

ОГРАНИЧЕНИЯ БАЙКАЛЬСКОГО НЕЙТРИННОГО ТЕЛЕСКОПА НТ200 НА СЕЧЕНИЯ АННИГИЛЯЦИИ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В КАРЛИКОВЫХ СФЕРОИДАЛЬНЫХ ГАЛАКТИКАХ И В ГАЛАКТИКЕ БОЛЬШОЕ МАГЕЛЛАНОВО ОБЛАКО

А. Д. Аврорин^a, А. В. Аврорин^a, В. М. Айнутдинов^a, Р. Баннашⁱ, И. А. Белолопатников^b,
В. Б. Бруданин^b, Н. М. Буднев^c, И. А. Данильченко^a, С. В. Демидов^{a*},
Г. В. Домогацкий^a, А. А. Дорошенко^a, Р. Дворницкий^{b,g}, А. Н. Дьячок^c,
Ж.-А. М. Джилжибаев^a, Л. Файт^{g,h}, С. В. Фиалковский^e, А. Р. Гафаров^c,
О. Н. Гапоненко^a, К. В. Голубков^a, Т. И. Гресс^c, З. Хонц^b, К. Г. Кебкалⁱ, О. Г. Кебкалⁱ,
К. В. Конищев^b, А. В. Коробченко^c, А. П. Кошечкин^a, Ф. К. Кошель^a, А. В. Кожин^d,
В. Ф. Кулепов^e, Д. А. Кулешов^a, М. В. Миленин^e, Р. А. Миргазов^c, Э. А. Осипова^d,
А. И. Панфилов^a, Л. В. Паньков^c, Е. Н. Плисковский^b, М. И. Розанов^f, Е. В. Рябов^c,
Б. А. Шайбонов^b, А. А. Шейфлер^a, М. Д. Шелепов^a, А. В. Скурихин^d,
О. В. Суворова^{a**}, В. А. Таболенко^c, Б. А. Таращанский^c, С. А. Яковлевⁱ,
А. В. Загородников^c, В. Л. Зурбанов^c

^a Институт ядерных исследований Российской академии наук, 117312, Москва, Россия

^b Объединенный институт ядерных исследований, 141980, Дубна, Московская обл., Россия

^c Иркутский государственный университет, 664003, Иркутск, Россия

^d Институт ядерной физики им. Скобелевца, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

^e Нижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева, 603950, Нижний Новгород, Россия

^f Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, 190008, Санкт-Петербург, Россия

^g Comenius University, Mlynská dolina F1, SK-842 48, Братислава, Словакия

^h Czech Technical University in Prague, 12800, Прага, Чешская Республика

ⁱ EvoLogics GmbH, 13355, Берлин, Германия

Поступила в редакцию 22 декабря 2016 г.

Проведен анализ нейтринных событий, зарегистрированных в глубоководном нейтринном эксперименте НТ200 в озере Байкал за пять лет наблюдений в направлении на темные карликовые галактики южной полусферы (dSphs) и на Большое Магелланово Облако (LMC). Этим анализом завершается цикл работ по данным НТ200 в поиске сигнала от аннигиляции темной материи в астрофизических объектах. Не обнаружено какого-либо значимого превышения в числе наблюдаемых событий относительно ожидаемого фона от атмосферных нейтрино во всех тестируемых направлениях — в двадцати двух галактиках dSphs и в галактике LMC. Для ансамбля из пяти отобранных карликовых галактик проведен комбинированный анализ данных методом максимального правдоподобия. Получено соответствие наблюдения нулевой гипотезе о присутствии только фоновых событий и установлены верхние пределы на 90% д. у. для сечений аннигиляции частиц темной материи с массой от 30 ГэВ до 10 ТэВ в нескольких каналах аннигиляции как в комбинированном анализе отобранного набора галактик, так и в анализе в направлении LMC. Наиболее сильные ограничения на уровне $7 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3/\text{с}$ были получены для направления на галактику LMC в канале аннигиляции в пару нейтрино.

DOI: 10.7868/S0044451017070094

1. ВВЕДЕНИЕ

Большое число астрофизических и космологических наблюдательных данных указывают на суще-

* E-mail: demidov@ms2.inr.ac.ru

** E-mail: suvorova@cpic.inr.ac.ru

ствование темной материи [1], объяснение природы которой мотивирует поиск новых частиц вне Стандартной модели. Естественный и наиболее предпочтительный кандидат на роль темной материи — это слабо взаимодействующие массивные частицы (ВИМП) [2]. Предполагается, что при аннигиляции пар ВИМП образуются пары обычных частиц с последующим их распадом и адронизацией. Поиск потока частиц от аннигиляции ВИМП в центрах галактик или иных гравитационных скоплениях ведется многочисленными экспериментами, в том числе на нейтринных телескопах. Карликовые сфероидальные галактики (dSphs), будучи дальними спутниками Млечного Пути, являются оптически слабыми или ультраслабыми астрофизическими объектами с угловыми размерами меньше градуса. Карлики характеризуются очень малой величиной отношения свет–масса и плоскими кривыми вращения (см., например, статью [3] и ссылки в ней), что позволяет говорить о наличии в них значительного количества темного вещества. Как следствие, галактики dSphs рассматриваются как перспективные источники сигнала от аннигиляции темной материи, при этом в литературе широко обсуждаются имеющиеся экспериментальные противоречия в наблюдениях (см., например, статьи [4–7]). К настоящему времени обнаружено около четырех десятков карликовых галактик dSphs, включая восемь недавно открытых темных карликов [8, 9]. Их видимая популяция на небе может в ближайшее время значительно возрасти за счет новых возможностей для наблюдения на оптических установках DES [10] и LSST [11], а также дополняющих их наблюдений на гамма-телескопах следующего поколения, таких как CTA [12]. К настоящему времени среди всех мультиволновых поисков сигнала от аннигиляции темной материи от внегалактических источников, таких как dSphs, существенного превышения числа событий относительно предполагаемого фона обнаружено не было¹⁾. Более того, в результате объединенного анализа световых излучений от галактик dSphs по данным гамма-телескопа FERMI-LAT и DES [13–15], наземных установок MAGIC [16] и HESS [17] были поставлены строгие верхние пределы для сечения аннигиляции темной материи. Аналогичный поиск сигнала от аннигиляции темной материи в темных карликовых галактиках, но уже по потокам нейтрино, был выполнен на нейтринном те-

лескопе IceCube [18] и, как результат, были получены верхние ограничения на сечение аннигиляции.

Наблюдаемые проявления темного вещества в соседней самой большой спутниковой галактике Млечного Пути, т. е. в Большом Магеллановом Облаке (LMC), с вычисленными астрофизическими факторами позволяют рассматривать этот участок небесной сферы вторым по яркости [19] после Галактического центра [20, 21] среди астрофизических источников аннигиляции темной материи. Недавний анализ данных FERMI-LAT [22] показывает, что полученные верхние пределы для сечения аннигиляции темной материи в LMC сравнимы с результатами объединенного анализа галактик dSphs, несмотря на то что в LMC значительный барионный фон в отличие от темных карликов.

В потоке частиц, образующихся в различных каналах аннигиляции темной материи в карликовых сфероидальных галактиках или в галактике LMC, должны быть в том числе нейтрино высоких энергий. Нейтрино с энергией выше некоторой пороговой энергии детектора могут быть зарегистрированы по реакции рассеяния нейтрино на нуклонах среды с образованием мюонов и частиц адронных каскадов. Серьезной проблемой нейтринных телескопов является подавление фона атмосферных мюонов сверху, поток которых превышает поток мюонов от нейтрино снизу в 10^6 раз. Более того, в конкретной задаче обнаружения нейтринных событий от источников аннигиляции темной материи требуется установить их внеатмосферное происхождение с учетом известных экспериментальных и теоретических неопределенностей.

В настоящем анализе мы используем набор нейтринных событий, зарегистрированных телескопом NT200, для поиска избытка их числа относительно фона в направлениях на галактику LMC и карликовые галактики dSphs, и в отсутствие избытка ставим ограничения на сечения аннигиляции темной материи. Статья организована следующим образом. В разд. 2 кратко описаны параметры телескопа NT200 и критерии отбора данных. В разд. 3 дается описание характеристик сигнала и фона и их моделирование в случаях аннигиляции в карликовых галактиках и в галактике LMC. В разд. 4 представлены анализ нейтринных данных, вычисление верхних ограничений на сечения аннигиляции ВИМП и сравнение с результатами других экспериментов. Выводы анализа приведены в разд. 5.

¹⁾ Возможным исключением является недавнее сообщение об избытке гамма-излучения в направлении вновь обнаруженной карликовой галактики Reticulum-2 (см. статью [40]).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И НАБЛЮДЕНИЕ

В поиске сигнала от темной материи мы анализируем направления прихода мюонов, измеренные Байкальским нейтринным телескопом НТ200. Метод поиска является непрямым в оценке присутствия сигнальных событий и включает оптимизацию отношения сигнал–фон в заданном направлении. Телескоп регистрирует черенковское излучение от прохождения релятивистской частицы в воде Байкала. Черенковское излучение мюонов и адронных ливней, рожденных в реакции рассеяния релятивистского нейтрино на нуклонах, имеет фиксированное значение угла (около 42° в воде) относительно направления движения релятивистской частицы в каждой точке траектории. На этой особенности основан принцип детектирования нейтринных событий и алгоритм восстановления времени прихода частицы и ее угловых координат. Черенковское излучение эффективно регистрируется фотодетекторами в оптических модулях, размещенных на струнах в определенной пространственной конфигурации в строгой зависимости от гидрооптических характеристик среды (см. обзор телескопов в работе [23] и ссылки в ней).

Телескоп НТ200 объемом 100 килотонн находится в южной части озера Байкал с координатой 51.83° северной широты, погружен на глубину 1.1 км на расстоянии 3.5 км от берега. Оптические свойства глубинной воды в этой части озера Байкал характеризуются длиной поглощения $20 \div 24$ м и длиной рассеяния $30 \div 70$ м в зависимости от времени года на длине волны излучения 480 нм. Напомним структуру телескопа НТ200 (схема на рис. 1). Детектор состоит из 192 спаренных оптических модулей на двенадцати этажах («связка» показана увеличенно) восьми струн («гирлянд») длиной 72 м: одна центральная струна и семь струн на периферии на одинаковом расстоянии между собой 21.5 м. Они размещены в вершинах гептагона со стороной размером 18.5 м. Каждый оптический модуль содержит гибридный фотодетектор КВАЗАР-370, фотоумножитель (ФЭУ) диаметром 37 см. Для подавления темнового шума два ФЭУ одной пары включены на совпадение во временном окне 15 нс. Оптические модули синхронизованы по времени и калибровались по энергии световыми импульсами от лазера. Подробное описание конфигурации НТ200, его функциональных систем и методов калибровки опубликованы ранее коллаборацией Байкал в работах [24–27].

При наблюдении небесной сферы Байкальским телескопом используются угловые характеристики

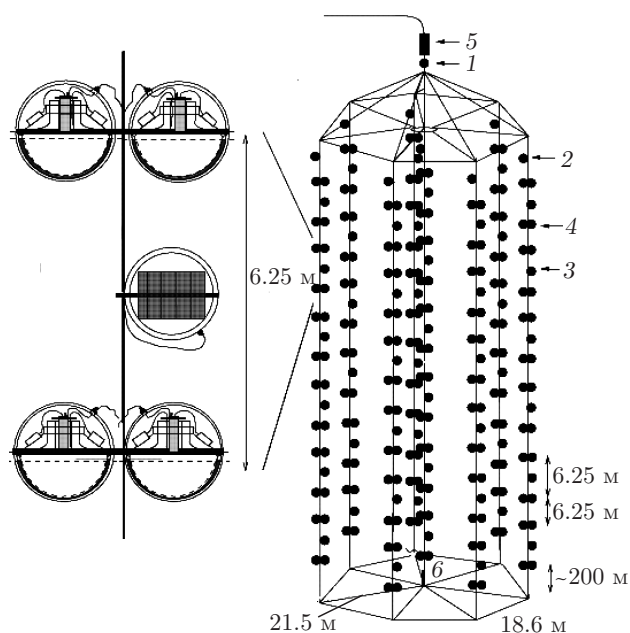


Рис. 1. Схематическое изображение телескопа НТ200: 1 — блок электроники детектора; 2 — модуль электроники струны; 3 — «связка» (изображена отдельно слева), т.е. две пары оптических модулей с электронным модулем; 4 — пара оптических модулей; 5 и 6 — лазеры, используемые для калибровки

событий, набранных за период с апреля 1998 г. по февраль 2003 г. с чистым временем наблюдения 2.76 года. Набор данных, промоделированных методом Монте-Карло, и критерии отбора событий соответствуют тем, которые использовались при анализе поиска сигнала аннигиляции темной материи в Солнце [28] и в Галактическом центре [29]. В частности, отбирались события, удовлетворяющие критерию мюонного триггера $6/3$, т.е. не менее шести сработавших «каналов» на трех и более струнах, что оставляет 40 % от всех зарегистрированных событий и соответствует угловому разрешению событий примерно 14.1° , как среднеквадратичное значение угла в распределении разности восстановленного Ψ_{reco} и истинного направлений. Для улучшения точности восстановления направления прихода мюонных траекторий используется многократный цикл минимизации функции правдоподобия по критерию χ^2 [30]. Потоки атмосферных мюонов сверху в миллион раз превышают потоки мюонов снизу от прохождения в среде взаимодействующего нейтрино. Для их разделения используется разработанный ранее алгоритм [31] восстановления мюонной траектории детектором НТ200 с моделированием методом Монте-Карло атмосферных мюонов со стан-

дартным кодом CORSIKA [32], атмосферных нейтрино ν_{atm} с их угловыми и энергетическими распределениями из работы [33] и моделированием прохождения мюона в среде в соответствии с кодом MUM [34]. На завершающем этапе отбора событий используются фильтры качества параметров восстановления, не связанные с временной информацией, т.е. такие критерии, как число сработавших каналов, $\chi^2/d.o.f.$, вероятность отклика канала на фотон в случае его обязательного прохождения и, наоборот, в отсутствие прохождения, реальное положение трека относительно центра детектора (подробнее см. работы [30, 31]). Для уменьшения фоновых мюонов с направлений близких к горизонту при обработке исключают события с восстановленными зенитными углами $\Theta > 100^\circ$. Вся совокупность отборочных фильтров соответствует фактору уменьшения 10^{-7} для потока атмосферных мюонов. Отобранные качественными критериями 510 событий составляют набор нейтринных событий для дальнейшего анализа. Пороговая энергия в этом наборе соответствует 10 ГэВ, угловое разрешение как медианное значение угла 2.5° в распределении углов Ψ_{reco} видно из рис. 2. В моделировании сигнальных событий от аннигиляции темной материи методом Монте-Карло (описано в следующем разделе) используем форму дифференциального распределения Ψ_{reco} . Распределение приходящих направлений отобранных событий в экваториальных координатах представлено на рис. 3 черными точками на фоне вычисленной видимости неба для HT200 (показано градиентом синего цвета), т.е. доли времени, в течение которого телескопом наблюдается какое-либо направление на небесной сфере. В соответствии с местоположением HT200 и по отбору нейтринных событий только из нижней полусферы мы можем изучать источники аннигиляции темной материи со склонениями ниже 39° северной небесной полусферы. Полная видимость (100 %) соответствует склонениям ниже 39° южной небесной полусферы.

3. СИГНАЛ И ФОН

В поисках потоков нейтрино, превышающих ожидаемый фон от атмосферных нейтрино, мы исследуем 23 направления на небесной сфере: на темные галактики и на галактику LMC. На рис. 3 показаны координаты 14 классических темных галактик, обозначенных голубым цветом и крестиками (а также областью в 5° вокруг них): Carina, Fornax, Leo-I, Leo-II, Sculptor, Sextans, Bootes-I,

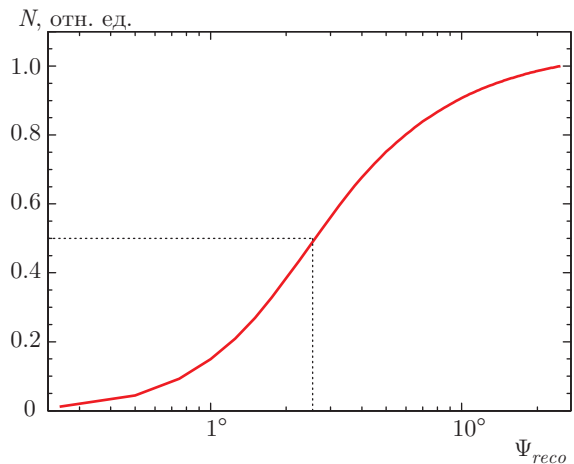


Рис. 2. Кумулятивное распределение по углам Ψ_{reco} в реконструкции событий HT200. Медиана распределения показана пунктирной линией

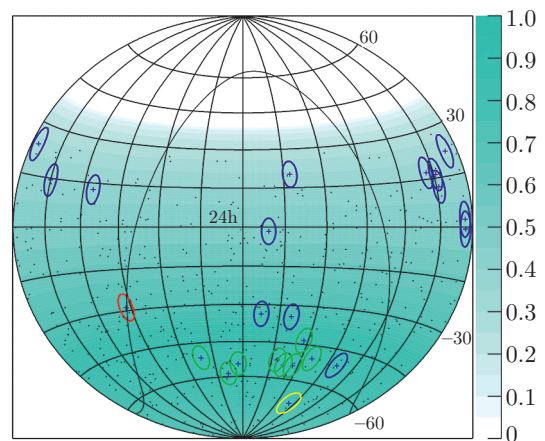


Рис. 3. (В цвете онлайн) Карта видимости небесной сферы телескопом HT200 и измеренные направления событий в экваториальных координатах. Также изображены 14 классических карликовых сферических галактик (синие круги), 8 недавно обнаруженных оптически слабых карликовых галактик (зеленые), Галактический центр (красный) и LMC (желтый)

Coma Berenices, Hercules, Leo-IV, Leo-V, Leo-T, Segue-1, Segue-2. Показаны также восемь dSphs, оптически ультраслабых галактик, недавно открытые коллаборацией DES [8] на склонениях южной полусферы больше 45° . На рис. 3 они отмечены желтыми кружками радиусом 5° : Reticulum-2, Eridanus-2, Horologium-1, Pictor-1, Phoenix-2, Indus-1, Eridanus-3, Tucana-2. В табл. 1 для всех указанных 22 карликовых галактик представлены экваториальные координаты (δ, α).

Таблица 1. Перечень темных карликовых галактик, исследуемых в настоящем анализе, их экваториальные координаты и астрофизические факторы J_a , проинтегрированные в конусе угла 20° , число наблюдаемых событий n и ожидаемое число фоновых событий N_B в сигнальной области, статистическая тестовая характеристика (TS) для предполагаемого сигнала от аннигиляции ВИМП массой $m_{DM} = 30$ ГэВ в канале $b\bar{b}$ и массой $m_{DM} = 10$ ТэВ в канале $\nu\bar{\nu}$. Приведенные неопределенности фактора J_a взяты из работ с указанными ссылками: а) [37], б) [38], в) [39], д) [14]

Название	Dec	RA	$\overline{\lg J}$	N_S	N_B	TS, $b\bar{b}$ 30 ГэВ	TS, $\nu\bar{\nu}$ 10 ТэВ
Carina	-50.97	100.40	18.1 ± 0.23^a	30	29.3	0.10	1.11
Fornax	-34.45	40.0	18.2 ± 0.21^a	25	26.0	0.02	0
Leo-I	12.31	152.12	17.7 ± 0.18^a	14	11.6	1.15	0.05
Leo-II	22.15	168.37	17.6 ± 0.18^a	11	6.81	2.19	0
Sculptor	-33.71	15.04	18.6 ± 0.18^a	29	24.5	0	0.25
Sextans	-1.61	18.26	18.4 ± 0.27^a	23	17.6	2.50	0
Bootes-I	14.50	210.03	18.8 ± 0.22^a	12	10.7	0.05	0.95
Coma Berenices	23.90	186.75	19.0 ± 0.25^a	10	6.12	0.76	0.12
Hercules	12.79	247.76	18.1 ± 0.25^a	9	11.3	0	0
Leo-IV	-0.53	173.24	17.9 ± 0.28^a	18	16.8	0.0	0.48
Leo-V	2.22	172.79	16.37 ± 0.9^b	18	15.4	0.0	0
Leo-T	17.05	143.72	17.11 ± 0.4^b	14	9.34	0	0
Segue-1	16.08	151.77	19.5 ± 0.29^a	13	9.76	1.28	0.78
Segue-2	20.18	34.82	16.21 ± 1.0^b	8	7.83	0.03	0.99
Reticulum-2	-54.05	53.92	19.8 ± 0.9^c	20	28.7	0.01	0.76
Eridanus-2	-43.53	56.09	17.3 ± 0.4^d	25	27.5	0	0
Horologium-1	-54.11	43.87	18.4 ± 0.4^d	22	28.8	1.02	0
Pictor-1	-50.28	70.95	18.1 ± 0.4^d	19	28.6	0	0
Phoenix-2	-54.41	354.99	18.4 ± 0.4^d	35	28.2	2.34	0
Indus-1	-51.16	317.20	18.3 ± 0.4^d	28	27.3	0	0
Eridanus-3	-52.28	35.69	18.3 ± 0.4^d	29	28.7	0.63	4.96
Tucana-2	-58.57	343.06	18.8 ± 0.4^d	31	27.4	2.38	1.98

Нейтринный поток от аннигиляции темной материи в галактике в направлении угла зрения ψ относительно ее центра может быть записан как

$$\frac{d\phi_\nu}{dE_\nu d\Omega} = J_a(\psi) \frac{\langle \sigma_a v \rangle}{8\pi m_{DM}^2} \frac{dN_\nu}{dE_\nu}. \quad (1)$$

В этом выражении часть параметров зависит от физики частиц, в первую очередь от свойств частицы темной материи: сечения $\langle \sigma_a v \rangle$ аннигиляции ВИМП в нашу эпоху, усредненного по распределению скоростей; энергетического спектра нейтрино dN_ν/dE_ν , образующихся в распадах продуктов аннигиляции темной материи; массы ВИМП m_{DM} . В данном анализе мы рассматриваем интервал для допустимой

массы ВИМП от 30 ГэВ до 10 ТэВ. Энергетический спектр нейтрино зависит также от канала аннигиляции. Мы рассматриваем пять каналов в качестве тестовых в предположении 100% вероятности аннигиляции ВИМП в данном канале: $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$, $\mu^+\mu^-$, W^+W^- и для прямой аннигиляции в пару нейтрино-антинейтрино берем усредненный по ароматам поток:

$$\nu\bar{\nu} \equiv \frac{1}{3}(\nu_e\bar{\nu}_e + \nu_\mu\bar{\nu}_\mu + \nu_\tau\bar{\nu}_\tau).$$

Энергетические распределения нейтрино для всех каналов аннигиляции в источнике взяты из работы [35]. Учитывая, что из-за потери когерентности нейтрино при распространении на космоло-

гически большие расстояния достигают Земли в своем массовом состоянии, мы вычислили энергетический спектр ν_μ ($\bar{\nu}_\mu$) на уровне детектора, взяв следующие параметры осцилляции из работы глобального анализа данных нейтринных экспериментов [36]: $\Delta m_{21}^2 = 7.6 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2$, $\Delta m_{31}^2 = 2.48 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$, $\delta_{CP} = 0$, $\sin^2 \theta_{12} = 0.323$, $\sin^2 \theta_{23} = 0.567$, $\sin^2 \theta_{13} = 0.0234$.

Астрофизический фактор J_a , входящий в выражение (1) для величины потока нейтрино, зависит от количества темной материи и углового расстояния между направлением наблюдения и направлением на центр данного источника. Величина J_a описывается следующим интегралом по распределению квадрата плотности темной материи ($\rho(r)$):

$$J_a(\psi) = \int_0^{l_{max}} dl \rho^2 \left(\sqrt{R_0^2 - 2lR_0 \cos \psi + l^2} \right), \quad (2)$$

где R_0 — расстояние от центра источника до Солнечной системы. Чем больше величина астрофизического фактора $J_a(\psi)$, тем больший поток нейтрино ожидается на Земле. Полное число сигнальных событий, ожидаемых на нейтринном телескопе НТ200 с потоком нейтрино (1) от удаленного источника аннигиляции темной материи, вычисляется как

$$N_S = T \frac{\langle \sigma_a v \rangle}{8\pi m_{DM}} J_{\Delta\Omega} \int_{E_{th}}^{m_{DM}} dE_\nu \frac{dN_\nu}{dE_\nu} S_\nu(E_\nu). \quad (3)$$

Здесь T — чистое время наблюдения, $S_\nu(E_\nu)$ эффективная площадь телескопа для нейтрино, приходящих с направления заданного источника, и интеграл

$$J_{\Delta\Omega} = \int d(\cos \psi) d\phi J(\psi) \quad (4)$$

берется по области поиска, что обсуждается ниже. Эффективная площадь $S_\nu(E_\nu)$ рассчитывается из моделирования методом Монте-Карло отклика телескопа (см. разд. 1) и определяется эффективностью детектирования мюонного нейтрино, приходящего с определенного направления. Подробное описание расчета $S_\nu(E_\nu)$ опубликовано в наших статьях [28, 29].

Удаленные карликовые галактики в настоящем анализе считаются точечными источниками, поскольку их угловые размеры меньше углового разрешения телескопа НТ200. В табл. 1 приведены значения J -факторов (4) для каждой галактики, проинтегрированных по телесному углу в соответствии с их размерами. Также приведены астрофизические неопределенности в оценке J -факторов из работ с соответствующими ссылками. Как видно из

Таблица 2. Параметры профиля гало темной материи для галактики ЛМС [22]

Профиль	α	β	γ	r_S , кпк	ρ_0 , ГэВ/см ³	$\overline{\lg J}$
<i>sim-max</i>	0.35	3.0	1.3	5.4	4.19	21.94
<i>sim-mean</i>	0.96	2.85	1.05	7.2	0.32	20.38
<i>sim-min</i>	1.56	2.69	0.79	4.9	0.46	20.25

этой таблицы, наибольший J -фактор ожидается от галактики Reticulum-2. В литературе рядом авторов [39] обсуждаются аргументы перспективного поиска сигнала от темной материи в этой карликовой галактике. Более того, недавний анализ данных гамма-телескопа Fermi-LAT в работе [40] показал избыток гамма-излучения с энергиями 2–10 ГэВ в направлении Reticulum-2, что согласуется с возможным сигналом от аннигиляции темной материи.

Большой интерес к направлению на галактику ЛМС был мотивирован анализом данных телескопа FERMI-LAT [22], которые показывают, что ЛМС может быть следующим после центра нашей Галактики ярким источником сигнала от аннигиляции темной материи. Для Байкальского телескопа НТ200 видимость этой галактики составляет 100 % времени наблюдения. При обработке данных поиска сигнала от аннигиляции темной материи в ЛМС мы учитывали протяженные размеры галактики и моделировали нейтринный сигнал, используя профиль плотности темной материи по моделям [41–43], которые описываются следующей функцией:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\left(\frac{r}{r_S}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_S}\right)^\alpha\right]^{(\beta-\gamma)/\alpha}} \theta(r_{max}-r).$$

Здесь $r_{max} = 100$ кпк, $\theta(r)$ — ступенчатая функция. Следуя анализу в работе [22], рассматриваем три профиля гало темной материи, называемые *sim-mean*, *sim-min* и *sim-max*. Соответствующие параметры α , β , γ и r_S представлены в табл. 2.

Мы используем профиль *sim-mean* для установления верхних пределов и два других профиля, т. е. *sim-min* и *sim-max*, для оценки влияния систематической астрофизической неопределенности. Заметим, что существует также неопределенность в определении положения гравитационного центра галактики ЛМС. Размер неопределенности поряд-

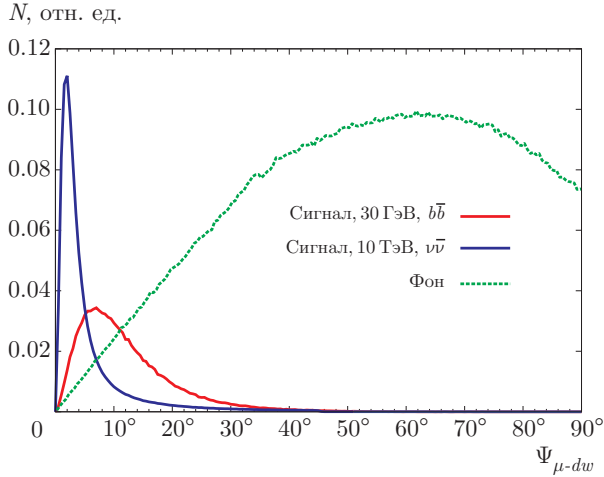


Рис. 4. (В цвете онлайн) Угловые распределения сигнальных ($b\bar{b}$, $m_{DM} = 30$ ТэВ и $\nu\bar{\nu}$, $m_{DM} = 10$ ТэВ) и фоновых событий для случая Reticulum-2

ка 1.5° [22], что заметно меньше углового разрешения НТ200. В настоящем анализе мы взяли координаты центра LMC в галактической системе $l = 280.54^\circ$, $b = -32.51^\circ$, полученные по кривым вращения звезд [44]. Как видим, интегральная величина J_a -фактора галактики LMC по области поиска сигнала является наибольшей по сравнению со всеми темными карликовыми галактиками (см. табл. 1 и 2), что с учетом 100 % видимости для НТ200 делает этот астрофизический объект действительно привлекательным для поиска сигнала от аннигиляции темной материи.

Для сигнальных событий от каждой из рассматриваемых галактик мы моделируем ожидаемую энергию и угловое распределение по алгоритму, описанному в анализе данных НТ200 при поиске сигнала от аннигиляции темной материи в Галактическом центре [29]. Атмосферные нейтрино являются доминирующим фоном. В настоящем анализе мы оцениваем фон по наблюдаемым событиям, делая случайные выборки по склонениям реальных событий. Такая процедура не может исключить возможный вклад сигнальных событий в определение фона, однако ожидается, что он незначителен. Для примера на рис. 4 показаны распределения событий по углам прихода для фона и для сигнала в направлении галактики Reticulum-2. Пример сигнальных событий показан для случая наиболее мягкого спектра нейтрино от аннигиляции частицы темной материи в канале $b\bar{b}$ с наименьшей массой $m_{DM} = 30$ ТэВ из рассматриваемого интервала масс и для наибо-

лее жесткого спектра нейтрино в канале прямой аннигиляции в пару $\nu\bar{\nu}$ для частицы с максимальной массой $m_{DM} = 10$ ТэВ. Видим, что сигнал имеет широкий угловой разброс до $20\text{--}25^\circ$ и коллимирован в монохроматическом нейтринном канале.

4. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Анализ данных проводится путем построения функции правдоподобия по схеме, которая описана в предыдущем анализе для направления на Галактический центр [29]. Для получения углового распределения сигнальных событий мы выбираем область поиска сигнала в конусе с половинным углом 20° в направлении источника. Число наблюдаемых и фоновых событий внутри этого конуса для каждого исследуемого направления на карликовые галактики представлены в табл. 1. Для галактики LMC в области поиска наблюдаемое число событий 23, а ожидаемое число фоновых событий 29.5.

С ожидаемыми угловыми распределениями сигнала и фона в источнике, соответственно $f_S(\psi)$ и $f_B(\psi)$, форма результирующего углового распределения имеет вид

$$f(\psi, N_S, N_B) = \frac{1}{N_S + N_B} (N_S f_S(\psi) + N_B f_B(\psi)), \quad (5)$$

где N_S и N_B — ожидаемое число соответственно сигнальных и фоновых событий в конусе поиска. Функция правдоподобия для конкретного источника может быть записана следующим образом:

$$\mathcal{L}(\langle \sigma_a v \rangle) = \frac{(N_B + N_S)^n}{n!} \exp\{-(N_B + N_S)\} \times \prod_{i=1}^n f(\psi_i, N_B, N_S), \quad (6)$$

где n — наблюдаемое число событий, и первый множитель учитывает статистические флуктуации в числе n . Для учета систематических неопределенностей функция правдоподобия модифицируется введением ряда «мешающих» (от англ. «nuisance») параметров $\theta = \{\epsilon_S, \epsilon_B, J\}$, которые изменяют выражение (6) как

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\langle\sigma_{av}\rangle, \theta) = & \mathcal{N} \frac{(\epsilon_B N_B + \epsilon_S N_S)^n}{n!} \times \\ & \times \exp \left\{ -(\epsilon_B N_B + \epsilon_S N_S) - \frac{(\epsilon_S - 1)^2}{2\sigma_S^2} - \right. \\ & \left. - \frac{(\epsilon_B - 1)^2}{2\sigma_B^2} - \frac{(\lg(J) - \overline{\lg(J)})^2}{2\sigma_J^2} \right\} \times \\ & \times \prod_{i=1}^n f(\psi_i, \epsilon_B N_B, \epsilon_S N_S). \quad (7) \end{aligned}$$

Здесь зависимость от $\langle\sigma_{av}\rangle$ и J входит неявно через N_S в соответствии с уравнением (3). В приведенном выражении σ_S и σ_J — систематические неопределенности в сигнале из физики частиц и астрофизики, а σ_B это систематическая неопределенность в фоне. Мы намерено разделили систематические неопределенности в числе сигнальных событий, возникающие из физики частиц и из астрофизики. Последние входят в функцию правдоподобия через оценку ошибки в астрофизическом факторе J_a , значения которого представлены в табл. 1. Детальное обсуждение других источников систематических неопределенностей можно найти в предыдущих работах [28,29], где показано, что 30 % экспериментальной систематики связаны в основном с оптическими характеристиками воды и чувствительностью оптических модулей. Теоретические ошибки достигают значений 10–12 % от неопределенностей в сечениях рассеяния нейтрино на нуклоне и в параметрах нейтринных осцилляций.

Верхние пределы сечений аннигиляции частиц темной материи $\langle\sigma_{av}\rangle$ с учетом «мешающих» параметров вычисляются²⁾ с использованием следующей функции:

$$\lambda(\langle\sigma_{av}\rangle) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\langle\sigma_{av}\rangle, \hat{\theta}(\langle\sigma_{av}\rangle))}{\mathcal{L}(\widehat{\langle\sigma_{av}\rangle}, \hat{\theta})}. \quad (8)$$

Здесь $\widehat{\langle\sigma_{av}\rangle}$ и $\hat{\theta}$ — значения величин, при которых вероятность функции правдоподобия максимальна в физической области с $\langle\sigma_{av}\rangle \geq 0$, а величина $\hat{\theta}(\langle\sigma_{av}\rangle)$ обозначает значение «мешающего» параметра θ в максимуме функции правдоподобия при фиксированном значении $\langle\sigma_{av}\rangle$. В анализе направления на галактику LMC в функцию правдоподобия мы не включаем астрофизическую систематическую ошибку, вместо этого вычисляем верхние пре-

²⁾ В англоязычной литературе функция (8) называется profile likelihood.

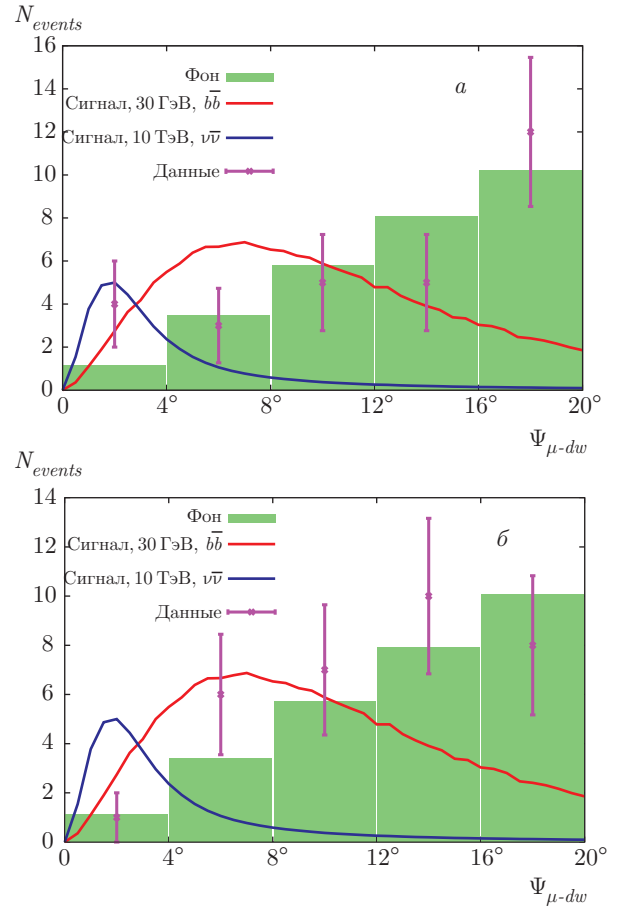


Рис. 5. (В цвете онлайн) Угловые распределения сигнала ($b\bar{b}$, $m_{DM} = 30$ ГэВ и $\nu\bar{\nu}$, $m_{DM} = 10$ ТэВ) в сравнении с данными и ожидаемым фоном для Eridanus-3 (а) и Phoenix-2 (б)

делы для разных профилей плотности темной материи $sim-min$ и $sim-max$, рассматривая их как предельные случаи (см. обсуждение источников астрофизических неопределенностей в статье [22]). В объединенном анализе нескольких галактик соответствующая комбинированная функция правдоподобия строится как произведение индивидуальных функций правдоподобия следующим образом:

$$\mathcal{L}(\langle\sigma_{av}\rangle, \theta) = \prod_{i=1}^{N_d} \mathcal{L}_i(\langle\sigma_{av}\rangle, \theta_i). \quad (9)$$

Здесь N_d — число источников, которые учитываются при объединенном анализе, $\mathcal{L}_i(\langle\sigma_{av}\rangle, \theta_i)$ это индивидуальная функция правдоподобия i -го источника.

Начнем рассмотрение с выбранных темных сфероидальных галактик. В первую очередь мы провели поиск избытка событий в направлении каждого индивидуального источника в области поиска,

пренебрегая присутствием других источников аннигиляции темной материи. Мы не нашли превышения числа событий над ожидаемым фоном в каком-либо направлении из 22-х выбранных карликовых галактик. Для количественной оценки отклонения от нулевой гипотезы о наблюдении только фоновых событий мы вычисляем величину тест-статистики (TS), которая определяется уравнением (8). Значения величин TS для двух каналов аннигиляции $\nu\bar{\nu}$ с $m_{DM} = 10$ ТэВ и $b\bar{b}$ с $m_{DM} = 30$ ГэВ представлены в табл. 1. Эти каналы имеют наименьшую и наибольшую ширины углового распределения соответственно. Различие в форме угловых распределений сигнала приводит к разным значениям TS. Максимальное отклонение от нулевой гипотезы о наблюдении только фоновых событий получено для галактики Eridanus-3; наибольшее значение TS около 5 достигается для частиц темной материи больших масс, что соответствует более коллимированному сигнальному распределению событий. На рис. 5 представлены распределения наблюдаемых событий в сравнении с фоновыми и сигнальными распределениями для двух выбранных галактик Eridanus-3 и Phoenix-2. В первом случае мы наблюдаем избыток событий на малых углах относительно источника, приводящий к увеличению величины TS для каналов с большими массами частиц темной материи. В случае галактики Phoenix-2 из данных следует более широкое угловое распределение сигнала из-за возрастания числа наблюдаемых событий при средних значениях угла ψ , в интервале 5–15°. Для случая галактики LMC значение тест-статистики оказалось нулевым для всех выбранных каналов аннигиляции из-за дефицита числа наблюдаемых событий по сравнению с ожидаемым фоном.

На следующем этапе анализа из всех рассматриваемых карликовых галактик мы отобрали пять с наибольшими значениями J_a -фактора и хорошей видимостью для HT200, причем ожидаемая сигнальная область для каждой из этих галактик не пересекается с другой. Этим условиям удовлетворили направления на галактики: Sculptor, Coma Berenices, Segue-1, Reticulum-2, Tucana-2. Такой выбор позволил нам получить верхние пределы для сечений аннигиляции не только по индивидуальным источникам, но и в комбинации нескольких независимых источников³⁾.

³⁾ Тот случай, когда галактики имеют малое угловое расстояние между собой, является более сложным и требует дополнительного моделирования углового распределения сигнала.

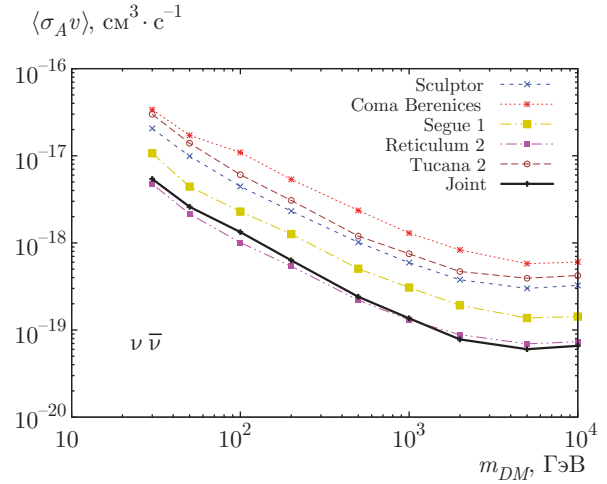


Рис. 6. (В цвете онлайн) Верхние пределы на 90 % д.у. для сечения аннигиляции частиц темной материи из данных HT200 в предположении аннигиляции в $\nu\bar{\nu}$ для выбранного набора карликовых галактик, а также результат комбинированного анализа (обозначен как Joint)

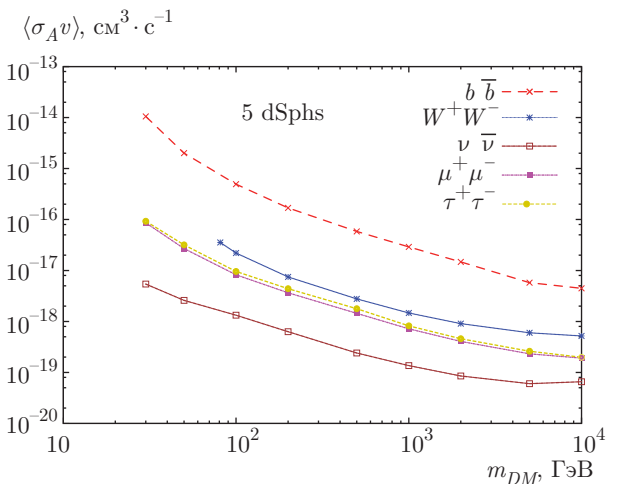


Рис. 7. (В цвете онлайн) Верхние пределы на 90 % д.у. для сечения аннигиляции частиц темной материи из данных HT200 в предположении аннигиляции по каналам $b\bar{b}$, W^+W^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, $\nu\bar{\nu}$ для комбинированного анализа карликовых галактик

Для вывода индивидуальных и объединенных верхних пределов для величины $\langle\sigma_A v\rangle$ использовался метод Фельдмана–Коузинса [45]. На рис. 6 показаны верхние пределы на 90 % д.у. для пяти выбранных карликовых галактик и результаты комбинированного анализа (Joint) в канале аннигиляции в пару $\nu\bar{\nu}$. Наиболее жесткие ограничения среди индивидуальных верхних пределов получены в направлении Reticulum-2, что обусловлено астрофизическим

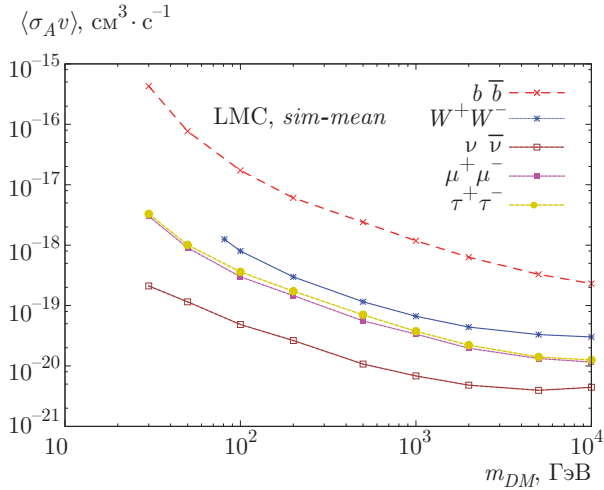


Рис. 8. (В цвете онлайн) Верхние пределы на 90 % д.у. для сечения аннигиляции частиц темной материи из данных HT200 в предположении аннигиляции по каналам $b\bar{b}$, W^+W^- , $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$, $\nu\bar{\nu}$ из анализа направления на LMC

фактором J_a и расположением этого источника на небесной сфере, для которого телескоп HT200 имеет 100 % видимость. Несмотря на то что для галактики Segue-1 значение J -фактора аналогично, а астрофизическая неопределенность меньше, чем для галактики Reticulum-2, видимость этого источника составляет только 32 % от полного чистого времени наблюдения. Полученные ограничения в направлении на галактики Sculptor, Coma Berenices и Tucana-2 намного слабее. В результате комбинированного анализа всех пяти карликовых галактик в объединенном ограничении доминирует вклад наиболее сильного предела от галактики Reticulum-2. Аналогичная картина с объединенными пределами получается для всех каналов аннигиляции, что показано на рис. 7. Для канала аннигиляции в монохроматичные нейтрино величина наиболее сильного верхнего предела составляет примерно $6 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3/\text{с}$. Причиной характерного уплощения зависимости пределов от массы в области больших значений во всех каналах аннигиляции частиц темной материи (что особенно заметно в прямом канале $\nu\bar{\nu}$) является увеличение вклада менее энергичных нейтрино за счет электрослабых поправок [46].

Далее рассмотрим галактику LMC как источник нейтрино от аннигиляции темной материи. Как обсуждалось выше, мы использовали профиль плотности темной материи в модели *sim-mean* как базовый для галактики LMC и профили моделей *sim-min* и *sim-max* для оценки астрофизической неопределенности. На рис. 8 представлены верхние пределы на

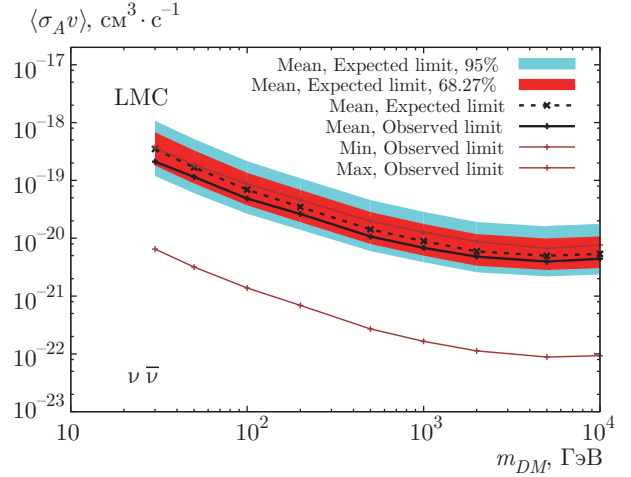


Рис. 9. (В цвете онлайн) Верхние пределы на 90 % д.у. для сечения аннигиляции частиц темной материи из данных HT200 для различных вариантов профиля плотности темной материи в LMC (сплошные линии) и уровень чувствительности (пунктирная линия) для сечения аннигиляции темной материи в пару моноэнергетических нейтрино $\nu\bar{\nu}$. Цветные области представляют 68 % (красный) и 95 % (голубой) квантили

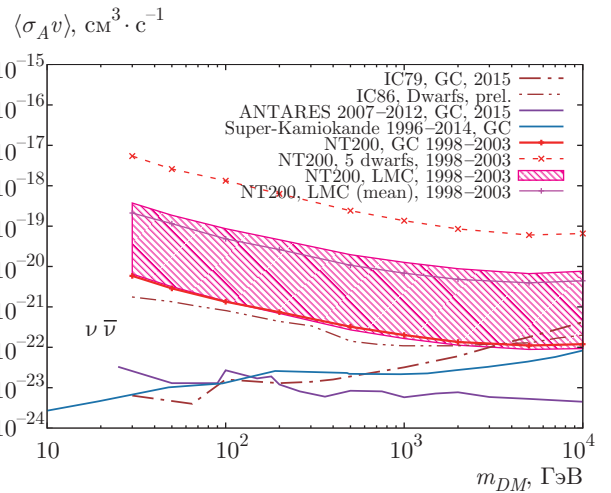


Рис. 10. (В цвете онлайн) Верхние пределы на 90 % д.у. для сечения аннигиляции частиц темной материи из данных HT200 для канала аннигиляции $\nu\bar{\nu}$ (розовая линия и затененная область) и верхние пределы, полученные для случая Галактического центра (красная линия) [29], в сравнении с результатами ANTARES [48], IceCube [47] и Super-Kamiokande [49]

90 % д.у. для сечения аннигиляции частиц темной материи для разных каналов. Наилучшее значение верхнего предела на уровне $7 \cdot 10^{-21} \text{ см}^3/\text{с}$ в канале аннигиляции темной материи в пару монохроматичных нейтрино-антинейтрино $\nu\bar{\nu}$.

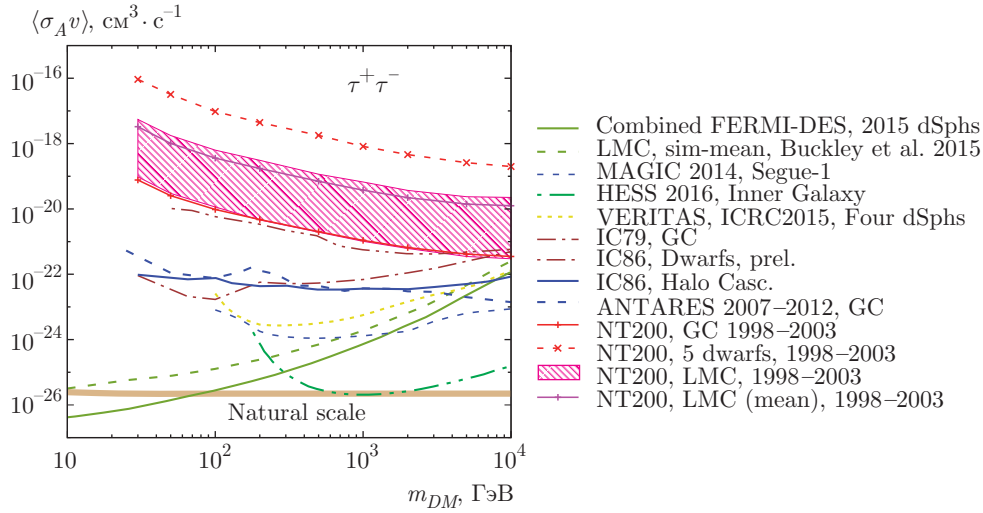


Рис. 11. (В цвете онлайн) Верхние пределы на 90% д.у. для сечения аннигиляции частиц темной материи из данных НТ200 для канала аннигиляции $\tau^+\tau^-$ в сравнении с результатами других экспериментов

Используя оценку фона по случайным выборкам склонений реальных событий, мы провели набор псевдоэкспериментов для расчета чувствительности телескопа НТ200 к нейтринному сигналу от аннигиляции темной материи в галактике LMC. Результат приведен на рис. 9 для прямого канала аннигиляции в пару $\nu\bar{\nu}$ как чувствительность (на уровне 1σ и 2σ) в пределах 68% и 95% вероятностей в сравнении с полученным верхним пределом на 90% д.у. (черная сплошная), используя модель профиля плотности темной материи *sim-mean*. На том же рисунке показаны верхние пределы для сечения аннигиляции в этом канале на 90% д.у., полученные с другими моделями профиля, *sim-min* и *sim-max*, которые могут рассматриваться как оценка астрофизической неопределенности, относящаяся к данному источнику. Как мы видим, для модели с профилем *sim-max* (типа касп или шип) верхние ограничения улучшаются почти на два порядка величины.

На рис. 10 с результатами Байкальского телескопа НТ200 сравниваются верхние пределы, полученные в различных нейтринных экспериментах по поиску сигнала от аннигиляции темной материи. Здесь показаны пределы телескопа IceCube (в направлении Галактического центра (ГЦ) [47] и его предварительные результаты объединенного анализа карликовых галактик [18]), результаты нейтринных телескопов ANTARES (ГЦ [48]), Super-Kamiokande (ГЦ [49]) и НТ200 в направлении ГЦ [29]. На рис. 11 сравниваются верхние пределы на 90% д.у. для сечений аннигиляции в канале $\tau^+\tau^-$, полученные в

разных экспериментах, прямого и непрямого поиска сигнала темной материи, включая FERMI [14] (карликовые галактики, объединенный результат с DES), VERITAS [50] (четыре карликовые галактики), MAGIC [16] (Segue 1), HESS [17] (внутреннее Галактическое гало), IceCube (Млечный Путь [51], ГЦ [47] и предварительные результаты по карликовым галактикам [18]), ANTARES [48] (ГЦ). Горизонтальная светло-коричневая линия соответствует сечению аннигиляции термализованных в ранней Вселенной частиц темной материи (из статьи [52]). В заключение отметим, что настоящий анализ показал лучшую чувствительность Байкальского эксперимента НТ200 к сигналу аннигиляции в направлении на галактику LMC (даже при учете астрофизических неопределенностей), чем в направлениях на темные карликовые галактики.

5. ВЫВОДЫ

В статье представлены новые результаты поиска сигнала аннигиляции темной материи в галактике LMC и в темных сфероидальных галактиках по нейтринным событиям Байкальского глубоководного телескопа НТ200. Избытка событий в наблюдаемом их числе относительно ожидаемого фона в направлении этих галактик не обнаружено. Мы получили верхние пределы на 90% д.у. для сечений аннигиляции для разных каналов аннигиляции и масс частиц темной материи в интервале от 30 ГэВ до 10 ТэВ. В настоящем анализе наиболее жесткие

ограничения на сечения аннигиляции получены на уровне $6 \cdot 10^{-20}$ см³/с для комбинированного анализа карликовых галактик и на уровне $7 \cdot 10^{-21}$ см³/с для галактики LMC. Мы ожидаем значительного улучшения этих результатов с новыми данными Байкальского нейтринного телескопа Baikal-GVD, чей полный геометрический объем поэтапно увеличится до гигатонны [53, 54]. Предварительные оценки чувствительности Baikal-GVD в направлении Галактического центра [55], потенциально наиболее яркого источника аннигиляции темной материи, показали существенное увеличение чувствительности в сравнении с аналогичными пределами телескопа NT200.

Работа С. В. Демидова и О. В. Суворовой поддержана РФФ (грант № 14-12-01430).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk, *Phys. Rep.* **405**, 279 (2005); [hep-ph/0404175].
2. G. Steigman and M. S. Turner, *Nucl. Phys. B* **253**, 375 (1985).
3. L. E. Strigari, J. S. Bullock, M. Kaplinghat, J. D. Simon, M. Geha, B. Willman, and M. G. Walker, *Nature* **454**, 1096 (2008); arXiv:0808.3772.
4. Y. Yang, F. Hammer, S. Fouquet, H. Flores, M. Puech, M. S. Pawlowski, and P. Kroupa, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **442**, 2419 (2014); arXiv:1405.2071.
5. P. Colin, A. Klypin, O. Valenzuela, and S. Gottlober, *Astrophys. J.* **612**, 50 (2004).
6. A. V. Kravtsov, *Adv. Astron.* **2010**, 281913 (2010).
7. A. Rodriguez-Puebla, P. Behroozi, J. Primack, A. Klypin, Ch. Lee, and D. Hellinger, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **462**, 893 (2016); arXiv:1602.04813.
8. K. Bechtol et al. (DES Collaboration), *Astrophys. J.* **807**, 50 (2015); arXiv:1503.02584.
9. A. Drlica-Wagner et al. (DES Collaboration), *Astrophys. J.* **813**, 109 (2015); arXiv:1508.03622.
10. T. Abbott et al. (Dark Energy Survey Collaboration), arXiv:0510346; <https://www.darkenergysurvey.org/news-and-results/publications>.
11. P. A. Abell et al. (LSST Science Collaborations), arXiv:0912.0201; <https://www.lsst.org/scientists/scibook>.
12. M. Doro et al. (CTA Consortium Collaboration), *Astropart. Phys.* **43**, 189 (2013); arXiv:1208.5356.
13. M. Ackermann et al. (Fermi-LAT Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **115**, 231301 (2015); arXiv:1503.02641.
14. A. Drlica-Wagner et al. (Fermi-LAT and DES Collaborations), *Astrophys. J.* **809**, L4 (2015); arXiv:1503.02632.
15. A. Albert et al. (Fermi-LAT and DES Collaborations), arXiv:1611.03184.
16. J. Aleksic et al., *JCAP* **1402**, 008 (2014); arXiv:1312.1535.
17. H. Abdallah et al. (HESS Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 111301 (2016); arXiv:1607.08142.
18. M. G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), arXiv:1510.05226.
19. A. Tasitsiomi, J. M. Siegal-Gaskins, and A. V. Olinto, *Astropart. Phys.* **21**, 637 (2004); arXiv:0307.375.
20. K. N. Abazajian and M. Kaplinghat, *Phys. Rev. D* **86**, 083511 (2012); arXiv:1207.6047.
21. Fermi-LAT Collaboration, arXiv:1511.02938.
22. M. R. Buckley, E. Charles, J. M. Gaskins, A. M. Brooks, A. Drlica-Wagner, P. Martin, and G. Zhao, *Phys. Rev. D* **91**, 102001 (2015); arXiv:1502.01020.
23. Ж.-А. М. Джилкибаев, Г. В. Домогацкий, О. В. Суворова, *УФН* **185**, 531 (2015) [*Zh.-A. M. Dzhilkibaev, G. V. Domogatsky, and O. V. Suvorova, Phys. Usp.* **58**, 495 (2015)].
24. I. A. Belolaptikov et al. (Baikal Collaboration), *Astropart. Phys.* **7**, 263 (1997).
25. V. M. Aynutdinov et al. (Baikal Collaboration), *Phys. Atom. Nucl.* **69**, 1914 (2006).
26. V. Aynutdinov et al. (Baikal Collaboration), *Izvestia Akademii Nauk (Izvestia Russ. Academy Science), Ser. Phys.* **71**(4) (2007).
27. V. Aynutdinov et al. (Baikal Collaboration), *Nucl. Instr. Meth. A* **602**, 14 (2009).
28. A. D. Avrorin et al. (Baikal Collaboration), *Astropart. Phys.* **62**, 12 (2014); arXiv:1405.3551.
29. A. D. Avrorin et al. (Baikal Collaboration), *Astropart. Phys.* **81**, 12 (2016); arXiv:1512.01198.
30. A. V. Avrorin et al. (Baikal Collaboration), *Phys. Part. Nucl. Lett.* **8**, 704 (2011).

31. И. А. Белолартиков, Препринт ИЯИ РАН (Москва), 1178/2007 (2007) [I. A. Belolartikov, Preprint of INR RAS 1178/2007 (2007)].
32. D. Heck et al., Forschungszentrum Karlsruhe, Technical Report №6019 (1998).
33. V. Agrawal, T. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, *Phys. Rev. D* **53**, 1314 (1996).
34. E. Bugaev, S. Klimushin, and I. Sokalsky, *Phys. Rev. D* **64**, 074015 (2001).
35. P. Baratella, M. Cirelli, A. Hektor, J. Pata, M. Pibel, and A. Strumia, arXiv:1312.6408.
36. D. V. Forero, M. Tortola, and J. W. F. Valle, *Phys. Rev. D* **90**, 093006 (2014); arXiv:1405.7540.
37. M. Ackermann et al. (Fermi-LAT Collaboration), *Phys. Rev. D* **89**, 042001 (2014); arXiv:1310.0828.
38. A. Geringer-Sameth, S. M. Koushiappas, and M. Walker, *Astrophys. J.* **801**(2), 74 (2015); arXiv:1408.0002.
39. V. Bonnivard et al., *Astrophys. J.* **808**(2), L36 (2015); arXiv:1504.03309.
40. A. Geringer-Sameth, M. G. Walker, S. M. Koushiappas, S. E. Kuposov, V. Belokurov, G. Torrealba, and N. W. Evans, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 081101 (2015); arXiv:1503.02320 [astro-ph.HE].
41. L. Hernquist, *Astrophys. J.* **356**, 359 (1990).
42. H. Zhao, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **278**, 488 (1996); arXiv:9509.122.
43. A. V. Kravtsov, A. A. Klypin, J. S. Bullock, and J. R. Primack, *Astrophys. J.* **502**, 48 (1998); arXiv:9708.176.
44. R. P. van der Marel, D. R. Alves, E. Hardy, and N. B. Suntzeff, *Astron. J.* **124**, 2639 (2002); arXiv:0205.161.
45. G. J. Feldman and R. D. Cousins, *Phys. Rev. D* **57**, 3873 (1998); arXiv:9711.021.
46. M. Cirelli et al., *JCAP* **1103**, 051 (2011), Erratum: [*JCAP* **1210** (2012) E01]; arXiv:1012.4515.
47. M. G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **75**(10), 492 (2015); arXiv:1505.07259.
48. S. Adrian-Martinez et al. (ANTARES Collaboration), *JCAP* **1510**, 10, 068 (2015); arXiv:1505.04866.
49. K. Frankiewicz (Super-Kamiokande Collaboration) (2015); arXiv:1510.07999.
50. B. Zitzer (VERITAS Collaboration) (2015); arXiv:1509.01105.
51. M. G. Aartsen et al. (IceCube Collaboration), *Eur. Phys. J. C* **76**(10), 531 (2016); arXiv:1606.00209.
52. G. Steigman, B. Dasgupta, and J. F. Beacom, *Phys. Rev. D* **86**, 023506 (2012); arXiv:1204.3622.
53. A. D. Avrorin et al., *Europhys. J. Web Conf.* **121**, 05003 (2016).
54. A. D. Avrorin et al., *PoS EPS -HEP2015*, 418 (2015); arXiv:1511.02324.
55. А. Д. Аврорин и др., Письма в ЖЭТФ **101**, 315 (2015) [A. D. Avrorin et al., *JETP Lett.* **101**, 289 (2015)]; arXiv:1412.3672 [astro-ph.HE].