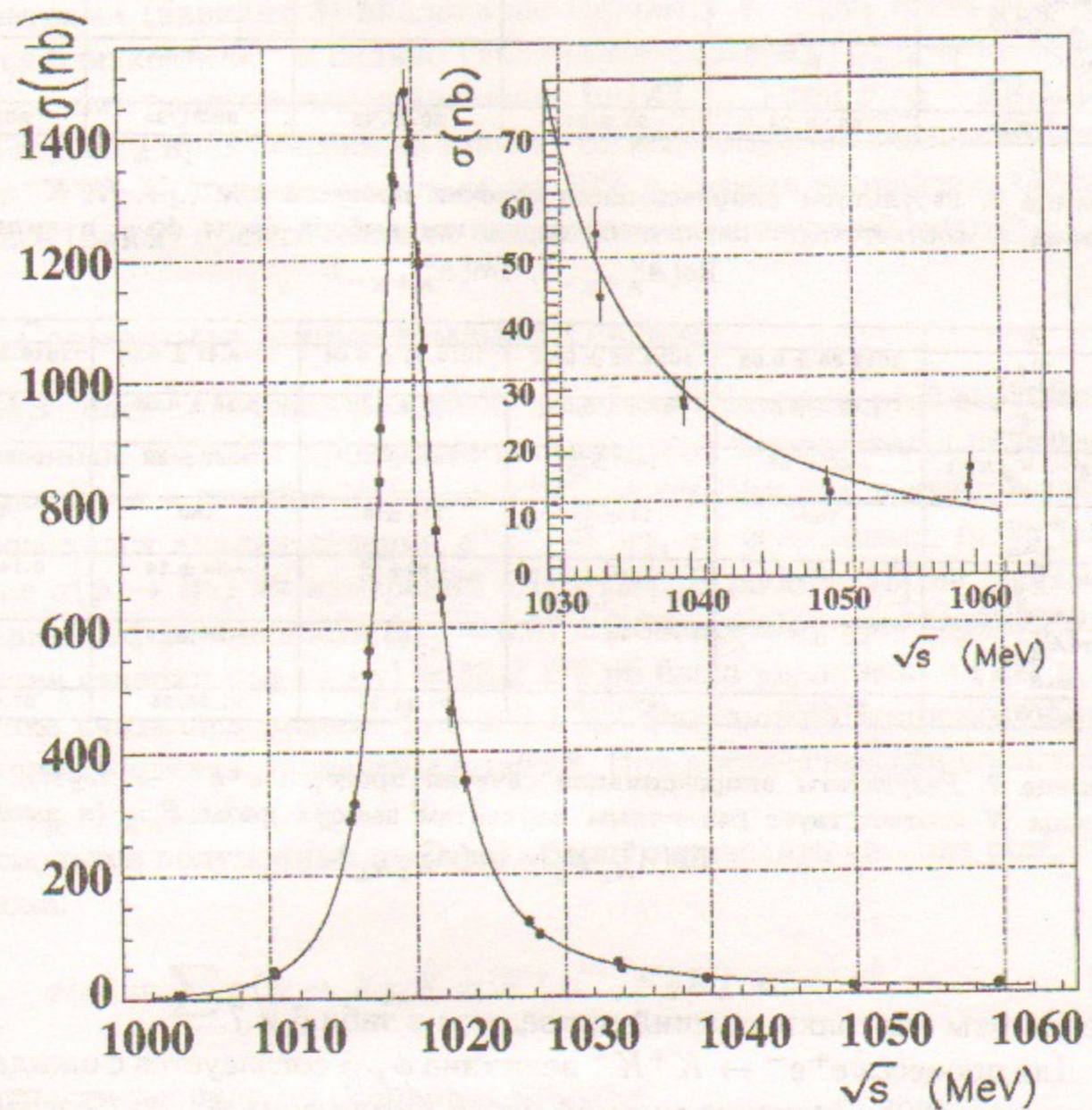


Рис. 9. Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ . Точки - экспериментальные данные, кривая - результат аппроксимации.



N	1	2	3	4	5
$m_\phi$ (МэВ)	$1019.46 \pm 0.08$	$1019.46 \pm 0.08$	$1019.44 \pm 0.03$	$1019.44 \pm 0.03$	$1019.44 \pm 0.04$
$\Gamma_\phi$ (МэВ)	$4.28 \pm 0.06$	$4.26 \pm 0.06$	$4.22 \pm 0.08$	$4.22 \pm 0.08$	$4.22 \pm 0.08$
$\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-)$ (нб)	$1940 \pm 31$	$1962 \pm 38$	$1972 \pm_{58}^{83}$	$1969 \pm 64$	$1960 \pm 32$
$\phi_{K\bar{K}}$ (град)	180	$157 \pm 24$	$156 \pm_{39}^{51}$	180	180
$\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$ (МэВ <sup>3/2</sup> )	0	0	$4.7 \pm_{5.3}^{14}$	$7.1 \pm_7^{25}$	$5.9 \pm 4.8$
$\text{Im}(A_{K^+K^-}^0)$ (МэВ <sup>3/2</sup> )	0	0	0	$12 \pm 33$	0
$\chi^2/Ndf$	22.15/25	21.2/24	20.45/23	20.54/23	20.65/24

Таблица 6. Результаты аппроксимации сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ . Номер столбца N соответствует различным вариантам выбора фазы  $\phi_{K\bar{K}}$  и амплитуды  $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$ ,  $\text{Im}(A_{K^+K^-}^0)$ .

N	1	2	3	4	5
$m_\phi$ (МэВ)	$1019.36 \pm 0.03$	$1019.36 \pm 0.03$	$1019.41 \pm 0.04$	$1019.41 \pm 0.04$	$1019.36 \pm 0.04$
$\Gamma_\phi$ (МэВ)	$4.15 \pm 0.07$	$4.14 \pm 0.08$	$4.13 \pm 0.08$	$4.13 \pm 0.08$	$4.15 \pm 0.08$
$\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$ (нб)	$1482 \pm 21$	$1467 \pm_{23}^{36}$	$1359 \pm 31$	$1360 \pm 32$	$1482 \pm 21$
$\phi_{K\bar{K}}$ (град)	180	$132 \pm_{23}^{36}$	$116 \pm 6$	180	180
$\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$ (МэВ <sup>3/2</sup> )	0	0	$-82 \pm_{19}^{23}$	$-34 \pm 14$	$0.14 \pm 6.6$
$\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$ (МэВ <sup>3/2</sup> )	0	0	0	$-86 \pm 17$	0
$\chi^2/Ndf$	27.46/27	27.19/26	21.34/25	21.26/25	27.46/26

Таблица 7. Результаты аппроксимации сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ . Номер столбца N соответствует различным вариантам выбора фазы  $\phi_{K\bar{K}}$  и амплитуды  $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$ ,  $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$ .

Результаты подгонки сечений приведены в табл.6 и 7.

Для процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  величина  $\phi_{K\bar{K}}$  согласуется с ожидаемым значением  $180^\circ$ . Значение мнимой части амплитуды  $A_{K^+K^-}^0$  согласуется с нулем, а действительная часть может превышать нулевое значение на 1.2 стандартных отклонения, что также совместимо с нулем (вариант 5 в табл.6). Значения  $m_\phi$  и  $\Gamma_\phi$  практически не зависят от используемой модели. Величина  $\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-)$  может меняться на 2% в разных вариантах, но эти изменения не превосходят ее ошибок. Сечение процесса практически не зависит от используемой модели (рис.7).

Для процесса  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  значение фазы  $\phi_{K\bar{K}}$  согласуется со  $180^\circ$  в случае  $A_{K_S K_L}^0 = 0$ . Если положить  $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0) = 0$ , а  $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$  сделать

свободным параметром, то эта величина не будет отличаться от нуля (вариант 5 в табл.7). В случае, когда и действительная и мнимая части амплитуды  $A_{K_S K_L}^0$  являются свободными параметрами (вариант 4 в табл.7) их величины отличаются от нуля на 2.4 и 5 стандартных отклонений. Случай когда фаза  $\phi_{K\bar{K}}$  и  $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$  являются свободными параметрами (вариант 3) аналогичен варианту 4. Здесь фаза  $\phi_{K\bar{K}}$  становится близкой к  $90^\circ$  и сильно увеличивается  $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$ , что в первом приближении равнозначно увеличению  $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$  при  $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$ . Значения  $m_\phi$  и  $\Gamma_\phi$  практически не зависят от используемой модели. Величина  $\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$  может меняться на 10% в разных вариантах. Сечение процесса (рис.9) практически не зависит от используемой модели.

### 5.3. Совместная аппроксимация сечений

Для определения сечения рождения  $\phi$ -мезона и вероятностей его распада по основным каналам проводилась совместная аппроксимация данных, учитывающая и сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ . Так как в данной работе не проводился анализ сечения  $e^+e^- \rightarrow \eta\gamma$ , то естественно было взять сечение  $\sigma(\phi \rightarrow \eta\gamma)$  из измерений СНД [28]. В работе [28] не вводилась поправка к эффективности  $\delta_{bkg} = 0.97 \pm 0.03$ , поэтому приведенная в ней величина сечения  $\sigma(\phi \rightarrow \eta\gamma) = 53.2 \pm 2$  нб была увеличена на 3% и при подгонке считалась равной  $54.8 \pm 2.1$  нб. Результаты аппроксимаций в различных моделях приведены в табл.8. При аппроксимации полагалось:  $\text{Im}(A_{K^+K^-}^0) = 0$  и  $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$ .

Используя полученные данные, можно определить сечение рождения  $\phi$ -мезона:

$$\sigma(\phi) = \sum_X \sigma(\phi \rightarrow X), X = K^+K^-, K_S K_L, \pi^+\pi^-\pi^0, \eta\gamma \quad (16)$$

вероятности распада по основным каналам:

$$B(\phi \rightarrow X) = \frac{\sigma(\phi \rightarrow X)}{\sigma(\phi)}, \quad (17)$$

вероятность распада на  $e^+e^-$  пару:

$$B(\phi \rightarrow e^+e^-) = \frac{\sigma(\phi)m_\phi^2}{12\pi}. \quad (18)$$

Значения этих величин в различных моделях приведены в табл.8.



N	1	2	3	4	5
$m_\phi - 1000$ (МэВ)	$19.41 \pm 0.02$	$19.42 \pm 0.02$	$19.42 \pm 0.02$	$19.41 \pm 0.02$	$19.42 \pm 0.02$
$\Gamma_\phi$ (МэВ)	$4.21 \pm 0.04$	$4.21 \pm 0.04$	$4.21 \pm 0.04$	$4.2 \pm 0.04$	$4.18 \pm 0.04$
$\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$ (нб)	$1471 \pm 15$	$1471 \pm 15$	$1471 \pm 15$	$1465 \pm 16$	$1352 \pm 27$
$\sigma(\phi \rightarrow K^+ K^-)$ (нб)	$1938 \pm 23$	$1967 \pm 33$	$1967 \pm 15$	$1985 \pm 26$	$1962 \pm 24$
$\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$ (нб)	$701 \pm 6$	$659 \pm 6$	$662 \pm 25$	$702 \pm 6$	$661 \pm 6$
$\text{Re}(A_{K^+ K^-}^0)$ (МэВ <sup>3/2</sup> )	0	0	0	0	$7.2 \pm 3.9$
$\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$ (МэВ <sup>3/2</sup> )	0	0	0	0	$-35 \pm 11$
$\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$ (МэВ <sup>3/2</sup> )	0	0	0	0	$-85 \pm 15$
$\text{Re}(A_{3\pi}^0) \cdot 10^3$ (МэВ <sup>1/2</sup> )	$-46 \pm 3$	$-46 \pm 2$	$-46 \pm 3$	$-46 \pm 3$	$-47 \pm 3$
$\chi_{\phi-\omega}$ (град.)	180	$180 + \Delta\chi_{\phi-\omega}(s)$	$164 \pm 20$	180	$180 + \Delta\chi_{\phi-\omega}(s)$
$\phi_{K\bar{K}}$ (град.)	180	180	180	$157 \pm 15$	180
$\chi^2/N_{df}$	76.68/84	76.41/84	76.43/83	74.23/83	62.91/81
$B(\phi \rightarrow e^+ e^-)$ ( $\cdot 10^{-4}$ )	$2.97 \pm 0.02$	$2.94 \pm 0.02$	$2.94 \pm 0.03$	$2.98 \pm 0.02$	$2.85 \pm 0.03$
$B(\phi \rightarrow K^+ K^-)$ (%)	$46.9 \pm 0.3$	$47.4 \pm 0.3$	$47.3 \pm 0.4$	$47.2 \pm 0.3$	$48.7 \pm 0.5$
$B(\phi \rightarrow K_S K_L)$ (%)	$35.1 \pm 0.3$	$35.4 \pm 0.3$	$35.4 \pm 0.4$	$34.8 \pm 0.3$	$33.6 \pm 0.5$
$B(\phi \rightarrow 3\pi)$ (%)	$16.7 \pm 0.2$	$15.9 \pm 0.2$	$15.9 \pm 0.5$	$16.7 \pm 0.2$	$16.4 \pm 0.2$
$B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ (%)	$1.31 \pm 0.03$	$1.32 \pm 0.03$	$1.32 \pm 0.03$	$1.3 \pm 0.03$	$1.36 \pm 0.03$

Таблица 8. Результаты совместной аппроксимации сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$  и  $3\pi$ . Номер столбца N соответствует различным вариантам выбора фаз  $\phi_{K\bar{K}}$ ,  $\chi_{\phi-\omega}$  и амплитуд  $\text{Re}(A_{K^+ K^-}^0)$ ,  $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$ ,  $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$ ,  $\text{Re}(A_{3\pi}^0)$ .

Сечения процессов в зависимости от энергии приведены в табл.9. Систематические ошибки в определении сечений процессов  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ ,  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  и параметров  $\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-)$ ,  $\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$ ,  $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$  составляют 7.1%, 4.2% и 5% соответственно, и включают в себя систематические ошибки определения эффективности регистрации и измерения светимости.

$\sqrt{s}$	$\sigma_{K^+K^-}$	$\sigma_{K_S K_L}$	$\sigma_{3\pi}$
Сканирование РИ9801			
984.21			$18.1 \pm 0.9$
1003.91		$7.7 \pm 3.0$	$36.2 \pm 1.3$
1010.17	$48.1 \pm 13.3$	$45.2 \pm 6.1$	$68.5 \pm 2.4$
1015.75	$409.0 \pm 20.3$	$315.5 \pm 20.2$	$243.1 \pm 7.5$
1016.68	$717.1 \pm 32.3$	$525.5 \pm 25.7$	$358.9 \pm 10.6$
1017.59	$1112.0 \pm 51.8$	$836.3 \pm 37.6$	$493.6 \pm 14.9$
1018.78	$1794.1 \pm 64.8$	$1324.7 \pm 40.4$	$658.6 \pm 11.6$
1019.79	$1898.1 \pm 56.9$	$1388.4 \pm 36.2$	$595.5 \pm 14.1$
1020.65	$1471.9 \pm 54.5$	$1053.0 \pm 35.6$	$399.8 \pm 14.5$
1021.68	$928.4 \pm 37.7$	$648.0 \pm 29.0$	$217.4 \pm 8.5$
1023.27	$514.4 \pm 20.0$	$352.0 \pm 16.7$	$92.2 \pm 3.4$
1028.23	$161.1 \pm 6.0$	$103.0 \pm 7.0$	$11.2 \pm 0.65 \pm 0.036$
1033.84	$72.9 \pm 2.9$	$45.1 \pm 4.0$	$1.400 \pm 0.113 \pm 0.046$ $0.031$
1039.59	$47.4 \pm 2.0$	$28.3 \pm 3.1 \pm 0.1$	$0.096 \pm 0.010 \pm 0.044$ $0.025$
1049.81	$29.0 \pm 1.5$	$13.3 \pm 2.1 \pm 0.6$	$0.613 \pm 0.081 \pm 0.037$ $0.018$
1059.66	$18.6 \pm 1.2$	$17.0 \pm 2.6 \pm 2.2$	$1.304 \pm 0.194 \pm 0.033$ $0.021$
Сканирование РИ9802			
984.02			$17.3 \pm 0.8$
1003.71		$7.4 \pm 2.9$	$37.6 \pm 1.4$
1010.34	$38.7 \pm 12.8$	$40.0 \pm 6.3$	$69.5 \pm 2.5$
1015.43	$354.2 \pm 17.2$	$288.3 \pm 17.2$	$220.0 \pm 6.5$
1016.78	$734.7 \pm 34.2$	$564.0 \pm 27.1$	$353.6 \pm 11.1$
1017.72	$1181.8 \pm 54.7$	$923.1 \pm 39.5$	$515.0 \pm 15.3$
1018.62	$1726.7 \pm 65.8$	$1337.1 \pm 42.7$	$664.2 \pm 13.1$
1019.51	$1946.2 \pm 56.7$	$1473.8 \pm 34.7$	$667.0 \pm 11.8$
1020.43	$1639.6 \pm 56.8$	$1193.1 \pm 37.2$	$471.2 \pm 15.5$
1021.41	$1087.2 \pm 42.2$	$757.5 \pm 32.5$	$270.1 \pm 9.9$
1022.32	$672.9 \pm 29.8$	$465.9 \pm 24.5$	$142.9 \pm 6.1$
1027.52	$179.6 \pm 6.9$	$123.8 \pm 7.8$	$15.803 \pm 0.752 \pm 0.037$
1033.58	$79.9 \pm 2.9$	$55.4 \pm 4.2$	$1.737 \pm 0.113 \pm 0.051$ $0.035$
1039.64	$48.7 \pm 1.9$	$27.3 \pm 3.0 \pm 0.1$	$0.094 \pm 0.009 \pm 0.043$ $0.024$
1049.60	$31.2 \pm 1.5$	$15.0 \pm 2.1 \pm 0.7$	$0.595 \pm 0.062 \pm 0.037$ $0.017$
1059.52	$20.9 \pm 1.2$	$14.0 \pm 2.5 \pm 1.8$	$1.238 \pm 0.151 \pm 0.031$ $0.02$

Таблица 9. Сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$  и  $3\pi$ . Здесь первая ошибка - статистическая, а вторая - модельная. Систематическая ошибка составляет 7.1% для  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ , 4.2% для  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и 5% для  $e^+e^- \rightarrow 3\pi$



Используя результаты совместной аппроксимации данных, формулы (16-18) и величину  $\sigma(\phi \rightarrow \eta\gamma) = 54.8 \pm 2.1$  из [28] были определены вероятности распада  $\phi$ -мезона по основным каналам и вероятность распада на  $e^+e^-$  пару:

$$B(\phi \rightarrow e^+e^-) = (2.94 \pm 0.02 \pm 0.14 \pm 0.02) \cdot 10^{-4},$$

$$B(\phi \rightarrow K^+K^-) = 47.4 \pm 0.3 \pm 1.6 \pm 0.2\%$$

$$B(\phi \rightarrow K_S K_L) = 35.4 \pm 0.3 \pm 1.1 \pm 0.3\%$$

$$B(\phi \rightarrow 3\pi) = 15.9 \pm 0.2 \pm 0.7 \pm 0.4\%$$

$$B(\phi \rightarrow \eta\gamma) = 1.32 \pm 0.03 \pm 0.05 \pm 0.01\%$$

Здесь приведены значения для случая, когда  $\chi_{\phi-\omega} = 180^\circ + \Delta\chi_{\phi-\omega}(s)$ ,  $\phi_{K\bar{K}} = 180^\circ$ ,  $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$ ,  $A_{K_S K_L}^0 = 0$  и  $A_{K^+ K^-}^0 = 0$  (вариант 2 в табл.8). При определении модельной ошибки (третья ошибка) не учитывался случай, когда  $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0) \neq 0$ . Полученные величины вероятностей распадов хорошо согласуются с табличными значениями и данными других экспериментов (табл.10). Используя полученные значения вероятностей распадов можно определить величины соответствующих констант связи:  $|g_{\phi\gamma}| = 6541 \pm 156 \text{ МэВ}^2$ ,  $|g_{\phi K^+ K^-}| = 4.376 \pm 0.074$ ,  $|g_{\phi K_S K_L}| = 4.678 \pm 0.073$ ,  $|g_{\phi 3\pi}| = 0.814 \pm 0.018 \text{ ГэВ}^{-1}$ ,  $|g_{\phi\eta\gamma}| = 0.0590 \pm 0.0013 \text{ ГэВ}^{-1}$ .

## 6. Обсуждение результатов

Значения массы  $\phi$ -мезона, измеренной в трех основных каналах распада согласуются между собой (разброс значений не превышает 1.6 стандартных отклонений). Зависимость массы от используемой модели не превышает ошибок измерения. В результате совместной аппроксимации было определено значение:

$$m_\phi = 1019.42 \pm 0.02 \pm 0.04 \text{ МэВ},$$

где систематическая ошибка 0.04 МэВ в основном связана с возможным общим сдвигом энергетической шкалы. Полученное значение не противоречит среднемировому:  $1019.413 \pm 0.008 \text{ МэВ}$  [24].

	СНД	Другие данные
$\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$ , нб	$1471 \pm 64$	$1367 \pm 26$ [8]
$\sigma(\phi \rightarrow K^+ K^-)$ , нб	$1967 \pm 142$	$2001 \pm 105$ [5]
$\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$ , нб	$659 \pm 34$	$654 \pm 40$ [5]
$B(\phi \rightarrow e^+ e^-) \times 10^4$	$2.94 \pm 0.14$	$2.99 \pm 0.08$ [24]
$B(\phi \rightarrow K^+ K^-)$ , %	$47.4 \pm 1.6$	$49.1 \pm 0.8$ [24]
$B(\phi \rightarrow K_S K_L)$ , %	$35.4 \pm 1.1$	$34.1 \pm 0.6$ [24]
$B(\phi \rightarrow 3\pi)$ , %	$15.9 \pm 0.7$	$15.5 \pm 0.7$ [24]
$B(\phi \rightarrow \eta\gamma)$ , %	$1.32 \pm 0.06$	$1.26 \pm 0.06$ [24]
$m_\phi$ , МэВ	$1019.42 \pm 0.05$	$1019.413 \pm 0.008$ [24]
$\Gamma_\phi$ , МэВ	$4.20 \pm 0.05$	$4.43 \pm 0.05$ [24]

Таблица 10. Основные результаты этой работы в сравнении с табличными данными [24] и данными других экспериментов [5,8].

Полная ширина  $\phi$ -мезона в различных каналах распада хорошо согласуется между собой, разница не превышает 1.5 стандартного отклонения. При совместной аппроксимации процессов значение ширины меняется от 4.18 до 4.21 МэВ в различных моделях, что не превышает ошибки измерения. Таким образом среднее значение

$$\Gamma_\phi = 4.20 \pm 0.04 \pm 0.02 \text{ МэВ},$$

(систематическая ошибка 0.02 МэВ связана с модельной зависимостью), что расходится со среднемировым значением  $4.43 \pm 0.05 \text{ МэВ}$  [24] на  $\sim 3.4$  стандартных отклонения, а с наиболее точным измерением  $\Gamma_\phi = 4.477 \pm 0.036 \pm 0.022 \text{ МэВ}$  [8] на  $\sim 4.5$  стандартных отклонения.

Аппроксимация сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  показала, что его невозможно описать распадами  $\phi$  и  $\omega$  мезонов, и требуется введение дополнительной амплитуды  $A_{3\pi}^0$ , которую можно объяснить вкладом выше лежащих резонансов. Наличие такой амплитуды согласуется с данными о сечении процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ , полученными в экспериментах СНД, при энергиях выше  $\phi$ -мезона, которое не описывается только вкладами  $\phi$  и  $\omega$  мезонов [29]. Наличие амплитуды  $A_{3\pi}^0$  не позволяет установить отклонение фазы  $\chi_{\omega-\phi}$  от  $180^\circ$ . Значения  $\chi_{\phi-\omega} = 180^\circ$  и  $180^\circ + \Delta\chi_{\phi-\omega}(s)$  [27] не противоречат экспериментальным данным. Если фазу  $\chi_{\phi-\omega}$  сделать свободным параметром, не зависящим от энергии, то ее величина составит  $178^\circ \pm 27^\circ$  для случая когда у амплитуды  $A_{3\pi}^0$  и действительная и мнимая части отличны от нуля (вариант 5 в табл. 5) и  $164^\circ \pm 20^\circ$ , если



положить:  $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$  (вариант 3 в табл. 8).

Величина

$$\sigma(\phi \rightarrow 3\pi) = 659 \pm 6 \pm 33 \pm_{5}^{20} \text{ нб}$$

имеет значительную модельную ошибку ( $\pm_{5}^{20}$  нб), связанную с неопределенностью в выборе фазы  $\chi_{\omega-\phi}$ . Здесь в качестве центрального значения взята величина  $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi)$  для случая  $\chi_{\omega-\phi} = 180^\circ + \Delta\chi_{\phi-\omega}(s)$  и  $\text{Im}(A_{3\pi}^0) = 0$ . Эта величина хорошо согласуется с другими измерениями, например,  $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi) = 619 \pm 39 \pm 12$  [6] и  $\sigma(\phi \rightarrow 3\pi) = 654 \pm 26 \pm 30$  [5].

Рассмотрим аппроксимацию сечений  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  и  $K_S K_L$ , когда полагалось:  $\text{Im}(A_{K^+K^-}^0) = \text{Im}(A_{K_S K_L}^0) = 0$ . Как уже отмечалось, в этом случае  $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0)$  отклоняется от нуля на 1.2 стандартных отклонения, а  $\text{Re}(A_{K_S K_L}^0)$  от нуля не отличается. Если положить  $\text{Re}(A_{K^+K^-}^0) = \text{Re}(A_{K_S K_L}^0) = 0$  и сделать параметром фазу  $\phi_{K\bar{K}}$ , то ее величина составит  $157^\circ \pm 15^\circ$ , что не противоречит  $180^\circ$ . Величины

$$\sigma(\phi \rightarrow K^+K^-) = 1967 \pm 23 \pm 140 \text{ нб и}$$

$$\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L) = 1471 \pm 15 \pm 62 \text{ нб}$$

согласуются со среднемировыми значениями [24].

Если при аппроксимации сечений  $\text{Im}(A_{K^+K^-}^0)$  и  $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0)$  сделать свободными параметрами, то хорошо определится и действительная и мнимая части амплитуды  $A_{K_S K_L}^0$ . При этом абсолютные значения этих частей превосходят аналогичные вклады от  $\rho$  и  $\omega$  - мезонов в  $\sim 10$  раз. Совместимость с нулем  $A_{K^+K^-}^0$  и хорошая определенность  $A_{K_S K_L}^0$  может быть связана с тем, что вклады в сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  выше лежащих резонансов ( $\rho'$ ,  $\omega'$ ,  $\phi'$ ) могут иметь противоположные знаки и сокращаются между собой, а в случае  $K_S K_L$  происходит обратное. Величина  $\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$  уменьшится на 10% по сравнению со случаем, когда  $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0) = 0$ . При этом величина  $\chi^2$  для  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  уменьшится. Такой результат может оказаться следствием флуктуации данных в точке  $\sqrt{s} \sim 1060$  МэВ. В случае аппроксимации без мнимой части сечение  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  в этой точке отклоняется на 3 стандартных ошибки от оптимальной кривой (рис. 9). Если провести аппроксимацию без этой точки, то величины и действительной и мнимой частей амплитуды  $A_{K_S K_L}^0$  будут совместимы с нулем. Учитывая этот факт, нельзя говорить о надежном обнаружении дополнительной амплитуды в  $K_S K_L$  канале, хотя ее величина отличается от нуля на три и пять стандартных отклонения для действительной части и для мнимой. Этот результат скорее надо рассматривать как экспериментальное указание на возможность наличия такой амплитуды.

Существенное изменение  $\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$  соответствовало бы изменению константы  $g_{\phi K_S K_L}$ . В связи с этим интересно отметить следующее. Изотопическая симметрия предсказывает равенство констант связи  $g_{\phi K^+K^-}$  и  $g_{\phi K_S K_L}$ . Учет электромагнитного взаимодействия заряженных каонов приводит к соотношению:  $g_{\phi K^+K^-} / \sqrt{Z(s)} = g_{\phi K_S K_L}$ . Используя табличные данные [24] находим:

$$\frac{g_{\phi K^+K^-}}{g_{\phi K_S K_L}} \frac{1}{\sqrt{Z(m_\phi)}} = \sqrt{\left( \frac{B(\phi \rightarrow K^+K^-) q_{K_S K_L}^3(m_\phi)}{B(\phi \rightarrow K_S K_L) q_{K^+K^-}^3(m_\phi)} \right) \frac{1}{Z(m_\phi)}} = 0.95 \pm 0.01 \quad (19)$$

Полученная величина существенно (пять стандартных отклонений) отличается от ожидаемой. Это означает, что в амплитуде распада  $V \rightarrow K\bar{K}$  можно ожидать наличие формфактора, нарушающего изоспиновую симметрию. Иначе эффект может объясняться тем, что кулоновская поправка меньше ожидаемой, например, из-за неточности конечных частиц. Подобная проблема имеет место в распадах  $\Upsilon_{4s} \rightarrow B\bar{B}$  [25,26]. Наличие дополнительной комплексной амплитуды, связанной с вкладами выше лежащих резонансов, тоже может объяснить это отличие. Если  $B(\phi \rightarrow K_S K_L)$  уменьшится на 10%, то отношение (19) будет равно 1. В частности по данным из табл.8 можно получить:

$$\frac{g_{\phi K^+K^-}}{g_{\phi K_S K_L}} \frac{1}{\sqrt{Z(m_\phi)}} = 0.91 \pm 0.03, \text{ для } A_{K_S K_L}^0 = 0 \quad (20)$$

$$\frac{g_{\phi K^+K^-}}{g_{\phi K_S K_L}} \frac{1}{\sqrt{Z(m_\phi)}} = 0.95 \pm 0.03, \text{ для } \text{Re}(A_{K_S K_L}^0) = -35 \pm 11, \quad (21)$$

$$\text{Im}(A_{K_S K_L}^0) = -85 \pm 15.$$

Необходимо заметить, что случай, когда при том же абсолютном значении мнимая часть  $A_{K_S K_L}^0$  больше нуля, также хорошо описывает экспериментальные данные и имеет близкое значение  $\chi^2$ . При этом  $\sigma(\phi \rightarrow K_S K_L)$  увеличится на  $\sim 10\%$  по сравнению со случаем, когда  $\text{Im}(A_{K_S K_L}^0) = 0$ .

## 7. Заключение

На  $e^+e^-$  коллайдере ВЭПП-2М с детектором СНД проведен эксперимент по измерению основных параметров  $\phi$ -мезона. Интегральная светимость составила  $8.5 \text{ пб}^{-1}$ . Изучались три процесса:  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ ,



$e^+e^- \rightarrow K_S K_L$  и  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ . Измеренные сечения аппроксимировались моделью векторной доминантности с вкладом  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$ -мезонов. Возможный вклад вышележащих резонансов  $\rho'$ ,  $\omega'$ ,  $\phi'$  учитывался в виде постоянных амплитуд. В результате аппроксимации получены основные параметры  $\phi$ -мезона (табл.10), которые в основном согласуются с табличными данными и имеют точность лучшую или сравнимую с табличной. Полная ширина  $\phi$ -мезона по данным СНД составляет  $4.20 \pm 0.05$  МэВ, что заметно меньше табличного значения  $4.43 \pm 0.05$ . Для хорошей аппроксимации сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  требуется дополнительный вклад, возможно, от вышележащих резонансов, например резонансная структура обнаруженная детектором СНД [29].

Авторы выражают признательность Ачасову Н.Н. и Солодову Е.П. за полезные обсуждения.

## Список литературы

- [1] G.Parrou et al., Phys. Lett. B 364, 1976, p.362
- [2] A.D.Bukin et al., Sov.Journal of Nucl. Phys. 27, 1978, p.516
- [3] A.Cordier et al., Phys. Lett. B 364, 1980, p.13
- [4] S.I.Dolinsky et al., Phys. Rep. 202, 1991, p.99
- [5] B.R.Akhmetshin et al., Phys. Lett. B 364, 1995, p.199-206
- [6] B.R.Akhmetshin et al., Phys. Lett. B 434, 1998, p.426-436
- [7] L.M.Kurdadze et al., Preprint INP 84-07, Novosibirsk, 1984
- [8] B.R.Akhmetshin et al., Phys. Lett. B 466, 1999, p.385
- [9] Ivanov et al., Phys. Lett. B 107, 1981, p.297
- [10] Balakin et al., Phys. Lett. B 34, 1971, p.328
- [11] A.N.Skrinsky, in Proc. of Workshop on physics and detectors for DAΦNE, Frascati, Italy, April 4-7, 1995, p.3
- [12] M.N.Achasov et al., hep-ex/9909015, to be published in Nucl. Instr. and Meth. A, 2000  
V.M.Aulchenko et al., Preprint, Budker INP 99-16, Novosibirsk, 1999
- [13] R.R.Akhmetshin et al., Preprint, Budker INP 99-11, Novosibirsk, 1999.

- [14] M.N.Achasov et al., Phys. Lett. B 499, 1999, p. 122-127
- [15] Ачасов Н.Н. и др., ЯФ, т.54, вып.4(10), 1991, с.1097-1108
- [16] N.N.Achasov, et. al., Int. J. of Mod. Phys. A, 1992, vol.7, No.14, p.3187-3201
- [17] E.Cremmer and M.Gourdin, Nucl.Phys. B9 (1969), p.451-459
- [18] N.N.Achasov, A.A.Kozhevnikov, Phys. Rev. D55 (1997), p.2663-2671
- [19] Н.Н.Ачасов, А.А.Кожевников, ЯФ 60, вып.6, (1997), с.1131-1140
- [20] N.N.Achasov, A.A.Kozhevnikov, Phys. Rev. D57 (1998), p.4334-4342
- [21] Н.Н.Ачасов, А.А.Кожевников, ЯФ 60, вып.12, (1997), с.2212-2223
- [22] Э.А.Кураев, В.С.Фадин, ЯФ 41, вып.3, (1985), с.733-742.
- [23] A.V.Bozhenok, et. al., Preprint, Budker INP 99-103, 1999
- [24] Particle Data Group, Review of particle physics, Eur.Phys.J. C, 1998, vol. 3
- [25] D.Atwood and W.J.Marciano, Phys.Rev. D41 (1990), p.1736-1740
- [26] G.P.Lepage, Phys.Rev. D42 (1990), p.3251-3252
- [27] N.N.Achasov, A.A.Kozhevnikov, Phys. Rev. D61 (2000), p.054005 hep-ph/9906520.
- [28] М.Н.Ачасов и др., ЖЭТФ, том 117, вып.1, (2000), с.1-7
- [29] M.N.Achasov et al., Phys. Lett. B462 (1999) 365-370 hep-ex/9910001



# Содержание

1	Введение	3
2	Эксперимент	3
3	Отбор событий и определение эффективности регистрации	5
3.1	Отбор событий $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$	6
3.2	Отбор событий $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$	7
3.3	Отбор событий $e^+e^- \rightarrow 3\pi$	10
4	Теоретические сечения	14
5	Аппроксимация экспериментальных данных	17
5.1	Аппроксимация сечения $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	18
5.2	Аппроксимация сечений $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$	21
5.3	Совместная аппроксимация сечений	25
6	Обсуждение результатов	28
7	Заключение	31

*М.Н. Ачасов, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин,  
А.Г. Богданчиков, А.В. Боженок, А.Д. Букин, Д.А. Букин,  
С.В. Бурдин, А.А. Васильев, Ю.С. Великжанин, И.А. Гапоненко,  
В.Б. Голубев, Т.В. Димова, А.А. Дроздецкий, С.И. Долинский,  
В.П. Дружинин, М.С. Дубровин, П.М. Иванов, В.Н. Иванченко,  
А.А. Король, М.С. Коростелев, С.В. Кошуба, Г.А. Кукарцев,  
Е.В. Пактусова, А.А. Полунин, В.М. Попов, Е.Э. Пята,  
А.А. Сальников, С.И. Середняков, В.А. Сидоров, З.К. Силагадзе,  
А.Н. Скринский, А.Г. Скрипкин, Ю.В. Усов, А.А. Чальцев,  
В.В. Шарый, Ю.М. Шатунов*

## Процессы $e^+e^- \rightarrow K^+K^-, K_S K_L$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ в области резонанса $\phi(1020)$

*M.N. Achasov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin,  
A.G. Bogdanchikov, A.V. Bozhenok, A.D. Bukin, D.A. Bukin,  
S.V. Burdin, A.A. Chaltsev, T.V. Dimova, S.I. Dolinsky,  
A.A. Drozdetsky, V.P. Druzhinin, M.S. Dubrovin, I.A. Gaponenko,  
V.B. Golubev, V.N. Ivanchenko, P.M. Ivanov, A.A. Korol,  
M.S. Korostelev, S.V. Koshuba, G.A. Kukartsev, E.V. Pakhtusova,  
A.A. Polunin, V.M. Popov, E.E. Pyta, A.A. Salnikov,  
S.I. Serebnyakov, V.V. Shary, Yu.M. Shatunov, V.A. Sidorov,  
Z.K. Silagadze, A.G. Skripkin, A.N. Skrinsky, Yu.V. Usov,  
A.V. Vasiljev, Yu.S. Velikzhanin*

## Processes $e^+e^- \rightarrow K^+K^-, K_S K_L$ and $\pi^+\pi^-\pi^0$ at the $\phi(1020)$ resonance energy region

ИЯФ 2000-51

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 29.05.2000 г.

Сдано в набор 31.05.2000 г.

Подписано в печать 2.06.2000 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 0.8 печ.л., 0.7 уч.-изд.л.

Тираж 125 экз. Бесплатно. Заказ № 51

Обработано на IBM PC и отпечатано на

ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.