

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ».

Физический факультет

Кафедра физики элементарных частиц

КУРСОВАЯ РАБОТА
«Измерение массы нейтрального каона на КМД-3 на коллайдере
ВЭПП-2000»

Выполнил: студент гр. № 19341

Иванов Даниил Русланович

Работа выполнена

в ИЯФ СО РАН

Лаборатория 2

Научный руководитель:

д.ф.-м.н.

Солодов Евгений Петрович

«__» _____ 2022 г.

Оценка _____

Куратор *Логащенко Иван Борисович*

«__» _____ 2022 г.

Рекомендации: _____

Аннотация

Целью данной работы является изучение методов измерения массы нейтрального каона с использованием статистики, полученной на детекторе КМД-3 на коллайдере ВЭПП-2000, в процессе $e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow K_S^0 K_L^0; K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Так как интеграл светимости, набранный в районе ϕ -мезонного резонанса, значительно превосходит таковой у предыдущего анализа, который использовал данные с КМД-2, а угловое разрешение КМД-3 почти в 3 раза лучше, чем у КМД-2, есть надежда более точно измерить массу нейтрального каона. Уточнение массы нейтрального каона позволит точнее моделировать различные процессы, в которые в качестве параметра входит m_{K^0} . Также предполагается использовать изученные в этой работе методы для измерения массы заряженного каона.

На данный момент проведён предварительный анализ экспериментальных данных. Было проведено моделирование и отработана методика измерения массы с учётом радиационной поправки и поправки на разрешение детектора. Также была отработана методика контроля энергии пучка по заряженным каонам. На примере данных моделирования было показано, что масса нейтрального каона измеряется с достаточной точностью и систематические отклонения не превышают статистических.

Ключевые слова: нейтральный каон, ϕ -мезон, измерение массы.

Оглавление

1. Введение.....	4
2. Методы измерения массы нейтрального каона	5
3. Детектор КМД-3	7
4. Экспериментальная статистика и отбор событий.....	8
5. Контроль энергии	10
6. Систематические эффекты и учёт поправок	12
7. Результаты.....	13
8. Заключение	14
9. Список литературы	15

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

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

Уточнение массы нейтрального каона позволит точнее моделировать различные процессы, в которые в качестве параметра входит m_{K^0} . Помимо этого, уточнение массы нейтрального каона увеличит точность измерения разности масс нейтрального и заряженного каонов $m_{K^0} - m_{K^\pm}$.

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 и заряженного каона с помощью калибровки энергии пучка методом резонансной деполяризации (таблица 1, [1, 2]). На данный момент наиболее точный результат для нейтрального каона получен в DAΦNE с помощью 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 [3].

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 массы заряженного каона 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 [3, 4] для измерения массы заряженного каона.

В связи с тем, что на детекторе КМД-3 абсолютное значение импульса измеряется недостаточно точно, 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, 4].

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 [1, 3]

Value (MeV)	Events	Document ID	Experiment
497.607±0.007±0.015	261k	Tomoradze	KLOE
497.583±0.005±0.020	35k	Ambrosino	KLOE
497.625±0.001±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)		

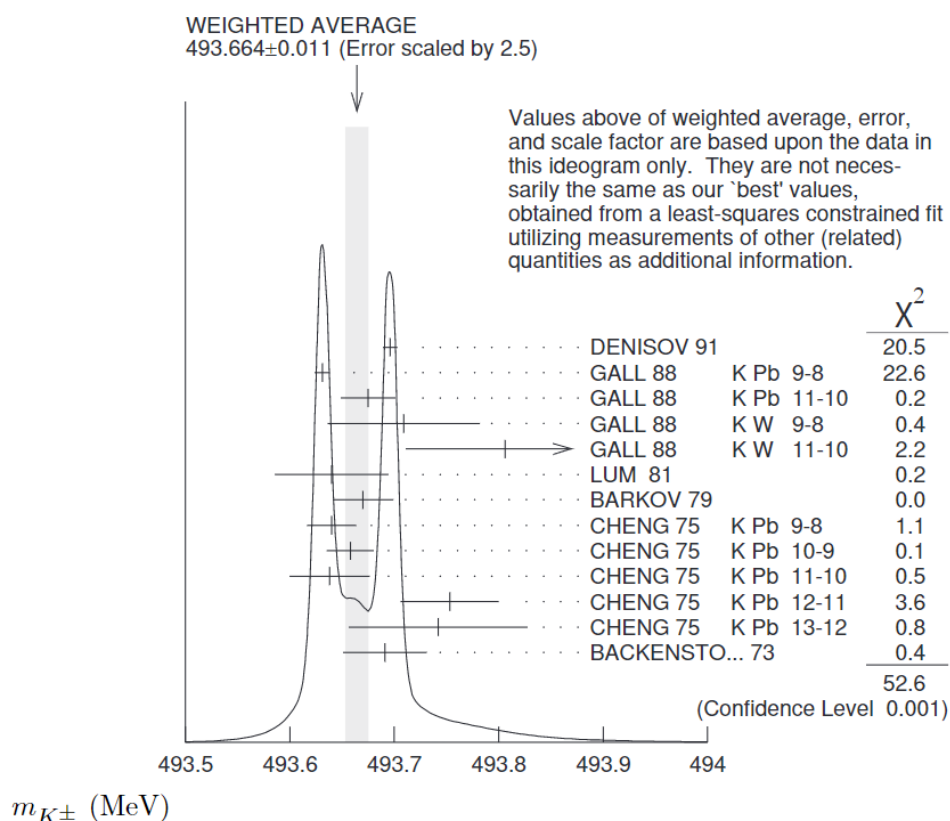


Рис. 1. График измерения массы заряженного каона m_{K^\pm} . Измерения GALL 88 и CHENG 75 показаны отдельно для каждого измеренного перехода. [1]

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 определить, зная лишь какие частицы родились (при условии, если массы этих частиц известны с достаточной точностью) 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 систематической неопределённости в знании абсолютных значений импульсов и углов у детектора КМД-3 погрешность инвариантной массы, определённой с помощью (2), достигает нескольких МэВ/с². Однако в экспериментах NA48 и KLOE систематическая погрешность измерения импульсов мала, что позволяет измерять массу при помощи (1) с ошибкой порядка нескольких сотых МэВ/с² [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]. Стоит заметить, что в выражение (3) входит разность углов, то есть систематическая неопределённость знания абсолютных значений углов сильно подавлена.

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 [4]

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

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 [3].

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

Данный метод был предложен А. Зайцевым и изложен в [3, 4]. 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 [4] 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 $|\eta| \ll 1$ [4].

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]. Координатная 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 Т. 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 цилиндрического 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 $E_{c.m.}$, опубликованная на данный момент, 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.

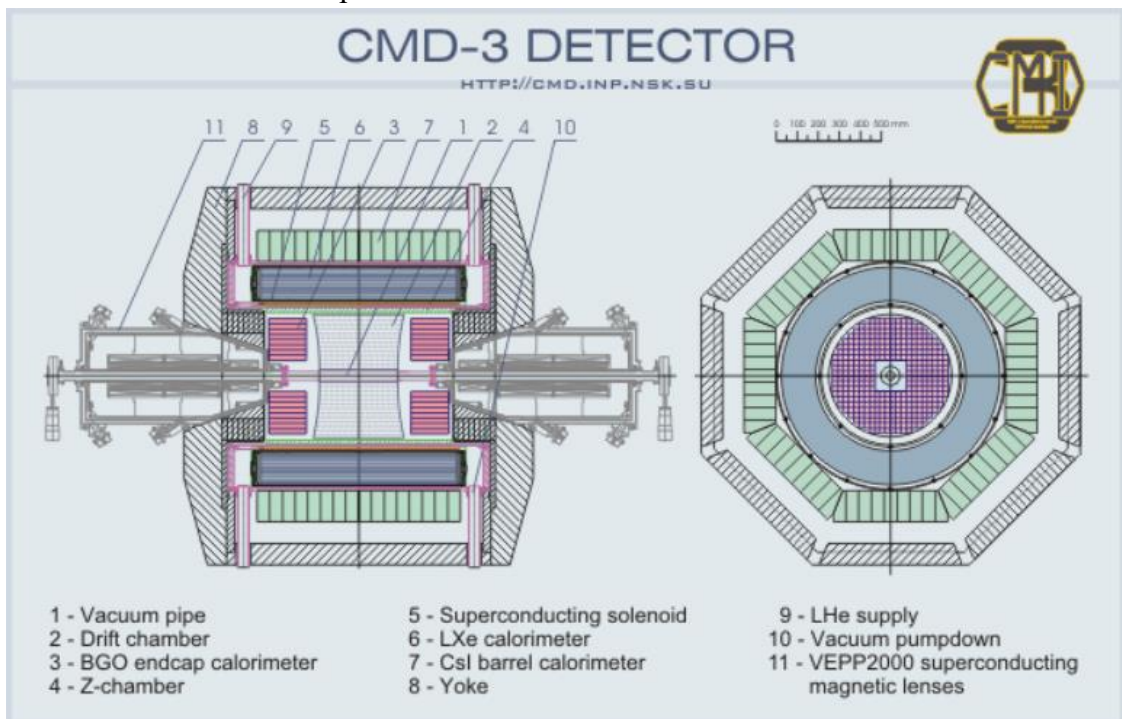


Рис. 2 Схема детектора КМД-3

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 $\left| \theta - \frac{\pi}{2} \right| \leq 0.9$.

Далее проводится отбор кандидатов в K_S по следующей процедуре: перебираются все противоположные пары треков в предположении пары пионов, и для них ищется их пересечение в пространстве с «хорошим» χ^2 . Если инвариантная масса этих двух треков лежит в промежутке 445 – 545 МэВ, то событие считается кандидатом. Углы и импульсы треков пересчитываются в соответствующей точке распада.

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

1. Неколлинеарность треков,
2. Импульс трека $120 \frac{\text{МэВ}}{c} < p < 350 \frac{\text{МэВ}}{c}$,
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 r - ϕ -плоскости $\cos \alpha > 0.85$,
5. Средние потери двух треков на ионизацию в DC $(\frac{dE_1}{dx} + \frac{dE_2}{dx})/2 < 5000$.

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 $\epsilon_{MC} \cong 24\%$. На рисунках 3, 4, 5, 6 приводятся некоторые параметры из моделирования в сравнении с данными. В энергетической точке $E_{beam} = 509.5$ МэВ было отобрано 665005 пар каонов.

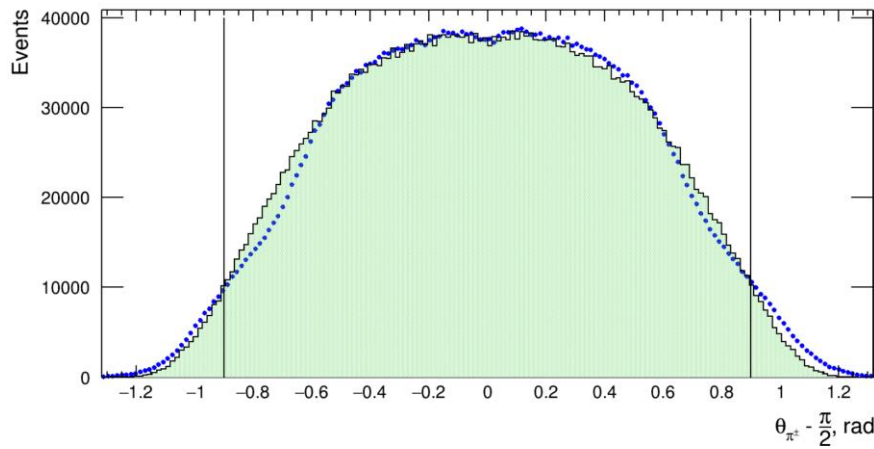
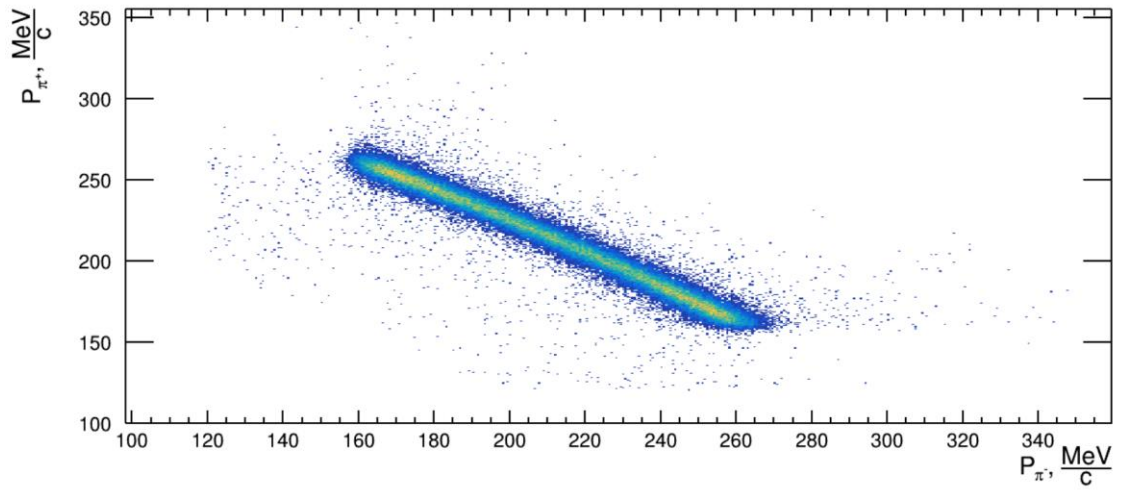
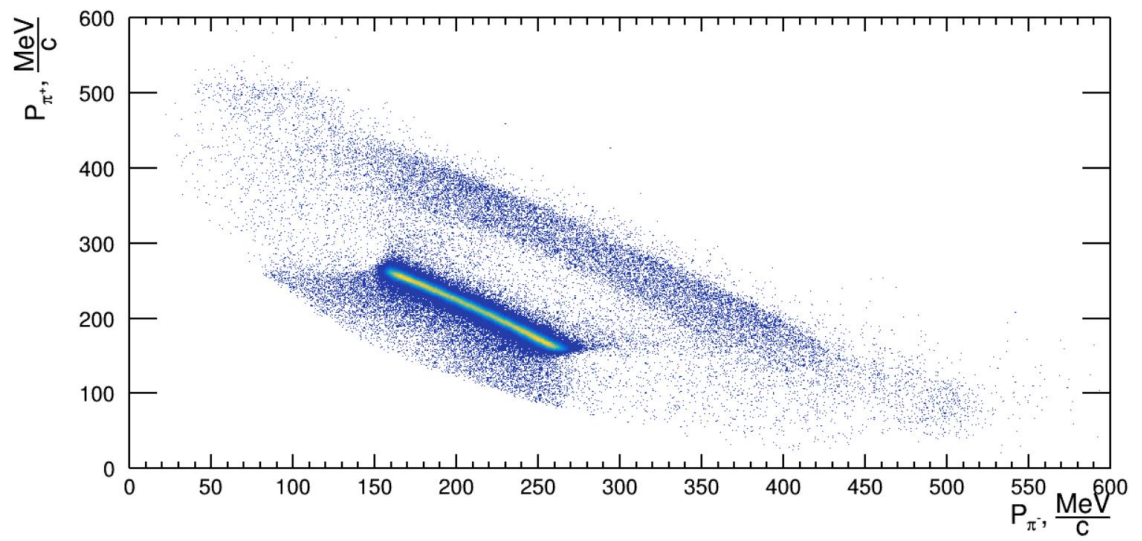


Рис. 3. Сдвинутое на $\frac{\pi}{2}$ распределение полярного угла трека θ для моделирования $E_{beam} = 510$ МэВ (закрашенное) и для экспериментальных данных $E_{beam} = 509.5$ МэВ (точки).

Чёрными вертикальными прямыми обозначены ограничения $\left| \theta - \frac{\pi}{2} \right| \leq 0.9$.



а



б

Рис. 4. График зависимости импульса π^+ P_{π^+} от импульса π^- P_{π^-} (а — моделирование с $E_{beam} = 509$ МэВ, б — эксперимент с $E_{beam} = 509.5$ МэВ).

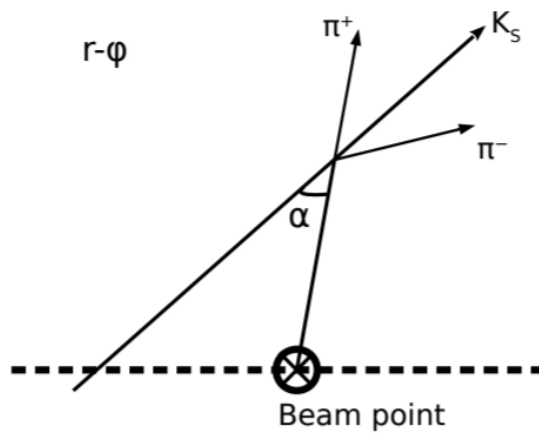


Рис. 5. Определение угла α — угла между радиус-вектором, соединяющим место встречи пучков с вершиной распада K_S^0 , и направлением импульса K_S^0 в $r-\phi$ -плоскости

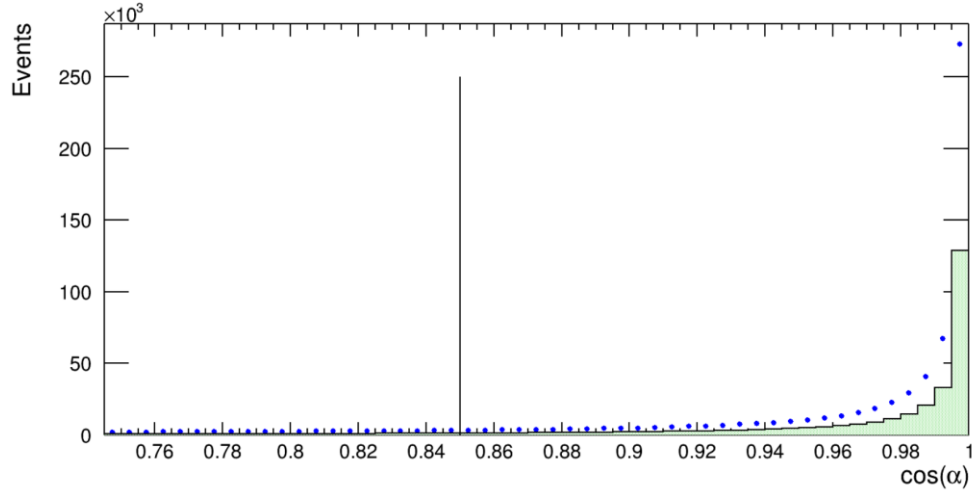


Рис. 5. Распределение $\cos(\alpha)$ для моделирования $E_{beam} = 510$ МэВ (закрашенное) и для экспериментальных данных $E_{beam} = 509.5$ МэВ (точки). Чёрной вертикальной прямой обозначено ограничение $\cos \alpha > 0.85$.

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 $e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow K^+K^-$. Поскольку $E_{K^\pm} = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$, и при этом масса M_{K^\pm} близка к энергии в районе пика ϕ -мезона, зная импульс каона, можно определить энергию с хорошей точностью.

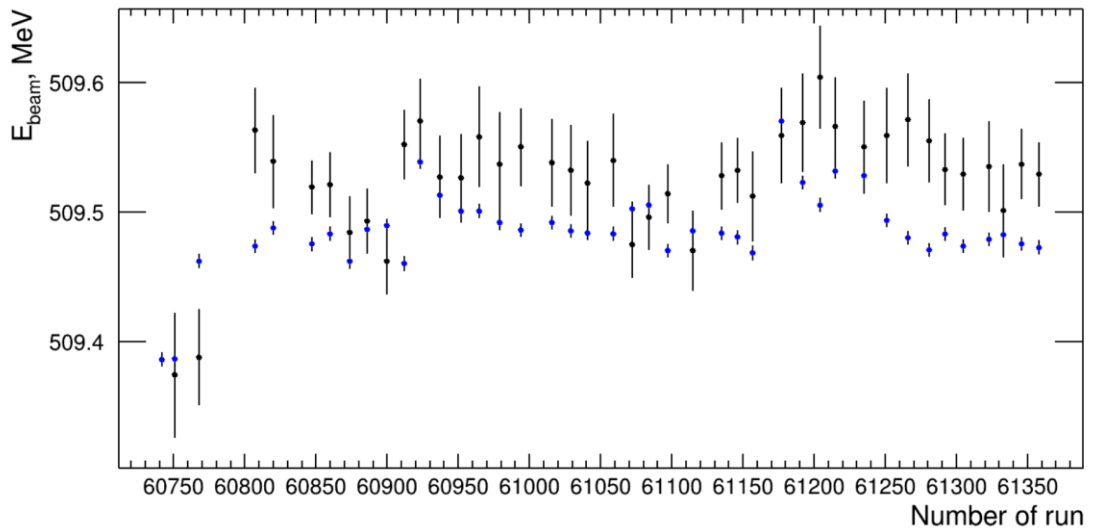


Рис. 7. Зависимость энергии пучка от захода. Чёрные точки соответствуют измерениям лазерной системы, синие — контроль по заряженным каонам (для удобства синие точки были подняты на 3.8 МэВ).

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 $\frac{dE}{dx} > 6000$ (рис. 9)
5. Импульсы треков подчиняются условию $|p_{K^+} - p_{K^-}|/(p_{K^+} + p_{K^-}) < 0.3$ (рис. 10)

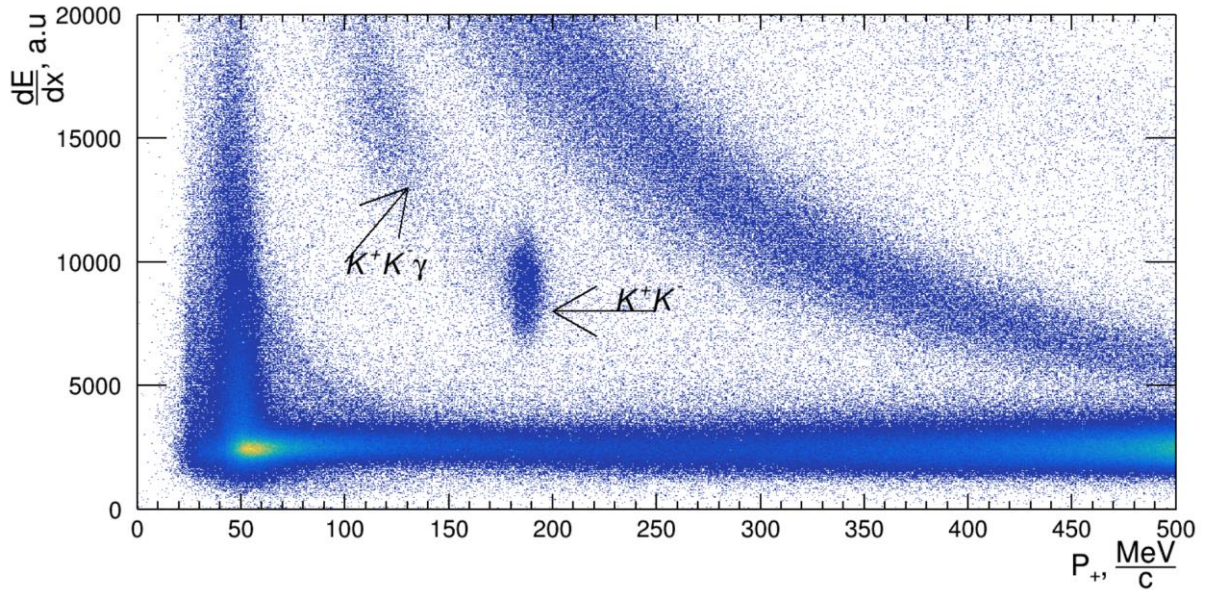


Рис. 9. Ионизационные потери положительно заряженных треков для экспериментальных данных в $E_{beam} = 530$ МэВ.

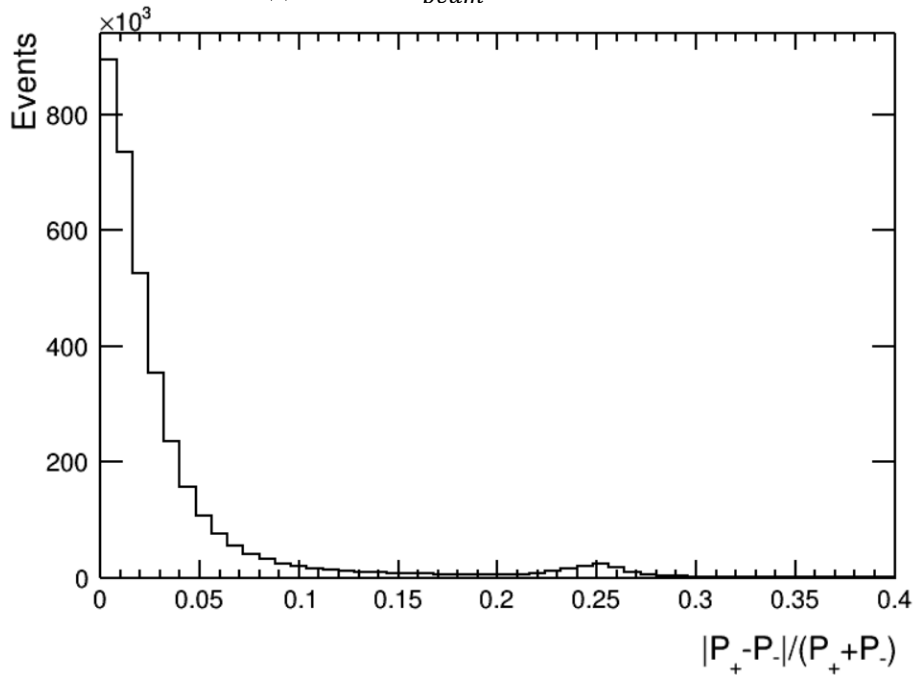


Рис. 10. Отношение импульсов $|p_+ - p_-|/(p_+ + p_-)$ для экспериментальных данных в $E_{beam} = 509.5$ МэВ.

Используя отобранные события, была построена зависимость инвариантной массы K^+K^- от захода. Из рисунка 7 видно, что для энергетической точки $E_{beam} = 509.5$ МэВ

инвариантная масса в высокой степени описывает зависимость энергии от захода. При помощи заряженных каонов энергию пучка можно контролировать с точностью 5 кэВ.

На данный момент абсолютная точность 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 ошибка измерения энергии требуются 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 $e^+e^- \rightarrow \varphi(1020) \rightarrow K_S^0 K_L^0$. 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]) [4, 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 дынных 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).

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 $M_{K_S^0} = 497.614 \frac{\text{МэВ}}{c^2}$.

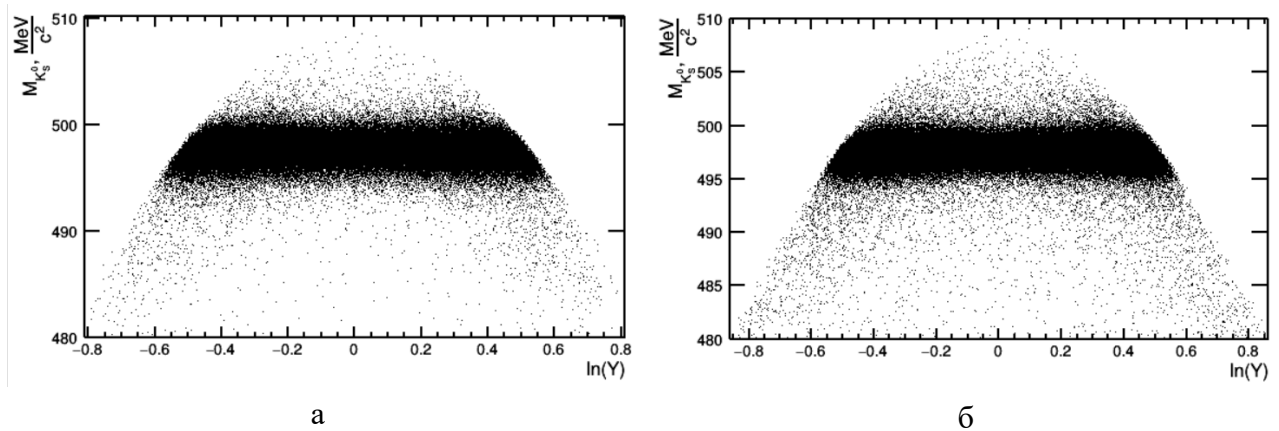


Рис. 11. Зависимость массы нейтрального каона, вычисленной с помощью выражения (6), для а) моделирования с $E_{beam} = 510$ МэВ, б) эксперимента с $E_{beam} = 509.5$ МэВ.

8. Заключение

Пока работа по измерению массы нейтрального каона находится только на начальном этапе. Уже сейчас отработана методика измерения массы K_S^0 на событиях моделирования. 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 с достаточной точностью и систематические отклонения не превышают статистических.

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. [Сайт Particle Data Group](#)
2. [Барков et al, Ядерная физика, выпуск 46 \(1987\)](#)
3. А.С. Зайцев Прецизионное измерение массы нейтрального каона с детектором КМД-2, Выпускная квалификационная работа, Кафедра ФЭЧ ФФ НГУ.
4. [А.С. Зайцев, Обзор методов измерения масс каонов методами реконструкции двухчастичных распадов. Меморандум Лаб. 2 ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2003](#)
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](#)