

Оглавление

1. Введение.....	3
2. Методы измерения массы нейтрального каона	4
3. Детектор КМД-3.....	5
4. Экспериментальная статистика и отбор событий.....	6
5. Контроль энергии.....	8
6. Систематические эффекты и учёт поправок	10
7. Результаты.....	11
8. Список литературы	13

1. Введение

Целью данной работы является измерение массы нейтрального каона K_S^0 на основе статистики, полученной на детекторе КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000 в области энергий, соответствующей ϕ -мезонному резонансу ($\sqrt{s} = 1010 - 1028$ МэВ). В качестве источника каонов использовался процесс

$$e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow K_S^0 K_L^0; K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-.$$
 (1)

Таблица 1 и рисунок 1 содержат информацию о предыдущих измерениях массы как нейтрального, так и заряженного каона. Ранее в ИЯФ уже проводили подобные измерения. При помощи детектора КМД были проведены наиболее точные на своё время измерения массы нейтрального каона с помощью калибровки энергии пучка методом резонансной деполяризации (таблица 1, [1]). На данный момент наиболее точный результат получен в DAΦNE при помощи детектора KLOE. Стоит отметить, что при измерении в DAΦNE использовалась калибровка массы ϕ -мезона, проведённая на ВЭПП-2М с детектором КМД. Помимо этого, на ВЭПП-2М с детектором КМД-2 была проделана работа по улучшению точности измерения, но анализ не был завершён [2].

Поскольку в эксперименте КМД-3 был набран интеграл светимости в районе ϕ -мезонного резонанса превышающий значение предыдущих исследований (больше 10 пб^{-1}), ВЭПП-2000 имеет систему непрерывного мониторинга энергии методом обратного комптоновского рассеяния и в силу того, что угловое разрешения детектора было улучшено почти в три раза по сравнению с предыдущим детектором (КМД-2), есть надежда провести новое измерение массы нейтрального и заряженного каона с лучшей точностью (рисунок 1,).

На рисунке 1 видно, что предыдущие измерения дают достаточно точные, но не согласованные результаты. Поэтому представляет высокий интерес очередное измерение массы заряженного каона. Для этого планируется использовать изученные в этой работе методы для измерения массы заряженного каона.

В связи с недостаточным импульсным разрешением детектора КМД-3 масса определялась не прямым вычислением инвариантной массы, а при помощи двух малочувствительных к ошибке измерения импульса соотношений, которые позволяют по измеренным углам и отношению импульсов пионов определить массу каона [3].

На данный момент проведён предварительный анализ экспериментальных данных в одной точке по энергии на пике ϕ -мезонного резонанса. Было проведено моделирование и отработана методика измерения массы с учётом следующих систематических эффектов: излучение фотонов в начальном состоянии e^+e^- (радиационная поправка), эффекты, связанные с импульсным и пространственным разрешением детектора (поправки на нелинейность) и взаимные корреляции этих эффектов.

Таблица 1. Предыдущие измерения массы нейтрального каона [2, 4]

Value (MeV)	Events	Document ID	Experiment
$497.607 \pm 0.007 \pm 0.015$	261k	Tomoradze	KLOE
$497.583 \pm 0.005 \pm 0.020$	35k	Ambrosino	KLOE
$497.625 \pm 0.001 \pm 0.031$	655k	Lai	NA48
497.661 ± 0.033	3713	Barkov	CMD
497.742 ± 0.085	780	Barkov	CMD
497.634 ± 0.024	49k	Зайцев	CMD-2
497.611 ± 0.013	PDG Fit (Error includes scale factor of 1.2)		

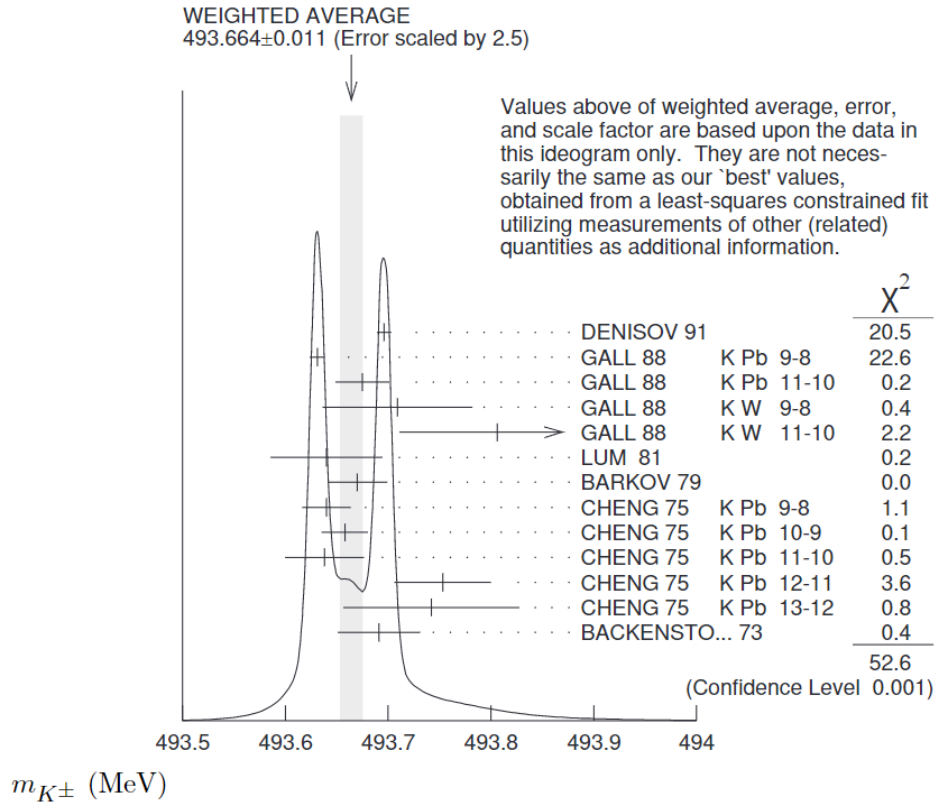


Рис. 1. График измерения массы m_{K^\pm} . Измерения GALL 88 и CHENG 75 показаны отдельно для каждого измеренного перехода. [4]

2. Методы измерения массы нейтрального каона

- **Метод инвариантной массы:**

Рассмотрим распад частицы массы M с энергией E на частицы с энергией E_i и \vec{p}_i . Тогда квадрат массы изначальной частицы равен

$$M^2 = (\sum E_i)^2 - (\sum \vec{p}_i)^2. \quad (1)$$

Если частицы, образовавшиеся в результате распада, надёжно идентифицируются детектором, то (1) можно переписать в следующем виде:

$$M^2 = (\sum \sqrt{m_i^2 + \vec{p}_i^2})^2 - (\sum \vec{p}_i)^2. \quad (2)$$

То есть массу изначальной частицы можно измерить, зная лишь какие частицы родились и каков их импульс. Существенным недостатком данного метода является большая чувствительность к абсолютным сдвигам величин импульсов \vec{p}_i и углам разлёта частиц.

К сожалению, из-за недостаточной точности измерения импульсов и углов у детектора КМД-3 систематическая ошибка массы, определённой таким образом, достигает нескольких МэВ/ c^2 . Однако в экспериментах NA48 и KLOE систематическая погрешность измерения импульсов мала, что позволяет измерять массу при помощи (1) с ошибкой порядка нескольких сотых МэВ/ c^2 [5, 6].

- **Метод предельного угла:**

Если энергия каона E_K может быть измерена независимо, то масса каона M_K можно определить соотношением

$$M_{K_S^0} = E_{K_S^0} \sqrt{1 - \beta_m^2 \cos^2(\frac{\psi_c}{2})}, \quad (3)$$

где $\beta_m^2 = 1 - M_\pi^2/E_K^2$, ψ_c — предельный пространственный угол разлёта пионов в распаде $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ [1].

Так как в эксперименте величина ψ_c определяется с некоторым конечным разрешением σ_ψ , при определении средней массы $\langle M_{K_S^0} \rangle$ по выборке следует учитывать сдвиг $\Delta M_{K_S^0}$, связанный с нелинейностью зависимости (3) от параметра ψ_c . С точностью до второго порядка этот сдвиг равен [3]

$$\Delta M_{K_S^0} = \langle M_{K_S^0} \rangle - M_{K_S^0} \approx \frac{\sigma_{\psi_c}^2}{2} \frac{\partial^2}{\partial \psi_c^2} M_{K_S^0}. \quad (4)$$

Угловое разрешение детектора КМД-3 $\sigma_\psi = 0.0164 \pm 0.0001$ рад. При энергии пучка $E_{beam} = 510$ МэВ это соответствует $\Delta M_{K_S^0} \approx -11.258 \pm 0.002$ кэВ/с². У детектора КМД-2 $\sigma_\psi = 0.040 \pm 0.002$ рад, что соответствует $\Delta M_{K_S^0} \approx -60 \pm 7$ кэВ/с² [2].

- **Метод полной реконструкции распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$**

Данный метод был предложен А. Зайцевым и изложен в [2, 3]. Рассмотрим распад нейтрального каона K_S^0 массы $M_{K_S^0}$ с энергии $E_{K_S^0}$ на два заряженных пиона $\pi^+\pi^-$ с массами M_π и импульсами \vec{p}_+ и \vec{p}_- . Тогда согласно [3] верно соотношение

$$\beta_{K_S^0}^2 = \frac{1}{\eta^2} (1 + \cos \psi \sqrt{1 - \eta^2}) [1 - \sqrt{1 - \beta_m^2 \eta^2}], \quad (5)$$

где $\beta_{K_S^0}^2 \equiv 1 - M_{K_S^0}^2/E_{K_S^0}^2$, $\eta \equiv \frac{1-Y^2}{1+Y^2}$, $Y = |\vec{p}_+|/|\vec{p}_-|$, $\cos \psi \equiv \frac{\vec{p}_+ \cdot \vec{p}_-}{|\vec{p}_+||\vec{p}_-|}$. Выразив массу $M_{K_S^0}$ из (5) получим явное выражение:

$$M_{K_S^0} = E_{K_S^0} \sqrt{[1 - \frac{1}{\eta^2} (1 + \sqrt{1 - \eta^2} \cos \psi) (1 - \sqrt{1 - \eta^2 \beta_m^2})]}. \quad (6)$$

В пределе $\eta \rightarrow 0$ (5) переходит в

$$\beta_{K_S^0}^2 = \beta_m^2 \cos^2 \frac{\psi_c}{2}, \quad (7)$$

где ψ_c — предельный пространственный угол разлёта пионов. В силу того, что (7) эквивалентно (3), вышеприведённые рассуждения о сдвиге средней массы $\Delta M_{K_S^0}$, связанный с нелинейностью зависимости $M_{K_S^0}$ от параметра ψ_c , справедливы и для (5) при $|\eta| \ll 1$ [3].

В отличие от прямого измерения инвариантной массы данный метод обладает малой чувствительностью к систематическим погрешностям измерения абсолютных значений импульсов пионов $|\vec{p}_+|, |\vec{p}_-|$, так как импульсы пионов входят в виде отношения $Y = |\vec{p}_+|/|\vec{p}_-|$. Аналогично методу предельного угла метод полной реконструкции распада обладает высокой чувствительностью к величине ψ_c .

3. Детектор КМД-3

Криогенный магнитный детектор (КМД-3, рис. 2) [7] установлен в одной из двух точек столкновения электрон-позитронного коллайдера ВЭПП-2000 [8]. Треккинг-система детектора состоит из цилиндрической дрейфовой камеры (DC) и двухслойной цилиндрической многопроволочной пропорциональной Z-камеры. Обе камеры установлены внутри тонкого ($0.085 X_0$) сверхпроводящего соленоида с магнитным полем $1.3 T$. DC измеряет импульс и полярный (θ) и азимутальный (ϕ) углы заряженной частицы. Z-камера измеряет координату частиц вдоль оси пучка. Энергии и направления фотонов определяется при помощи размещённого вне соленоида баррельного электромагнитного калориметра, состоящего из двух систем: внутреннего калориметра на жидком ксеноне

(LXe) толщиной $5.4 X_0$ и внешнего калориметра на кристаллах йодида цезия (CsI) толщиной $8.1 X_0$ [9]. В торцах детектора стоят калориметры, основанные на кристаллах BGO, толщиной $13.4 X_0$.

Контроль энергии пучка осуществлялся посредством лазерной системы методом обратного комптоновского рассеяния. Систематическая погрешность измерения энергии в системе центра масс $E_{c.m}$ равняется 0.06 МэВ [10, 11].

События записываются согласно сигналам с двух независимых триггерных систем: нейтральной и заряженной. Заряженный триггер требует наличие хотя бы одного заряженного трека (использует информацию из DC). Нейтральный триггер требует либо энерговыделение в калориметре больше $E_{beam}/2$, либо наличие более двух кластеров с энерговыделением больше порога 25 МэВ.

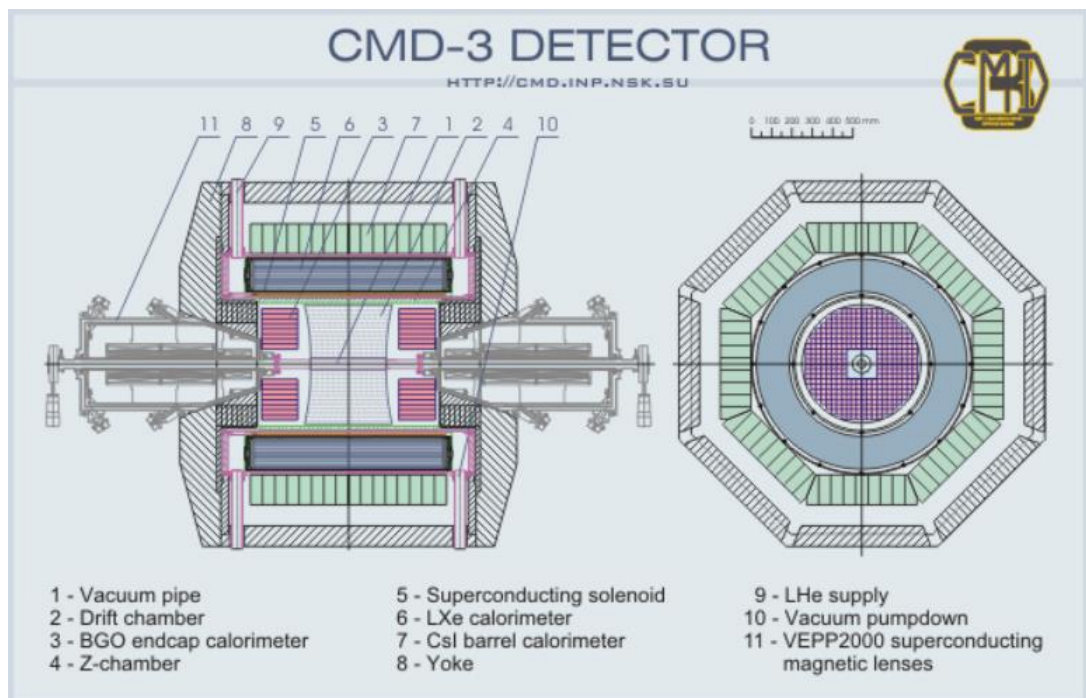


Рис. 2 Схема детектора КМД-3

4. Экспериментальная статистика и отбор событий

В данной работе каона использовались данные 2018 года (сезон PHL/OMEGA 2018), набранные вблизи пика ϕ -мезонного резонанса ($\sqrt{s} = 1019$ МэВ). При измерении проводился непрерывный контроль энергии методом обратного комптоновского рассеяния [10, 11].

Процесс $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ регистрировался по распаду $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Сначала отбирались «хорошие» треки, то есть треки для которых выполнялись следующие условия:

1. Координата вдоль пучка $|z| < 12$ см,
2. Качество реконструкции трека в r- ϕ и z-плоскостях $\chi_{r-\phi}^2 < 15$, $\chi_z^2 < 12$,
3. Количество сработавших проволочек в дрейфовой камере $10 < n_{hit} < 30$,
4. Полярный угол трека $\left| \theta - \frac{\pi}{2} \right| \leq 0.9$ (рис. 3).

Если в событии находилось два «хороших» трека, то к этим трекам применялись отборы, которые определяли сигнальные события:

1. Неколлинеарность треков,
2. Импульс трека $120 \frac{\text{МэВ}}{c} < p < 350 \frac{\text{МэВ}}{c}$ (рис. 4),

3. Противоположные заряды треков,
4. Косинус угла между радиус-вектором, соединяющим место встречи пучков с вершиной распада K_S^0 , и направлением импульса K_S^0 в γ - φ -плоскости (рис. 5) $\cos \alpha > 0.85$,
5. Средние потери двух треков на ионизацию в DC $(\frac{dE_1}{dx} + \frac{dE_2}{dx})/2 < 5000$ (рис. 6).

Для изучения отклика детектора и для определения эффективности детектирования было проведено Монте Карло моделирование при помощи программного пакета GEANT4. Эффективность регистрации при данных условиях отбора составила $\epsilon_{MC} \cong 24\%$.

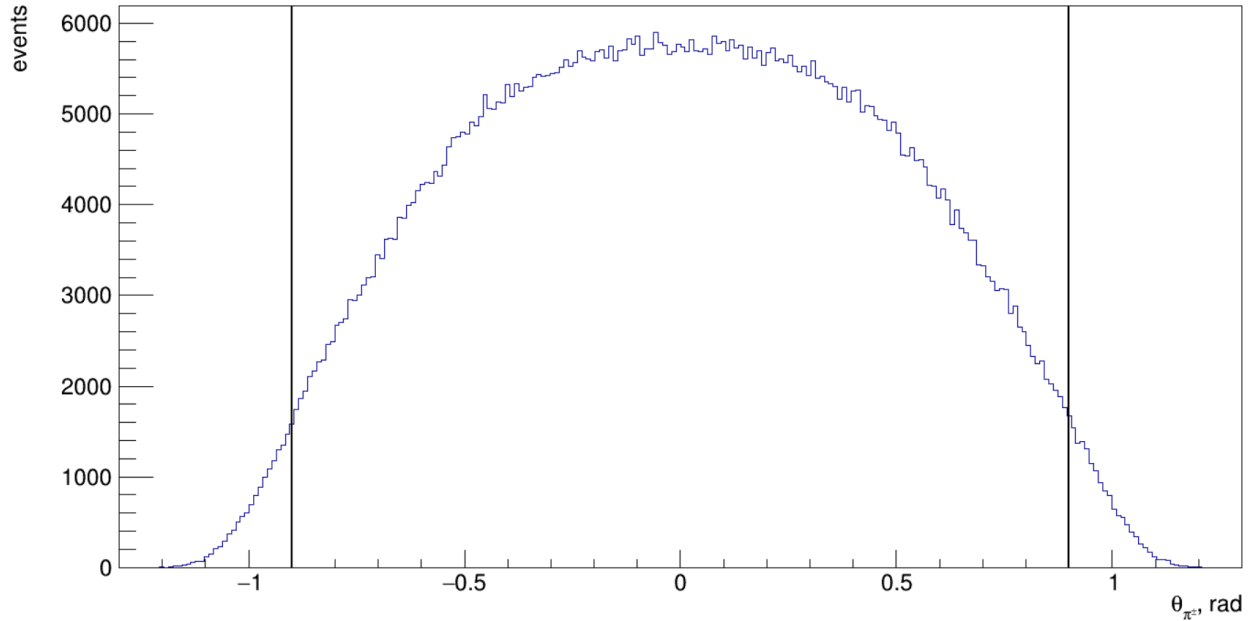


Рис. 3. Полярный угол трека θ (моделирование, $E_{beam} = 510$ МэВ). Чёрными линиями обозначены ограничения $\left| \theta - \frac{\pi}{2} \right| \leq 0.9$.

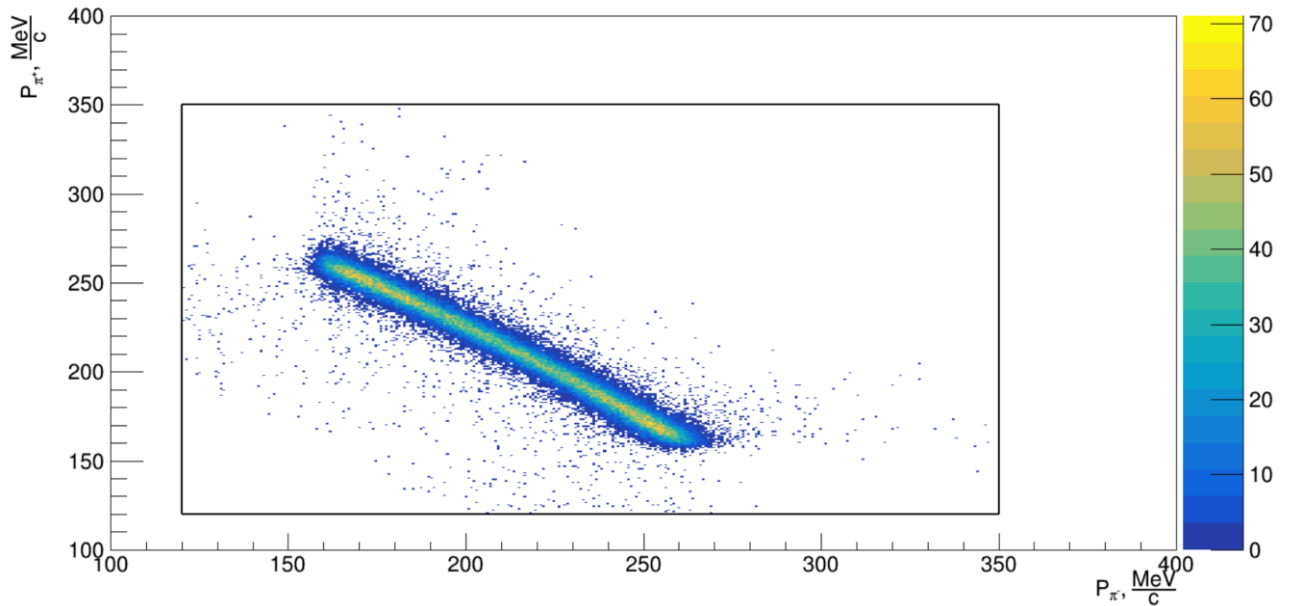


Рис. 4. График зависимости импульса π^+ P_{π^+} от импульса π^- P_{π^-} (моделирование, $E_{beam} = 509$ МэВ).

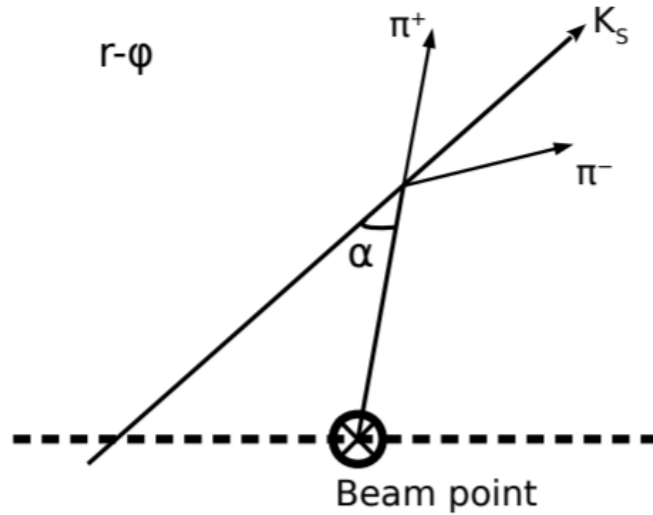


Рис. 5. Определение угла α – угла между радиус-вектором, соединяющим место встречи пучков с вершиной распада K_S^0 , и направлением импульса K_S^0 в r - ϕ -плоскости

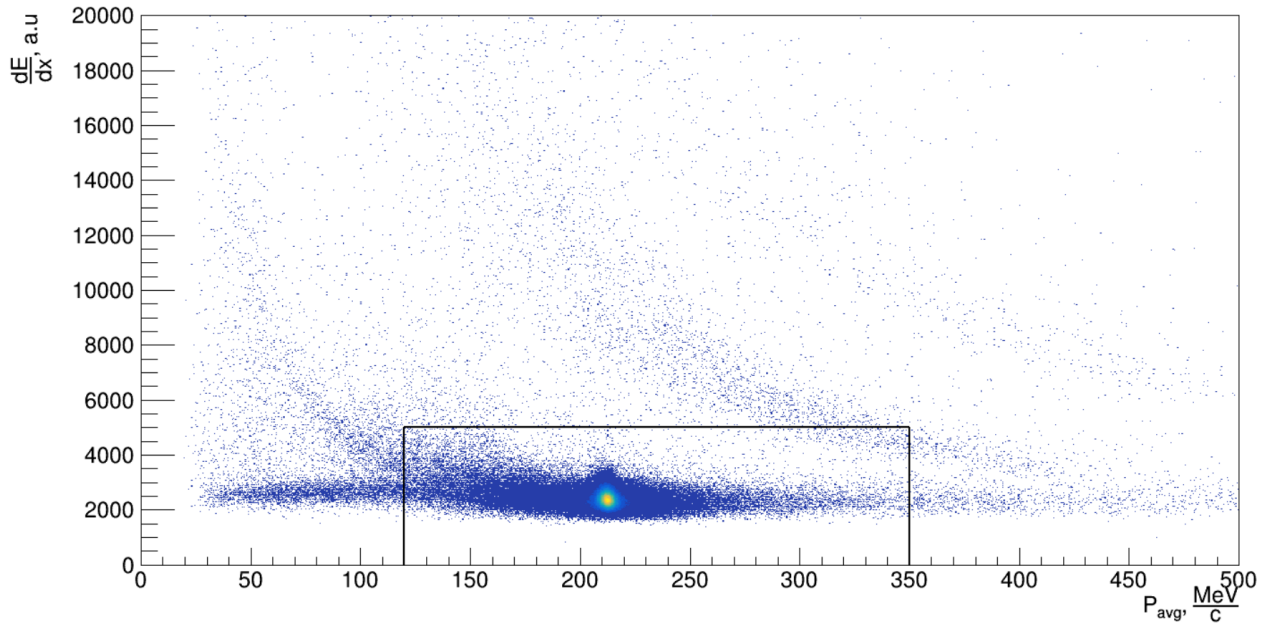


Рис. 6. Средние ионизационные потери двух «хороших» треков. Чёрным выделена сигнальная область.

5. Контроль энергии

Как ранее говорилось, в проведении эксперимента выполнялся контроль энергии методом обратного комптоновского рассеяния. На рисунке 7 изображена зависимость измеренной лазерной системой энергии от номера захода для энергетической точки $E_{beam} = 509.5$ МэВ. Не во время всех заходов было проведено измерение энергии. Заходам, во время которых не проводилось измерение энергии устанавливалась номинальное значение, которое определяется как средняя энергия заходов с учётом светимости.

Поскольку масса, определённая выражениями (3) и (6), сильно зависит от энергии пучка, было решено провести независимый контроль стабильности энергии по инвариантной массе заряженных каонов. Для этого использовался процесс $e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow K^+K^-$.

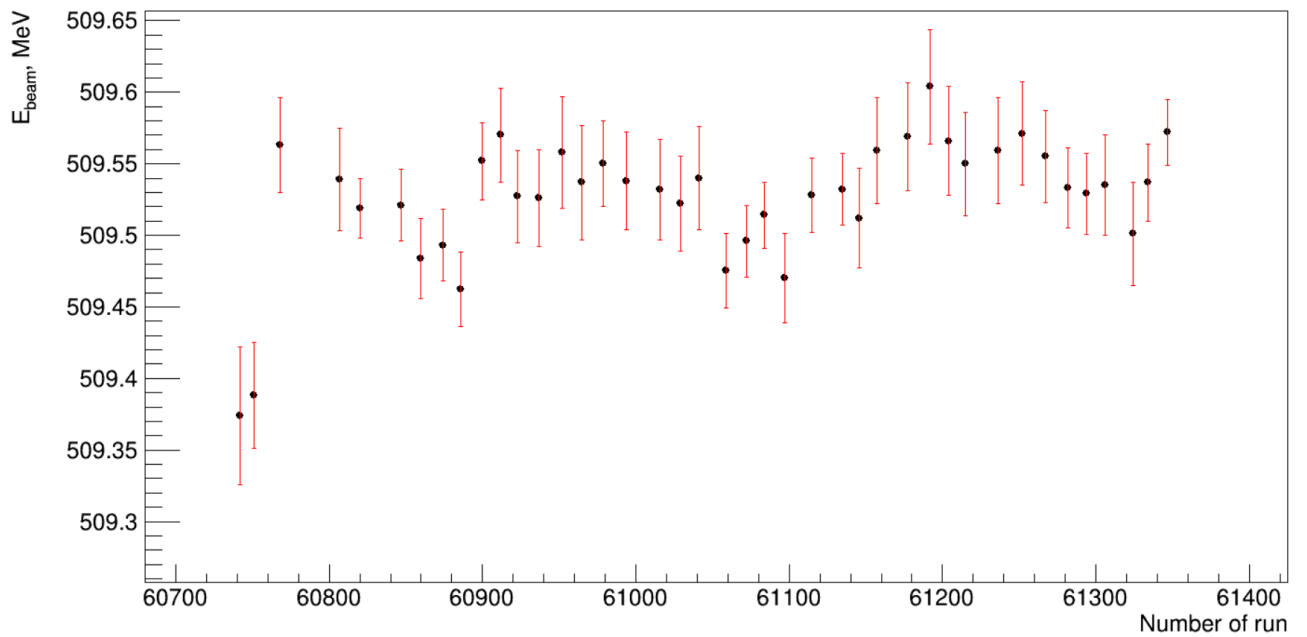


Рис. 7. Зависимость измеренной лазерной системой энергии пучка от захода.

Кандидаты в заряженные каоны отбирались в событиях, где было зарегистрировано два «хороших» трека (см. раздел 4 «Экспериментальная статистика и отбор событий»). Сигнальными событиями считались таковые, что для двух «хороших» треков в этом событии выполнялись следующие условия:

1. Треки коллинеарны,
2. Противоположные заряды треков,
3. Расстояние треков до пучка $\rho < 0.3$ см,
4. Средние потери на ионизацию $\frac{dE}{dx} > 7000$ (рис. 8)
5. Импульсы треков подчиняются условию $|p_{K^+} - p_{K^-}| / (p_{K^+} + p_{K^-}) < 0.3$ (рис. 9)

Рис. 8. Ионизационные потери К+К-

Рис. 9. Отношение импульсов

Используя отобранные события, была построена зависимость инвариантной массы K^+K^- от захода. Из рисунка 10 видно, что для энергетической точки $E_{beam} = 509.5$ МэВ инвариантная масса в высокой степени описывает зависимость энергии от захода.

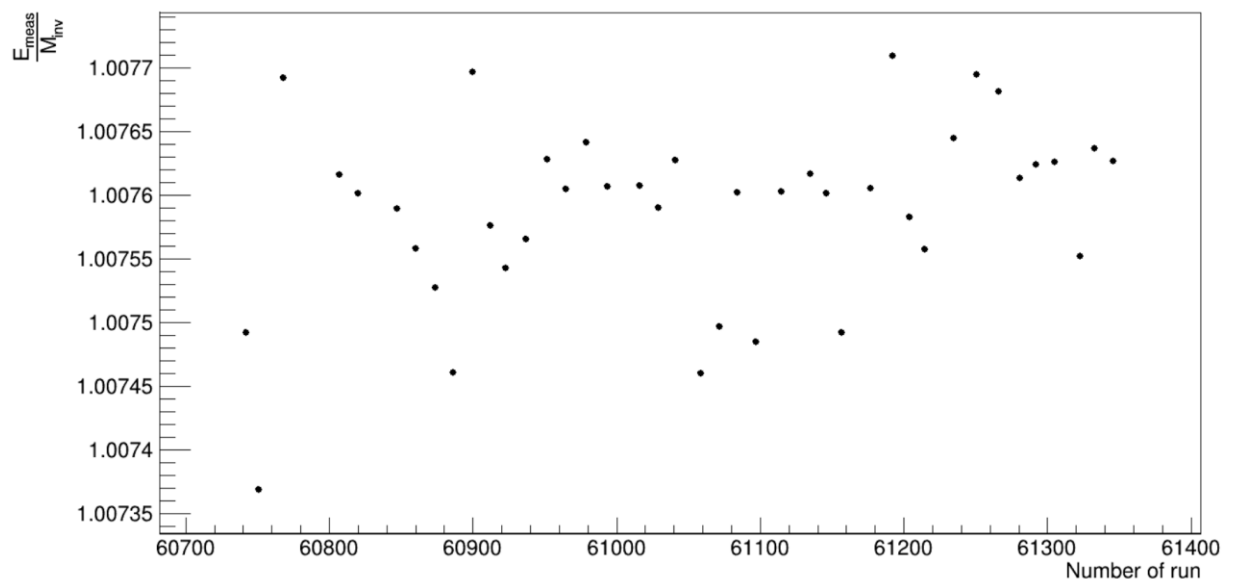


Рис. 10. Зависимость отношения измеренной лазерной системой энергии к инвариантной массе заряженных каонов от номера захода.

На данный момент ошибка измерения энергии пучка, которая для лазерной системы, установленной на ВЭПП-2000, составляет 0.03 МэВ, вносит основной вклад в погрешность измерения массы нейтрального каона. Для уменьшения ошибки измерения энергии требуется специальные усилия по улучшению лазерной системы, либо новые калибровки ВЭПП-2000 по резонансной деполяризации, либо калибровка по массе ϕ -мезона.

6. Систематические эффекты и учёт поправок

Применяемые в этой работе методы требуют знание энергии нейтральных каонов, рождённых в процессе $e^+e^- \rightarrow \varphi(1020) \rightarrow K_S^0 K_L^0$, но точное измерение их энергии в эксперименте затруднительно. Предполагается, что энергия каона равна половине энергии в с.ц.м. $E_{K_S^0} = E_{c.m.}/2$. Далее массу, посчитанную для каждого события с соответствующей энергией, усредняют по всей выборке.

Так как в начальном состоянии при аннигиляции e^+e^- может быть излучён дополнительный фотон, энергия пары каонов $K_S^0 K_L^0$ определяется неоднозначно (то есть энергетический спектр не является δ -функцией) и не равняется энергии системы в начальном состоянии. Следовательно, при измерении массы необходимо учитывать связанную с этим поправку, так называемую радиационную поправку к начальному состоянию. Радиационную поправку к некой функции $F(s)$, где $s = 4E_{beam}^2$ от энергии (например, $M_{K_S^0}$ определяемая соотношением (3) или (6)) можно определить, зная энергетический спектр излучённого фотона, который приведён в работе [12]. Значение функции $F(s)$ с поправкой вычисляется следующим образом

$$F = N(s) \iint_{0 \leq x_{1,2} \leq 1} F(s') K_{RC}(s, x_1, x_2) \Theta_{cut}(s, x_1, x_2) dx_1 dx_2, \quad (8)$$

где $s' = s(1 - x_1)(1 - x_2)$, Θ_{cut} — θ -функция, учитывающая экспериментальные условия детектирования частиц в конечном состоянии,

$$N(s) = \iint_{0 \leq x_{1,2} \leq 1} K_{RC}(s, x_1, x_2) \Theta_{cut}(s, x_1, x_2) dx_1 dx_2, \quad (9)$$

$$K_{RC} = D(s, x_1) D(s, x_2) \left[1 + \frac{2\alpha}{\pi} (1 + a + b(s)) \right] \sigma_{e^+e^- \rightarrow K_S K_L}^{(0)}(s'), \quad (10)$$

α — постоянная тонкой структуры, $a \equiv \frac{\pi^2}{6} - \frac{1}{4}$, $D(s, x)$ и $b(s)$ определены в [12], $\sigma_{e^+e^- \rightarrow K_S K_L}^{(0)}$ — сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ (параметризация приведена в работе [13]) [3, 12].

Как ранее говорилось, функция $M_{K_S^0}$ нелинейно зависит от угла ψ , то есть в общем случае $\langle M_{K_S^0} \rangle_\psi \neq M_{K_S^0}(\langle \psi \rangle)$. Учитывая конечную точность измерения ψ , сдвиг, обусловленный нелинейностью, $\delta M_{K_S^0} = \langle M_{K_S^0} \rangle_\psi - M_{K_S^0}(\langle \psi \rangle)$ в предположении гауссового отклика равен

$$\delta M_{K_S^0} = -M_{K_S^0}(\langle \psi \rangle) + \int 1/\sqrt{2\pi\sigma_\psi^2} \exp\left[-\frac{\psi - \langle \psi \rangle}{2\sigma_\psi^2}\right] M_{K_S^0}(\psi) d\psi. \quad (11)$$

Так как функция $M_{K_S^0}$ определённая выражением (3) или (6) является достаточно гладкой функцией $\delta M_{K_S^0}$ можно разложить по центральным моментам $M^{(k)}$ нормального распределения

$$\delta M_{K_S^0} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{k!} \left[\frac{\partial^k}{\partial \psi^k} M_{K_S^0}(\psi) \right]_{\psi=\langle\psi\rangle} M^{(k)}. \quad (12)$$

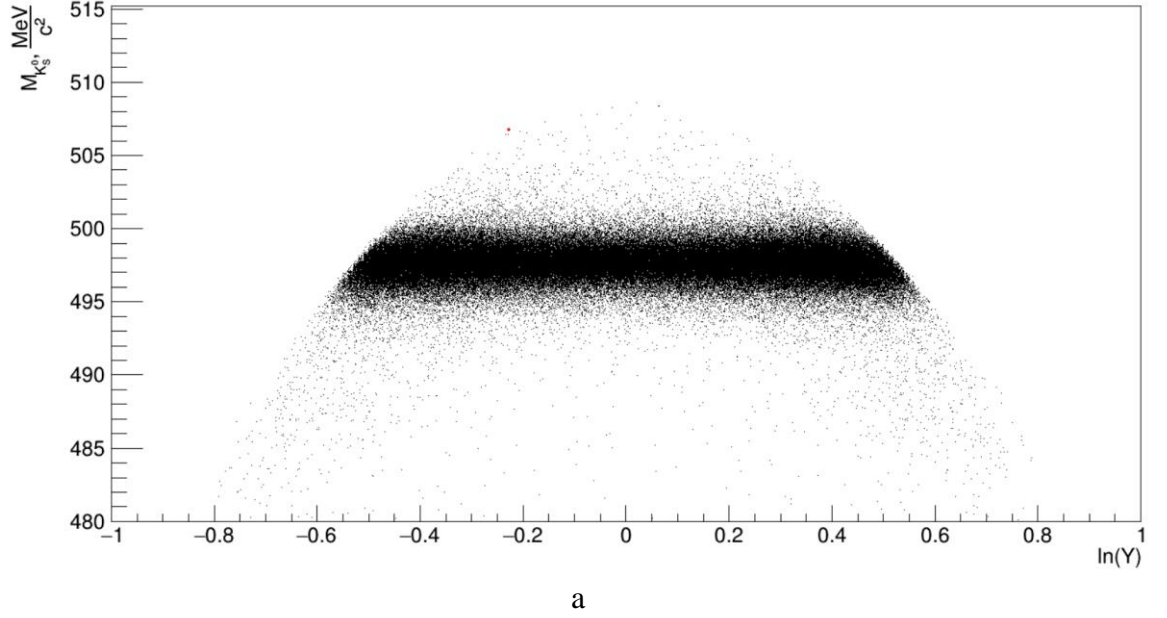
Поскольку и радиационная поправка к начальному состоянию, и поправка на нелинейность зависят от средней энергии пучка, для учёта взаимных корреляций между поправками необходим совместный расчёт. Тогда совместная поправка равна

$$\delta M_{K_S^0} = -M_{K_S^0}(s, \langle\psi\rangle) + N(s) \iiint K_{JC}(s, x_1, x_2, \psi) M_{K_S^0}(s', \psi) \Theta_{cut}(s, x_1, x_2) d\psi dx_1 dx_2, \quad (13)$$

где $K_{JC} = 1/\sqrt{2\pi\sigma_\psi^2} \exp\left[-\frac{\psi-\langle\psi\rangle}{2\sigma_\psi^2}\right] K_{RC}(s, x_1, x_2, \psi)$.

7. Результаты

Для данных в соответствующей пику ϕ -мезонному резонансу энергетической точке $E_{beam} = 510$ МэВ, смоделированных с учётом радиационных эффектов, была построена зависимость массы нейтрального каона, вычисленной при помощи выражения (6), от $\ln(Y)$ (рис. 11 а).



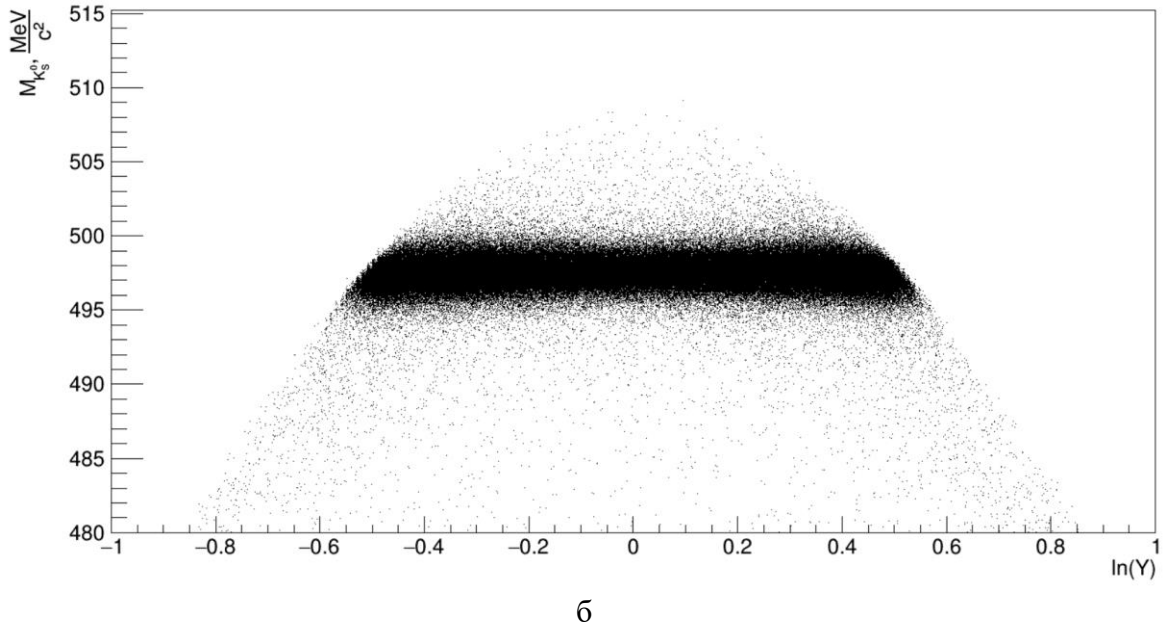


Рис. 11. Зависимость массы нейтрального каона, вычисленной с помощью выражения (6), для а) моделирования с $E_{beam} = 510$ МэВ, б) эксперимента с $E_{beam} = 509.5$ МэВ.

При использовании данных моделирования без излучения масса нейтрального каона согласно (6) составляет $M_{K_S^0} = 497.602 \pm 0.003 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$, согласно (3) $M_{K_S^0} = 497.623 \pm 0.007 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$. Поправка на нелинейность в первом случае будет равна $\Delta M_{K_S^0} \approx -11.258 \pm 0.002 \frac{\text{кэВ}}{c^2}$, для второго случая $\Delta M_{K_S^0} \approx -11.253 \pm 0.002 \frac{\text{кэВ}}{c^2}$.

Используя данные моделирования с излучением была получена масса, методом полной реконструкции была получена масса $M_{K_S^0} = 497.724 \pm 0.003 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$. Если учесть совместную поправку, которая равна $\Delta M_{K_S^0} = -111 \frac{\text{кэВ}}{c^2}$, то $M_{K_S^0} = 497.613 \pm 0.003 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$ (во всём этом разделе указывается только статистическая ошибка). При моделировании событий и отклика детектора закладывалась масса нейтрального каона $M_{K_S^0} = 497.614 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$.

8. Заключение

Пока работа по измерению массы нейтрального каона находится только на начальном этапе. Уже сейчас отработана методика измерения массы K_S^0 . Также при помощи моделирования были изучены такие основные поправки, как радиационную поправку и поправку на нелинейность (то есть на разрешение детектора). Было показано на примере данных моделирования, что масса измеряется верно.

Далее планируется применить изученные методики к экспериментальным данным. Помимо этого, в планах есть проведение калибровки энергии по массе ϕ -мезона, целью которой является уменьшение систематической ошибки измерения энергии пучка, а следовательно, и ошибки измерения массы K_S^0 .

9. Список литературы

1. Барков et al, Ядерная физика выпуск 46 (1987)
2. Зайцев диплом
3. Мемо Зайцева
4. PDG KK
5. <https://inspirehep.net/literature/766331>
6. <https://inspirehep.net/literature/585079>
7. B. I. Khazin et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 376, 181 (2008).
8. Yu. M. Shatunov et al., in Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference, Vienna, 2000, p. 439.
9. V. M. Aulchenko et al., JINST 10, P10006 (2015).
10. E.V. Abakumova, et al., Phys. Rev. Lett. 110 (2013) 140402
11. E.V. Abakumova, et al., J. Instrum. 10 (2015) T09001.
12. [A.B. Arbuzov, V.A. Astakhov et al., Radiative corrections for pion and kaon production at \$e^+e^-\$ colliders of energies below 2 GeV, JHEP 9710 \(1997\) 006](#)
13. [Achasov, N. N. and Dubrovin, M. S. and Ivanchenko, V. N. and Kozhevnikov, A. A. and Pakhtusova, E. V., A FRESH LOOK AT \$\phi - \omega\$ MIXING, Int.J.Mod.Phys.A 7 \(1992\) 3187-3202](#)