

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Поиски частиц темной материи

В.А. Рябов, В.А. Царев, А.М. Цховребов

Обсуждаются свидетельства в пользу существования темной материи Вселенной и наиболее популярные кандидаты на роль частиц, образующих эту материю. Основное содержание обзора составляет обсуждение многочисленных проводимых и планируемых экспериментов по поиску частиц темной материи. Рассматриваются различные экспериментальные методы, включающие в себя как регистрацию прямых взаимодействий частиц темной материи с веществом детектора, так и детектирование продуктов их аннигиляции или распадов.

PACS numbers: 12.60.-i, 29.40.-n, 95.35.+d

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811a.1129

Содержание

1. Введение (1129).
2. Свидетельства существования темной материи (1131).
3. Кандидаты на роль частиц темной материи (1132).
 - 3.1. Нейтрино. 3.2. Слабовзаимодействующие массивные частицы (вимпы). 3.3. Сверхслабовзаимодействующие массивные частицы (свимпы). 3.4. Экзотические барионные кандидаты на роль частиц темной материи. 3.5. Магнитные монополи. 3.6. Зеркальные частицы.
4. Поиск частиц темной материи в экспериментах на коллайдерах (1138).
5. Непрямые методы поиска частиц темной материи: регистрация продуктов аннигиляции вимпов (1139).
 - 5.1. Регистрация нейтрино в нейтринных телескопах. 5.2. Регистрация фотонов гамма-телескопами. 5.3. Эксперименты на баллонах и спутниках по наблюдению позитронов и антипротонов.
6. Прямая регистрация вимпов (1146).
 - 6.1. Детекторы, регистрирующие заряд. 6.2. Сцинтилляционные детекторы, регистрирующие свет. 6.3. Криогенные детекторы, регистрирующие тепло. 6.4. Детекторы на основе перегретых жидкостей и сверхпроводящих гранул, регистрирующие тепло. 6.5. Комбинированные детекторы, регистрирующие световой и тепловой сигналы. 6.6. Комбинированные детекторы, регистрирующие ионизационный и тепловой сигналы. 6.7. Комбинированные детекторы, регистрирующие световой и ионизационный сигналы.
7. Регистрация сильновзаимодействующей темной материи (1154).

8. Новые перспективные методы регистрации частиц темной материи (1156).
 - 8.1. Акустическая регистрация массивных заряженных частиц темной материи в экспериментах на спутниках. 8.2. Двухканальный криогенный магнитный калориметр.
 9. Заключение (1159).
- Список литературы (1161).

1. Введение

Обнаружение существования темной материи (ТМ) (т.е. материи, не излучающей свет и не наблюдаемой телескопами) имеет фундаментальное значение для космологии, астрофизики и физики элементарных частиц [1]. Недавние астрофизические и космологические измерения показали, что обычная материя составляет менее 5% энергетического содержания Вселенной, тогда как природа оставшихся 95% остается неизвестной. Сложившаяся ситуация представляет собой очередной пример из истории развития науки, когда исследователи оказываются перед фактом, заключающимся в том, что известный мир, о котором мы, казалось бы, знаем все или почти все, в действительности составляет лишь малую часть пока еще непознанной Вселенной. Сейчас в различных странах мира проводится множество экспериментов по поиску частиц ТМ (рис. 1). Однако пока ни в одном из них эти частицы не удалось зарегистрировать. Поиск частиц ТМ и детальное изучение их свойств требует объединения усилий специалистов, работающих в областях как ускорительной, так и неускорительной физики и астрофизики, а также использования различных дополняющих друг друга методов исследования.

Прямая регистрация частиц ТМ, приходящих из гало Галактики, дала бы наиболее определенное доказательство того, что эти частицы ответственны за скрытую массу во Вселенной. Изучение новых частиц в ускорительных экспериментах позволило бы наиболее всесторонне изучить свойства этих частиц. Наконец, не прямое детектирование астрофизических сигналов от возможной аннигиляции частиц ТМ могло бы дать также

В.А. Рябов, В.А. Царев, А.М. Цховребов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 135-24-52, (499) 135-42-95. Факс (499) 135-24-52
E-mail: ryabov@x4u.lebedev.ru, tsarev@x4u.lebedev.ru, tshovrebov@rambler.ru

Статья поступила 18 марта 2008 г., после доработки 20 августа 2008 г.

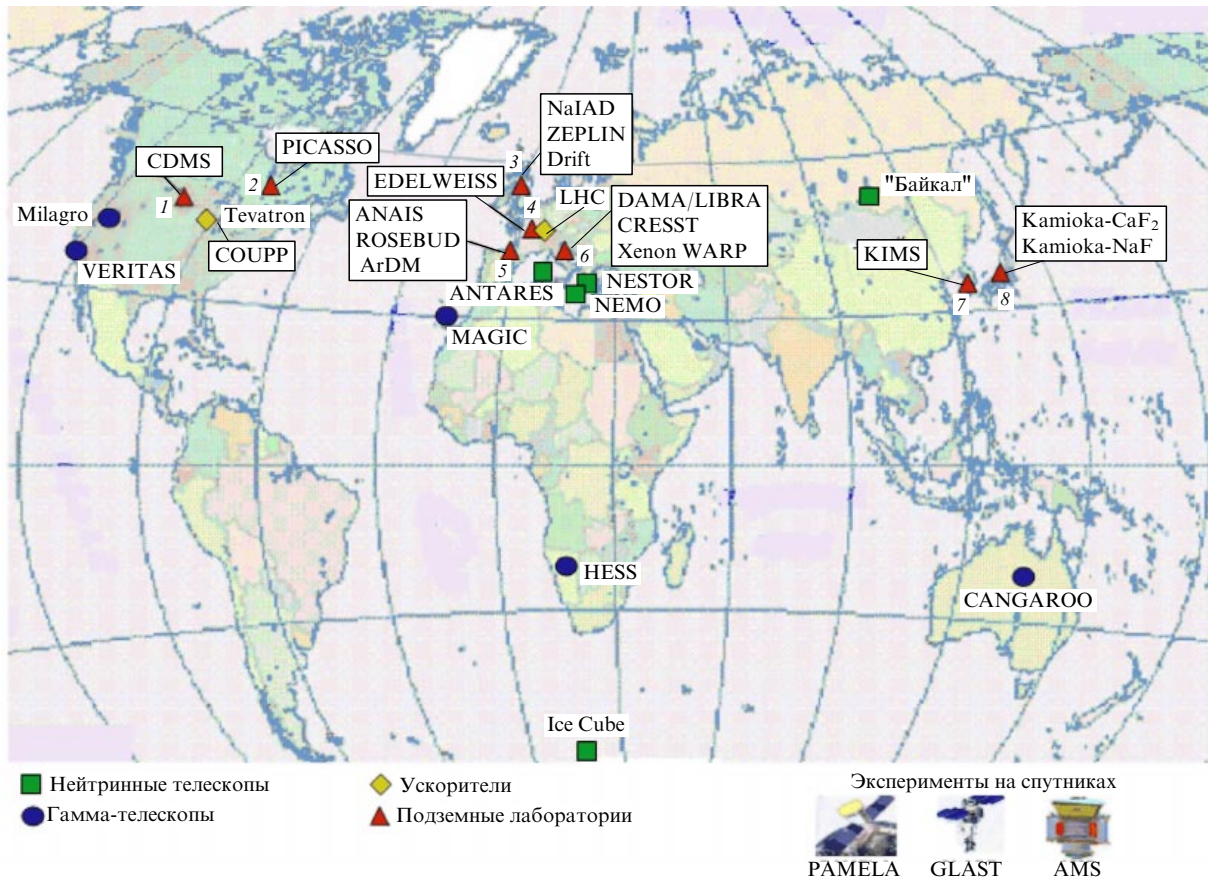


Рис. 1. Географическое расположение установок по поиску ТМ, упоминаемых в обзоре. Нейтринные телескопы: ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch), NESTOR (Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research), NEMO (NEutrino Mediterranean Observatory), Ice Cube, "Байкал" (Байкальский глубоководный нейтринный телескоп, БГНТ). Гамма-телескопы: Milagro, VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System), MAGIC (Major Atmospheric Imaging Cherenkov), HESS (High Energy Stereoscopic System), CANGAROO (Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a GAMMA Ray Observatory in the Outback). Ускорители: Tevatron (Fermi National Accelerator Laboratory, FNAL), LHC (Large Hadron Collider, CERN). Подземные лаборатории: 1 — Соудан (Soudan, США), детектор CDMS (Cryogenic Dark Matter Search); 2 — Садбери (Sudbery, Канада), детектор PICASSO (Project In Canada to Search for Supersymmetric Objects); 3 — Боулби (Boulby, Великобритания), детекторы: NaIAD (NaI Advanced Detector), ZEPLIN (ZonEd Proportional scintillation in LIiquid Noble gases), Drift; 4 — Модан (Modan, Франция), детектор EDELWEISS (от франц. Expérience pour DETecter Les WIMP's en Site Souterrain); 5 — Канфранк (Canfranc, Испания), детекторы: ANAIS (Annual modulation with NaI's), ROSEBUD (Rare Objects Search with Bolometers Underground), ArDM (Argon Dark Matter); 6 — Гран-Сассо (Gran-Sasso, Италия), детекторы: DAMA/LIBRA (DArk MATter/Large sodium Iodide Bulk for RAre processes), CRESST (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers), Xenon, WAPR (Wimp ARgon Programme); 7 — Янгян (Yang Yang, Корея), детектор KIMS (Korea Invisible Mass Search); 8 — Kamiokанде (Kamiokande, Япония), детекторы Kamioka-CaF₂(Eu), Kamioka-NaF. Детектор COUPP (Chicagoland Observatory for Underground Particle Physics) находится в туннеле нейтринного канала NuMI (Neutrinos at the Main Injector) Тэватрона. Указаны также космические эксперименты: PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics), GLAST (Gamma-ray Large Apace Telescope), AMS (Alpha Magnetic Spectrometer).

важные сведения, например, о распределении ТМ. Вместе с тем очевидно, что во многих случаях сигналы от непрямых измерений трудно отделить от сигналов, обусловленных астрофизическими источниками. В целом, для детального изучения частиц ТМ требуется разработка и изготовление сложных детекторов, применение материалов, свободных от радиоактивных примесей, и создание подземных лабораторий, обеспечивающих защиту от фона, вызванного космическими лучами.

В разделе 2 дается краткий обзор проблемы ТМ и обсуждаются свидетельства в пользу ее существования. В разделе 3 рассматриваются наиболее популярные кандидаты на роль частиц ТМ. Мы здесь не ставили перед собой задачи детального обсуждения различных аспектов теоретических моделей. Более подробную информацию можно найти в оригинальных работах,

ссылки на которые приводятся по ходу изложения. Задача разделов 2 и 3 — дать лишь общее представление о широком спектре идей, привлекаемых для объяснения ТМ. Основную часть обзора составляет обсуждение многочисленных, проводимых и планируемых экспериментов по поиску частиц ТМ. В разделе 4 рассматриваются эксперименты на коллайдерах, в разделе 5 обсуждается использование "непрямых" методов, основанных на регистрации продуктов аннигиляции или распадов частиц ТМ. Прямая регистрация взаимодействий в детекторах обсуждается для случаев слабо- и сильно-взаимодействующих (раздел 6) и сильно-взаимодействующих (раздел 7) частиц ТМ. В разделе 7 также рассмотрены некоторые новые методы регистрации частиц ТМ. В заключении обсуждаются перспективы обнаружения ТМ в экспериментах ближайшего будущего.

2. Свидетельства существования темной материи

Впервые предположение о существовании ТМ было высказано в 1933 г. астрономом Ф. Цвики на основе результатов исследований галактических кластеров [2]. Цвики, измерив дисперсии скоростей отдельных галактик в кластере Сома, высказал предположение, что для удержания галактик в составе кластера силами гравитации необходимо большое количество невидимой материи. С этих пор на основе широкого круга самосогласованных астрофизических и космологических данных было получено множество разнообразных и неоспоримых свидетельств существования ТМ на различных масштабах Вселенной. Подробное обсуждение различных вопросов, касающихся природы ТМ, можно найти, например, в монографии [3].

Наиболее убедительное и прямое свидетельство существования ТМ на галактической шкале получено из наблюдения ротационных кривых галактик — графиков круговых скоростей звезд и газа как функций их расстояния от галактического центра. Звезды и газ вращаются вокруг центра галактики. Так, например, наша Солнечная система вращается вокруг центра Галактики со скоростью около 220 км с^{-1} . Согласно закону Кеплера полная масса $M(r)$ внутри области радиусом r и скорость вращения $v(r)$ на расстоянии r от центра Галактики связаны соотношением

$$v^2(r) = \frac{G_N M(r)}{r},$$

где

$$M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(r) r^2 dr,$$

$\rho(r)$ — распределение плотности вещества.

Если мы выходим из области оптически наблюдаемого галактического диска, то скорость вращения отдельных удаленных звезд должна уменьшаться с расстоянием r как $v(r) \sim r^{-1/2}$. Однако наблюдения не подтверждают такой зависимости. Вместо этого наблюдаются "плоские" ротационные кривые, $v(r) \sim \text{const}$, подобные показанной на рис. 2а [4].

Во внешней области галактик, где уже нет звезд, имеется холодный нейтральный водород, скорость вращения которого также может быть измерена. Такое измерение осуществимо для галактик, которые наблю-

даются "сбоку", т.е. вдоль их плоскости. При этом с помощью радиотелескопов проводятся наблюдения эмиссии на длине волны 21 см, соответствующей сверхтонкому расщеплению, которое обусловлено взаимодействием спинов протона и электрона. Вращение галактики приводит к доплеровскому сдвигу линии 21 см, величина которого позволяет оценить скорость вращения газа во внешней области галактики. Как и в случае звезд, оказывается, что скорости вращения газа остаются постоянными далеко за пределами видимой галактики.

Измерения, проведенные с несколькими сотнями спиральных галактик, показывают, что все эти галактики "погружены" в массивное гало ТМ. Реальные размеры гало до последнего времени определить не удавалось. В последние годы анализ результатов гравитационного линзирования показал, что диаметр темного гало галактик может превосходить видимый диаметр более чем на порядок.

Таким образом, возникает картина галактик с универсальным профилем плотности: экспоненциально тонкий звездный диск и сферическое гало ТМ с гладким кором радиусом r_0 и плотностью

$$\rho_0 = 4,5 \times 10^{-2} (r_0 [\text{кпк}])^{-2/3} M_\odot [\text{пк}^{-3}],$$

где $M_\odot = 2 \times 10^{30} \text{ кг}$ — масса Солнца. Полное количество ТМ в гало трудно оценить, поскольку мы не знаем внешних границ гало.

Изучение кластеров галактик на больших масштабах показало даже еще большую величину доли ТМ относительно звезд и газа.

По результатам независимых исследований вириальных скоростей галактик и скоростей гравитационно-связанного, излучающего в рентгеновском диапазоне газа в кластерах, а также данным гравитационного линзирования фоновых объектов кластерами получены близкие значения для массы ТМ. Характерный пример приведен на рис. 2б, в, где представлены изображения кластера 1E0657-558 в оптическом и рентгеновском диапазонах [5]. Из анализа оптического изображения следует, что масса галактик составляет только несколько процентов от массы кластера. Снимок в рентгеновском свете подтверждает наличие локализации газовых образований в кластере. Наконец, контуры плотности масс, восстановленные с помощью гравитационного линзирования, показывают, что кластер 1E0657-558, вероятно, состоит из двух кластеров галак-

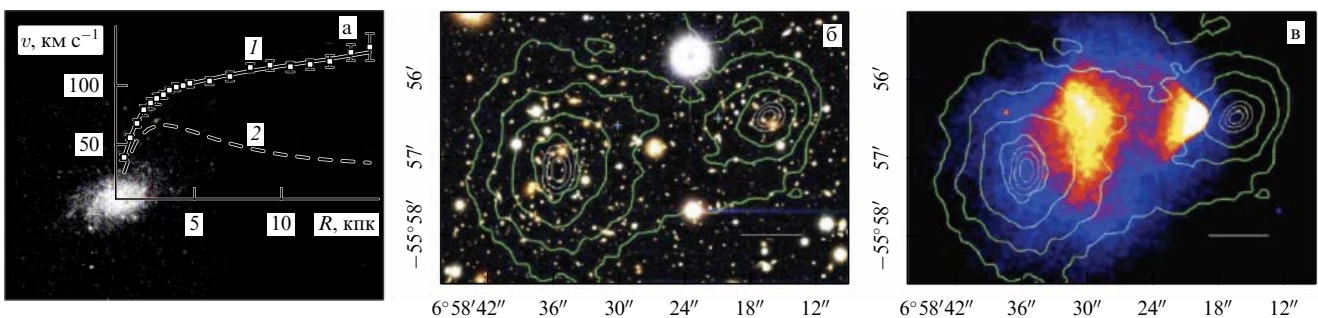


Рис. 2. (а) Ротационные кривые для галактики М33 [4]: 1 — наблюдаемая кривая, 2 — ожидаемая кривая от светящегося галактического диска. (б) Оптическое и (в) рентгеновское изображения кластера 1E0657-558, полученные с помощью телескопов соответственно "Хаббл" и "Чандра". Кривыми показаны контуры плотности масс, восстановленные с помощью гравитационного линзирования [5]. По горизонтальным осям отложены углы склонения, по вертикальным — углы восхождения.

тик, содержащих видимую материю и пространственно распределенную ТМ [6].

Исследования Вселенной на космологических масштабах, включающие в себя детальное изучение анизотропии космического микроволнового фона (КМФ), наблюдение сверхновых (СН) с большими красными смещениями z , и исследование крупномасштабного распределения галактик приводят к модели космологии, которая согласуется со значением средней плотности материи Вселенной, выведенным из наблюдения кластеров и первичной распространенности легких элементов, образованных во время нуклеосинтеза после Большого взрыва. Из этих наблюдений также следует, что ТМ должна была стать нерелятивистской к тому моменту времени, когда плотности излучения и материи оказались равны между собой. Такую ТМ принято называть "холодной".

Многочисленные астрономические наблюдения последних лет достаточно определенно указывают на то, что преобладающей составляющей современной Вселенной является экзотическая темная энергия (ТЭ) с практически однородным распределением плотности и отрицательным давлением [7, 8]. Простейшим кандидатом для описания этой ТЭ является космологический член Λ в полевых уравнениях Эйнштейна. Подобная возможность рассматривалась на протяжении всей истории релятивистской космологии. Свидетельства относительно ТЭ основываются главным образом на наблюдаемых температурных флуктуациях КМФ и формировании крупномасштабных структур. В сочетании с результатами других измерений это приводит к картине практически пространственно плоской Вселенной, 70 % энергии которой содержится в форме ТЭ. Рассмотрение ТЭ выходит за рамки данного обзора. Детальное обсуждение проблемы ТЭ можно найти, например, в обзоре [9].

В последние несколько лет в экспериментах WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) [10], 2dFGRS (Two Degree Field Galaxy Redshift Survey) [11] и SDSS (Sloan Digital Sky Survey — Слоановский цифровой обзор неба) [12, 13] с высокой точностью определены основные космологические параметры. Комбинация данных этих экспериментов хорошо объясняется простой моделью геометрически плоской Вселенной Фридмана–Робертсона–Уолкера, в которой 30 % плотности энергии находится в форме нерелятивистской материи ($\Omega_M = 0,30 \pm 0,04$) и 70 % — в форме ТЭ с отрицательным давлением ($\Omega_\Lambda = 0,70 \pm 0,04$). Здесь и ниже мы используем стандартные обозначения: $a(t)$ — масштабный фактор в уравнениях Эйнштейна; $H(t) = (da(t)/dt)/a(t)$ — параметр Хаббла, $h = H/100$ [км с⁻¹ Мпк⁻¹]; $\rho_c = 3H/8\pi G_N$ — критическая плотность энергии, при которой Вселенная является плоской. Удобно также ввести величины $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$ и $\Omega = \sum \Omega_i = \sum \rho_i/\rho_c$, где ρ_i — плотность i -го типа материи. Вся материя во Вселенной может быть описана с использованием трех параметров: постоянной Хаббла $h = 0,70_{-0,03}^{+0,04}$, плотности материи $\Omega_M h^2 = 0,138 \pm 0,012$ и плотности барионов $\Omega_B h^2 = 0,0230_{-0,0012}^{+0,0013}$, так что Вселенная содержит всего ~ 4 % барионов и ~ 26 % ТМ.

3. Кандидаты на роль частиц темной материи

Таким образом, в современной космологии возникла довольно парадоксальная ситуация: количество ТМ

известно с высокой точностью, тогда как ее природа остается полностью неизвестной. Определение природы ТМ является одной из наиболее важных проблем современной космологии. Присутствие ТМ во Вселенной наблюдается исключительно по ее гравитационному влиянию на поведение астрофизических систем, находящихся на различных космологических масштабах — от масштабов галактик до космологического горизонта. Хотя для объяснения аномального гравитационного поведения астрофизических объектов предложены альтернативные модели модифицированной гравитации [14], наиболее естественным объяснением этого парадокса является присутствие во Вселенной пока ненаблюдаемых массивных частиц. В разделах 3.1–3.6 мы рассмотрим наиболее популярных кандидатов на роль частиц ТМ.

3.1. Нейтрино

3.1.1. Нейтрино Стандартной модели. После того, как в экспериментах с солнечными (Super-Kamiokande [15], SNO (Sudbury Neutrino Observatory) [16]), атмосферными (Super-Kamiokande [17], MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) [18, 19]) и ускорительными (K2K [20, 21], MINOS [22, 23]) нейтрино были обнаружены осцилляции, свидетельствующие о наличии ненулевых масс нейтрино, стало бесспорным, что нейтрино должны вносить вклад в ТМ. Пока нейтрино — это единственная частица ТМ, которая регистрируется в эксперименте.

Космологический фон реликтовых нейтрино предсказывается космологией Большого взрыва. Нейтрино выходят из термодинамического равновесия, являясь релятивистскими, и поэтому составляют "горячую" ТМ. После реликтовых фотонов такие нейтрино, будучи стабильными, могут представлять собой наиболее распространенные частицы во Вселенной. Плотность числа легких состояний нейтрино во Вселенной сейчас оценивается как [24]

$$n_\nu^0 + n_{\bar{\nu}}^0 \approx \frac{3}{4} \left(\frac{T_\nu^0}{T_\gamma^0} \right)^3 n_\gamma^0 \approx 112 \text{ см}^{-3}, \quad n_\nu^0 = n_{\bar{\nu}}^0,$$

где n_ν^0 , $n_{\bar{\nu}}^0$ и n_γ^0 — соответственно плотности реликтовых нейтрино, антинейтрино и фотонов в современную эпоху, $(T_\nu^0/T_\gamma^0)^3 \approx 4/11$, $n_\gamma^0 \approx 400 \text{ см}^{-3}$. Максимально возможный вклад реликтовых нейтрино всех i ароматов в материю Вселенной определяется выражением [24]

$$\Omega_\nu h^2 = \frac{\sum_i m_{\nu_i}}{94 \text{ эВ}}.$$

В экспериментах по исследованию формы энергетического спектра электронов в процессе β -распада трития получены наилучшие на сегодня экспериментальные ограничения на массу электронного нейтрино, которые на уровне достоверности 95 % составляют $m_\nu < 2,05$ эВ (эксперимент в г. Троицк [25]) и $m_\nu < 2,3$ эВ (эксперимент в г. Майнц [26]). Эти пределы фактически относятся ко всем массовым состояниям нейтрино, поскольку, как это следует из экспериментов с солнечными (Homestake [27], GALLEX (Gallium Experiment) [28], SAGE (Soviet-American Gallium Experiment)¹ [29], GNO (Gallium Neutrino Observatory) [30], Super-Kamiokande [15], SNO [16]),

¹ Хотя "Soviet" некоторое время назад должно было бы замениться "Russian", тем не менее аббревиатура SAGE сохранилась.

реакторными (KamLAND (Kamioka Liquid-scintillator Antineutrino Detector) [31]), атмосферными (MACRO (Monopole, Astrophysics and Cosmic Ray Observatory) [32], Soudan 2 [33], Super-Kamiokande [15, 34–36], MINOS [18, 19]) и "дальними" нейтрино от ускорителей (K2K [20, 21], MINOS [22, 23]), разность их масс очень мала: $\Delta m_{\text{solar}}^2 \approx \Delta m_{\text{reactor}}^2 \approx 7 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$, $\Delta m_{\text{atm}}^2 \approx \Delta m_{\text{acceler}}^2 \approx 3 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$. Из экспериментально установленного предела нейтринной массы следует ограничение на полную реликтовую плотность нейтрино

$$\Omega_{\nu} h^2 < 0,07,$$

из которого очевидно, что нейтрино не может быть преобладающей компонентой ТМ.

Несмотря на свой малый вклад в плотность ТМ, нейтрино играет важную роль в космологии, поскольку, имея большую длину взаимодействия², ограничивает развитие малых структур, образовавшихся во Вселенной. Моделирование образования структуры Вселенной для различных вкладов нейтринной компоненты в вещество, т.е. для различных нейтринных масс, показало, что $\sum_{\alpha} m_{\nu_{\alpha}} < 1 \text{ эВ}$ [37].

Помимо наблюдений крупномасштабной структуры Вселенной, для определения вкладов нейтринной компоненты проводятся измерения температурных флуктуаций КМФ (WMAP [10]), энергетических спектров Луман- α forest³ (SDSS [12, 13]), светимостей сверхновых (Космический телескоп "Хаббл" [38]). Комбинация результатов этих астрофизических измерений приводит к несколько различающимся космологическим ограничениям на массы нейтрино [10, 39–41]:

$$\sum_{\alpha} m_{\nu_{\alpha}} < (0,17 - 0,65) \text{ эВ}.$$

Этот предел может быть применен и к общей категории горячей ТМ, например аксионам [39].

3.1.2. Стерильные нейтрино. Стерильные нейтрино были предложены в качестве кандидатов на роль частиц ТМ более 15 лет назад в работе [42]. Стерильные нейтрино не участвуют в слабых взаимодействиях, но, обладая массой, могут смешиваться с обычными нейтрино. В качестве возможного указания на существование одного или нескольких невзаимодействующих (нерегистрируемых) стерильных нейтрино, в которые в результате осцилляций могут превратиться нейтрино обычных ароматов, рассматривается совокупность результатов экспериментов по изучению осцилляций. В экспериментах на e^+e^- -коллайдере LEP (Large Electron-Positron collider) было показано, что существуют только три поколения легких нейтрино [43]. Следовательно, в экспериментах по наблюдению нейтринных осцилляций можно измерить три значения Δm^2 , из которых только два являются независимыми. Однако на сегодня существуют три группы измерений, включающие в себя

три неперекрывающиеся области Δm^2 : в экспериментах с солнечными и реакторными нейтрино предпочтительна область $\Delta m_{21}^2 \approx (10^{-5} - 10^{-6}) \text{ эВ}^2$, с атмосферными и "дальними" нейтрино от ускорителей — $\Delta m_{32}^2 = 3,0 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$, а результаты LSND (Los Alamos liquid Scintillation Neutrino Detector), которые до сих пор еще окончательно не опровергнуты, соответствуют значениям $0,3 \text{ эВ}^2 \leq \Delta m_{\text{LNSD}}^2 \leq 2,2 \text{ эВ}^2$. Если трехароматовый сценарий смешивания не реализуется, то необходимо признать существование по крайней мере одного стерильного нейтрино. Если в природе существует более трех массивных нейтрино, то это должно рассматриваться как проявление физики за пределами Стандартной модели.

Существование ТМ в виде стерильных нейтрино обсуждается во многих работах (см., например, [44–46]). Такие нейтрино должны иметь очень малые углы смешивания с обычными нейтрино. Масса стерильных нейтрино должна быть достаточно велика ($\sim 10 \text{ кэВ}$) для того, чтобы, распространяясь в ранней Вселенной, они могли сглаживать все флуктуации на масштабах меньших, чем длина их пробега, и, таким образом, удовлетворять ограничениям, следующим из наблюдения крупномасштабной структуры Вселенной. Стерильные нейтрино должны распадаться на обычные нейтрино СМ с излучением фотонов, энергия которых соответствует примерно половине массы распадающегося нейтрино. Время жизни стерильных нейтрино может быть больше возраста Вселенной, и поэтому стерильные состояния являются практически стабильными. На основе данных SDSS по спектрам Луман- α forest [12, 13] и учета того, что наблюдения не обнаружили γ -эмиссии из галактических кластеров с характерными энергиями $\sim 10 \text{ кэВ}$, в работах [45, 46] было получено ограничение на массу стерильного нейтрино

$$m_{\text{ster}} \geq 14 \text{ кэВ}.$$

3.1.3. Тяжелые и очень тяжелые нейтрино. Тяжелые нейтрино могут существовать в виде суперпозиции с легкими нейтрино ν_i [47]. Тяжелые нейтрино должны иметь малое смешивание с обычными нейтрино, а их распады должны проявляться в виде дополнительных пиков в спектре заряженных лептонов, сопровождающих нейтрино в лептонных распадах мезонов ($\pi \rightarrow \mu\nu$, $\pi \rightarrow e\nu$, $K \rightarrow \mu\nu$). Отсутствие добавочных пиков в спектре позитронов из распада $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e$ исключает существование тяжелых нейтрино с массами в области $50 \text{ МэВ} \leq m_{\nu} \leq 130 \text{ МэВ}$ [48].

Предложено несколько сценариев, в которых ожидается возникновение очень тяжелых нейтрино ν_H . Все эти сценарии выходят за рамки СМ [49–51]. В моделях с очень тяжелыми нейтрино предполагаются массы $45 \text{ ГэВ} \leq m_{\nu_H} \leq 1 \text{ ТэВ}$. Нижний предел определяется обнаружением в экспериментах на LEP парного рождения подобных нейтрино. Верхний предел возникает из требования пертурбативной унитарности амплитуды парного рождения нейтрино из начального состояния двух продольно поляризованных W-бозонов или Z-бозонов [52].

3.2. Слабовзаимодействующие массивные частицы (вимпы)

Одной из наиболее популярных категорий кандидатов на роль частиц ТМ являются вимпы (название "вимпы" образовано от англ. аббревиатуры WIMPs — Weakly

² Длина нейтринно-ядерного взаимодействия выражается через полное сечение $\sigma_{\nu N}^{\text{tot}}$ этого взаимодействия: $L_{\nu N}^{\text{int}}(E_{\nu}) = [\sigma_{\nu N}^{\text{tot}}(E_{\nu}) N_A]^{-1}$, где $N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ см}^{-3}$ (водный эквивалент).

³ В спектрах квазаров с достаточно большим красным смещением присутствует множество (forest — лес) смещенных линий поглощения Луман- α H, обусловленных наличием облаков водорода на разных расстояниях по лучу зрения, откуда и возникло название Luman- α forest.

Interacting Massive Particles), которые по предположению были рождены в первые мгновения после Большого взрыва. Термином "вимп" принято называть класс частиц, характеризуемых, прежде всего, такими значениями массы и сечения аннигиляции, которые позволяют им выйти из равновесия в ранней Вселенной с плотностью, характерной для ТМ. Вимпы особенно привлекательны как кандидаты в ТМ ввиду ряда очевидных достоинств. Во-первых, появление вимпов в теоретической физике частиц мотивировано проблемой нарушения электрослабой симметрии. Во-вторых, согласно стандартным космологическим предположениям, их тепловая реликтовая распространенность естественным образом совпадает с той, которая требуется для ТМ. Наконец, требование достаточно эффективной аннигиляции вимпов (для обеспечения соответствующей реликтовой плотности) означает, что взаимодействие вимпов с материей является достаточно сильным для того, чтобы они могли быть обнаружены в прямых экспериментах.

Оценки для современной плотности вимпов дают [53]

$$\Omega_{\text{WIMP}} h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}}{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}.$$

Среднее сечение аннигиляции, умноженное на скорость $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ для частицы данной массы, имеет максимум, определяемый парциально-волновой унитарностью S -матрицы, $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\text{max}} \approx 1/m_{\text{WIMP}}^2$ [54, 55]. Требование $\Omega_{\text{WIMP}} h^2 \leq 1$ соответствует унитарному пределу и приводит к ограничению на массу частиц ТМ $m_{\text{WIMP}} \leq 340$ ТэВ [54]. Данные WMAP приводят к более строгим ограничениям [56]:

$$m_{\text{WIMP}} \leq 120 \text{ ТэВ}.$$

3.2.1. Суперсимметричные частицы. Несколько вариантов расширений СМ приводят к вимпам. Одно из них, наиболее популярное, — это Суперсимметрия (Supersymmetry — SUSY), которая расширяет СМ посредством включения в нее новых частиц и взаимодействий. В отличие от СМ, в которой имеется фундаментальное различие между фермионами (составными частями материи) и бозонами (переносчиками взаимодействий), суперсимметричные теории объединяют оба этих типа частиц в рамках унифицированной картины вещества и взаимодействий. В суперсимметричных теориях наряду с существованием обычных частиц предполагается существование их суперпартнеров — новых частиц со спинами, различающимися на $1/2$. Особенностью суперсимметричных теорий является унификация калибровочных констант связи на масштабе $M_{\text{U}} \sim 2 \times 10^{16}$ ГэВ.

Минимальным суперсимметричным расширением СМ является MSSM (Minimal Supersymmetric Standard Model). В этой модели всем калибровочным полям сопоставляются фермионные суперпартнеры. Глюоны, калибровочные бозоны B , W_3 (или γ и Z^0) и W^\pm получают фермионных партнеров, называемых глюино (\tilde{g}), бино (\tilde{B}) и вино (\tilde{W}^i). Общее название для всех этих партнеров — гауино. Всем фермионам ставятся в соответствие скалярные партнеры, т.е. кварки и лептоны получают скалярных партнеров ("скварки", "слептоны"). Вводится одно дополнительное поле Хиггса (к двум хиггсовским дублетам) и каждому нейтральному хиггсовскому бозону (H_1^0 и H_2^0) ставится в соответствие хиггсино (\tilde{H}_1^0 и \tilde{H}_2^0) со спином $1/2$.

В MSSM вводится R -четность — мультипликативное число, определяемое соотношением

$$R = (-1)^{3B+L+2s},$$

где B — барионное число, L — лептонное число, s — спин частицы. Для всех частиц СМ $R = 1$, а для всех их суперпартнеров $R = -1$. Как следствие сохранения R -четности, суперсимметричные частицы ("с-частицы") могут распадаться только на нечетное число с-частиц (плюс частицы СМ). Следовательно, легчайшая с-частица (ЛСЧ) является стабильной и может исчезнуть только в результате парной аннигиляции. Это делает ЛСЧ очень привлекательным кандидатом на роль ТМ [57, 58].

В модели MSSM существует целый ряд ограничений на природу ЛСЧ. Эта частица не может иметь электрического или цветного заряда, поскольку в противном случае она могла бы образовать с барионной материей тяжелые изотопы, что противоречит экспериментальным данным. Наиболее подходящим кандидатом в ЛСЧ являются нейтралыно — линейная комбинация суперпартнеров фотона, Z^0 и хиггсовских H_1^0 - и H_2^0 -бозонов [59]

$$\chi = N_{11} \tilde{B} + N_{12} \tilde{W}_3 + N_{13} \tilde{H}_1^0 + N_{14} \tilde{H}_2^0,$$

здесь $N_{11}, N_{12}, N_{13}, N_{14}$ — некоторые константы.

С точки зрения регистрации нейтралыно, наиболее важны реакции парной аннигиляции и упругого рассеяния на нуклонах. В современную эпоху нейтралыно должны быть существенно нерелятивистскими с основными каналами аннигиляции в фермион-антифермионные пары (преимущественно тяжелые), пары калибровочных бозонов (W^+W^- , Z^0Z^0) и конечные состояния, содержащие хиггсовские бозоны.

Кроме нейтралыно другими возможными суперсимметричными кандидатами в частицы ТМ в принципе могли бы являться снейтрино и гравитино. Однако, как показано в [60], ожидаемые значения сечения снейтрино-нуклонных взаимодействий оказываются слишком большими и находятся в противоречии с результатами прямых поисков ТМ. Что касается гравитино, то наличие у них только гравитационных взаимодействий делает их малоинтересными объектами для экспериментов по прямому и непрямому поиску ТМ [61].

3.2.2. Состояния Калуцы–Клейна. Ранние теории Великого объединения были основаны на представлениях о том, что объединение всех взаимодействий наступает вблизи планковского масштаба $M_{\text{Pl}} \equiv G_4^{-1/2} \approx 10^{28}$ эВ, где $G_4 = 6,707 \times 10^{-33}$ ТэВ⁻² — гравитационная постоянная в мире с четырехмерным пространством-временем. Недавно появился ряд работ, в которых предполагается новый, ТэВ-ный, масштаб объединения взаимодействий, включающий в себя гравитацию [62–67]. Такое "преждевременное" объединение может наступать вследствие проявления на этом масштабе дополнительных размерностей, на возможность существования которых впервые было указано Калуцей и Клейном [68]. Калуца и Клейн расширили число пространственных измерений до четырех, для того чтобы в "геометрическую" теорию гравитации включить электромагнетизм, т.е. объединить электромагнетизм с гравитацией посредством отожд-

дествления дополнительных компонент метрического тензора с обычными калибровочными полями. Долгое время считалось, что эти дополнительные размерности малы и поэтому не влияют на физику при относительно низких энергиях. Однако недавно в рамках струнных моделей было показано, что некоторые из этих размерностей могут иметь большие размеры (~ 1 мм) без противоречия с данными наблюдений, включая время жизни протона [69–72]. В таком подходе к гравитации пространство-время имеет так называемую brane-bulk-структуру. Пространство brane имеет $(3+1)$ -размерность обычного пространства-времени, в котором существуют все обычные частицы и поля СМ. Пространство bulk вложено в пространство bulk, которое наряду с $(3+1)$ -размерностями пространства Минковского содержит n дополнительных размерностей и в котором существует гравитация, а также, возможно, ненаблюдаемые калибровочные частицы и синглеты СМ. В таком brane-world-пространстве фундаментальным масштабом гравитации является не макроскопический планковский M_{Pl} , а новый масштаб объединения взаимодействий $M_{n+4} \approx 1$ ТэВ.

В теориях с дополнительными размерностями возникают массивные гравитоны Калуцы–Клейна (Kaluza–Klein (KK)), которые могут рождаться в виде реальных и виртуальных частиц. В нашем четырехмерном мире KK-гравитоны проявляются как серии массивных возбужденных состояний (KK-состояний). Следует отметить, что еще задолго до появления теорий квантовой гравитации с большими дополнительными размерностями и ТэВ-ным масштабом, легчайшие частицы Калуцы–Клейна (LKP) были предложены в качестве кандидатов в частицы ТМ в работе [73].

Сейчас развиваются UED-теории — теории с унифицированными дополнительными размерностями (Unified Extra Dimensions), в которых все частицы и поля СМ могут распространяться в дополнительных размерностях [74]. В UED-теориях KK-возбуждения являются наблюдаемыми состояниями, а легчайшие из них, соответствующие первым возбуждениям СМ, являются хорошими кандидатами в ТМ. Оценки для масс легчайших KK-состояний дают $m_{\text{KK}} \approx 400–1200$ ГэВ [75].

Недавно в работе [76] была отмечена возможность появления в brane-world-пространстве еще одного вида кандидатов в ТМ — бранонов. Поскольку жесткие объекты не существуют в релятивистских теориях, то пространство brane должно иметь некоторое конечное натяжение и флуктуировать. Для учета этих флуктуаций необходимо ввести новые поля, которые связаны с положением brane в bulk-пространстве. Эти поля являются голдстоуновскими бозонами, соответствующими спонтанному нарушению симметрии трансляционной инвариантности, вызванному присутствием brane-пространства в bulk. Предположительно браноны могут быть ответственны за наблюдаемую плотность космологической ТМ и составлять вещество галактического гало. В этом случае возможно их детектирование как в "прямых", так и в "непрямых" экспериментах.

3.3. Сверхслабовзаимодействующие массивные частицы (свимпы)

В работе [61] предложен новый класс небарионной холодной ТМ: сверхслабовзаимодействующие массивные частицы (супервимпы (SuperWIMPs), или свимпы).

Как и вимпы, свимпы могут быть введены на теоретической основе, включающей в себя суперсимметрию и модели квантовой гравитации с дополнительными размерностями.

Основное отличие свимпов от вимпов заключается в том, что свимпы взаимодействуют с обычной материей сверхслабо, так что не могут быть зарегистрированы ни в каких прямых экспериментах, которые предлагались до сих пор. Сечение аннигиляции этих частиц настолько подавлено, что непрямые методы регистрации также не могут быть использованы. Единственное наблюдаемое следствие существования свимпов могло бы быть связано с распадами обычных вимпов в свимпы, которые сопровождаются испусканием фотонов и возникновением каскадов. Сигналом о существовании свимпов могло бы стать наличие пика в спектре диффузных γ -квантов с энергиями ~ 10 кэВ– 10 МэВ.

В качестве претендентов на роль свимпов рассматриваются гравитино в суперсимметричных теориях и KK-гравитоны в теориях с дополнительными размерностями, а также аксионы и аксино. Пожалуй, наиболее популярным свимпом является аксион, который много лет назад был введен в физику частиц для решения проблемы СР-инвариантности. Сверхслабое взаимодействие аксионов с материей должно свидетельствовать о том, что аксионы не находились в тепловом равновесии в ранней Вселенной. Их реликтовая распространенность может быть согласована с космологической плотностью ТМ для значений масс около 10 мкэВ. Сценарий аксионной ТМ рассматривается в работе [77]. Одно из наиболее существенных свойств аксионов — двухфотонное взаимодействие, которое допускает аксион-фотонную конверсию в электромагнитном поле. Большинство поисков аксионов основаны на использовании этого процесса [78].

3.4. Экзотические барионные кандидаты на роль частиц темной материи

3.4.1. Массивные компактные объекты гало галактики (MACHOs). К числу наиболее естественных гипотез о природе ТМ можно отнести предположение о существовании некоторого класса астрономических объектов, которые вследствие своих малых размеров и светимости не видны. Такие гипотетические объекты, получившие общее название MACHOs (Massive Compact Halo Objects), могут, в частности, включать в себя черные дыры, рожденные в эпоху Большого взрыва [79].

Недавние измерения, основанные на использовании эффекта гравитационного микролинзирования [80], позволили оценить величину суммарного вклада MACHOs в ТМ. В экспериментах коллабораций MACHO и EROS (от франц. — Expérience de Recherche d'Objets Sombres) [81] был проведен мониторинг около 55 млн звезд в Малом и Большом Магеллановых Облаках. При этом гравитационные поля MACHOs, оказавшихся на пути луча в момент наблюдения, фокусировали свет и усиливали яркость звезды. По результатам мониторинга была определена суммарная масса MACHOs в гало галактик, которая, как оказалось, составляет менее 15% от массы гало (рис. 3).

3.4.2. Странглеты и нуклеариты. Исторически, среди первых "экзотических" кандидатов на роль ТМ были предложены новые частицы, а также объекты, предста-

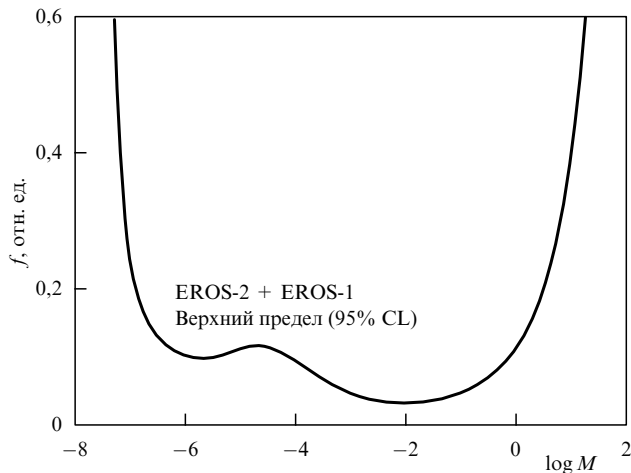


Рис. 3. Пределы f доли массы гало, заключенной в объектах MACHOs с массой M . (По данным коллаборации EROS [81].)

включающие собой сгустки известных или новых кварков, обладающие электрическим и/или барионным зарядом [82, 83]. Странглеты (strangelets) являются сгустками странной кварковой материи (СКМ), которые состоят из приблизительно одинакового числа u -, d - и s -кварков. Возможно и существование нейтральной СКМ, которая представляет собой странглет, окруженный электронным облаком, компенсирующим заряд. Такое образование кварков и электронов получило название нуклеарит.

Предположительно странглеты и нуклеариты рождались на ранней стадии развития Вселенной и могли сохраниться в виде остатков эпохи Большого взрыва [83, 84]. СКМ могла бы образоваться как в реликтовую эпоху, так и в современную, например, при соударениях нейтронных или кварковых звезд [85]. Столкновение таких объектов могло приводить к образованию относительно легких странглетов с массами около $m_{SQM} \approx 10^3 - 10^6$ ГэВ. В аэростатном эксперименте [86] получены некоторые указания на присутствие быстрых массивных заряженных частиц типа странглетов в потоке космических лучей (КЛ).

3.4.3. Технибарионы. Распространение идей СКМ на теорию техницвета привело к появлению моделей технибарионной материи (ТБМ) [87]. В свою очередь, теория техницвета была введена для того, чтобы обеспечить механизм спонтанного нарушения электрослабой симметрии, и эта теория очень близка к квантовой хромодинамике (КХД), но имеет энергетический масштаб больший на три порядка. Технибарионы, предсказываемые этой теорией, должны иметь массы ~ 1 ТэВ. По аналогии со сгустками СКМ — странглетами — сгустки ТБМ получили название "технеты". В противоположность странглетам с $m_{QSM} < 10^4$ ГэВ, которые, как предполагается, могли испариться на ранней стадии существования Вселенной [84], технеты должны были дожить до современной эпохи, так как их энергия связи много больше, чем критическая температура перехода от кварк-глюонной фазы к адронной.

3.4.4. Чампы. Заряженные массивные частицы — чампы (от англ. аббревиатуры CHAMP — CHarge Massive Particle) — были предложены как кандидаты в ТМ в [88]. В этой работе проанализированы чампы с единичными

положительным и отрицательным зарядами. Чампы с зарядом $Z = +1$ могли бы существовать в виде сверхтяжелого водорода, а их античастицы с $Z = -1$ — образовывать связанное состояние с протоном или ядрами в виде сверхтяжелого нейтрона (нейтрочампы) или сверхтяжелых изотопов.

В дальнейшем в целом ряде работ были проведены оценки распространенности чампов с различными массами. Оценки основывались на динамических моделях галактик [88, 89], на результатах экспериментов по поиску аномального водорода в морской воде [90], тяжелых изотопов [91], на данных аэростатных и спутниковых экспериментов с космическими лучами [92, 93], на результатах подземных экспериментов [94] и анализе звездной эволюции [95]. Полученные оценки позволяют исключить существование чампов с массами в широких пределах, $m_{CHAMP} \approx 10^2 - 10^{16}$ ГэВ.

3.4.5. Сверхтяжелые X-частицы. Приведенное в разделе 3.2 ограничение на массу частиц ТМ $m_{DM} \leq 120$ ТэВ [56] было получено исходя из унитарного предела в предположении, что частицы ТМ являются тепловыми реликтами ранней Вселенной. Однако не исключено, что частицы ТМ не находились в термодинамическом равновесии во время эволюции Вселенной, поэтому их масса может превышать массу тепловых вимпов и достигать значений $10^{12} - 10^{19}$ ГэВ. Возможность гравитационного образования сверхмассивных квазистабильных частиц впервые была рассмотрена Зельдовичем и Старобинским [96].

Такие сверхтяжелые частицы (X-частицы) могли непосредственно рождаться из флуктуаций вакуума во время инфляции или перехода между инфляционным режимом и режимом с доминированием вещества (излучения) вследствие неадиабатического расширения пространства-времени на стадии ранней Вселенной [97, 98]. Являясь практически стабильными, X-частицы могли бы дожить до настоящего времени. Однако обособить огромное время жизни X-частиц довольно сложно. Для этого необходимо наличие неизвестной симметрии, обеспечивающей X-частицам очень большое время жизни, по крайней мере сравнимое с возрастом Вселенной. В ряде работ [97–100] рассматриваются различные возможности решения этой проблемы.

Изначально существование (вернее, распады или аннигиляция в top-down-сценариях) сверхтяжелых X-частиц было предложено [101] в качестве альтернативы ускорительному механизму образования КЛ с энергиями выше обрезания Грейзена–Зацепина–Кузьмина (ГЗК) [102, 103]. Так как X-частицы не связаны ни с какими астрофизическими объектами, то они могут распадаться или аннигилировать относительно недалеко от Земли, например в гало нашей Галактики. Продукты распада или аннигиляции — КЛ (нуклоны и ядра), нейтрино и γ -кванты — могут сохранить значительную часть своей энергии до момента их регистрации в детекторе [97, 98, 104, 105]. Если наблюдаемые КЛ за ГЗК-обрезанием спектра вызваны распадом X-частицы, то ее масса должна составлять $m_X \geq 10^{13}$ ГэВ.

При минимальном, соответствующем возрасту Вселенной, значении $\tau_X \approx 10^{10}$ лет существующий поток КЛ сверхвысоких энергий согласуется с низкой плотностью X-частиц — $\Omega_X \approx 10^{-12}$. Если же $\Omega_X \approx 1$, то X-частицы могут составлять существенную часть холодной темной

материи, а наблюдаемый поток КЛ сверхвысоких энергий согласуется с существованием X -частиц со значительно бóльшим временем жизни — $\tau_X \approx 10^{22}$ лет [106, 107].

В качестве кандидатов в сверхтяжелые X -частицы предложены слабозаимодействующие вимпзиллы (WIMPZILLAs)⁴ [108] и сильнозаимодействующие нейтральные симпзиллы (SIMPZILLAs) [109], различие которых, по сути, заключается только в величине сечения взаимодействия с обычной материей [110].

Основной возможностью наблюдения сверхтяжелых X -частиц ТМ является регистрация продуктов их распада и аннигиляции — высокоэнергичных нейтрино и γ -квантов. Величины нейтринных потоков и γ -потоков, возникающих при распаде сверхтяжелых X -частиц различного типа, и возможности их регистрации в новом поколении нейтринных и γ -телескопов, а также с помощью детекторов КЛ проанализированы нами в работе [111].

3.4.6. Суперсимметричные Q -шары (Q -balls). Суперсимметричные обобщения СМ, в частности MSSM, предсказывают существование нетопологических солитонов, получивших название " Q -шары" [112]. Суперсимметричные Q -шары — это когерентные состояния скварков, слептонов и хиггсовских полей с произвольным барионным числом [113]. Подобные объекты могут обладать рядом интересных свойств [114, 115]. В частности, солитоны с большим барионным числом являются полностью стабильными и могли в большом количестве рождаться в ранней Вселенной [116]. Такие объекты могут быть хорошими кандидатами на роль ТМ. Солитон с зарядом (барионным числом) Q_B имеет массу $M_Q \approx (4\pi\sqrt{2}/3)m_0Q^{3/4}$ и радиус $R_Q \approx 2^{-1/2}m_0^{-1}Q_B^{1/4}$. Обычно предполагается, что массы m_0 лежат в пределах от 100 ГэВ до 100 ТэВ.

Барионное число Q_B стабильного солитона должно быть больше, чем $10^{15}[m_0/(1 \text{ ТэВ})]^4$. Большие солитоны не могут распадаться на обычные фермионы, поскольку энергия, приходящаяся на единичное фермионное число, оказывается меньше, чем масса протона. Q -шары со значительно бóльшим общим зарядом, превосходящим 10^{20} , могут рождаться в ранней Вселенной при распаде когерентного скалярного конденсата [116].

Поток космических Q -шаров на Землю можно оценить, предполагая, что они дают существенный вклад в ТМ Вселенной. Полагая значение плотности Q -шаров в галактическом гало $\rho_{DM} \approx 0,3 \text{ ГэВ см}^{-3}$, получим соответствующую плотность числа частиц: $n_Q \approx \rho_{DM}/M_Q \approx 5 \times 10^{-5}Q_B^{-3/4}(1 \text{ ТэВ}/m_Q) [\text{см}^{-3}]$. Предполагая, что средняя скорость Q -шаров составляет $v_Q \approx 10^{-3}c$, получим оценку их потока

$$\Phi_Q \approx \frac{1}{4\pi} n_Q Q_B v_Q \approx 10^2 Q_B^{-3/4} \frac{1 \text{ ТэВ}}{m_Q} [\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}].$$

Поскольку солитоны способны сохранять электрический заряд, реликтовые солитоны можно разделить на два класса: суперсимметричные электрически нейтральные солитоны (СЭНС) и суперсимметричные электрически заряженные солитоны (СЭЗС). Взаимодействие

Q -шаров с веществом и, следовательно, способы их детектирования существенным образом зависят от того, состоит ли ТМ из СЭНС или из СЭЗС [117].

Прохождение Q -шара с барионным числом $Q_B \approx 10^{24}$ через детектор, связанное с выделением энергии $\sim 10 \text{ ГэВ}$ на 1 мм пути, может иметь очень яркую сигнатуру. Вместе с тем, в зависимости от параметров m_0 и Q_B , такие события могут быть чрезвычайно редкими [117].

Современные экспериментальные ограничения на поток СЭЗС установлены из результатов поисков на установке MACRO [118] нуклеаритов [83, 119], имеющих аналогичное взаимодействие с веществом: $\Phi_{\text{nuclearith}} < 1,1 \times 10^{-14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$, что, в свою очередь, дает нижний предел барионного числа ТМ, состоящей из Q -шаров: $Q_B \geq 10^{21}$.

Сигнатуры СЭНС подобны тем, которые ожидаются для монополей Великого объединения, вызывающих катализ протонного распада. Соответствующее ограничение: $Q_B \geq 10^{24}$ для $m_0 \approx 1 \text{ ТэВ}$ [117]. В целом, Q -шары являются привлекательными, предсказываемыми суперсимметрией кандидатами в ТМ.

3.4.7. Крипто-барионная ТМ. В качестве кандидатов на роль сверхтяжелой ТМ в струнных и М-теориях были предложены криптоны — стабильные или метастабильные связанные состояния материи в скрытом секторе, имеющие массу $\sim 10^{12} \text{ ГэВ}$ [120].

Существует возможность построения крипто-барионной ТМ и без введения каких-либо новых фундаментальных частиц или взаимодействий, выходящих за пределы СМ. Идея крипто-барионной материи, развитая в работах [121, 122], основана на предположении о том, что наряду с обычным вакуумом, существует, по крайней мере одна, его вырожденная фаза. В этой фазе и сосредоточена ТМ, состоящая из сжатого скопления атомов, заключенных, например, в сферические области размером $\sim 20 \text{ см}$. В данной модели ТМ — это обычная барионная материя или даже атомы, упакованные в маленькие шары, окруженные стенками, разделяющими вакуумы. Аналогичная модель с КХД-фазами рассмотрена в работе [123].

Рассмотрим типичный шар радиусом 20 см. Такой шар содержит $N_B = 3 \times 10^{37}$ барионов и имеет массу порядка $M_B \approx 10^{11} \text{ кг} \approx 10^{-19} M_\odot$. Подобные сгустки ТМ не могут быть выявлены с помощью микролинзирования, которое чувствительно только к массивным астрофизическим компактным объектам с массами более чем $10^{-7} M_\odot$ [124]. Поскольку плотность ТМ составляет $\sim 23\%$ от критической плотности $\rho_c \approx 10^{-26} \text{ кг м}^{-3}$, объем около $10^{37} \text{ м}^3 \approx (20 \text{ а.е.})^3$ будет содержать в среднем один шар ТМ.

Шары криптобарионов, составляющие ТМ, очень трудно наблюдать, но внутри плотных звезд они могут расширяться и в результате разрыва своих стенок вызывать колоссальный взрыв (гамма-вспышку). Подобная взрывная нестабильность могла бы обеспечить механизм рождения КЛ сверхвысоких энергий из кажущихся пустыми областей Вселенной.

3.5. Магнитные монополи

Как известно, гипотезу о существовании монополей выдвинул Дирак для объяснения квантования электрического заряда еще в 1931 г. [125]. Дирак предположил существование частицы с магнитным зарядом g , кото-

⁴ Частицы с массой в 10 млрд масс WIMP, поэтому получившие названия от чудовища — behemoths Wimpzillas.

рый связан с электрическим зарядом e условием квантования $eg = n\hbar c/2$, $n = 1, 2, \dots$. Однако это соотношение не определяет массу магнитного заряда — монополя. Оценка, основанная на предположении о равенстве радиусов классического монополя и электрона, приводит к величине $m_M \sim g^2 m_e / e^2 \approx n 4700 m_e \approx n 2,4$ ГэВ. Исходя из этих соображений на протяжении многих лет легкие монополи безуспешно пытались искать в ускорительных экспериментах [126–128].

Понимание тесной связи монополей с теорией элементарных частиц пришло после работ Г. Хофта [129] и Полякова [130]. Магнитные монополи возникают в спонтанно нарушенных неабелевых калибровочных теориях, которые, по существу, лежат в основе всех теорий Великого объединения (Grand Unified Theory, GUT), в виде одного из устойчивых решений, отвечающих топологическим дефектам. Если обозначить массу типичного калибровочного бозона в GUT-теории m_X , то массу монополя можно записать как $m_M \propto \alpha_X^{-1} m_X$, где α_X^{-1} — безразмерная константа связи на масштабе m_X в GUT-модели. Так, согласно теориям с масштабом $m_X \approx 10^{15}$ ГэВ, если принять в качестве бегущей константы $\alpha_X \approx 0,025$, монополь будет образовываться с массой $m_M \approx 10^{17}$ ГэВ. Отсюда следует, что GUT-монополи никогда не удастся изучить в ускорительном эксперименте.

В работе [131] показано, что массивные монополи, в большом количестве образованные во время фазовых переходов в ранней Вселенной, будут аннигилировать очень медленно и к настоящему времени их плотность должна быть того же порядка, что и плотность барионов. Так как масса монополя примерно в 10^{16} раз больше массы протона, то с таким количеством монополей плотность вещества во Вселенной по крайней мере в 10^{14} раз превосходила бы критическую, необходимую для закрытия Вселенной, — $\rho_c \approx 10^{-29}$ г см⁻³. Такая плотная Вселенная уже давно бы коллапсировала. Проблема изобилия реликтовых GUT-монополей решается благодаря механизму инфляции, так что сегодня их содержание во Вселенной сравнимо с верхним космологическим и экспериментальным уровнями. Предполагается, что в настоящее время движение тяжелых GUT-монополей определяется гравитационными и магнитными полями, а их скорости должны быть близки к галактической скорости ≈ 200 км с⁻¹ [132].

Обсуждаются и возможности существования более легких монополей с массами $m_M \sim 10^7 - 10^{13}$ ГэВ, которые могли образоваться в ранней Вселенной в момент, значительно более поздний, чем определяемый временным масштабом GUT-теории [133]. Такие монополи могут ускоряться до релятивистских скоростей в межгалактических магнитных полях [134] или приобретать энергию при выходе с поверхности нейтронной звезды [135].

До сих пор ни в одном из экспериментов не было зарегистрировано ни одного события, ассоциируемого с монополем. Наилучшие ограничения на поток монополей получены на детекторе MACRO: $\Phi_{\text{Монополи}} < 1,4 \times 10^{-16}$ см⁻² с⁻¹ ср⁻¹ [136].

3.6. Зеркальные частицы

Идея "зеркальных частиц" и "зеркального мира" зародилась около 50 лет тому назад и сегодня активно обсуждается в связи с проблемой ТМ. Введение в историю

возникновения и развития концепции зеркальных частиц можно найти в работе Л.Б. Окуня [137]. Модель зеркальной материи возникла в результате попыток компенсировать зеркальную асимметрию слабых взаимодействий обычных частиц, несмотря на $V-A$ -характер слабого взаимодействия [138, 139]. Для введения зеркальных частиц существует и другая мотивация, связанная с теорией струн. Все обычные частицы, за исключением гравитона, получают зеркальных партнеров. Зеркальные частицы имеют те же массы, что и соответствующие обычные частицы, и взаимодействуют между собой, как обычные частицы, за исключением того, что зеркальное слабое взаимодействие является правым, а не левым. Оба сектора взаимодействуют между собой гравитационно. Кроме того, существуют другие каналы взаимодействия. Возможные негравитационные взаимодействия включают в себя смешивание зеркальных фотонов с обычными фотонами [139], смешивание массовых состояний зеркальных и обычных нейтрино SM [140, 141] и смешивание зеркальных хиггсовских бозонов с хиггсовскими бозонами SM [142].

Зеркальные протоны и электроны должны быть стабильными по тем же причинам, что и обычные протоны и электроны. Зеркальная реликтовая материя в виде газовых облаков, звезд, планет, галактик и т.д. может существовать и в современной Вселенной, проявляя себя как ТМ, взаимодействующая с обычной материей посредством стандартной гравитации. Присутствие зеркальной материи во Вселенной (по аналогии с обычной холодной ТМ), возможно, способствовало формированию ее крупномасштабной структуры [143].

Важное отличие зеркальных барионов от других кандидатов в ТМ состоит в том, что зеркальная материя взаимодействует сама с собой (самодействие). Это свойство использовано в работе [144] для решения проблемы распределения плотности ТМ.

Кроме зеркальных аналогов обычных частиц SM, возможно, существуют и зеркальные сверхтяжелые X-частицы ТМ, которые будут распадаться на зеркальные фотоны, лептоны и барионы. Только зеркальные нейтрино, переходящие в результате осцилляций в обычные нейтринные состояния, могут стать наблюдаемыми [141]. Все остальные продукты распадов зеркальных X-частиц так и останутся в зеркальном мире и будут ненаблюдаемыми в обычном мире. Таким образом, зеркальные X-частицы могут являться скрытым источником нейтрино, поток которых может быть очень большим [145] и может быть обнаружен вступающими в строй нейтринными телескопами.

4. Поиск частиц темной материи в экспериментах на коллайдерах

Поиск частиц ТМ (вимпов) составляет важную часть экспериментальных исследований, проводимых сейчас на ускорителе Тэватрон и планируемых на Большом адронном коллайдере (LHC). В экспериментах CDF (Collider Detector at Fermilab) [146] и D0 [147] на Тэватроне при энергии в системе центра масс $s_{pp}^{1/2} \approx 1,96$ ТэВ получены нижние пределы масс глюино и скварков, составляющие около 300 ГэВ. На LHC в pp-взаимодействиях достижимы энергии $\sim s_{pp}^{1/2} \approx 14$ ТэВ и возможно изучение образования новых частиц с большими массами. Идея исследования суперсимметричных частиц в

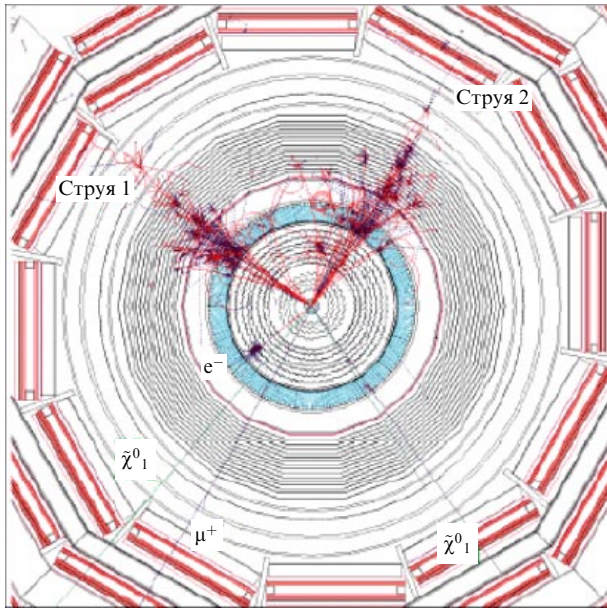


Рис. 4. Пример смоделированного события с образованием пары глюино с последующим их распадом в вимпы, которое может наблюдаться в детекторе CMS на LHC. Недостающий поперечный импульс к оси пучка, связанный с образованием невидимых в детекторе вимпов, обозначен как $\tilde{\chi}_1^0$ [152].

экспериментах на LHC была предложена в середине 1990-х гг. [148], и специфические сигнатуры их обнаружения до сих пор широко обсуждаются [149, 150]. Особенности обнаружения КК-состояний в коллайдерных экспериментах подробно рассматриваются в работе [151].

Для наблюдения вимпов недостаточно достичь ускорительных энергий, превышающих массу покоя вимпа. Образованные в pp -взаимодействиях слабовзаимодействующие и не имеющие заряда вимпы будут невидимыми в детекторах (как и нейтрино). Только на основе полного кинематического анализа видимых продуктов pp -взаимодействия можно восстановить недостающую энергию (импульс), которая была затрачена на рождение вимпа. Пример смоделированного события с образованием вимпов в детекторе CMS (Compact Muon Spectrometer) на LHC показан на рис. 4 [152].

Следует отметить, что не вся энергия pp -взаимодействия может быть затрачена на образование суперсимметричных частиц. Глюино и скварки образуются во взаимодействиях индивидуальных кварков и глюонов, которые переносят менее 10 % полной энергии протона. Поэтому события с образованием вимпов с массами в области 100 ГэВ ожидаются на LHC при энергиях, не меньших 2000 ГэВ.

Различные варианты суперсимметричных моделей и моделей с дополнительными размерностями предлагают множество кандидатов на роль вимпов. Это обстоятельство существенно затрудняет в экспериментах на pp -коллайдерах выделение из конечного состояния с большой множественностью характерных сигнатур, ассоциируемых с образованием вимпа того или иного типа [153]. Хотя некоторые характерные особенности конечного состояния взаимодействия делают разделение случаев суперсимметрии и проявления дополнительных размерностей принципиально возможным [154],

идентификация природы вимпов на коллайдере LHC представляется маловероятной. Однако, например, наблюдение в экспериментах на LHC тяжелых хиггсовских бозонов (A , H , H^\pm) существенно ограничит области нейтралино-нуклонных сечений, которые определяют необходимые значения чувствительности детекторов для прямого обнаружения частиц ТМ [155].

Более прецизионные измерения свойств вимпов могут быть предприняты на проектируемом линейном e^+e^- -коллайдере ILC (International Linear Collider) при энергиях $s_{ee}^{1/2} = 0,5-1$ ТэВ [153–156]. В процессах e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях образуются пары новых частиц в более контролируемых условиях, поскольку намного проще идентифицировать конечные состояния реакции e^+e^- , чем восстановить все продукты pp -взаимодействия. Попытка наблюдения хиггсовских бозонов в e^+e^- -взаимодействиях, предпринятая на коллайдере LEP при энергиях в системе центра масс $s_{ee}^{1/2} \approx 200$ ГэВ, не увенчалась успехом. Нижний предел массы хиггсовского бозона, полученный коллаборациями ALEPH (Apparatus for LEP Physics), DELPHI (Detector with Lepton, Photon and Hadron Identification), L3, OPAL (Omni Purpose Apparatus at LEP), составил $m_H > 114,4$ ГэВ [157]. Значительно более высокие энергии, которые могут быть достигнуты на ILC, открывают перспективы обнаружения вимпов. При этом имеются значительные шансы разделить сценарии (SUSY или UED) их происхождения [158–160]. Однако в ускорительном эксперименте невозможно определить даже для конкретного сценария, какой вклад образовавшиеся новые частицы вносят в ТМ во Вселенной.

5. Непрямые методы поиска частиц темной материи: регистрация продуктов аннигиляции вимпов

В целом ряде экспериментов проводятся наблюдения возможных продуктов аннигиляции вимпов в Галактическом гало, в центре Солнца и других областях. Продукты аннигиляции включают в себя нейтрино, позитроны, антипротоны и гамма-кванты.

5.1. Регистрация нейтрино в нейтринных телескопах

Основная задача современных нейтринных телескопов связана с обнаружением нейтрино от различных астрофизических источников и космогенных потоков (образованных при взаимодействиях КЛ сверхвысоких энергий с микроволновым фоном). Нейтринные телескопы также могут непрямым методом регистрировать присутствие холодной ТМ в виде вимпов. Такие исследования основаны на предположении о том, что вимпы могут захватываться гравитационными полями массивных астрофизических объектов, таких как Солнце, Земля, или накапливаться в центральной области Галактики. Процессы захвата протекают на протяжении всей истории существования звезды или планеты и приводят к накоплению вимпов в коре. При достаточно высокой плотности вимпы начинают аннигилировать, в результате чего образуются различные частицы. Если продукты распада или аннигиляции вимпов содержат нейтрино, то их можно зарегистрировать в нейтринных телескопах большого объема.

Все частицы, кроме нейтрино, быстро поглощаются в недрах Солнца и Земли. Однако часть нейтринного по-

тока, образовавшегося при аннигиляции вимпов внутри Солнца, Земли или даже в центральной области Галактики, может практически без потери энергии достичь нейтринных телескопов. В этом случае указанием на аннигиляцию вимпов является избыток нейтринных событий, приходящих в детектор с направлений на эти объекты (для Земли — из центра нижней полусферы), по отношению к уровню фона атмосферных нейтрино.

Спектры нейтрино, образующихся в результате аннигиляции вимпов, захваченных внутри Земли и Солнца, рассчитываются во многих работах (см., например, [161–166]). В этих работах рассматриваются различные каналы аннигиляции вимпов, учитывается поглощение нейтрино различных ароматов при распространении через микроволновой и нейтринный реликтовый фон, вещество Солнца и Земли, а также влияние нейтринных осцилляций. Каналы аннигиляции вимпов содержат тяжелые фермионы и калибровочные или хиггсовские бозоны: $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$, $c\bar{c}$, $t\bar{t}$, W^+W^- , ZZ , H^\pm , ZH , распады которых приводят к образованию струй адронов, состоящих в основном из пионов. Цепочки распадов заряженных пионов $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$ определяют дифференциальный поток нейтрино аромата i [161]:

$$\frac{d\Phi_{\nu_i}}{dE_{\nu_i}} = \frac{\Gamma_{\text{ann}}}{4\pi R^2} \sum_f \text{BR}_f \left(\frac{dN_{\nu_i}}{dE_{\nu_i}} \right)_f,$$

где суммирование ведется по всем аннигиляционным каналам f с парциальными вкладами BR_f , R — расстояние от источника нейтрино до детектора (в случае потока нейтрино от аннигиляции частиц ТМ в Солнце — это расстояние Солнце–Земля R_{SE} , в случае аннигиляции ТМ в недрах Земли — радиус Земли R_\oplus), $(dN_{\nu_i}/dE_{\nu_i})_f$ — дифференциальный спектр нейтрино, образовавшихся в аннигиляционном канале f . Полное число актов аннигиляции в единицу времени Γ_{ann} связано с количеством захваченных частиц Γ_{capt} соотношением [166]

$$\Gamma_{\text{ann}} = \frac{\Gamma_{\text{capt}}}{2} \tanh^2 \frac{t_0}{\tau_A},$$

где t_0 — возраст Солнца или Земли, τ_A — временной масштаб конкурирующих процессов захвата и аннигиляции, пропорциональный сечению аннигиляции.

Возможность обнаружения нейтрино от аннигиляции вимпов зависит от количества захваченных астрофизическим объектом вимпов и упругого сечения рассеяния этих частиц. Для оценок можно положить $\Gamma_{\text{capt}} \propto \sigma_{\text{scatt}} \rho_{\text{WIMP}}$ и принять, что процессы захвата и аннигиляции находятся в равновесии (условие $\tau_A \ll t_0$), что справедливо только в случае большого упругого сечения. Количество актов аннигиляции вимпов внутри Земли и Солнца можно оценить исходя из соответствующих выражений [166]:

$$\Gamma_{\text{ann}}^{\text{Earth}} = \frac{10^{14}}{c} \left(\frac{100 \text{ ГэВ}}{m_{\text{WIMP}}} \right)^2, \quad \Gamma_{\text{ann}}^{\text{Sun}} = \left(\frac{R_{\text{SE}}}{R_\oplus} \right)^2 \Gamma_{\text{ann}}^{\text{Earth}}.$$

В нейтринных телескопах для регистрации нейтрино с энергиями $E_\nu \approx 10 \text{ ГэВ} - 10 \text{ ТэВ}$ обычно используется сигнатура одиночного μ -трека (в случае взаимодействия заряженного тока $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- + X$, произошедшего внутри детектора или в прилегающем к нему объеме). Сейчас работают и создаются нейтринные телескопы, в которых

природные объемы (от нескольких долей кубического километра до нескольких кубических километров) чистой воды или льда служат одновременно мишенью для взаимодействий нейтрино и радиатором черенковского излучения, генерируемого вторичными частицами. Кроме того, вода и лед являются оптически прозрачной средой для транспортировки черенковского излучения до фотоприемников, расположенных на подвесных конструкциях различного вида. Особенности работы нейтринных телескопов и их возможности регистрации высокоэнергичных потоков нейтрино мы обсуждаем в работе [167].

Недавно группа SuperKamiokande получила сильные ограничения на существование вимпов с массами от 18 ГэВ до 10 ТэВ на основе необнаружения высокоэнергичных ($E_\nu = 5 \text{ ГэВ} - 5 \text{ ТэВ} \approx (1/3 - 1/2) m_{\text{WIMP}}$) потоков нейтрино от Солнца, Земли и в направлении Галактического центра [168].

Коллаборации MACRO [169], "Баксан" (Баксанская нейтринная обсерватория) [170], "Байкал" [171] и AMANDA (Antarctic Muon Neutrino Detector Array) [172] также опубликовали ограничения на поток мюонов, образующихся во взаимодействиях нейтрино, возникающих при аннигиляции вимпов в Земле и на Солнце. Результаты представлены на рис. 5а, б.

Эти пределы могут быть существенно улучшены на нейтринном телескопе следующего поколения Ice Cube, расположенном на Южном полюсе [165, 173]. Телескоп содержит 80 стрингов, замороженных в антарктический лед на глубину 1400–2400 м (рис. 5в) [174]. На каждом стринге закреплено 60 оптических модулей, которые разнесены вдоль стринга на расстоянии 17 м. Объем детектора во льду будет составлять $\sim 1 \text{ км}^3$. На поверхности льда, над Ice Cube, размещается ливневый детектор Ice Top, состоящий из 160 черенковских детекторов. Наличие детектора Ice Top увеличивает чувствительный объем телескопа Ice Cube и, кроме того, детектор будет использоваться для калибровки, выделения фонов и изучения атмосферных каскадов. Работы по сооружению телескопа Ice Cube, начатые в 2005 г., должны завершиться в 2011 г.

Сейчас коллаборации ANTARES [175], NESTOR [176], NEMO [177], KM3NeT (Cubic Kilometer Neutrino Telescope) [178] ведут работы, цель которых состоит в доказательстве возможности сооружения в Средиземном море глубоководного нейтринного телескопа с просматриваемым объемом воды, достигающим $\sim 1 \text{ км}^3$. Перспективы непрямого обнаружения частиц ТМ посредством наблюдения высокоэнергичных нейтрино от Солнца в детекторе ANTARES обсуждаются в работе [179]. Показано, что в области масс $m_{\text{WIMP}} \approx 100 - 800 \text{ ГэВ}$ за три года работы детектора может быть обнаружено несколько подобных событий. Так как в телескопе NEMO, разработку и создание которого поддерживает европейский консорциум KM3NeT, предполагается увеличить чувствительный объем детектора в несколько раз, то шансы не прямой регистрации нейтрино от аннигиляции вимпов значительно возрастают.

В экспериментах с нейтринными телескопами можно получить модельно-независимое ограничение на сечение аннигиляции любой ТМ, принимая, что процессы аннигиляции приводят к конечным состояниям, содержащим только частицы СМ. Верхний предел полного сечения аннигиляции соответствует предель-

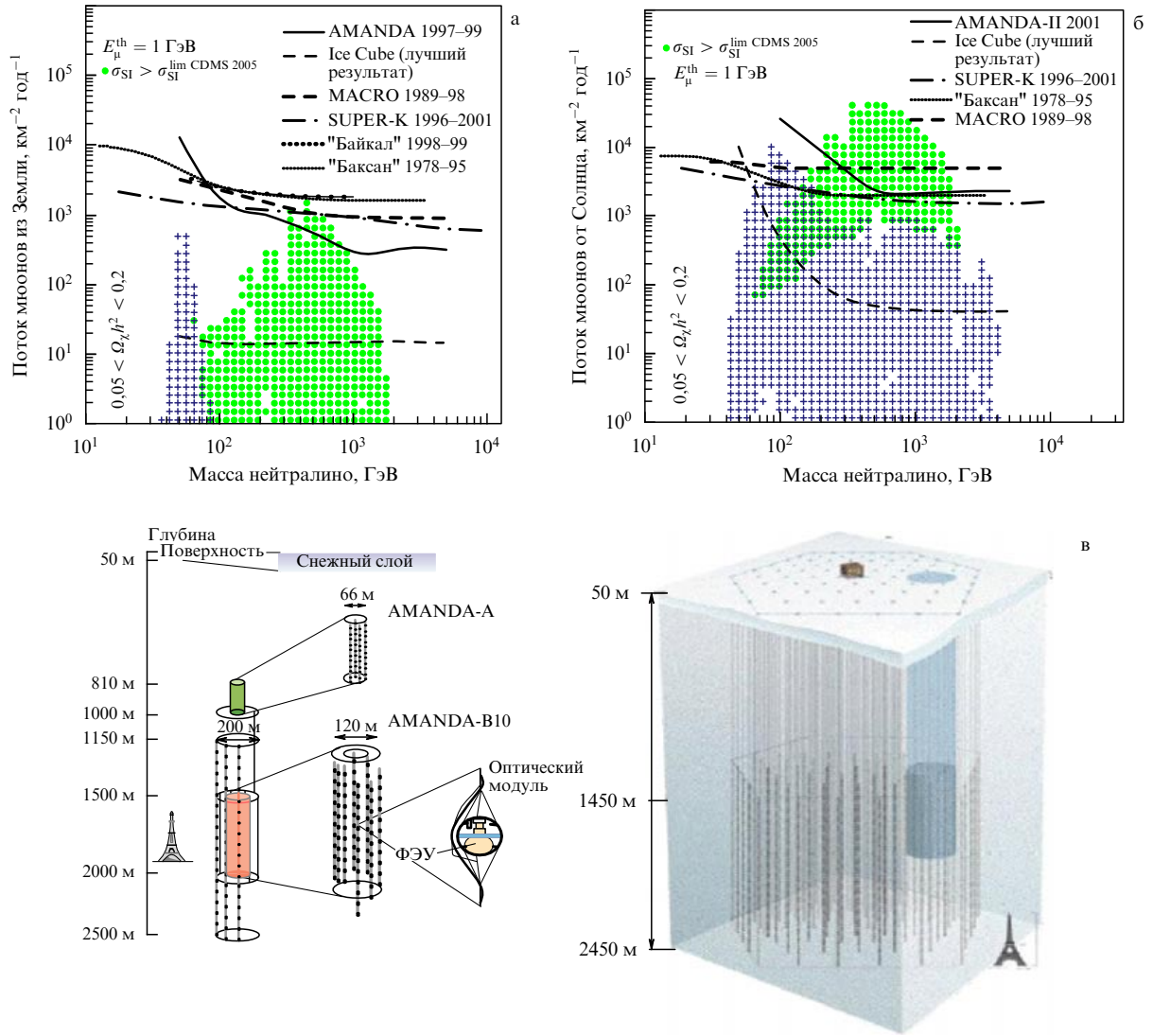


Рис. 5. (а, б) Верхние пределы экспериментов MACRO [169], "Баксан" [170] и AMANDA [172] для потока мюонов из Земли (а) и Солнца (б), образовавшихся в результате аннигиляции нейтрино $\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow WW$, в зависимости от массы нейтрино. (Приведены также результаты коллабораций Ice Cube, "Байкал", SuperKamiokande (Super-K).) Точками показана запрещенная область параметров, полученная из результатов эксперимента CDMS по прямому наблюдению ТМ, σ_{SI} — спин-независимое сечение взаимодействия вимпа с ядром, E_{μ}^{th} — пороговое значение энергии мюона [173]. (в) Схема регистрации астрофизических нейтрино в телескопах AMANDA и Ice Cube [174].

ному случаю, в котором нейтрино являются единственными продуктами аннигиляции частиц ТМ — $\text{BR}(\text{DM} + \text{DM} \rightarrow \nu + \bar{\nu}) = 100\%$.

Диффузный поток нейтрино от аннигиляции ТМ рассчитывается исходя из соотношения [180, 181]

$$\frac{d\Phi_{\nu}}{dE_{\nu}} = \frac{\langle \sigma_A v \rangle}{2} \frac{c}{4\pi H_0} \frac{\Omega_{\text{DM}}^2 \rho_c^2}{m_{\text{WIMP}}^2} \int \frac{dN_{\nu}(E'_{\nu})}{dE'_{\nu}} \frac{(1+z)^3 f(z)}{h(z)} dz,$$

где $\rho_c = 5,3 \times 10^{-6} \text{ ГэВ с}^{-1}$ — критическая плотность, $H_0 = 70 \text{ км с}^{-1}$ — постоянная Хаббла,

$$h(z) = [(1+z)^3 \Omega_{\text{DM}} + \Omega_A]^{1/2}$$

со значениями $\Omega_{\text{DM}} = 0,3$, $\Omega_A = 0,7$. Начальный спектр продуктов аннигиляции $dN(E')/dE'$ модифицируется с учетом красного смещения, так что $E' = (1+z)E$; $f(z)$ — параметр эволюции источника, в котором произошла аннигиляция (например, галактическое гало).

Спектр нейтрино при аннигиляции в пару нейтрино представляет собой моноэнергетическую линию:

$$\frac{dN_{\nu}}{dE_{\nu}} = \frac{2}{3} \delta(E - m_{\chi}).$$

Множитель $2/3$ учитывает тот факт, что в одном акте аннигиляции образуются с равной вероятностью два нейтрино любого из трех ароматов. Дельта-функция регуляризует интегрирование по красному смещению. Рисунок 6 иллюстрирует возможность определения предела сечения аннигиляции ТМ при использовании данных по регистрации высокоэнергичных нейтринных потоков из галактического гало. Из рисунка 6 видно, что для выделения аннигиляционного сигнала необходимо, чтобы уровень сигнала превышал уровень фона атмосферных нейтрино по крайней мере в два раза [181].

На основе сравнения расчетного диффузного нейтринного сигнала от процессов аннигиляции с наблюдаемым фоном атмосферных нейтрино в работах [180, 181] получено ограничение на полное сечение аннигиляции в

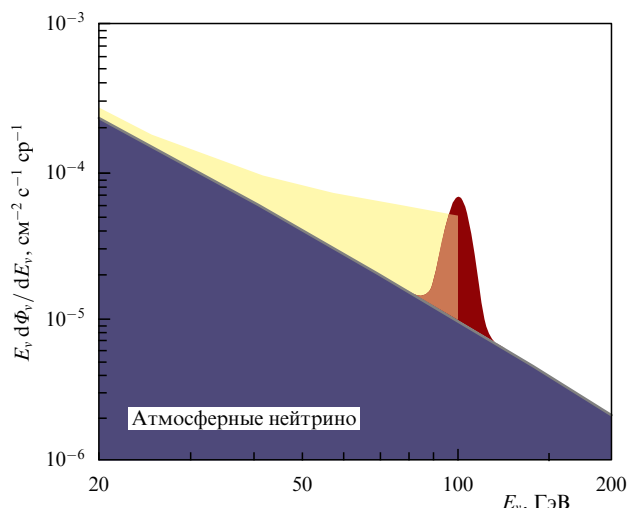


Рис. 6. Спектр атмосферных нейтрино и ожидаемое превышение интенсивности нейтрино из-за дополнительного вклада от аннигиляции частиц ТМ, $\chi + \chi \rightarrow \nu + \bar{\nu}$. Предполагается, что $m_\chi = 100$ ГэВ. Показан пик от аннигиляции ТМ в гало, описываемый распределением Гаусса с шириной $\varepsilon = m_\chi/20$, и превышение над фоном атмосферных нейтрино в случае диффузно распределенной ТМ [181].

области $m_{DM} \approx 10 - 10^5$ ГэВ

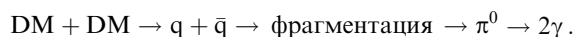
$$\langle \sigma_A v \rangle < 10^{-17} \left(\frac{m_{DM}}{1 \text{ ГэВ}} \right) [\text{см}^3 \text{ с}^{-1}].$$

5.2. Регистрация фотонов гамма-телескопами

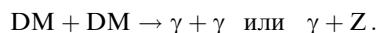
Прямое наблюдение космических γ -квантов с энергиями в интервале от нескольких ГэВ до нескольких ТэВ может осуществляться только в экспериментах на спутниках. Длина взаимодействия фотонов, имеющих такие энергии, с веществом в процессах образования e^+e^- -пар составляет около 38 г см^{-2} , что много меньше глубины вертикальной атмосферы Земли — 1030 г см^{-2} (полного количества вещества атмосферы, приходящегося на 1 см^2 , вдоль вертикального направления). Поэтому, в отличие от нейтрино, фотоны с энергиями от нескольких ГэВ до нескольких ТэВ не достигают Земли. Принцип работы наземных гамма-телескопов основан на регистрации черенковского света, сопровождающего электромагнитный каскад, порожденный взаимодействием фотонов высоких энергий в верхней атмосфере. Основная проблема при регистрации фотонов наземным гамма-телескопом связана с выделением электромагнитных ливней на фоне адронных каскадов, инициированных космическими лучами (в основном протонами). На большинстве современных черенковских гамма-телескопов регистрируется световое изображение поперечного профиля ливня. Разделение воздушных ливней, образованных γ -квантами и частицами КЛ, происходит на основе сравнения наблюдаемой интенсивности черенковского света с результатами расчетов для атмосферных ливней различной природы. Надежная регистрация высокоэнергичных фотонов гамма-телескопом возможна в таком направлении на какой-либо астрофизический источник γ -квантов, в котором интенсивность электромагнитных ливней значительно превышает изотропный фон ливней от взаимодействий адронов в атмосфере.

По аналогии с нейтринными телескопами, в которых существование ТМ непрямым образом может быть

обнаружено при регистрации нейтрино, в гамма-телескопах регистрируются γ -кванты, образующиеся при распадах продуктов аннигиляции частиц ТМ:



Возможен также прямой канал аннигиляции в γ -кванты, в результате чего будет регистрироваться моноэнергетическая линия:



Так же как и нейтрино, γ -кванты не отклоняются в галактических магнитных полях и несут информацию о первоначальной области аннигиляции. Эта область может наблюдаться гамма-телескопами наземного и космического базирования.

Первые указания на существование избытка в спектре диффузных γ -квантов в области энергий ~ 10 ГэВ, по сравнению с ожидаемым расчетным значением γ -фона, возникающим от всех известных ядерных процессов, обратного комптоновского рассеяния и тормозного излучения, были обнаружены в эксперименте EGRET [182] на борту космического аппарата, запущенного на орбиту Земли в 1992 г.

В последние несколько лет практически со всех крупных наземных черенковских гамма-телескопов — CANGAROO, VERITAS, MAGIC и HESS — поступили сообщения о регистрации γ -квантов с ТэВ-ными энергиями, приходящими из области Галактического центра. Природа этого источника эмиссии γ -квантов неизвестна. Одним из возможных объяснений является γ -излучение от аннигиляции частиц ТМ.

Энергетический спектр от аннигиляции должен протираться непрерывно вплоть до энергии, соответствующей массе частицы ТМ, и, возможно, содержать γ -линии, обусловленные двухчастичными конечными состояниями. Поток γ -квантов от аннигиляции частиц ТМ, произошедшей вблизи области Галактического центра, дается выражением [183]

$$\Phi_\gamma(\psi, E_\gamma) \approx 5,6 \times 10^{-12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \times \times \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \left(\frac{\langle \sigma_A v \rangle}{3 \times 10^{-26} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}} \right) \left(\frac{m_{DM}}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{-2} \langle J(\Delta\Omega) \rangle \Delta\Omega,$$

где ψ — угол между лучом зрения и Галактическим центром, $\langle \sigma_A v \rangle$ — сечение аннигиляции, усредненное по скоростям частиц ТМ. Угловое разрешение, которое для наземных черенковских гамма-телескопов составляет порядка $0,5^\circ - 1^\circ$, определяет величину телесного угла: $\Delta\Omega \approx 5 \times 10^{-5}$ ср. Величина $\langle J(\Delta\Omega) \rangle$ сильно зависит от распределения ТМ, и в различных моделях Галактического гало используются значения $\langle J(\Delta\Omega) \rangle$ от $5,6 \times 10^3$ [184] до $1,9 \times 10^6$ [185].

5.2.1. Гамма-телескопы космического базирования.

EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) — один из четырех детекторов, работавших на борту спутника CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) в течение 9 лет — с 1991 г. по 2000 г. Телескоп EGRET измерял потоки γ -квантов в интервале энергий $E_\gamma = 30 \text{ МэВ} - 30 \text{ ГэВ}$. На основе анализа наблюдаемого спектра γ -квантов в направлении на Галактический центр было установлено верхнее ограничение на существование частиц ТМ [186]. Недавно новый анализ

данных EGRET [187, 188] подтвердил наличие избытка γ -квантов с энергиями, превышающими 1 ГэВ, по сравнению с количеством γ -квантов с такими энергиями, предсказываемым галактической моделью диффузных γ -квантов [189]. При анализе 180 направлений на небесной сфере избыток был обнаружен во всех направлениях. Это служит указанием на существование дополнительного источника γ -квантов, в качестве которого может выступать аннигиляция частиц ТМ. Форма спектра соответствует ожидаемой при аннигиляции нерелятивистских массивных частиц с последующей фрагментацией в адронных струях и распадом нейтральных пионов в γ -кванты. Избыточный энергетический спектр EGRET согласуется с существованием вимпов-нейтралино, масса которых оценивается в интервале $m_{DM} \approx 50 - 100$ ГэВ [187, 188]. По результатам расчетов ожидается $m_{DM} \approx 500$ ГэВ [190].

GLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope) — гамма-обсерватория, которая выведена в космическое пространство в 2008 г. Одной из важнейших задач GLAST является измерение внегалактического фона диффузных γ -квантов. Другая, не менее важная, задача состоит в получении информации об источниках наиболее энергичных γ -квантов во Вселенной, которая напрямую может быть связана с существованием ТМ. GLAST будет непрерывно следить за различными возможными источниками ТМ, включая Галактический центр. Максимальная эффективная площадь телескопа в области энергий 1–10 ГэВ достигает значений 9000 см², поле зрения — более 2 ср, энергетический диапазон наблюдений γ -квантов составляет 20 МэВ–300 ГэВ с разрешением в 30 раз более высоким, чем в эксперименте EGRET [191].

Телескоп GLAST конструктивно выполнен в виде секционированных детекторных модулей, окруженных антисовпадательной защитой из пластического сцинтиллятора, которая служит для выделения заряженной компоненты КЛ. Каждый из модулей содержит трекер, образованный 18 плоскостями кремниевых детекторов, прослоенных вольфрамовой фольгой, и оконечный электромагнитный калориметр, состоящий из 1536 кристаллов CsI, размещенных в восьми слоях. Фотон, проходя через трекер, с большой вероятностью конвертируется в вольфрамовой фольге в e^+e^- -пару, треки которой регистрируются в следующей плоскости кремниевого детектора. Восстанавливая траекторию e^+e^- пары в трекаре и энерговыведение в калориметре, можно определить направление прихода и энергию первичного γ -кванта.

Наблюдая за небесной сферой в направлении на Галактический центр в телесном угле $\sim 0,1^\circ$, GLAST будет способен зарегистрировать ТМ на уровне достоверности 5σ (3σ), если продуктами аннигиляции ТМ являются тяжелые кварки или калибровочные бозоны с массой меньше, чем 500 (750) ГэВ [192, 193]. Чувствительность GLAST к сечению аннигиляции будет составлять порядка $\langle \sigma_A v \rangle = 10^{-24} - 10^{-27}$ см³ с⁻¹ в зависимости от модели гало. Если увеличить телесный угол, в котором наблюдается Галактический центр, то вимпы с массой более нескольких ТэВ могут быть идентифицированы с помощью GLAST с высокой достоверностью. Однако если частицы ТМ аннигилируют в основном в электроны или мюоны, то GLAST не сможет идентифицировать γ -спектр от аннигиляции ТМ [193].

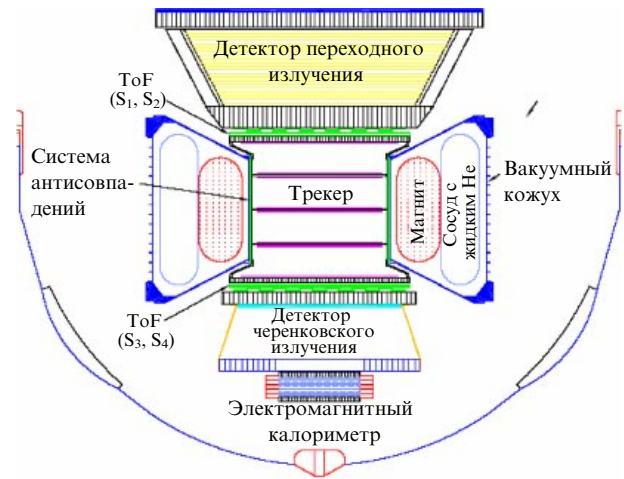


Рис. 7. Схематический вид спектрометра AMS-2, который будет установлен на Международной космической станции [194]. Показаны: сверхпроводящий магнит, газовый детектор переходного излучения, кремниевый трекер, времяпролетные системы (ToF) со сцинтилляционными счетчиками S₁–S₄, черенковский детектор (RICH), электромагнитный калориметр и система антисовпадений.

AMS (Alpha Magnetic Spectrometer) — эксперимент на Международной космической станции, основной задачей которого является наблюдение антиматерии космического происхождения. Спектрометр AMS способен регистрировать γ -кванты в области энергий 1–10 ГэВ [194].

AMS-2 (рис. 7) представляет собой комбинацию различных детекторов. Цилиндрический сверхпроводящий магнит с внешним диаметром 1,2 м и длиной 0,8 м обеспечивает напряженность магнитного поля 0,8 Тл. Восемь двусторонних слоев кремниевых детекторов располагаются в плоскости, перпендикулярной оси магнитного поля. Кремниевый трекер обеспечивает измерение траектории релятивистской однозарядной частицы с точностью 10 мкм. В трекаре также измеряются энергетические потери, что необходимо для определения величины заряда проходящей частицы. Времяпролетная система, содержащая четыре слоя сцинтилляционных детекторов, измеряет время прихода заряженной частицы с точностью 140 пс. Эта система также используется для координатных измерений и определения энергетических потерь. Детектор переходного излучения, расположенный в верхней части спектрометра, состоит из 20 слоев пористого радиатора толщиной 12 мм, прослоенных рядами газовых пропорциональных трубок диаметром 6 мм, заполненных смесью Xe + CO₂. Детектор переходного излучения обеспечивает разделение электронов и адронов с коэффициентом режекции $\sim 10^2$ при энергиях ~ 200 ГэВ. Черенковский детектор RICH (Ring Imaging CHerenkov detector), установленный ниже последней плоскости времяпролетной системы, состоит из аэрогелиевого радиатора толщиной 3 см с коэффициентом преломления 1,05, зеркала и пиксельно-матричного фотоприемника для сбора света. Конструкция RICH-детектора обеспечивает измерение скорости частицы с погрешностью не более 1%. Электромагнитный сэндвич-калориметр, установленный в нижней части спектрометра AMS, имеет размеры 65 × 65 × 17 см³, глубину $\sim 16X_0$ (где X_0 — радиационная длина) и состоит из рядов сцинтилляционных во-

локон диаметром 1 мм, проложенных между пластинами свинца.

Космические γ -кванты могут регистрироваться в спектрометре AMS двумя методами. Первый (конверсионная мода) предполагает восстановление в трекаре e^+e^- -пар, образованных в результате γ -конверсии в веществе, находящемся над трекаром. Второй метод (однофотонная мода) предполагает регистрацию γ -кванта в электромагнитном калориметре.

Возможность использования спектрометра AMS для регистрации γ -квантов изучалась с помощью расчетов с использованием программного пакета GEANT (Geometry ANd Tracking), предназначенного для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество, а также экспериментально в первом тестовом полете прибора AMS-1 на космическом челноке "Шаттл" [195].

Прибор AMS-2 с апертурой $\sim 500 \text{ см}^2$ ср, который планируется установить на борту Международной космической станции (МКС), будет способен измерить потоки γ -квантов в направлении Галактического центра с энергией в ГэВ-ном диапазоне, величина которых может быть в несколько раз меньше по сравнению с потоками, которые мог регистрировать EGRET. Эти измерения важны для регистрации нейтрально с малыми массами. За три года экспозиции прибора AMS-2 предполагается установить ограничения на существование маломассивной ТМ в Галактическом гало и исключить на высоком уровне достоверности некоторые сценарии ее образования.

5.2.2. Наземные черенковские гамма-телескопы с регистрацией изображения. MAGIC (Major Atmospheric Imaging Cerenkov) — крупнейший в мире черенковский телескоп с параболическим зеркалом диаметром 17 м, который установлен в районе Канарских островов на высоте 2200 м над уровнем моря, начал наблюдения в начале 2005 г. Телескоп оснащен 576-пиксельной камерой высокого разрешения из фотоумножителей. MAGIC регистрирует γ -кванты с энергиями в диапазоне от 30 ГэВ до нескольких десятков ТэВ. Просматриваемая площадь наблюдения воздушного ливня достигает $10^4 - 10^5 \text{ м}^2$. Энергетическое разрешение составляет 15–40 % в зависимости от зенитного угла и энергии первичной частицы. В 2007 г. на расстоянии 85 м от первого телескопа был сооружен второй телескоп. Чувствительность стереосистемы MAGIC-II возросла в два раза, снизился энергетический порог и увеличилось угловое разрешение [196].

Наблюдение γ -квантов от аннигиляции вимпов является одной из главных задач телескопа [197]. На телескопе MAGIC был измерен спектр γ -квантов в направлении Галактического центра, простирающийся до энергий $\sim 20 \text{ ТэВ}$ [198]. Большинство SUSY-сценариев ТМ предполагает обрезание спектра γ -квантов от аннигиляции при энергиях ниже 10 ГэВ. Поэтому высокоэнергичная часть γ -спектра, измеренного MAGIC, вероятно, не связана с распадами частиц ТМ.

HESS (High Energy Stereoscopic System) — массив из четырех телескопов, регистрирующих черенковский свет из атмосферы (рис. 8). HESS расположен в Намибии на высоте 1800 м над уровнем моря. Каждый из телескопов состоит из оптического рефлектора площадью 107 м^2 , собранного из 382 зеркал [199]. Черенковский свет собирается рефлектором, который фокусирует его на

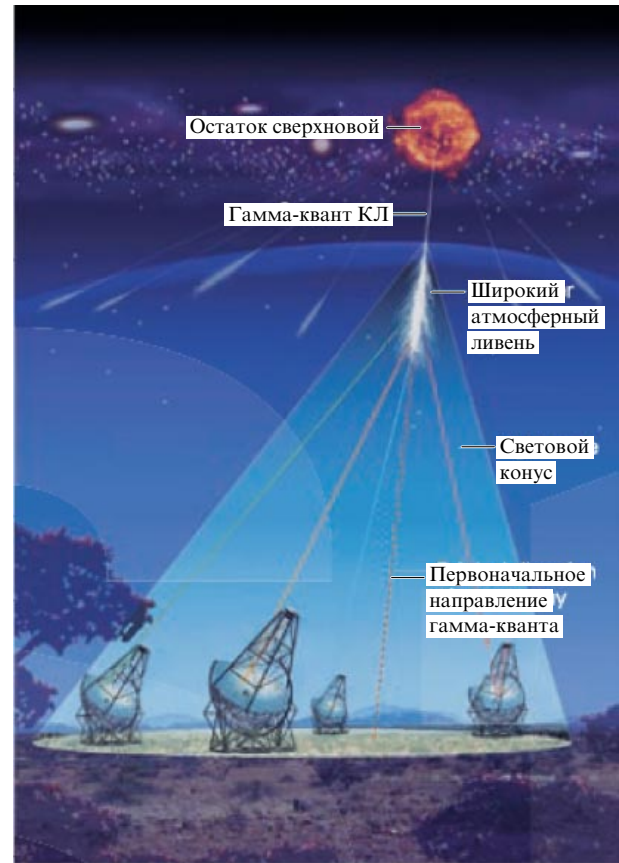


Рис. 8. Массив HESS, состоящий из четырех телескопов.

матрицу из 960 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Полный угол обзора HESS — 5° . Режим стереорегистрации позволяет проводить очень точную реконструкцию направления прихода и значений энергии первичных γ -квантов с эффективным подавлением фона космических лучей. Энергетический порог телескопа составляет $\sim 100 \text{ ГэВ}$, угловое разрешение достигает $0,1^\circ$.

HESS предназначен для регистрации γ -квантов в области энергий 100 ГэВ–100 ТэВ и исследования их возможной природы. На телескопе наблюдались γ -кванты ТэВ-ных энергий в направлении Галактического центра [200, 201]. Высокоэнергичные γ -кванты из Галактического центра ассоциируются с направлением на источник J1745-290. Измеренная зависимость спектра $E_\gamma^2 d\Phi_\gamma/dE_\gamma$ от энергии E_γ не описывается никакими гипотезами мод аннигиляции, поэтому аннигиляционная природа высокоэнергичных γ -квантов практически исключена [202].

Регистрация системой HESS высокоэнергичных γ -квантов от галактики M87 в созвездии Девы и карликовой галактики Стрельца также исключает γ -сигналы, источником которых может быть аннигиляция ТМ [203].

Ограничение HESS на сечение аннигиляции ТМ составляет $\langle \sigma_{Av} \rangle^{\text{HESS}} < 10^{-24} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ [204].

Наблюдения ТМ будут продолжены с помощью системы телескопов HESS2, которую предполагается ввести в строй в 2009 г. Вторая очередь HESS будет включать в себя новый телескоп с диаметром зеркала 28 м, расположенный в центре существующего массива телескопов. В такой конфигурации порог регистрации составит 80 ГэВ и массив телескопов HESS станет чувствителен к большинству моделей SUSY.

CANGAROO (Collaboration of Australia and Nippon (Japan) for a GAMMA Ray Observatory in the Outback) — эксперимент в южной Австралии по наблюдению γ -квантов ТэВ-ных энергий. В эксперименте, который начался в 1992 г., на первом этапе — CANGAROO-I — использовался один телескоп с диаметром зеркала 3,8 м. Второй этап, CANGAROO-II, начался в 1999 г. с сооружения телескопа с 7-метровым зеркалом, диаметр которого впоследствии был увеличен до 10 м. CANGAROO-II зарегистрировал статистически значимый избыток γ -квантов с энергиями, превышающими 250 ГэВ, в направлении Галактического центра. Верхний предел сечения аннигиляции ТМ (в предположении моды $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$), установленный с помощью CANGAROO-II, составил $\langle\sigma_{\text{АВ}}\rangle^{\text{CANGAROO-II}} < 10^{24} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ [205].

На третьем этапе, CANGAROO-III, было построено еще три телескопа с диаметром зеркал 10 м. Сейчас все четыре черенковских телескопа могут работать как независимо, так и совместно.

VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) — γ -обсерватория в Аризоне, состоящая из четырех черенковских телескопов с диаметром зеркал 12 м. VERITAS стала преемником пионерского черенковского телескопа Wipple, регистрировавшего световое изображение атмосферных ливней [206]. За период с 1995 г. по 2003 г. Wipple обнаружил поток γ -квантов с энергиями, превышающими 2,8 ТэВ, приходящих с направления на Галактический центр [207].

VERITAS может регистрировать γ -кванты в широком диапазоне энергий (100 ГэВ–30 ТэВ), имеет большую эффективную площадь обзора ($> 3 \times 10^4 \text{ м}^2$) и хорошее энергетическое (10–20 %) и угловое ($\sim 0,14^\circ$) разрешение. Полное поле зрения системы телескопов составляет $3,5^\circ$. Астрономические наблюдения на VERITAS начались в марте 2007 г. [208].

Поиск частиц ТМ по прецизионным наблюдениям γ -потоков является одной из ключевых задач обсерватории VERITAS.

5.2.3. Наземные черенковские гамма-телескопы без визуализации изображения. Milagro (исп. milagro — чудо) — наземный водный черенковский детектор, созданный для наблюдения γ -квантов с ТэВ-ными энергиями [209]. Детектор Milagro, расположенный на территории Лос-Аламосской национальной лаборатории (США) на высоте 2630 м над уровнем моря, представляет собой резервуар, в котором содержится $2,4 \times 10^7$ л чистой воды. В водном объеме размером $80 \times 60 \times 8 \text{ м}^3$ находятся 723 ФЭУ, расположенных в два слоя. Верхний слой ФЭУ, который лежит под водой на глубине 1,4 м, используется для определения направления воздушного ливня. Нижний слой ФЭУ, находящийся под шестью метрами воды, предназначен для разделения ливней, инициированных первичными γ -квантами, и ливней адронной природы.

Milagro, который начал работать в 1999 г., зарегистрировал γ -кванты с энергиями более 1 ТэВ от астрофизических источников Crab Nebula и Mkr 421 [210]. В течение 1165 ч Milagro проводил наблюдение γ -квантов ТэВ-ных энергий в направлении на Солнце. Однако попытка обнаружения таких высокоэнергичных γ -квантов, которые могли бы образоваться при аннигиляции захваченных Солнцем нейтрино, не увенчалась успехом [211].

CACTUS (Converted Atmospheric Cherenkov Telescope Using Solar-2) — наземный черенковский γ -телескоп, расположенный в Калифорнии. Телескоп представляет собой массив зеркал, который проектировался для наблюдений Солнца, а не для задач γ -астрономии. Поэтому CACTUS не является оптимальным для наблюдения γ -квантов от астрофизических источников. Однако телескоп зарегистрировал значительный избыток γ -квантов с энергиями более 100 ГэВ в направлении созвездия Дракона. Нельзя исключить, что эти высокоэнергичные γ -кванты образованы при распадах частиц ТМ [212, 213].

CELESTE (CErenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment) — наземный черенковский γ -телескоп, построенный во французских Пиренеях на высоте 1650 м над уровнем моря, закончил работу в 2004 г. В нем использовалось 53 гелиостата площадью 54 м^2 каждый, которые отражали свет на собирающую оптическую систему. Значимого избытка γ -квантов с энергиями 50–500 ГэВ в направлении галактик M31 и Draco зарегистрировано не было [214].

5.3. Эксперименты на баллонах и спутниках по наблюдению позитронов и антипротонов

Свидетельства аннигиляции ТМ могут быть получены также в спектрах космических позитронов и антипротонов [215–217]. Однако в отличие от γ -квантов и нейтрино эти заряженные частицы, вследствие их отклонений в магнитных полях, не дают указания направления на источник. Для определения истинной природы регистрируемых античастиц необходимо выделить фон античастиц, образующихся в Земной атмосфере в результате взаимодействий первичных КЛ. По этой причине приборы для измерения спектров античастиц выносят за пределы атмосферы либо на баллонах, либо на спутниках.

HEAT (High Energy Antimatter Telescope) совершил первый баллонный полет в 1994–1995 гг. и измерил спектр позитронов в интервале 1–50 ГэВ. Результаты указывали на избыток потока позитронов с энергиями, превышающими 9 ГэВ, что могло быть указанием на наличие ТМ в гало [218, 219].

BESS (Balloon borne Experiment Superconducting Solenoidal spectrometer) во время своих нескольких успешных аэростатных полетов с 1993 г. по 1998 г. измерил спектр антипротонов в области энергий от 180 МэВ до 4,2 ГэВ [220]. Было показано, что временное изменение антипротонного спектра в основном соответствует изменениям солнечной активности. Однако в 1995 г. наблюдался избыток антипротонных событий, несмотря на то, что солнечная активность в этом году являлась не самой высокой за наблюдаемый период. В качестве возможного объяснения не исключалось наличие, наряду со статистическими флуктуациями, дополнительного источника антипротонов, такого, например, как аннигиляция нейтрино [215].

CAPRICE (Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment) — эксперимент на баллоне, в котором в 1998 г. было зарегистрировано несколько десятков антипротонов в интервале энергий 3,2–49,1 ГэВ [221]. Анализ этих событий не дал однозначного ответа на вопрос об их происхождении. Измеренный спектр антипротонов согласовывался с их вторичным происхождением, но не исключалось наличие дополнительного вклада антипротонов, присутствующих в составе первичных КЛ.

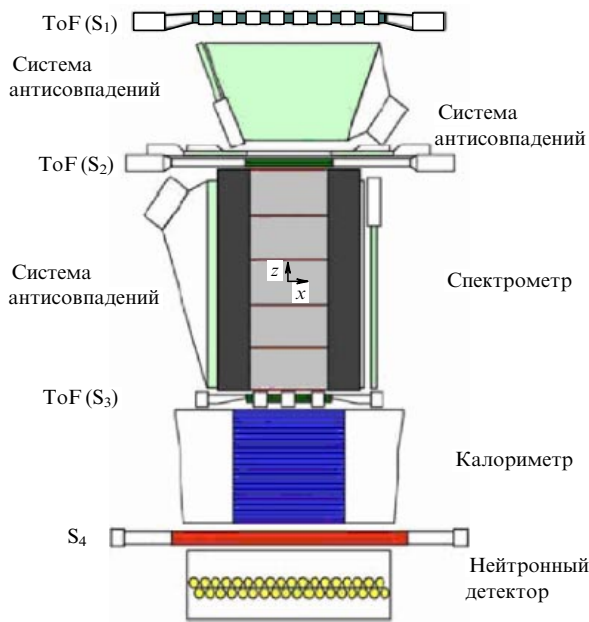


Рис. 9. Схематический вид детектора PAMELA [223].

Неопределенности в интерпретации результатов баллонных экспериментов по измерению спектров позитронов и антипротонов могут быть существенно уменьшены при анализе статистики событий, которая сейчас набирается в спутниковом эксперименте PAMELA и в ближайшее время ожидается от вступающего в строй эксперимента AMS-2 на МКС.

Эксперимент *PAMELA* (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) проводится на российском спутнике Ресурс-ДК1, который запущен на орбиту Земли в июне 2006 г. Основной задачей исследований является измерение потоков антивещества. PAMELA регистрирует позитроны и антипротоны в интервалах энергий 50 МэВ–270 ГэВ и 80 МэВ–190 ГэВ соответственно [222].

Прибор PAMELA включает в себя детекторы различного типа, позволяющие определять заряд, массу и скорость частиц (рис. 9) [223]. В центральной части прибора расположен магнитный спектрометр, состоящий из шести плоскостей двусторонних кремниевых микроstriповых детекторов и постоянного магнита с напряженностью поля 0,43 Тл. Спектрометр, который используется для определения заряда и импульса частиц, окружен системой сцинтилляционных детекторов, применяемых для получения триггерного сигнала и время-пролетной информации. Калориметр, в котором слой кремниевых детекторов чередуется с вольфрамовыми пластинами, используется для разделения адронов и лептонов. Для повышения надежности разделения под калориметром установлен нейтронный детектор. Полный вес прибора PAMELA 470 кг, а геометрический фактор составляет 21,5 см² ср.

Прибор способен определить избыток антипротонов в измеряемом спектре, если величина этого избытка соответствует моделям аннигиляции нейтрально в большинстве суперсимметричных сценариев [224]. Возможность регистрации частиц ТМ в позитронном канале сильно зависит от природы ТМ и плотности ее локального распределения. По оценкам [225, 226] из-

учение позитронного спектра, измеренного прибором PAMELA, даст возможность поиска частиц ТМ с массой до 550 ГэВ.

AMS-2 на борту МКС, возможности которого регистрировать частицы ТМ при измерении потоков γ -квантов обсуждались в разделе 5.2.1, будет способен с очень высокой точностью определять спектр позитронов [227]. Прецизионные измерения прибором AMS-2 энергии позитронов позволят обнаруживать тонкие детали Новой физики. В частности, если существуют антипротоны, природа которых обусловлена аннигиляцией частиц ТМ, то можно выделить каналы их аннигиляции и определить как происхождение самих частиц, так и соответствующий сценарий их образования. Высокую надежность результатов обеспечит и независимое измерение с помощью AMS-2 спектров γ -квантов.

6. Прямая регистрация вимпов

Идея прямого детектирования вимпов основана на предположении о том, что Галактика заполнена вимпами, поэтому при движении Земли многие из них проходят через Землю. Для оценки характеристик сигнала при прямой регистрации вимпов ключевыми параметрами являются: плотность распределения вимпов в Галактике, распределение их по скоростям в Солнечной системе, сечение рассеяния вимпов на нуклонах. Имея эти данные, можно оценить скорость счета событий R_{WIMP} исходя из выражения

$$R_{\text{WIMP}} \approx \sum_i N_i n_{\text{WIMP}} \langle \sigma_{\text{WIMP-nucleon}} v_{\text{WIMP}} \rangle,$$

где $N_i = M_{\text{detector}}/A_i$ — число ядер мишени типа i в детекторе массой M_{detector} , A_i — атомный вес ядра типа i , n_{WIMP} — плотность потока вимпов, $\langle \sigma_{\text{WIMP-nucleon}} v_{\text{WIMP}} \rangle$ — сечение вимп-нуклонного рассеяния, усредненное по скоростям вимпов v_{WIMP} относительно детектора. Характерной особенностью кинематики движения Земли в Галактике является годичное вращение Земли вокруг Солнца, которое приводит к результирующей скорости относительно Галактической системы координат

$$v = 220 (1,05 + 0,07 \cos [2\pi(t - t_m)]) \text{ [км с}^{-1}\text{]}.$$

Здесь время исчисляется в годах, а t_m приблизительно соответствует началу июня. Результатом этого движения является примерно 7%-ная вариация потока вимпов и, следовательно, скорости счета прямой регистрации в течение года.

Вимпы, движущиеся с типичными скоростями $\langle v_{\text{WIMP}} \rangle = 270 \text{ км с}^{-1}$, взаимодействуют с ядрами мишени в процессах упругого и неупругого рассеяния. В случае упругого рассеяния спектр отдач является экспоненциальным с типичной энергией $\langle E \rangle \approx 50 \text{ кэВ}$ [228]. При неупругом рассеянии вимпы взаимодействуют с орбитальными электронами в мишени, либо возбуждая их, либо ионизуя мишень. Вимп также может возбуждать ядро в неупругом процессе, так что возникает отдача ядра с последующей эмиссией фотона (примерно через 1 нс). Такие сигнатуры следует отличать от сигнатур фоновых событий. Средняя энергия отдачи ядра при столкновении вимпа с ядром массой m_A может быть

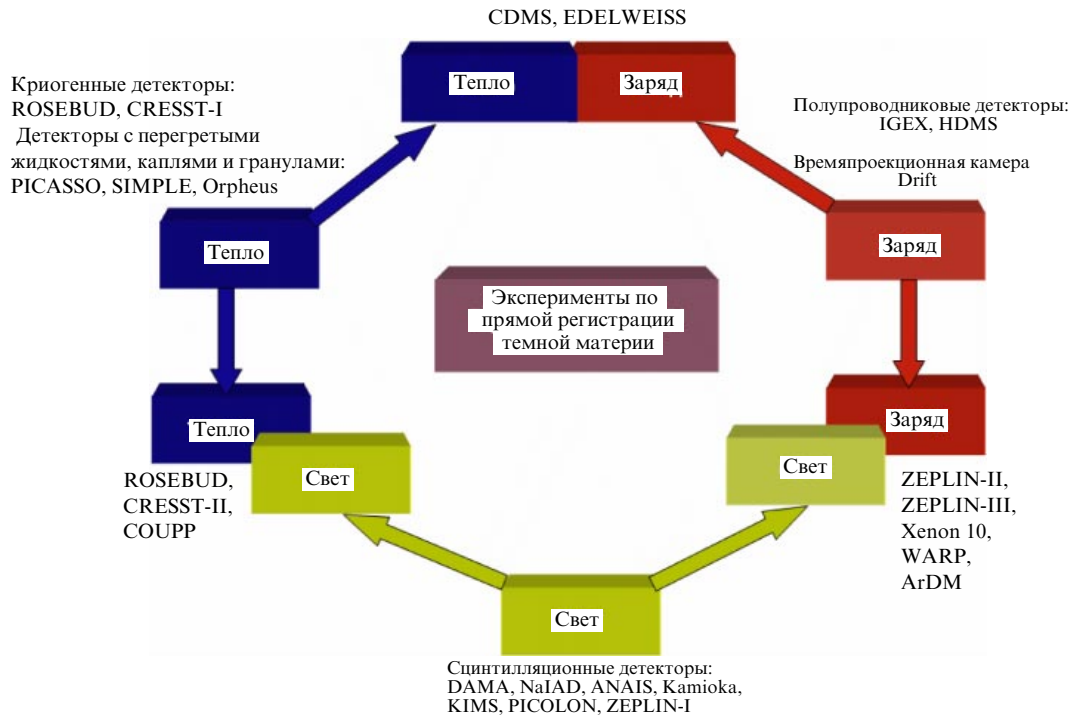


Рис. 10. Основные методы регистрации и эксперименты по поиску вимпов.

аппроксимирована как

$$\langle E \rangle \approx 1,6 A \left(\frac{M_{\text{WIMP}}}{M_{\text{WIMP}} + m_A} \right)^{1/2} [\text{кэВ}],$$

где A — число нуклонов в ядре, с которым сталкивается вимп.

Рассеяние вимпов обычно рассматривается в контексте двух типов связи. Аксиально-векторное (спин-зависимое) взаимодействие следует из связи со спиновым содержанием нуклона. Поскольку $\sigma \sim J(J+1)$, где J — спин ядра мишени, использование мишени из тяжелых ядер не дает преимуществ. В случае скалярного (спин-независимого) взаимодействия $\sigma \sim A^2$ и для поиска вимпов более перспективными оказываются мишени со средними и тяжелыми ядрами. Для вимпов, которые не являются майорановскими частицами, возможно также рассеяние через векторное взаимодействие (нейтрално и КК-состояния не имеют такой связи). Сечение вимп-нуклонного рассеяния очень мало, и, следовательно, необходима большая чувствительная масса детектора.

В экспериментах по прямой регистрации вимпов необходимо тем или иным методом измерить энергию, выделившуюся в процессе рассеяния вимпов на ядерной мишени. Для регистрации ядра отдачи и измерения его энергии могут быть использованы ионизационные, сцинтилляционные и тепловые детекторы или их комбинации (рис. 10). Важно подчеркнуть, что в отличие от тепловых детекторов, в которых почти 100 % энергии ядра отдачи ΔE преобразуется в тепловой сигнал, ионизационные детекторы имеют коэффициент преобразования энергии отдачи (квенчинг-фактор) в энергию, затрачиваемую на рождение электронно-дырочных пар, не более 30 %, а в сцинтилляционных детекторах в свет преобразуется не более 10 % энергии. В этом случае детектор, регистри-

рующий ядра отдачи, должен работать с порогом, не превышающим нескольких кэВ.

Существенным обстоятельством является то, что выходы для ионизации и сцинтилляций значительно выше, если первичное взаимодействие происходит с электроном, т.е. образуется электрон отдачи вместо ядра отдачи. Это имеет место для всех фоновых событий, инициированных рассеянием фотонов на электронах. Обычно такие события составляют главную компоненту фона. Как показывает практика проведения экспериментов, подавление этих фоновых электронов, остающихся даже при применении наиболее изощренных систем подавления фона (использование подземных лабораторий для защиты от КЛ, обеспечение пассивной и активной защиты, применение сверхчистых материалов), является одной из наиболее трудных и в то же время наиболее важных задач, решение которой, по сути, определяет пределы чувствительности экспериментов по прямым поискам вимпов. Регистрируя одновременно два сигнала (например, фонон + ионизация, или фонон + сцинтилляция, или ионизация + сцинтилляция), как это делается в "гибридных" детекторах (см. рис. 10), можно существенно подавить эту компоненту фона. Что касается фона нейтронов, то его подавление может быть осуществлено по сигнатуре многократного рассеяния, которое отсутствует в случае вимпов.

Таким образом, трудность постановки прямых экспериментов по поиску вимпов состоит в следующем: а) сечение вимп-нуклонного рассеяния очень мало ($< 10^{-6}$ пб), и, следовательно, необходима большая чувствительная масса детектора; б) малые энергии ядер отдачи ($\sim 10-100$ кэВ) измеряются с низкой эффективностью, следовательно, детектор должен работать с порогом, не превышающим нескольких кэВ; в) фоны КЛ и естественной радиоактивности очень велики, поэтому детектор необходимо размещать в глубоких под-

земных лабораториях, тщательно его экранировать и использовать в его конструкции радиационно-чистые материалы.

6.1. Детекторы, регистрирующие заряд

6.1.1. Полупроводниковые детекторы. В первых экспериментах по наблюдению вимпов использовались германиевые детекторы, которые имеют низкий энергетический порог и высокое разрешение. Изначально эти детекторы были оптимизированы для изучения двойного β -распада, но впоследствии стали использоваться и для наблюдения частиц ТМ. В последнее время для регистрации вимпов стали применяться времяпроекционные камеры.

IGEX (International Germanium Experiment) — эксперимент на глубине 2450 метров водного эквивалента (м.в.э.) в подземной лаборатории Канфранк, расположенной в испанских Пиренеях [229]. Детектор, окруженный свинцовой защитой, содержал 2 кг чистого изотопа германия ^{76}Ge . Счет событий в эксперименте составил $0,1 \text{ кэВ}^{-1} \text{ кг}^{-1} \text{ сут}^{-1}$, что находится на уровне расчетного фона.

HDMS (Heidelberg Dark Matter Search) — эксперимент в подземной лаборатории Гран-Сассо в Италии, на глубине 3400 м.в.э. [230], в котором использовалось два кристалла ^{73}Ge (один помещался в другой) с общим весом около 2,3 кг. Все события, которые регистрировались в обоих детекторах, имели фоновое происхождение, не связанное со взаимодействием вимпа. В этом эксперименте порог регистрации составлял $E_{\text{th}} \approx 4-7,5 \text{ кэВ}$ при энергетическом разрешении 2–4 кэВ. Измерения проводились в интервале энергий ядер отдачи 10–50 кэВ, и счет событий не превосходил уровня фона — $0,43 \text{ кэВ}^{-1} \text{ кг}^{-1} \text{ сут}^{-1}$.

6.1.2. Времяпроекционные камеры. Drift-II — эксперимент с использованием времяпроекционной камеры, проводимый в подземной шахте Боулби (Северный Йоркшир, Великобритания) на глубине 1100 м. Камера, объемом 1 м^3 , заполненная дисульфатом углерода (CS_2), работает с отрицательными ионными носителями заряда [231]. Принцип работы камеры основан на том, что при взаимодействии частицы, проходящей через газовую CS_2 -мишень, с веществом мишени образуются электрон-ионные пары, которые затем разделяются в сильном электрическом поле. Газ CS_2 — электроотрицательный, и образовавшиеся отрицательные ионы дрейфуют к одной из плоскостей многопроволочной пропорциональной камеры, работающей в лавинном режиме. В такой камере могут регистрироваться ядра отдачи от взаимодействия вимпов в газовом объеме. В настоящее время проводится калибровка прибора с использованием радиоактивных источников.

MIMAC (Micro-tpc Matrix of Chambers) — эксперимент с времяпроекционной камерой с высоким временным разрешением, в которой в качестве мишени для регистрации небарионной ТМ используется He^3 . В камере регистрируется ионизационный сигнал и проекция электронного трека [232]. Движение ядра отдачи, возникшего при рассеянии вимпа на He^3 , приводит к образованию электронов ионизации, которые могут регистрироваться при пороговой энергии, не превышающей 6 кэВ.

6.2. Сцинтилляционные детекторы, регистрирующие свет

Большие массы детектора можно получить с использованием сцинтиллятора типа NaI или жидкого ксенона в очень чистом контейнере.

DAMA (Dark Matter) — эксперимент в подземной лаборатории Гран-Сассо, в котором использовалось около 100 кг высокочистого NaI(Tl)-сцинтиллятора (девять независимых детекторов весом по 9,7 кг каждый) [233]. Энергетический порог в эксперименте составлял $E_{\text{th}} \approx 2 \text{ кэВ}$, энергия ядер отдачи достигала $\approx 22 \text{ кэВ}$. Энергетическое разрешение сцинтилляторов исследовалось с использованием нескольких радиоактивных источников (^{55}Fe , ^{109}Cd , ^{241}Am). В эксперименте регистрировался эффект влияния движения Земли вокруг Солнца на взаимодействие частиц ТМ в ядерной мишени. Если рассматривать ТМ, сконцентрированную в Галактическом гало, то Земля будет пересекать большой поток частиц ТМ в июне (когда вектор скорости частиц ТМ совпадает с направлением движения Солнечной системы относительно Галактики). Наименьшее число событий взаимодействия в детекторах должно наблюдаться в декабре, когда две скорости взаимно противоположны.

Набор данных в эксперименте DAMA происходил в течение семи годовых циклов. Сеансы измерений начинались до момента времени, в который счет должен быть минимальным (2 декабря), и заканчивались после ожидаемого максимума (2 июня). Полная экспозиция детекторов составила 107731 кг сут . Результат счета событий в энергетическом интервале 2–6 кэВ показал наличие модуляций на уровне достоверности $6,3\sigma$ (рис. 11), что коллаборация DAMA интерпретировала как свидетельство существования в гало вимпов с массой $m_{\text{WIMP}} \approx 52 \text{ ГэВ}$ при сечении аннигиляции $\sigma_{\text{WIMP-nucleon}} \approx 7,2 \text{ пб}$. Однако этот результат до сих пор не подтвержден ни в одном из экспериментов по поиску ТМ.

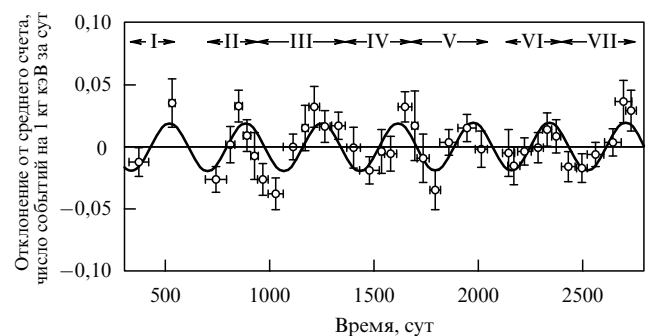


Рис. 11. Годовая модуляция счета событий в энергетическом интервале 2–6 кэВ, измеренная в эксперименте DAMA [233].

Вторая очередь эксперимента — DAMA/LIBRA (Large sodium Iodide Bulk for Rare processor) — началась в 2003 г. В новом эксперименте используется 250 кг NaI(Tl)-сцинтиллятора (матрица, собранная из 25 кристаллов весом по 9,7 кг каждый) [234]. К началу 2007 г. экспозиция составила $1,5 \times 10^5 \text{ кг сут}$. Пока коллаборация DAMA/LIBRA не представила результатов анализа данных по регистрации ТМ в новом эксперименте.

NaIAD (NaI Advanced Detector) — эксперимент, проведенный в подземной шахте Боулби [235]. Для

наблюдения частиц ТМ в эксперименте использовались шесть кристаллов сцинтиллятора NaI с общим весом 46 кг. Световые сигналы регистрировались ФЭУ, присоединенными к кристаллу с обоих концов. Для защиты от природной радиоактивности горных пород детектор окружался оболочкой из меди и свинца. Энергетический порог детектора составлял ~ 2 кэВ, анализ данных проводился в области энергий 2–30 кэВ. Экспозиция детектора составила 10,6 кг год. Значимых отклонений от фонового счета событий в детекторе NaIAD обнаружено не было.

ANAIS (Annual modulation with NaI's) — эксперимент в подземной лаборатории Канфранк [236]. В эксперименте использовались 14 кристаллов сцинтиллятора NaI, каждый весом 10,7 кг. Гексагональная конструкция, собранная из этих сцинтилляторов, была окружена оболочкой из свинца толщиной 10 см, слоями кадмия толщиной 2 мм и 40-сантиметровыми слоями полиэтилена. Кроме того, вся установка погружалась в бак с водой с добавками бора. Энергетический порог регистрации в эксперименте составлял ~ 4 кэВ, анализировались события с энергиями вплоть до 100 кэВ. При полной экспозиции детектора 2070 кг сут счет событий составлял $1,2 \text{ кэВ}^{-1} \text{ кг}^{-1} \text{ сут}^{-1}$. Никакого аномального превышения числа событий над уровнем фона во всем исследуемом энергетическом интервале обнаружено не было.

Kamioka-CaF₂(Eu) — эксперимент в Японии, в шахте Камиоканде на глубине 2700 м.в.э. Детектор содержал сцинтилляционный кристалл CaF₂(Eu) весом 310 г, окруженный радиационной защитой, состоящей из медной, свинцовой и полиэтиленовой оболочек с толщиной соответственно 15, 15 и 20 см [237]. Кристаллы CaF₂(Eu) имеют световыход, составляющий около 50 % от световыхода NaI(Tl), и поэтому энергетический порог детекторов, созданных на основе кристаллов CaF₂(Eu), несколько выше, чем у детекторов на кристаллах NaI(Tl). Световой сигнал от кристалла регистрируется ФЭУ и поступает на вход цифрового осциллографа. В установке Kamioka-CaF₂(Eu) счет событий с энергиями ≤ 10 кэВ составил $10 \text{ кэВ}^{-1} \text{ кг}^{-1} \text{ сут}^{-1}$, что соответствует фоновой нагрузке детектора.

KIMS (Korea Invisible Mass Search) — эксперимент в Корее, в подземной шахте Янгян на глубине 700 м. В эксперименте используются четыре сцинтилляционных кристалла CsI(Tl) с общей массой 34,8 кг [238]. Сцинтилляционный свет регистрируется ФЭУ с двух торцевых поверхностей кристалла и записывается с помощью сверхбыстрых аналого-цифровых преобразователей. Полная экспозиция детектора составила 3409 кг сут. После выделения зарегистрированных фоновых событий число полезных событий, которые могли бы быть ассоциированы с наблюдением ядра отдачи, согласуется с нулевым результатом обнаружения вимпов.

PICOLON (Planar Inorganic Crystals Observatory for Low-background Neutralino) — эксперимент, планируемый в японской обсерватории Oto Cosmo, расположенной на глубине 1200 м.в.э. в 100 км от Осаки [239]. В этом эксперименте будет применен новый подход к регистрации вимпов в сцинтилляционном детекторе. Этот подход заключается в использовании нескольких кристаллопластин NaI с очень малой толщиной ($\sim 0,05$ см) и большой площадью ($6,6 \times 6,6 \text{ см}^2$). Идея такой постановки эксперимента заключается в том, что длина пробега ядра отдачи настолько мала, что вся энергия вы-

деляется в одной пластине. С другой стороны, γ -кванты с эквивалентной энергией выходят за пределы пластины, в которой произошло взаимодействие, и попадают в прилегающие к ней пластины. Организуя систему анти-совпадений (вето-систему), можно выделять события, в которых сигнал регистрируется только в одной пластине и с большой вероятностью может быть отождествлен с сигналом от ядра отдачи.

В первой фазе эксперимента используется три тонких кристалла, на втором этапе кристаллы, число которых увеличится до шестнадцати, будут установлены один над другим. Сцинтилляционный свет предполагается регистрировать четырьмя ФЭУ, расположенными в углах каждого кристалла. Детектор будет иметь порог ~ 2 кэВ и линейный отклик вплоть до энергий ~ 120 кэВ. Детекторы будут окружены радиационной защитой из меди и свинца.

ZEPLIN (ZonEd Proportional scintillation in LIquid Noble gases) — эксперимент в подземной шахте Боулби. В первой фазе эксперимента — ZEPLIN-I — в качестве сцинтиллятора использовалось 3,1 кг жидкого ксенона [240]. Этот опыт оказался неудачным, так как шум электроники оказался слишком велик, а энергетическое разрешение было слишком мало для того, чтобы уверенно выделять полезные сигналы. Развитием этого эксперимента стало создание установок ZEPLIN-II и ZEPLIN-III, в которых использовался ксенон в жидкой и в газовой фазах и в качестве сигналов регистрировался заряд и сцинтилляционный свет.

6.3. Криогенные детекторы, регистрирующие тепло

В последнее десятилетие для регистрации вимпов наиболее активно используются криогенные детекторы. Это связано с тем, что при очень низких температурах теплоемкость приближенно следует закону Дебая ($\sim T^3$) и можно проводить калориметрические измерения даже при очень малых выделенных энергиях. При измерении энергии отдачи уже достигнут энергетический порог 1 кэВ. Снижение теплоемкости при $T \rightarrow 0$ позволяет в технически достижимых температурных областях получать регистрируемые в макроскопическом рабочем теле температурные отклики ~ 1 мкК на энерговыделение величиной в несколько электронвольт. Кроме того, энергетическая цена элементарного фонового возбуждения в криогенных детекторах значительно ниже (менее 1 мэВ), чем в классических детекторах на основе полупроводников или сцинтилляторов. Поэтому криогенные детекторы дают возможность достичь беспрецедентно высоких чувствительности и энергетического разрешения.

ROSEBUD (Rare Objects SEarch with Bolometers UndergrounD) — эксперимент в подземной лаборатории Канфранк, оборудование которого включало в себя три сапфировых болометра с Ge-термосопротивлениями [241]. Полная масса кристаллов сапфира составляла около 100 г. Кристаллы в тонкой оболочке из свинца и меди высокой чистоты были погружены в жидкий гелий при температуре 20 мК. Внешняя защита детектора состояла из свинцовых блоков и кадмиевой фольги. Установка помещалась на специальную виброизолирующую платформу в клетке Фарадея. Порог регистрации составлял ~ 2 кэВ. Число фоновых событий в области энергий 2–100 кэВ достигало ~ 5 событий на 1 кэВ кг сут, что на порядок выше, чем в кремниевом

детекторе. Отклонений в энергетическом спектре фоновых событий не обнаружено.

Продолжение эксперимента ROSEBUD было связано с исследованием возможности использования для регистрации вимпов болометров на кристаллах CaWO_4 и BGO. Сравнение спектров, полученных с помощью болометров различного типа, позволяет определить зависимость счета событий от атомной массы кристалла. Однако кристалл BGO оказался практически непригодным для регистрации ядер отдачи при упругом рассеянии вимпов, так как его порог регистрации слишком высок: ~ 6 кэВ [242].

Kamioka-NaF — эксперимент, проводившийся в подземной лаборатории Камиоканде, оборудование которого состояло из восьми NaF-болометров с полной массой 176 г [243]. Каждый болометр включал в себя кристалл NaF размером $2 \times 2 \times 2$ см³ и германиевый термистор. Для вимпов с массами 27 ГэВ ограничение на вимп-нуклонное сечение составило $\sigma_{\text{WIMP-nucleon}} \leq 27$ пб.

CRESST-I (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers) — эксперимент, проводившийся в подземной лаборатории Гран-Сассо, в котором использовался сапфировый болометр с массой кристалла 262 г [244]. В эксперименте при пороге $E_{\text{th}} \approx 500$ эВ достигалось разрешение ≈ 133 эВ при энергии 1,5 кэВ.

6.4. Детекторы на основе перегретых жидкостей и сверхпроводящих гранул, регистрирующие тепло

Один из подходов к созданию детекторов для регистрации вимпов связан с использованием перегретых жидкостей. Такие детекторы работают по принципу пузырьковой камеры, в которой малое энерговыделение в ее объеме нарушает метастабильное состояние жидкости, приводя к образованию пузырьков, регистрируемых оптическими приборами или акустическими сенсорами. Для возникновения фазового перехода необходимо минимальное энерговыделение, поэтому детекторы, использующие перегретые жидкости, являются пороговыми приборами. Рабочие температура и давление подбираются таким образом, чтобы только ядра отдачи могли вызывать образование пузырьков. Электроны отдачи, возникающие при взаимодействиях γ -квантов, имеют меньшее энерговыделение и не приводят к образованию пузырьков.

COUPP (Chicagoland Observatory for Underground Particle Physics) — детектор, представляющий собой аналог пузырьковой камеры, заполненной жидким CF_3I весом 2 кг [245]. В 2005 г. камера была размещена в туннеле нейтринного канала NuMI Тэватрона на глубине 300 м.в.э. Образование пузырьков регистрировалось оптическими камерами и акустическими датчиками. Использование двух сигналов обеспечивало пространственную реконструкцию образовавшегося пузырька с точностью 1 мм. Эта информация обеспечивала выделение событий ядер отдачи на фоне событий, обусловленных множественным рассеянием нейтронов. Однако на первом этапе эксперимента COUPP не было предусмотрено методов минимизации фона ядер отдачи альфа-частиц, возникающих при радиоактивном распаде радона, в малом количестве присутствующего в окружающей среде. Полная экспозиция детектора составила 250 кг сут. Полезных событий выделено не было.

Сейчас проектируется новая камера, в которой вес CF_3I достигнет 80 кг и в которой предусмотрено выделение радонового фона [246]. Камеру предполагается установить в подземной лаборатории (Соудан, США), где работает детектор CDMS-II.

PICASSO (Project In CANada to Search for Supersymmetric Objects) — эксперимент с детектором, в котором используются перегретые капли C_4F_{10} , внедренные в гель, основу которого составляет полимеризованная эмульсия [247]. Эксперимент проводился в самой глубокой (~ 6000 м.в.э.) подземной лаборатории в мире — SNO (Садбери, Канада). Гель является активной мишенью для взаимодействия вимпов, а перегретые капли диаметром 10–100 мкм работают по принципу минипузырьковой камеры. Фазовый переход к нормальному состоянию сопровождается взрывом капли и регистрируется с помощью пьезоэлектрических датчиков, размещенных на внешней поверхности стенок детектора. Фазовый переход связан с изменением температуры и давления в геле, окружающем каплю, а также со спецификой энергетических потерь частицы, пересекающей чувствительный объем детектора. Это позволяет выделить ядра отдачи ^{19}F на фоне частиц с малой плотностью ионизации. Энергетический порог регистрации ядер может варьироваться при изменении температуры и давления в детекторе. Температурная зависимость энергетического порога определялась при калибровочных измерениях с нейтронными, γ - и α -источниками и сравнивалась с результатами расчета по методу Монте-Карло. Три детектора объемом 1,5 л каждый начали работать в 2004 г. Эти детекторы представляют собой цилиндрические контейнеры из полипропилена со стальной крышкой, заполненные полимеризованной эмульсией с каплями C_4F_{10} . Изменение температуры в диапазоне 20–47 °С позволяло обнаруживать ядра отдачи с энергией 6–500 кэВ. При экспозиции, составившей 1,98 кг сут, измеренный энергетический спектр полностью согласовывался с температурной зависимостью, характерной для α -частиц, которая сильно отличается от температурной зависимости в случае ядер отдачи, индуцированных вимпами. Ограничение на вимп-нуклонное сечение составило 1,3 пб при массе вимпа 29 ГэВ.

В настоящее время число детекторов, используемых в PICASSO, постепенно увеличивается. Установка из 32 детекторов позволит довести активную массу прибора до 3 кг. При экспозиции 280 кг сут ожидается достичь чувствительности к вимп-нуклонному сечению на уровне 5×10^{-38} см².

SIMPLE (Superheated Instrument for Massive Particle searches) — эксперимент в подземной лаборатории LSBB (Laboratoire Souterrain Bas Bruit) во Франции (глубина 1500 м.в.э.), в котором используется детектор на основе перегретых капель фреона C_2ClF_5 [248]. Принцип работы установки SIMPLE полностью аналогичен принципу работы PICASSO. Четыре детектора объемом по 5 л каждый имели гелиевую основу, в которую были введены капли C_2ClF_5 с полной активной массой около 43 г. Детекторы помещались в бак с очищенной от примесей водой объемом 700 л, который окружался тройным слоем звуковой и тепловой изоляции. Для регистрации акустических волн, сопровождающих фазовый переход, внутри водного объема размещались пьезоэлектрические микрофоны, а снаружи устанавливался звуковой

монитор. В случае регистрации кандидата в событие на любом из детекторов в память компьютера записывалась температура, давление и форма сигнала в виде фурье-образа.

Полная экспозиция установки SIMPLE составила 0,42 кг сут. Счет сигналов в детекторе полностью согласуется с вкладом фона. Несмотря на меньшую, чем в PICASSO экспозицию, ограничения на вимп-нуклонное сечение в эксперименте SIMPLE эквивалентны ограничениям PICASSO. Этот результат продемонстрировал важность использования в эксперименте пассивной защиты от фона и материалов с высокой радиационной чистотой.

Orpheus (название заимствовано из греческой мифологии) — детектор, в котором в качестве активной мишени для взаимодействия вимпов используются сверхпроводящие Sn-гранулы, на протяжении нескольких лет работает в неглубокой (70 м.в.э.) подземной лаборатории в Берне [249]. Гранулы со средним размером 36 мкм равномерно распределены в диэлектрике, помещенном в магнитное поле. В детекторе регистрируется изменение магнитного потока, вызванное фазовым переходом, инициированным взаимодействием вимпов со сверхпроводящими гранулами, которые находятся в метастабильном состоянии. Детектор работает при температуре ~ 115 мК, и выделение ее из сверхпроводящего состояния в нормальное. Изменение магнитного потока, которое происходит в результате исчезновения эффекта Мейснера, регистрируется токовыми обмотками с использованием квантового интерферометра SQUID (Superconducting Quantum Interference Device).

В эксперименте *Orpheus* используется четыре цилиндрических модуля, каждый из которых содержит 14 контейнеров, заполненных Sn-гранулами. Полная масса гранул в детекторе составляет ~ 420 г. Детекторные модули окружены сверхпроводящим NiTi-соленоидом, обеспечивающим магнитное поле 40 мТл. Внешняя защита, которая состоит из слоев меди и свинца толщиной соответственно 5 и 15 см, обеспечивает поглощение γ -квантов. Слой полиэтилена, насыщенного бором, используется в качестве поглотителя нейтронов. Сцинтилляционная вето-система отделяет проходящие через установку мюоны.

Измерения показали, что имеется большой уровень шума: $\sim 2 \times 10^3$ событий на 1 кг за сутки, который не

удаётся подавить. Это ставит под сомнение целесообразность дальнейшего проведения эксперимента.

6.5. Комбинированные детекторы, регистрирующие световой и тепловой сигналы

CRESST-II — первый эксперимент по наблюдению вимпов, в котором использовались детекторы, позволяющие как наблюдать световой сигнал, так и регистрировать фононы [250]. Для этого эксперимента были разработаны криогенные детекторы на основе кристаллов CaWO_4 (рис. 12).

Для защиты от фона, создаваемого природной радиоактивностью, детектор окружен оболочкой из меди и свинца. В детекторе ядра отдачи с энергиями ~ 10 кэВ с высокой эффективностью отделяются от радиоактивного γ - и β -фона. Четыре канала SQUID-системы позволяют работать независимо как в фоновой моде, так и сцинтилляционном режиме.

Один модуль детектора состоит из сцинтилляционного кристалла CaWO_4 весом ~ 300 г, работающего как криогенный калориметр (фононный канал). Вблизи сцинтилляционного кристалла установлен криогенный детектор, оптимизированный для регистрации света от сцинтилляций (световой канал). Фононный канал предназначен для измерения энергии, переданной ядром отдачи в кристалле CaWO_4 в упругом рассеянии вимпа с ядром. Так как сигнал ядра отдачи отличается по световыходу от сцинтилляционного света, излучаемого электроном или γ -квантом с той же самой энергией, то происходит эффективное выделение фона электронов и γ -квантов, что дает возможность проводить независимые измерения фононного и светового сигналов.

В детекторном модуле используется цилиндрический кристалл CaWO_4 диаметром 40 мм. Детектор света помещается сверху на плоскую поверхность кристалла, и вся конструкция окружается светоотражающей многослойной полимерной фольгой. Установка работает при температуре около 10 мК. Вольфрамовый термометр находится в промежуточном состоянии между сверхпроводящим и нормальным состояниями. В этом режиме малое возрастание температуры термометра приводит к относительно большому увеличению его сопротивления, которое измеряется посредством двух параллельных обмоток. Один конец обмотки закреплен на сверхпроводящей пленке, а другой через сопротивление соединен с интерферометром SQUID, что обеспечивает высокую

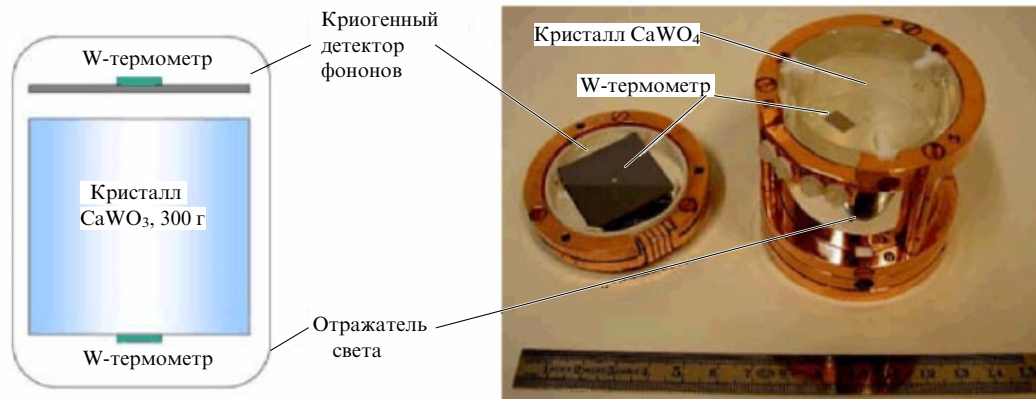


Рис. 12. Схема и фотография детектора CRESST-II [250]. W-термометр — вольфрамовый термометр.

чувствительность измерений изменения тока. Возрастные сопротивления термометра и увеличение тока приводит к возрастанию выходного напряжения на SQUID.

В первых измерениях, проведенных в 2004 г. на двух модулях детекторов, счет регистрируемых сигналов составил $0,87 \pm 0,22 \text{ кг}^{-1} \text{ сут}^{-1}$. Это полностью соответствует расчетному сигналу от фона электронов и γ -квантов. Следующий шаг в развитии детектора CRESST связан с установкой дополнительных 33 модулей с усовершенствованной 66-канальной SQUID-системой считывания, применением защиты от нейтронов и вето-системы для мюонов.

6.6. Комбинированные детекторы, регистрирующие ионизационный и тепловой сигналы

CDMS (Cryogenic Dark Matter Search) явился первым экспериментом, в котором для регистрации вимпов проводились независимые измерения ионизационного и теплового сигналов с помощью криогенного германиевого детектора. До 2002 г. эксперимент проводился в Стэнфордской лаборатории, где детектор имел довольно слабую защиту от мюонов и нейтронов и выделение фона было основано только на нормировке на результаты Монте-Карло-моделирования. Несмотря на это, в течение нескольких лет ограничение CDMS на существование ТМ оставалось самым сильным [251].

В 2003 г. модернизированный детектор CDMS-II был помещен в подземную шахту Соудан в Миннесоте (США), расположенную на глубине 2090 м.в.э. [252]. Использовались четыре германиевых кристалла весом 250 г и два кремниевых детектора весом 100 г, которые охлаждались до температуры меньшей 50 мК (рис. 13). Для подавления γ -фона и нейтронного фона детекторы окружались защитой, состоящей из слоев меди (0,5 см), свинца (22,5 см) и полиэтилена (50 см). Заряженные частицы (в основном мюоны), проходящие через детектор, выделяются вето-системой, основанной на сцинтилляционных счетчиках.

В CDMS-II события с ядрами отдачи отделяются от событий электронного рассеяния по двум независимым каналам. Во-первых, регистрируется ионизация в кристалле высокочистого германия, находящемся между электродами, к которым приложено напряжение в несколько вольт. При данной энергии электроны отдачи

имеют большую ионизирующую способность, чем ядра. Во-вторых, с помощью тепловых сенсоров регистрируется тепловыделение при низкой температуре. Фононный сигнал от ядра отдачи является более длительным и приходит позднее, чем сигнал от электрона отдачи. Основным источником фона, который может создать нужное отношение тепло/ионизация, рассчитываемое в предположении рассеяния вимпа на ядре германия, являются ядра отдачи, индуцированные нейтронами.

Порог регистрации ядра отдачи в детекторе составлял 2 кэВ. Анализ событий с энергиями в интервале 10–100 кэВ, регистрируемых в течение экспозиции CDMS-II равной 19,4 кг сут, позволил на 90%-ном уровне достоверности исключить существование вимпов с массами менее 60 ГэВ при вимп-ядерных сечениях больших $4 \times 10^{-43} \text{ см}^2$. На сегодня это ограничение является одним из лучших.

В качестве развития эксперимента было предложено создать новый детектор SuperCDMS и разместить его в лаборатории SNO в Канаде, которая находится в одной из самых глубоких (~ 6000 м.в.э.) подземных шахт в мире [253]. Предполагается использовать детекторы, конструкция которых аналогична CDMS-II, и последовательно наращивать их число. На первом этапе будут использоваться детекторы с общей массой германия около 27 кг, на втором — 145 кг, и на последнем — 1100 кг. Установка SuperCDMS позволит исследовать вимп-ядерные сечения со значениями вплоть до 10^{-44} – 10^{-46} см^2 .

EDELWEISS (Expérience pour DEtecteur Les WIPs's en Site Souterrain) — детектор, расположенный в подземной лаборатории Модан на глубине ~ 4800 м.в.э. в туннеле, соединяющем Францию и Италию. Так же как и в CDMS, в эксперименте EDELWEISS для регистрации вимпов использовались криогенные германиевые детекторы, регистрирующие тепловой и ионизационный сигналы. На первом этапе (2000–2003 гг., эксперимент EDELWEISS-I) работало три детектора, каждый из которых содержал изотоп ^{73}Ge , весом 320 г [254]. Детекторы представляли собой германиевый кристалл цилиндрической формы с алюминиевыми электродами для регистрации ионизационного сигнала и тепловыми сенсорами, приклеенными на один из электродов для регистрации фононного сигнала. Детекторы работали независимо в криостате при температуре 17 мК. Установку окружала защита, содержащая слои парафина, свинца и меди толщиной 30, 15 и 10 см соответственно. За три года полная экспозиция составила 62 кг сут. Энергетический порог регистрации ядер отдачи составлял 13 кэВ. В детекторе EDELWEISS-I было зарегистрировано 40 событий с энергиями в интервале 15–200 кэВ, которые являлись кандидатами в сигналы ядра отдачи от взаимодействия вимпа. Анализ данных показал, что источником сигналов, имитирующих сигналы ядра отдачи, могут быть нейтроны и электроны отдачи, образованные вблизи поверхности кристалла. Ограничение на спин-независимое сечение, полученное в EDELWEISS-I, оказалось примерно в три раза хуже, чем в эксперименте CDMS-II, где события с электронами отдачи вблизи поверхности эффективно отделялись на основе определения времени прихода фононного сигнала.

Работа детектора EDELWEISS была продолжена на втором этапе эксперимента — EDELWEISS-II, в котором были существенно подавлены источники фона и

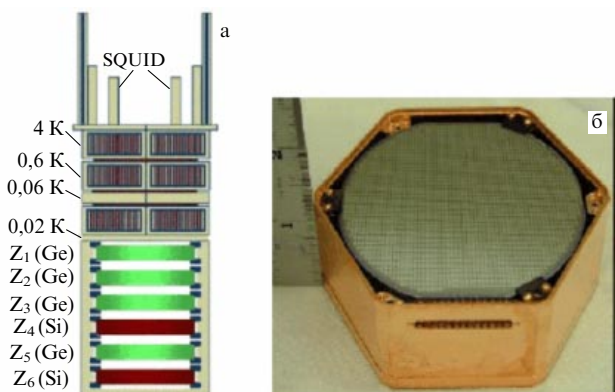


Рис. 13. (а) Схема детектора CDMS-II. (б) Структурный модуль детектора SuperCDMS с мишенью, содержащей кристаллы Ge с полной массой 640 г. Z₁–Z₆ — полупроводниковые детекторы для измерения заряда [252].

увеличена активная масса детектора [255]. Для подавления фона γ -квантов криостат окружен защитным свинцовым слоем толщиной 20 см. Источником нейтронов могут являться радиоактивность окружающей горной породы и взаимодействия мюонов космических лучей в защитной оболочке детектора. Нейтронный фон низкой энергии подавляется на три порядка величины при использовании полиэтиленовой защиты толщиной 50 см. Набор из 42 полос пластических сцинтилляторов общей площадью 100 см^2 , полностью окружающий установку, используется в качестве мюонной вето-системы. Эта система метит события с мюонами, которые провазимодействовали в свинцовой защите с образованием нейтронов. Источником недетектируемого фона являются только высокоэнергичные нейтроны, образованные взаимодействиями мюонов, не помеченных вето-системой.

Объем криостата в EDELWEISS-II составляет 50 л. В этом объеме размещаются три типа детекторов. Во-первых, это 110 детекторов Ge-NTD (neutron-transmutation doped Ge) весом по 330 г каждый, которые аналогичны использованным в EDELWEISS-I. Второй тип детекторов представляют собой кристаллы германия весом по 400 г с новыми алюминиевыми электродами и двумя NbSi-изолирующими термометрическими слоями. Третьим типом детекторов являются кристаллы Ge-NTD весом по 400 г с внутренней системой электродов. Новые типы германиевых детекторов были специально разработаны коллаборацией EDELWEISS для надежного выделения событий вблизи поверхности. Предполагается использовать по 20 детекторов второго и третьего типов. В полном объеме EDELWEISS-II начнет работать в конце 2009 г.

Рассчитанное значение числа событий с участием ядер отдачи с энергиями большими 10 кэВ в установке EDELWEISS-II составляет 10^{-3} на 1 кг за сутки. Это эквивалентно чувствительности к вимп-нуклонному сечению 10^{-8} пб для вимпов с массой $\sim 100 \text{ ГэВ}$, что на два порядка величины ниже, чем в EDELWEISS-I.

6.7. Комбинированные детекторы, регистрирующие световой и ионизационный сигналы

ZEPLIN-II — второй этап эксперимента ZEPLIN, на котором впервые использовался детектор на основе ксенона в жидком и газообразном состояниях [256]. Проходящая через объем жидкой мишени частица ионизирует среду, в результате чего свободные электроны в приложенном электрическом поле движутся по направлению к газовой фазе и, попадая в нее, ионизируют атомы газа. В результате электролюминесценции снимается возбуждение атомов и излучается свет. Принцип использования таких детекторов основан на том, что различные частицы, проходя через чувствительный объем детектора, дают разные вклады в сигналы, которые регистрируются в виде сцинтилляционного света и ионизационных потерь (рис. 14). Различие между двумя этими сигналами позволяет разделять взаимодействия с электронами и ядрами отдачи. Вимпы должны упруго рассеиваться на ядрах Xe, таким образом, сигнатура взаимодействий ядер отдачи будет значительно отличаться от сигнатуры взаимодействий γ -квантов и электронов отдачи.

ZEPLIN-II содержит 31 кг жидкого ксенона, заключенного в медный резервуар диаметром 50 см, высотой 13 см, объем которого просматривается семью ФЭУ.

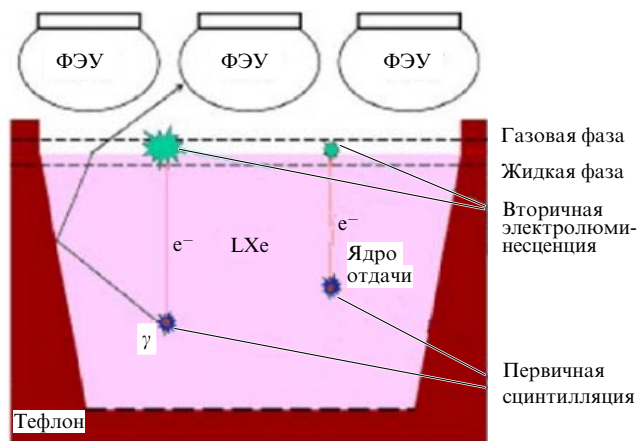


Рис. 14. Принцип регистрации сигналов в двухфазном ксеноновом детекторе. Частица, попадая в детектор, взаимодействует в жидком ксеноне, в результате чего возникает первичный сцинтилляционный сигнал. Вторичные электроны дрейфуют по направлению к газовой фазе, в которой дают вторичный электролюминесцентный сигнал. Оба сигнала регистрируются системой ФЭУ, расположенной в верхней части детектора.

Газовый промежуток высотой 2 см находится над поверхностью жидкого ксенона. Система электродов обеспечивает напряженность электрического поля $1,8 \text{ кВ см}^{-1}$ в жидкой фазе и 2 кВ см^{-1} в пограничной области жидкость–газ. Низкий порог в этом детекторе достигается благодаря регистрации сцинтилляционного света фотоумножителями, находящимися в жидкой фазе. Для измерения ионизационных потерь в жидком ксеноне требуется обеспечить большое время жизни ионов по сравнению с временем жизни свободных электронов. Это достигается посредством использования ксенона сверхвысокой очистки. В первой экспозиции детектора, составившей 225 кг сут, измеренное число событий не превысило расчетного фоновое значение. Ограничение на вимп-нуклонное сечение составило $6,6 \times 10^{-7}$ пб.

ZEPLIN-III — последний этап создания модернизированного ксенонового детектора с двухфазной эмиссией [257]. В ZEPLIN-III используется матрица из 31 ФЭУ, экранированных медной фольгой. Матрица просматривает слой жидкого ксенона толщиной 40 мм, над которым находится слой газа толщиной 5 мм. Между медным электродом, который ограничивает газовую фазу, и сеткой, ограничивающей активную область жидкой фазы, прикладывается напряжение до 40 кВ. При этом достигается хорошая реконструкция события во всех трех направлениях: в горизонтальной плоскости пространственное разрешение составляет $\sim 10 \text{ мм}$, в вертикальном направлении — $\sim 50 \text{ мкм}$. Медный резервуар с ксеноновой мишенью и ФЭУ погружен в криостат с жидким азотом. Сейчас проводятся калибровка прибора и подготовительные работы для проведения наблюдений вимпов.

Xenon 10 — ксеноновая времяпроекционная камера в лаборатории Гран-Сассо [258]. В детекторе независимо измеряется сцинтилляционный свет в жидкой фазе и ионизация, пропорциональная сцинтилляционному свету, в газовой фазе. По величине отношения этих двух сигналов могут быть выделены события с ядрами отдачи с энергиями, меньшими $4,5 \text{ кэВ}$. Времяпроекционная камера заключена в тефлоновый цилиндр диаметром

20 см и высотой 15 см, который используется как отражатель света и электрический изолятор. Масса ксеноновой мишени составляет 15 кг. Четыре стальных сетчатых электрода (два в жидкой и два в газовой фазах) при подаче на них напряжения создают электрическое поле, необходимое для дрейфа электронов ионизации в жидкости. Напряженность поля в жидкой фазе составляет $0,73 \text{ кВ см}^{-1}$. Затем электроны выталкиваются с поверхности жидкости и ускоряются в газонаполненном промежутке. Нижняя плоскость из 41 компактного ФЭУ регистрирует в жидкой фазе прямой сцинтилляционный свет, верхняя из 48 ФЭУ — пропорциональный световой отклик в газовой фазе. Снаружи активного объема находится прослойка, содержащая 10 кг жидкого ксенона, в которой специальное криогенное оборудование поддерживает температуру около -93°C . Внешнюю защиту детектора образуют оболочки из полиэтилена и свинца толщиной 20 см каждая.

Детектор был собран в начале 2006 г. В результате первой 58-дневной экспозиции зарегистрировано около 1800 событий, 10 из которых можно интерпретировать как сигнал ядра отдачи от вимпа. На основании этого факта был установлен верхний предел для вимп-нуклонного сечения $\sim 8,8 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ для вимпов с массой 100 ГэВ и $\sim 4,5 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ для вимпов с массой 30 ГэВ.

В развитие эксперимента по поиску вимпов в лаборатории Гран-Сассо в 2008 г. планируется ввести в строй детектор Xenon 100. Принцип работы ксеноновой камеры Xenon 100 аналогичен использованному в Xenon 10, но масса заключенного в ней жидкого ксенона будет на порядок больше — 150 кг. Кроме того, планируется создать дополнительную активную внешнюю защиту также из жидкого ксенона. Внутренняя мишень должна просматриваться 250 ФЭУ. В детекторе Xenon 100 предполагается достичь чувствительности к определению вимп-нуклонного сечения на уровне $\leq 9 \times 10^{-45} \text{ см}^2$.

WARP (Wimp ARGon Programme) — жидкоаргоновая дрейфовая камера, которая начала работать в лаборатории Гран-Сассо в 2006 г. [259]. Идеологию создания жидкоаргоновых времяпроекционных камер с электронным считыванием информации на протяжении многих лет развивала коллаборация ICARUS (Imaging Cosmic and Rare Underground Signals) [260]. В жидкоаргоновой камере с высокой точностью определяются импульсы как релятивистских, так и нерелятивистских частиц и обеспечивается калориметрия с высоким энергетическим разрешением. Как и в камере с жидким ксеноном, в жидкоаргоновой камере для поиска вимпов необходимо определять отношение сигналов "свет/заряд", измерять быструю и медленную компоненты сцинтилляционного света, восстанавливать топологию события и вклады процессов множественного рассеяния. Коллаборация WARP использовала двухфазную аргоновую дрейфовую камеру объемом 2,3 л. В газовой фазе, находящейся поверх жидкого аргона, расположен массив из 7 ФЭУ. Поверхность жидкого аргона покрыта слоем специальной добавки, смещающей спектр ультрафиолетовых фотонов, излучаемых при сцинтилляциях в жидком аргоне, к области спектра, к которой чувствительны фотокатоды ФЭУ. Полная длина дрейфа в камере 7,5 см, напряженность поля 1 кВ см^{-1} . Экспозиция детектора составила 96,5 кг сут. Ограничение на вимп-нуклонное сечение, полученное на основе отсутствия зарегистрированных ядер отдачи с энергиями более

55 кэВ, составило $\leq 1,2 \times 10^{-42} \text{ см}^2$ для вимпов с массами около 100 ГэВ.

ArDM (Argon Dark Matter) — жидкоаргоновая времяпроекционная камера, создаваемая в CERN, будет содержать 1 т жидкого аргона [261]. Максимальная длина дрейфа электронов ионизации составляет 120 см. Сцинтилляционный свет собирается 14-ю ФЭУ, которые расположены в жидкой фазе, ниже катодной сетки. В газовой фазе электроны попадают в двухкаскадный большой электронный умножитель, в котором определяются x - и y -координаты. Координата z определяется по времени дрейфа электрона. После тестовых измерений в CERN в 2007 г. и определения эффективности отделения ядер отдачи от фона электронов отдачи камеру предполагается перевезти в подземную лабораторию Канфранк. Планируется исследовать интервал сечений вимп-нуклонных взаимодействий от $1 \times 10^{-42} \text{ см}^2$ до $1 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ в зависимости от экспозиции и достижимого уровня подавления фона.

7. Регистрация сильновзаимодействующей темной материи

ИНКА (Ионизационно-Нейтронный КАлориметр) — многоцелевая астрофизическая орбитальная обсерватория, которая создается сотрудниками Физического института им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) совместно с Институтом ядерных исследований РАН (ИЯИ) и Научно-исследовательским институтом ядерной физики (НИИЯФ) Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова. Эта обсерватория нацелена на проведение фундаментальных исследований в области астрофизики первичного космического излучения (ПКИ) и физики элементарных частиц в интервале высоких энергий ($E_{\text{CR}} = 10^{12} - 10^{16} \text{ эВ}$) [262, 263]. Основными задачами ИНКА является изучение энергетических спектров космических частиц и определение массового состава ядерных компонент ПКИ (начиная от энергий $E_{\text{CR}} \approx 10^{12} \text{ эВ}$ вплоть до $E_{\text{CR}} \approx 10^{16} \text{ эВ}$), определение поведения спектра первичных электронов при $E_e \geq 10^{12} \text{ эВ}$ и измерение спектра диффузных γ -квантов в области энергий $30 \text{ ГэВ} \leq E_\gamma \leq 30 \text{ ТэВ}$, а также дискретных источников γ -квантов при энергиях $10^{10} \text{ эВ} \leq E_\gamma \leq 10^{12} \text{ эВ}$ [264–266]. В проекте ИНКА планируется применить для измерения энергии каскадов регистрацию как ионизационного, так и нейтронного сигналов, что позволит, с одной стороны, значительно повысить точность измерения энергии каскадов и выделить электроны и γ -кванты из протонного фона, а с другой стороны, даст возможность идентифицировать каскады от экзотических частиц с нестандартным развитием [267]. Большая апертура ИНКА ($\sim 17,6 \text{ м}^2 \text{ ср}$) и использование новых технологий регистрации частиц делают этот прибор единственным детектором, способным изучать ТМ, существующую как в форме массивных экзотических частиц с аномально низким отношением заряда к массе, так и в виде вимпов, посредством наблюдений, например, сигналов от аннигиляции массивных нейтралов [268, 269].

Как было отмечено в разделе 3, сильновзаимодействующие частицы ТМ могут иметь очень высокое массовое число $A = M_{\text{SIMP}}/m_p \gg 1$ и аномально низкое отношение $Z/A \ll 1$. Представляется, что некоторая часть таких частиц может быть ускорена до высоких

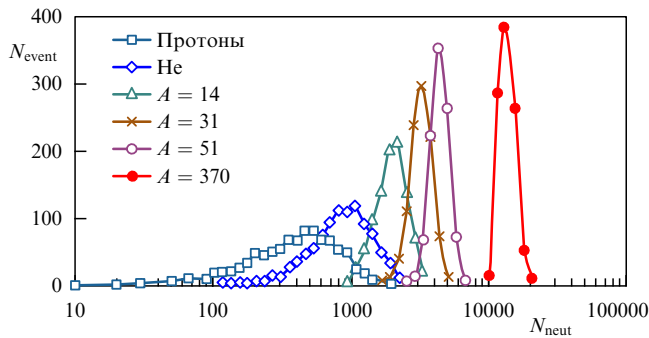


Рис. 15. Распределения по числу нейтронов в ИНКА, создаваемые первичными ядрами ($A = 1, 4, 14, 31, 51$) с $E = 1$ ТэВ. Предполагается, что X-частицы взаимодействуют, как сверхтяжелые ядра с $A = 370$.

энергий, подобно нормальным ядрам. Свидетельства в пользу существования таких быстрых экзотических частиц получены в японском эксперименте на баллоне, проведенном около 15 лет назад [86]. Подобные высокоэнергичные X-частицы могут быть зарегистрированы обсерваторией ИНКА как сверхтяжелые ядра с аномально низким отношением Z/A . Заряд таких частиц будет измеряться зарядовым детектором, тогда как значения A могут быть оценены благодаря способности ИНКА определять барионное число первичной частицы (при условии, что X-частицы взаимодействуют подобно массивным ядрам). Это условие должно выполняться, например, для странглетов.

На рисунке 15 показаны расчетные распределения числа событий N_{event} по числу нейтронов N_{neut} в поглотителе толщиной порядка длины взаимодействия, генерируемых различными ядрами. Эти распределения иллюстрируют возможности ИНКА по измерению массового числа A "сверхтяжелого ядра". Если верна форма спектра высокоэнергичных X-частиц, предложенная в работе [86], то $\sim 10^{-6}$ от всех частиц, регистрируемых ИНКА, будут экзотическими.

Возможно, с проблемой существования сильновзаимодействующих частиц ТМ связан феномен так называемых *кентавров* — взаимодействий, наблюдаемых на уровне гор, которые характеризуются аномально высокой долей высокоэнергичных адронов при очень малом числе (или отсутствии) электромагнитных частиц. Если ранее предполагалось, что это является результатом специфических взаимодействий протонов в области энергий 3×10^{15} эВ (при которых обнаружен излом в спектре КЛ, так называемое колено), то сейчас появляется возможность проверить также астрофизическое происхождение данного явления, в частности его объяснения распадом странглета высокой энергии [270]. Характеристики разрабатываемого прибора позволяют оценить по крайней мере верхние пределы сечения взаимодействия адронов с рождением события типа "кентавр".

Основные элементы ИНКА схематично показаны на рис. 16. Внутренняя часть (калориметр) имеет 48 основных слоев, каждый из которых состоит из слоя свинца толщиной 2 мм, слоя полиэтилена толщиной 27,2 мм и слоя, собранного из длинных (~ 2000 мм) блоков пластических сцинтилляторов, толщиной 10 мм. Вес полиэтилена и вес свинца составляют соответственно 56 % и

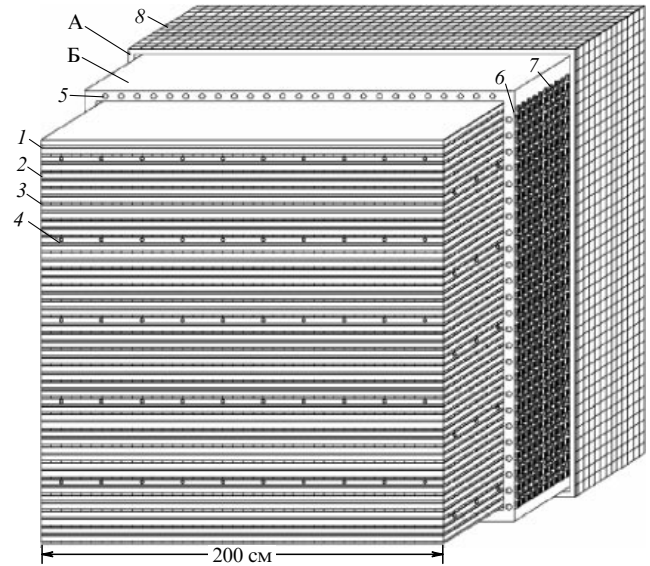


Рис. 16. Схема ИНКА: 1 — свинец, 2 — полиэтилен, 3 — пластические сцинтилляторы, 4 — счетчики СММ-17, 5 — счетчики "Гелий-3", 6 — платы электроники, 7 — фотоприемники (ФЭУ, фототриоды), 8 — зарядовые детекторы, А и Б — слои внешней части прибора.

44 % от общего веса. В единицах пробега протонов до взаимодействия это эквивалентно $4,2 \lambda_{\text{int}}^{\text{p}}$ и $0,3 \lambda_{\text{int}}^{\text{p}}$, а в радиационных единицах — $4t_0$ и $17t_0$ соответственно.

Полосы пластического сцинтиллятора используются как позиционно-чувствительные детекторы нейтронного и ионизационного сигналов. На концах полос установлены ФЭУ для регистрации ионизационной компоненты развитых каскадов в режиме измерения амплитуд. Для регистрации нейтронов вблизи области их генерации предназначены также 100 газовых счетчиков СММ-17 (He^3 , 7 атм) (СММ — счетчик нейтронов медленных) длиной 2000 мм, установленных в каждом пятом слое полиэтилена на расстоянии 200 мм друг от друга.

Внешняя часть ИНКА состоит из двух слоев (А и Б), разделенных зазором. Внешний слой А представляет собой слой полиэтилена толщиной 1 см, на котором расположен полупроводниковый детектор заряда толщиной 1 мм, разбитый на секции $5,5 \times 5,5$ мм² и покрытый защитной пленкой полиэтилена толщиной 3 мм. Слой Б изготовлен из полиэтилена толщиной 5 см, в котором проделаны отверстия. В этих отверстиях размещены фотодетекторы, собирающие свет со сцинтилляторов. Слой Б служит рефлектором нейтронов и содержит нейтронные счетчики "Гелий-3", предназначенные для измерения нейтронной компоненты.

Регистрация нейтронов в пластическом сцинтилляторе возможна при введении в сцинтиллятор добавок веществ с большим сечением поглощения тепловых нейтронов типа Cd (53006) или Gd (60006) [271]. Сцинтилляционные детекторы при регистрации нейтронов работают в счетном режиме, а энерговыделение ионизационной компоненты регистрируется в режиме измерения амплитуд для определения x - и y -координат осей каскадов в каждой плоскости детекторов.

В качестве детекторов заряда вместо традиционных полупроводниковых микростриповых детекторов предполагается использовать разработанные сотрудничеством ИНКА полупроводниковые кремниевые пиксельные

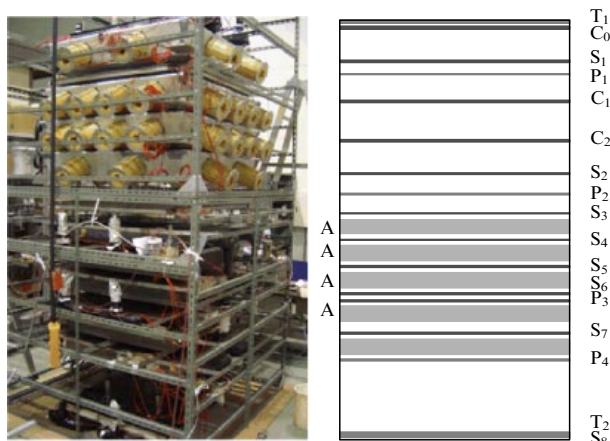


Рис. 17. Фотография и схема установки OGAMA для поиска странной кварковой материи на Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАНа: S_1, S_2 — сцинтилляторы для определения заряда, S_3-S_8 — сцинтилляторы для определения dE/dx , C_0-C_2 — черенковские детекторы, определяющие скорость β , T_1, T_2 — сцинтилляторы, определяющие направление (времяпролетная система), P — пропорциональная камера для определения координат, A — пять плоскостей поглотителей.

детекторы. В этих детекторах реализована новая концепция локально-инжекционного механизма усиления активной биполярной $n-p-n$ -транзисторной структуры дрейфового компонента тока ионизации. Разрабатывается матрично-структурный детектор с большим количеством ячеек, расположенных на кремниевой подложке. Этот детектор имеет высокое временное (~ 1 нс) и пространственное (~ 10 мкм) разрешение. Отношение сигнал/шум в таком детекторе достигает значений $\sim 10^2$.

В настоящее время прорабатывается привязка аппаратуры ИНКА к космическому аппарату.

OGAMA (Objects in Galaxy from Anomalous MAtter) — эксперимент, проводящийся на Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАНа, нацеленный на поиск сильно взаимодействующей ТМ, которая, возможно, существует в форме экзотических ядер (типа странглетов) с небольшим зарядом ($Z \sim 10$) и аномально большой массой ($A \geq 350$). В эксперименте OGAMA используется разработанный японскими физиками модернизированный вариант детектора [86], специально предназначенный для регистрации аномально массивных ядер. Этот прибор был установлен на станции космических лучей ФИАНа, расположенной на высоте 3500 м над уровнем моря вблизи г. Алматы. Экспериментальная установка представляет собой комбинацию детекторов различного типа (рис. 17). Сцинтилляционные плоскости S_1, S_2 служат для определения заряда частицы в диапазоне $Z = 1-26$. Плоскости сцинтилляторов S_3-S_8 , прослоенные поглотителем, предназначены для определения энергии посредством определения ионизационных потерь dE/dx частицы. Плоскости сцинтилляторов T_1 и T_2 используются в качестве времяпролетной системы для определения направления прихода частицы в детектор. С помощью черенковских счетчиков C_0-C_2 измеряется скорость частицы β , а ее координаты измеряются пропорциональными камерами, установленными во взаимно перпендикулярных направлениях.

8. Новые перспективные методы регистрации частиц темной материи

8.1. Акустическая регистрация массивных заряженных частиц темной материи в экспериментах на спутниках

В работе [272] для детектирования заряженных массивных частиц ТМ (например, странглетов) предложено использовать методы радиационной акустики, а сами детекторы располагать на аэростатах или спутниках. Идея эксперимента основывается на впервые предложенном в ФИАНе [273] методе регистрации заряженных частиц с помощью акустического импульса, который генерируется термоупругим механизмом, инициируемым в материале детектора проходящими через него заряженными частицами. Использование современной технологии производства акустических датчиков дает основания надеяться, что акустический метод позволит создать сравнительно легкий и недорогой детектор ТМ.

В состав детектора для поиска сильно взаимодействующей ТМ всегда входят слои поглотителя, в которых частицы теряют часть энергии E_d . В разделе 7, мы обсуждали эксперименты ИНКА и OGAMA, в которых используются плоскости пластического сцинтиллятора на основе полистирола. Расчет величины E_d в зависимости от массового числа A частицы, движущейся со скоростью $v/c = 10^{-3}$, показывает, что в пластине сцинтиллятора толщиной 1 см потери энергии для частиц с $A > 10^4$ составляют более 5 МэВ [272]. Такое энерговыделение легко зарегистрировать, но в эксперименте по поиску ТМ возникает необходимость отличать подобные сигналы от фона, который создают тяжелые ядра космических лучей. Оценки показывают, что максимальная величина потери энергии ядром урана в рассматриваемой пластине составляет $E_d^{\max} \approx 40$ ГэВ. Это означает, что, используя пластину полистирола толщиной 1 см, можно отличить сигналы, вызванные ядрами, от сигналов, инициированных X -частицами, при условии, что массовые числа последних $A \geq 1,5 \times 10^8$.

На рисунке 18 показаны результаты расчетов акустического давления как функции верхней границы v_{\max} чувствительности датчика. Видно, что в рассматриваемом

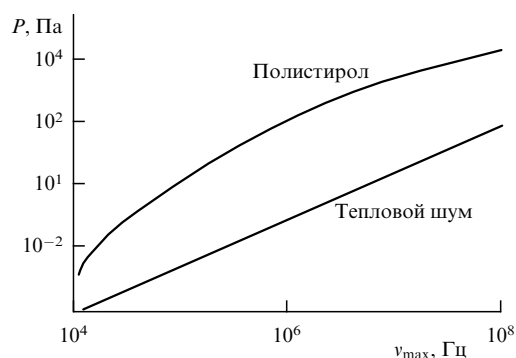


Рис. 18. Акустическое давление P , создаваемое частицами ТМ при их прохождении через пластину полистирола толщиной 1 см на расстоянии 20 см от точки входа в зависимости от верхней границы чувствительности датчика v_{\max} . Расчет сделан для энерговыделения 100 ГэВ, что соответствует массе X -частицы $m_X = 5 \times 10^8$ ГэВ. Прямой показан уровень теплового шума.

мой области частот сигнал от X-частицы превышает ожидаемый уровень теплового шума. Величина акустического сигнала в этом случае превышает 50 и 100 Па для $\nu_{\max} = 10^6$ и 10^7 Гц соответственно. Сигналы такого уровня могут быть зарегистрированы современными акустическими датчиками. В частности, для этого можно использовать пьезоприемники с активными элементами из пьезополимерной пленки на основе поливинилиденфторида, широко применяемые в датчиках динамических деформаций.

Оценки показывают, что такие пьезоприемники размером 1×1 см², толщиной ~ 10 мкм и чувствительностью ~ 10 мкВ Па⁻¹ позволяют регистрировать акустический сигнал от X-частиц в пределах рассмотренного диапазона масс $A \geq 3 \times 10^7$. Такие датчики, если их установить на солнечных батареях спутников или внешних стенках космической станции (например, Международной космической станции), могли бы обеспечить очень большую эффективную площадь регистрации.

При использовании акустического метода регистрации частиц ТМ необходимо иметь в виду еще один источник фоновых событий, а именно удары о детектор частиц космической пыли. Пылевое или метеорное вещество, основным источником которого являются кометы, образует вокруг Земли пылевую оболочку, состоящую из частиц с массами $10^{-17} - 10^{-3}$ г. Скорости таких частиц относительно Земли не превосходят ~ 70 км с⁻¹. Генерация акустических импульсов при ударах метеорных тел обусловлена не термоакустическим, как для X-частиц и ядер, а динамическим механизмом. Различие в характеристиках акустических импульсов, генерируемых этими механизмами, можно использовать для режекции фона. Однако проще всего подавить акустический фон от пылевых частиц с помощью тонкого экрана или оболочки, задерживающих эти частицы.

Для регистрации частиц ТМ с большими массами целесообразно использовать несколько слоев акустических радиаторов, поскольку в отличие от космической пыли тяжелые частицы ТМ могут легко проходить через значительную толщину материала. Например, X-частицы с $A > 10^9$ могут пройти через четыре пластины полистирола толщиной 1 см. Это можно использовать для того, чтобы детектировать их сигнал в нескольких пластинах и получить дополнительную уникальную сигнатуру таких частиц.

8.2. Двухканальный криогенный магнитный калориметр

Малая величина выхода для ионизации или сцинтилляций, вызванных ядрами отдачи, создает определенную трудность при использовании гибридной техники в области малых энергий отдачи. В то время как высокая эффективность криогенного детектора по тепловому каналу позволяет проводить регистрацию ядерной отдачи величиной вплоть до нескольких сотен электронвольт, использование второго (светового или ионизационного) сигнала при малых энергиях ядер отдачи становится невозможным. Между тем ввиду экспоненциальной зависимости сечения взаимодействия вимпов с ядрами от энергии отдачи именно область малых энергий отдачи особенно важна для поиска вимпов.

Недавно в работе [274] предложена оригинальная двухканальная схема прямой регистрации космических

частиц ТМ на основе сверхнизкотемпературного калориметра, включающего в себя систему ядерных спинов, магнитный отклик которых измеряется интерферометром SQUID. Предлагаемая схема свободна от указанного недостатка и позволяет проводить регистрацию ядер отдачи в области малых энергий с одновременным подавлением фоновых событий, вызванных отдачей электронов. Тем самым становится доступной для измерений очень существенная для поиска вимпов область малых ядерных отдач.

Рассмотрим криогенный магнитный калориметр (КМК), в состав которого входит цилиндрический адсорбер высотой H (рис. 19). Регистрация отклика на энерговыделение ΔE (вызванное, например, отдачей ядра при рассеянии вимпа в адсорбере) в магнитных детекторах может осуществляться либо при фиксированном внешнем поле $B \neq 0$, либо при $B = 0$ после проведения с рабочим веществом адсорбера цикла адиабатического размагничивания [275]. Как показывают результаты расчетов [274], после установления теплового равновесия в адсорбере в обоих случаях ($B = 0$, $B \neq 0$) получается примерно одинаковое разрешение по энергии, не зависящее от площади основания парамагнетика:

$$|\delta E| \approx |T \delta S| \approx \left| \frac{HB_r \delta \Phi}{\mu_0} \right|.$$

Здесь B_r — остаточное поле парамагнетика, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, $\delta \Phi$ — изменение магнитного потока, вызванное энерговыделением ΔE , которое измеряется SQUID. Технически реализуемое значение разрешающей способности SQUID составляет $\delta \Phi = 10^{-5} \Phi_0$ [Гц^{-1/2}], где $\Phi_0 = 2\pi\hbar/2e = 2,07 \times 10^{-15}$ Вб — квант потока [276]. Тогда при $H = 1$ см чувствительность калориметра на основе электронного парамагнетика ($B \approx B_r \approx 100$ Э) составит $\delta E_e = 3 \times 10^{-18}$ Дж Гц^{-1/2} ≈ 20 эВ Гц^{1/2}, а чувствительность калориметра, включающего в себя рабочее вещество с системой ядерных спинов ($B \approx B_r \approx 3$ Э), — $\delta E_N = 10^{-19}$ Дж Гц^{-1/2} $\approx 0,6$ эВ Гц^{1/2}.

Рассмотрим теперь наиболее перспективный, с точки зрения выделения сигнала от вимпа, вариант использования ядерного парамагнетика. В приведенных выше оценках подразумевалось, что вся выделившаяся энергия равномерно распределяется по объему адсорбера. Теперь оценим чувствительность в случае, когда тепловое равновесие во всем объеме адсорбера еще не достигнуто. Известно, что время установления локального равновесия τ_1 в спиновой системе ядер при ядерном размагничивании, вызванном выделением энергии ядром отдачи, много меньше времени спин-фононной релаксации τ_2 [275]. Отношение времен τ_1/τ_2 можно оценить как

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} \approx \frac{\eta_{e-n} C_n}{\eta_{n-n} C_e},$$

где η_{e-n} — эффективность передачи электрону энергии ядра отдачи, η_{n-n} — эффективность энергообмена между ядром отдачи и другим ядром, C_n — магнитная теплоемкость ядерной системы, C_e — теплоемкость электронов. В условиях упругого рассеяния отношение η_{e-n}/η_{n-n} пропорционально отношению масс электрона и ядра m_e/m_N . Отношение C_n/C_e , например, для адсорбера из меди, находящегося при температуре $T \sim 10$ мК

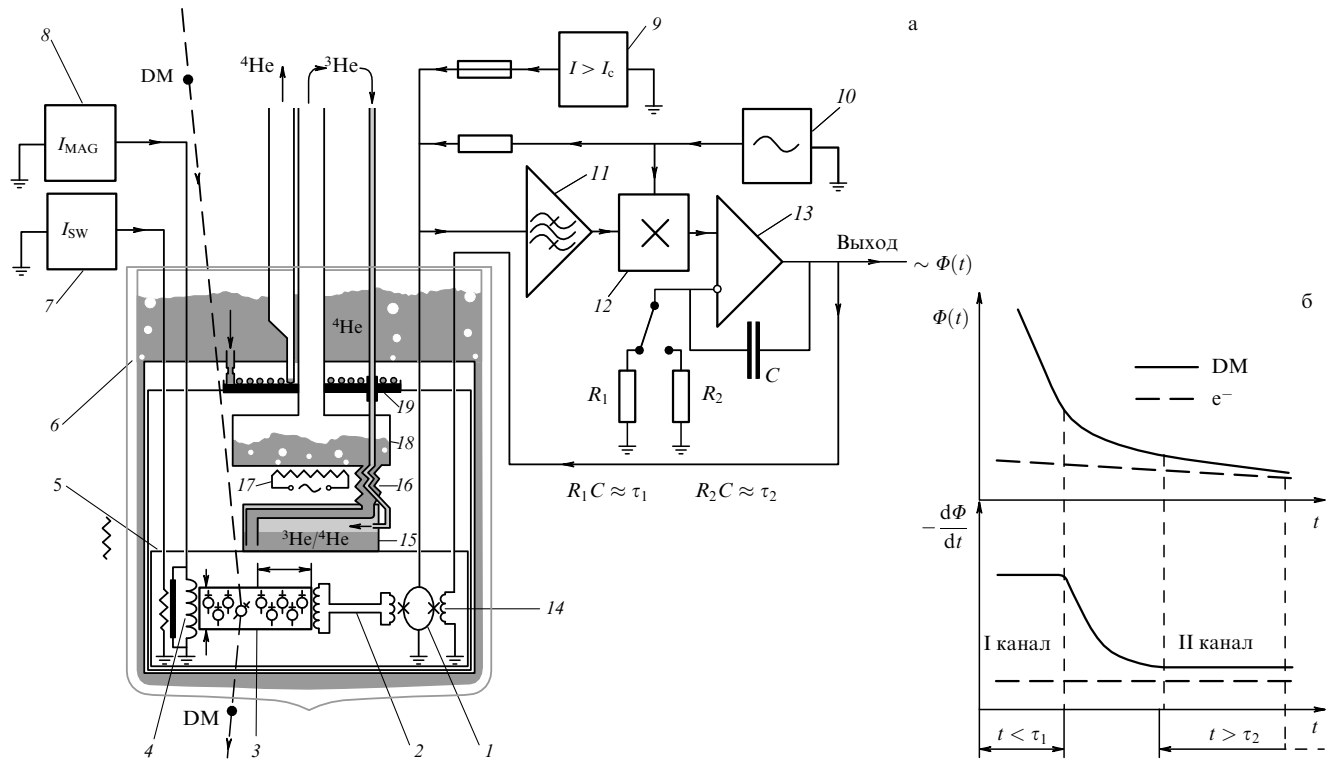


Рис. 19. (а) Схема криогенного магнитного калориметра: 1 — SQUID постоянного тока (DC) (крестиками помечены джозефсоновские переходы), 2 — сверхпроводящий трансформатор потока, 3 — адсорбер с системой ядерных спинов, 4 — сверхпроводящий соленоид, снабженный ключом для "замораживания" магнитного поля, 5 — сверхпроводящий экран, 6 — криостат, заполненный жидким ^4He , 7 — источник тока для управления сверхпроводящим ключом, I_{SW} — ток сверхпроводящего ключа; 8 — источник тока для питания сверхпроводящего соленоида, I_{MAG} — ток сверхпроводящего соленоида. Основные элементы электроники DC-SQUID: 9 — источник тока для смещения рабочей точки DC-SQUID выше суммарной величины критического тока 1-го и 2-го джозефсоновского переходов, 10 — генератор переменного тока ($f = 100$ кГц), 11 — селективный усилитель ($f = 100$ кГц), 12 — фазовый детектор, 13 — интегратор с изменяемой постоянной времени, 14 — катушка подмагничивания системы автокомпенсации SQUID. Рефрижератор растворения ^3He в ^4He : 15 — камера растворения, 16 — встречный теплообменник, 17 — камера испарения, 18 — нагреватель камеры испарения (линии циркуляции ^3He помечены стрелками), 19 — плата, к которой подведен одноградусный тепловой экран. (б) Временная зависимость сигналов в двух каналах криогенного магнитного калориметра.

в поле $B \sim 1$ Тл, оказывается примерно равным единице: $C_n/C_e \sim 1$. Тогда для медного адсорбера $\tau_1/\tau_2 \sim m_e/m_N$, время релаксации $\tau_1 \sim 1$ мс, а $\tau_2 \sim 10$ с. Именно за время τ_1 происходит передача энергии решетке, т.е. ядерное размагничивание во всем объеме адсорбера в случае, когда энергия высокоэнергичного электрона передается электронам проводимости. За это же время происходит установление полного равновесия в случае выделения энергии ядром отдачи от взаимодействия вимпа. Изменение потока $\Delta\Phi$, вызванное уменьшением момента ΔM вследствие локального разогрева в случае ядра отдачи за время τ_1 , регистрируется входным витком трансформатора потока, имеющим радиус R . Событие от вимпа, вызывающее энерговыделение ΔE в цилиндрическом адсорбере радиусом R и высотой H , регистрируется в начальный момент в нестационарных условиях с разрешением

$$\delta E(t < \tau_1) \approx \frac{RB_r \delta\Phi}{2\pi\mu_0},$$

а затем по достижению теплового равновесия может быть зарегистрировано с другим (более высоким при $R > 2\pi H$ или более низким при $R < 2\pi H$) разрешением:

$$\delta E(t > \tau_2) \approx \frac{HB_r \delta\Phi}{\mu_0}.$$

Отклики в этих условиях составляют соответственно

$$\Delta\Phi(t < \tau_1) = -\frac{2\pi\mu_0\Delta E}{RB_r}, \quad \Delta\Phi(t > \tau_2) = -\frac{\mu_0\Delta E}{HB_r}.$$

В случае события от взаимодействия электрона есть только одно время релаксации τ_2 , так что за время τ_1 отклик по магнитному потоку от электрона будет меньше по сравнению с $\Delta\Phi(t > \tau_2)$ в τ_1/τ_2 раз. Это означает, что отклик от электрона подавлен в быстром канале. Этот эффект можно оценить количественно, вводя скорости изменения магнитного потока в двух каналах регистрации. Как показано в [274], отношение скоростей изменения регистрируемого потока до и после достижения теплового равновесия в ядерной системе

$$\eta = \frac{\Delta\Phi(t < \tau_1)/\tau_1}{\Delta\Phi(t > \tau_2)/\tau_2} = \frac{2\pi H\tau_2}{R\tau_1}$$

соответствующим подбором размеров и времен может быть установлено достаточно большим. Например, в случае меди время релаксации τ_1 может быть порядка 1 мс, а время τ_2 — не менее ~ 10 с, так что при $2\pi H/R = 1$ получим $\eta = 10^4$. С другой стороны, в электронном событии, в котором энергия ΔE передается электронам проводимости, отношение соответствующих скоростей в

обоих каналах регистрации будет находиться на уровне $\eta \approx 1$. Это обстоятельство позволяет производить селекцию событий с ядерной ($\eta \gg 1$) и электронной ($\eta \approx 1$) отдачей, что необходимо в экспериментах по поиску вимпов, взаимодействующих с веществом посредством рассеяния на ядрах.

Выбирая $\tau_1 \approx 1$ мс, что соответствует рабочей полосе частот стандартного SQUID $\Delta f \approx 1/\tau_1 = 1$ кГц, и принимая для оценки стандартное разрешение по потоку $\delta\Phi = 10^{-5}\Phi_0$ [Гц $^{-1/2}$], получим шумовое ограничение на начальном этапе $\delta\Phi_1 = 10^{-4}\Phi_0$. В неравновесных условиях этому соответствует разрешение по энергии $\delta E(t < \tau_1) \approx 10^{-19}$ Дж ≈ 60 эВ (здесь $R = 100$ см, $B_r(\text{Cu}) = 3$ Э). По мере установления теплового равновесия ($\tau_2 \approx 10$ с) энерговыделение может быть измерено при увеличенном времени интегрирования $\tau_2 = 10$ с в суженной рабочей полосе частот $\Delta f = 0,1$ Гц с точностью $\delta E(t < \tau_2) \approx 10^{-21}$ Дж ≈ 12 эВ (здесь $H = 20$ см, $B_r(\text{Cu}) = 3$ Э). При заданных выше параметрах отбор событий, обусловленных ядерной отдачей, осуществляется по критерию отношения скоростей изменения потока в первом и втором каналах $\eta \geq 10^4$.

Подчеркнем, что при значительных объемах абсорбера ядерно-магнитного калориметра может быть достигнута высокая точность измерения энерговыделения вимпа, а также обеспечено сильное подавление событий от электронов отдачи. Особенностью рассмотренной схемы регистрации частиц ТМ является то, что регистрация обоих сигналов (т.е. в неравновесных и равновесных условиях) производится с общего ядерно-магнитного модуля.

Для медного абсорбера с размерами, соответствующими $2\pi H/R \sim 1$, отношение скоростей размагничивания, отвечающего событию рассеяния вимпа с образованием ядра отдачи, составит $\eta_{\text{WIMP}} \sim 10^4$. При этом

отношение скоростей размагничивания, отвечающего фоновому электрону, $\eta_e \sim 1$. Это обстоятельство позволяет производить в экспериментах по поиску вимпов селекцию событий с ядерной ($\eta_{\text{WIMP}} \gg 1$) и электронной ($\eta_e \sim 1$) отдачей. При использовании медного абсорбера объемом $V \sim 0,25$ м 3 ($R = 75$ см, $H = 12$ см) и массой ~ 2 т можно обеспечить рекордно большую, по сравнению со статистиками всех планируемых экспериментов, статистику событий взаимодействий вимпов.

Рассмотренный ядерно-магнитный калориметр может быть применен для решения других фундаментальных задач, связанных с регистрацией и прецизионным измерением малых энерговыделений (например, таких как поиск магнитного момента нейтрино, измерения потока солнечных нейтрино низких энергий).

9. Заключение

На протяжении последних десяти лет практически во всех подземных лабораториях мира проводятся эксперименты по прямому поиску вимпов. В этих низкофоновых лабораториях работают и создаются установки, в которых различными методами регистрируется малое энерговыделение от процесса рассеяния вимпов на ядрах детектора-мишени (см. табл.).

Сегодня некоторые из этих экспериментов достигли уровня чувствительности, необходимого для проверки предсказаний наиболее реалистичных суперсимметричных моделей в физике элементарных частиц. Технологический прогресс в создании криогенной техники, малошумящей электроники и использование комбинированных методов подавления фоновых событий определили направление в создании детекторов ближайшего будущего. Сегодня уже не стоит вопрос о том, как регистрировать вимпы. В новых детекторах будут использованы

Таблица

Эксперимент	Сигнал	Материал	Экспозиция, кг сут	Масса, кг	Литература
IGEX	Заряд	^{76}Ge		2	[229]
HDMS	Заряд	^{73}Ge	85,5	0,202	[230]
DAMA	Свет	NaI	107731	100	[233]
DAMA/LIBRA	Свет	NaI	$\sim 1,5 \times 10^5$	250	[234]
NaIAD	Свет	NaI	3879	46	[235]
KIMS	Свет	NaI	3409	34,8	[238]
ZEPLIN-I	Свет	Жидкий Xe	293	3,1	[240]
ROSEBUD	Тепло	Al_2O_3		0,1	[241]
Kamioka-NaF	Тепло	NaF	3,38	0,176	[243]
CRESST-I	Тепло	Al_2O_3	1,5	0,262	[244]
COUPP	Свет и акустический сигнал	Жидкий CF_3I	250	2	[245]
PICASSO	Акустический сигнал	Капли C_4F_{10}	1,98	0,00134	[247]
SIMPLE	Акустический сигнал	Капли C_2ClF_5	0,42	0,043	[248]
CRESST-II	Свет и тепло	CaWO_4	10,7	0,6	[250]
CDMS-II	Ионизация и тепло	Ge	19,4	1	[252]
EDELWEISS-I	Ионизация и тепло	Ge	62	0,96	[254]
EDELWEISS-II*	Ионизация и тепло	Ge		52	[255]
ZEPLIN-II	Свет и ионизация	Жидкий и газообразный Xe	225	31	[256]
Xenon 10	Свет и ионизация	Жидкий и газообразный Xe	316	15	[258]
WARP	Свет и ионизация	Жидкий и газообразный Ar	96,5	3,2	[259]

* Эксперимент начнется в 2009 г.

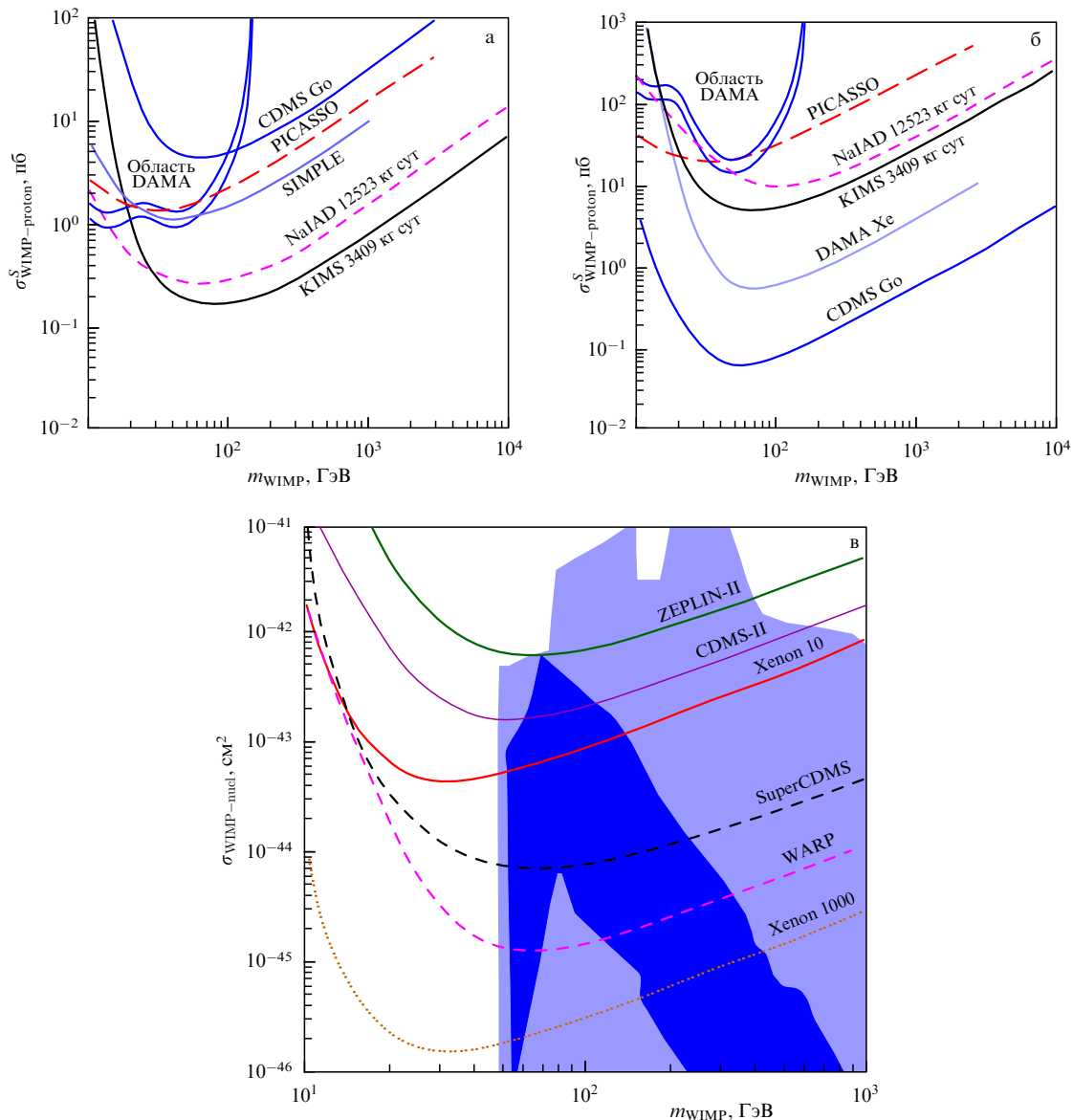


Рис. 20. (а, б) Ограничения на спин-зависимое сечение, полученные в экспериментах по поиску вимпов [238] для случаев взаимодействия вимпа (а) с протоном и (б) нейтроном мишени. (в) Ограничения на спин-независимое сечение, полученные в текущих и ожидаемые в планируемых экспериментах по поиску вимпов [277]. Менее темная и более темная области ограничивают значения вимп-нуклонных сечений, предсказанные соответственно в моделях [278, 279].

различные мишени, вес которых достигает 100–1000 кг, и методы обнаружения ядер отдачи, основанные на регистрации той или иной комбинации светового, ионизационного, теплового и акустического сигналов. В случае регистрации в этих детекторах полезного сигнала можно будет не только установить массу вимпа, но в некоторых случаях также определить природу слабовазаимодействующей частицы и сценарий ее образования среди многочисленных возможных вариантов, предлагаемых теоретическими моделями.

Создание детекторов все большего и большего размеров объясняется малостью вимп-нуклонного сечения, которое определяет счет событий в детекторе

$$R \approx \sum_i N_i n_\chi \langle \sigma_{i\chi} \rangle.$$

Прямая регистрация вимпов при рассеянии на скалярной мишени предполагает спин-независимое взаимодействие

вимпа с ядерной мишенью. Спин-зависимое взаимодействие может быть зарегистрировано в случае мишени, содержащей ядра с определенным значением спина. Ограничения на спин-зависимое и спин-независимое сечения, полученные в различных экспериментах, приведены на рис. 20. Как видно из рисунка, в экспериментах с использованием скалярных мишеней ограничения на вимп-нуклонное сечение на несколько порядков величины ниже, чем в экспериментах, нацеленных на регистрацию спин-зависимых взаимодействий. Однако при проведении экспериментов этих двух типов с использованием различных ядерных мишеней появляется дополнительная возможность идентификации природы ТМ.

Информацию о существовании вимпов планируется получить в экспериментах на вступающем в строй pp-коллайдере LHC, а в более отдаленной перспективе — на проектируемом e^+e^- -коллайдере ILC. Однако в коллайдерных экспериментах при сверхвысоких энергиях ввиду

большой множественности конечного состояния идентификация вимпов представляет собой нетривиальную задачу. Даже если в экспериментах на новых коллайдерах новые частицы будут обнаружены, то величина их вкладов в полную массу ТМ Вселенной останется неопределенной.

Наконец, различные сигнатуры вимпов планируется исследовать непрямыми методами с помощью нейтринных телескопов, гамма-обсерваторий наземного и космического базирования и специализированных детекторов, находящихся на баллонах и спутниках, в которых измеряются спектры космических позитронов и антипротонов. По результатам не прямых экспериментов можно изучать локальную плотность ТМ в гало нашей Галактики.

Реализация совокупности экспериментов различного типа, предполагаемая в ближайшее время, открывает перспективы обнаружения частиц, составляющих ТМ Вселенной. В любом случае результаты этих экспериментов определяют направления развития нового поколения детекторов для поиска темной материи.

Авторы благодарны А.И. Головашкину, Г.А. Гусеву, Т. Саито, А.П. Чубенко за плодотворные обсуждения ряда вопросов, затронутых в обзоре.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом РФФИ 08-02-00515 и программой РАН "Нейтринная физика".

Список литературы

- Ginzburg V L *УФН* **174** 1240 (2004) [Ginzburg V L *Phys. Usp.* **47** 1155 (2004)]; *Rev. Mod. Phys.* **76** 981 (2004)
- Zwicky F *Helv. Phys. Acta* **6** 110 (1933)
- Горбунов Д С, Рубаков В А *Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва* (М.: Изд-во ИЯИ РАН, 2007) (М.: УРСС, 2008)
- Corbelli E, Salucci P, astro-ph/9909252
- Clowe D et al. *Astrophys. J. Lett.* **648** L109 (2006); astro-ph/0608407
- Allen S W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **353** 457 (2004); astro-ph/0405340
- Spergel D N et al. *Astrophys. J. Suppl.* **148** 175 (2003); astro-ph/0302209
- Tegmark M et al. *Phys. Rev. D* **69** 103501 (2004); astro-ph/0310723
- Straumann N *Mod. Phys. Lett. A* **21** 1083 (2006); hep-ph/0604231
- Spergel D N et al. *Astrophys. J. Suppl.* **170** 377 (2007); astro-ph/0603449
- Cole S, Sánchez A G, Wilkins S *ASP Conf. Ser.* **379** 57 (2007); astro-ph/0611178
- Tegmark M et al. *Phys. Rev. D* **74** 123507 (2006); astro-ph/0608632
- Percival W J et al. *Astrophys. J.* **657** 645 (2007); astro-ph/0608636
- Sanders R H, McGaugh S S *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 263 (2002); astro-ph/0204521
- Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **86** 5656 (2001); hep-ex/0103033
- Aharmim B et al. *Phys. Rev. C* **72** 055502 (2005); nucl-ex/0502021
- Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **85** 3999 (2000); hep-ex/0009001
- Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 072002 (2006); hep-ex/0512036
- Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. D* **75** 092003 (2007); hep-ex/0701045
- Aliu E et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **94** 081802 (2005); hep-ex/0411038
- Ahn M N et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. D* **74** 072003 (2006); hep-ex/0606032
- Michael D G et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **97** 191801 (2006); hep-ex/0607088
- Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. D* **77** 072002 (2008); arXiv:0711.0769
- Dolgov A D *Phys. Rep.* **370** 333 (2002); hep-ph/0202122
- Lobashev V M *Nucl. Phys. A* **719** C153 (2003)
- Kraus Ch et al. *Eur. Phys. J. C* **40** 447 (2005); hep-ex/0412056
- Cleveland B T et al. *Astrophys. J.* **496** 505 (1998)
- Hampel W et al. *Phys. Lett. B* **447** 127 (1999)
- Абдурашитов Д Н и др. *ЖЭТФ* **122** 211 (2002) [Abdurashitov J N et al. *JETP* **95** 211 (2002)]; astro-ph/0204245
- Altmann M et al. *Phys. Lett. B* **616** 174 (2005); hep-ex/0504037
- Abe S et al., hep-ex/0801.4589
- Ambrosio M et al. *Eur. Phys. J. C* **36** 323 (2004)
- Sanchez M et al. *Phys. Rev. D* **68** 113004 (2003)
- Ashie Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 101801 (2004); hep-ex/0404034
- Ashie Y et al. *Phys. Rev. D* **71** 112005 (2005); hep-ex/0501064
- Desai S et al. *Astropart. Phys.* **29** 42 (2008); arXiv:0711.0053
- Anchordoqui L, Halzen F *Ann. Phys. (New York)* **321** 2660 (2006); hep-ph/0510389
- Riess A G et al. *Astrophys. J.* **659** 98 (2007); astro-ph/0611572
- Hannestad S et al. *JCAP* (08) 015 (2007); arXiv:0706.4198
- Seljak U, Slosar A, McDonald P *JCAP* (10) 014 (2006); astro-ph/0604335
- Fogli G L et al. *Phys. Rev. D* **75** 053001 (2007); hep-ph/0608060
- Dodelson S, Widrow L M *Phys. Rev. Lett.* **72** 17 (1994); hep-ph/9303287
- Ting S C C *Phys. Rep.* **279** 203 (1997)
- Asaka T, Blanchet S, Shaposhnikov M *Phys. Lett. B* **631** 151 (2005); hep-ph/0503065
- Seljak U et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 191303 (2006); astro-ph/0602430
- Viel M et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 071301 (2006); astro-ph/0605706
- Berezhiani Z G, Vysotsky M I *Phys. Lett. B* **199** 281 (1987)
- Britton D I et al. *Phys. Rev. D* **49** 28 (1994)
- Hill C T, Paschos E A *Phys. Lett. B* **241** 96 (1990)
- Altarelli G, Mele M, Ruckl R, CERN-ECFA Report 84-10, Vol. 2 (1984) p. 549
- Babu K S, Pati J C, Stremnitzer H *Phys. Lett. B* **256** 206 (1991)
- Bjorken J D, Llewellyn Smith C H *Phys. Rev. D* **7** 887 (1973)
- Bertone G, Hooper D, Silk J *Phys. Rep.* **405** 279 (2005); hep-ph/0404175
- Griest K, Kamionkowski M *Phys. Rev. Lett.* **64** 615 (1990)
- Hui L *Phys. Rev. Lett.* **86** 3467 (2001)
- Taoso M, Bertone G, Masiero A *JCAP* (03) 022 (2008); arXiv:0711.4996
- Goldberg H *Phys. Rev. Lett.* **50** 1419 (1983)
- Ellis J et al. *Nucl. Phys. B* **238** 453 (1984)
- Jungman G, Kamionkowski M, Griest K *Phys. Rep.* **267** 195 (1996); hep-ph/9506380
- Falk T, Olive K A, Srednicki M *Phys. Lett. B* **339** 248 (1994); hep-ph/9409270
- Feng J L, Rajaraman A, Takayama F *Phys. Rev. Lett.* **91** 011302 (2003); hep-ph/0302215
- Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998); hep-ph/9803315
- Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Rev. D* **59** 086004 (1999); hep-ph/9807344
- Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 3370 (1999); hep-ph/9905221
- Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690 (1999); hep-th/9906064
- Han T, Lykken J D, Zhang R-J *Phys. Rev. D* **59** 105006 (1999); hep-ph/9811350
- Benakli K *Phys. Rev. D* **60** 104002 (1999); hep-ph/9809582
- Klein O Z. *Phys.* **37** 895 (1926)
- Witten E *Nucl. Phys. B* **471** 135 (1996); hep-th/9602070
- Lykken J D *Phys. Rev. D* **54** R3693 (1996); hep-th/9603133
- Antoniadis I, Dimopoulos S, Dvali G *Nucl. Phys. B* **516** 70 (1998); hep-ph/9710204
- Dienes K R, Dudas E, Gherghetta T *Phys. Lett. B* **436** 55 (1998); hep-ph/9803466
- Kolb E W, Slansky R *Phys. Lett. B* **135** 378 (1984)
- Appelquist T, Cheng H-C, Dobrescu B A *Phys. Rev. D* **62** 035002 (2001); hep-ph/0012100
- Servant G, Tait T M P *Nucl. Phys. B* **650** 391 (2003); hep-ph/0206071

76. Cembranos J A R, Dobado A, Maroto A L *Phys. Rev. Lett.* **90** 241301 (2003); hep-ph/0302041
77. Rosenberg L J, van Bibber K A *Phys. Rep.* **325** 1 (2000)
78. Picciotto C, Pospelov M *Phys. Lett. B* **605** 15 (2005); hep-ph/0402178
79. Carr B J *Astrophys. J.* **201** 1 (1975)
80. Paczynski B *Astrophys. J.* **304** 1 (1986)
81. Tisserand P et al. *Astron. Astrophys.* **469** 387 (2007); astro-ph/0607207
82. Witten E *Phys. Rev. D* **30** 272 (1984)
83. De Rújula A, Glashow S L *Nature* **312** 734 (1984)
84. Farhi E, Jaffe R L *Phys. Rev. D* **30** 2379 (1984)
85. Alcock C, Farhi E *Phys. Rev. D* **32** 1273 (1985)
86. Saito T et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 2094 (1990)
87. Frieman J A, Giudice G F *Nucl. Phys. B* **355** 162 (1991)
88. De Rújula A, Glashow S L, Sarid U *Nucl. Phys. B* **333** 173 (1990)
89. Dimopoulos S et al. *Phys. Rev. D* **41** 2388 (1990)
90. Kudo A, Yamaguchi M *Phys. Lett. B* **516** 151 (2001)
91. Hemmick T K et al. *Phys. Rev. D* **41** 2074 (1990)
92. Barwick S W, Price P B, Snowden-Ifft D P *Phys. Rev. Lett.* **64** 2859 (1990)
93. Snowden-Ifft D, Barwick S W, Price P B *Astrophys. J.* **364** L25 (1990)
94. Perl M L et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **16** 2137 (2001); hep-ex/0102033
95. Gould A et al. *Phys. Lett. B* **238** 337 (1990)
96. Зельдович Я Б, Старобинский А А *ЖЭТФ* **61** 2161 (1971) [Zel'dovich Ya B, Starobinskii A A *Sov. Phys. JETP* **34** 1159 (1972)]
97. Kuzmin V A, Rubakov V A *ЯФ* **61** 1122 (1998) [*Phys. Atom. Nucl.* **61** 1028 (1998)]; astro-ph/9709187
98. Kuzmin V A, Tkachev I I *Phys. Rep.* **320** 199 (1999); hep-ph/9903542
99. Hamaguchi K, Nomura Y, Yanagida T *Phys. Rev. D* **59** 063507 (1999); hep-ph/9809426
100. Hamaguchi K et al. *Phys. Rev. D* **60** 125009 (1999); hep-ph/9903207
101. Bhattacharjee P, Hill C T, Schramm D N *Phys. Rev. Lett.* **69** 567 (1992)
102. Greisen K *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
103. Зацепин Г Т, Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **4** 114 (1966) [Zatsepin G T, Kuz'min V A *JETP Lett.* **4** 78 (1966)]
104. Berezhinsky V, Kachelrieß M, Vilenkin A *Phys. Rev. Lett.* **79** 4302 (1997); astro-ph/9708217
105. Berezhinsky V, Blasi P, Vilenkin A *Phys. Rev. D* **58** 103515 (1998); astro-ph/9803271
106. Chung D J H, Kolb E W, Riotto A *Phys. Rev. D* **59** 023501 (1999); hep-ph/9802238
107. Chung D J H, Kolb E W, Riotto A *Phys. Rev. D* **60** 063504 (1999); *Phys. Rev. Lett.* **81** 4048 (1998); hep-ph/9805473
108. Kolb E W, Chung D J H, Riotto A, in *Dark Matter in Astrophysics and Particle Physics, 1998: Proc. of the 2nd Intern. Conf., Heidelberg, Germany, 20–25 July 1998* (Eds H V Klapdor-Kleingrothaus, L Baudis) (Philadelphia, PA: IOP, 1999) p. 592; hep-ph/9810361
109. Faraggi A E, Olive K A, Pospelov M *Astropart. Phys.* **13** 31 (2000)
110. Blasi P, Dick R, Kolb E W *Astropart. Phys.* **18** 57 (2002); astro-ph/0105232
111. Рябов В А *УФН* **176** 931 (2006) [Ryabov V A *Phys. Usp.* **49** 905 (2006)]
112. Coleman S *Nucl. Phys. B* **262** 263 (1985)
113. Kusenko A *Phys. Lett. B* **405** 108 (1997)
114. Dvali G, Kusenko A, Shaposhnikov M *Phys. Lett. B* **417** 99 (1998); hep-ph/9707423
115. Kusenko A *Phys. Lett. B* **406** 26 (1997); hep-ph/9705361
116. Kusenko A, Shaposhnikov M *Phys. Lett. B* **418** 46 (1998); hep-ph/9709492
117. Kusenko A et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 3185 (1998); hep-ph/9712212
118. Ahlen S et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 1860 (1992)
119. Re Rújula A *Nucl. Phys. A* **434** 605 (1985); Bakari D et al., hep-ex/0004019
120. Benakli K, Ellis J, Nanopoulos D V *Phys. Rev. D* **59** 047301 (1999); hep-ph/9803333
121. Froggatt C D, Nielsen H B *Phys. Lett. B* **368** 96 (1996)
122. Froggatt C D, Nielsen H B *Phys. Rev. Lett.* **95** 231301 (2005); astro-ph/0508513
123. Oaknin D H, Zhitnitsky A *Phys. Rev. D* **71** 023519 (2005)
124. Afonso C et al. *Astron. Astrophys.* **400** 951 (2003)
125. Dirac P A M *Proc. R. Soc. London A* **133** 60 (1931)
126. Abbiendi G et al. *Eur. Phys. J. C* **14** 187 (2000); hep-ex/9909051
127. Abulencia A et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 211802 (2006); hep-ex/0603006
128. Aktas A et al. *Eur. Phys. J. C* **41** 133 (2005); hep-ex/0501039
129. 't Hooft G *Nucl. Phys. B* **79** 276 (1974)
130. Поляков А М *Письма в ЖЭТФ* **20** 430 (1994) [Polyakov A M *JETP Lett.* **20** 194 (1994)]
131. Zeldovich Ya B, Khlopov M Yu *Phys. Lett. B* **79** 239 (1978)
132. Groom D E *Phys. Rep.* **140** 323 (1986)
133. Kolb E W, Turner M *The Early Universe* (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1990)
134. Kephart T W, Weiler T J *Astropart. Phys.* **4** 271 (1996); astro-ph/9505134
135. Harvey J A *Nucl. Phys. B* **236** 255 (1984)
136. Ambrosio M et al. *Eur. Phys. J. C* **25** 511 (2002); hep-ex/0207020
137. Окунь Л Б *УФН* **177** 397 (2007) [Okun L B *Phys. Usp.* **50** 380 (2007)]; hep-ph/0606202
138. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **104** 254 (1956)
139. Foot R, Lew H, Volkas R R *Phys. Lett. B* **272** 67 (1991)
140. Foot R, Volkas R R *Phys. Rev. D* **52** 6595 (1995)
141. Berezhiani Z G, Dolgov A D, Mohapatra R N *Phys. Lett. B* **375** 26 (1996); hep-ph/9511221
142. Ignatiev A Yu, Volkas R R *Phys. Lett. B* **487** 294 (2000)
143. Ignatiev A Yu, Volkas R R *Phys. Rev. D* **68** 023518 (2003); hep-ph/0304260
144. Mohapatra R N, Teplitz V L *Phys. Rev. D* **62** 063506 (2000)
145. Berezhinsky V, Vilenkin A *Phys. Rev. D* **62** 083512 (2000); hep-ph/9908257
146. Abulencia A et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 171802 (2006); hep-ex/0605101
147. Abazov V M et al. *Phys. Lett. B* **638** 119 (2006); *Phys. Rev. Lett.* **97** 241801 (2006); hep-ex/0604046
148. Feng J L et al. *Phys. Rev. D* **52** 1418 (1995); hep-ph/9502260
149. Ellis J et al. *Phys. Rev. D* **62** 075010 (2000); hep-ph/0004169
150. Baer H et al. *JCAP* (09) 007 (2003); hep-ph/0305191
151. Hooper D, Profumo S *Phys. Rep.* **453** 29 (2007); hep-ph/0701197
152. Peskin M E, arXiv:0707.1536
153. Baltz E A et al. *Phys. Rev. D* **74** 103521 (2006); hep-ph/0602187
154. Datta A K, Kong K, Matchev K T *Phys. Rev. D* **72** 096006 (2005); hep-ph/0509246
155. Carena M, Hooper D, Vallinotto A *Phys. Rev. D* **75** 055010 (2007); hep-ph/0611065
156. Balazs C et al. *JHEP* (06) 066 (2007); hep-ph/0705.0431
157. Ellis J et al. (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collab.) *Phys. Lett. B* **565** 61 (2003); hep-ex/0306033
158. Battaglia M et al. *JHEP* (07) 033 (2005); hep-ph/0502041
159. Bhattacharyya G et al. *Phys. Lett. B* **628** 141 (2005); hep-ph/0502031
160. Bhattacharjee B, Kundu A *Phys. Lett. B* **627** 137 (2005); hep-ph/0508170
161. Jungman G, Kamionkowski M *Phys. Rev. D* **51** 328 (1995); hep-ph/9407351
162. Hooper D, Kribs G D *Phys. Rev. D* **67** 055003 (2003); hep-ph/0208261
163. Crotty P *Phys. Rev. D* **66** 063504 (2002); hep-ph/0205116
164. Lundberg J, Edsjo J *Phys. Rev. D* **69** 123505 (2004); astro-ph/0401113
165. Halzen F, Hooper D *Phys. Rev. D* **73** 123507 (2006); hep-ph/0510048
166. Cirelli M et al. *Nucl. Phys. B* **727** 99 (2005); hep-ph/0506298
167. Рябов В А *ЭЧАЯ* (2008) (принято в печать)
168. Desai S et al. *Phys. Rev. D* **70** 083523 (2004); hep-ex/0404025
169. Ambrosio M et al. *Phys. Rev. D* **60** 082002 (1999); hep-ex/9812020
170. Boliev M et al., in *Proc. of the 24th Intern. Cosmic Ray Conf.: ICRC, Rome, 1995* Vol. 1 (Urbino, 1995) p. 722
171. Aynutdinov V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **588** 99 (2008)
172. Ackermann M et al. *Astropart. Phys.* **24** 459 (2006); astro-ph/0508518
173. Landsman H, in *Proc. of the 6th Intern. Workshop on the Identification of Dark Matter, IDM 2006, Greece*; astro-ph/0612239
174. Achterberg A et al. *Astropart. Phys.* **26** 155 (2006); astro-ph/0604450
175. Aguilar J A et al. *Astropart. Phys.* **23** 131 (2005); astro-ph/0412126

176. Aggouras G et al. *Astropart. Phys.* **23** 377 (2005)
177. Amore I et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **22** 3509 (2007); arXiv:0709.3991
178. Katz U F *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **567** 457 (2006); astro-ph/0606068
179. Lim G, in *Proc. of the 15th Intern. Conf. on Supersymmetry and the Unification of Fundamental Interactions, SUSY 2007, Karlsruhe, Germany* Vol. 1 (Eds W de Boer, I Gebauer) (Karlsruhe: Univ. of Karlsruhe, 2007) p. 842; arXiv:0710.3685
180. Beacom J F, Bell N F, Mack G D *Phys. Rev. Lett.* **99** 231301 (2007); astro-ph/0608090
181. Yüksel H et al. *Phys. Rev. D* **76** 123506 (2007); arXiv:0707.0196
182. Hunter S D et al. *Astrophys. J.* **481** 205 (1997)
183. Hooper D et al. *JCAP* (09) 002 (2004); astro-ph/0404205
184. Navarro J F, Frenk C S, White S D *Astrophys. J.* **462** 563 (1996); astro-ph/9508025
185. Moore B et al. *Astrophys. J.* **524** L19 (1999); astro-ph/9907411
186. Hooper D, Dings B L *Phys. Rev. D* **70** 113007 (2004); astro-ph/0210617
187. de Boer W et al. *Astron. Astrophys.* **444** 51 (2005); astro-ph/0508617
188. de Boer W et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 209001 (2005); astro-ph/0602325
189. Strong A W, Moskalenko I V, Reimer O *Astrophys. J.* **613** 962 (2004); astro-ph/0406254
190. Elsässer D, Mannheim K *Phys. Rev. Lett.* **94** 171302 (2005); astro-ph/0405235
191. Nuss E *Adv. Space Res.* **41** 2029 (2008); arXiv:0704.2738
192. Sellerholm A et al., in *Proc. of the 5th Intern. Workshop on Science with the New Generation High Energy Gamma-Ray Experiments* (Frascati Physics Ser., Vol. 45, Eds A Lionetto, A Morselli) (Frascati: INFN, 2007) p. 87; arXiv:0707.4126
193. Hooper D et al. *Phys. Rev. D* **77** 043511 (2008); FERMILAB-PUB-07-461-A; arXiv:0709.3114
194. Jacholkowska A et al. *Phys. Rev. D* **74** 023518 (2006); astro-ph/0508349
195. Aguilar M et al. *Phys. Rep.* **366** 331 (2002)
196. Goebel F, in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, July 2007*; arXiv:0709.2605
197. Elsässer D, Mannheim K *New Astron. Rev.* **49** 297 (2005); astro-ph/0409563
198. Albert J et al. *Astrophys. J.* **638** L101 (2006); astro-ph/0512469
199. Aharonian F et al. *Phys. Rev. D* **75** 042004 (2007); astro-ph/0701766
200. Aharonian F et al. *Astron. Astrophys.* **425** L13 (2004); astro-ph/0408145
201. Aharonian F et al. *Nature* **439** 695 (2006); astro-ph/0603021
202. Aharonian F et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 221102 (2006); astro-ph/0610509
203. Moulin E et al., in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, July 2007*; arXiv:0711.3682
204. Moulin E et al. *Phys. Rev. D* **77** 055014 (2008); astro-ph/0712.3151
205. Tsuchiya K et al. *Astrophys. J.* **606** L115 (2004); astro-ph/0403592
206. Holder J et al. *Astropart. Phys.* **25** 391 (2006); astro-ph/0604119
207. Kosack K et al. *Astrophys. J.* **608** L97 (2004); astro-ph/0403422
208. Maier G et al., in *Proc. of the 30th Intern. Cosmic Ray Conf., Merida, Mexico, July 2007*; arXiv:0709.3654
209. Atkins R et al. *Astrophys. J.* **604** L25 (2004); astro-ph/0311389
210. Atkins R et al. *Astrophys. J.*; astro-ph/0403097
211. Atkins R et al., astro-ph/0405291
212. Bergström L, Hooper D *Phys. Rev. D* **73** 063510 (2006); hep-ph/0512317
213. Profumo S, Kamionkowski M *JCAP* (03) 003 (2006); astro-ph/0601249
214. Lavalle J et al. *Astron. Astrophys.* **450** 1 (2006); astro-ph/0601298
215. Bottino A et al. *Phys. Rev. D* **58** 123503 (1998); astro-ph/9804137
216. Bergström L et al. *Phys. Rev. D* **59** 043506 (1999); astro-ph/9806072
217. Bergström L, Edsjö J, Ullio P *Astrophys. J.* **526** 215 (1999); astro-ph/9902012
218. Barwick S W et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 390 (1995); astro-ph/9505141
219. Barwick S W et al. *Astrophys. J.* **482** L191 (1997); astro-ph/9703192
220. Maeno T et al. *Astropart. Phys.* **16** 121 (2001); astro-ph/0010381
221. Boezio M et al. *Astrophys. J.* **561** 787 (2001); astro-ph/0103513
222. Casolino M et al. *Adv. Space Res.* **42** 455 (2008); arXiv:0708.1808
223. Picozza P, Galper A M, Castellini G *Astropart. Phys.* (submitted); astro-ph/0608697
224. Lionetto A M, Morselli A, Zdravkovic V *JCAP* (09) 010 (2005); astro-ph/0502406
225. Hooper D, Kribs G D *Phys. Rev. D* **70** 115004 (2004); hep-ph/0406026
226. Hooper D, Silk J *Phys. Rev. D* **71** 083503 (2005); hep-ph/0409104
227. Brun P *Eur. Phys. J. C* **56** 27 (2008); arXiv:0710.2458
228. Baudis L *Int. J. Mod. Phys. A* **21** 1925 (2006); astro-ph/0511805
229. Morales A et al. *Phys. Lett. B* **489** 268 (2000); hep-ex/0002053
230. Klapdor-Kleingrothaus H V et al. *Astropart. Phys.* **18** 525 (2003); hep-ph/0206151
231. Burgos S et al. *Astropart. Phys.* (submitted); arXiv:0707.1488
232. Santos D et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **39** 154 (2006); astro-ph/0512220
233. Bernabei R et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **13** 2127 (2004); astro-ph/0501412
234. Bernabei R, Contributed paper to Neutrinoless Double Beta Decay (NDBD07), Ahmedabad (India), February 2007; arXiv:0704.3543
235. Ahmed B et al. *Astropart. Phys.* **19** 691 (2003); hep-ex/0301039
236. Cebrián S et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **114** 111 (2003); hep-ex/0211050
237. Shimizu Y et al. *Phys. Lett. B* **633** 195 (2006); astro-ph/0510390
238. Lee H S et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 091301 (2007); arXiv:0704.0423
239. Fushimi K-I et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **120** 042024 (2008); arXiv:0711.3053
240. Sumner T, in *Proc. of the 5-th Intern. Symp. Sources and Detection of Dark Matter and Dark Energy in the Universe, Marina del Rey, 2002*
241. Cebrián S et al. *Astropart. Phys.* **15** 79 (2001); astro-ph/0004292
242. Cebrián S et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **110** 97 (2002); astro-ph/0112272
243. Takeda A et al. *Phys. Lett. B* **572** 145 (2003); astro-ph/0306365
244. Angloher C et al. *Astropart. Phys.* **18** 43 (2002)
245. Bolte W J et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **577** 569 (2007); astro-ph/0503398
246. Bertone G et al., arXiv:0705.2502; To appear in *Phys. Rev. Lett.*
247. Barnabé-Heider M et al. *Phys. Lett. B* **624** 186 (2005); hep-ex/0502028
248. Girard T A et al. *Phys. Lett. B* **621** 233 (2005); hep-ex/0505053
249. Borer K et al. *Astropart. Phys.* **22** 199 (2004); astro-ph/0404311
250. Angloher G et al. *Astropart. Phys.* **23** 325 (2005); astro-ph/0408006
251. Akerib D S et al. *Phys. Rev. D* **68** 082002 (2003); hep-ex/0306001
252. Akerib D S et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 211301 (2004); astro-ph/0405033
253. Brink P L et al., in *Proc. of Texas Symp. on Relativistic Astrophysics, Stanford, 2004*, p. 2529; astro-ph/0503583
254. Sanglard V et al. *Phys. Rev. D* **71** 122002 (2005); astro-ph/0503265
255. Chantelauze A, in *Proc. of the 15th Intern. Conf. on Supersymmetry and the Unification of Fundamental Interactions, SUSY 2007, Karlsruhe, Germany* Vol. 1 (Eds W de Boer, I Gebauer) (Karlsruhe: Univ. of Karlsruhe, 2007); arXiv:0710.5849
256. Alier G J et al., astro-ph/0701858
257. Akimov D Yu et al. *Astropart. Phys.* **27** 46 (2007); astro-ph/0605500
258. Angle J et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 021303 (2008); arXiv:0706.0039
259. Benetti P et al. *Astropart. Phys.* (submitted); astro-ph/0701286
260. Amerio S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **527** 329 (2004)
261. Laffranchi M, Rubbia A *J. Phys. Conf. Ser.* **65** 012014 (2007); hep-ph/0702080
262. Alexandrov K V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **459** 135 (2001)
263. Aleksandrov K V et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **113** 344 (2002)
264. Александров К В и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **66** 1624 (2002) [Aleksandrov K V et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **66** 1795 (2002)]
265. Aleksandrov K V et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **122** 427 (2003)
266. Ammosov V V et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **151** 426 (2006)
267. Mukhamedshin R A *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **97** 189 (2001)
268. Ammosov V V et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **166** 140 (2007)
269. Ammosov V V et al. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **175** 190 (2008)
270. Ohsawa A, Shibuya E, Tamada M, in *29th Intern. Cosmic Ray Conf., Pune, India, 2005* Vol. 9 (Mumbai Tate Inst. of Fundamental Res., 2005) p. 49
271. Жуков А П и др. *Кратк. сообщ. по физ. ФИАН* **10** 40 (2005) [Zhukov A P et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* (10) 33 (2005)]
272. Котельников К А и др. *Акуст. журн.* **44** 76 (1998) [Kotelnikov K A et al. *Acoust. Phys.* **44** 61 (1998)]

273. Аскаръян Г А *Атомная энергия* **3** 152 (1957) [Askaryan G A *At. Energy* **3** 921 (1957)]
274. Головашкин А И и др. *Кратк. сообщ. по физ. ФИАН* (10) 35 (2007) [Golovashkin A I et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* (10) 296 (2007)]
275. Loupasmaa O V *Experimental Principles and Methods Below 1 K* (New York: Academic Press, 1974)
276. Clarke J *Phys. Today* **39** (3) 36 (1986)
277. SUSY Dark Matter/Interactive Direct Detection Limit Plotter, <http://dmtools.berkeley.edu/limitplots/>
278. Baltz E A, Gondolo P *Phys. Rev. D* **67** 063503 (2003); astro-ph/0207673
279. Ellis J et al. *Phys. Rev. D* **71** 095007 (2005); hep-ph/0502001

The search for dark matter particles

V.A. Ryabov, V.A. Tsarev, A.M. Tskhovrebov

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation*

Tel. (7-499) 132-24 52, (7-499) 135-42 95. Fax (7-499) 135-24 52

E-mail: ryabov@x4u.lebedev.ru, tsarev@x4u.lebedev.ru, tshovrebov@rambler.ru

The evidence for dark matter in the Universe is discussed and the most popular candidates for dark matter particles are reviewed. In the bulk of the paper numerous experiments on the search for dark matter particles are discussed, both underway and planned. Direct and indirect detection methods are examined, of which in the former the detector interacts with dark matter particles themselves and in the latter, with their annihilation or decay products.

PACS numbers: **12.60. - i**, **29.40. - n**, **95.35. + d**

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200811a.1129

Bibliography — 279 references

Received 18 March 2008, revised 20 August 2008

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **178** (11) 1129 – 1163 (2008)

Physics – Uspekhi **51** (11) (2008)