

A. 93



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Г.И. Будкера
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН
(ИЯФ СО РАН)

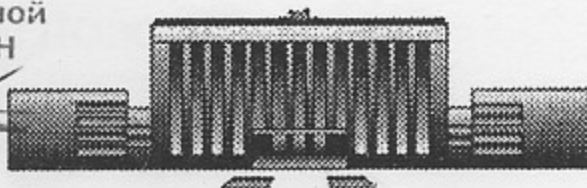
В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, А.Ю. Барняков,
К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, Д.Е. Беркаев,
А.Г. Богданчиков, А.А. Ботов, А.В. Васильев,
В.Б. Голубев, К.А. Гревцов, Т.В. Димова,
В.П. Дружинин, И.М. Землянский, Л.В. Кардапольцев,
А.С. Касаев А.Н. Кирпотин, Д.П. Коврижин,
И.А. Кооп, А.А. Король, С.В. Кошуба,
А.П. Лысенко, К.А. Мартин, А.Е. Образовский,
Е.В. Пахтусова, Ю.А. Роговский, А.Л. Романов,
С.И. Средняков, З.К. Силагадзе, К.Ю. Сковпень,
А.Н. Скринский, И.К. Сурин, Ю.А. Тихонов,
Ю.В. Усов, А.Г. Харламов, П.Ю. Шатунов,
Ю.М. Шатунов, Д.Б. Шварц, Д.А. Штоль

СТАТУС АНАЛИЗА ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$
ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
С ДЕТЕКТОРОМ СНД
НА КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-2000

ИЯФ 2013-11

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

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО РАН
ИНВ. № 1214



НОВОСИБИРСК
2013

Статус анализа процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ по данным экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000

В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, А.Ю. Барняков, К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, Д.Е. Беркаев, А.Г. Богданчиков, А.А. Ботов, А.В. Васильев, В.Б. Голубев, К.А. Гревцов, Т.В. Димова, В.П. Дружинин, И.М. Землянский, Л.В. Кардапольцев, А.С. Касаев, А.Н. Кирпотин, Д.П. Коврижин, И.А. Кооп, А.А. Король, С.В. Кошуба, А.П. Лысенко, К.А. Мартин, А.Е. Образовский, Е.В. Пахтусова, Ю.А. Роговский, А.Л. Романов, С.И. Середняков, З.К. Силагадзе, К.Ю. Сковпень, А.Н. Скринский, И.К. Сурин, Ю.А. Тихонов, Ю.В. Усов, А.Г. Харламов, П.Ю. Шатунов, Ю.М. Шатунов, Д.Б. Шварц, Д.А. Штоль

Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера
630090, Новосибирск, Россия

Аннотация

Приводятся результаты изучения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ по данным экспериментов с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000. Интегральная светимость выше нуклон-антинуклонного порога составляет 5.7 pb^{-1} . Приводятся полученные угловые распределения и полное сечение в области энергии от порога до 2000 МэВ в с.ц.м.

Status of $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ process analysis using SND detector data from VEPP-2000 collider

M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, A.Yu. Barnyakov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdyugin, D.E. Berkaev, A.G. Bogdanchikov, A.A. Botov, A.V. Vasiljev, V.B. Golubev, K.A. Grevtsov, T.V. Dimova, V.P. Druzhinin, I.M. Zemliansky, L.V. Kardapoltsev, A.S. Kasaev, A.N. Kirpotin, I.A. Koop, D.P. Kovrizhin, A.A. Korol, S.V. Koshuba, A.P. Lysenko, K.A. Martin, A.E. Obrazovsky, E.V. Pakhtusova, Yu.A. Rogovsky, A.L. Romanov, S.I. Serednyakov, Z.K. Silagadze, K.Yu. Skovpen, A.N. Skrinsky, I.K. Surin, Yu.A. Tikhonov, Yu.V. Ussov, A.G. Kharlamov, P.Yu. Shatunov, Yu.M. Shatunov, D.A. Shtol, D.B. Shwartz

Budker Institute of Nuclear Physics,
630090 Novosibirsk, Russia

Аннотация

The results of experimental study of $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ process using SND detector data at VEPP-2000 collider are presented. The results are based on 5.7 pb^{-1} integrated luminosity above nucleon-antinucleon threshold. The measured quantities are angular distribution and total cross section in the c.m.s. energy from threshold up to 2000 MeV.

1 Введение

Процесс $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ является нетипичным с точки зрения его выделения сравнительно с другими процессами. В событиях типа $n\bar{n}$ отсутствуют треки заряженных частиц или фотоны, вылетевшие из центра детектора, не сохраняется полный импульс в событии. Событие $n\bar{n}$ имеет вид нескольких, на первый взгляд не связанных между собой кластеров в калориметре, возможны также непучковые треки в дрейфовой камере. Поэтому традиционные методы анализа, основанные на поиске частиц из центра и последующим анализом кинематики, здесь работать не будут.

Адекватный способ выделения $n\bar{n}$ событий выглядит следующим образом: 1 – определяется точка аннигиляции антинейтрона и величина r_{ann} – расстояние этой точки до центра детектора, 2 – определяется временная задержка t_{ann} момента аннигиляции относительно момента столкновения пучков, 3 – вычисляется величина $v_n = r_{ann}/t_{ann}$, которая для $n\bar{n}$ событий должна быть близка к расчетной скорости антинейтрона $v_n = \sqrt{1 - (M_n/E_b)^2}$, где $M_n = 939.56$ МэВ – масса нейтрона. $E_b = 1880 \div 2000$ МэВ – энергия в с.ц. Так как на энергии ВЭПП-2000 скорость $v_n < c$, происходит подавление не только космического но и физического фона. Идейно близкий способ использовался в первом эксперименте [1] по поиску процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$.

К сожалению, возможности СНД в нынешнем варианте далеки от идеала. Точка аннигиляции определяется по положению кристалла NaI(Tl) с максимальной энергий с точностью до размеров этого кристалла ~ 8 см, однако время задержки в кристалле не измеряется. Правда, измеряется общее время строб-импульса калориметра (порог 25 МэВ) с разрешением ~ 6 нсек (nsec) и 20 нсек по основанию. Но это разрешение уже заметно меньше времени между столкновениями банчей в коллайдере (82 нсек). В результате, используя временное разрешение появляется возможность статистически подавлять космический фон и выделять $n\bar{n}$ события. Предварительные результаты СНД [2] были основаны на таком подходе.

При условии улучшения в будущем временного разрешения СНД до ~ 1 нсек, детектор СНД выглядит вполне адекватным для измерения

сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$. Во первых, потому что длина поглощения антинейтронов в NaI(Tl) ~ 10 см значительно меньше полной толщины калориметра ~ 40 см и, значит, все антинейтроны полностью поглощаются в калориметре. При условии повышения мгновенной светимости ВЭПП-2000 до $L = 3 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ вклад космического упадет до уровня поправки. И, наконец, хорошее временное разрешение позволит подавлять и физический фон.

В настоящей работе описано продолжение анализа процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, начатое в препринте [2]. Добавлена обработка 2012 года.

2 Экспериментальные и моделированные данные

В анализе использовались данные, записанные СНД в течение 2011 года [3] – $\Delta L = 4.5 \text{pb}^{-1}$, $\bar{L}_{av} = 4.9 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ и данные 2012 года [4] – $\Delta L = 5.8 \text{pb}^{-1}$, $\bar{L}_{av} = 5.5 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. Всего 18 точек по энергии, из них 11 точек – выше $n\bar{n}$ порога. Интегральная светимость выше порога в обоих сканированиях составляет $\Delta L = 5.7 \text{pb}^{-1}$. Следует отметить, что для анализа отбирались только заходы со средней светимостью выше $3 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$.

Моделирование осуществлялось на основе пакета GEANT-4, в котором были описаны все элементы детектора СНД и ближайшие к СНД элементы коллайдера ВЭПП-2000. В моделировании прослеживалась 'судьба' как первичных частиц, рождающихся e^+e^- столкновениях, так и всех вторичных частиц, возникающих при взаимодействии с веществом детектора. В результате для каждого события выдавался список 'хитов' – энерговыделения в кристаллах NaI(Tl), номера сработавших проволок и т.д. Структура этого списка совпадала с аналогичной для экспериментальных событий, что позволяло в дальнейшем использовать для обработки одни и те же программы.

Важное значение имеет правильность сечения взаимодействия нейтронов и антинейтронов от процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ с веществом детектора. Существуют экспериментальные данные по сечению аннигиляции и полному сечению для антинейтронов [5], однако проверка моделирования на калориметре СНД показала, что в реальности сечение аннигиляции в ~ 2 раза больше ожидаемого [3]. Была проведена коррекция сечения в сторону уменьшения и снова потребуются проверка моделирования на калориметре СНД.

Что касается спектра конечных частиц при $\bar{n}p$ и $\bar{n}p$ аннигиляции, определяющей энерговыделение в калориметре, можно предположить, что он такой же как и при аннигиляции антипротонов в процессе $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$. Как раз последний процесс дает в СНД все характеристики, совпадающие с моделированием, поэтому есть все основания считать что и аннигиляция антинейтронов описывается правильно.

3 Условия отбора $n\bar{n}$ событий. Эффективность регистрации

Применяемые условия отбора мало изменились по сравнению с описанными в предыдущем препринте [2], тем не менее основные критерии будут кратко повторены и здесь.

1. Общие условия отбора:

- число частиц в событии $n_{part} > 1$,
- число заряженных частиц $n_{ch} < 2$,
- энерговыделение в калориметре $E_{tot} = 950 \div 1500 \text{ МэВ}$.

2. Подавление космики:

- совпадения сцинтилляционных счетчиков и пропорциональных трубок АСТ=0,
- нет сигнала с пропорциональных трубок $ntmod=0$,
- в калориметре нет 'космического трека',
- число слоев в калориметре = 3.

3. Подавление физического фона:

- в событии большой поперечный импульс $ptrt > 0.2$,
- в событии нет фотонов из центра $x_{inm} > -5$,
- импульс события находится в области больших углов $\theta = 25-155^\circ$,
- доля энергии на малые углы $\theta < 36^\circ$ составляет $< 60\%$,
- импакт-параметр для треков $> 1 \text{ см}$,
- в калориметре нет коллинеарных кластеров для первых двух частиц, $\Delta\phi > 12^\circ$, $\Delta\theta > 25^\circ$, (частицы упорядочены по убыванию энергии),
- первая и вторая частицы попали в область больших углов $\theta = 22 \div 158^\circ$.

Кроме вышеперечисленных условий отбора, для данных 2012 года исключалась область углов $270^\circ < \phi < 279^\circ$ и $135^\circ < \theta < 144^\circ$ ('шумящая башня') для первой и второй частиц.

В результате наложения всех условий отбора начальный массив из более чем 10^9 событий сократился до уровня $\sim 5 \cdot 10^3$ для экспериментальных файлов в диапазоне энергии $E_{beam} = 900 \div 1000$ МэВ.

Эффективность регистрации по моделированию процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ составила около 20% (Fig. 1a)). Видно, что эффективность уменьшается к порогу и для 2011 и 2012 годов отличается на $\sim 10\%$. Следует отметить, что из-за высокой ~ 100 кГц шумовой загрузки системы мюонных трубок их сигнал $ntmod=0$ в моделировании не учитывался, однако он определялся экспериментально по отобранным событиям многоадронных процессов. Соответствующая поправка $\sim 10\%$ на уменьшение эффективности в дальнейшем учитывалась.

При обработке моделирования также учитывались наложения от частиц пучкового фона. Для этого при вычисления параметров Ntuples к событиям подмешивались данные с т.н. gcl-файлов, содержащие амплитуды с калориметра и информацию с дрейфовой камеры, записанные с генераторным триггером СНД во время заходов. Поправки от наложений обычно не более $\sim 10\%$ и слабо влияют на конечный результат.

4 Вычитание фонов

Сначала рассмотрим вычитание космического фона. Наряду с описанным в предыдущем препринте [2] методе декомпозиции фазового спектра отобранных событий, в настоящей обработке применяются несколько новых способов:

1. Используются данные с т.н. 'космических' заходов, выполненных в отсутствие пучков в коллайдере с экспериментальным триггером. Общим недостатком для 2011 и 2012 годов является слишком малая статистика таких заходов. Кроме того, данные 2011 года оказались неполноценными ввиду наличия слабых токов в коллайдере во время записи.

2. Следующий метод можно назвать декомпозицией по светимости и времени. Он основан на том, что число космических событий пропорционально продолжительности захода (T), а число $n\bar{n}$ событий - пропорционально средней мгновенной светимости (L). Если взять два захода с разной светимостью и числом событий (n), можно отделить космический

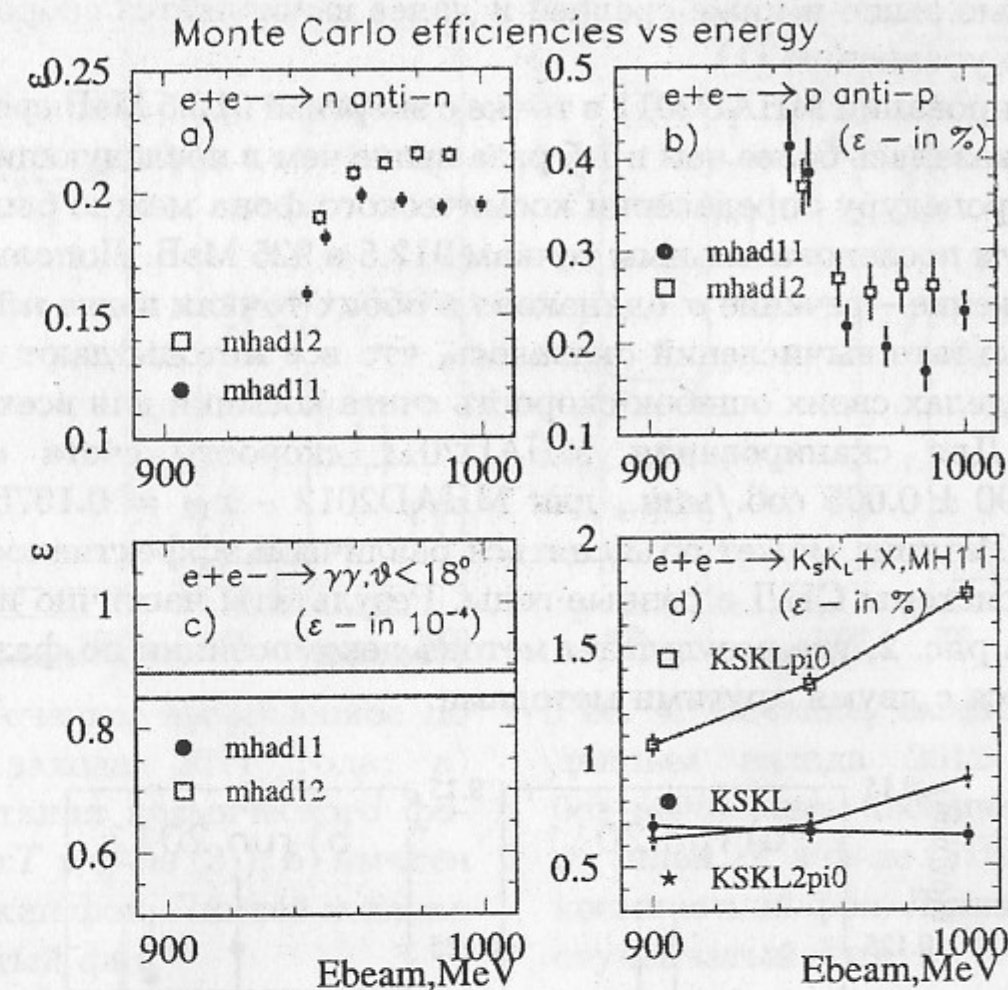


Рис. 1. Эффективности регистрации различных процессов в зависимости от энергии для данных 2011 и 2012 годов: а) процесс $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$; б) процесс $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$; в) процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$; показаны средние значения; д) процессы $e^+e^- \rightarrow K_S K_L, K_S K_L \pi^0, K_S K_L 2\pi^0$.

фон, используя следующие простые соотношения:

$$x = \frac{n_1 L_2 - n_2 L_1}{L_2 - L_1}, \quad (1)$$

$$\sigma = \frac{n_1 - n_2}{L_2 - L_1}, \quad (2)$$

где x - скорость счета космики, σ - сечение физических процессов, включая процесс $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, индексы 1 и 2 относятся к двум разным заходам. Из уравнений (1,2) видно, что точность определения вклада космики тем лучше, чем больше разность $L_2 - L_1$. Достаточно, чтобы светимости L_2, L_1 отличались в ~ 2 раза.

Практически этот метод реализуется следующим образом. В заданной точке по энергии все заходы (~ 50) разбиваются на две группы со

светимостью выше и ниже средней и далее вычисляется скорость счета x согласно уравнению (1).

В сканировании MHAD2011 в точке с энергией 912.5 МэВ средняя светимость оказалась более чем в 1.5 раза выше чем в последующих точках, поэтому процедуру определения космического фона можно было применить к двум последовательным точкам 912.5 и 925 МэВ. Дополнительное предположение – сечение σ одинаково в обеих точках выше $n\bar{n}$ -порога.

В результате вычислений оказалось, что все методы дают совместимую в пределах своих ошибок скорость счета космики для всех точек по энергии. Для сканирования MHAD2011 скорость счета оказалась $x_{11} = 0.090 \pm 0.005$ соб./мин., для MHAD2012 – $x_{12} = 0.1075 \pm 0.0035$ соб./мин. Разница может объясняться различной эффективностью veto мюонной системы СНД в разные годы. Результаты частично иллюстрируются на рис. 2, где результаты метода декомпозиции по фазе хорошо согласуются с двумя другими методами.

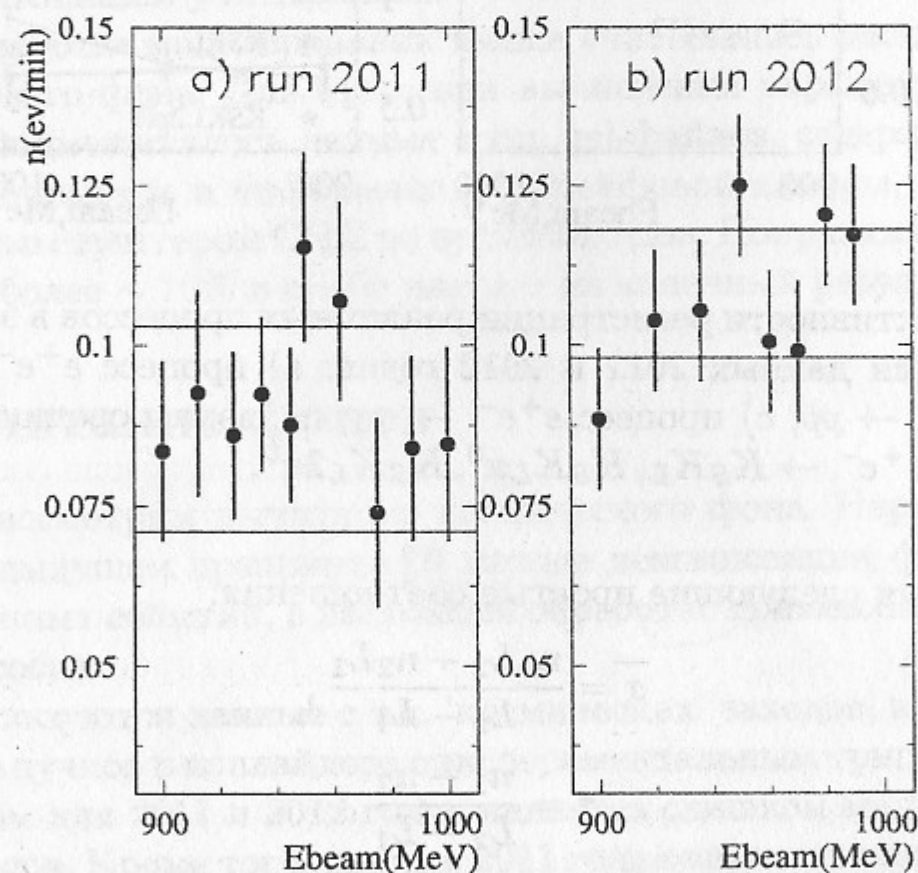


Рис. 2. Скорость счета космики в отобранных кандидатах в $n\bar{n}$ -события. а) заход 2011 года. Точки с ошибками - метод декомпозиции по фазе. Область между линиями - метод декомпозиции по времени и светимости. б) заход 2012 года. Точки с ошибками - метод декомпозиции по фазе. Область между линиями - космические заходы.

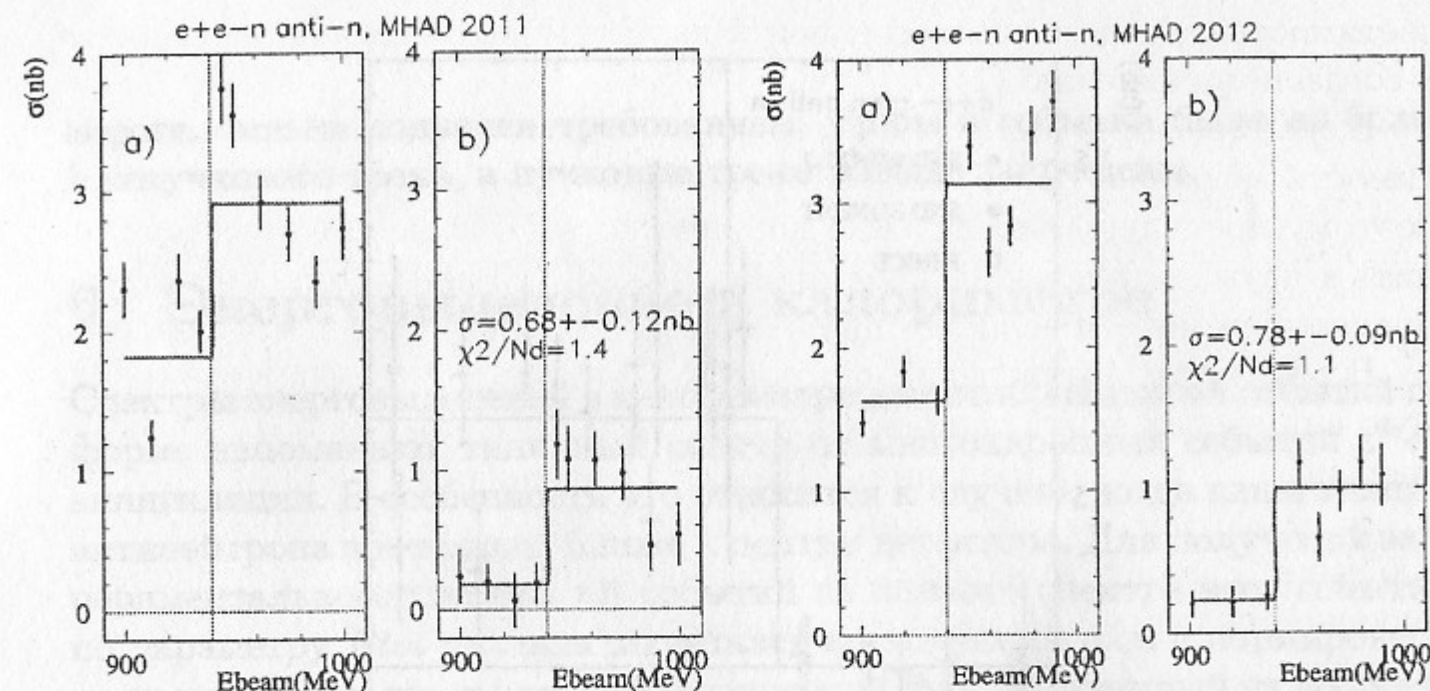


Рис. 3. Сечение, вычисленное по данным захода 2011 года: а) без вычитания космического фона (член xT в ф-ле (3)); б) вычтен космический фон. Линией показан ступенчатый фит.

Рис. 4. Сечение, вычисленное по данным захода 2012 года: а) без вычитания космического фона (член xT в ф-ле (3)); б) вычтен космический фон. Линией показан ступенчатый фит.

5 Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$

Сечение в каждой точке по энергии определялось из следующего выражения:

$$\sigma = \frac{N - xT}{\epsilon \delta L}, \quad (3)$$

где N – число отобранных $n\bar{n}$ – кандидатов, x – скорость счета космики, T – продолжительность заходов, ϵ – эффективность регистрации, δ – радиационная поправка, L – интегральная светимость.

Отбор событий проводился согласно условиям отбора, описанных в главе 3. Значения скорости счета космики для вычитания брались из главы 4, эффективность регистрации ϵ – из главы 3, радиационная поправка δ составляет порядка $\sim 20\%$ и описана в [2], светимость подсчитывались с точностью $\sim 5\%$ по процессу двухквантовой аннигиляции.

На рис. 3а, 4а показаны сечения для заходов 2011 и 2012 годов без вычитания космического фона (член xT в ф-ле (3)). На рис. 3б, 4б показаны сечения с вычетом космического фона по ф-ле (3). Видно, что

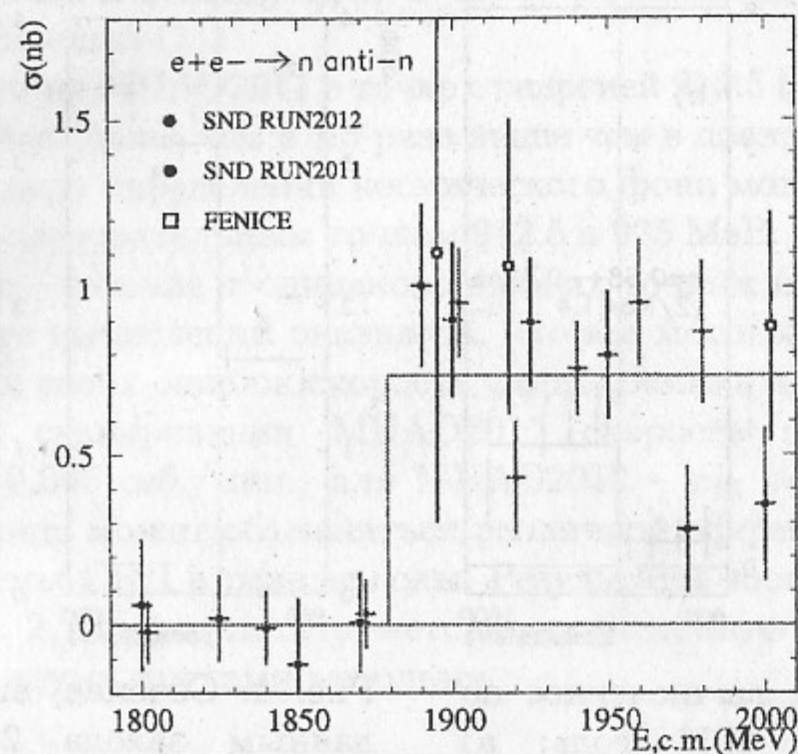


Рис. 5. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ с вычитанием космического и физического (допорогового) фонов. Разными индексами показаны данные 2011 и 2012 годов и данные детектора FENICE [1]

до $n\bar{n}$ порога космический фон составляет почти 90% от полного числа событий, поэтому ошибки в величине космического фона приводят к неопределенности в остаточном сечении. Сама величина допорогового сечения составляет около 0.2 нб, а величина скачка в сечении на $n\bar{n}$ пороге – около 1 нб. Данные обоих сканирований с вычтенным допороговым фоном сведены вместе на рис. 5, где для сравнения показаны также данные первого измерения сечения FENICE [1]. Среднее сечение составляет 0.73 ± 0.08 нб, однако в точках по энергии ближайших к порогу сечение близко к 1 нб. Показанная на рис. 5 ошибка является статистической.

Приведенные сечения справедливы в предположении о постоянстве физического (допорогового) фона с энергией. Основным источником такого фона являются процессы e^+e^- аннигиляции в нейтральные частицы типа: $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma), K_S K_L, K_S K_L \pi^0, K_S K_L 2\pi^0, 2\pi^0\gamma, 3\pi^0\gamma$ и другие. Эффективности регистрации этих процессов в стандартных условиях $n\bar{n}$ отбора достаточно малы и для некоторых процессов показаны на рис. 1с, d. Суммарная монтекарловская оценка вклада этих процессов в допороговое сечение слабо зависит от энергии и составляет около 0.1 нб, то есть, близка к наблюдаемому сечению 0.2 нб. Источником порогового фона является процесс $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ (рис. 1b), однако его вклад ~ 20 пб на

пороге, сильно подавлен требованием, чтобы в событии было не более 1 непучкового трека, а пучковые треки вообще запрещены.

6 Энерговыделение в калориметре

Спектры энерговыделений в калориметре для отобранных $n\bar{n}$ событий по форме напоминают типичный спектр от многоадронных событий e^+e^- аннигиляции. В особенности это относится к случаю, когда аннигиляция антинейтрона происходит ближе к центру детектора. Для получения экспериментального спектра $n\bar{n}$ событий из полного спектра всех событий по параметру E_{tot} сначала вычитался космический фон с нормировкой по времени, а далее вычитался физический фон, полученный из доорогового спектра с нормировкой по интегральной светимости. Все эти этапы иллюстрируются на рис. 6а, b, c, d. Сравнение с моделированием (рис. 6d) показывает на хорошее согласие моделирования с экспериментом.

7 Распределение по азимутальному углу

Распределение по азимутальному углу для процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ необходимо для проверки однородности чувствительности детектора по телесному углу. В идеальном случае это распределение должно быть однородным, однако в нашем случае допустимы отклонения от равномерности из-за неоднородности расположения элементов антисовпадательной системы (счетчиков и трубок) по телесному углу, а также вследствие возможной неоднородности по эффективности антисовпадений по углу. Геометрическая неоднородность должна отслеживаться и в моделировании, но неоднородность по чувствительности в моделирование не заложена и поэтому потенциально может привести к непостоянству измеренного сечения по телесному углу.

Аналогично методу описанному в предыдущей главе из полного спектра всех событий по параметру ϕ сначала вычитался космический фон с нормировкой по времени, а далее вычитался физический фон, полученный из доорогового спектра с нормировкой по интегральной светимости. Суммарное по двум сканированиям и всем точкам по энергии распределение показано на рис. 7. Формально распределение совместимо с равномерным, хотя имеется небольшой подъем в области $\phi = 180^\circ$ (медианная плоскость, внутрь ВЭПП-2000), который наблюдался только в данных 2012 года.

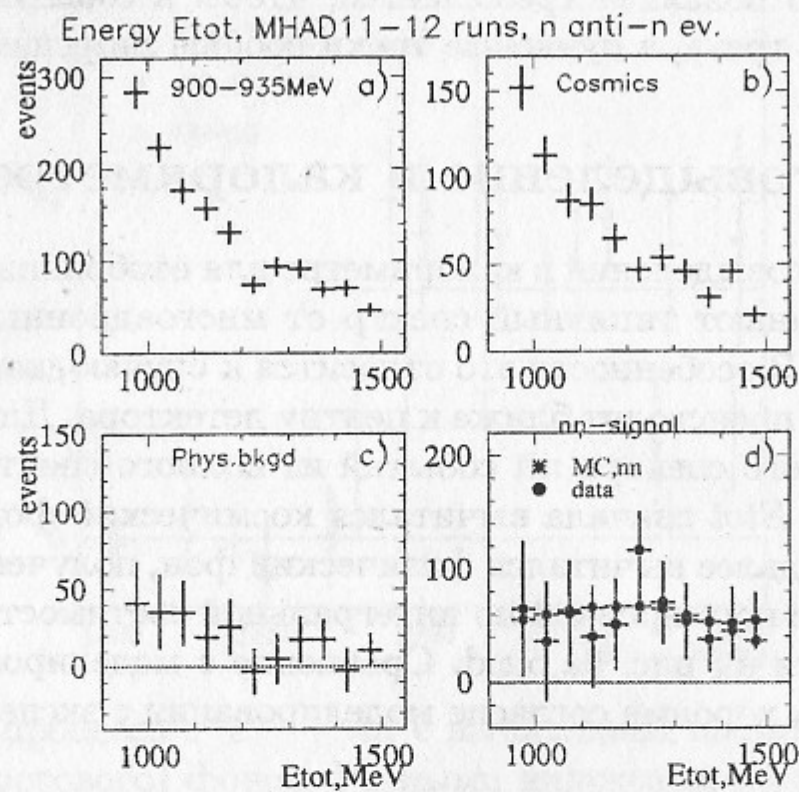


Рис. 6. Спектры полного энергосодержания в калориметре: а) - допороговый спектр (сумма космического и физического фона), б) - спектр от космических частиц, с) - спектр физического фона, д) - спектр от $n\bar{n}$ событий: точки - эксперимент, гистограмма - моделирование.

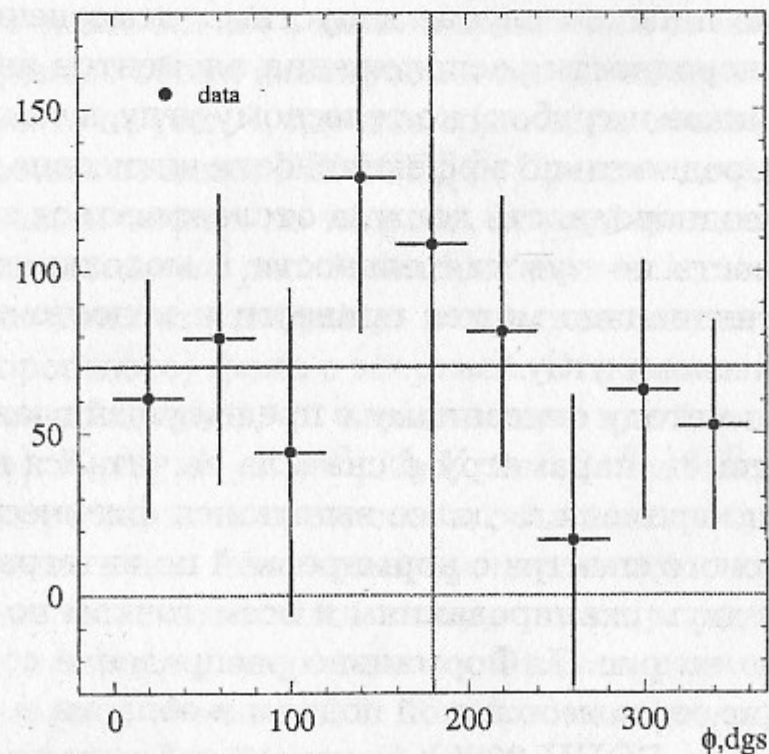


Рис. 7. Распределение отобранных $n\bar{n}$ событий по азимутальному углу ϕ по сканированиям 2012 и 2011 годов.

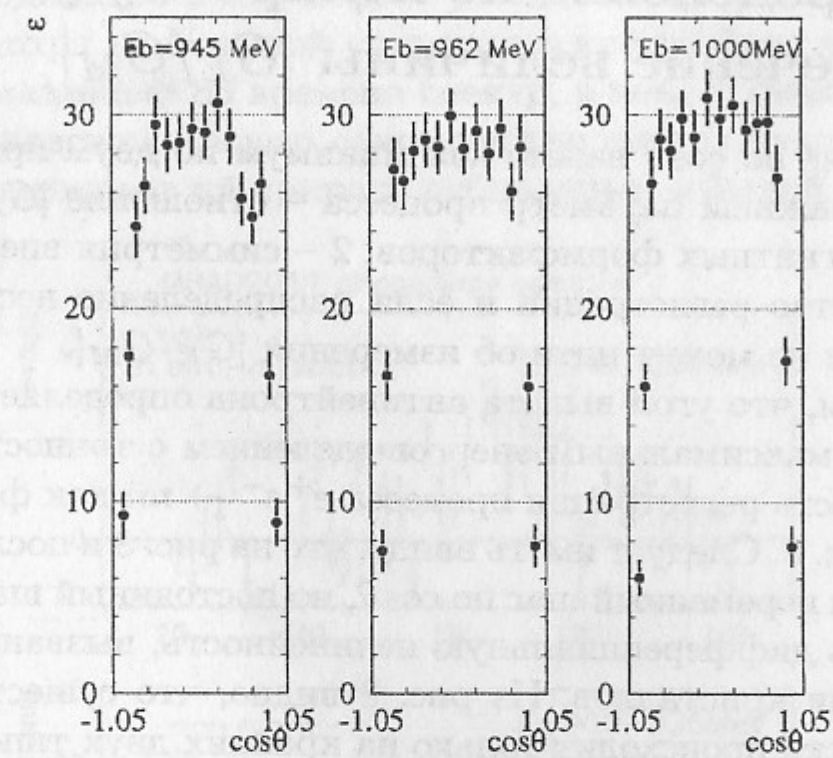


Рис. 8. Эффективность регистрации $n\bar{n}$ событий как функция $\cos\theta$ для трех разных энергий пучка.

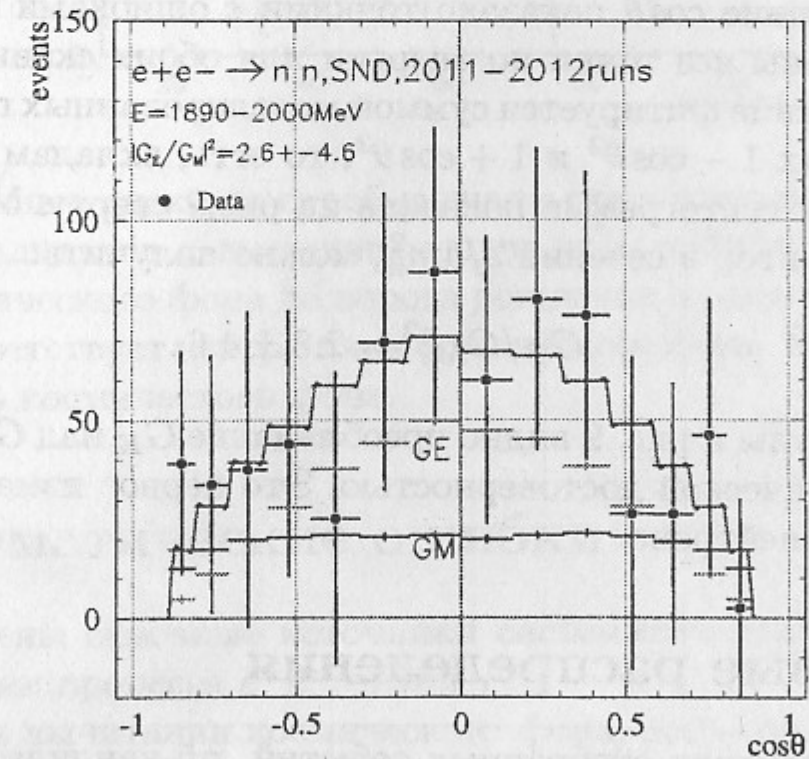


Рис. 9. Распределение $n\bar{n}$ событий по $\cos\theta$ по сканированиям 2012 и 2011 годов. Точки с ошибками - эксперимент, гистограммы подписанные G_E и G_M соответствуют вкладам электрического и магнитного формфакторов, самая верхняя гистограмма - суммарный фит.

8 Распределение по полярному углу.

Извлечение величины $|G_E/G_M|$

Распределение по $\cos\theta$ важно как минимум по двум причинам: 1 – оно определяет важный параметр процесса – отношение $|G_E/G_M|$ электрического и магнитных формфакторов, 2 – симметрия вперед/назад определяет качество регистрации и если распределение несимметрично, то никакой речи не может идти об измерении $|G_E/G_M|$.

Напомним, что угол вылета антинейтрона определяется положением кристалла с максимальным энерговыделением с точностью порядка 5° . Эффективность регистрации процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ как функция $\cos\theta$ показана на рис. 8. Следует иметь ввиду, что на рис. 8 и последующем рис. 9 используется переменный шаг по $\cos\theta$, но постоянный шаг 9° по θ , чтобы не допустить дифференциальную нелинейность, вызванную дискретными размерами кристаллов. Из рис. 8 видно, что существенное падение эффективности происходит только на крайних двух типоразмерах калориметра, то есть, при $\theta < 36^\circ$ или $\theta > 144^\circ$. Эта теряемая для угловых измерений часть телесного угла составляет лишь 20%.

После вычитания космического и физического фонов экспериментальное распределение $\cos\theta$ показано точками с ошибками на рис. 9. Здесь просуммированы все точки по энергии для обоих сканирований. Далее это распределение фитируется суммой моделированных гистограмм, пропорциональных $1 - \cos\theta^2$ и $1 + \cos\theta^2$, то есть, вкладам G_E и G_M и результирующая гистограмма показана на рис.9 сверху. Учитывая дополнительный фактор в сечении $s/4m_n^2$, можно получить:

$$|G_E/G_M|^2 = 2.8 \pm 4.6. \quad (4)$$

Из этой формулы и рис. 9 видно преобладание G_E над G_M с очень невысокой статистической достоверностью. Это первое измерение величины $|G_E/G_M|$ для нейтрона.

9 Фазовые распределения

В фазовых спектрах отобранных событий, $n\bar{n}$ -кандидаты могут проявляться как широкая структура в среднем задержанная на ~ 5 нсек относительно физических событий. В качестве примера на рис. 10 приведены временные спектры строб-сигнала триггера относительно фазы ВЧ для захода 2011 года, вклад космики и физического фона – вычтен.

На рис. 10b показан допороговый спектр физического фона, на рис. 10a – спектр $n\bar{n}$ -кандидатов выше порога рождения нуклонов. Из рис. 10a видно, что несмотря на большой статистический разброс $n\bar{n}$ -кандидаты дают более размазанный по времени спектр, в целом, смещенный в сторону больших задержек – влево относительно центра пика физического фона. Это подтверждает $n\bar{n}$ природу отбираемых событий.

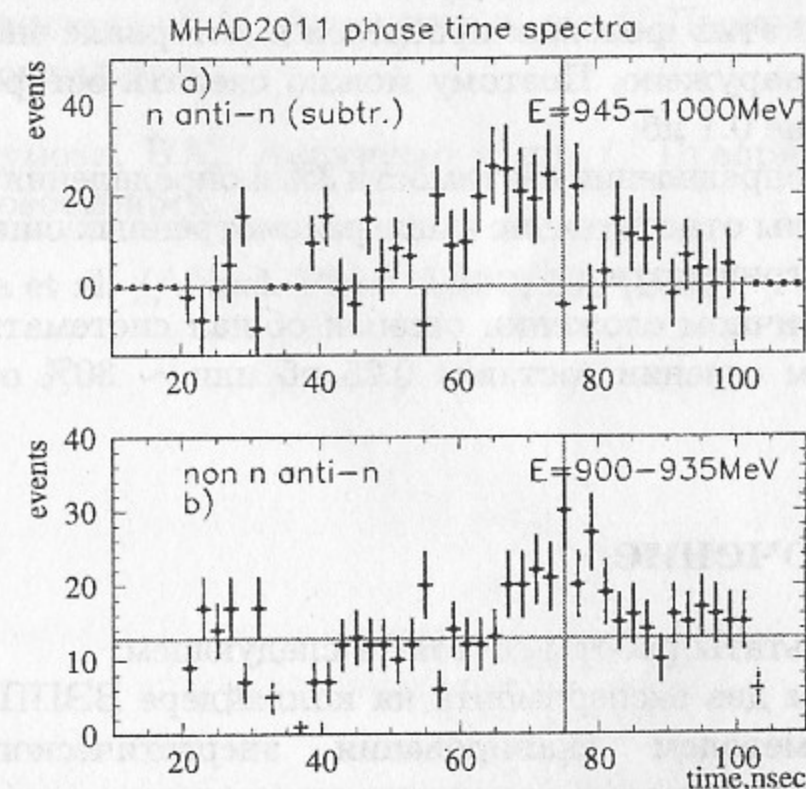


Рис. 10. Временные спектры строб-сигнала относительно фазы ВЧ. а) - спектр $n\bar{n}$ -кандидатов с вычтенным пучковым и физическим фоном, б) - спектр физического фона до порога рождения нуклонов. Вертикальная линия соответствует центру пика физического фона. Горизонтальная линия - уровень космического фона.

10 Систематические ошибки

Ниже перечислены основные источники систематических ошибок в измеренном сечении процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$:

1 – ошибка в вычитании космического фона, несмотря на доминирование этого типа фона, оказывается невелика и составляет 0.1 нб при среднем уровне измеренного сечения 0.73 нб;

2 – ошибка в эффективности регистрации определялась вариацией условий отбора, таких как нижний и верхний пороги энерговыделения в

калориметре, полный импульс в калориметре, число треков в калориметре, параметр χ_{min} - 'качество' в калориметре и других. Соответствующая ошибка составила 0.2 нб;

3 – ошибка в вычитании физического фона наименее определена. Сам допороговый фон 0.2 нб вычитается. Но предполагалось его постоянство и выше $n\bar{n}$ порога, которое проверялось по отбираемым событиям различных процессов e^+e^- взаимодействий. Какого-то сильного роста или падения сечений этих фоновых процессов в интервале энергии 1.8 – 2.0 ГэВ не было обнаружено. Поэтому можно сделать осторожную оценку ошибки на уровне 0.1 нб;

4 – ошибка в определении светимости 3% и определения радиационной поправки 1% малы относительно выше рассмотренных ошибок и поэтому далее не рассматриваются.

При квадратичном сложении ошибок общая систематическая ошибка в измеренном сечении составит 0.25 нб или $\sim 30\%$ от измеренного сечения.

11 Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Проведены два эксперимента на коллайдере ВЭПП-2000 в 2011 и 2012 годах методом сканирования энергетического интервала 1.8 – 2.0 ГэВ (с.д.м.) с целью измерения сечения процессов рождения пар нуклон-антинуклон. Общая интегральная светимость выше нуклонного порога составляет $\Delta L = 5.7 \text{ pb}^{-1}$.

2. Разработана система выделения событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ и подавления космического и физического фонов. Измерено сечение этого процесса в интервале энергии 1.8 – 2.0 ГэВ в среднем 0.73 ± 0.08 нб и около 1 нб вблизи порога. Систематическая ошибка оценивается на уровне 30%. Наш результат не противоречит первому измерению в эксперименте [1].

3. Измерено угловое распределение по $\cos \theta$ полярного угла. Впервые для нейтрона было получено значение отношения квадратов формфакторов: $|G_E/G_M|^2 = 2.8 \pm 4.6$.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, базовых проектов ИЯФ СО РАН 13.1.1. и 13.3.1., проектом Отделения физических наук ОФН.1.1.2., грантов РФФИ 12-02-00065-а, РФФИ 12-02-01250-а, РФФИ 11-02-00276-а, 13-02-00418-а, 13-02-00375-а, 12-02-31692 мол-а, 12-02-31488 мол-а и научной школы НШ 5320.2012.2.

Список литературы

- [1] FENICE collaboration. A. Antonelli, et al. // Phys. Lett. **B313**, 283 (1993); Nucl. Phys. **B517**, 3 (1998).
- [2] В.М. Аульченко и др. // Препринт ИЯФ 2012-14 (2012), Новосибирск.
- [3] П.М. Астигеевич, В.М. Аульченко и др. // Препринт ИЯФ 2011-21 (2011), Новосибирск.
- [4] Е.В.Абакумова, В.М. Аульченко и др. // Препринт ИЯФ 2012-20 (2012), Новосибирск.
- [5] M. Aструа et al. // Nucl. Phys. **A697**, 209 (2002).

калориметре, полный импульс в калориметре, число треков в калориметре, параметр χ_{min} - 'качество' в калориметре и других. Соответствующая ошибка составила 0.2 нб;

3 – ошибка в вычитании физического фона наименее определена. Сам допороговый фон 0.2 нб вычитается. Но предполагалось его постоянство и выше $n\bar{n}$ порога, которое проверялось по отбираемым событиям различных процессов e^+e^- взаимодействий. Какого-то сильного роста или падения сечений этих фоновых процессов в интервале энергии 1.8 – 2.0 ГэВ не было обнаружено. Поэтому можно сделать осторожную оценку ошибки на уровне 0.1 нб;

4 – ошибка в определении светимости 3% и определения радиационной поправки 1% малы относительно выше рассмотренных ошибок и поэтому далее не рассматриваются.

При квадратичном сложении ошибок общая систематическая ошибка в измеренном сечении составит 0.25 нб или $\sim 30\%$ от измеренного сечения.

11 Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Проведены два эксперимента на коллайдере ВЭПП-2000 в 2011 и 2012 годах методом сканирования энергетического интервала 1.8 – 2.0 ГэВ (с.д.м.) с целью измерения сечения процессов рождения пар нуклон-антинуклон. Общая интегральная светимость выше нуклонного порога составляет $\Delta L = 5.7 \text{ pb}^{-1}$.

2. Разработана система выделения событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ и подавления космического и физического фонов. Измерено сечение этого процесса в интервале энергии 1.8 – 2.0 ГэВ в среднем 0.73 ± 0.08 нб и около 1 нб вблизи порога. Систематическая ошибка оценивается на уровне 30%. Наш результат не противоречит первому измерению в эксперименте [1].

3. Измерено угловое распределение по $\cos \theta$ полярного угла. Впервые для нейтрона было получено значение отношения квадратов формфакторов: $|G_E/G_M|^2 = 2.8 \pm 4.6$.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, базовых проектов ИЯФ СО РАН 13.1.1. и 13.3.1., проектом Отделения физических наук ОФН.1.1.2., грантов РФФИ 12-02-00065-а, РФФИ 12-02-01250-а, РФФИ 11-02-00276-а, 13-02-00418-а, 13-02-00375-а, 12-02-31692 мол-а, 12-02-31488 мол-а и научной школы НШ 5320.2012.2.

Список литературы

- [1] FENICE collaboration. A. Antonelli, et al. // Phys. Lett. **B313**, 283 (1993); Nucl. Phys. **B517**, 3 (1998).
- [2] В.М. Аульченко и др. // Препринт ИЯФ 2012-14 (2012), Новосибирск.
- [3] П.М. Астигеевич, В.М. Аульченко и др. // Препринт ИЯФ 2011-21 (2011), Новосибирск.
- [4] Е.В.Абакумова, В.М. Аульченко и др. // Препринт ИЯФ 2012-20 (2012), Новосибирск.
- [5] M. Aструа et al. // Nucl. Phys. **A697**, 209 (2002).

В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, А.Ю. Барняков, К.И. Белобородов,
А.В. Бердюгин, Д.Е. Беркаев, А.Г. Богданчиков, А.А. Ботов,
А.В. Васильев, В.Б. Голубев, К.А. Гревцов, Т.В. Димова,
В.П. Дружинин, И.М. Землянский, Л.В. Кардапольцев, А.С. Касаев
А.Н. Кирпотин, Д.П. Коврижин, И.А. Кооп, А.А. Король,
С.В. Кошуба, А.П. Лысенко, К.А. Мартин, А.Е. Образовский,
Е.В. Пахтусова, Ю.А. Роговский, А.Л. Романов, С.И. Середняков,
З.К. Силагадзе, К.Ю. Сковпень, А.Н. Скринский, И.К. Сурин,
Ю.А. Тихонов, Ю.В. Усов, А.Г. Харламов, П.Ю. Шатунов,
Ю.М. Шатунов, Д.Б. Швари, Д.А. Штоль

**Статус анализа процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ по данным экспериментов
с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000**

M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, A.Yu. Barnyakov, et al.

**Status of $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ process analysis using SND detector data
from VEPP-2000 collider**

ИЯФ 2013-11

Ответственный за выпуск А.В. Васильев
Работа поступила 17.06.2013 г.

Сдано в набор 18.06.2013 г.

Подписано в печать 19.06.2013 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.2 печ.л., 1.0 уч.-изд.л.

Тираж 100 экз. Бесплатно. Заказ № 11

Обработано на РС и отпечатано на
ротапинтере ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.