

УДК 52-728;53.05;52-13

## ПОИСК НЕЙТРИННЫХ ВСПЫШЕК НА БАКСАНСКОМ ПОДЗЕМНОМ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОМ ТЕЛЕСКОПЕ: 37 ЛЕТ ЭКСПОЗИЦИИ

© 2019 г. М. М. Кочкаров<sup>1</sup>\*, М. М. Болиев<sup>1</sup>, И. М. Дзапарова<sup>1,2</sup>, А. Н. Куреня<sup>1</sup>,  
Ю. Ф. Новосельцев<sup>1</sup>, Р. В. Новосельцева<sup>1</sup>, В. Б. Петков<sup>1,2</sup>, П. С. Стриганов<sup>1</sup>, А. Ф. Янин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований  
Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение наук  
Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

\*E-mail: makhti.kochkarov@yandex.ru

Поступила в редакцию 10.10.2018 г.

После доработки 20.02.2019 г.

Принята к публикации 26.04.2019 г.

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп работает по программе поиска нейтринных вспышек с середины 1980 г. В качестве мишени мы используем две части установки с суммарной массой 240 т. За период с 30.06.1980 по 31.12.2017 чистое время наблюдения составило 32.1 лет. За это время не было зарегистрировано ни одного события – кандидата на нейтринную вспышку. Это приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов звезд в Галактике  $0.072 \text{ год}^{-1}$  на 90% уровне достоверности.

DOI: 10.1134/S0367676519080210

### ВВЕДЕНИЕ

Детектирование нейтрино от Сверхновой SN1987A явилось экспериментальным подтверждением идей о крайне важной роли нейтрино в процессе взрыва массивных звезд (рождения Сверхновых (СН)), выдвинутых более 50 лет назад [1–3].

Благодаря большой проникающей способности нейтрино доставляют информацию о физических условиях в ядре звезды в момент гравитационного коллапса. SN1987A стала ближайшей сверхновой за последние несколько сотен лет, что позволило наблюдать процесс рождения СН с беспрецедентной детальностью, начиная с самых ранних моментов излучения. Впервые представилась возможность сравнить основные параметры существующей теории – полную излученную энергию, температуру нейтрино и длительность нейтринной вспышки – с экспериментально измеренными значениями [4, 5].

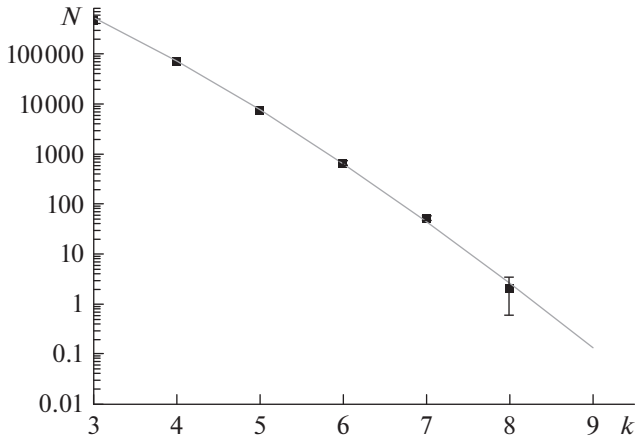
Так как нейтрино уносят почти всю (>99%) гравитационную энергию связи коллапсирующего ядра звезды, детектирование нейтринной вспышки несет важнейшую экспериментальную информацию о феномене СН, которая должна быть тестом для проверки наших представлений о механизме взрыва СН.

Поскольку свет (и вообще электромагнитное излучение) может быть частично или полностью поглощен пылью в галактической плоскости, наиболее подходящим инструментом для обнаружения сверхновых с коллапсом ядра являются большие нейтринные детекторы. В последние десятилетия поиск нейтринных всплесков вели несколько таких детекторов: Баксанский сцинтилляционный телескоп [6, 7], супер-Камиоканда [8], MACRO [9], LVD [10], AMANDA [11], SNO [12]. В последние годы к ним добавились детекторы нового поколения: IceCube [13], Borexino [14], KamLAND [15] и некоторые другие.

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) [16] является многоцелевым детектором, предназначенным для широкого диапазона исследований в области физики космических лучей и элементарных частиц. Одной из текущих задач является поиск нейтринных вспышек. По программе поиска нейтринных вспышек установка работает почти непрерывно с середины 1980 г. Полное время наблюдения за Галактикой составляет 90% календарного времени.

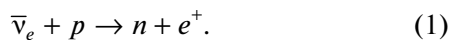
### 1. МЕТОД ДЕТЕКТИРОВАНИЯ НЕЙТРИННОЙ ВСПЫШКИ

БПСТ состоит из 3184 стандартных сцинтилляционных счетчиков, которые расположены на



**Рис. 1.** Число кластеров, содержащих  $k$  одиночных событий в интервале  $\tau = 20$  с. Квадраты – экспериментальные данные, кривая – ожидаемое распределение согласно выражению  $(4k^2 = 6 \times 0.843 \times 0.8 = 4.05)$

4-х горизонтальных и 4-х вертикальных плоскостях установки. Счетчик представляет собой алюминиевый контейнер размером  $0.7 \times 0.7 \times 0.3$  м<sup>3</sup>, заполненный жидким органическим сцинтиллятором на основе уайт-спирита  $C_nH_{2n+2}$  ( $n \geq 9$ ) [16]. Полная масса сцинтиллятора составляет 330 т, масса, заключенная в трех нижних горизонтальных слоях (1200 счетчиков), – 130 т. Большинство событий, которые БПСТ будет регистрировать от взрыва СН, представляют собой реакции обратного бета распада:



Если средняя энергия антинейтрино  $E\nu_e = 12$ – $15$  МэВ [18, 19], то пробег  $e^+$ , рожденного в реакции (1), будет заключен, как правило, в объеме одного счетчика. В таком случае сигнал от СН будет проявляться как серия событий, когда на установке срабатывает только один счетчик (один и только один счетчик из 3184; ниже мы будем называть такие события “одиночное событие”). Таким образом, поиск нейтринной вспышки заключается в регистрации кластера (группы) “одиночных событий” в течение временного интервала  $\tau = 20$  с (согласно современным моделям длительность нейтринной вспышки от СН не превышает 20 с).

Ожидаемое среднее число событий от реакций (1) в течение времени  $\Delta t$  от начала коллапса ядра можно представить так:

$$N_{ev}^H = N_H \int_0^{\Delta t} dt \int_0^{\infty} dE \cdot F(E, t) \cdot \sigma(E) \cdot \eta(E), \quad (2)$$

здесь  $N_H$  – число свободных протонов в мишени,  $F$  – поток электронных антинейтрино,  $\sigma(E)$  – сечение реакции (1),  $\eta(E)$  – эффективность детек-

тирования, а символ “H” в левой части указывает, что мишенью является водород сцинтиллятора.

Для СН на расстоянии 10 кпс и полной энергии, излученной в нейтрино  $3 \times 10^{53}$  эрг (которая делится примерно поровну между всеми типами нейтрино), и массы мишени 130 т (три нижние горизонтальные плоскости) получим (мы предположили, что температура антинейтрино  $k_B T = 3.5$  МэВ) так:

$$N_{ev}^H \cong 35, \quad (3)$$

Осцилляции нейтрино конечно повлияют на этот результат. В последние годы, однако, стало понятно, что ожидаемый нейтринный сигнал сильно зависит от сценария осцилляций (см., например, [20–22, 17]). В отсутствие надежных количественных предсказаний трудно оценить влияние осцилляций на потоки  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$ , достигающие Земли. Поэтому мы не обсуждаем эффекты нейтринных осцилляций в этой работе.

Фоновыми событиями для задачи поиска нейтринных вспышек являются:

- 1) радиоактивность,
- 2) мюоны космических лучей, если траектория мюона такова, что срабатывает только один счетчик из 3184.

Полная скорость счета фоновых событий (усредненная за период 2001–2017 гг.) равна  $f_1 = 0.0207$  с<sup>-1</sup> для трех нижних горизонтальных слоев БПСТ (1200 счетчиков) и  $\approx 1.5$  с<sup>-1</sup> для внешних слоев. Поэтому в качестве триггерной мишени используются три нижних горизонтальных слоя счетчиков. Ниже этот массив счетчиков будем называть детектор D1.

Фоновые события могут имитировать ожидаемый сигнал ( $k$  одиночных событий внутри скользящего временного интервала  $\tau$ ) со скоростью:

$$p(k) = f_1 \times \exp(-f_1 \tau) \frac{(f_1 \tau)^{k-1}}{(k-1)!} \quad (4)$$

На рис. 1. представлена обработка экспериментальных данных (одиночные события за период 2001–2017 гг.,  $T_{actual} = 14.5$  лет) в сравнении с ожидаемым распределением (4), вычисленным при  $f_1 = 0.0207$  с<sup>-1</sup>. Отметим, что на рис. 1. нет никакой нормировки.

Из выражения (4) следует, что фоновые события создают кластер из 8 одиночных событий со скоростью  $0.178$  г.<sup>-1</sup>. За  $T_{actual} = 14.5$  лет ожидается 2.58 событий, что мы и наблюдаем в эксперименте (2 события). Скорость “образования” кластеров из 9-ти фоновых событий равна  $9.2 \times 10^{-3}$  в год, поэтому кластеры с  $k \geq k_{th} = 9$  следует рассматривать как события, которые не могут быть созданы фоном и, следовательно, являются кандидатами на регистрацию нейтринной вспышки.

Отметим, что за все время наблюдения на БПСТ кластеров с  $k \geq 9$  обнаружено не было.

## 2. ДВА НЕЗАВИСИМЫХ ДЕТЕКТОРА

Из выражения (3) следует, что для поиска нейтринной вспышки от СН “радиус чувствительности” БПСТ составляет  $R_s \cong 20$  кпс. Чтобы увеличить радиус чувствительности, мы используем те части внешних сцинтилляционных слоев, которые имеют относительно низкий темп счета одиночных событий. Полное число счетчиков в этих частях внешних слоев 1012 (масса сцинтиллятора 110 т). Ниже этот массив счетчиков будем называть детектор D2, темп счета одиночных событий в D2 равен  $f_2 = 0.12 \text{ с}^{-1}$ . Стабильность работы и скорости счета одиночных событий в детекторах D1 и D2 показаны на рис. 2. Совместная работа детекторов D1 и D2 позволяет уменьшить порог по числу событий в кластерах в D1 ( $k_{th} = 9$ ) и, следовательно, увеличить  $R_s$ .

Мы используем следующий алгоритм: в случае детектирования в детекторе D1 кластера с множественностью  $k1 \geq 6$ , мы проверяем число одиночных событий  $k2$  в 10-секундном временном окне в детекторе D2. Начало этого окна совпадает с началом кластера в D1. Отношение масс детекторов D2 и D1  $1012/1200 = 0.843$  означает, что в случае реальной нейтринной вспышки для среднего числа нейтринных событий  $k1 = 6$ , зарегистрированных в D1, среднее число нейтринных событий в D2 будет  $\overline{k2} = 6 \times 0.843 \times 0.8 = 4.05$  (мы предполагаем, что в 10-секундное окно в D2 попадает 80% нейтринных событий от того числа, которое попадает в 20-секундное окно). Так как фон добавляет  $f_2 \times 10 \text{ с} = 1.2$  события, окончательно получаем  $\overline{k2}(k1 = 6) = 4.05 + 1.2 = 5.25$ .

Детекторы D1 и D2 независимы, поэтому вероятность имитации фоном события, когда в D1 наблюдается кластер с множественностью  $k1$  и одновременно в D2 – кластер с множественностью  $k2$ , равна произведению соответствующих вероятностей:

$$P(k1, k2) = P1(k1)P2(k2), \quad (5)$$

где  $P1$  определяется согласно (4), а  $P2$  есть распределение Пуассона для  $f_2 = 0.12 \text{ с}^{-1}$  и длительности временного окна  $\tau_2 = 10 \text{ с}$ . В частности, мы получаем  $P(6.5) = 0.23 \text{ год}^{-1}$ ,  $P(6.6) = 0.045 \text{ год}^{-1}$ . Поэтому события с  $k1 \geq 6$ ,  $k2 \geq 6$  следует рассматривать в качестве кандидатов на детектирование нейтринной вспышки, т. к. средние значения  $k1$  и  $k2$  существенно превышены в двух независимых детекторах одновременно, и вероятность имитации такого события фоном очень мала.

Таким образом, совместная работа детекторов D1 и D2 позволяет уменьшить порог по множе-

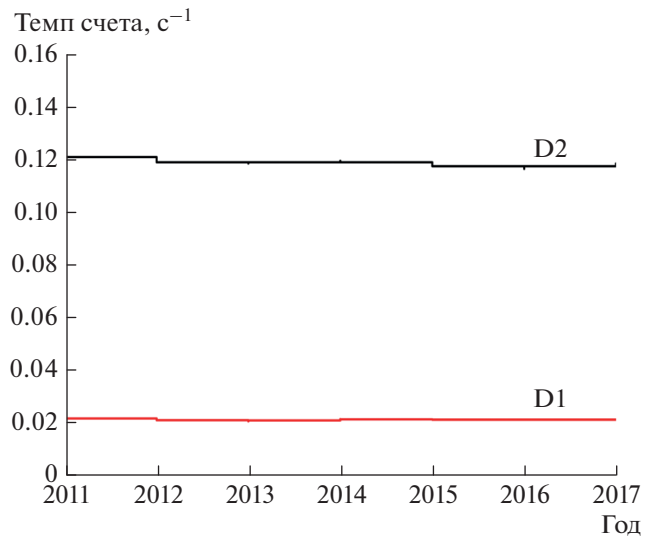


Рис. 2. Скорости счета одиночных событий в детекторах D1 и D2 за период 2011–2017 гг.

ственности в кластерах в D1 с  $k_{th} = 9$  до 6 и увеличить “радиус чувствительности” БПСТ до  $\approx 23$  кпс.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп работает по программе поиска нейтринных вспышек с 30 июня 1980 г. В качестве мишени используются два независимых массива счетчиков – детекторы D1 и D2 – с массами сцинтиллятора 130 и 110 т соответственно.

Фоновые события связаны 1) с распадами космических изотопов, которые образуются при неупругом взаимодействии мюонов с углеродом сцинтиллятора и ядрами атомов окружающего вещества, и 2) с атмосферными мюонами, которые проходят внешние плоскости установки без регистрации.

Метод детектирования нейтринной вспышки основан на одновременной регистрации 20-секундного кластера одиночных событий с множественностью  $k1 \geq 6$  в детекторе D1 и 10-секундного кластера с множественностью  $k2 \geq 6$  в детекторе D2.

“Радиус чувствительности” БПСТ для поиска нейтринной вспышки от СН составляет  $\approx 23$  кпс. Эта область включает  $\approx 98\%$  звезд нашей Галактики.

За период с 30-го июня 1980 г. по 31 декабря 2017 г. чистое время наблюдения составило 32.1 год. [6, 23]. Это наибольшее время наблюдения за Галактикой на одной и той же установке. За это время ни одного события кандидата на коллапс звездного ядра зарегистрировано не было. Это

приводит к значению верхней границы средней частоты гравитационных коллапсов в Галактике

$$f_{col} < 0.072 \text{ год}^{-1} \quad (6)$$

на 90% доверительном уровне. Недавние оценки скорости галактических сверхновых с коллапсом ядра дают величину  $\approx 2\text{--}5$  событий в столетие (см., напр., [24]).

Работа выполнена на уникальной научной установке Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (Центр коллективного пользования Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН) при поддержке Программы фундаментальных научных исследований Президиума РАН “Физика фундаментальных взаимодействий и ядерные технологии”.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gatow G., Shoenberg M.* // Phys. Rev. 1940. V. 58. P. 1117.
2. *Зельдович Я.Б., Гусейнов О.Х.* // ДАН СССР. 1965. Т. 162. С. 791.
3. *Colgate S.A., White R.H.* // Astrophys. J. 1966. V. 143. P. 626.
4. *Loredo T.J., Lamb D.Q.* // Phys. Rev. D. 2002. V. 65. Art. № 063002.
5. *Pagliaroli G., Vissani F., Costantini M.L., Ianni A.* // Astropart. Phys. 2009. V. 31. P. 163.
6. *Алексеев Е.Н., Алексеева Л.Н., Волченко В.И. и др.* // ЖЭТФ. 1993. Т. 104. С. 2897.
7. *Novoseltseva R.V., Boliev M.M., Dzaparova I.M. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2016. V. 47. P. 968.
8. *Ikeda M., Takeda A., Fukuda Y. et al.* // Astrophys. J. 2007. V. 669. P. 519.
9. *Ambrosio M. et al. (MACRO Collaboration)* // Eur. Phys. J. C. 2004. V. 37. P. 265.
10. *Aglietta M. et al. (LVD Collaboration)* // Nuovo Cimento A. 1992. V. 105. P. 1793.
11. *Ahrens J. et al. (AMANDA Collaboration)* // Astropart. Phys. 2002. V. 16. P. 345.
12. *Aharmim B., Ahmed S.N., Anthony A.E. et al.* // Astrophys. J. 2011. V. 728. P. 83.
13. *Lund T., Marek A., Lunardini C. et al.* // Phys. Rev. D. 2010. V. 82. Art. № 063007.
14. *Bellini G. et al. (Borexino Collaboration)* // Phys. Lett. B. 2007. V. 658. P. 101.
15. *Eguchi K. et al. (KamLAND Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. Art. № 021802.
16. *Alexeyev E.N., Alexeyenko V.V., Andreyev Yu.M. et al.* // Proc. 16th ICRC. (Tokyo, 1979). V. 10. P. 276.
17. *Tamborra I., Raffelt G., Hanke F. et al.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. Art. № 045032.
18. *Имшенник В.С., Надежин Д.К.* // Итоги науки и техники. Сер. Астрон. 1982. Т. 21. С. 63.
19. *Hillebrandt W., Hoflich P.* // Rep. Prog. Phys. 1989. V. 52. P. 1421.
20. *Pantaleone J.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 287. P. 128.
21. *Sawyer R.F.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. Art. № 045003.
22. *Duan H., Fuller G.M., Carlson J., Qian Y.-Z.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. Art. № 105014.
23. *Новосельцева Р.В., Болиев М.М., Верешков Г.М. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. С. 419.
24. *Adams S.M., Kochanek C.S., Beacom J.F. et al.* // Astrophys. J. 2013. V. 778. P. 164.