

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

539.12.12

**ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ МАСС ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
НА НАКОПИТЕЛЯХ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПУЧКАМИ**

А. Н. Скринский, Ю. М. Шатунов

(Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск)

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	315
2. Резонансная деполяризация	316
3. Устройства для деполяризации	317
4. Радиационная поляризация электронов и позитронов	318
5. Калибровка и стабильность энергии частиц в накопителе	319
6. Эксперименты с прецизионной калибровкой	320
6.1. ϕ -мезон. 6.2. K^+ и K^- -мезоны. 6.3. K^0 -мезон. 6.4. ω -мезон. 6.5. ψ - и ψ' -мезоны. 6.6. Υ^- , Υ'^- и Υ'' -резонансы.	
7. Учет систематических ошибок	325
8. Заключение	325
Список литературы	326

1. Введение. Разработка метода высокоточного абсолютного измерения энергии пучков в накопителях [1] позволила провести в Новосибирске на установках с электрон-позитронными пучками ВЭПП-2М и ВЭПП-4 целую серию измерений масс элементарных частиц, рождающихся в электрон-позитронных столкновениях [4—11]. Особенно большой шаг по точности был сделан для мезонов ψ и Υ семейств (вплоть до 100-кратного улучшения).

Метод калибровки основан на соответствии энергии E и частоты прецессии спина Ω релятивистского электрона, движущегося с частотой ω_s в поперечном магнитном поле:

$$E = \left(\frac{\Omega}{\omega_s} - 1 \right) \frac{q_0}{q'} mc^2, \tag{1}$$

где q' , q_0 — аномальная и нормальная части гиромагнитного отношения.

Соотношение (1) нарушается только продольными магнитными полями, которые по разным причинам могут существовать на орбите частицы. Для оценки величины нарушения достаточно рассмотреть «включение» продольного поля H_{\parallel} на фиксированном прямом участке траектории. Можно показать, что в этом случае приведенная частота прецессии $\nu = \Omega/\omega_s - 1$ дается выражением

$$\cos \pi \nu = \cos \pi \nu_0 \cdot \cos \frac{\beta}{2}, \tag{2}$$

где β — угол поворота спина вокруг H_{\parallel} ; ν_0 — приведенная частота без продольного поля. Численный анализ возможных источников продольного поля в обычном накопителе (краевые поля, углы движения и т. д.) показывает, что

величина сдвига $\delta\nu$ не превышает 10^{-6} . Особого внимания требуют участки с продольным магнитным полем, где угол β может достигать заметной величины (детекторы, спин-ротаторы и т. д.). Необходимо компенсировать поворот спина обратными полями, что совпадает обычным условием подавления связи орбитальных колебаний.

Существующий в электрон-позитронных накопителях энергетический разброс $\Delta E/E \ll 10^{-3}$ не является, в первом приближении, ограничением точности измерения средней энергии частиц в пучке обсуждаемым методом. В присутствии ускоряющего ВЧ напряжения энергия неравновесной частицы колеблется вокруг равновесного значения E_s с частотой синхротронных колебаний $\nu_\gamma \omega_s$:

$$E = E_s \left(1 + \frac{\Delta E}{E} \sin \nu_\gamma \omega_s t \right).$$

Следовательно, и частота прецессии спина будет модулирована той же частотой. Это означает, что спектр спиновых частот состоит из набора линий, отстоящих друг от друга на $\nu_\gamma \omega_s$ ($\nu_\gamma \sim 10^{-2}$). Центральная линия спектра есть усредненная по синхротронным колебаниям частота прецессии

$$\Omega = \Omega_s + \langle \delta\Omega \rangle.$$

Сдвиг частоты прецессии спина неравновесной частицы относительно равновесной Ω_s связан с наличием колебаний и нелинейностей магнитного поля. Частица с некоторой амплитудой бетатронных колебаний A_x имеет запаздывание относительно равновесной частицы, пропорциональное квадрату поперечного импульса

$$p_x^2 = A_x^2 \left(|f_x|^2 + \frac{1}{|f_x|^2} \right),$$

где $|f_x|$ — модуль функции Флоке. Из-за условия синхронизма с ускоряющим напряжением этот эффект приводит к сдвигу энергии и частоты прецессии относительно их равновесных значений. Нелинейности магнитного поля также вызывают некоторое различие в частотах прецессии для частиц с колебаниями и без них. Совместное рассмотрение обоих эффектов приводит к формуле для разброса спиновых частот [12]:

$$\delta\Omega \approx \nu \frac{A_x^2}{\alpha} \left\langle n_1 \psi_x |f_x|^2 - \left(|f_x|^2 + \frac{1}{|f_x|^2} \right) \right\rangle \omega_s, \quad (3)$$

где α — коэффициент уплотнения орбит,

$$n_1 = - \frac{R^2}{\langle H_z \rangle} \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2}$$

— квадратичная нелинейность, ψ_x — дисперсионная функция накопителя. Оценка $\delta\Omega$ для различных накопителей показывает, что разброс спиновых частот не превышает величины $\sim 10^{-5} \omega_s$ и может регулироваться за счет изменения квадратичной нелинейности. Контроль за величиной разброса может осуществляться по измерению хроматизма радиальных бетатронных колебаний $\gamma \partial \nu_x / \partial \gamma$, формула для которого в главных членах совпадает с приведенным в (3) выражением в скобках $\langle \dots \rangle$.

Ширина боковых линий в спектре спиновых частот определяется разбросом синхротронной частоты $\nu_\gamma \omega_s$ и обычно много больше, чем ширина центральной.

2. Резонансная деполяризация. Экспериментально измерение частоты прецессии спинов частиц в накопителе можно провести по наблюдению за степенью поляризации при воздействии на пучок высокочастотным электромагнитным полем, частота которого ω_d удовлетворяет условию

$$\omega_d \pm k\omega_s = \Omega \quad (k — целое). \quad (4)$$

При выполнении резонансного условия угол прецессии спина каждой частицы осциллирует от 0 до π с некоторой частотой w , определяемой величиной и направлением ВЧ поля. Присутствие случайных процессов (внешняя шумовая модуляция в полосе $\delta\omega_d$, квантовые флуктуации синхротронного излучения и т. д.) перемешивает фазы вращения спинов и приводит, следовательно, к деполяризации пучка. Эффективная ширина резонанса, т. е. полоса частот $\Delta\omega_d$, где скорость деполяризации порядка максимальной, зависит от соотношения величины w , $\delta\omega_d$ и $\delta\Omega$.

Если $w, \delta\omega_d \gg \delta\Omega$, то точность определения Ω не лучше $\max(w, \delta\omega_d)$, а время деполяризации определяется выражением $\tau_d \approx \delta\omega_d/w^2$.

В обратном случае $w; \delta\omega_d \ll \delta\Omega$ ширина резонанса равна разбросу спиновых частот $\delta\Omega$, если $\delta\Omega$ превышает декремент радиационного затухания λ (λ^{-1} — характерное время перемешивания амплитуд и фаз орбитальных колебаний частиц). В случае же $\delta\Omega \ll \lambda$, что обычно и бывает на практике, за счет радиационных эффектов происходит дополнительное стохастическое усреднение разброса частот Ω до величины $\Delta \approx (\delta\Omega)^2 \lambda^{-1}$.

Ясно, что для достижения предельной точности измерения частоты прецессии необходимо иметь w и $\delta\omega_d \ll \Delta$. Время деполяризации в этом случае $\tau_d \sim 1/w$, так как поперечная к полю компонента поляризации успевает исчезнуть за время Δ^{-1} .

Таким образом, несмотря на энергетический разброс в пучке, спиновая динамика такова, что резонансная деполяризация позволяет, в принципе, определить абсолютную величину равновесной энергии частиц с предельной точностью, пользуясь знанием величины аномальной части гиромангнитного отношения электрона $q'/q_0 = (1\ 159652\ 193 \pm 4) \cdot 10^{-12}$ и его массы покоя $mc^2 = (51\ 099\ 906 \pm 15) \cdot 10^{-7}$ МэВ [13].

3. Устройства для деполяризации. Для резонансной деполяризации необходимо на каком-то участке орбиты создать ВЧ поле, вращающее спин вокруг направления, перпендикулярного направлению равновесной поляризации на этом участке. В простом случае поляризации по полю H_z можно использовать совместно или по отдельности любую из компонент ВЧ поля \tilde{H}_v, \tilde{H}_x и \tilde{E}_z .

Продольная компонента \tilde{H}_v , в первом приближении, не влияет на поперечное движение частиц, что может быть принципиальным вблизи спиновобетатронных резонансов. Частота прецессии спинов вокруг возмущающего поля \tilde{H}_v , включенного на участке орбиты длиной l , будет равна

$$w_v = \frac{\tilde{H}_v}{\langle H_z \rangle} \frac{l}{2L} \omega_s \quad (L \text{ — периметр}). \quad (5)$$

В случае применения поперечных полей кроме прямого воздействия \tilde{H}_x и \tilde{E}_z на спин необходимо учитывать также вращение спина в полях, возникающих при вынужденном вертикальном движении, возбуждаемом приложенным ВЧ полем. В результате при выполнении резонансного условия (4) спин будет прецессировать вокруг e_x с частотой

$$w_x = v \frac{\tilde{H}_x + [\tilde{E}_v]_x}{\langle H_z \rangle} \frac{e^l}{2L} (1 + F(\theta = 0)) \omega_s, \quad (6)$$

где

$$F(\theta) = \frac{v}{2} e^{iv\theta} \left(f_z^* \int_{-\infty}^{\theta} k f_z' e^{-iv\tilde{k}} d\theta - f_z \int_{-\infty}^{\theta} k f_z^{*'} e^{-iv\tilde{k}} d\theta \right).$$

$F(\theta)$ — это периодическая функция, описывающая вклад в частоту

прецессии от возмущения вертикального движения;

$$\tilde{k} = \int_0^{\theta} K d\theta; K = H_z / \langle H_z \rangle.$$

Для накопителя с однородной фокусировкой $F = v^2 / (v^2 - v_z^2)$.

Из формулы (6) видно, что при высоких энергиях ($v \gg 1$) для деполяризации целесообразнее применять деполяризаторы с поперечными H_x , E_z полями.

При работе со встречными пучками применение бегущей волны, где $|H_x| = |E_z|$, дает возможность деполяризовать любой из пучков, выбрав нужное направление распространения волны, так как при совпадении направления волны со скоростью частицы частота $\omega \approx 0$ (с точностью до $1/\gamma^2$). Кроме того, технически возможно выборочно деполяризовать сгустки в одном и том же пучке, если использовать короткие по времени импульсы ВЧ поля, сфазированные с частотой обращения частиц [14].

Поиск резонанса деполяризации удобно осуществлять в режиме сканирования частотой ВЧ поля в диапазоне, определяемом ошибкой в знании энергии частиц в накопителе. В начальной стадии экспериментов это может требовать достаточно большой мощности (≈ 10 кВт) и широкополосности как источников ВЧ, так и устройств, создающих поле на орбите. По мере успешного продвижения в точности калибровки энергии мощность становится очень малой и, в свою очередь, возникает проблема генерации адекватно узкой частотной линии деполяризующего напряжения. Резонансную деполяризацию можно осуществить и на каком-нибудь из машинных резонансов достаточной мощности $v = k$; $v = v_{x,z} \pm k$ (k — целое). Однако это требует изменения либо энергии частиц, либо частот бетатронных колебаний v_x , v_z . Точность такого способа ограничена мощностью самого резонанса либо, для спиново-бетатронных резонансов, разбросом частот поперечных колебаний, который трудно сделать много лучшим, чем 10^{-3} .

4. Радиационная поляризация электронов и позитронов. При практической реализации возможностей метода резонансной деполяризации одной

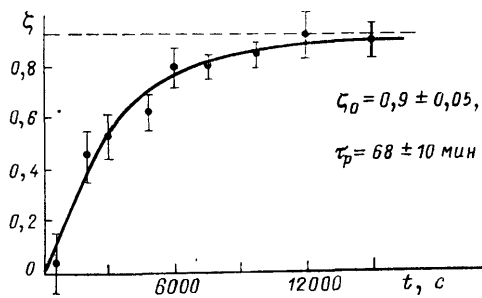


Рис. 1. ВЭПП-2М. Радиационная поляризация, $E = 625$ МэВ

из первых возникает проблема получения в накопителе поляризованных пучков нужной энергии. Для электронов и позитронов, к счастью, существует процесс естественной радиационной поляризации при длительном движении в магнитном поле [2]. В отсутствие деполяризующих факторов степень поперечной поляризации стремится к предельной величине $\zeta_0 = 8/5 \sqrt{3} = 0,92$ с характерным временем $\tau_p \sim 1/E^5$, которое в типичных условиях электрон-позитронных накопителей изменяется от нескольких минут до нескольких часов и может быть меньше времени жизни частиц в накопителе.

На рис. 1 представлены экспериментальные данные, подтверждающие существование процесса радиационной поляризации. Приведенная кривая нарастания степени поляризации по закону

$$\zeta = \zeta_0 (1 - e^{-t/\tau_p})$$

получена в 1975 г. на накопителе ВЭПП-2М при энергии электронов $E = 625$ МэВ [3, 4].

Для контроля за процессом поляризации применим любой достаточно быстрый и чувствительный к поляризации способ ее измерения. Приведен-

ные выше данные с ВЭПП-2М получены при наблюдении эффекта внутрисгусткового рассеяния (ЭВР). Регистрация на совпадение попарно выбывающих из пучка вследствие упругого рассеяния частиц достаточно проста и имеет высокую скорость счета $\dot{N} \sim 10^3 - 10^4$ Гц. Относительный вклад поляризации от 4 % до 20 %.

Этот метод измерения поляризации хорошо зарекомендовал себя при энергиях от нескольких сотен МэВ до 2 ГэВ [3, 8].

При более высоких энергиях измерение поляризации электронов и позитронов достаточно эффективно можно производить по комптоновскому рассеянию циркулярно-поляризованных фотонов. На накопителе ВЭПП-4 при энергии 5 ГэВ в качестве источника фотонов применялся лазер или синхротронное излучение встречного сгустка, имеющее заметную и разного знака степень круговой поляризации выше и ниже плоскости орбиты [9, 11]. Измеряемой величиной, пропорциональной степени поперечной поляризации электронов, являлась асимметрия «верх — низ» в распределении вторичных γ -квантов (от 2 до 8 %).

5. Калибровка и стабильность энергии частиц в накопителе. На рис. 2 приведены экспериментальные данные измерения поляризации электронов и позитронов на накопителе ВЭПП-4 при сканировании частотой деполяризующего устройства с радиальным магнитным полем вблизи значения, резонансного с частотой спиновой прецессии. В каждой точке набор событий комптоновского рассеяния фотонов синхротронного излучения на встречном

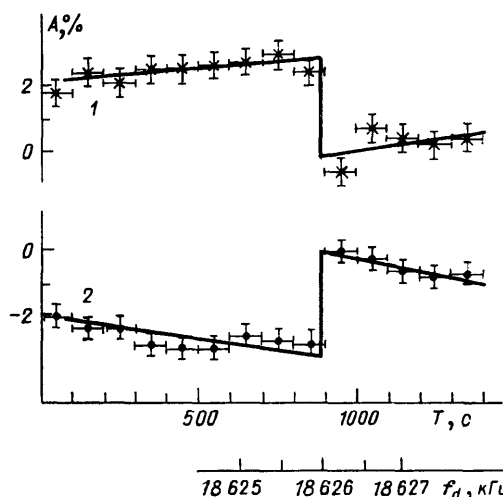


Рис. 2. Результаты одного из измерений частоты деполяризации. 1, 2 - асимметрия в рассеянии синхротронного излучения на e^- - и e^+ - пучках, усредненная за 100с. Нижняя шкала - частота деполяризатора f_d . Токи пучков: $I_- = 5,8$ мА, $I_+ = 6,2$ мА

поляризованном пучке [11] проводился в течение 100 с. Скорость изменения частоты деполяризатора составляла ≈ 4 с⁻². Одновременно наблюдаемое скачкообразное изменение асимметрии вторичных γ -квантов от электронов и позитронов соответствует деполяризации пучков в узком интервале сканирующей частоты и дает точность определения энергии не хуже $1 \cdot 10^{-5}$.

Для реализации высокой точности калибровки энергии, присущей данному методу, необходимо принятие специальных мер контроля и подавления нерегулярных и медленных периодических пульсаций магнитного поля накопителя, которые «размывают» среднюю спиновую частоту и приводят к ошибке

$$\Delta\omega_d \approx \frac{\Delta H_z}{H_z} \omega_s.$$

Приведенная выше точность калибровки энергии на ВЭПП-4 определяется, по-видимому, этим эффектом. Система питания магнитов накопителя обладает уровнем пульсаций немного лучше, чем 10^{-4} , но «быстрые», по сравнению

с временем деполяризации, колебания поля не дают, в среднем, вклада в разброс спиновых частот. При дальнейшем улучшении стабильности магнитного поля, что представляется технически реальным, точность однократного измерения энергии можно еще значительно улучшить.

На ВЭПП-2М введение системы подавления пульсаций магнитного поля до уровня $\lesssim 10^{-6}$ обеспечило точность измерения частоты прецессии, близкую к «естественному» пределу — разбросу спиновых частот. Подавление последнего с помощью секступольных коррекций (см. формулу (3)) до уровня $\delta\Omega \approx 2 \cdot 10^{-7}$ [15] привело к ситуации, когда точность абсолютной калибровки средней энергии частиц определяется точностью знания массы покоя электрона (1).

При проведении длительных экспериментов возникает проблема стабильности энергии частиц между калибровками. Нестабильность температуры окружающей среды вызывает изменения геометрии накопителя. Связанные с этим сдвиги радиального положения магнитов и, особенно, квадрупольных линз приводят при фиксированной частоте обращения к неконтролируемым изменениям энергии частиц.

На ВЭПП-2М введена система стабилизации, компенсирующая геометрические отклонения линз соответствующим изменением величины магнитного поля [16]. В результате достигнута стабильность энергии $\approx 10^{-5}$ в течение нескольких месяцев.

Ясно, что полезным действием в этом направлении является и стабилизация температуры элементов накопителя.

6. Эксперименты с прецизионной калибровкой. На сегодняшний день в ИЯФ СО АН СССР выполнен уже целый ряд «метрологических» измерений на встречных электрон-позитронных пучках с применением обсуждаемой

Частица	Масса частицы, МэВ		Год публикации	Улучшение точности
	Табличное значение	Результаты экспериментов		
K^\pm	$493,84 \pm 0,13$	$493,670 \pm 0,029$	1979	5
K^0	$497,67 \pm 0,13$	$497,664 \pm 0,033$	1987	4
ω	$782,4 \pm 0,2$	$781,78 \pm 0,10$	1983	2
ϕ	$1019,70 \pm 0,24$	$1019,52 \pm 0,13$	1975	2,5
ψ	$3097,1 \pm 0,9$	$3096,93 \pm 0,09$	1981	10
ψ'	$3685,3 \pm 1,2$	$3686,00 \pm 0,10$	1981	10
Υ	$9456,2 \pm 9,5$	$9460,59 \pm 0,12$	1986	80
Υ'	$10016,0 \pm 10$	$10023,6 \pm 0,5$	1984	20
Υ''	10347 ± 10	$10355,3 \pm 0,5$	1984	20

методики. На накопителе ВЭПП-2М были измерены массы ϕ , ω , K^\pm , K^0 -мезонов и на накопителе ВЭПП-4 — массы ψ -, ψ' -, Υ -, Υ' - и Υ'' -резонансов (см. таблицу).

6.1. ϕ -мезон [14]. Исторически первым было измерение в 1975 г. массы ϕ -мезонного резонанса. В начале эксперимента была проведена калибровка абсолютной шкалы энергии накопителя по резонансной деполяризации с привязкой к измерителю магнитного поля накопителя по ядерному магнитному резонансу (рис. 3). Калибровка осуществлялась с одним пучком электронов. Радиационная поляризация до уровня $\xi \approx 80\%$ достигалась на максимальной энергии накопителя, где время поляризации $\tau_p \approx 50$ мин, и затем энергия снижалась с пересечением ряда слабых спиновых резонансов

до области ϕ -мезона и проводилось измерение частоты прецессии по наблюдению скачка в ЭВР при сканировании частоты деполяризатора.

Кривая возбуждения ϕ -резонанса измерялась детектором ОЛЯ [17] по двум каналам: $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ и $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Распределение событий

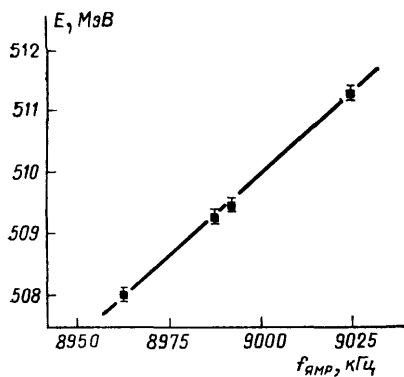


Рис. 3. ВЭПП-2М. Калибровка шкалы энергии частиц в области ϕ -мезонного резонанса

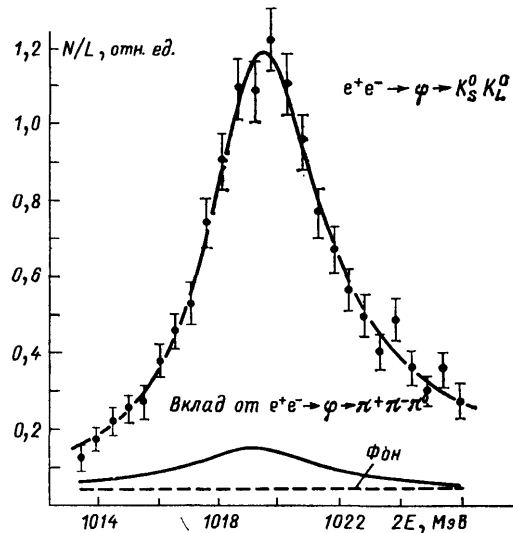


Рис. 4. Измерение массы ϕ -мезона (1975 г.)

по энергиям показано на рис. 4. Было проведено три цикла измерений в интервале энергий от 2×507 до 2×513 МэВ с шагом $\Delta(2E) = 0,5$ МэВ. Каждый цикл начинался и заканчивался калибровкой энергии в точке $E = 509,6$ МэВ.

Оптимальная резонансная кривая на рис. 4 проведена с учетом радиационных поправок и $\omega\phi$ -интерференции и дает значение массы $M_\phi = 1019,52 \pm \pm 0,13$ МэВ.

Достигнутая в первом эксперименте с применением метода резонансной деполяризации точность измерения массы ϕ -мезона была примерно в 2,5 раза лучше точности усредненного по всем предыдущим экспериментам табличного значения M_ϕ *).

6.2. K^+ - и K^- -мезоны [5]. Возможность прецизионного измерения масс K^\pm -мезонов связана с тем, что вблизи максимума ϕ -мезонного резонанса каоны рождаются с кинетической энергией $W \sim 10$ МэВ. Поэтому измерение W с точностью $\approx 10^{-3}$ уже дает хорошую точность в определении массы вторичных частиц, если энергия первичных электронов и позитронов фиксирована по резонансной деполяризации.

Для измерения кинетической энергии заряженных каонов использовался детектор из 5 слоев фотоэмульсии, которые устанавливались вокруг места встречи сразу после калибровки энергии. Два таких цикла облучения

*) В 1986 г. проведено измерение M_ϕ с точностью ≈ 10 кэВ [20], которое выполнено на π^\pm -, p -, \bar{p} - и K^\pm -пучках с энергией 100–200 ГэВ. Высокая точность этого результата в значительной степени основана на предположении об отсутствии особенностей сложного физического фона, возникающего в области массы ϕ -мезона. Достоверность такого предположения может быть проверена при измерении значения M_ϕ с той же или лучшей точностью на электрон-позитронных встречных пучках. Светимость накопителя ВЭПП-2М и метод резонансной деполяризации сегодня уже позволяют достичь в измерении массы ϕ -мезона точности в несколько кэВ. Сравнение этих прецизионных значений может выявить и тонкие эффекты взаимодействия ϕ -мезона с ядерной материей.

эмульсии с экспозицией ≈ 30 мин при токах пучков 5×5 мА² позволили отобрать при обработке 350 событий $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и определить по ним массу заряженных каонов $M_{K^\pm} = 493,670 \pm 0,029$ МэВ. Следует подчерк-

нуть, что в данном эксперименте измерялось среднее значение $\frac{M_{K^+} + M_{K^-}}{2}$.

Из этого результата практически с той же точностью может быть получено значение массы M_{K^+} , поскольку масса отрицательного каона хорошо известна из К-мезоатомных экспериментов.

6.3. К⁰-мезон [6]. Масса нейтральных каонов, рождающихся в реакции $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$, определялась на ВЭПП-2М с помощью криогенного магнитного детектора (КМД) [18].

КМД обеспечивает разрешение по импульсу около 2,5 % при высокой угловой точности, что позволяет по векторной сумме импульсов π^+ и π^- восстановить импульс породившего их K_S^0 . Кроме того, измерение минимального угла ψ разлета π^\pm -мезонов, который соответствует разлету пионов в системе покоя K_S^0 перпендикулярно его импульсу, дает независимую возможность вычислить массу каона по формуле

$$M_{K_S^0} = \left(E^2 \sin^2 \frac{\psi}{2} + 4m_\pi^2 \cos^2 \frac{\psi}{2} \right)^{1/2},$$

где m_π — масса π^\pm -мезона.

За время этого эксперимента была набрана светимость около 60 обратных нанобарн. Из всей статистики ($\approx 250\,000$ кадров) было отобрано 3713 полезных событий, из которых обеими способами получено среднее значение массы

$$M_{K_S^0} = 497,669 \pm 0,030 \text{ МэВ.}$$

Точность поддержания энергии электронов и позитронов в течение набора статистики была не хуже ± 10 кэВ. Для улучшения температурной стабильности накопителя радиационная поляризация проводилась прямо на рабочей энергии $E = 509,32$ МэВ, что стало возможным благодаря устранению деполяризующего влияния машинных спиновых резонансов и увеличению времени жизни ($\tau_p = 3$ ч). Калибровка энергии по резонансной деполяризации осуществлялась с нормировкой ЭВР на неполяризованный примерно той же интенсивности ступок, который захватывался в накопитель после того, как поляризация первого достигала 50 %. Нормировка на неполяризованный ступок позволяет исключить систематические ошибки в измерении поляризации и тем самым улучшить точность измерения частоты прецессии.

6.4. ω -мезон [7]. Получение поляризованных пучков на энергии вблизи ω -резонанса практически исключено из-за большого времени радиационной поляризации ($\tau_p \approx 8$ ч). Поэтому поляризация проводилась при энергии $E = 650$ МэВ. Затем энергия снижалась до области ω -мезона с быстрым пересечением резонансов $\nu = \nu_{xz} - 2$ и адиабатическим прохождением целого резонанса $\nu = 1$. Необходимая для выполнения условия адиабатичности амплитуда резонанса создавалась введением участка с продольным магнитным полем за счет кратковременного снижения тока компенсирующих соленоидов КМД.

В течение эксперимента в 15 калиброванных по энергии точках в детекторе КМД было зарегистрировано около 4000 событий $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, из которых с учетом эффективности детектора и радиационных поправок получено значение массы ω -мезона $M_\omega = (781,78 \pm 0,10)$ МэВ и его ширины $\Gamma_\omega = 8,3 \pm 0,4$ МэВ.

6.5. ψ - и ψ' -мезоны [8]. В области ψ -семейства время радиационной поляризации в ВЭПП-4 ($\tau_p \approx 100$ часов) не позволяет достичь сколь угодно заметной степени поляризации. Однако бустерный накопитель ВЭПП-3 на энергии перевода пучков $E = 1,8$ ГэВ имеет время поляризации $\tau_p \approx 40$ мин, что дает возможность инжектировать в ВЭПП-4 уже поляризованный пучок и, кроме того, иметь одновременно ступки поляризованных и неполяризованных частиц. Это обстоятельство значительно облегчило наблюдение резонансной деполяризации по ЭВР, вклад поляризации в который составлял около 3%. Деполяризатор с радиальным магнитным полем, которое создавалось пластинами в вакуумной камере накопителя, обеспечивал на резонансной частоте время деполяризации порядка секунды.

Измерение кривой возбуждения ψ и ψ' резонансов осуществлялось регистрацией в детекторе ОЛЯ процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны при сканировании областей резонансов с шагом $\Delta(2E) = 0,5$ МэВ. На ψ -резонансе проведено семь циклов сканирования, на ψ' — пять циклов. В начале и в конце каждого цикла проводилась калибровка энергии. Внутри цикла поддерживались стабильность частоты обращения, систем коррекций и ведущего магнитного поля, которое изменялось строго по фиксированному циклу при сканировании и при инжекции пучков.

В детекторе выделялись события с тремя и более заряженными частицами, летящими из места встречи. Наблюдаемая форма резонанса определяется разбросом энергии пучков и радиационными поправками. Экспериментальное сечение аппроксимировалось формулой

$$\sigma_{\text{экс}} = \epsilon \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_T(W') G(W - W') dW', \quad (7)$$

где $W = 2E$ — полная энергия, ϵ — вероятность регистрации, W' — энергия взаимодействующей e^+e^- -пары,

$$G(W - W') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_W} \exp \left[-\frac{(W - W')^2}{2\sigma_W^2} \right]$$

— функция распределения полной энергии, σ_T — сечение рождения с учетом радиационных поправок в дважды логарифмическом приближении.

При обработке экспериментальных данных методом максимума правдоподобия свободными считались 4 параметра: масса резонанса M , энергетический разброс σ_W , сечение рождения фоновых событий σ_f и эффективность регистрации ϵ .

Массы резонансов, измеренные независимо в каждом цикле сканирования, и средние по всем циклам представлены на рис. 5. Там же показаны табличные значения масс ψ и ψ' до этого эксперимента. Итоговые результаты измерений

$$M_\psi = 3096,93 \pm 0,09 \text{ МэВ,}$$

$$M_{\psi'} = 3686,00 \pm 0,10 \text{ МэВ.}$$

6.6. Υ -, Υ' - и Υ'' -резонансы [10, 11]. В области энергий γ -семейства время радиационной поляризации вполне приемлемо для получения

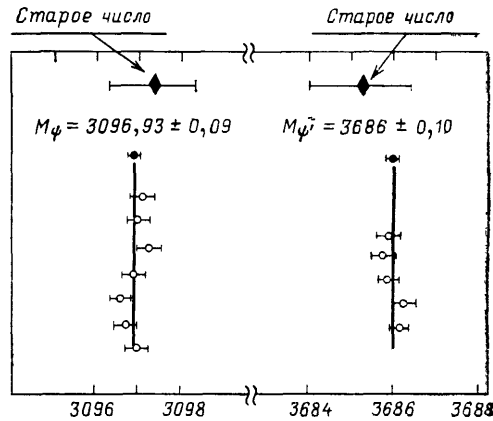


Рис. 5. Массы ψ - и ψ' -мезонов, измеренные в разных циклах, и их средние значения

поляризованных пучков в самом ВЭПП-4, если устранить деполяризующее влияние спиновых резонансов. Общая картина спиновых резонансов в этой области энергий, полученная при измерении равновесной степени поляризации с помощью лазерного поляриметра, изображена на рис. 6, где также

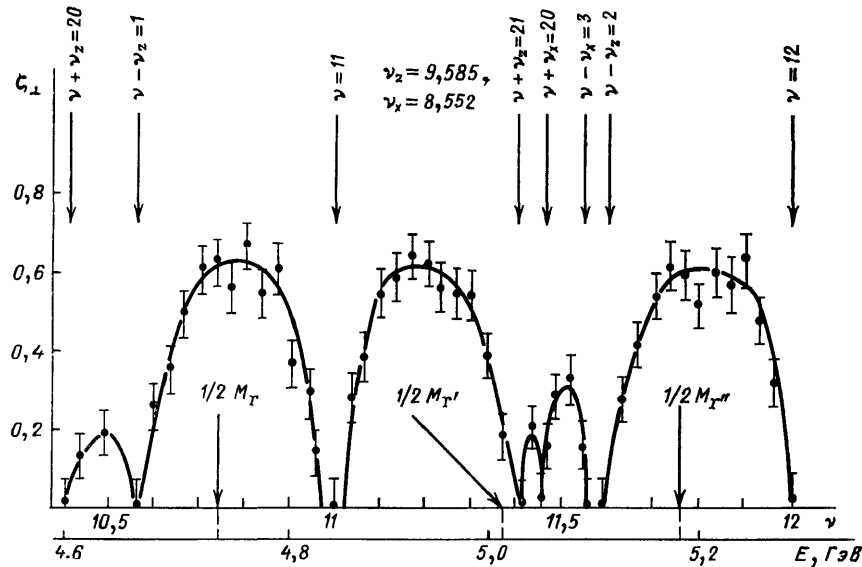


Рис. 6. ВЭПП-4. Спиновые резонансы в области γ -мезонов

указаны значения энергии, соответствующие Υ -резонансам. Видно, что применение резонансной деполяризации для измерения масс Υ - и Υ'' -резонансов вполне возможно, в то время как для Υ' требуются специальные меры

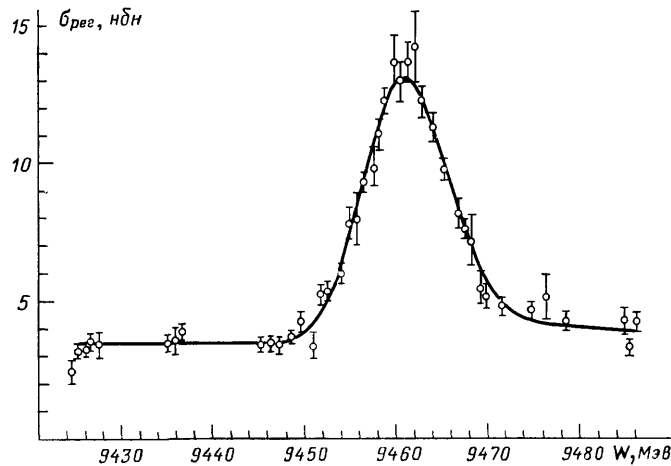


Рис. 7. Сечение регистрации многоадронных событий в области Υ -мезона (результаты эксперимента 1984 г.)

(подавление резонанса $\nu = 21 - \nu_2$, его сдвиг за счет изменения частоты бетатронных колебаний ν_2 или калибровка энергии чуть ниже резонанса с последующим ее пересчетом).

Измерения масс Υ -семейства выполнялись с помощью детектора МД-1 [19], который регистрировал события процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны при сканировании энергий с шагом $\Delta(2E) = 1$ МэВ. Так же как и в предыдущих прецизионных экспериментах, набор статистики разбивался на циклы с независимой калибровкой энергии в каждом из них.

Для проверки малости ошибок, связанных с угловой деформацией сечения взаимодействия из-за поперечной поляризации электронов и позитронов, в некоторых циклах во время набора статистики непрерывно был включен деполяризатор с широкой полосой $\delta\omega_d$ в области резонансной частоты.

Суммарные результаты измерения сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны в области Υ -резонанса представлены на рис. 7. По процедуре, описанной выше, получено значение массы Υ -мезона

$$M_{\Upsilon} = 9460,57 \pm 0,12 \text{ МэВ},$$

которое по точности в 80 раз превосходит предыдущие измерения.

Аналогичные кривые возбуждения Υ' - и Υ'' -резонансов при обработке дают соответственно

$$M_{\Upsilon'} = 10023,6 \pm 0,5 \text{ МэВ},$$

$$M_{\Upsilon''} = 10355,3 \pm 0,5 \text{ МэВ}.$$

7. Учет систематических ошибок. В ходе каждого эксперимента были проанализированы возможные источники систематических ошибок, в частности следующие:

- а) конечная ширина полосы деполяризатора;
- б) взаимное расположение участка встречи с детектором и ускоряющих резонаторов;
- в) наличие в кольце электрических полей;
- г) хроматичность магнитной оптики накопителя;
- д) эффекты встречи;
- е) влияние спиновых резонансов.

Сдвиг калибровки энергии из-за конечной ширины спектра деполяризатора устраняется чередованием направления сканирования.

Сдвиг энергии электронов и позитронов в месте встречи относительно средней энергии, измеряемой деполяризатором, определяется потерями на синхротронное излучение и составляет не более 10^{-6} .

Вклад радиального электрического поля, которое раздвигает энергии электронов и позитронов, легко определяется при их одновременной деполяризации.

Хроматичность оптики накопителя приводит к тому, что частицы с энергией, отличной от равновесной, имеют в месте встречи эффективно другой размер, и, следовательно, максимум удельной светимости будет сдвинут относительно максимума энергетического разброса. Оценка этого эффекта проведена расчетно и по измерению зависимости β_z -функции в месте встречи от частоты обращения.

При измерении масс узких резонансов может оказаться существенным и неконтролируемое искажение размеров пучков эффектами встречи. Поскольку эффекты встречи носят пороговый характер, их влияние можно устранить, работая заметно ниже порога, или отдельно обработать и сравнить информацию, набранную при светимости, близкой к предельной и вдали от нее.

При калибровке энергии вблизи машинного резонанса $\nu = \nu_k = \nu_{x,z} \pm m$ (m — целое) возможен сдвиг частоты прецессии на величину $\delta\nu \approx w_k^2/2(\nu - \nu_k)$, где w_k — амплитуда этого резонанса. Анализ экспериментальных данных (см. рис. 6) показывает, что сдвиг $\delta\nu$ не превышает величин 10^{-6} при всех расстройках $\epsilon = \nu - \nu_k$, при которых радиационная поляризация достигает $\geq 20\%$.

8. Заключение. При необходимости, точность измерения масс может быть дополнительно существенно повышена. Но уже достигнутая точность является своего рода «метрологическим стандартом», позволяющим суще-

ствяно уточнить путем перерасчета значения масс многих известных частиц и резонансов.

После проведения экспериментов на накопителе ВЭПП-4 по аналогичной методике были измерены массы Υ' (накопитель CESR, Корнелл, США) [21] и Υ'' (накопитель DORIS, Гамбург, ФРГ) [22], в пределах точности измерений подтвердившие наши результаты. В настоящее время в ЦЕРН готовится измерение M_{Z^0} на LEP этим методом.

Подчеркнем, что описанный в обзоре цикл экспериментов является результатом работы большого коллектива сотрудников ИЯФ СО АН СССР, принимавших участие в создании и функционировании ускорительных и детекторных комплексов ВЭПП-2 и ВЭПП-4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Курдадзе Л. М. и др.//Труды V Международного симпозиума по физике высоких энергий.— Варшава, 1975.— С. 148.
2. Соколов А. А., Тернов И. М.//ДАН СССР. 1963. Т. 153. С. 1052.
3. Середняков С. И. и др.//ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 2025.
4. Букин А. Д.//ЯФ. 1978. Т. 27. С. 976.
5. Барков Л. М. и др.//Nucl. Phys. Ser. B. 1979. V. 148. P. 53.
6. Барков Л. М. и др.//ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1088.
7. Барков Л. М. и др.//Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 132.
8. Жоленц А. А. и др.//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 1471.
9. Артамонов А. S. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1982. Т. 118. С. 225.
10. Артамонов А. S. et al.//Ibidem. 1984. V. 137. P. 272.
- [11] Блинов А. Е. и др.//VIII Всесоюзное совещание по ускорителям: Труды.— Протвино, Московская обл., 1982.—Т. 2. С. 268.
12. Lysenko A. P. et al.//Part Acceler. 1986. V. 18. P. 435.
13. Reviews of Particles Properties.—1986.
14. Беломестных С. А., Бондарь А. Е. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-86.— Новосибирск, 1983.
15. Vassegman I. B. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1987. V. 198. P. 302.
16. Баклаков Б. А. и др.//Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям.— Дубна: ОИЯИ, 1980.— Т. 1. С. 338.
17. Аульченко В. М. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 75-65.— Новосибирск, 1975.
18. Барков Л. М. и др.//ЯФ. 1983. Т. 204. С. 379.
19. Бару С. Е. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР 77-75.— Новосибирск, 1977.
20. Dijkstra H. et al.//Zs. Phys. Cl. C. 1986. Bd 31. S. 375.
- [21] Maskay W. W. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1984. V. 29. P. 2403.
22. Barber D. P. et al.// Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 135. P. 498.