

Исследование фундаментальных свойств лептонов с использованием данных эксперимента Borexino

А. В. Вишнева

ЛЯП ОИЯИ

(По материалам кандидатской диссертации)

20/04/2023

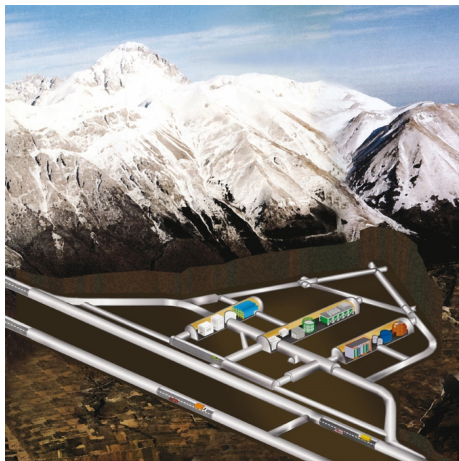
Рассматриваемые фундаментальные свойства лептонов и связанные с ними редкие процессы

1 Время жизни электрона

- Распад $e \rightarrow \gamma \nu_e$

2 Магнитный момент нейтрино

- Электромагнитное взаимодействие солнечных нейтрино в детекторе
- Антинейтрино от Солнца

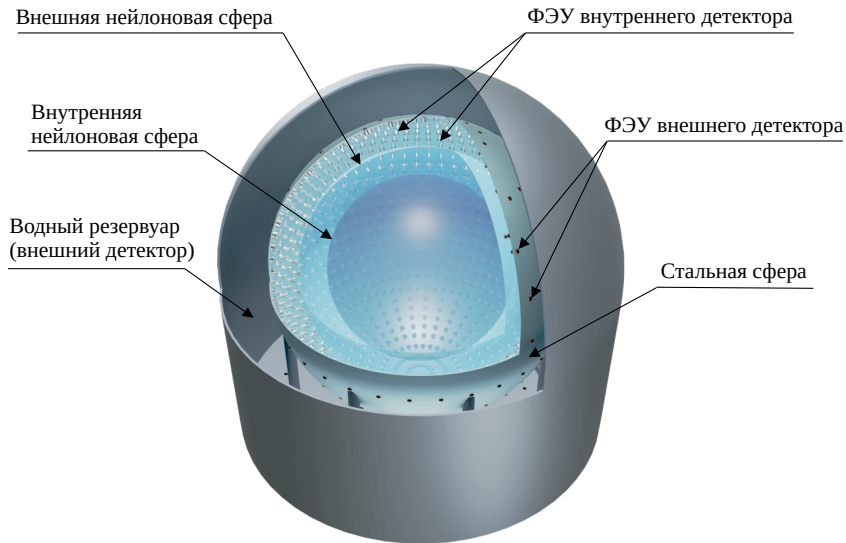


- Расположен в Холле С Национальной лаборатории Гран Сассо (LNGS)
- Главная цель: детектирование солнечных нейтрино низких (до 1 МэВ) энергий

Набор данных:

- I фаза (16.05.2007 — 8.05.2010)
- II фаза (11.12.2011 — 21.05.2016)
- III фаза (17.07.2016 — 10.10.2021)

Схема детектора Borexino



Характеристики детектора Borexino

- **Сцинтиллятор:** псевдокумол + PPO (1.5 г/л)
- **Примесь ^{238}U и ^{232}Th :** $< 10^{-19}$ г/г
- **Световыход:** 500 ф.э./МэВ
- **Масса:** 278 тонн
- **Способ детектирования:** упругое $\nu - e$ рассеяние, обратный β -распад (для $\bar{\nu}_e$)
- **Энергетический порог по электронам отдачи:** ~ 150 кэВ
- **Энергетическое разрешение @ 1 МэВ:** $\sim 5\%$
- **Пространственное разрешение @ 1 МэВ:** ~ 10 см

Детектирование нейтрино

Упругое рассеяние на электронах:

$$\nu + e \rightarrow \nu + e$$

Сигнал: электрон отдачи

$$\frac{d\sigma}{dT_e} = \frac{2G_F^2 m_e}{\pi} \left[g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T_e}{E_\nu} \right)^2 - g_L g_R \frac{m_e T_e}{E_\nu^2} \right],$$

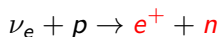
$$g_L = \begin{cases} \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W, & \nu = e \\ -\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W, & \nu = \mu, \tau \end{cases}$$

$$g_R = \sin^2 \theta_W, \quad \nu = e, \mu, \tau,$$

- G_F — постоянная Ферми
- θ_W — угол Вайнберга

Детектирование электронных антинейтрино

обратный β -распад (порог 1,8 МэВ)



Быстрый сигнал: позитрон (кинетическая E + аннигиляция)

Задержанный сигнал ($\tau = 254,5 \pm 1,8$ с): захват нейтрона на водороде (фотон 2,2 МэВ)

Сечение: аппроксимация Струмиа–Виссани

A. Strumia, F. Vissani. Phys. Lett. B. **564**, 42-54 (2003)

Поиск редких процессов в Borexino в условиях высокого фона

Невозможность отличить сигнал от фона событийно \Rightarrow выделение сигнала с помощью **подгонки наблюдаемого энергетического спектра**.

Эstimаторы энергии — непосредственно наблюдаемые величины, на основе которых можно реконструировать энергию события.

- число фотоэлектронов (N_{pe})
- число отсчетов для сработавших ФЭУ (N_h)
- число сработавших ФЭУ (N_p)

Модель наблюдаемого спектра — сумма сигнальных и фоновых компонент в единицах эstimаторов энергии.

Энергетический отклик детектора — распределение значений эстиматора для события данной энергии.

Зависит от

- координат события;
- типа частицы;
- геометрии детектора;
- свойств сцинтиллятора;
- отклика считывающей электроники
- и пр.

Также энергетический отклик чувствителен к изменениям параметров эксперимента со временем (старение сцинтиллятора, выход из строя фотоумножителей и т. д).

Моделирование методом Монте-Карло:

M. Agostini et al. Astropart. Phys. **97**, 136–159 (2018).

Используется для нейтринных и антинейтринных данных.

Аналитическая параметризация:

M. Agostini et al. Phys. Rev. D **100** no. 8, 082004 (2019)

Z. Bagdasarian, X. Ding, A. Vishneva. J. Phys. Conf. Ser. **1342**, 012105 (2020)

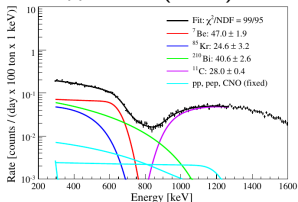
- + не требует генерации большой статистики
- + позволяет учесть возможные непредвиденные эффекты, связанные с нестабильностью работы детектора

Используется для нейтринных данных при низких энергиях.

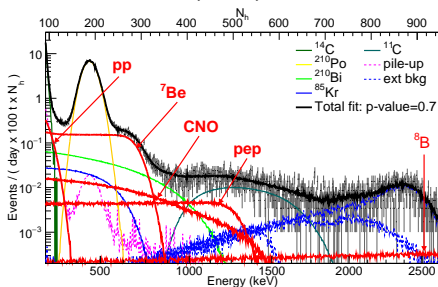
- **Распад электрона** — спектр электронов отдачи, аналитическая модель
- **Электромагнитное взаимодействие солнечных нейтрино в детекторе** — спектр электронов отдачи, усовершенствованная аналитическая модель
- **Антинейтрино от Солнца** — спектр антинейтринных кандидатов, моделирование методом Монте-Карло

Задачи по усовершенствованию аналитической модели

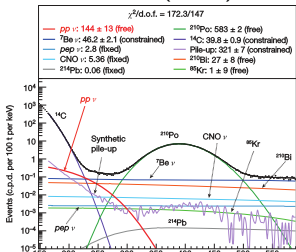
0,3–1,2 МэВ, 2 года набора данных (2011)



0,2–3 МэВ, 5 лет набора данных (2017)



0,15–0,6 МэВ, 1,5 года набора данных (2014)



- более точная модель для широкого диапазона энергий
- учет выхода ФЭУ из строя в течение набора данных

Аналитическая модель энергетического отклика детектора

Phys. Rev. D **100** no. 8, 082004 (2019)

Форма энергетического отклика для переменной N_p

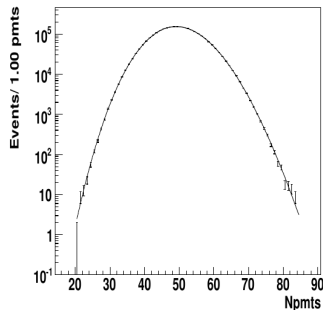
Масштабированное распределение Пуассона

$$P(N_p | \mathcal{N}, \sigma) = \frac{\mu^{sN_p}}{\Gamma(sN_p + 1)} e^{-\mu},$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция Эйлера
параметры s и μ определяются через среднее
значение \mathcal{N} и вариацию σ_{N_p} :

$$\mathcal{N} = \frac{\mu}{s},$$
$$\sigma_{N_p}^2 = \frac{\mu}{s^2}.$$

Форма отклика получена из моделирования большой статистики
методом Монте-Карло



Среднее значение $N_{pe}(E)$ для электронов

$$N_{pe} = Y_{pe} (E \cdot Q_{\text{eff}}(E) + f_{\text{Ch}} \cdot F_{\text{Ch}}(E))$$

- Эффективный фактор ионизационного гашения

$$Q_{\text{eff}}(kB; E) \equiv \left(\frac{A_1 + A_2 \ln(E) + A_3 \ln^2(E)}{1 + A_4 \ln(E) + A_5 \ln^2(E)} \right)$$

$A_i = \{0,972; 0,201; 0,0105; 0,195; 0,014\}$ — из данных калибровочной кампании

- Вклад черенковского излучения

$$F_{\text{Ch}}(E) = (C_0 + C_1 \cdot x + C_2 \cdot x^2 + C_3 \cdot x^3) \cdot (1 + C_4 \cdot E)$$

$x = \ln(1 + E/E_0)$, $E_0 = 0,165$ МэВ, $C_i = \{1,42; -3,40; 1,11; 1,34; 0,07\}$ — из моделирования

- Y_{pe} — эффективный световыход в ф.э. Свободный параметр.
- $f_{\text{Ch}} = 1$ — нормировочный фактор.

Среднее значение $N_p(N_{pe})$ для электронов

Для событий в центре детектора при условии идентичности ФЭУ число ф.э. на отдельном ФЭУ подчиняется распределению Пуассона. Вероятность отсутствия сигнала:

$$p_0 = e^{-\mu_0}, \quad \mu_0 = \frac{N_{pe}}{N_{\text{live}}}$$

Среднее число сработавших ФЭУ:

$$\mathcal{N} = N_{\text{live}}(1 - p_0) = N_{\text{live}}(1 - e^{-\mu_0})$$

Для событий, равномерно распределенных по объему:

$$\mathcal{N} = N_{\text{live}}(1 - e^{-\mu_0})(1 - g_C \cdot \mu_0)$$

- g_C — геометрическая поправка. Значение определяется из моделирования для конкретного доверительного объема и распределения живых ФЭУ во времени

Вариация N_p для электронов

Статистическая часть:

$$\sigma_{N_p}^2(\mathcal{N}) = \mathcal{N}(1 - p_1(1 + v_1))$$

- $v_1 = 0,16$ — относительная вариация вероятности срабатывания ФЭУ

Вклад пространственной и временной зависимости сигнала:

$$\sigma_{N_p|V,t}^2(\mathcal{N}) = \mathcal{N}^2 (v_f + v_T^0 \mathcal{N} + v_f v_T^0 \mathcal{N})$$

$$v_T \equiv \frac{\langle N_p^2 \rangle_V - \langle N_p \rangle_V^2}{\langle N_p \rangle_V^2} = v_T^0 \cdot \mathcal{N}, \quad v_f \equiv \frac{\langle f^2 \rangle_t - \langle f \rangle_t^2}{\langle f \rangle_t^2}, \quad f \equiv \frac{N_{\text{live}}}{2000}$$

Внутреннее разрешение сцинтиллятора:

$$\sigma_{N_p|r}^2(\mathcal{N}) = v_N \mathcal{N}$$

Доля одноэлектронного отклика под порогом: $p_t = 12\%$

A. Ianni *et al.* Nucl. Instrum. Meth. A. **537**, 683—697 (2005)

Вероятность отсутствия сигнала:

$$e^{-\mu_0} \Rightarrow e^{-\mu_0} + p_t \cdot p(1) = e^{-\mu_0} \cdot (1 + p_t \mu_0)$$

Среднее число сработавших ФЭУ:

$$\mathcal{N} = N_{\text{live}} \left(1 - e^{-\frac{N_{pe}}{N_{\text{live}}}} \left[1 + p_t \frac{N_{pe}}{N_{\text{live}}} \right] \right) \left(1 - g_C \frac{N_{pe}}{N_{\text{live}}} \right)$$

Вариация заряда, связанная с неоднородностью

светосбора: $v_q \equiv (\delta N_{pe}/N_{pe})^2 = 7$ — из моделирования событий, распределенных равномерно по объему

$$\delta N_p = \frac{dN_p}{dN_{pe}} \cdot \delta N_{pe} = p_0 \cdot \delta N_{pe}$$

Относительная вариация числа сработавших ФЭУ:

$$v = \left(\frac{\sigma_{N_p}}{N_p} \right)^2 \simeq \left(\frac{\delta N_p}{N_p} \right)^2 = p_0^2 \cdot \left(\frac{\delta N_{pe}}{N_{pe}} \right)^2 \cdot \left(\frac{N_{pe}}{N_p} \right)^2$$

Вклад в полную вариацию:

$$\sigma_{N_p|q}^2(\mathcal{N}) = v\mathcal{N}^2 = v_q \left(\frac{\mu_0 p_0}{p_1} \right)^2 \mathcal{N}^2$$

Энергетический отклик для других типов частиц

α -частицы: распад ^{210}Po , $E = 5,3$ МэВ. Более сильное ионизационное гашение по сравнению с электронами

$$N_{pe} = Y_{pe} \cdot E \cdot Q_{\alpha}$$

$$\sigma_{N_p}^2(\mathcal{N}) = \mathcal{N} (1 - p_1(1 + v_1)) + \mathcal{N}^3 \cdot v_T^{\alpha}$$

Q_{α} , v_T^{α} — свободные параметры.

γ -кванты:

- высвечивание энергии происходит не напрямую, а через комптоновское рассеяние на электронах \Rightarrow дополнительное гашение
- множественное рассеяние затрудняет аналитическое описание \Rightarrow моделирование методом Монте-Карло

позитроны: дополнительное гашение фотонов от e^+e^- -аннигиляции

$$N_{pe} = Y_{pe} (E \cdot Q_{\text{eff}}(E) + f_{\text{Ch}} \cdot F_{\text{Ch}}(E)) \cdot Q_{\beta^+}$$

Q_{β^+} — свободный параметр

Способы снижения случайного шума:

- кластеризация сработавших ФЭУ
- использование укороченных эстиматоров энергии: $N_p^{dt1(dt2)}$ — N_p в течение первых 230 (400) нс с начала записи события

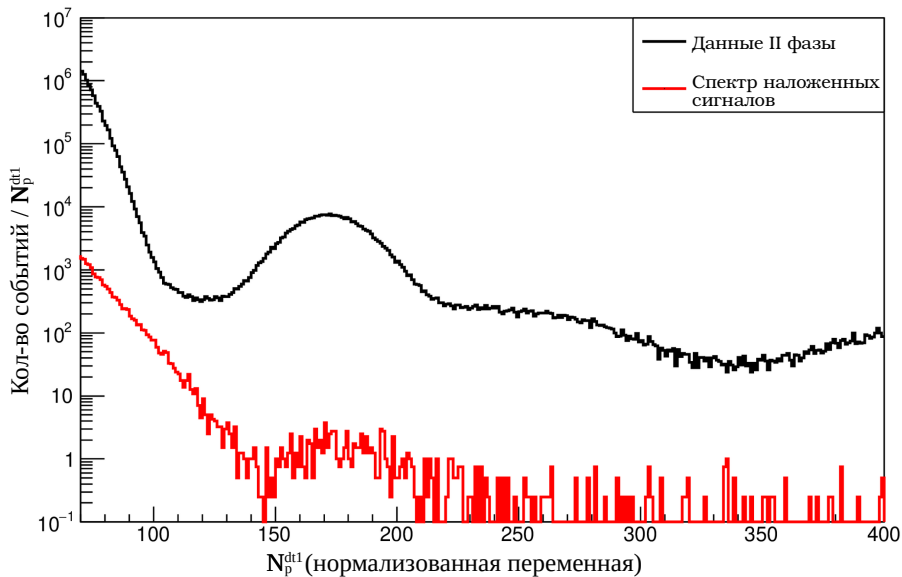
Способы учета остаточного шума:

- свертка со спектром событий, набранных с помощью случайного триггера (в основном темновой шум ФЭУ)
- искусственный спектр наложенных событий

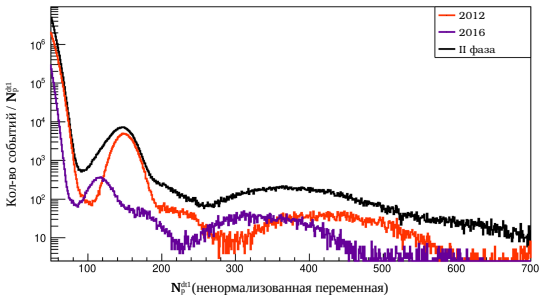
Алгоритм построения искусственного спектра наложенных событий:

- 1 из последних 5 мкс записанного события выбирается отрезок времени длиной $dt_1(dt_2)$;
- 2 информация о сработавших ФЭУ из этого отрезка (порядковый номер ФЭУ, время срабатывания, собранный заряд) совмещается с информацией о первичном сигнале;
- 3 данные реконструируются стандартным образом;
- 4 $\Delta N_p > N_{\min} \Rightarrow$ событие проходит отбор;
- 5 для учета подпороговых событий — свертка со спектром темнового шума в диапазоне $[0, N_{\min}]$.

Спектр наложенных сигналов (II фаза)

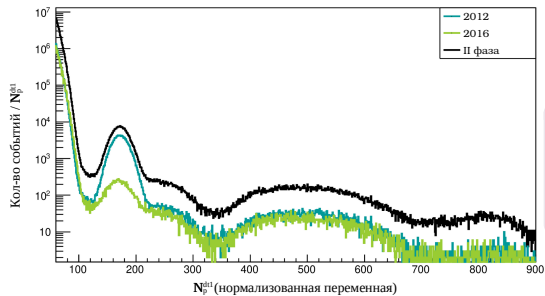


Нормализованные эstimаторы энергии



Уменьшение числа «живых» ФЭУ

- смещение спектра в сторону более низких значений
- ухудшение энергетического разрешения



Нормализация на 2000 «живых» ФЭУ

$$N_e^{\text{norm}} = N_e \cdot \frac{2000}{N_{\text{live}}},$$

N_{live} — число «живых» ФЭУ

Нормализованная переменная N_p

$$N_p^{\text{norm}} \equiv [f_p^{\text{eq}} N_p],$$

где $f_p^{\text{eq}} = 2000/N_{\text{live}}$ — коэффициент нормализации.

Энергетическая шкала: та же параметризация, что и для ненормированного эстиматора

- геометрическая поправка g_C определяется из моделирования;
- световыход Y_{pe} — свободный параметр.

Вариация отклика: вариацией числа живых ФЭУ можно пренебречь

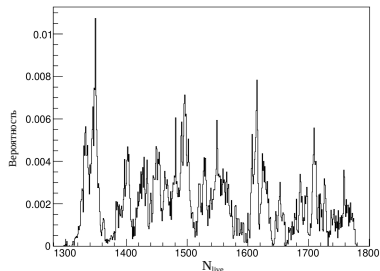
$$\sigma_{N_p^{\text{norm}}}^2(\mathcal{N}) = \tilde{f}_p^{\text{eq}} \mathcal{N} (1 - p_1(1 + v_1)) + \mathcal{N}^3 v_T^0 + \mathcal{N} v_N + \mathcal{N}^2 \frac{\mu_0^2 p_0^2}{p_1^2} v_q,$$

$$\tilde{f}_p^{\text{eq}} = 2000 / \langle N_{\text{live}} \rangle$$

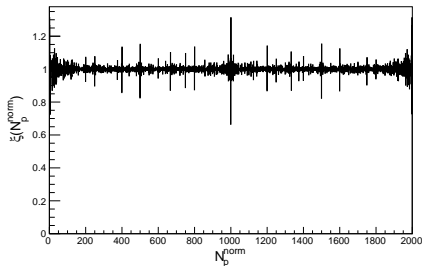
Эффект квантования при нормализации N_p

$$\xi(N_p^{\text{norm}}) = \sum_{N_i \in N_{\text{live}}} \sum_{n=0}^{N_i} f_{N_{\text{live}}}(N_i) \cdot \delta \left(N_p^{\text{norm}}, \left[n \cdot \frac{2000}{N_i} \right] \right)$$

Распределение живых ФЭУ



Искажение спектра



Модель спектра электронов отдачи

$$M(N_p, \vec{A}, \vec{v}) = \sum_i A_i \cdot (\varphi_i(N_p | \vec{v}) * \Phi_{\text{DN}}(N_p)) [\cdot \xi(N_p)]^*,$$

* для нормализованной переменной

- A_i — нормировка спектра (скорость счета \times экспозиция)
- \vec{v} — параметры энергетического отклика
- φ_i — наблюдаемая форма спектра (нормированная на 1)
- $\Phi_{\text{DN}}(N_p)$ — спектр темнового шума

Спектр в единицах N_p :

$$\varphi_i(N_p | \vec{v}) = \frac{\sum_{\mathcal{N}=N_p-\Delta}^{N_p+\Delta} \Phi_i(\mathcal{N}(E)) \cdot P(N_p | \mathcal{N}, \sigma(\mathcal{N}))}{\sum_{N_p} \sum_{\mathcal{N}=N_p-\Delta}^{N_p+\Delta} \Phi_i(\mathcal{N}(E)) \cdot P(N_p | \mathcal{N}, \sigma(\mathcal{N}))}$$

Большая статистика \Rightarrow binned likelihood method

$$\ln \mathcal{L}(\vec{A}, \vec{v} | N_p) = \sum_i \ln \left(\frac{m_i^{d_i} e^{-m_i}}{d_i!} \right) - \sum_j l_{\text{pull}}(\mu, \sigma | \theta_j)$$

Штрафные члены:

$$l_{\text{pull}}(\mu, \sigma | \theta_j) = -\frac{1}{2} \left[\ln(2\pi\sigma^2) - \left(\frac{\theta_j - \mu}{\sigma} \right)^2 \right]$$

Подгонка спектра электронов отдачи в Borexino: пакет bx-GooStats
X. F. Ding. Journal of Instrumentation **13** no.12, P12018 (2018)

Поиск распада электрона

Phys. Rev. Lett. **115**, 231802 (2015)

Закон сохранения электрического заряда и стабильность электрона

Безмассовость фотона \Rightarrow сохранение электрического заряда

Невозможно построить непротиворечивую теорию с массивными фотонами:

L. B. Okun, Y. B. Zeldovich. Phys. Lett. B. **78**, 597—600 (1978)

L. B. Okun, M. B. Voloshin. JETP Lett. **28**, 145 (1978)

**Поиск несохранения электрического заряда — способ проверки
Стандартной модели и поиска физики за ее пределами**

Поиск распада электрона на нейтральные частицы

$$e \rightarrow \nu_e \nu_x \bar{\nu}_x$$

Сигнал: исчезновение электрона с атомной оболочки \Rightarrow излучение фотонов при заполнении вакансии.

Детекторы: твердотельные — на основе NaI или германиевые.

Лучший результат: $\tau_e > 2.4 \times 10^{24}$ лет при 90% У. Д. (DAMA/LIBRA)

$$e \rightarrow \nu_e \gamma$$

Сигнал: моноэнергетический фотон $E = 256$ кэВ ($1/2 m_e$).

Детекторы: NaI, германиевые, жидкосцинтилляционные.

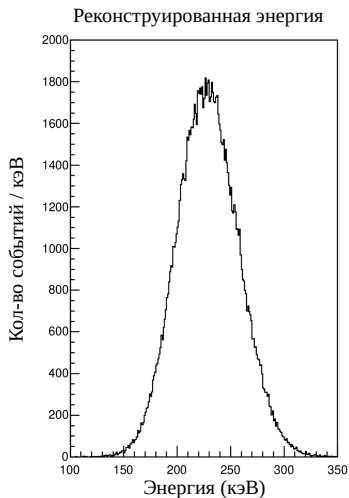
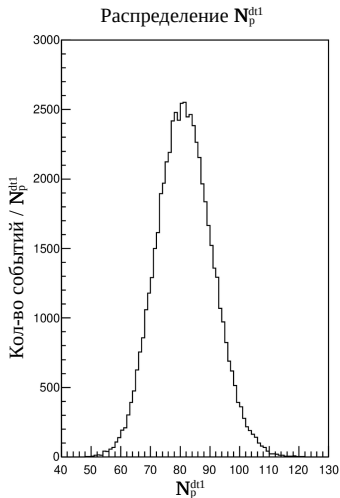
Лучший результат: (до выполнения данной работы)

$\tau_e > 4.6 \times 10^{26}$ лет при 90% У. Д. (CTF)

Отклик детектора на ожидаемый сигнал

4×10^5 фотонов с $E = 256$ кэВ (1000 событий/день)

Моделирование с помощью пакета *g4bx2* на основе GEANT4



Начало II фазы: январь 2012 — май 2013

- уровень фона от распадов ^{210}Bi и ^{85}Kr ниже, чем в I фазе
- лучшее энергетическое разрешение по сравнению с более поздними данными

Время экспозиции: 408 дней живого времени

Эстиматор энергии: $N_p^{\text{dt1}(\text{dt2})}$

Энергетический диапазон: 61–219 N_p^{dt1} (164–590 кэВ)

Мюонное вето

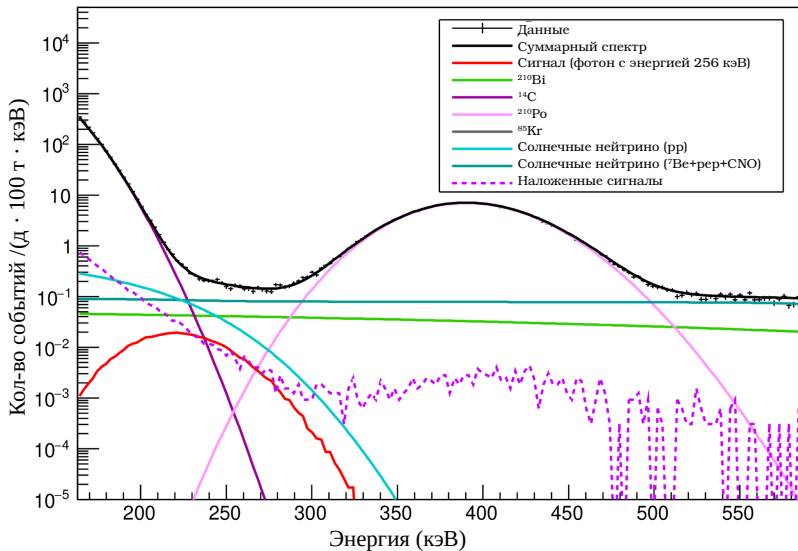
- внешний детектор: 2 мс
- внутренний детектор: 300 мс

Доверительный объем

- $R < 3,02$ м
- $z < 1,67$ м.

Состав спектра электронов отдачи

уровень сигнала: $1,23 \text{ [д} \cdot 100 \text{ тонн]}^{-1}$



$$\begin{aligned} M(e, \vec{A}, \vec{v}) &= \sum_{i \in \beta^-} A_i \cdot \left(\varphi_i(Y, \sigma_e^\beta) * \Phi_{\text{DN}}(N_p) \right) + \\ &+ A_\alpha \cdot \left(\varphi_\alpha(Y, Q_\alpha, \sigma_e^\alpha) * \Phi_{\text{DN}}(N_p) \right) + \\ &+ A_x \cdot \varphi_x(N_p, N_{\text{min}}) + S \cdot \varphi_S(N_p), \end{aligned}$$

- β^- : солнечные нейтрино (pp , ${}^7\text{Be}$, pep , CNO), ${}^{14}\text{C}$, ${}^{210}\text{Bi}$, ${}^{85}\text{Kr}$
- α : ${}^{210}\text{Po}$
- x : наложение сигналов
- S : искомый сигнал

Свободные параметры:

- скорости счета ${}^{210}\text{Bi}$, ${}^{85}\text{Kr}$, ${}^{210}\text{Po}$
- параметры отклика Y , Q_α , v_T^0 , v_N

Для каждого значения скорости счета R от 0 до 5 [д · 100 тонн]⁻¹ проводится спектральная подгонка экспериментального спектра и вычисляется функция правдоподобия $\mathcal{L}(R)$.

Предел на скорость счета R_{lim} для уровня доверия α :

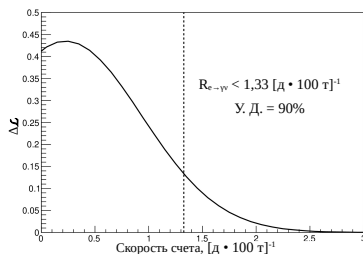
$$\frac{\int_0^{R_{\text{lim}}} \mathcal{L}(R) dR}{\int_0^{\infty} \mathcal{L}(R) dR} = \alpha.$$

$$R_{\text{lim}}^{\text{stat}} = 1,23 \text{ [д} \cdot \text{100 тонн]}^{-1} \text{ (90\% У. Д.)}$$

Учет систематических погрешностей

- погрешность определения световыхода 1%
- выбор эstimатора энергии (N_p^{dt1} / N_p^{dt2})

Ухудшение результата на 8%



Предел на время жизни электрона:

$$\tau \geq \epsilon N_e \frac{T}{S},$$

где $\epsilon = 0,264$ — эффективность регистрации сигнала в доверительном объеме, $N_e = 9,19 \times 10^{31}$ — число электронов в сцинтилляторе, $T = 408$ дней — время экспозиции.

$$\tau_{e \rightarrow \gamma \nu_e} \geq 6,6 \times 10^{28} \text{ лет (90\% У. Д.)}$$

Эффективный магнитный момент солнечных нейтрино

Phys. Rev. D **96** no. 9, 091103 (2017)

Магнитный момент массивных нейтрино

K. Fujikawa and R. Shrock. Phys. Rev. Lett. 45, 963 (1980).

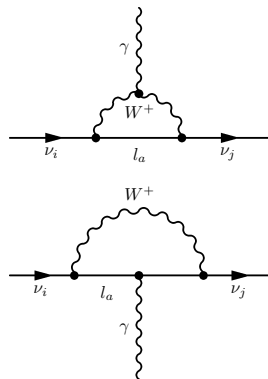
$$\mu = \frac{3m_e G_F}{4\pi^2 \sqrt{2}} m_\nu \mu_B \approx 3.2 \times 10^{-19} \left(\frac{m_\nu}{1 \text{ eV}} \right) \mu_B$$

Взаимодействие $\nu_i \rightarrow \nu_j \gamma$ на однопетлевом уровне:

- изменяет спиральность нейтрино
- может изменить аромат нейтрино

Магнитные моменты в массовом базисе:

- диагональные: $\mu_{11}, \mu_{22}, \mu_{33}$
- переходные: $\mu_{12}, \mu_{23}, \mu_{31}$



Дополнительный механизм охлаждения звезд:

впервые предложен в *G.G. Raffelt, Phys. Rev. Lett.* **64**, p. 2856 (1990)

$\mu_\nu < 3.0 \times 10^{-12} \mu_B$ на уровне 3σ — из светимости красных гигантов
F. Capozzi, G. Raffelt. *Phys. Rev. D.* **102** no.8, 083007 (2020)

$\mu_\nu < (1.1 - 2.7) \times 10^{-12} \mu_B$ — из светимости сверхновой SN1987A
A. V. Kuznetsov, N. V. Mikheev, A. A. Okrugin. *Int. J. Mod. Phys. A.* **24**,
5977—5989 (2009)

Ограничения из астрофизических наблюдений **зависят от моделей эволюции звезды** \Rightarrow нуждаются в подтверждении через непосредственный поиск электромагнитного взаимодействия нейтрино в детекторах частиц.

Сечение ($\nu - e$) рассеяния через обмен фотоном:

$$\frac{d\sigma_{EM}}{dT_e} = \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2} \left(\frac{1}{T_e} - \frac{1}{E_\nu} \right) \left(\frac{\mu_\nu}{\mu_B} \right)^2$$

Полное сечение упругого ($\nu - e$) рассеяния:

$$\sigma_{\nu e} = \sigma_{\text{weak}} + \sigma_{EM}$$

Энергетический спектр:

$$\Psi(T, \mu_{\text{eff}}^2) = \Phi_{\text{weak}}(T) + \mu_{\text{eff}}^2 \cdot \Phi_{EM}(T),$$

$$\Phi_{EM}(T) = \int \frac{d\sigma_{\mu\nu}(E_\nu, T)}{dT} \frac{d\lambda}{dE_\nu} dE_\nu = \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2 \mu_B^2} \int \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu} \right) \frac{d\lambda}{dE_\nu} dE_\nu$$

Спектр в единицах эстиматоров энергии вычисляется **аналитически**

II фаза: 14 декабря 2011 — 21 мая 2016

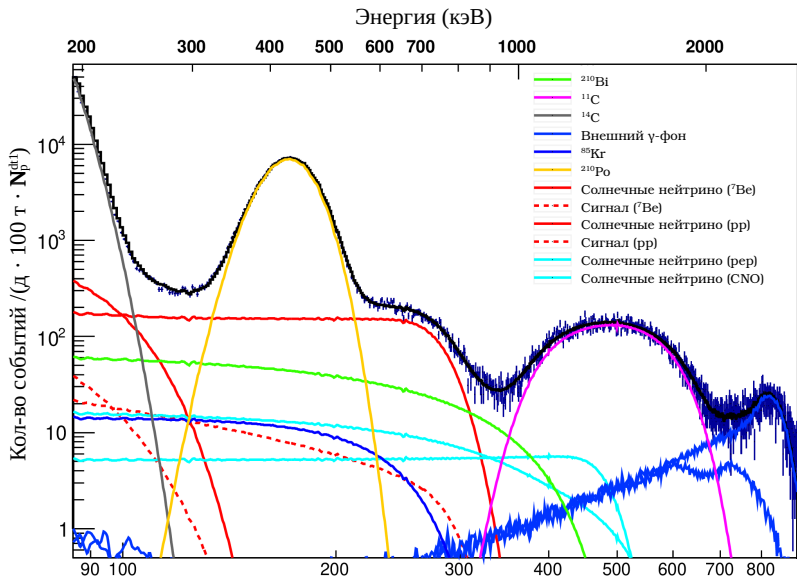
Время экспозиции: 1291,51 дней живого времени

Эстиматор энергии: $N_p^{dt1(dt2)}$, нормализованный на 2000 живых ФЭУ

Энергетический диапазон: 85–900 N_p^{dt1} (0,19–2,93 МэВ)

Состав спектра электронов отдачи

Уровень сигнала: $\mu_{\text{eff}} = 2,6 \times 10^{-11} \mu\text{B}$



Модель спектра [1/2]

$$\begin{aligned} M(e, \vec{A}, \vec{v}) = & \sum_{\nu=\{pp, {}^7\text{Be}\}} A_{\nu} \cdot \left(\psi_{\nu}(\mu_{\nu}, Y, \sigma_{N_p}^{\beta}) * \Phi_{DN}(e) \right) \cdot \xi(N_p) + \\ & + \sum_{i \in \beta^{-}} A_i \cdot \left(\varphi_i(Y, \sigma_e^{\beta}) * \Phi_{DN}(N_p) \right) \cdot \xi(N_p) + \\ & + A_{\alpha} \cdot \left(\varphi_{\alpha}(Y, Q_{\alpha}, \sigma_e^{\alpha}) * \Phi_{DN}(N_p) \right) \cdot \xi(N_p) + \\ & + A_{\beta^{+}} \cdot \left(\varphi_{\beta^{+}}(Y, Q_{\beta^{+}}, \sigma_e^{\beta}) * \Phi_{DN}(N_p) \right) \cdot \xi(N_p) + \\ & + \sum_{j \in \gamma} A_j \cdot \varphi_j(e) + A_x \cdot \varphi_x(N_p, N_{\min}), \end{aligned}$$

- β^{-} : солнечные нейтрино (*per*, CNO), ${}^{14}\text{C}$, ${}^{210}\text{Bi}$, ${}^{85}\text{Kr}$
- α : ${}^{210}\text{Po}$
- β^{+} : ${}^{11}\text{C}$
- γ : ${}^{208}\text{Tl}$, ${}^{214}\text{Bi}$, ${}^{40}\text{K}$
- x : наложение сигналов

Свободные параметры:

- скорости счета ^{210}Bi , ^{85}Kr , ^{210}Po , ^{11}C
- параметры отклика Y , Q_α , $Q_{\beta+}$, ν_T^0 , ν_N , ν_T^α

Ограничение на суммарную скорость счета солнечных нейтрино (вклад слабого взаимодействия):

$$\sum_{\nu} R_{\nu} = 66,1 \pm 3,1 \text{ SNU}^*$$

J. N. Abdurashitov *et al.* Phys. Rev. C **80**, 015807 (2009)

*SNU — солнечная нейтринная единица, 1 нейтринное взаимодействие в секунду на мишени, содержащей 10^{36} атомов

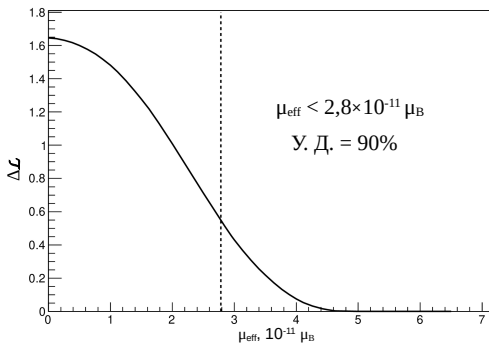
Статистический анализ + систематические погрешности

Вычисляется $\mathcal{L}(\mu_\nu)$ для $\mu_\nu \in [0; 7] \times 10^{-11} \mu_B$

$$\mu_{\text{lim}}^{\text{stat}} = 2,6 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90\% У. Д.)}$$

Источники систематических ошибок:

- металличность Солнца (высокая/низкая)
- выбор эstimатора энергии ($N_p^{\text{dt1}} / N_p^{\text{dt2}}$)
- способ учета наложения сигналов (синтетическая спектральная компонента/свертка со спектром темнового шума)



$$\mu_{\text{eff}} < 2,8 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90\% У. Д.)}$$

Магнитные моменты массовых и ароматовых состояний [1/2]

Эффективный магнитный момент суммы некогерентных массовых состояний нейтрино

$$\mu_{\text{eff}}^2 = \sum_j \left| \sum_k \mu_{jk} A_k(E_\nu, L) \right|^2,$$

$A_k(E_\nu, L) = U_{ek}^{\text{PMNS}} e^{-iE_\nu L}$ — амплитуда массового состояния k в точке рассеяния

Дираковские нейтрино

$$\mu_{\text{eff}}^2 = \sum_j \mu_{jj}^2 |U_{ej}|^2 = \mu_{11}^2 P_{e1}^{3\nu} + \mu_{22}^2 P_{e2}^{3\nu} + \mu_{33}^2 P_{e3}^{3\nu}$$

Майорановские нейтрино

$$\mu_{\text{eff}}^2 = P_{e1}^{3\nu} (\mu_{12}^2 + \mu_{13}^2) + P_{e2}^{3\nu} (\mu_{12}^2 + \mu_{23}^2) + P_{e3}^{3\nu} (\mu_{13}^2 + \mu_{23}^2)$$

Магнитные моменты массовых и ароматовых состояний [2/2]

Эффективный магнитный момент нейтрино в ароматовом базисе

$$\mu_{\text{eff}}^2 = P_{ee}\mu_e^2 + (1 - P_{ee}) \cdot (\cos^2 \theta_{23} \cdot \mu_\mu^2 + \sin^2 \theta_{23}\mu_\tau^2)$$

Параметры нейтринных осцилляций: NuFIT 3.0

I. Esteban *et al.* JHEP **01** 087 (2017)

$$|\mu_{11}| < 3,4 \quad |\mu_{22}| < 5,1 \quad |\mu_{33}| < 18,7$$

$$|\mu_{12}| < 2,8 \quad |\mu_{23}| < 3,4 \quad |\mu_{13}| < 5,0$$

$$|\mu_{\nu_e}| < 3,9 \quad |\mu_{\nu_\mu}| < 5,8 \quad |\mu_{\nu_\tau}| < 5,8$$

$$\times 10^{-11} \mu_B \text{ (90\% У. Д.)}$$

Сравнение с результатами других экспериментов

μ_{ν_e}

GEMMA:

$$\mu_{\nu} < 2.9 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90\% У.Д.)}$$

A. G. Beda *et al.*, Phys. Part. Nucl. Lett. **10**, 139 (2013).

Borexino:

$$\mu_{\nu} < 3.9 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90\% У.Д.)}$$

μ_{ν_τ}

DONUT:

$$\mu_{\nu} < 3.9 \times 10^{-7} \mu_B \text{ (90\% У.Д.)}$$

R. Schwienhorst *et al.* Phys. Lett. B **513**, 23 (2001).

Borexino:

$$\mu_{\nu} < 5.8 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90\% У.Д.)}$$

μ_{ν_μ}

LSND:

$$\mu_{\nu} < 6.8 \times 10^{-10} \mu_B \text{ (90\% У.Д.)}$$

L. B. Auerbach *et al.* Phys. Rev. D **63**, 112001 (2001).

Borexino:

$$\mu_{\nu} < 5.8 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90\% У.Д.)}$$

μ_{ν}^{eff} (солнечные)

XENON:

$$\mu_{\nu} < 6.4 \times 10^{-12} \mu_B \text{ (90\% У.Д.)}$$

E. Aprile *et al.* Phys. Rev. Lett. bf 129, 161805 (2022).

Borexino:

$$\mu_{\nu} < 2.8 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90\% У.Д.)}$$

Поиск антинейтрино от Солнца

Astropart. Phys. **125**, 102509 (2021)

Спин-ароматовая прецессия нейтрино в магнитном поле

$$\nu_{\alpha}^L \gamma \xrightarrow{\mu_{\nu}^{\alpha\beta}} \nu_{\beta}^R \gamma$$

$$p_{\nu \rightarrow \bar{\nu}} \propto B_{\perp} \mu_{\nu}^2$$

Дираковские нейтрино

- $\mu_{\alpha\alpha} \gg \mu_{\alpha\beta}$
- дефицит нейтринного потока

Майорановские нейтрино

- $\mu_{\alpha\alpha} = 0$ (СРТ-симметрия)
- появление $\bar{\nu}$

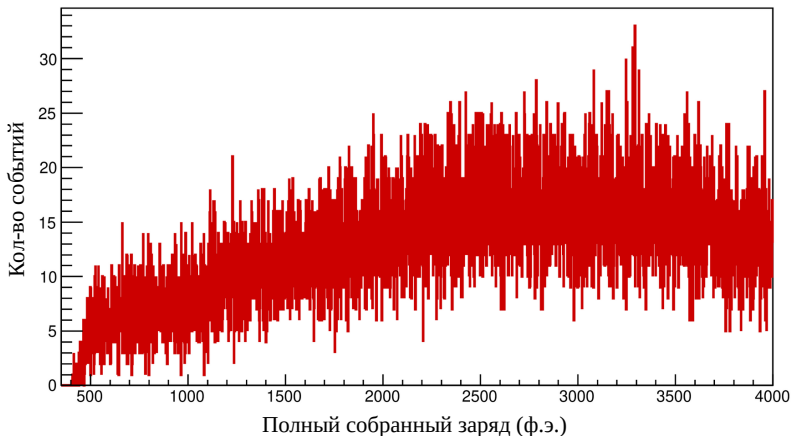
Наблюдение **антинейтрино от Солнца**:

- признак наличия у нейтрино электромагнитных свойств
- доказательство майорановской природы нейтрино

Ожидаемый сигнал: ${}^8\text{B}$ -нейтрино

Вероятность конверсии $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ не зависит от энергии нейтрино \Rightarrow спектр антинейтрино совпадает с изначальным нейтринным спектром

Моделирование с помощью пакета *g4bx2* на основе GEANT4



Набор данных: декабрь 2007 — май 2018

Время экспозиции: 2485 дней живого времени

Эстиматор энергии: N_{pe} , нормализованный на 2000 живых ФЭУ

Энергетический диапазон: 350-3800 N_{pe} (1,8–7,8 МэВ в пересчете на энергию нейтрино)

102 кандидата за время экспозиции

Отбор антинейтринных кандидатов

Мюонное вето

- внешний детектор: 2 мс
- внутренний детектор: 2 с

Динамический доверительный объем $d > 30$ см

Видимая энергия

- для быстрого: $Q > 408$ ф.э.
- для задержанного: $860 < Q < 1300$ ф.э.

Расстояние между сигналами

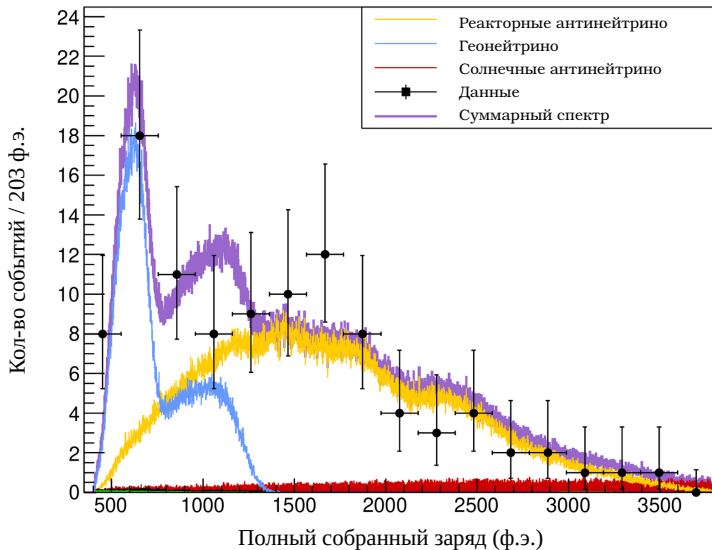
- $\Delta r < 1$ м
- $20 < \Delta t < 1280$ мкс

Дополнительный отбор

- критерий множественности нейтронов (≤ 1 события с $Q > 408$ ф.э. в $\delta t = \pm 2$ мс от задержанного сигнала)
- α/β -дискриминация задержанного сигнала

Состав спектра антинейтринных кандидатов

Уровень сигнала: 6 событий за время экспозиции



$$M(N_{pe}|\vec{S}) = \sum_i S_i \varphi_i(N_{pe})$$

Все спектральные компоненты моделируются методом Монте-Карло

Состав спектра:

- солнечные антинейтрино
- геонейтрино
- реакторные антинейтрино
- распады космогенных ${}^9\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$
- реакции (α , n)
- случайные совпадения

Малая статистика \Rightarrow Unbinned Likelihood Method:

$$\ln \mathcal{L}(\vec{S} | N_{pe}) = \sum_{i=1}^{N_{\vec{v}}} \ln M((N_{pe})_i | \vec{S}) + \sum_j l_{\text{pull}}(\mu_j, \sigma_j | S_j)$$

Из профиля функции правдоподобия: $S_{\text{lim}} = 13,3$ (90% У.Д.)

Учет высокоэнергетической части спектра ($>7,8$ МэВ)

- зарегистрировано: 0 событий
- ожидаемое число фоновых событий: $B = 0,3$

Вероятность зарегистрировать 0 событий: $p = e^{-(B+\epsilon S_{\vec{v}})}$,
 $\epsilon = 36\%$ — доля сигнала выше 7,8 МэВ.

$$S_{\text{lim}} = 6,1 \text{ событий (90\% У. Д.)}$$

Вероятность конверсии $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$

Поток антинейтрино от Солнца:

$$\Phi = \frac{S_{\text{lim}}}{\langle \sigma \rangle \epsilon N_p T}$$

- $\langle \sigma \rangle = 9,09 \times 10^{-42} \text{ см}^2$ — среднее сечение обратного β -распада в рассматриваемом диапазоне
- $N_p = (1,32 \pm 0,06) \times 10^{31}$ — число протонов мишени
- $T = 2485$ дней — время экспозиции
- $\epsilon = 82,3\%$ — эффективность отбора

$$\Phi_{\bar{\nu}} < 390,8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$$

$$p_{\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e} < 7,2 \times 10^{-5} \text{ (90\% У. Д.)}$$

Лучший результат: $p_{\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e} < 3,5 \times 10^{-5}$ при 90% У. Д. (KamLAND)

$$\mu_\nu \leq 7.4 \times 10^{-7} \cdot \left(\frac{p(\nu_e - \bar{\nu}_e)}{\sin^2 2\theta_{12}} \right)^{1/2} \cdot \frac{\mu_B}{B_\perp [\text{кГс}]}$$

E. Akhmedov, J. Pulido. Phys. Lett. B **553**, 7-17 (2003) 7-17

$$\mu_\nu \leq 6.9 \cdot 10^{-9} B_\perp^{-1} [\text{кГс}] \cdot \mu_B \text{ (90\% CL)}$$

Ограничения на магнитное поле в ядре солнца:

- из наблюдений асферичности Солнца: $B < 7 \text{ МГс}$
A. Friedland, A. Gruzinov, Astroph. J **601**, 570 (2004)
- теоретические ограничения, связанные с требованием стабильности тороидального магнитного поля: $B < 600 \text{ Гс}$
L. Kitchatinov, Astron. Reports **52**, 247 (2008)

В наиболее оптимистичном случае $\mu_\nu < 1,08 \times 10^{-12} \mu_B$ (90% У. Д.)

Спин-ароматовая конверсия в конвективной зоне

Турбулентные магнитные поля, варьирующиеся на масштабах порядка длины осцилляций \Rightarrow нарушение адиабатического режима

$$\mu_\nu \leq 8.0 \times 10^{-8} \cdot (\rho(\nu_e - \bar{\nu}_e))^{1/2} \cdot B^{-1}[\text{кГс}] \cdot \mu_B$$

O. G. Miranda *et al.* Phys. Rev. D **70**, 113002 (2004)

Ограничения на магнитное поле в конвективной зоне:

$$B \geq B_{\text{eq}}, \quad \frac{B_{\text{eq}}^2}{8\pi} = \frac{\rho v_c^2}{2} \quad (\text{теорема о равнораспределении)}$$

v_c — скорость конвективного потока

- $B_{\text{eq}} \sim 10^4$ Гс

Y. Fan, Living Rev. Sol. Phys. **1**, 1 (2009)

$$\mu_\nu < 2.9 \cdot 10^{-11} \mu_B \quad (90\% \text{ У.Д.})$$

- 1 Разработана аналитическая модель энергетического отклика жидкосцинтилляционного детектора для широкого диапазона энергий, учитывающая изменение характеристик детектора со временем. Благодаря улучшенной модели стал возможен анализ данныхorexino, набранных в течение нескольких лет, в диапазоне от 0,2 до 3 МэВ.
- 2 Получено ограничение на время жизни электрона для гипотетического распада на фотон и нейтрино:
 $\tau_e \geq 6,6 \times 10^{28}$ лет (90% У. Д.).
- 3 Получено ограничение на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино: $\mu_\nu^{\text{eff}} \leq 2,8 \times 10^{-11} \mu_B$ (90% У. Д.).
- 4 Получено ограничение на вероятность конверсии солнечных нейтрино в антинейтрино: $p_{\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e} < 7,2 \times 10^{-5}$ (90% У. Д.).

- 1 *M. Agostini, ..., A. Vishneva, et al.* A test of electric charge conservation with Borexino // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115. — P.231802.
- 2 *M. Agostini, ..., A. Vishneva, et al.* Limiting neutrino magnetic moments with Borexino Phase-II solar neutrino data // *Phys. Rev. D.* — 2017. — Vol. 96, no. 9 — P.091103.
- 3 *M. Agostini, ..., A. Vishneva, et al.* First Simultaneous Precision Spectroscopy of pp , ${}^7\text{Be}$, and pep Solar Neutrinos with Borexino Phase-II // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 100, no. 8 — P.082004.
- 4 *M. Agostini, ..., A. Vishneva, et al.* Search for low-energy neutrinos from astrophysical sources with Borexino // *Astropart. Phys.* — 2021. — Vol. 125. — P.102509.

Дополнительные материалы

Цель:

проверка закона сохранения электрического заряда и исследование электромагнитных свойств нейтрино с помощью данных эксперимента Borexino.

Задачи:

- 1 улучшение аналитической параметризации энергетического отклика детектора для описания данных в широком энергетическом диапазоне;
- 2 разработка аналитической модели отклика детектора для энергетической переменной, нормированной на фиксированное количество функционирующих ФЭУ;

Задачи:

- 3 статистический анализ данных первых полутора лет II фазы эксперимента Borexino для поиска сигнала от распада электрона;
- 4 анализ данных II фазы эксперимента Borexino для получения предела на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино и использование полученного значения для расчета ограничений на магнитные моменты массовых и ароматовых состояний нейтрино;
- 5 анализ антинейтринных данных Borexino с 2007 по 2018 год для получения ограничения на поток солнечных антинейтрино;
- 6 вычисление ограничения на магнитный момент солнечных нейтрино на основе данных о потоке антинейтрино и величине магнитного поля Солнца.

- 1 Впервые разработана аналитическая модель энергетического отклика жидкосцинтилляционного детектора, позволяющая анализировать большие объемы данных в энергетическом диапазоне от 0,2 до 3 МэВ с учетом изменяющихся условий детектирования.
- 2 Впервые получено ограничение на время жизни электрона, превышающее 10^{28} лет.
- 3 Впервые проведен поиск электромагнитного взаимодействия солнечных нейтрино от протон-протонной реакции.
- 4 Впервые получено ограничение на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино ниже $3 \times 10^{-11} \mu_B$.
- 5 Впервые получены ограничения на магнитные моменты мюонных и тау-нейтрино на уровне $10^{-11} \mu_B$.
- 6 Впервые использованы данныеorexino с 2007 по 2018 год для поиска антинейтрино от Солнца.

- 1 Аналитическая модель использовалась в Borexino для измерения потоков **солнечных нейтрино** и поиска **нестандартных взаимодействий нейтрино**.
- 2 Разработанная модель энергетического отклика может использоваться в других низкофоновых жидкостцинтилляционных экспериментах для анализа энергетических спектров электронов отдачи.
- 3 Увеличение предела на время жизни электрона на 2 порядка является подтверждением фундаментального закона сохранения электрического заряда.
- 4 Отсутствие сигнала, связанного с электромагнитным взаимодействием солнечных нейтрино, является подтверждением Стандартной модели.
- 5 Полученные результаты поиска редких процессов могут использоваться для постановки ограничений на параметры различных моделей, описывающих явления за пределами Стандартной модели.

- 1 Улучшенная аналитическая модель отклика детектора показала хорошее согласие с полным моделированием методом Монте-Карло при измерении потоков солнечных нейтрино от протон-протонной цепи. Значения скоростей счета солнечных нейтрино совпадают в пределах статистической погрешности.
- 2 Результаты поиска редких процессов, полученные в данной работе, находятся в согласии со Стандартной моделью и другими экспериментами по поиску аналогичных процессов.

- 1 Автор принимал активное участие в работе по улучшению аналитической модели отклика детектора, включая разработку и валидацию программного обеспечения для анализа данных эксперимента.
- 2 Также автор осуществил статистический анализ данных эксперимента для получения основных физических результатов, приведенных в данной работе.

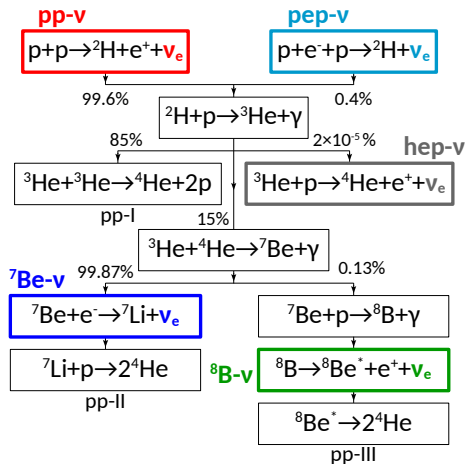
- 1 Постер «Test of the electric charge conservation law with Borexino detector» / VI International Pontecorvo Neutrino Physics School. Horny Smokovec, Словакия, 27 августа — 4 сентября 2015.
- 2 Семинар «Проверка закона сохранения электрического заряда по данным детектора Borexino» / ЛЯП ОИЯИ, Дубна, Россия, 25 сентября 2015.
- 3 Секционный доклад «Test of the electric charge conservation law with Borexino detector» / International conference on particle physics and astrophysics. Москва, Россия, 5-10 октября 2015.
- 4 Семинар «Study of the electron lifetime limit using the Borexino data» / Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Ассерджи, Италия, 29 октября 2015.
- 5 Секционный доклад «New limit on the electron lifetime in the Borexino experiment» / AYSS-2016. Дубна, Россия, 14-18 марта 2016.

- 6 Постер «Test of the electric charge conservation law in the Borexino experiment» / XXVII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino-2016). Лондон, Великобритания, 4-9 июля 2016.
- 7 Семинар «Analytical approach to the description of the solar neutrino data of Borexino experiment» / Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Ассерджи, Италия, 7 декабря 2016.
- 8 Секционный доклад «Effective neutrino magnetic moment limit from Borexino data» / AYSS-2018. Дубна, Россия, 23-27 апреля 2018.
- 9 Постер «Limits on the neutrino magnetic moments from Borexino Phase-II solar neutrino data» / XXVIII International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino-2018). Гейдельберг, Германия, 4-9 июня 2018.
- 10 Пленарный доклад «Limits on neutrino magnetic moments from the spectral analysis of the Borexino Phase-II data» / 5th international solar neutrino conference. Дрезден, Германия, 11-15 июня 2018.

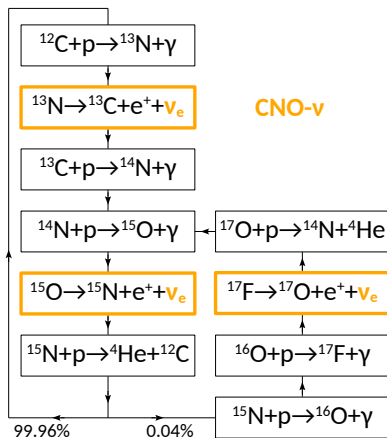
- 11 Секционный доклад «New constraints on magnetic moments of solar neutrinos in Borexino» / IV international conference on particle physics and astrophysics. Москва, Россия, 22-26 октября 2018.
- 12 Постер «Studies of non-standard neutrino properties with Borexino detectors» / Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP-2019). Тояма, Япония, 9-13 сентября 2019.
- 13 Семинар «Studies of non-standard neutrino properties with Borexino» / Laboratori Nazionali del Gran Sasso, Ассерджи, Италия, 28 ноября 2019.
- 14 Семинар «Новые результаты поиска редких событий в эксперименте Borexino» / ЛЯП ОИЯИ, Дубна, Россия, 12 февраля 2020.
- 15 Секционный доклад «Borexino solar neutrino data as a probe of non-standard neutrino properties» / Conference on Neutrino and Nuclear Physics (CNNP2020). Кейптаун, ЮАР, 24-28 февраля 2020.

Циклы термоядерных реакций в Солнце

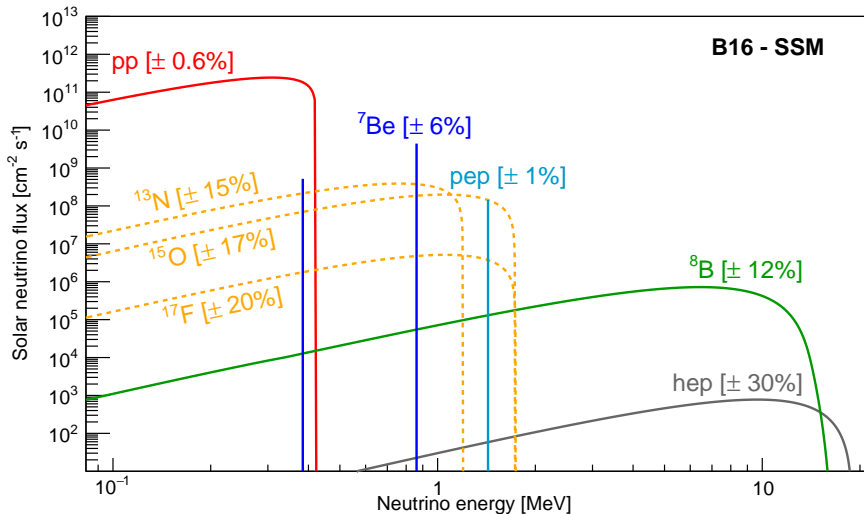
pp chain



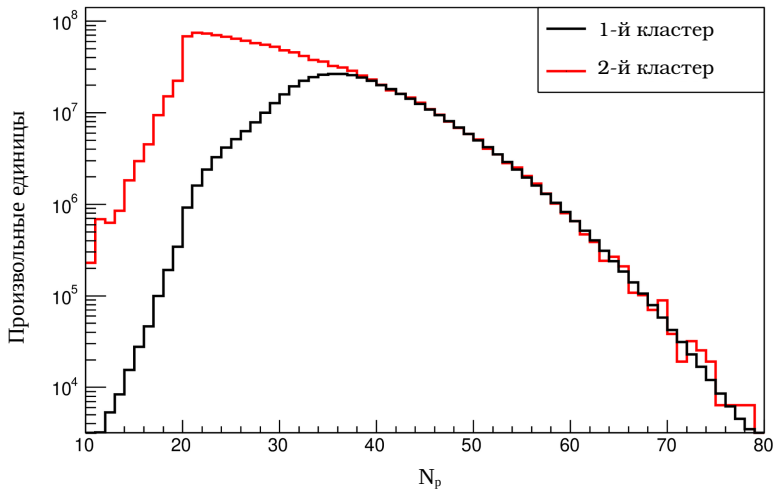
CNO cycle



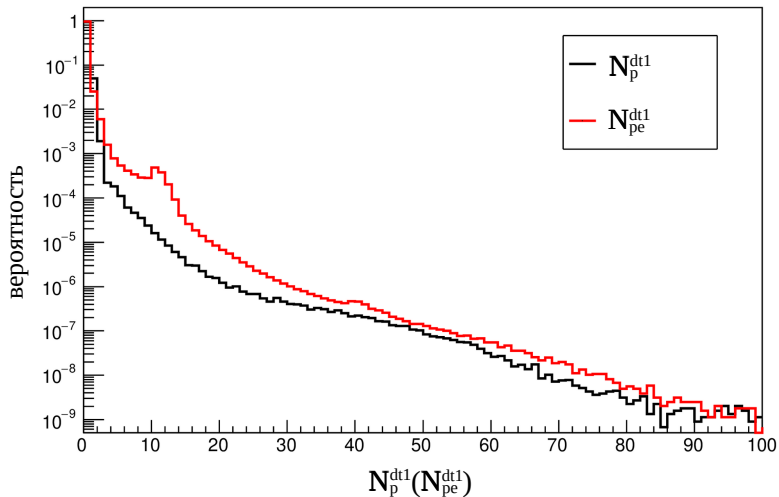
Спектры солнечных нейтрино



Ограничение на скорость счета ^{14}C



Спектр случайного шума



Параметризация вероятности осцилляций

W. Grimus *et al.* Nucl. Phys. B **648**, 376-396 (2003)

$$P_{e1}^{3\nu} = \cos^2 \theta_{13} P_{e1}^{2\nu}$$

$$P_{e2}^{3\nu} = \cos^2 \theta_{13} P_{e2}^{2\nu}$$

$$P_{e3}^{3\nu} = \sin^2 \theta_{13}$$

$$P_{e1}^{2\nu} + P_{e2}^{2\nu} = 1$$

$$P_{e1} = \cos^2 \theta_{12}$$

Параметры нейтринных осцилляций: NuFIT 3.0

I. Esteban *et al.* JHEP **01** 087 (2017)

$$\sin^2 \theta_{12} = 0,307^{+0,013}_{-0,012}$$

$$\sin^2 \theta_{23} = 0,538^{+0,033}_{-0,069}$$

$$\sin^2 \theta_{13} = 0,02206 \pm 0,00075$$

$$P_{ee}^{2\nu} = 0,55$$