

02

Поиск невидимых мод тринуклонного распада с $\Delta B = 3$ с детектором Борексино

© А.В. Дербин, И.С. Драчнев, Д.С. Иванов, В.Н. Муратова, М.А. Панкратов, Д.А. Семенов, М.В. Трушин, Е.В. Унжаков

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова НИЦ „Курчатовский институт“, Гатчина, Ленинградская обл., Россия
E-mail: derbin_av@npni.nrcki.ru

Поступило в Редакцию 26 мая 2026 г.

В окончательной редакции 9 июля 2026 г.

Принято к публикации 9 июля 2026 г.

Проанализирован энергетический спектр детектора солнечных нейтрино Борексино (Borexino), измеренный в подземной лаборатории Гран-Сассо в интервале энергий 0.1–18 MeV с экспозицией 1.09 kt · years, с целью поиска тринуклонных распадов в ядре ^{12}C с нарушением барионного числа $\Delta B = 3$. Полученный предел на время жизни ядра ^{12}C относительно распада в „невидимый“ (invisible) канал $nnn \rightarrow inv$ составил $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{C}) \geq 1.69 \cdot 10^{30}$ years.

Ключевые слова: барионная асимметрия, невидимый распад, барионное число, тринуклонный распад, Borexino, ^{12}C .

DOI: 10.61011/PJTF.2026.21.63655.20782

Барионная асимметрия Вселенной и идеи „великого объединения“ взаимодействий и частиц мотивируют экспериментальные поиски распадов нуклонов с нарушением барионного (B) и лептонного (L) чисел. Большинство расширений Стандартной модели включает взаимодействия, нарушающие числа B и L , и предсказывает процессы с $\Delta B = 1, 2$ и $\Delta(B - L) = 2$, приводящие к распаду протонов и нейтронов внутри ядра. Основное направление поисков направлено на обнаружение распадов нуклонов (N) на сильновзаимодействующие и заряженные частицы. Несмотря на интенсивные экспериментальные поиски, никаких указаний на нестабильность нуклонов к настоящему времени не обнаружено. Экспериментальные ограничения на время жизни установлены более чем для 70 конкретных мод распада протона на лептоны, мезоны и фотоны на уровне $10^{30} - 10^{34}$ years [1].

Для каналов распада нуклонов без образования заряженных и сильновзаимодействующих частиц в так называемый „невидимый“ канал существуют ограничения на четыре-пять порядков слабее. Рассматриваются распады $N \rightarrow 3\nu$, $NN \rightarrow 2\nu$, распады в гипотетические слабовзаимодействующие частицы, такие как аксионы или темные фотоны, просто исчезновение нуклонов N и нуклонных пар NN и другие процессы [1]. В то же время существуют модели, в которых хорошо проверенные распады с $\Delta B = 1, 2$ подавлены, но допускается тройной нуклонный распад с $\Delta B = 3$ [2]. Поиски таких распадов были проведены с NaI-детектором в работе [3], с однофазными жидкоксереновыми детекторами в работе [4] и коллаборацией EXO-200 [5], а также с полупроводниковыми HPGe-детекторами в экспериментах Majorana [6] и Gerda [7].

В настоящей работе мы проанализировали энергетический спектр детектора солнечных нейтрино Борек-

сино (Borexino), который был измерен в интервале 0.1–18 MeV с экспозицией 1.09 kt · years [8,9]. Сцинтилляционный детектор Borexino расположен в подземной лаборатории Гран-Сассо в Италии на глубине 3800 m водного эквивалента. Органический сцинтиллятор массой 278 g изготовлен на основе псевдокумола (C_9H_{12}) со сцинтиллирующей добавкой PPO ($\text{C}_{15}\text{H}_{11}\text{NO}$) в концентрации 1.5 g/l. Сцинтиллятор находится в нейлоновой сфере радиусом 4.25 m, фотоны регистрируются 2212 фотоумножителями, равномерно установленными на сфере из нержавеющей стали диаметром 13.7 m. Достигнутый рекордный уровень фона в MeV-области позволил впервые зарегистрировать солнечные ^7Be -, per -, pp - и CNO-нейтрино в реакции рассеяния нейтрино на электроны, а также установить ряд новых ограничений на вероятности редких процессов [10–14].

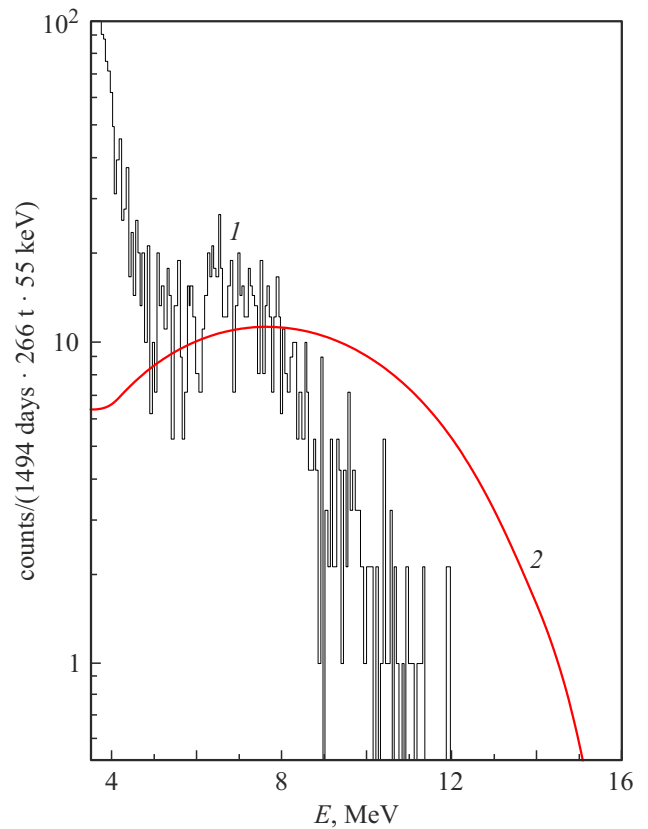
Сцинтиллятор детектора Borexino на основе углеводородов содержит два стабильных изотопа ^{12}C и ^{13}C с атомным содержанием 98.9 и 1.1 % соответственно. Вследствие малой концентрации ^{13}C мы ограничимся рассмотрением распадов в невидимый (invisible, далее inv) канал с $\Delta B = 3$ в ядре ^{12}C . Согласно одночастичной модели оболочек, в ядре ^{12}C четыре нуклона (два протона и два нейтрона) занимают уровень $1S_{1/2}$ и восемь нуклонов находятся на уровне $1P_{3/2}$, отстоящем от нижнего уровня на энергию ~ 17 MeV. В ядре ^{13}C оставшийся нейтрон занимает уровень $1P_{1/2}$. Существуют четыре тринуклонные комбинации (nnn , nnp , npp и ppp), которые могут претерпеть распад с $\Delta B = 3$. В результате распада остается изотоп, у которого число нуклонов равно $(A - 3)$, где A — массовое число изначального ядра, если только возбужденное дочернее ядро не испустит дополнительно нейтроны, протоны или d -, t -, α -частицы. Поэтому мы ограничимся возможными

распадами нуклонов, находящихся на верхней $1P_{3/2}$ -оболочке, при этом мгновенный сигнал не возникает, однако распад дочернего нестабильного ядра может быть зарегистрирован. Данная методика уже применялась для поиска распадов $\Delta B = 1$ и 2 в ядрах ^{12}C и ^{16}O с прототипом детектора Borexino [15] и с жидкоксероновым детектором DAMA/LXe для случая ^{136}Xe [16].

В таблице показаны каналы распада и основные характеристики дочерних ядер, возникающих при распадах с $\Delta B = 3$ в ядре ^{12}C . Изотоп ^{12}C является хорошим кандидатом для поиска распадов с $\Delta B = 3$, в частности, для наиболее привлекательной моды $nnn \rightarrow inv$, когда исчезают три нейтрона (например, распад $nnn \rightarrow 3\nu$). В этом случае образуется изотоп ^9C , который испытывает β^+ -распад с граничной энергией позитронов $Q = 16.5\text{ MeV}$ и периодом полураспада $T_{1/2} = 127\text{ ms}$. Дочернее ядро ^9B также нестабильно и последовательно распадается по каналам $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + p$ ($Q = 185.8\text{ keV}$) и $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ ($Q = 91.8\text{ keV}$). В результате распада $^9\text{B} \rightarrow 2\alpha + p$ суммарное энерговыделение составит всего $Q \approx 278\text{ keV}$, при этом ожидаемый сцинтилляционный сигнал от тяжелых заряженных частиц существенно подавлен.

Распад с нарушением электрического заряда $ppp \rightarrow inv$ приводит к образованию ядра ^9Li , которое посредством β^- -распада переходит в стабильный изотоп ^9Be . Граничная энергия β -спектра при переходе на основное состояние ядра ^9Be равна 13.6 MeV . Вероятность такого перехода составляет 49%, что с учетом меньшей граничной энергии делает более предпочтительным поиск распада $^{12}\text{C}(nnn \rightarrow inv)^9\text{C}$.

Спектр детектора Borexino в сравнении с ожидаемым спектром от β^+ -распада ядра ^9C показан на рисунке. Спектр позитронов, вычисленный программой BetaShape 2.2 [17], дополнительно сдвинут вправо на величину 0.85 MeV , связанную с регистрацией двух аннигиляционных квантов. Нелинейная зависимость световых выхода сцинтиллятора от энергии электрона и многократное комптоновское рассеяние аннигиляционных квантов приводят к сдвигу пика 1.022 MeV примерно на 150 keV , для положения которого мы выбрали ближайший канал с консервативным значением энергии. Амплитуды сцинтилляционных сигналов от протона и α -частиц, возникающих при распаде ^9B , подавлены по сравнению с электронами той же энергии в 3–10 раз и не учитывались. Спектр детектора Borexino, при-



Спектр детектора Borexino, измеренный с экспозицией $1.09\text{ kt} \cdot \text{years}$ в работе [9] (1), и ожидаемый спектр от $2 \cdot 10^3$ β^+ -распадов ядра ^9C , возникающего в результате тринуклонного распада $nnn \rightarrow inv$ в ядре ^{12}C (2).

веденный в работе [9], выражен в терминах зарегистрированных фотоэлектронов (р.е.) $N_{p.e.}$. Для перехода к энергетической шкале E , в которой вычислялся спектр при β^+ -распаде ядра ^9C , использовалась энергетическая калибровка, определенная в работе [8], а именно $N_{p.e.} = aE + b$ с параметрами $a = 459\text{ p.e./MeV}$ и $b = 115\text{ p.e.}$ Спектр позитронов был свернут с энергетическим разрешением детектора.

Наиболее чувствительной к событиям, связанным с распадами ^9C , оказалась область энергий более 12 MeV , в которой отсутствуют события и фон долгоживущих космогенных изотопов существенно подавлен. Фон детектора при энергии выше 12 MeV связан с солнечными ^8B -нейтрино, долгоживущими космогенными изотопами (^8B , ^8Li и др.) и атмосферными нейтрино [9]. При консервативном ожидаемом нулевом фоне верхний предел на число событий составляет $S_{\text{lim}} = 2.44$ для доверительного уровня 90% [18].

Нижний предел на время жизни ядра ^{12}C был вычислен по формуле

$$\tau(^{12}\text{C} - ^9\text{C}) \geq \varepsilon \frac{N_{12\text{C}} T}{S_{\text{lim}} \square \square}, \quad (1)$$

где $N_{12\text{C}}$ — число исследуемых ядер ^{12}C ; T — время измерений. Доля регистрируемого β^+ -спектра ядра ^9C ,

Тринуклонные распады ядра ^{12}C (начальное ядро N_i , канал распада $NNN \rightarrow \text{invisible}$, дочернее ядро N_f , тип распада, период полураспада $T_{1/2}$ и энергия Q , выделяющаяся в распаде)

N_i	Канал распада	N_f	Тип распада	$T_{1/2}$	Q
^{12}C	$nnn \rightarrow inv$	^9C	β^+	127 ms	16.5 MeV
^{12}C	$nnp \rightarrow inv$	^9B	$2\alpha + p$	$8 \cdot 10^{-20}\text{ s}$	$\sim 278\text{ keV}$
^{12}C	$npp \rightarrow inv$	^9Be	Стаб.	—	—
^{12}C	$ppp \rightarrow inv$	^9Li	β^-	178 ms	13.6 MeV

которая с учетом аннигиляционных квантов имеет энергию свыше 12 MeV, составляет $\varepsilon = 0.0764$. Полученный предел на время жизни ядра ^{12}C относительно распада ($nnn \rightarrow inv$) составил $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{C}) \geq 1.69 \cdot 10^{30}$ years.

По аналогии с работами по поиску распадов с $\Delta B = 1, 2$ [15,16] для определения времени жизни кластера можно ввести параметр N_{obj} , который представляет собой отношение числа нуклонов на внешней оболочке к числу нуклонов в распадающемся кластере. Ограничение на время жизни nnn -кластера будет отличаться множителем $N_{obj} = 4/3$, который представляет собой отношение числа нейтронов на $1P_{3/2}$ -уровне к числу нейтронов в кластере: $\tau(nnn \rightarrow inv) \geq 2.25 \cdot 10^{30}$ years.

Предыдущий наиболее строгий предел для три-нейтронного nnn -распада получен с NaI-детектором и составляет $\tau(^{127}\text{I} \rightarrow ^{124}\text{I}) \geq 1.8 \cdot 10^{23}$ years [3]. Для других мод распада с $\Delta B = 3$ наиболее строгие ограничения получены для трипротонного ppp -распада: для ядра ^{136}Xe в эксперименте EXO-200 установлен предел на время жизни $\tau(^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Sb}) \geq 3.3 \cdot 10^{23}$ years [5], для ядра ^{76}Ge в экспериментах Majorana и Gerda получены пределы $\tau(^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{73}\text{Cu}) \geq 1.08 \cdot 10^{25}$ years [6] и $\tau(^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{73}\text{Cu}) \geq 1.20 \cdot 10^{26}$ years [7] соответственно. Для сравнения наиболее строгие результаты SNO+ для распадов в невидимый канал с $\Delta B = 1$ составляют $\tau(n \rightarrow inv) \geq 9.0 \cdot 10^{29}$ years и $\tau(p \rightarrow inv) \geq 9.6 \cdot 10^{29}$ years [19].

Таким образом, в работе проанализирован спектр детектора солнечных нейтрино Borexino с целью поиска распадов нуклонов внутри ядра ^{12}C с нарушением барионного числа $\Delta B = 3$. При распаде $^{12}\text{C}(nnn \rightarrow inv)^9\text{C}$ дочернее ядро ^9C испытывает β^+ -распад с граничной энергией 16.5 MeV, эти события могут быть зарегистрированы. Установлен новый нижний предел на время жизни ядра ^{12}C относительно тринейтронного распада в невидимый канал $nnn \rightarrow inv$, который составил $\tau(^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{C}) \geq 1.69 \cdot 10^{30}$ years.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научно-го фонда (проект № 24-12-00046).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche, C. Hanhart, J.J. Hernández-Rey, C. Lourenço, A. Masoni, M. Mikhasenko, R.E. Mitchel, C. Patrignani, C. Schwanda, S. Spanier, G. Venanzon, C.Z. Yuan, K. Agashe et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D, **110**, 030001 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001
- [2] K. Babu, I. Gogoladze, K. Wang, Phys. Lett. B, **570**, 32 (2003). DOI: 10.1016/j.physletb.2003.07.036
- [3] R. Hazama, H. Ejiri, K. Fushimi, H. Ohsumi, Phys. Rev. C, **49**, 2407 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevC.49.2407
- [4] R. Bernabei, P. Belli, F. Montecchia, F. Nozzoli, F. Cappella, A. Incicchitti, D. Prosperi, R. Cerulli, C. J. Dai, V.Yu. Denisov, V.I. Tretyak, Eur. Phys. J. A, **27** (Suppl.1), 35 (2006). DOI: 10.1140/epja/i2006-08-004-y
- [5] J.B. Albert, G. Anton, I. Badhrees, P.S. Barbeau, R. Bayerlein, D. Beck, V. Belov, M. Breidenbach, T. Brunner, G.F. Cao, W.R. Cen, C. Chambers, B. Cleveland, M. Coon, A. Craycraft et al. (EXO-200 Collaboration), Phys. Rev. D, **97**, 072007 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevD.97.072007
- [6] S.I. Alvis, I.J. Arnquist, F.T. Avignone III, A.S. Barabash, C.J. Barton, V. Basu, F.E. Bertrand, B. Bos, V. Brudanin, M. Busch, M. Buuck, T.S. Caldwell, Y.-D. Chan, C.D. Christofferson, P.-H. Chu et al. (Majorana Collaboration), Phys. Rev. D, **99**, 072004 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevD.99.072004
- [7] M. Agostini, A. Alexander, G. Araujo, A.M. Bakalyarov, M. Balata, I. Barabanov, L. Baudis, C. Bauer, S. Belogurov, A. Bettini, L. Bezrukov, V. Biancacci, E. Bossio, V. Bothe, R. Brugnera et al. (Gerda Collaboration), Eur. Phys. J. C, **83**, 778 (2023). DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11862-8
- [8] G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, M. Buizza Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, A. Chavarria, A. Chepurnov, F. Dalmonte-Veress, D. D'Angelo, S. Davini, H. de Kerret, A. Derbin et al. (Borexino Collaboration), Phys. Rev. D, **82**, 033006 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevD.82.033006
- [9] M. Agostini, K. Altenmüller, S. Appel, V. Atroshchenko, Z. Bagdasarian, D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, D. Bravo, B. Caccianiga, F. Calaprice, A. Caminata, P. Cavalcante, A. Chepurnov et al. (Borexino Collaboration), Phys. Rev. D, **101**, 062001 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevD.101.062001
- [10] A.B. Дербин, И.С. Драчнев, И.С. Ломская, В.Н. Муратова, Н.В. Ниязова, Д.А. Семенов, Е.В. Унжаков, Письма в ЖТФ, **50** (23), 4 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.23.59388.6381k [A.V. Derbin, I.S. Drachnev, I.S. Lomskeya, V.N. Muratova, N.V. Niyazova, D.A. Semenov, E.V. Unzhakov, Tech. Phys. Lett., **50** (12), 2 (2024). DOI: 10.61011/TPL.2024.12.60337.6381k].
- [11] A.B. Дербин, И.С. Драчнев, И.С. Ломская, В.Н. Муратова, Н.В. Ниязова, Д.А. Семенов, Е.В. Унжаков, Письма в ЖТФ, **52** (4), 29 (2026). DOI: 10.61011/PJTF.2026.04.62322.20506 [A.V. Derbin, I.S. Drachnev, I.S. Lomskeya, V.N. Muratova, N.V. Niyazova, D.A. Semyonov, E.V. Unzhakov, Tech. Phys. Lett., **52** (2), 73 (2026). DOI: 10.61011/TPL.2026.02.63045.20506].
- [12] D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, R. Biondi, B. Caccianiga, F. Calaprice, A. Caminata, A. Chepurnov, D. D'Angelo, A. Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F. Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto et al. (Borexino Collaboration), Eur. Phys. J. C, **83**, 538 (2023). DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11688-4
- [13] D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, R. Biondi, B. Caccianiga, F. Calaprice, A. Caminata, A. Chepurnov, D. D'Angelo, A. Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F. Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I. Drachnev et al. (Borexino Collaboration), Eur. Phys. J. C, **85**, 1182 (2025). DOI: 10.1140/epjc/s10052-025-14811-9

- [14] D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, R. Biondi, B. Caccianiga, A. Caminata, A. Chepurnov, D. D'Angelo, A. Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F. Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I. Drachnev et al. (Borexino Collaboration), *Eur. Phys. J. C*, **86**, 736 (2026).
DOI: 10.1140/epjc/s10052-026-15912-9
- [15] H.O. Back, M. Balata, A. de Bari, T. Beau, A. de Bellefon, G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, C. Buck, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, G. Cecchet, M. Chen, A. Di Credico et al. (Borexino Collaboration), *Phys. Lett. B*, **563**, 23 (2003).
DOI: 10.1016/S0370-2693(03)00636-1
- [16] R. Bernabei, M. Amato, P. Belli, R. Cerulli, C.J. Da, V.Yu. Denisov, H.L. He, A. Incicchitti, H.H. Kuang, J.M. Ma, F. Montecchia, O.A. Ponkratenko, D. Prosperi, V.I. Tretyak, Yu.G. Zdesenko, *Phys. Lett. B*, **493**, 12 (2000).
DOI: 10.1016/S0370-2693(00)01112-6
- [17] X. Mougeot, *Appl. Radiat. Isot.*, **154**, 108884 (2019).
DOI: 10.1016/j.apradiso.2019.108884
- [18] G.J. Feldman, R.D. Cousins, *Phys. Rev. D*, **57**, 3873 (1998).
DOI: 10.1103/PhysRevD.57.3873
- [19] A. Allega, M.R. Anderson, S. Andringa, M. Askins, D.J. Auty, A. Bacon, N. Barros, F. Barão, R. Bayes, E.W. Beier, T.S. Bezerra, A. Bialek, S.D. Biller, E. Blucher, E. Caden et al. (SNO+Collaboration), *Phys. Rev. D*, **105**, 112012 (2022).
DOI: 10.1103/PhysRevD.105.112012