

СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ ВБЛИЗИ ПОРОГА

© 2024 г. М. Н. Ачасов^{1,2)}, А. Ю. Барняков^{1,2)}, Е. В. Бедарев^{1,2)}, К. И. Белобородов^{1,2)},
 А. В. Бердюгин^{1,2)}, А. Г. Богданчиков¹⁾, А. А. Ботов¹⁾, Т. В. Димова^{1,2)}, В. П. Дружинин^{1,2)},
 В. Н. Жабин^{1,2)}, Ю. М. Жаринов¹⁾, Л. В. Кардапольцев^{1,2)}, А. С. Касаев¹⁾, А. А. Катцин¹⁾,
 Д. П. Коврижин¹⁾, А. А. Король^{1,2)}, А. С. Купич^{1,2)}, А. П. Крюков¹⁾,
 А. П. Лысенко¹⁾, Н. А. Мельникова¹⁾, Н. Ю. Мучной^{1,2)}, А. Е. Образовский¹⁾, Е. В. Пахтусова¹⁾,
 К. В. Пугачев^{1,2)}, С. А. Растигеев¹⁾, Ю. А. Роговский^{1,2)}, А. И. Сенченко¹⁾, С. И. Середняков^{1,2)},*,
 З. К. Силагадзе^{1,2)}, И. К. Сурин¹⁾, Ю. В. Усов¹⁾, А. Г. Харламов^{1,2)}, Д. Э. Чистяков^{1,2)},
 Ю. М. Шатунов¹⁾, С. П. Шерстюк^{1,2)}, Д. А. Штоль¹⁾

Поступила в редакцию 24.03.2024 г.; после доработки 24.03.2024 г.; принята к публикации 13.05.2024 г.

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ измерялось при энергии от порога до 1908 МэВ в с.ц.м. Эксперимент проводился на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 в 13 точках по энергии. Для регистрации нейтрон-антинейтронных событий ($n\bar{n}$) использовался детектор СНД. Специальная времяпролетная система была создана для выделения задержанных по времени $n\bar{n}$ -событий. Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ составляет 0.4–0.6 нбн. Эффективный времениподобный формфактор нейтрона изменяется в пределах от 0.3 до 0.6.

DOI: 10.31857/S0044002724050057, EDN: JFRIPU

1. ВВЕДЕНИЕ

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ зависит от двух факторов, электрического G_E и магнитного G_M :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2\beta}{4s} \left[|G_M(s)|^2(1 + \cos^2\theta) + \frac{1}{\gamma^2} |G_E(s)|^2(\sin^2\theta) \right], \quad (1)$$

где α — постоянная тонкой структуры, $s = E^2 = 4E_b^2$, где E_b — энергия пучка в коллайдере и E — энергия в системе центра масс (с.м.), $\beta = \sqrt{1 - 4m_n^2/s}$, $\gamma = E_b/m_n$, m_n — масса нейтрона и θ — полярный угол вылета нейтрона. Полное сечение имеет вид

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2\beta}{3s} \left(1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) |F(s)|^2, \quad (2)$$

где был введен эффективный формфактор

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

Значение отношения формфакторов $|G_E/G_M|$ может быть получено из анализа измеренного распределения по $\cos\theta$ в уравнении (1). На пороге $|G_E| = |G_M|$.

Процесс $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ впервые наблюдался в экспериментах FENICE [1] и DM2 [2]. Более точные измерения проводятся в настоящее время на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД [3, 4]. При

энергии выше 2 ГэВ новые данные были получены детектором BESIII [5]. В настоящей работе приводятся результаты измерений при энергии, предельно близкой к порогу $n\bar{n}$ с шагом сканирования порядка энергетического разброса в коллайдере.

2. КОЛЛАЙДЕР, ДЕТЕКТОР, ЭКСПЕРИМЕНТ

ВЭПП-2000 [6] — e^+e^- -коллайдер, работающий при энергии от порога рождения адронов ($E = 280$ МэВ) до 2 ГэВ. Светимость коллайдера выше нуклонного порога и составляет около 5×10^{31} см⁻² с⁻¹. На коллайдере ведутся эксперименты на двух детекторах: СНД и КМД-3.

СНД (Сферический Нейтральный Детектор) — немагнитный детектор общего назначения для коллайдеров низких энергий [7]. Он включает в себя трековую систему, трехслойный сферический электромагнитный калориметр на кристаллах NaI(Tl) и мюонный детектор (рис. 1). Аэрогелевый черенковский счетчик, показанный на рис. 1, в настоящем эксперименте удален для улучшения регистрации антинейтронов. Калориметр — основная часть детектора, используемая в регистрации и анализе $n\bar{n}$ -событий. Толщина калориметра по ходу частиц составляет 34.7 см (13.4 радиационных длин). Длина поглощения антинейтронов в NaI(Tl) изменяется с ростом энергии от нескольких сантиметров вблизи порога до 15–20 см на максимальной энергии [8]. Поэтому практически все антинейтроны поглощаются в калориметре.

Калориметр используется для измерения времени срабатывания детектора относительно момента столкновения частиц в коллайдере. Для этого на каж-

¹⁾ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

²⁾ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

* E-mail: S.I.Serednykov@inp.nsk.su

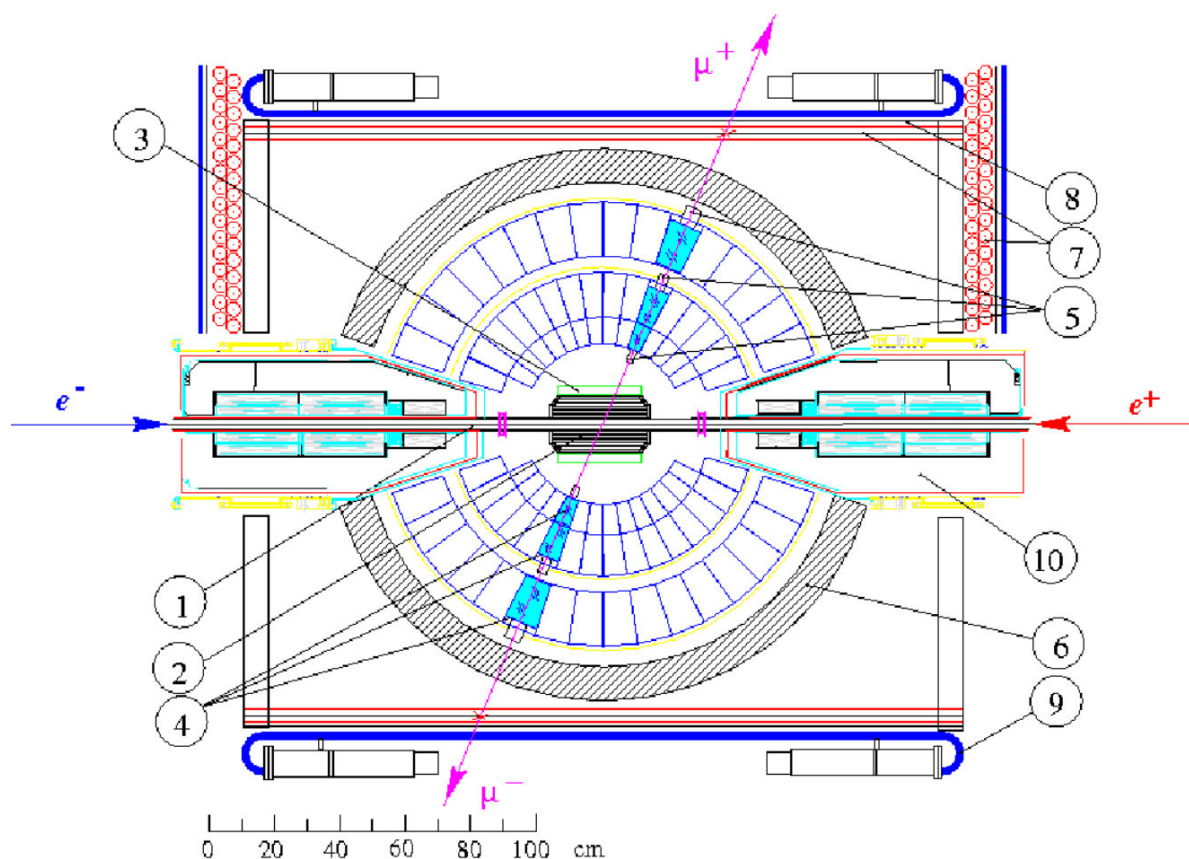


Рис. 1. СНД-детектор, вид вдоль движения пучков: 1 — вакуумная камера, 2 — трековая система, 3 — аэрогелевые черенковские счетчики, 4 — счетчики NaI(Tl), 5 — вакуумные фототриоды, 6 — железный поглотитель, 7 — пропорциональные трубки, 8 — стальная пластина, 9 — сцинтилляционные счетчики, 10 — фокусирующие соленоиды коллайдера.

дый из 1640 счетчиков калориметра установлен флэш-АЦП [9], измеряющий форму сигнала. При аппроксимации формы сигнала заранее определенной функцией формы импульса определяются время прихода сигнала и его амплитуда в каждом счетчике калориметра с энергией более 5 МэВ [10]. Время прихода события в целом вычисляется как средневзвешенное время отдельных счетчиков с весами, пропорциональными энерговыделению в счетчике. Временное разрешение калориметра, измеренное по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, составляет 0.8 нс. Это значение выше полученного из Монте-Карло (МС) 0.3 нс вследствие конечного временного разрешения системы измерения времени. Поэтому проводится свертка (конволюция) спектра МС с гауссовым распределением с $\sigma_{nn} = 0.8$ нс. Аналогично для $n\bar{n}$ -событий свертка проводится с $\sigma_{nn} = 1.5\text{--}2$ нс в зависимости от энергии.

В данной работе представлены результаты эксперимента по измерению процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ при энергии от порога до энергии 1908 МэВ в с.д.м. в 13 точках по энергии с общей интегральной светимостью 100 пбн^{-1} . Самая низкая энергия в сканировании (939.59 МэВ) находится как раз на пороге процесса. Поэтому здесь из-за энергетического раз-

броса ($\sigma_E = 0.75$ МэВ) только в половине e^+e^- -столкновений энергия будет выше порога $2m_n$. С учетом этого эффективная средняя энергия родившихся $n\bar{n}$ -пар в этой точке возрастет до значения 939.93 МэВ, т.е. на 0.36 МэВ выше порога. Эффективная светимость в этой точке будет примерно в 2 раза ниже номинальной. Значения энергии во всех 13 точках по энергии эксперимента приведены в табл. 1. Данное измерение является первым настолько близким к порогу процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$.

3. УСЛОВИЯ ОТБОРА СОБЫТИЙ

Антинейтрон из пары $n\bar{n}$ в большинстве случаев аннигилирует в веществе детектора СНД, образуя пионы, нуклоны, фотоны и другие частицы, которые выделяют в калориметре энергию до 2 ГэВ. Нейтрон, наоборот, дает малое энерговыделение в детекторе, которое едва видно на фоне мощного сигнала аннигиляции антинейтрона. Поэтому сигнал от нейтрона в анализе не рассматривается, и $n\bar{n}$ -события реконструируются как многофотонные события. Угол вылета антинейтрона определяется направлением полного импульса события $P = \sum_i E_i n_i$, где суммирование проводится по всем счетчикам калориметра, E_i — энергия

Таблица 1. Энергия пучка (E_b), интегральная светимость (L), число найденных $n\bar{n}$ -событий ($N_{n\bar{n}}$), радиационная поправка ($1 + \delta$), эффективность регистрации (ϵ), сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}(\sigma)$, эффективный формфактор нейтрона F_n , приведенные ошибки для N и σ — статистические и систематические; для эффективности регистрации — систематическая ошибка; для формфактора F_n — сумма статистической и систематической ошибок; в точках *1 и *2 значение энергии и светимость скорректированы из-за близости к $n\bar{n}$ -порогу

	E_b , МэВ	L , пбн ⁻¹	$N_{n\bar{n}}$	$1 + \delta$	ϵ	σ , нбн	F_n
*1	939.9	5.92	250 ± 72	0.602	0.200 ± 0.105	$0.352 \pm 0.101 \pm 0.193$	0.562 ± 0.174
*2	940.3	9.14	313 ± 54	0.633	0.121 ± 0.030	$0.447 \pm 0.076 \pm 0.107$	0.555 ± 0.081
3	941.0	9.70	597 ± 41	0.671	0.209 ± 0.023	$0.440 \pm 0.030 \pm 0.049$	0.467 ± 0.031
4	942.0	10.12	680 ± 37	0.702	0.240 ± 0.020	$0.399 \pm 0.023 \pm 0.034$	0.390 ± 0.020
5	943.5	9.81	747 ± 36	0.731	0.216 ± 0.015	$0.483 \pm 0.023 \pm 0.033$	0.382 ± 0.016
6	945.0	11.45	921 ± 38	0.751	0.233 ± 0.022	$0.461 \pm 0.020 \pm 0.044$	0.345 ± 0.018
7	947.5	10.41	947 ± 37	0.776	0.219 ± 0.011	$0.536 \pm 0.022 \pm 0.027$	0.340 ± 0.011
8	948.75	6.42	611 ± 30	0.787	0.213 ± 0.014	$0.567 \pm 0.028 \pm 0.037$	0.337 ± 0.014
9	950.0	5.20	514 ± 29	0.797	0.211 ± 0.016	$0.585 \pm 0.033 \pm 0.044$	0.333 ± 0.016
10	951.0	5.55	522 ± 29	0.804	0.223 ± 0.016	$0.525 \pm 0.029 \pm 0.039$	0.309 ± 0.015
11	952.0	5.26	485 ± 26	0.811	0.224 ± 0.015	$0.507 \pm 0.027 \pm 0.035$	0.298 ± 0.013
12	953.0	5.68	513 ± 28	0.818	0.246 ± 0.017	$0.450 \pm 0.024 \pm 0.032$	0.276 ± 0.012
13	954.0	5.17	517 ± 27	0.824	0.234 ± 0.015	$0.519 \pm 0.027 \pm 0.034$	0.291 ± 0.012

в счетчике, n_i — единичный вектор. Проекция вектора P на направления вдоль и поперек направлению пучков определяют полярный и азимутальный углы вылета антинейтрона. Некоторые $n\bar{n}$ -события сопровождаются непучковыми треками, которые возникают при аннигиляции антинейтрона в детекторе.

Основные признаки событий $n\bar{n}$, в отличие от обычных событий e^+e^- -аннигиляции, — это отсутствие заряженных треков и фотонов из центра детектора и нарушение баланса импульса в событии. Существенной проблемой при отборе $n\bar{n}$ -событий является значительный космический фон, сравнимый или превосходящий по интенсивности $n\bar{n}$ -сигнал. Имеется также большой фон от пучков электронов и позитронов в коллайдере.

Основываясь на этих специфических особенностях процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ и вышеперечисленных фоновых процессов, были разработаны следующие условия отбора событий:

1 — в событии не найдено треков заряженных частиц из места встречи ($nch = 0$),

2 — импульс события в калориметре должен быть достаточно большим ($P > 0.4E_{\text{БМС}}$) для подавления событий e^+e^- -аннигиляции с центральными частицами,

3 — поперечный размер энерговыделения в калориметре для наиболее энергичной частицы в событии должен быть шире, чем ожидается для обычного электромагнитного ливня: $L_\gamma > -2.5$, где L_γ — логарифмический параметр, описывающий поперечный профиль энергии в калориметре [11],

4 — сигнал от мюонного детектора в триггере включен в антисовпадения,

5 — события с космическим треком, определяемым как последовательность сработавших счетчиков в калориметре вдоль прямой линии, отбрасываются,

6 — дополнительное подавление космических событий, преодолевших предыдущие ограничения, осуществляется специальным параметром “shcosm”, который аппроксимирует объемную форму энерговыделения в калориметре в виде эллипсоида [3]. В дальнейшем ставится условие на этот параметр ($shcosm > 0.4$), что ведет к подавлению фона от космических ливней в калориметре,

7 — установлен порог на полное энерговыделение в калориметре $E_{\text{БМС}} > E_b$, где E_b — энергия пучка в коллайдере. Такое условие уменьшает эффективность регистрации $n\bar{n}$ -событий на ~20%, но почти полностью подавляет фон от пучков коллайдера.

В общем, перечисленные выше условия отбора подобны тем, что были использованы в наших предыдущих работах [3, 4]. В результате применения этих условий отбора к экспериментальным данным мы получаем около 400 событий/пбн⁻¹ для последующего анализа.

4. АНАЛИЗ ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ

Типичные временные спектры отобранных для анализа событий показаны на рис. 2, 3. Видны три основных вклада: пик от пучкового и физического фонов при $t = 0$, космический фон, равномерно распределенный по времени, и широкий пик справа от $t = 0$ от задержанных по времени $n\bar{n}$ -событий. Широкая форма $n\bar{n}$ -спектра объясняется разбросом точки аннигиляции $\bar{n}$ — от вакуумной камеры коллайдера (2 см) до задней стенки калориметра (70 см от центра). Соот-

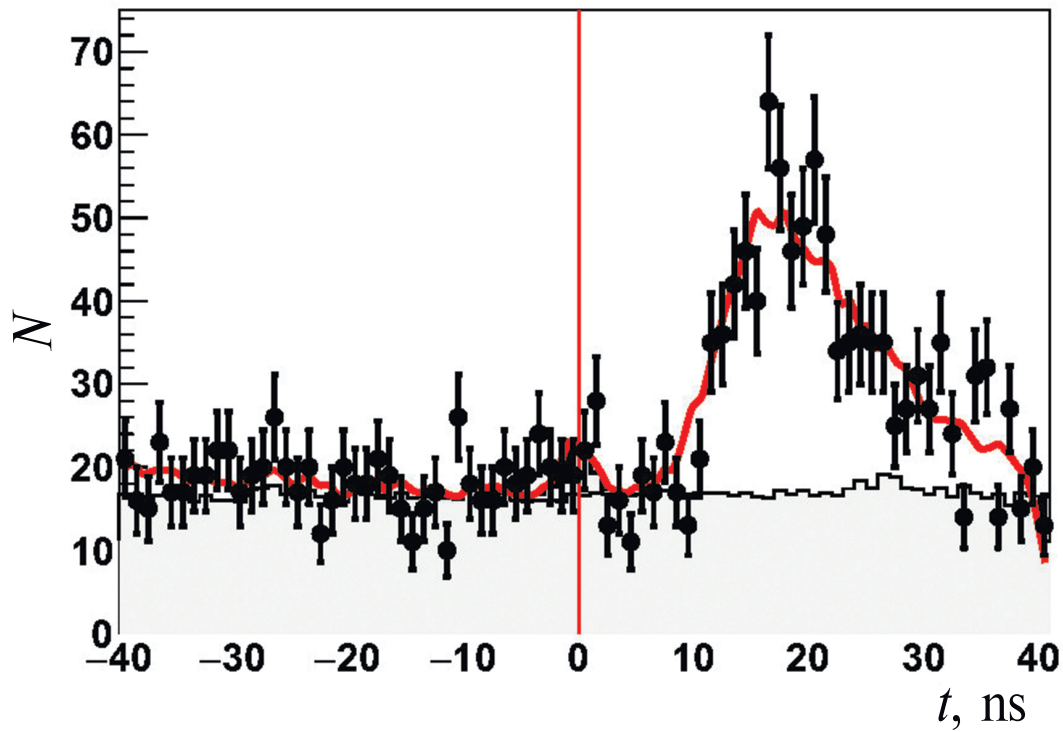


Рис. 2. Временное распределение отобранных событий при $E_b = 941$ МэВ. Сплошная кривая (красная) — результат аппроксимации, описанный в тексте. Вертикальная линия при $t = 0$ показывает положение пучкового фона.

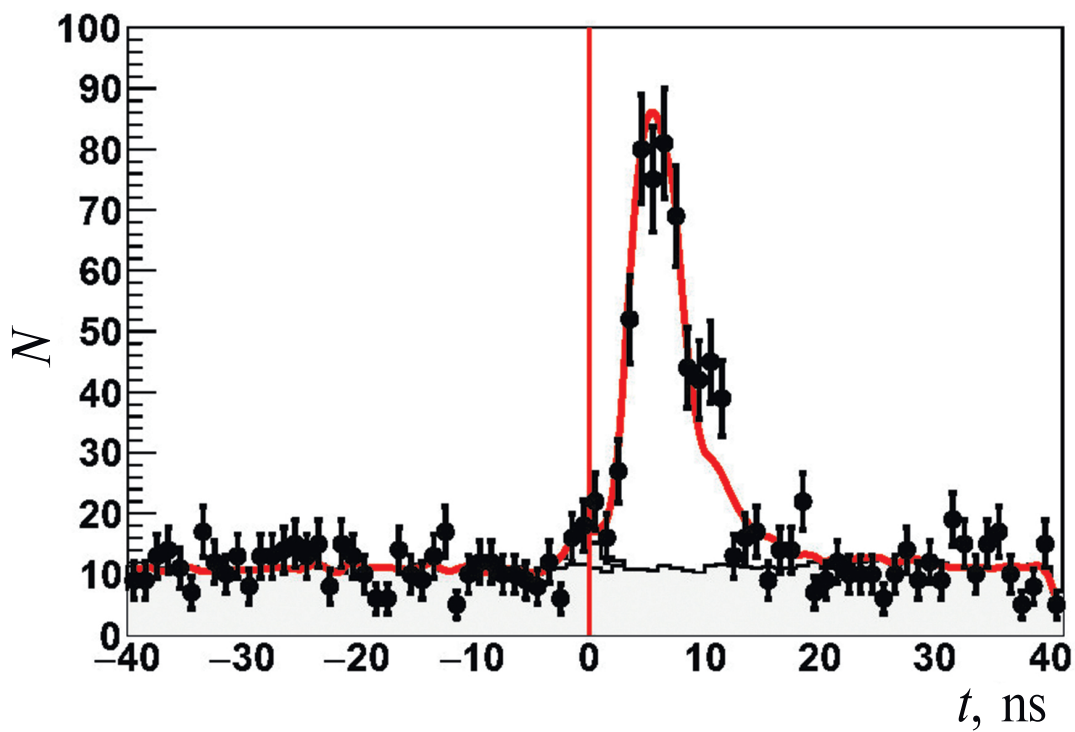


Рис. 3. Временное распределение отобранных событий при $E_b = 952$ МэВ. Сплошная кривая (красная) — результат аппроксимации, описанный в тексте. Вертикальная линия при $t = 0$ показывает положение пика пучкового фона.

ветственно, измеренные временные спектры аппроксимируются суммой этих трех вкладов в следующем виде:

$$F(t) = N_{n\bar{n}} H_{n\bar{n}}(t) + N_{\text{csm}} H_{\text{csm}}(t) + N_{\text{bkg}} H_{\text{bkg}}(t), \quad (4)$$

где $H_{n\bar{n}}$, H_{csm} и H_{bkg} — нормализованные гistogramмы, описывающие временные спектры для событий $n\bar{n}$, космического фона и суммарного вклада от пучкового и физического фонов, $N_{n\bar{n}}$, N_{csm} и N_{bkg} — соответствующие числа событий этих вкладов, которые определяются в результате аппроксимации. Форма пучкового и физического фонов H_{bkg} измеряется по событиям, записанным ниже порога рождения $n\bar{n}$. Космический спектр H_{csm} измеряется по событиям, в которых сработала мюонная система, отобранным с пониженным порогом на энерговыделение в калориметре. Спектр $H_{n\bar{n}}$ вычисляется с помощью моделирования MC событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$. Но оказывается, что MC неудовлетворительно описывает форму измеренного временного спектра. Изучение моделирования показывает, что есть два вида первого взаимодействия $\bar{n}$ с веществом: 1 — аннигиляция $\bar{n}$ и 2 — сначала рассеяние $\bar{n}$ и потом аннигиляция. Во втором случае временной спектр гораздо более широкий и задержанный, чем в первом. Поэтому временной спектр $H_{n\bar{n}}$ был представлен в виде суммы этих двух вкладов, и доля вклада первого рассеяния $\bar{n}$ была свободным параметром фита. В результате фитирования измеренного спектра с модифицированным распределением $H_{n\bar{n}}$ согласие между MC и данными значительно улучшилось. Вклад первой аннигиляции оказался больше вклада первого рассеяния $\bar{n}$ в 1.5–2 раза. Временные спектры на рис. 2, 3 модифицированы описанным выше образом.

Сечение регистрации пучкового и физического фонов $\sigma_{bg} = N_{bg}/L$, где L — интегральная светимость, полученное в результате подгонки временных спектров (рис. 2, 3), составляет около 5 пбн и слабо зависит от энергии. Главный вклад в σ_{bg} дают процессы с нейтральными каонами в конечном состоянии: $e^+e^- \rightarrow \rightarrow K_S K_L \pi^0, K_S K_L \eta$ и другие. Роль K_L -мезонов как источника фона важна по двум причинам: 1 — некоторые K_L -мезоны проходят через калориметр без взаимодействия и создают таким образом дисбаланс импульса, и 2 — в нашей области энергий скорость K_L -мезона может быть заметно ниже скорости света, поэтому такие события задержаны по времени, как и $n\bar{n}$ -события. Измеренный вклад космического фона составляет около 0.01 Пз, что соответствует подавлению числа космических событий, прошедших отбор первичного триггера в электронике детектора, приблизительно в 2×10^4 раз.

Числа найденных событий $n\bar{n}$ при разных энергиях приведены в табл. 1. Полное число событий около 8000. В табл. 1 для числа событий приведена только статистическая ошибка аппроксимации. Источником систематической ошибки в числе событий $n\bar{n}$ могут

быть неопределенности в величине и форме временного спектра космического и пучкового фонов. Вносимая этими источниками ошибка составляет не более 10 событий, что значительно меньше статистической ошибки в табл. 1, поэтому в дальнейшем не учитывается.

5. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Углы вылета антинейтрона θ_n и ϕ_n измеряются по направлению полного импульса события. Точность измерения углов определяется при моделировании MC сравнением истинных углов с углами импульса события. Определенная таким образом угловая точность составляет около 6 градусов, что несколько меньше углового размера кристаллов калориметра — 9 градусов.

Распределение отобранных событий и моделирования MC по азимутальному углу ϕ_n (рис. 4) — равномерное, как и ожидается, что подтверждает правильность вычитания космического и пучкового фонов, которые не являются равномерными по углу ϕ_n . Распределение по $\cos \theta_n$ для данных и MC показано на рис. 5. Монте-карловское моделирование проводилось по уравнению (1) в предположении $|G_E| = |G_M|$. Так как мы работаем в непосредственной близости от порога, где требуется $|G_E| = |G_M|$, экспериментальное распределение по $\cos \theta_n$ ожидается близким к равномерному, что и подтверждается на рис. 5.

6. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

Эффективность регистрации ϵ для событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ в зависимости от энергии в принятых условиях отбора (разд. 3) приведена на рис. 6. Для моделирования взаимодействия антинейтронов с детектором СНД использовался пакет MC GEANT4 [12], версия 10.5. Угловое распределение пар $n\bar{n}$ соответствовало модели $|G_E|/|G_M| = 1$. В моделировании учитывался энергетический разброс в пучках 0.75 МэВ и излучение фотонов начальными электронами и позитронами. В моделировании учитывались неработающие каналы детектора, а также наложения на экспериментальные события частиц из пучкового фона. Для корректного учета наложений во время эксперимента в отдельный поток записывались специальные “события наложений”. Они получались при запуске триггера от генератора, синхронизированного с моментом столкновения пучков. Далее события наложений накладывались на события моделирования. Эффективность регистрации на рис. 6 поправлена на разницу между данными и моделированием. Вычисление этой поправки обсуждается ниже. Численные значения эффективности регистрации приведены в табл. 1. Приведенная в таблице ошибка эффективности является систематической и обсуждается ниже. На рис. 7 представлена угловая зависимость эффективности регистрации при энергии 940 МэВ.

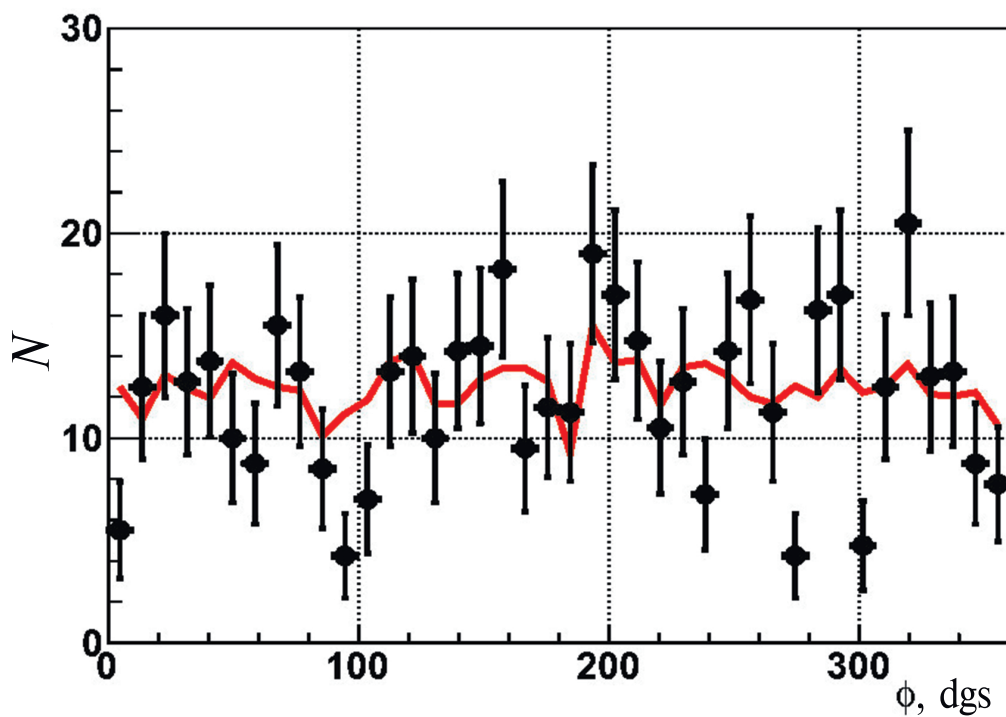


Рис. 4. Распределение по азимутальному углу для данных (точки с ошибками) и моделирования (горизонтальная кривая) при энергии $E_b = 953$ МэВ.

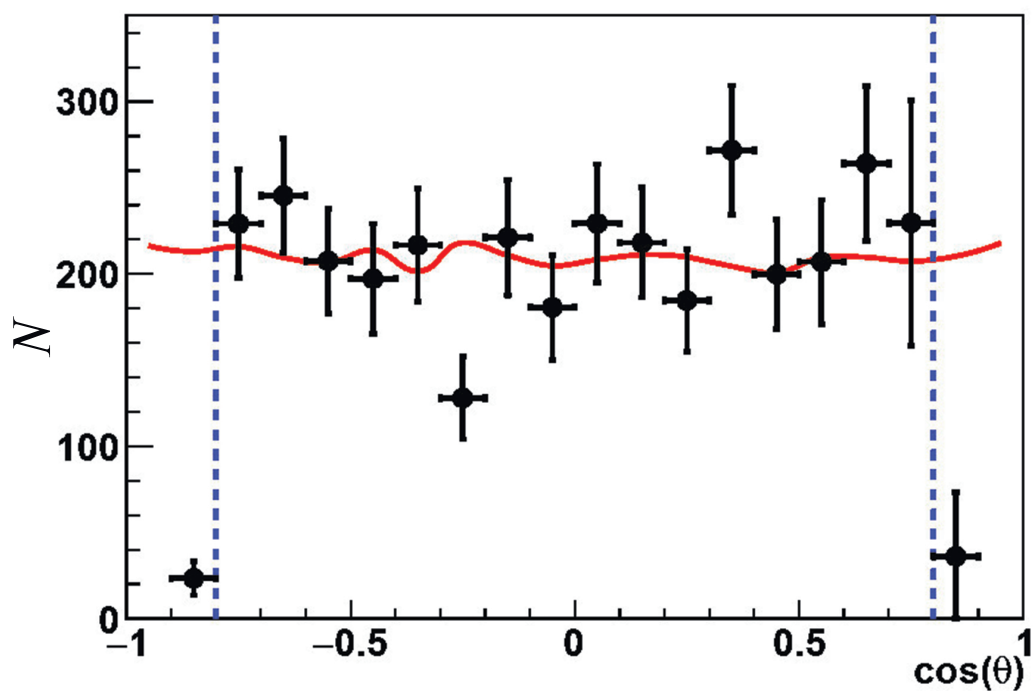


Рис. 5. Распределение по $\cos \theta$ полярного угла для данных (точки с ошибками) и моделирования (горизонтальная кривая) при энергии $E_b = 940$ МэВ. Вертикальные линии соответствуют углу обрезания при отборе событий.

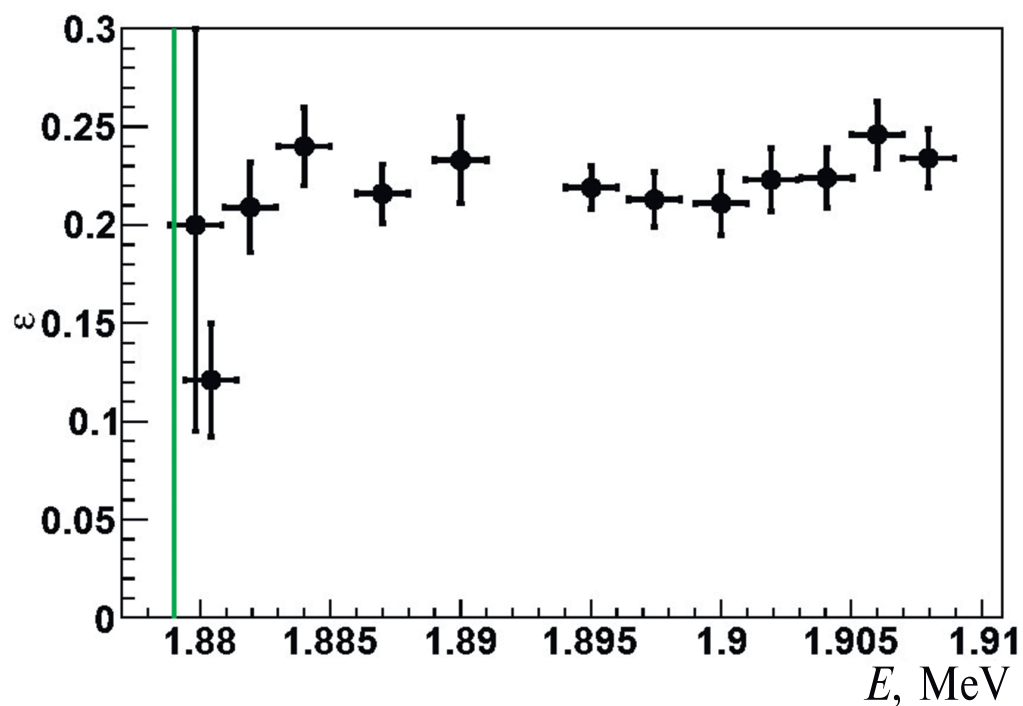


Рис. 6. Эффективность регистрации событий $n\bar{n}$, полученная методом МС после внесения поправок, в зависимости от энергии.

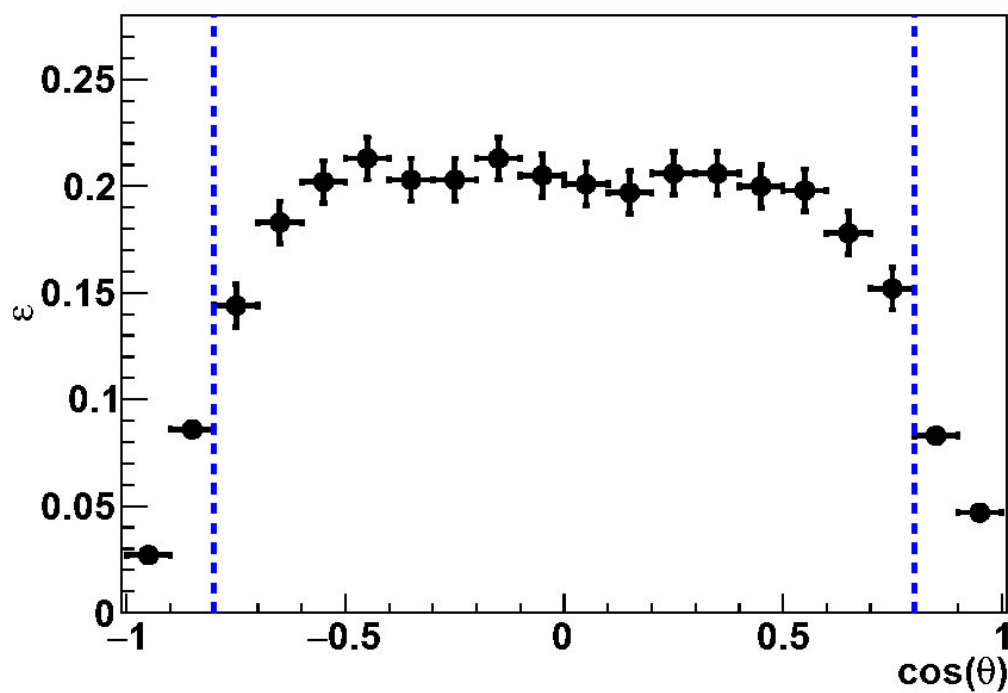


Рис. 7. Эффективность регистрации событий $n\bar{n}$, полученная по моделированию, в зависимости от $\cos \theta$ антинейтрона при энергии $E_b = 940$ МэВ. Вертикальные штриховые линии показывают условия отбора событий.

Величина эффективности регистрации на рис. 6 составляет около 20%, что недостаточно при анализе такого сложного процесса, как $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$. В списке условий отбора (разд. 3) наибольший вклад в потерю эффективности $\sim 50\%$ вносит ограничение на параметр подавления космического фона “shcosm” (номер 6 в списке). В общем, для более корректного определения эффективности регистрации важно знать, как точно моделируется эффективность регистрации за пределами выбранных условий отбора. Чтобы найти соответствующую поправку, мы инвертируем условия отбора по каждому параметру отбора или по группе параметров и вычисляем поправку δ в каждой из 13 энергий эксперимента в следующем виде:

$$\delta = \frac{n_0}{n_0 + n_1} \frac{m_0 + m_1}{m_0}, \quad (5)$$

где $n_0(n_1)$ — число экспериментальных событий $n\bar{n}$ стандартными (инвертированными) условиями отбора. Эти числа определяются при аппроксимации временного спектра формулой (4), как описано в разд. 4. Величины m_0 и m_1 относятся к соответствующим числам событий в моделировании. Примеры временных спектров с инверсными условиями отбора показаны на рис. 8, 9.

Ниже даются комментарии к вычислению поправок к эффективности регистрации. При самом первом отборе событий для $n\bar{n}$ -анализа допускались события с треками не из места встречи пучков. Условие для таких треков — $D_{xy} > 0.5$ см, где D_{xy} — расстояние между треком и осью пучков. И, соответственно, события с $D_{xy} < 0.5$ отбрасывались. Существенной потери $n\bar{n}$ -событий при таких условиях не происходило. С другой стороны, события пучкового и физического фонов с треками из места встречи пучков сильно подавлялись. При инвертировании условия на треки $nch > 0$ нужно посмотреть, не появится ли фон от “родственного” процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$. При энергии $E_b < 955$ МэВ протоны и антипротоны медленные и останавливаются в тонкой вакуумной камере коллайдера. Здесь антипротон аннигилирует с образованием треков заряженных частиц, у большинства из которых $D_{xy} > 0.5$. Следовательно, эти события попадают в инверсные условия отбора с $nch > 0$. Однако события такого фона от процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ практически совпадают по времени с пучковым фоном при $t = 0$, поэтому при подгонке временных спектров их не видно. Пример временного спектра с инверсным условием $nch > 0$ приведен на рис. 8.

Для изучения влияния порога на энерговыделение в калориметре E_{cal} установлено инвертированное условие $0.7E_b < E_{cal} < E_b$. Пример временного спектра с таким условием показан на рис. 9. Здесь, в отличие от рис. 8, видно резкое возрастание пучкового и космического фонов. Тем не менее, вклад $n\bar{n}$ справа от $t = 0$ здесь также отчетливо виден, что позволяет расчитать поправку к эффективности.

Дополнительная поправка возникает от событий с энергией в калориметре $E_{cal} < 0.7E_b$. Эти события не берутся в анализ из-за большого фона и поэтому недоступны для внесения поправок описанным выше способом. В таких событиях обычно антинейтрон поглощается в третьем слое калориметра или даже снаружи него. Но доля таких событий при энергии, близкой к порогу процесса nn , достаточно мала: 3.5% при $E_b = 954$ МэВ и 1% при $E_b = 940$ МэВ. Изучение МС показывает, что эти события возникают исключительно в процессе антинейтронного рассеяния и их вклад, согласно предыдущему рассмотрению (разд. 4), может быть уменьшен в 1.5–2 раза. С таким изменением доля событий с $E_{cal} < 0.7E_b$ в МС уменьшится до 0.7% при $E_b = 940$ МэВ и до 2% при $E_b = 954$ МэВ. Разница между начальными и модифицированными величинами взята в качестве поправки к эффективности. Знак этой поправки — положительный, она увеличивает эффективность регистрации на несколько процентов.

Далее вычисляются поправки к эффективности регистрации ко всем условиям отбора (разд. 3) с использованием уравнения (5). Считая поправки независимыми, можно вычислить полную поправку при заданной энергии:

$$\delta_{tot} = \Pi(1 + \delta_i) - 1. \quad (6)$$

Энергетическая зависимость полной поправки показана на рис. 10. Видно, что поправка в целом положительная и увеличивает эффективность регистрации в среднем на 10%. Итоговая эффективность регистрации получается из эффективности МС умножением на полную поправку δ_{tot} . Величины итоговой эффективности регистрации даны в табл. 1 и показаны на рис. 6.

7. ИЗМЕРЕННОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ ПАР НЕЙТРОН-АНТИНЕЙТРОН

Используя число отобранных $n\bar{n}$ -событий, интегральную светимость L и эффективность регистрации ϵ из табл. 1, можно получить так называемое видимое сечение $\sigma_{vis}(E) = N_{n\bar{n}}/L\epsilon$. Борновское сечение $\sigma(E)$ связано с видимым сечением $\sigma_{vis}(E)$ следующим образом:

$$\sigma_{vis}(E) = \sigma(E)(1 + \delta(E)) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(E', E) dE' \times \times \int_0^{x_{max}} W(s, x) \sigma(s(1-x)) dx, \quad (7)$$

где $W(s, x)$ — функция, описывающая вероятность излучения фотонов с энергией $x E_b$ начальными электронами и позитронами [13], x_{max} — максимальная энергия излученного фотона, $G(E', E)$ — распределение Гаусса, описывающее энергетический разброс в

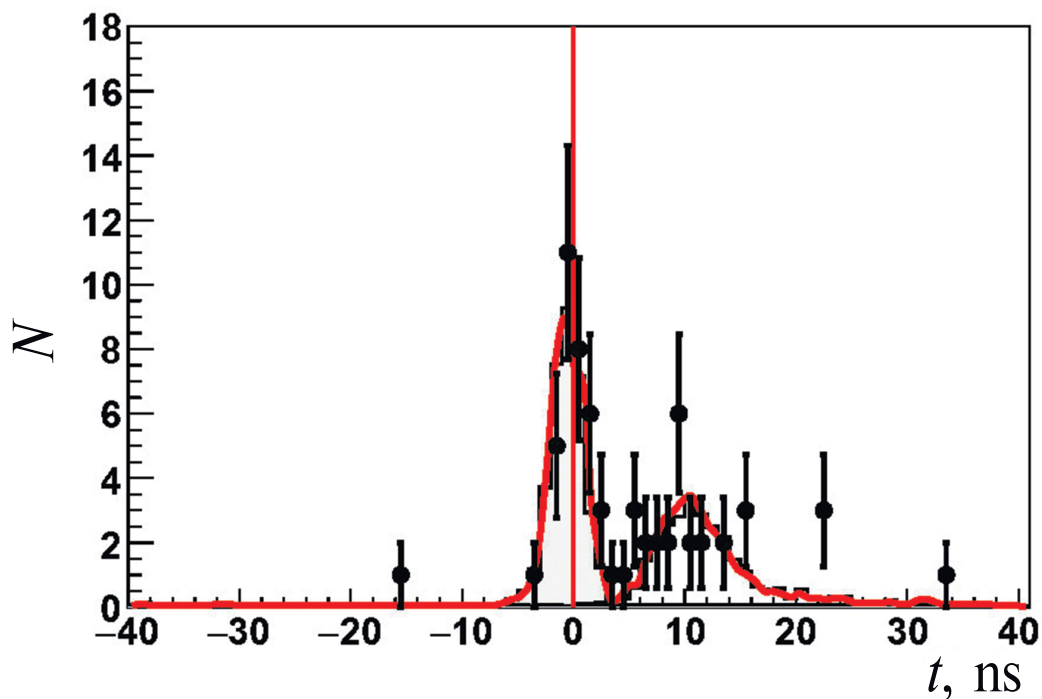


Рис. 8. Временной спектр событий с треками в дрейфовой камере при $E_b = 943.5$ МэВ. Пик при $t = 0$ соответствует пучковому и физическому фону. Широкий пик справа — события $n\bar{n}$.

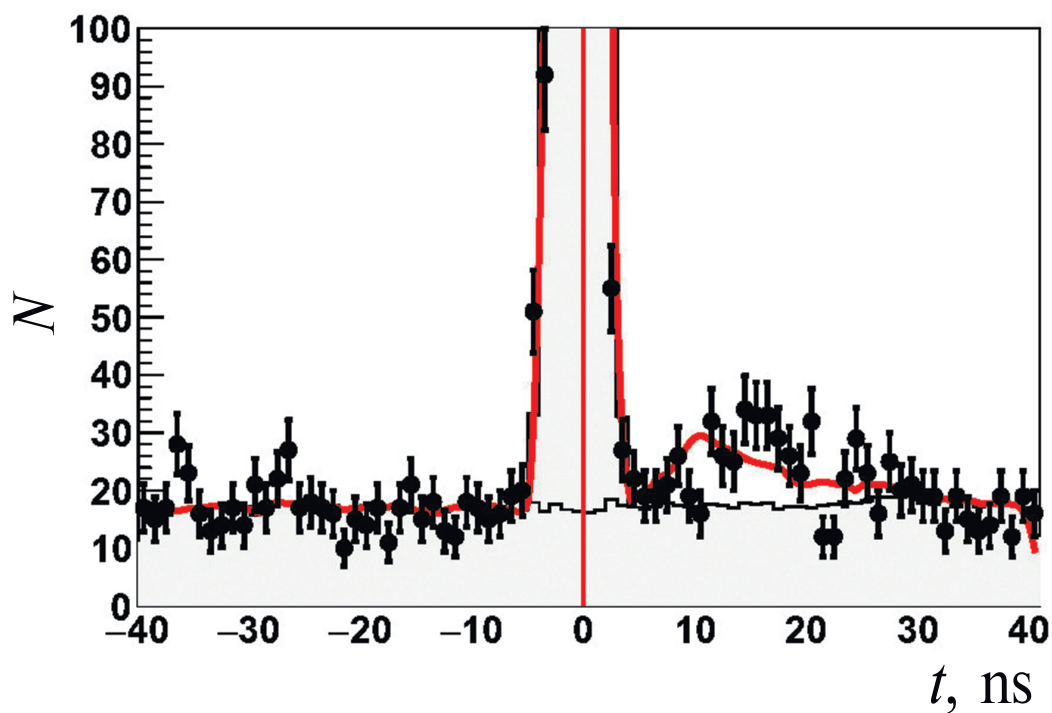


Рис. 9. Временной спектр с инвертированным условием отбора на энергию в калориметре $E_{\text{cal}} < E_b$ $E_b = 943.5$ МэВ. Пик при $t = 0$ соответствует пучковому и физическому фону. Широкий пик справа — события $n\bar{n}$.

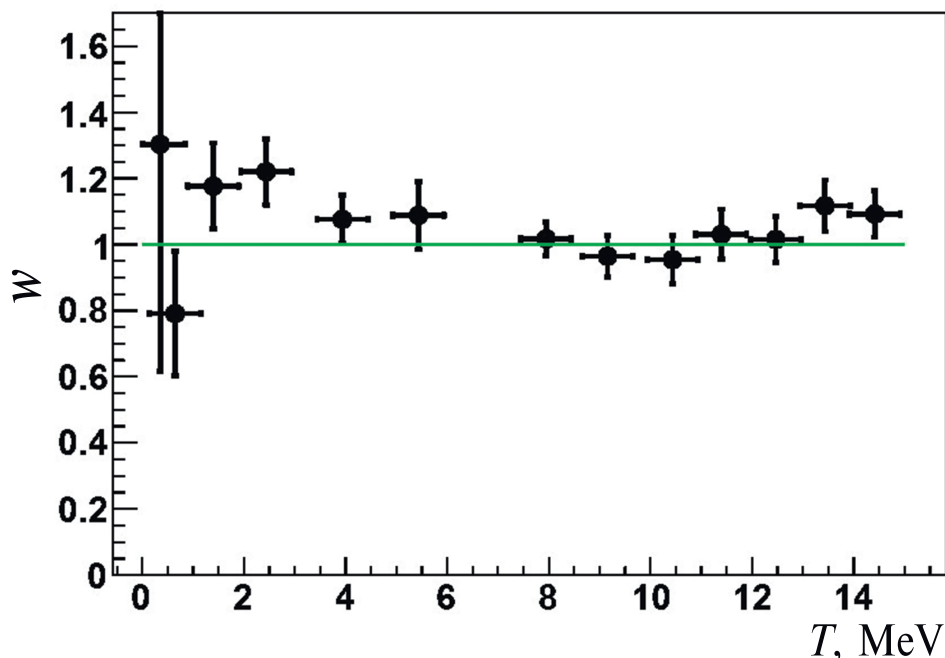


Рис. 10. Полная поправка к эффективности регистрации в зависимости от кинетической энергии антинейтрона $T = E_b - m_n$. Горизонтальная линия соответствует отсутствию значимой поправки.

системе центра масс. В функции $W(s, x)$ не учитывается вклад поляризации вакуума, поэтому борновское сечение является так называемым одетым сечением. Фактор $(1 + \delta(E))$ учитывает радиационные поправки и энергетический разброс (рис. 11). Этот фактор вычисляется для каждой из 13 энергетических точек по борновскому сечению, полученному при аппроксимации видимого сечения формулой (7). Энергетическая зависимость борновского сечения описывается формулой (2), в которой формфактор нейтрона задается полиномом второй степени от импульса антинейтрона. Параметры полинома являются свободными параметрами фита, и их значения определяются при аппроксимации. Полученное сечение показано на рис. 12 вблизи порога и на рис. 13 при энергии до 2 ГэВ. Численные значения полученного борновского сечения приведены в табл. 1. Систематическая ошибка сечения определяется ошибкой поправки к эффективности регистрации. Учитываются также неточности в светимости (2%) и радиационной поправке (2%).

На рис. 12, 13 показаны полная статистическая и систематическая ошибки. В отличие от предыдущих измерений СНД [3, 4], в настоящей работе впервые сделаны измерения непосредственно на пороге. При более высоких точках по энергии 942, 945 и 950 МэВ полученное сечение согласуется с предыдущими измерениями СНД. В точках по энергии непосредственно на пороге (939.6 и 940.2 МэВ) измеренное сечение

не зануляется и примерно в 2 раза ниже сечения процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$ [14, 15].

8. ЭФФЕКТИВНЫЙ ВРЕМЕНИПОДОБНЫЙ ФОРМФАКТОР НЕЙТРОНА

Эффективный формфактор нейтрона вычисляется по измеренному сечению из уравнения (2), его численные значения приведены в табл. 1. На рис. 14 показан формфактор нейтрона вблизи порога, для сравнения приведены также значения формфактора протона, измеренные в эксперименте BABAR [14, 15]. На рис. 15 показан нейтронный формфактор в зависимости от импульса нейтрона. На обоих рисунках показаны также другие результаты недавних измерений. Из рисунков видно, что нейтронный формфактор растет к порогу до величины порядка 0.6. Большинство предсказаний величин формфакторов нуклонов относится к асимптотической области больших передач импульса, однозначных предсказаний для нашего случая пороговой области в литературе нет.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен эксперимент по измерению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ на коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД в области энергии от порога до 1910 МэВ. Измеренное сечение меняется с энергией в пределах 0.4–0.6 нбн и не противоречит результатам предыдущих измерений. При энергии в непосред-

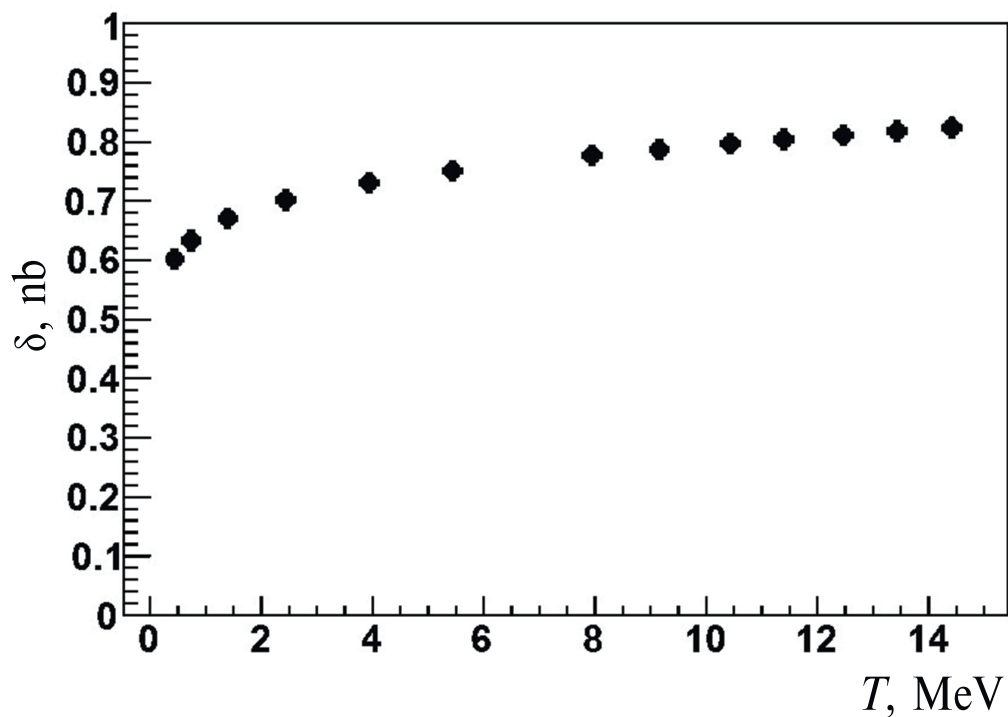


Рис. 11. Радиационная поправка к процессу $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ в зависимости от кинетической энергии антинейтрона $T = E_b - m_n$.

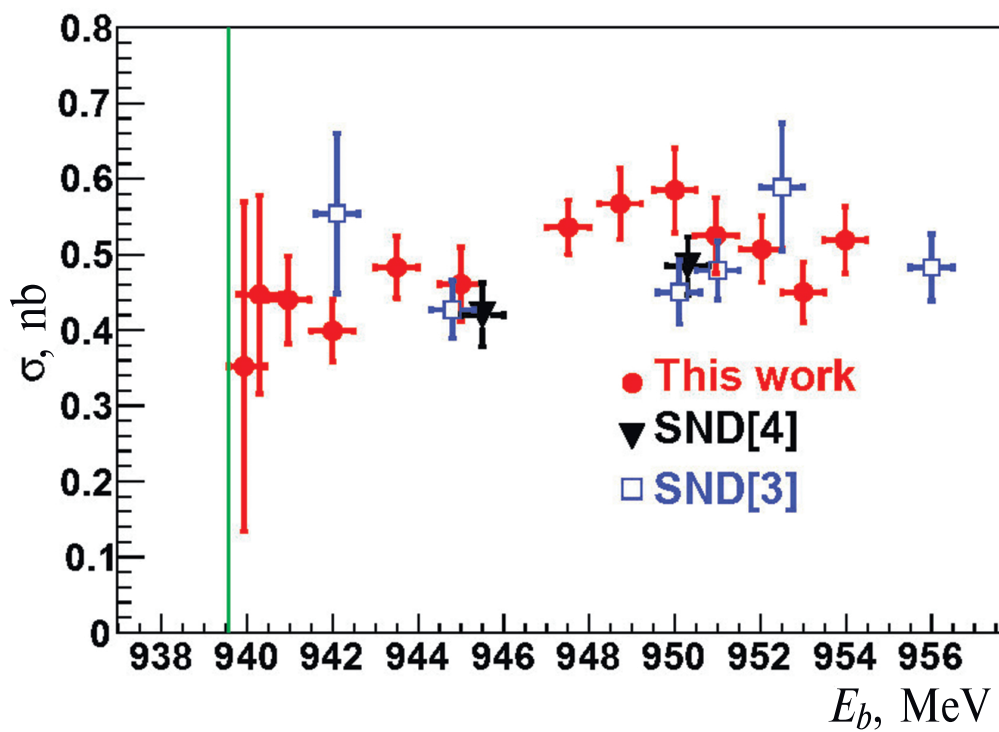


Рис. 12. Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ вблизи порога — сплошные (красные) кружки. Вертикальная линия — порог процесса.

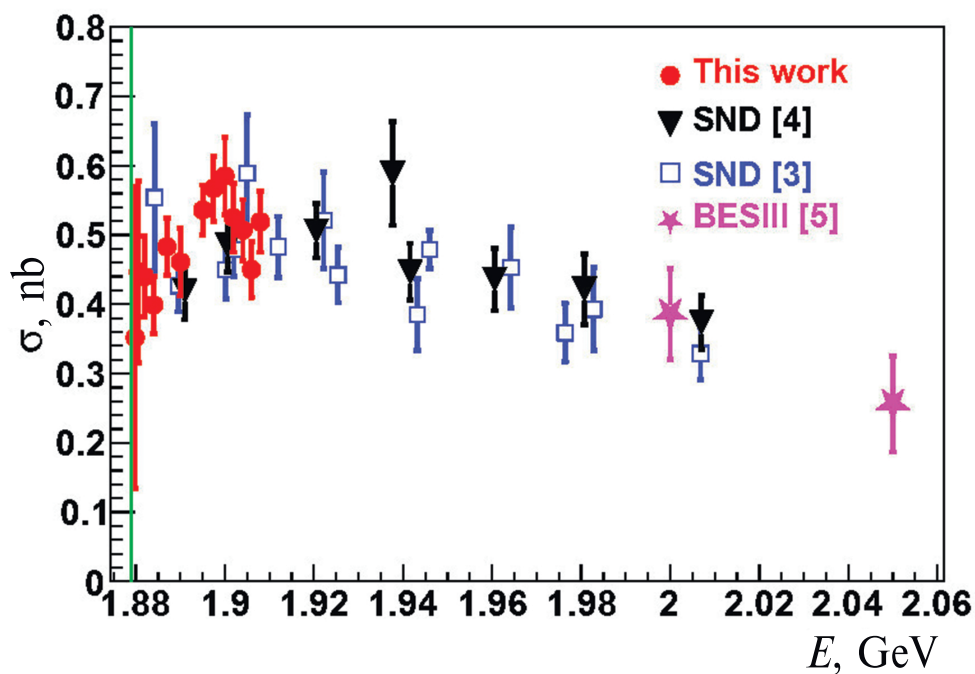


Рис. 13. Измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ — сплошные (красные) кружки, в сравнении с предыдущими измерениями. Вертикальная линия — порог процесса.

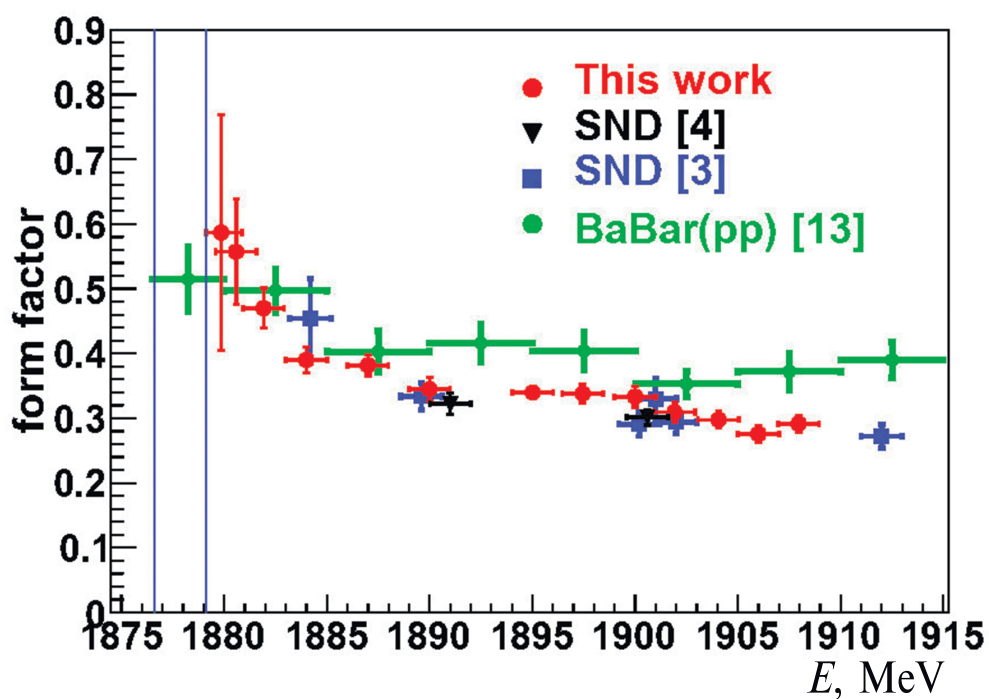


Рис. 14. Измеренный формфактор нейтрона вблизи нейтронного порога в сравнении с предыдущими измерениями. Вертикальные линии соответствуют положению протонного и нейтронного порогов.

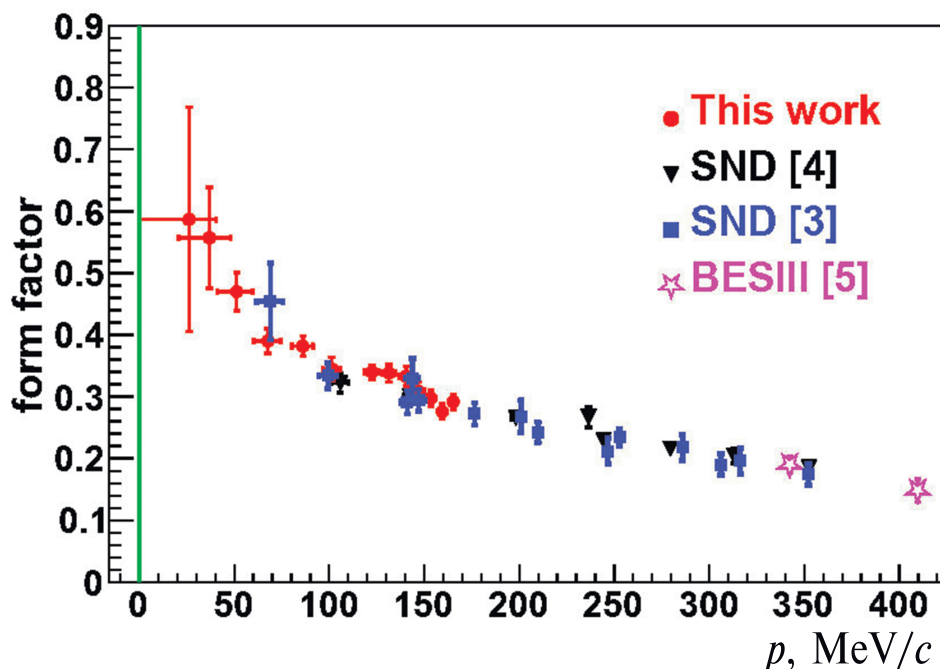


Рис. 15. Измеренный формфактор нейтрона как функция импульса в сравнении с предыдущими измерениями.

ственной близости к порогу сечение составляет около 0.4 нбн. Эффективный времениподобный формфактор нейтрона растет при приближении к порогу до величины 0.6. Наблюдается тенденция сближения формфакторов протона и нейтрона при энергии ниже 1890 МэВ.

Данная работа выполнялась по гранту РНФ, № 23-22-00011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Antonelli et al. (FENICE Collab.), Nucl. Phys. B **17**, 3 (1998); [https://doi.org/10.1016/S0550-3213\(98\)00083-2](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(98)00083-2)
2. M. F. Biagini et al. (DM2 Collab.), Z. Phys. C **52**, 631 (1991); <https://doi.org/10.1007/BF01562337>
3. M. N. Achasov et al. (SND Collab.), Eur. Phys. J. C **82**, 761 (2022); <http://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10696-0>
4. M. N. Achasov et al. (SND Collab.), Phys. At. Nucl. **86**, 937 (2023); <http://doi.org/10.134/S1063778823060054>
5. M. Ablikim et al. (BESIII Collab.), Nat. Phys. **17**, 1200 (2021); <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01345-6>
6. P. Yu. Shatunov, D. E. Berkaev, Yu. M. Zharinov, I. M. Zemlyansky, A. S. Kasaev, A. N. Kyrpotin, I. A. Koop, A. P. Lysenko, A. V. Otboev, E. A. Perevedentsev, V. P. Prosvetov, Yu. A. Rogovsky, A. L. Romanov, A. I. Senchenko, A. N. Skrinsky, Yu. M. Shatunov, et al., Phys. Part. Nucl. Lett. **13**, 995 (2016); <http://dx.doi.org/10.1134/S154747711607044X>
7. M. N. Achasov et al. (SND Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **449**, 125 (2000); [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01302-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01302-9)
8. M. Astrua, E. Botta, T. Bressani, D. Calvo, C. Casalegno, A. Feliciello, A. Filippi, S. Marcello, M. Agnello, and F. Iazzi, Nucl. Phys. A **697**, 209 (2002); [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)01252-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01252-0)
9. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, V. P. Druzhinin, V. B. Golubev, A. A. Korol, S. V. Koshuba, D. P. Kovrizhin, S. I. Serebnyakov, I. K. Surin, A. I. Tekut'ev, and Yu. V. Usov, JINST **10**, T06002 (2015); <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/10/06/T06002>
10. N. A. Melnikova, M. N. Achasov, A. A. Botov, V. P. Druzhinin, L. V. Kardapoltsev, A. A. Korol, D. P. Kovrizhin, S. I. Serebnyakov, and I. K. Surin, Nucl. Instrum. Methods A **1056**, 168664 (2023); <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2023.168664>
11. A. V. Bozhenok, V. N. Ivanchenko, and Z. K. Silagadze, Nucl. Instrum. Methods A **379**, 507 (1996); [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00548-7](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(96)00548-7)
12. J. Allison et al. (GEANT Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **835**, 186 (2016); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>; <https://geant4-data.web.cern.ch/-ReleaseNotes/ReleaseNotes4.10.5.html>
13. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, Sov. J. Nucl. Phys. **41**, 466 (1985).

14. J. P. Lees et al. (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **87**, 092005 (2013); <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.87.092005>.
 15. J. P. Lees et al. (BABAR Collab.), Phys. Rev. D **88**, 072009 (2013); <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.88.072009>.

CROSS SECTION OF THE PROCESS $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ NEAR THE THRESHOLD

M. N. Achasov^{1),2)}, A. Yu. Barnyakov^{1),2)}, E. V. Bedarev^{1),2)}, K. I. Beloborodov^{1),2)}, A. V. Berdyugin^{1),2)},
 A. G. Bogdanchikov¹⁾, A. A. Botov¹⁾, T. V. Dimova^{1),2)}, V. P. Druzhinin^{1),2)}, V. N. Zhabin^{1),2)},
 Yu. M. Zharinov¹⁾, L. V. Kardapoltsev^{1),2)}, A. S. Kasaev¹⁾, A. A. Katsin¹⁾, D. P. Kovrizhin¹⁾, A. A. Korol^{1),2)},
 A. S. Kupich^{1),2)}, A. P. Kryukov¹⁾, A. P. Lysenko¹⁾, N. A. Melnikova¹⁾, N. Yu. Muchnoy^{1),2)},
 A. E. Obrazovsky¹⁾, E. V. Pakhtusova¹⁾, K. V. Pugachev^{1),2)}, S. A. Rastigeev¹⁾, Yu. A. Rogovsky^{1),2)},
 A. I. Senchenko¹⁾, S. I. Serednyakov^{1),2)}, Z. K. Silagadze^{1),2)}, I. K. Surin¹⁾, Yu. V. Usov¹⁾,
 A. G. Kharlamov^{1),2)}, D. E. Chistyakov^{1),2)}, Yu. M. Shatunov¹⁾, S. P. Sherstyuk^{1),2)}, D. A. Shtol¹⁾

¹⁾ Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

²⁾ Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

The $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ cross section was measured at energies from the threshold to 1908 MeV in the center of mass (c.m.). The experiment to measure the cross section has been carried out at the VEPP-2000 e^+e^- collider in 13 energy points. The SND detector is used to detect the produced neutron-antineutrons ($n\bar{n}$) events. A special time measurement system on the calorimeter was used to select the time-delayed $n\bar{n}$ events. The measured $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ cross section is 0.4–0.6 nb. The neutron effective timelike form factor in the energy range under study varies from 0.3 to 0.6.