

УЧРЕЖДЕНИЕ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
им. Г.И. Будкера СО РАН  
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РАН  
(ИЯФ СО РАН)

В.М. Аульченко, М.Н. Ачасов, А.Ю. Барняков,  
К.И. Белобородов, А.В. Бердюгин, Д.Е. Беркаев,  
В.Е. Блинов, А.Г. Богданчиков, А.А. Борисов,  
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, Е.А. Кравченко,  
А.П. Лысенко, К.А. Мартин, И.Н. Нестеренко,  
А.Е. Образовский, А.П. Онучин, Е.В. Пахтусова,  
Е.А. Переведенцев, Ю.А. Роговский, А.Л. Романов,  
С.И. Середняков, З.К. Силагадзе, К.Ю. Сковпень,  
А.Н. Скринский, И.К. Сурин, А.И. Текутьев,  
Ю.А. Тихонов, Ю.В. Усов, А.Г. Харламов,  
П.Ю. Шатунов, Ю.М. Шатунов, Д.Б. Шварц,  
Д.А. Штоль, А.Н. Шукаев

ПОИСК ПРОЦЕССА  $e^+e^-$  АННИГИЛЯЦИИ  
В ПАРУ НЕЙТРОН-АНТИНЕЙТРОН  
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ДЕТЕКТОРОМ СНД  
НА КОЛЛАЙДЕРЕ ВЭПП-2000

ИЯФ 2012-14

НОВОСИБИРСК  
2012

**Поиск процесса  $e^+e^-$  аннигиляции  
в пару нейтрон-антинейтрон в эксперименте  
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, В.Е. Блинов, А.Г. Богданчиков,  
А.А. Борисов, 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. Курпотин, Д.П. Коврижин,  
И.А. Кооп, А.А. Король, С.В. Кошуба, Е.А. Кравченко,  
А.П. Лысенко, К.А. Мартин, И.Н. Нестеренко, А.Е. Образовский,  
А.П. Онучин, Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, Ю.А. Роговский,  
А.Л. Романов, С.И. Середняков, З.К. Силагадзе, К.Ю. Скопень,  
А.Н. Скринский, И.К. Сурин, А.И. Текутьев, Ю.А. Тихонов,  
Ю.В. Усов, А.Г. Харламов, П.Ю. Шатунов, Ю.М. Шатунов,  
Д.Б. Швари, Д.А. Штоль, А.Н. Шучаев*

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

**Аннотация**

В настоящем препринте приводятся результаты поиска процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  в эксперименте с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000. Подробно описана методика подавления фона и выделения искомым  $n\bar{n}$  событий. В анализе использовались данные в интервале энергии  $2E_{beam} = 1800 \div 2000$  MeV с интегральной светимостью  $4.3 \text{ pb}^{-1}$ , записанные в 2011 году.

**Search of  $e^+e^-$  annihilation into neutron-antineutron pair  
in SND experiment at VEPP-2000 collider**

*M.N. Achasov, V.M. Aulchenko, A.Yu. Barnyakov, K.I. Beloborodov,  
A.V. Berdyugin, D.E. Berkaev, V.E. Blinov, A.G. Bogdanchikov,  
A.A. Borisov, A.A. Botov, A.V. Vasiljev, V.B. Golubev,  
K.A. Greutsov, 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, E.A. Kravchenko,  
A.P. Lysenko, K.A. Martin, I.N. Nesterenko, A.E. Obrazovsky,  
A.P. Onuchin, E.V. Pakhtusova, E.A. Perevedentsev, Yu.A. Rogovsky,  
A.L. Romanov, S.I. Serednyakov, Z.K. Silagadze, K.Yu. Skovpen,  
A.N. Skrinsky, I.K. Surin, A.I. Tekutev, Yu.A. Tikhonov,  
Yu.V. Usov, A.G. Kharlamov, P.Yu. Shatunov, Yu.M. Shatunov,  
D.A. Shtol, A.N. Shukaev, D.B. Shwartz*

Budker Institute of Nuclear Physics,  
630090, Novosibirsk, Russia

**Аннотация**

The search results of the  $e^+e^-$  annihilation into neutron-antineutron pair in the experiment with SND detector at VEPP-2000 collider are presented. The procedure of event selection and background suppression is described in detail. In analysis the data were used in the energy range  $2E_{beam} = 1800 \div 2000$  and luminosity  $4.3 \text{ pb}^{-1}$ , recorded in the year 2011.

# Содержание

1	Основные формулы, модели формфакторов, экспериментальные данные	5
2	Общие сведения о взаимодействии антинейтронов и нейтронов с веществом. Моделирование GEANT-4	8
3	Возможности ВЭПП-2000 и СНД для изучения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Фоновые процессы	10
4	Предварительный отбор $n\bar{n}$ событий	13
5	Вычитание космического фона методом декомпозиции временного спектра	14
6	Полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$	17
7	Энерговыделение в калориметре	19
8	Временные спектры	19
9	Угловые распределения	21
10	Ошибки измерений — статистическая и систематические	23
11	Заключение, перспективы	25
12	Список литературы	26

# 1 Основные формулы, модели формфакторов, экспериментальные данные

Сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow B\bar{B}$ , где  $B$  - барион с массой  $m_B$  и спином  $1/2$  в общем виде дается выражением [1]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2\beta C}{4s} [(1 - P_{\parallel}^{el} P_{\parallel}^{pos})(|G_M(s)|^2(1 + \cos^2\theta) + \frac{1}{\tau}|G_E(s)|^2 \sin^2\theta) + P_{\perp}^{el} P_{\perp}^{pos}(|G_M(s)|^2 - \frac{1}{\tau}|G_E(s)|^2) \sin^2\theta \cos(2\phi)], \quad (1)$$

где  $s = 4E^2$  - инвариант полной энергии,  $E$  - энергия пучка,  $\beta = \sqrt{1 - 4m_B^2/s}$  - скорость бариона в с.м.с.,  $C = y/(1 - e^{-y})$ ,  $y = \pi\alpha/\beta$  - кулоновский фактор [2] для заряженных барионов ( $C = 1$  для нейтральных барионов),  $\tau = s/4M_B^2$  - фактор подавления по спиральности,  $P_{\parallel}^{el} P_{\parallel}^{pos}$  ( $P_{\perp}^{el} P_{\perp}^{pos}$ ) - продольная (поперечная) поляризации электрона и позитрона,  $G_M$  and  $G_E$  - магнитный и электрический времениподобные формфакторы бариона. Наличие двух формфакторов объясняется тем, что при  $e^+e^-$  аннигиляции в пару  $B\bar{B}$  существуют две волны -  ${}^3S_1$  и  ${}^3D_1$ . На пороге  $D$ -волна исчезает и угловое распределение по  $\cos\theta$  должно стать изотропным, что из уравнения (1) приводит к условию на пороге  $|G_E| = |G_M|$ . С ростом энергии вклад  $G_E$  в сечение подавляется фактором  $1/\tau$ .

Для неполяризованных пучков полное сечение имеет вид:

$$\sigma_0(s) = \frac{4\pi\alpha^2\beta C}{3s} \left[ |G_M(s)|^2 + \frac{1}{2\tau}|G_E(s)|^2 \right]. \quad (2)$$

Для описания энергетической зависимости полного сечения вводится так называемый 'эффективный формфактор'  $|F(s)|$ , являющийся линейной комбинацией формфакторов  $|G_M|^2$  и  $|G_E|^2$ :

$$|F(s)|^2 = \frac{2\tau|G_M(s)|^2 + |G_E(s)|^2}{2\tau + 1}. \quad (3)$$

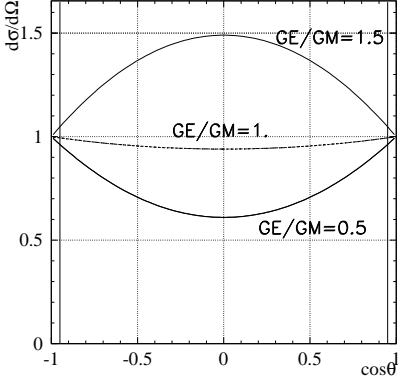


Рис. 1. Угловое распределение по  $\cos\theta$  процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  для трех значений  $|G_E|/|G_M|$  при энергии 2000 МэВ. Вертикальные линии вблизи  $\cos\theta \simeq \pm 1$  показывают границу калориметра.

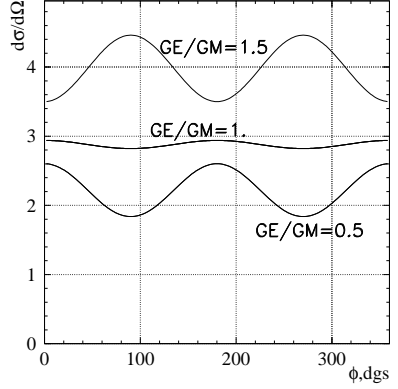


Рис. 2. Угловое распределение по азимутальному углу  $\phi$  процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  для трех значений  $|G_E|/|G_M|$  при энергии 2000 МэВ. Поперечная поляризация пучков  $P_{\perp}^{el}$  и  $P_{\perp}^{pos}$  равна 0.7.

Как видно из (2) и (3),  $|F(s)|^2$  является коэффициентом при сечении для рождения точечных заряженных барионов:

$$\sigma_0(s) = \frac{4\pi\alpha^2\beta C}{3s} \left(1 + \frac{1}{2\tau}\right) |F(s)|^2. \quad (4)$$

В эксперименте из измеренного полного сечения величины  $|G_M|^2$  и  $|G_E|^2$  отдельно не извлекаются. По полному сечению из уравнения (4) можно извлечь эффективный формфактор  $|F(s)|$ . Однако по измеренному угловому распределению по  $\cos\theta$  из уравнения (1) (без поперечной поляризации) можно получить отношение формфакторов  $|G_E|/|G_M|$  (рис. 1). В случае поперечно поляризованных начальных электронов и позитронов, как видно из уравнения (1), появляется дополнительно возможность определять  $|G_E|/|G_M|$  по форме азимутального распределения (рис. 2). Фаза между комплексными формфакторами  $G_M$  и  $G_E$  проявляется в поляризации конечных барионов, причем, эта поляризация перпендикулярна плоскости рождения барионов [3], [4], [5].

Нуклонным формфакторам посвящено довольно много теоретических работ. В этих работах, в основном, рассматривалось рождение пар протон-антипротон, по которым значительно больше экспериментальных

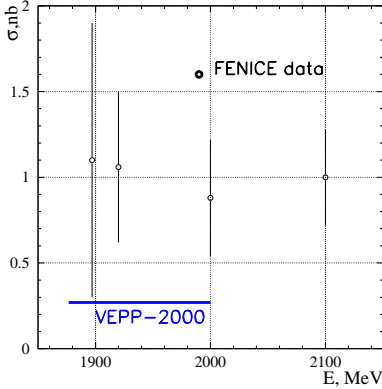


Рис. 3. Экспериментальные данные детектора FENICE [6] по сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Горизонтальная полоса – диапазон ВЭПП-2000.

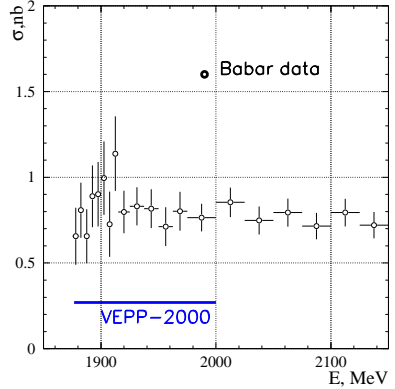


Рис. 4. Экспериментальные данные детектора Babar [7] по сечению процесса  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ . Горизонтальная полоса – диапазон ВЭПП-2000.

данных. Асимптотическое предсказание КХД [8] для соотношения между формфакторами протона и нейтрона при  $s \rightarrow \pm\infty$  имеет вид  $F_n = -0.47 \cdot F_p$ , что близко к предсказанию чистой SU(3) модели. Если чисто формально пересчитать нейтронное сечение из протонного сечения на пороге по этому предсказанию, то нейтронное сечение на пороге составит 0.19 nb. Но нужно иметь в виду, что такой формальный пересчет может не иметь силы, так как предсказания формулируются для асимптотики.

Есть работы [9], где считается, что кулоновское взаимодействие рожденных кварков до их адронизации вызывает подъем формфактора на пороге также и для и для нейтронов. Выражение для порогового сечения в таком расчете выглядит довольно просто:

$$\sigma = \sigma_0(q_1^2 + q_2^2 + q_3^2); \quad \sigma_0 = \pi^2\alpha^3/2M_B^2, \quad (5)$$

где  $q_1, q_2, q_3$  – заряды кварков в барионе. Если применить эту формулу для сечения рождения протонов, получим  $\sigma_{pp} = 0.85$  nb, что находится в хорошем согласии с экспериментом. Для сечения рождения нейтронов расчет дает  $\sigma_{nn} = 0.57$  нб. Новые точные измерения формфактора нейтрона на ВЭПП-2000 будут способствовать выбору правильных моделей и улучшению понимания структуры нуклонов.

Нейтронный формфактор во времениподобной области измерялся в единственном эксперименте FENICE [6] на коллайдере ADONE в реакции  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Измеренное сечение  $\sim 1$  нб (рис. 3) соответствует формфактору  $\sim 1$ . Следует обратить внимание, что, во-первых, точность измерений FENICE невысока  $\sim 50\%$ , и, во-вторых, ближе 10 МэВ от порога измерений не делалось. Для сравнения на рис. 4 приведено близкое по величине сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  [7].

Наш проект эксперимента на ВЭПП-2000 описан в работах [10]. Предварительные результаты наших измерений были опубликованы в препринте [11].

## 2 Общие сведения о взаимодействии анти-нейтронов и нейтронов с веществом. Моделирование GEANT-4

Взаимодействие нейтронов с веществом в прошлом подробно изучалось. Существуют таблицы и атласы нейтронных сечений для разных веществ. Как следует из этих данных, начиная с энергии порядка 10 МэВ резонансный характер сечений исчезает и сечения приобретают плавный вид. Соответствующая длина поглощения приведена на рис.5 для NaI(Tl) и пластического сцинтиллятора. Видно, что даже при максимальной энергии нейтронов на ВЭПП-2000 60 МэВ, длина поглощения не превышает 15 см NaI(Tl), что меньше эффективной толщины детектора 42 см NaI(Tl). Поэтому полная эффективность взаимодействия нейтронов достаточно высока, но энерговыделение при поглощении нейтронов будет мало по сравнению с энергией, выделяемой при аннигиляции антинейтрона.

Что касается антинейтронов, наилучшие данные для сечения аннигиляции были получены на LEAR [12]. Аппроксимирующая функция для сечения в пределе низкой энергии антинейтрона может быть переписана в простом виде:

$$\sigma_{ann}(mb) = (66 + 21/v) \cdot A^{2/3}, \quad (6)$$

где  $v$  – скорость антинейтрона в единицах скорости света,  $A$  – массовое число. Зависимость от массового числа  $\sim A^{2/3}$  означает, что аннигиляция идет на поверхности ядра. Соответствующая длина поглощения ( $\lambda_{ann}$ ), посчитанная по формуле (6) для NaI(Tl) и пластического сцинтиллятора, показана на рис. 6. Как и в случае нейтронов, из рис. 6 видно, что при максимальной энергии длина поглощения антинейтронов  $\simeq 18$  см в два с лишним раза меньше полной толщины калориметра. Все это обес-



печивает высокую  $\sim 90\%$  эффективность поглощения антинейтронов и нейтронов в чувствительном объеме calorиметра СНД.

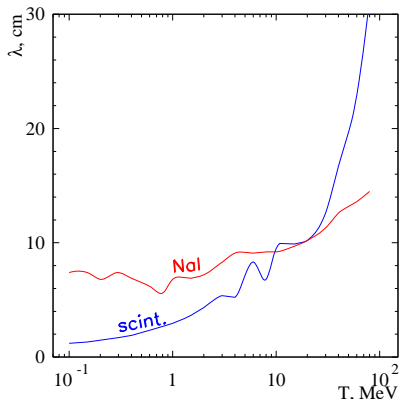


Рис. 5. Длина поглощения нейтронов в NaI(Tl) и в сцинтилляционной пластмассе. Построено по данным из атласов нейтронных сечений.

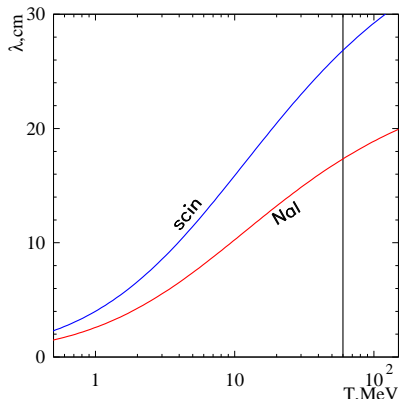


Рис. 6. Длина поглощения антинейтронов в NaI(Tl) и пластическом сцинтиляторе. Расчет по данным [12]. Вертикальная линия соответствует максимальной энергии коллайдера ВЭПП-2000.

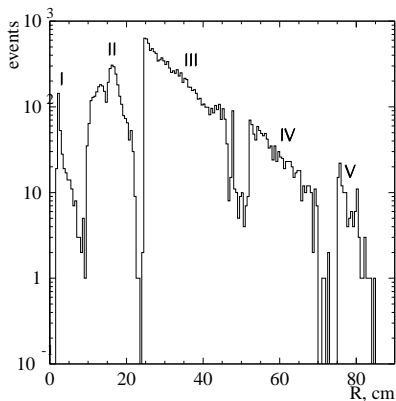


Рис. 7. Распределение по точке аннигиляции антинейтрона,  $E=1000$  МэВ, МС. Римские цифры соответствуют интервалам детектора, описанным в тексте.

При энергии ВЭПП-2000 сечение аннигиляции антинейтрона примерно пропорционально  $1/v$  (6), значит, длина аннигиляции  $\lambda_{ann} \sim v$ . Это приводит к выводу о средней задержке сигнала от антинейтрона в калориметре  $t_{delay} = \lambda_{ann}/v \sim v/v \sim \text{const}$ , то есть, средняя задержка в калориметре не зависит от скорости антинейтрона! Конечно, в нашем случае постоянство  $t_{delay}$  нарушается из-за наличия ‘пустого’ пространства в центре детектора СНД.

Для определения точности моделирования аннигиляции антинейтронов в калориметре СНД, можно сравнить сечение аннигиляции, полученное в моделировании GEANT-4, с расчетом по формуле (6). На рис. 7 представлено распределение от центра точки аннигиляции антинейтрона, римскими цифрами обозначены области вакуумной камеры (I), аэрогелевого счетчика (II), первого и второго слоев NaI(Tl) (III), третьего слоя (IV) и железного поглотителя (V). По третьей области было получено значение  $\lambda_{ann}$  в моделировании, которое оказывалось при разных энергиях заметно ниже (в 1.5 – 2 раза) значения, полученного из выражения (6). Все это говорит о значительном завышении сечения в используемой нами версии GEANT-4. Принимаются меры по исправлению моделирования. Интересующий нас интервал энергий антинейтрона – от минимальной энергии на пороге до 60 МэВ при максимальной энергии ВЭПП-2000. Минимальная энергия близка к величине энергетического разброса в пучке  $\sigma_E = 0.9$  МэВ.

### 3 Возможности ВЭПП-2000 и СНД для изучения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Фоновые процессы

Ожидаемое число зарегистрированных событий процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  при достижении проектных параметров коллайдера имеет вид:

$$N_{nn} = L \cdot T \cdot \epsilon \cdot \sigma_{nn} \cdot \delta \sim 10^5 \text{ ev.}, \quad (7)$$

где  $L = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  – мгновенная светимость ВЭПП-2000,  $T = 10^7$  сек – время эксперимента (1 календарный год),  $\epsilon \sim 0.2$  – эффективность регистрации,  $\sigma_{nn} \sim 0.5 \text{ nb}$  – предполагаемая величина сечения,  $\delta \sim 0.8$  – радиационная поправка.

Анализ данных 2011 года проводился по следующим 10 точкам эксперимента МНАD2011: 900, 912.5, 925, 935 МэВ до  $n\bar{n}$ -порога и 945, 950, 962.5, 975, 987.5 и 1000 МэВ выше  $n\bar{n}$ -порога по энергии  $E_{beam}$  одного

пучка. Отбирались только заходы со средней светимостью выше  $3 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ . Светимость определялась по процессу  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Общих интеграл светимости составил  $4.3 \text{ pb}^{-1}$ , что пока более чем на два порядка ниже необходимого интеграла. При реконструкции событий для записи в Ntuples использовалось единственное ограничение на полное энерговыделение в калориметре  $E_{tot} > 500 \text{ МэВ}$ . Всего было отобрано 15 млн событий. При дальнейшем анализе точка 962.5 МэВ не использовалась из-за отсутствия в этой точке измерения временного разрешения.

Предварительный просмотр моделированных  $n\bar{n}$ -событий в детекторе СНД показывает, что  $n\bar{n}$ -событие не имеет четкой сигнатуры и состоит из кластеров в различных частях калориметра, при этом отсутствуют треки заряженных частиц и  $\gamma$ -кванты из центра детектора. Поэтому традиционные методы анализа, основанные на выделении центральных частиц, здесь будут неприменимы.

Из самых общих соображений следует, что есть два способа измерений такого сложного процесса как  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Первый способ, условно назовем его ‘эксклюзивным’, будет основан на точном определении координат  $x$  вершины аннигиляции антинейтрона и времени задержки  $t$  сигнала относительно фазы ВЧ. Если принять неопределенность в точке рождения  $n\bar{n}$ -пары  $\sim 5 \text{ см}$ , то необходимая пространственная точность детектора также будет не хуже  $\Delta r \sim 5 \text{ см}$ , а требуемое временное разрешение должно быть лучше чем  $\Delta t = \Delta r/v \sim 0.5 \text{ нсек}$ , где  $v = 10 \text{ см/нсек}$  – скорость антинейтрона при энергии 1000 МэВ. Кандидаты в  $n\bar{n}$ -события должны удовлетворять очевидному условию  $t = r/v$ , где  $r$  – расстояние от точки аннигиляции до центра.

Если детектор не обладает нужными параметрами по координатному и временному разрешению, можно использовать второй т.н. ‘инклюзивный’ способ. Из всех зарегистрированных событий последовательно исключается сначала космический фон, далее подавляется пучковый фон и потом подавляется и затем вычитается физический фон от всех взаимодействий электронов и позитронов. То что остается в идеальном случае, должно быть процессом  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ .

В реальности, строгого разделения между двумя подходами нет. В случае СНД, где нет необходимого пространственного и временного разрешения для антинейтронов, применяется второй ‘инклюзивный’ подход, но координаты аннигиляции все-таки определяются с точностью до размеров кристалла  $\pm 9^0$ , а имеющееся временное разрешение  $\sim 5 \text{ нсек}$  используется для вычитания космического фона.

Ниже перечислены основные источники фона для процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ :

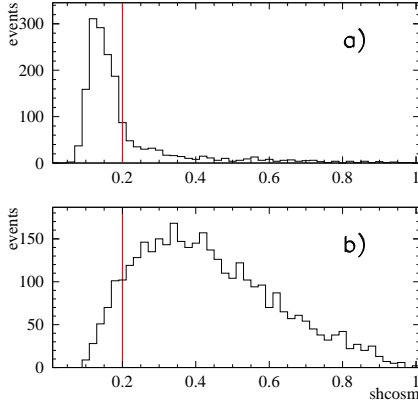


Рис. 8. Распределение по параметру  $shcosm$  для подавления космического фона. а) – эксперимент, 1000 МэВ, б) – моделирование процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Линией показана граница отбора.

- космический фон – это запуски триггера от космических мюонов и широких атмосферных ливней (ШАЛ). В СНД эти запуски частично подавляет система антисовпадений (сигнал АСТ одновременно срабатывания наружного сцинтилляционного счетчика и блока пропорциональных трубок в одном секторе). Для случая пропуска этих событий системой антисовпадений, разработан параметр  $shcosm$  выделения ‘треков’ в калориметре от мюонов и ШАЛ (рис.8). В сумме электронное и программное подавление космического фона составляет десятки раз, тем не менее всю космику подавить не удастся. Остаются события с энергией в калориметре, но без сигнала антисовпадений. Требуется повышение эффективности антисовпадательной системы, возможно, установка дополнительных счетчиков антисовпадений. Временной спектр срабатывания калориметра от космики относительно фазы пучка в коллайдере является плоским (рис.11а);
- фон от пучков. Электроны и позитроны в коллайдере имеют ограниченное время жизни  $\tau = 10^3 - 10^4$  сек вследствие процессов рассеяния на атомах остаточного газа, тормозного излучения, Тушек-эффекта и других. Если число частиц в коллайдере  $N \geq 10^{11}$ , то потеря частиц составит  $n = N/\tau \sim 10^7$  частиц в секунду. Если эффективная доля периметра СНД составляет  $\sim 1\%$  от всего пе-

риметра, то ожидаемая нагрузка будет пропорциональна доле периметра  $\sim 10^5$  Гц, что близко к наблюдаемой нагрузке дрейфовой камеры СНД. Конечно, нагрузка триггера будет намного меньше, так как в триггере требуется энерговыделение в калориметре на большой угол  $\theta_{min} \sim 30$  градусов. Особенность пучкового фона состоит в том, что, во-первых, он синхронен с фазой столкновения, и, во-вторых, дает энерговыделение в калориметре, не превышающее величину  $E_{beam}$  с точностью до разрешения калориметра. Поэтому для отбраковки пучкового фона используется синхронизация с фазой частоты обращения и высокий  $\sim 1$  ГэВ порог в калориметре. Весьма полезны для изучения пучкового фона заходы с одиночными пучками электронов и позитронов;

- физический фон – процессы  $e^+e^-$  рассеяния и аннигиляции, в первую очередь, ‘нейтральные’ КЭД процессы  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma, 3\gamma, 4\gamma, \dots$  и аннигиляция в нейтральные адроны, например,  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L, \omega\pi^0, K_S K_L 2\pi^0, \dots$ . Так же как и пучковый фон, физический фон синхронен с фазой столкновения. Если процессы с заряженными частицами хорошо отбраковываются по признаку наличия центральных треков, то подавление ‘нейтральных’ процессов далеко не полное и остаточный фон оказывается близким к ожидаемому сигналу от  $n\bar{n}$ -событий. Этот остаточный фон будет вычитаться расчетным способом, используя моделирование фоновых процессов.

## 4 Предварительный отбор $n\bar{n}$ событий

Как было отмечено в предыдущих главах, в нашем случае отсутствия точных измерений времени пролета антинейтронов, будут максимально возможно подавляться все источники космического, пучкового и физического фонов до уровня порядка или ниже ожидаемого сигнала от процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . В том, что останется после всех жестких условий отбора, будет вестись поиск  $n\bar{n}$  событий. Все условия отбора сформированы в 4 группы и описываются ниже.

1. Первая группа условий отбора связана с подавлением космики с помощью наружной мюонной системы и подробно описана в предыдущей главе. Энерговыделение в калориметре должно быть в пределах 1000-1500 МэВ. Повышение верхнего предела ведет к росту вклада от процессов типа  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , а понижение нижнего предела увеличивает космический фон и фон от одного пучка. Недавно

было добавлено ограничение на число треков в камере ( $< 2$ ), которое подавляет вклад от распадов  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$  и процесса  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  на пороге.

2. Вторая группа включает условия на угол  $\theta$  полного импульса  $P_{tot}$  в калориметре в пределах  $25^\circ < \theta < 155^\circ$ , относительную величину импульса  $P_{tot}/E_{tot} > 0.25$ , долю энергии в области “малых” углов  $\theta < 36^\circ$ ,  $\theta > 144^\circ$  – менее 80%.
3. В третью группу включены следующие условия. Требуется отсутствие центральных треков (из места встречи пучков) с импакт-параметром менее 0.5 см. Число сработавших слоев калориметра должно быть 3. И более сложный параметр  $x_{int}$  описывает отношение поперечного размера ливня в калориметре к продольному размеру. Для событий с центральными фотонами  $x_{int} \sim -5. \div -10.$ , поэтому ограничение  $x_{int} > -2.5$  сильно уменьшает вклад физического фона (рис. 10).
4. И наконец, отбрасываются события с двумя самыми мощными коллинеарными кластерами в калориметре с углами расколлинеарности  $\Delta\phi < 8^\circ$  и  $\Delta\theta < 25^\circ$ . Это условие подавляет вклад от коллинеарных процессов типа  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \gamma\gamma, \dots$

Применение всех вышеперечисленных отборов подавляет общий фон в  $\sim 1000$  раз в области энергосвыделений  $1000 \div 1500$  МэВ. При этом эффективность к  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  процессу – около 20%. Однако оставшийся после отбора фон еще достаточно велик и соответствует сечению  $\sigma_{vis} = N/L \cdot \epsilon \sim 5$  нб. Поэтому необходимо его дополнительное подавление в несколько десятков раз до уровня около 0.1 нб.

## 5 Вычитание космического фона методом декомпозиции временного спектра

Вблизи порога процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  скорость нейтронов значительно ниже скорости света (30 см/нсек) и меняется от 3 см/нсек при энергии пучка 945 МэВ до 10 см/нсек при энергии 1000 МэВ. Поэтому  $n\bar{n}$  события будут значительно задержаны относительно обычных событий, например, от процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ . Вычисленная задержка сигнала от поглощения антинейтрона в детекторе показана на рис.9. Видно, что сегодняшнее разрешение настолько широкое, что наблюдается сильное перекрытие спектров от  $n\bar{n}$  и  $\gamma\gamma$  событий. Поэтому наблюдаемый после всех отборов временной спектр (рис.11с) состоит из равномерного по

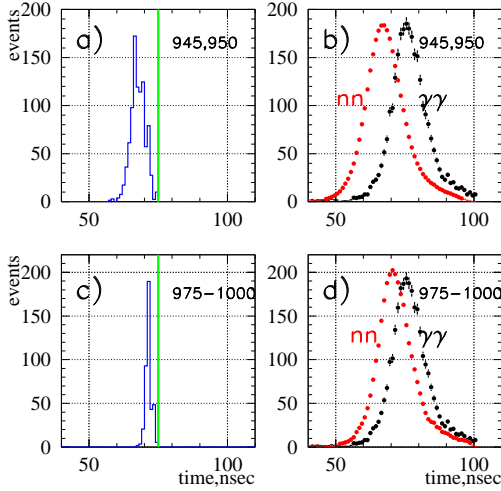


Рис. 9. Расчетные временные спектры от процессов  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  и  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . а), с) – идеальные спектры для энергии 945 – 950 МэВ и 975 – 1000 МэВ, б), d) – спектры после аппаратурного уширения.

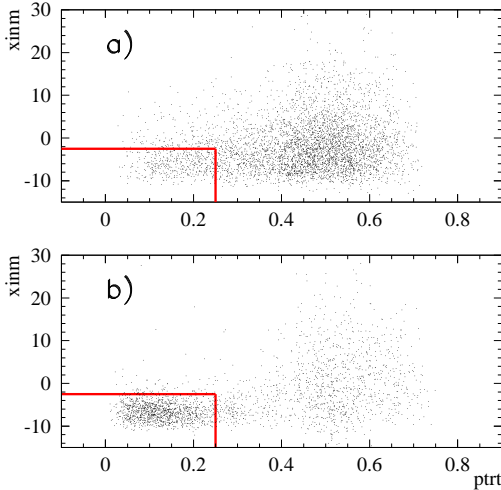


Рис. 10. Двумерный плот зависимости параметра  $x_{imm}$  (поперечный размер ливней) от параметра  $ptrt$  (полный импульс в калориметре). а) – моделирование процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ , б) – экспериментальные события. Линиями показаны границы отбора.

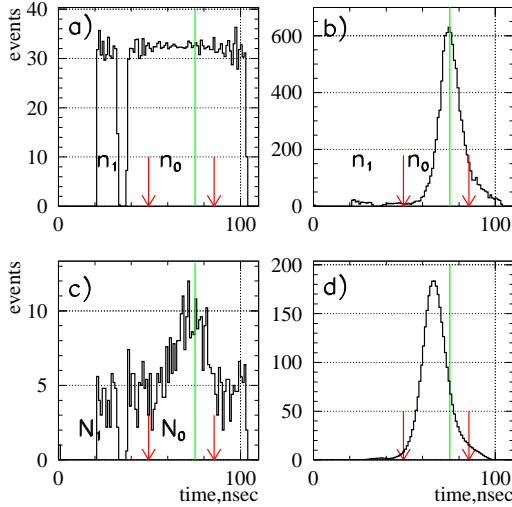


Рис. 11. Временные спектры, используемые при вычитании космического фона. а) – космический фон, б) – процесс  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ , в) – экспериментальный спектр, д) – ожидаемый  $n\bar{n}$ -спектр при энергии 945, 950 МэВ, задержанный на  $\sim 10$  нсек. Стрелочками показаны границы отбора событий, вертикальная линия соответствует середине спектра от  $\gamma\gamma$ -событий.

времени космического фона (рис.11а), пучкового и физического фона, синхронизированного с фазой ВЧ (рис.11б) и вклада  $n\bar{n}$  событий, задержанного на  $\sim 10$  нсек относительно физического фона (рис.11д).

Путем несложных вычислений можно получить простое выражение для суммы  $N_{vis}$  всех физических событий, возможного пучкового фона и искомых  $n\bar{n}$  событий:

$$N_{vis} = \frac{\beta_{\gamma\gamma} + 1}{\beta_0 - \beta_{\gamma\gamma}} \cdot (\beta_0 N_0 - N_1), \quad (8)$$

где  $N_0$  соответствует числу событий на рис.11с в интервале времени  $49.5 < t < 90.5$  нсек, показанном стрелочками,  $N_1$  – число событий вне этого интервала. Параметр  $\beta_0 = n1/n0$  вычислен для космического временного спектра (рис.11а), параметр  $\beta_{\gamma\gamma} = n1/n0$  – для физического фона (рис.11б).



Таблица 1. Суммарные данные по поиску процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  по данным 2011 года.

E(МэВ)	912.5	925.	935.	945.	950.	962.5	975.	987.5	1000.
$L, \text{nb}^{-1}$	528.	395.	609.	609.	375.	300.	384.	385.	333.
$N_1 + N_0$	235	311	411	483	325	291	309	288	301
$\epsilon_{nn}$	–	–	–	0.19	0.21	0.20	0.20	0.19	0.19
$\delta_{rad}$	–	–	–	0.77	0.8	0.85	0.87	0.88	0.9
$N_{vis}$	34	36	51	93	75	9	125	57	52
$\pm\Delta(N_{vis})$	19	25	26	27	26	24	24	23	25
$\sigma_t, \text{nb}$	0.34	0.48	0.44	0.81	0.96	0.15	1.64	0.79	0.84
$\sigma_{2\gamma, MC}, \text{nb}$	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31	0.31
$\sigma_{pp, MC}, \text{nb}$	–	–	–	0.04	0.05	0.02	0.02	0.02	0.02
$\sigma_{nn}, \text{nb}$	0.02	0.17	0.13	0.45	0.60	-0.17	1.32	0.47	0.51
$\pm\Delta(\sigma_{nn}), \text{nb}$	0.19	0.33	0.22	0.24	0.33	0.40	0.32	0.33	0.40

## 6 Полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$

Число событий  $N_{vis}$  (формула 8) состоит из числа событий физического фона, в основном, от процессов  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  и  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$  и числа событий искомого процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ . Физический фон  $N_{MC}$  рассчитывается по моделированию фоновых процессов. Борновское сечение искомого процесса может быть представлено в виде:

$$\sigma_{nn} = (N_{vis} - N_{MC}) / (L\epsilon_{nn}\delta) \quad (9)$$

где  $L$  – интегральная светимость,  $\epsilon_{nn} \simeq 0.2$  – эффективность регистрации для вышеописанных условий отбора (глава 4),  $\delta$  – фактор радиационной поправки, меняющийся от значения 0.77 при энергии 945 МэВ до 0.90 при 1000 МэВ. Численные данные по всем параметрам сведены в Таблицу 1. Многие из параметров уже были описаны, по другим ниже даются разъяснения.  $N_1 + N_0$  – общее число событий после наложения всех отборов.  $\sigma_{2\gamma, MC}$  и  $\sigma_{pp, MC}$  – расчетные вклады фоновых процессов, полученные, например, для процесса  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$  по формуле  $\sigma_{2\gamma, MC} = N_{2\gamma, MC} / (L_{MC}\epsilon_{nn})$ , где  $L_{MC} = N_{MC}^0 / \sigma_{MC}^0$  – светимость, выдаваемая генератором Монте Карло. Сечение  $\sigma_t$  получено из выражения  $\sigma_t = N_{vis} / (L\epsilon_{nn}\delta)$ .

Эффективность регистрации  $\epsilon_{nn}$ , полученная методом Монте Карло, была поправлена в сторону уменьшения на 6 – 7%, так как в моделировании длина поглощения антинейтрона в NaI(Tl) была занижена в несколько раз (см. главу 2). Кроме того, окончательное сечение  $\sigma_{nn}$  нужно умножить на поправочный коэффициент  $\simeq 0.9$ , возникший из-за

того, что нейтроны дают сдвинутый по времени сигнал на рис.11d, поэтому получаемый по формуле (8) результат для  $N_{vis}$  должен быть скорректирован. Вклады других фоновых процессов (кроме  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$  и  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ ), такие как  $e^+e^- \rightarrow K_S K_L, K_S K_L 2\pi^0, 4\gamma(QED)$ , также оценивались. Их вклад оценен на уровне  $0.01 - 0.02$  нб в диапазоне энергии  $1.8 - 2.0$  ГэВ и пока не вычитался. Измеренное сечение и вклады фона показаны на рис.12. Рисунок 12d показывает сечение рождения  $n\bar{n}$  со всеми поправками, фитированное ступенчатой функцией. Предпороговое сечение составляет  $0.09 \pm 0.13$  нб, а надпороговое (величина ступеньки в предположении постоянства сечения выше порога) –  $0.51 \pm 0.18$  нб. Статистическая значимость сигнала –  $2.8\sigma$  при  $\chi^2/ND = 1$ . Окончательное сечение с вычтенным предпороговым фоном после вариации условий отбора представлено на рис.18 и таблице 2.

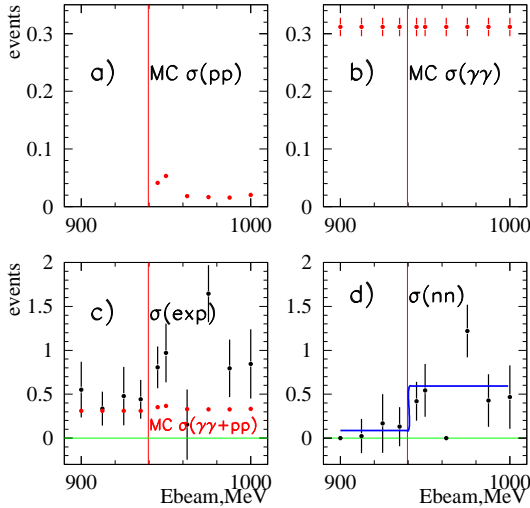


Рис. 12. а), б) – расчетные сечения процессов  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  и  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$  в условиях отбора  $n\bar{n}$  событий, в) – сечение  $\sigma_{vis} = \sigma_{exp}$  (точки с большими ошибками) и суммарный МС вклад физического фона  $\sigma_{2\gamma,MC}$  и  $\sigma_{pp,MC}$ , д) – сечение  $\sigma_{nn}$  и прямоугольный фит. Вертикальная линия соответствует порогу процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ .

Таблица 2. Измеренное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ , усредненное по нескольким вариантам отборов.

E(МэВ)	945.	950.	975.	987.5	1000.
$\sigma_{nn}, \text{nb}$	$0.40 \pm 0.26$	$0.20 \pm 0.33$	$0.88 \pm 0.33$	$0.33 \pm 0.33$	$0.47 \pm 0.38$

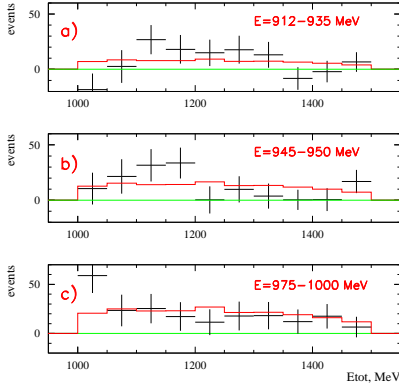


Рис. 13. Спектры энерговыделения в калориметре в отобранных  $n\bar{n}$  событиях для трех областей энергии коллайдера, указанных на рисунках а), b) и c). Гистограммой показан расчетный MC спектр.

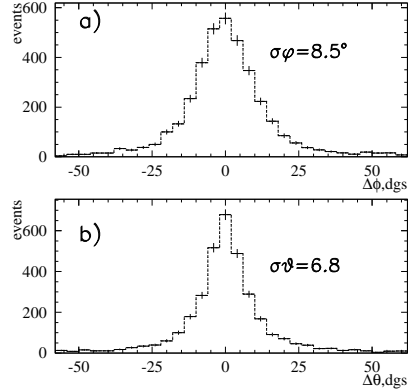


Рис. 14. Угловая точность  $n\bar{n}$ -событий по моделированию – разность рассчитанного и моделированного углов,  $\Delta\phi$  (а) и  $\Delta\theta$  (b),  $E_{beam} = 1000$  МэВ.

## 7 Энерговыделение в калориметре

Спектр энерговыделения в калориметре от  $n\bar{n}$  событий получался методом, аналогичным описанному выше: сначала методом декомпозиции вычитался космический фон, а далее вычитался монтекарловский вклад физического фона от процессов  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$  и  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ . Обобщенные результаты представлены на рис.13. Некоторое отклонение от ожидаемого спектра наблюдается для области энергии 975-1000 МэВ, однако и сам ожидаемый спектр изменится в будущем в новом моделировании с исправленным сечением поглощения антинейтронов в NaI(Tl).

## 8 Временные спектры

Наблюдение временной задержки найденных  $n\bar{n}$  событий будет одним из важнейших доказательств правильности отбора. Хотя из-за плохого временного разрешения спектры задержанных  $n\bar{n}$  событий будут сильно перекрываться со спектрами обычных событий  $e^+e^-$  аннигиляции (рис.9), тем не менее при достаточной статистике будет возможность определить, есть или нет временная задержка в отобранных событиях.

Для получения искомого временного спектра сначала вычитался космический фон по стандартной процедуре декомпозиции временного спектра (глава 5), потом вычитался рассчитанный по моделированию вклад процессов  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$  и  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , ‘размазанный’ с учетом фактического временного разрешения (рис.9) и далее вычитался нормированный по светимости временной спектр допороговых событий. Результирующие распределения показаны на рис.15a-d. Видно, что до порога (рис.15a), где нет  $n\bar{n}$  событий, нет и задержки, а выше порога экспериментальный спектр явно лучше соответствует ожидаемому задержанному  $n\bar{n}$  сигналу. Для суммарного спектра при энергии 945-1000 МэВ (рис.15c)  $\chi^2/N_D=1.2$  для задержанного распределения, в то время как  $\chi^2/N_D=2.2$  для физического фона. Таким образом, несмотря на большие статистические ошибки, полученные данные свидетельствуют в пользу наличия расчетной временной задержки отобранных  $n\bar{n}$  событий.

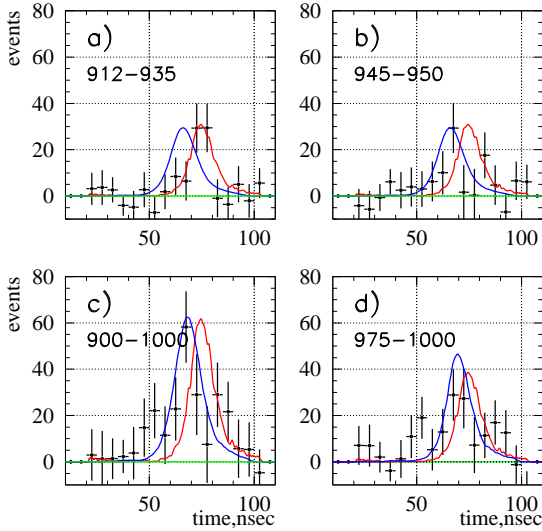


Рис. 15. Временные распределения для  $n\bar{n}$  кандидатов, интервалы энергии указаны на рисунках. Отсчет задержки ведется справа налево. Различные кривые соответствуют разным интервалам энергии, показанным на рисунках. Левая кривая соответствует ожидаемому  $n\bar{n}$  спектру, правая кривая - физическому фону.

## 9 Угловые распределения

Было предложено два способа определения углов  $\theta, \phi$  вылета пары антинейтрон-нейтрон: по кристаллу NaI(Tl) с максимальным энерговыделением или по центру тяжести энерговыделения в калориметре. Был выбран первый вариант, так как он дает лучшее угловое разрешение. На рис.14 представлены графики углового разрешения для моделирования при энергии  $E_{beam}=1000$  МэВ, среднеквадратичные отклонения находятся в пределах 5-10 градусов, а 70% событий заключено в диапазоне  $\pm 15^\circ$ .

Распределение  $n\bar{n}$  событий по азимутальному углу  $\phi$  (рис.16) показывает, что ниже  $n\bar{n}$ -порога  $\phi$ -распределение вполне однородно, однако по сумме заходов выше  $n\bar{n}$ -порога в верхней полусфере наблюдается превышение событий относительно нижней полусферы. Возможной причиной является какая-то неоднородность по  $\phi$ , связанная с вычитанием космического фона, коэффициентов  $\beta_0$  и  $\beta_{\gamma\gamma}$  (глава 5). Если это так, то с ростом мгновенной светимости влияние коэффициентов  $\beta_0$  и  $\beta_{\gamma\gamma}$  упадет и симметрия по  $\phi$  должна улучшиться.

На рис.17 показаны распределения по  $\cos\theta$  в различных интервалах энергии. В точках по энергии ниже  $n\bar{n}$ -порога (рис.17а) 912, 925 и 935 МэВ отмечается 'всплеск' событий вблизи  $\theta \sim 0$ , чего не наблюдается в точках по энергии выше  $n\bar{n}$ -порога (рис.17b-d). Изучение этого эффекта показало, что эти избыточные события имеют энергию в калориметре вблизи нижнего порога 1000-1200 МэВ. Возможно, это пучковый фон от электронов на малые углы. Если мысленно исключить область  $\theta \sim 0$ , то в остальной части спектра по  $\cos\theta$  расчетный вклад процессов  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}, \gamma\gamma$  полностью объясняет наблюдаемый фон. Так как выше порога 'всплеска' при  $\theta \sim 0$  не наблюдается и спектр по  $\cos\theta$  совершенно симметричный (рис.17b-d), допороговый фон при последующем фитировании по  $\cos\theta$  не вычитался.

Угловое распределение по  $\cos\theta$  фитировалось зависимостью  $dN \sim 1 + k \cdot \cos^2\theta$ , где параметр  $-1 \leq k \leq 1$  выражается через  $|G_E/G_M|$  в виде (см. формула (1)) :

$$k = (\tau - g^2)/(\tau + g^2); \quad g^2 = \tau(1 - k)/(1 + k), \quad (10)$$

где  $g = |G_E/G_M|$  и  $\tau = s/4m_n^2$ . Для процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  параметр  $k$  не должен выходить за пределы  $k = \pm 1$ , иначе  $|G_E/G_M|^2$  будет отрицательным. Графические и численные результаты фита показаны на рис.17. Для итогового спектра на рис.17с оптимальное значение  $|G_E/G_M|^2$  составляет  $1.5 \pm 2.4$ , то есть, результат находится преимущественно в физической области. Это первая попытка измерения нейтронного  $|G_E/G_M|$ .

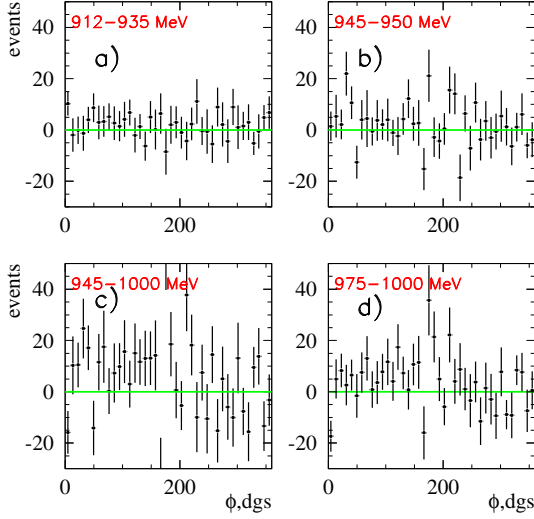


Рис. 16. Распределения  $n\bar{n}$ -событий по углу  $\phi$ . а) – ниже  $n\bar{n}$ -порога, б) –  $E_{beam}=945, 950$  МэВ, в) –  $E_{beam}=975-1000$  МэВ, г) –  $E_{beam}=945-1000$  МэВ.

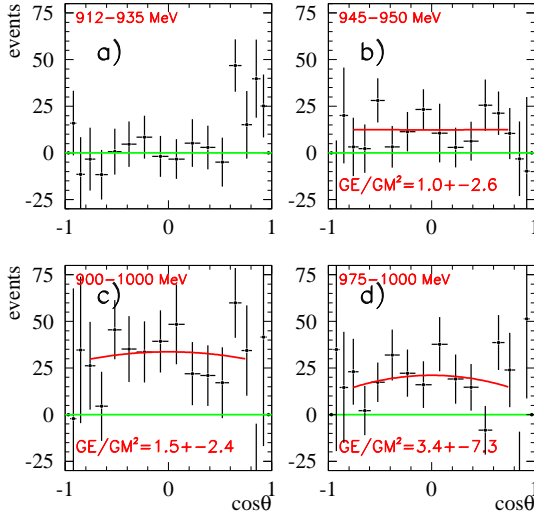


Рис. 17. Распределения  $n\bar{n}$ -событий по  $\cos\theta$ . а) – ниже  $n\bar{n}$ -порога, б) –  $E_{beam}=945, 950$  МэВ, в) –  $E_{beam}=975-1000$  МэВ, г) –  $E_{beam}=945-1000$  МэВ. Кривая линия соответствует фиту, описанному в тексте.

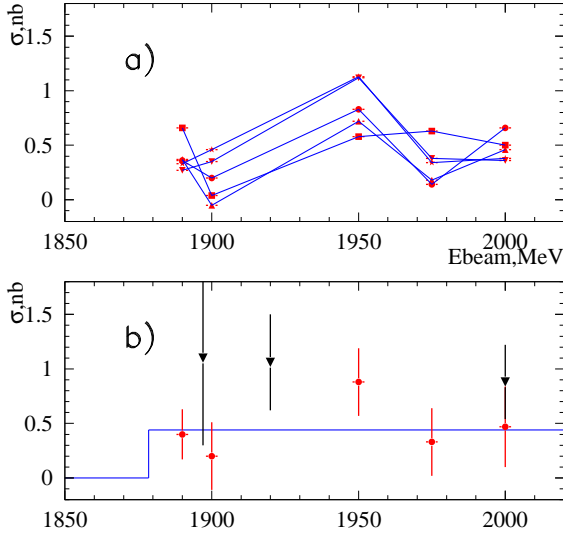


Рис. 18. а) – измеренное сечение  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  при вариации условий отбора, линии соединяют точки с одними условиями отбора. б) - усредненное по нескольким вариантам отбора сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  (круглые значки), данные FENICE [6] (треугольники).

## 10 Ошибки измерений — статистическая и систематические

- Статистическая ошибка вычитания космического фона методом декомпозиции временного спектра (глава 5), как следует из уравнения (8), составляет  $\Delta N_{vis} \geq \sqrt{N_0 + N_1}$ , где  $N_0 + N_1$  – полный космический фон после наложения всех условий отбора (глава 4). После вычитания физического фона от процессов  $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ ,  $\gamma\gamma$  статистическая ошибка в сечении  $\sigma_{nn}$  составляет 30 – 70% в разных точках по энергии (Табл.1, глава 6).

Для уменьшения такой большой статистической ошибки нужно дополнительно подавлять космический фон или повышать мгновенную светимость, которая в эксперименте MHAD2011 составила около  $\bar{L} \simeq 4.5 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ . В нашем анализе отбирались только заходы со средней светимостью  $\bar{L}$  более чем  $3 \cdot 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ .

- Систематическая ошибка определяется рядом факторов, из которых важнейшим является ошибка в эффективности регистрации. Эта ошибка состоит из неточности в длине поглощения и неточности моделирования самого процесса аннигиляции. В последнем случае мы не ожидаем неточности более 10%, так как аналогичный процесс аннигиляции антипротонов в СНД моделируется неплохо и дает энергосвечение в калориметре, согласующееся с экспериментом, а само сечение также согласуется с более ранними измерениями.

Что касается длины поглощения, то в используемой СНД версии GEANT-4 длина поглощения сильно занижена в  $\sim 2$  раза. Тем не менее, правильная длина (рис.6) все равно заметно короче длины калориметра и ее влияние на эффективность мала, поэтому вносилась поправка  $\sim 7\%$  на уменьшение эффективности регистрации (глава 6).

- Могут быть ошибки вычитания физического фона от процессов  $e^+e^-$  аннигиляции в адроны, если их вклад сильно отличается от Монте Карло или используется неправильное полное сечение. Особенно опасен фон от  $p\bar{p}$ -событий, который имеет ступеньку в сечении, совпадающую с  $n\bar{n}$ -порогом. Но этот фон, в отличие от  $n\bar{n}$ -процесса, дает треки в камере СНД, по которым его можно отбраковывать. Требование отсутствия 2-х треков в событии подавляет также фон от процессов с  $K_S$ -мезонами, распадающимися по каналу  $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Оставшиеся процессы по имеющимся данным имеют малые полные сечения порядка 1 нб и их расчетный вклад с учетом их малой эффективности - мал.

Для того чтобы оценить неравномерность физического фона с энергией, было построено 'видимое' сечение различных многоадронных событий – с 2-мя, 4-мя, 6 треками из места встречи, а также с 3-4, 5-6, 7-10 фотонами с большим энергосвечением. Было обнаружено, что нигде в сечениях скачка вверх на пороге рождения нуклонов не наблюдается, скорее наоборот - видимые сечения падают с энергией.

- Ошибки пучкового фона оценить трудно, так как этот фон хорошо не выделяется и может сильно зависеть от энергии, вакуума, размеров пучка и других неконтролируемых параметров. Этот фон может измеряться в будущем в заходах с одним пучком.



- Из аппаратурных факторов неидеальность калориметра и несимметрия системы антисовпадений против космики может привести к различию временных спектров в разных местах калориметра и искажению временных спектров, что далее приведет к ошибкам вычитания космического фона. К неидеальностям калориметра относятся неточности в калибровке, учете ‘мертвых’ кристаллов, разные задержки в кабелях, неодинаковость однотипных блоков электроники и т.д. Упомянутая выше неоднородность по азимутальному углу  $\phi$  (глава 9) может объясняться такими аппаратурными факторами.
- Была сделана оценка систематики методом вариации условий отбора. Варьировались верхний и нижний пороги в калориметре, ограничение на параметр  $\text{shcosm}$  в пределах 0.15 – 0.25 (рис.8), число треков или сработавших проволочек в дрейфовой камере, число слоев в калориметре и другие. В результате менялся космический фон и статистическая ошибка его вычитания, монтекарловский вклад физического фона, допороговое сечение и, конечно, смещалось вычисленное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  и его ошибка. На рис.18а показано, как меняется сечение при вариации условий отбора, рис.18b показывает усредненное по всем вариациям сечение. Среднеквадратичная величина смещения  $n\bar{n}$ -сечения составила 0.16 нб или по отношению к средней величине около 0.4 нб это составляет 40%. Последняя величина может служить оценкой систематической ошибки.

## 11 Заключение, перспективы

Основные результаты работы состоят в следующем.

1. Проведен эксперимент на коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД в области энергии вблизи и выше порога рождения пары нуклон-антинуклон по поиску процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  с интегральной светимостью 4.3 обратных пикобарна.
2. Сделана оценка вклада источников фона и разработаны условия отбора и методы подавления вклада фоновых процессов.
3. Выделены события -  $n\bar{n}$  кандидаты, определено полное сечение в среднем около 0.4 нб в интервале от порога до 2000 МэВ. Систематическая ошибка составляет около 0.16 нб.

4. Построены спектры энерговыделений в калориметре СНД, получены угловые распределения по азимутальному полярному углу вылета нейтронов, получена оценка величины  $|G_E/G_M|^2$ .
5. Полученные в данной работе результаты имеют методическое значение для будущих более точных измерений. Они свидетельствуют о возможности подавления ошибок измерений и фонов до уровня порядка 0.1 нб. На основе полученных данных можно сделать вывод о наблюдении процесса  $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$  с сечением около 0.4 нб, что примерно в два раза ниже ранее доложенного в работе [11].

В плане работ стоит продолжение набора статистики с неизменным условием повышения средней светимости от  $10^{31}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$  и до проектного значения  $10^{32}\text{cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ . Интегральная светимость должна быть порядка 1 обратных фемтобарн. Предстоит работа по уточнению моделирования нейтронов и антинейтронов с веществом детектора СНД. По самому детектору СНД в планах значится улучшение временного разрешения калориметра путем замены имеющихся АЦП на более совершенные, т.н. флэш-АЦП.

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 и научной школы НШ 5320.2012.2.

## Список литературы

- [1] F.M. Renard. Basics of Electron Positron Collisions. // Editions Frontieres, Gif sur Yvette, France (1981)
- [2] C. Tzara. // Nucl. Phys., **B18**, 246 (1970)
- [3] A.Z. Dubnickova, S. Dubnicka and M.P. Rekalov. // Nuovo Cim. A, **109**, 241 (1996).
- [4] L.V. Kardapoltzev. Bachelor's thesis. // Novosibirsk State University, 2007 (unpublished).
- [5] H. Czyz, A. Grzelinska and J.H. Kuhn. // Phys. Rev. D, **75**, 074026 (2007).
- [6] FENICE collaboration, A. Antonelli, et al. // Phys. Lett., **B313**, 283 (1993); Nucl. Phys. **B517**, 3 (1998).

- [7] B. Aubert, et al. [BABAR Collaboration]. // Phys. Rev. D, **73**, 012005 (2006). [arXiv:hep-ex/0512023].
- [8] V. L. Chernyak, et al. // Z. Phys. C - Particles and Fields, **42**, 569 (1989).
- [9] R. Baldini, S. Pacetti, A. Zallo, A. Zichichi. // Eur. Phys. J., **A39**, 315-321 (2009). [arXiv:0711.1725v3 [hep-ph]] (2008);  
R. Baldini, S. Pacetti, A. Zallo. [arXiv:0812.3283v2 [hep-ph]] (2009).
- [10] A.A. Botov, et al. // Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) V.162 41-45 (2006);  
В.Б. Голубев, С.И. Середняков и др. // Ядерная физика, т.72, N4, p.702-709 (2009);  
A.D. Bukin, et al. // Nucl. Instr. Meth. A, 598, p.264-265 (2009).
- [11] П.М. Астигеевич, В.М. Аульченко и др. // Препринт ИЯФ 2011-21 (2011), Новосибирск.
- [12] M. Astrua, 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, В.Е. Блинов, А.Г. Богданчиков,  
А.А. Борисов, 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, Е.А. Кравченко,  
А.П. Лысенко, К.А. Мартин, И.Н. Нестеренко, А.Е. Образовский,  
А.П. Онучин, Е.В. Пахтусова, Е.А. Переведенцев, Ю.А. Роговский,  
А.Л. Романов, С.И. Середняков, З.К. Силагадзе, К.Ю. Сковпень,  
А.Н. Скринский, И.К. Сурин, А.И. Текутьев, Ю.А. Тихонов,  
Ю.В. Усов, А.Г. Харламов, П.Ю. Шатунов, Ю.М. Шатунов,  
Д.Б. Шварц, Д.А. Штоль, А.Н. Шукеев*

**Поиск процесса  $e^+e^-$  аннигиляции  
в пару нейтрон-антинейтрон в эксперименте  
с детектором СНД на коллайдере ВЭПП-2000**

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

**Search of  $e^+e^-$  annihilation into neutron-antineutron pair  
in SND experiment at VEPP-2000 collider**

ИЯФ 2012-14

Ответственный за выпуск А.В. Васильев

Работа поступила 18.05.2012 г.

---

Сдано в набор 22.05.2012 г.

Подписано в печать 24.05.2012 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,8 печ.л., 1.4 уч.-издл.

Тираж 125 экз. Бесплатно. Заказ № 14

---

Обработано на РС и отпечатано на

ротапринте ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН

*Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*