

К 50-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАН**ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ****Поиск лёгкой тёмной материи в эксперименте NA64**

С.Н. Гниненко, Н.В. Красников, В.А. Матвеев

Рассматриваются основные модели лёгкой тёмной материи и эксперимент NA64, предназначенный для поиска гипотетических частиц, включая тёмную материю, в диапазоне масс $\leq O(1)$ ГэВ с использованием электронного и мюонного пучков на ускорителе SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРНе. Обсуждаются методы и результаты поисков NA64 и других ускорительных экспериментов, а также их дальнейшие перспективы.

Ключевые слова: физика вне рамок Стандартной модели, лёгкая тёмная материя

PACS numbers: 12.60.-i, 12.60.Cn, 13.20.Cz

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039066>**Содержание**

1. Введение (1361).
2. Феноменологические аспекты моделей с лёгкой тёмной материи (1363).
 - 2.1. Модель с тёмным фотоном.
 - 2.2. Распады и рождение тёмного фотона.
 - 2.3. Реакции, используемые для поиска лёгкой тёмной материи и тёмного фотона на ускорителях.
 - 2.4. Мюонная ($g_\mu - 2$)-аномалия и лёгкий векторный бозон.
 - 2.5. Плотность тёмной материи во Вселенной.
3. Эксперимент NA64 (1368).
 - 3.1. Общие замечания.
 - 3.2. Эксперимент NA64 с электронным пучком. Невидимая мода.
 - 3.3. Поиск видимых распадов гипотетических частиц $A', X(17) \rightarrow e^+e^-$ в эксперименте NA64.
 - 3.4. Поиск распадов скалярных, псевдоскалярных, векторных и аксиально-векторных частиц.
 - 3.5. Эксперимент NA64 с использованием мюонного пучка.
 - 3.6. Комбинирование результатов экспериментов NA64e и NA64μ.
4. Другие экспериментальные ограничения (1380).
 - 4.1. Видимые A' -распады.
 - 4.2. Невидимые A' -распады.
 - 4.3. Ограничение из реакции $v_\mu N \rightarrow v_\mu N\mu^+\mu^-$.
 - 4.4. Неускорительные ограничения.
 - 4.5. Прямое детектирование лёгкой тёмной материи.
5. Другие будущие эксперименты (1383).
 - 5.1. Эксперимент SHiP в ЦЕРНе.
 - 5.2. Belle-II в KEK.
 - 5.3. Эксперимент MAGIX в MESA.
 - 5.4. Эксперимент FASER.
 - 5.5. Эксперимент PADME.
 - 5.6. Эксперимент BDX в Лаборатории им. Джифферсона.
 - 5.7. Эксперимент DarkLight в Лаборатории им. Джифферсона.
 - 5.8. Эксперимент LDMX.

6. Заключение (1384).

Список литературы (1385).

1. Введение

В настоящее время основные эксперименты в физике высоких энергий и элементарных частиц можно условно разбить на три группы. К первой группе относятся эксперименты по поиску новых частиц с большой массой и проявлений новой физики вне Стандартной модели (СМ) на малых расстояниях, т.е. в процессах с большими переданными импульсами. Типичный и, пожалуй, пока единственный пример — эксперименты CMS (Compact Muon Solenoid) и ATLAS (A Toroidal LHC (Large Hadron Collider) ApparatuS) на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе. Второй вид экспериментов — более точное измерение величин, измеренных ранее. Один из наиболее ярких примеров — эксперименты по измерению скорости распадов $K \rightarrow \pi\nu\nu$ и аномальных магнитных моментов мюона и электрона с целью сравнения экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями. Для экспериментов такого рода критически важно наличие надёжных теоретических вычислений. К третьей группе относятся эксперименты по поиску редких процессов, например распадов $\mu \rightarrow e\gamma, eee, \dots$, и новых относительно лёгких гипотетических частиц с массой $m \leq O(1)$ ГэВ, типа аксионов, майоронов, тёмных фотонов и т.д. Ясно, что если подобные частицы существуют, то их константы связи с частицами обычной материи (кварками, лептонаами, фотонами) должны быть очень малы, в противном случае такие частицы были бы уже обнаружены. Поэтому для их поиска нужны эксперименты при максимально возможных интенсивностях пучков, т.е. относящиеся к области так называемой границы высокой интенсивности (high-intensity frontier). Интерес к экспериментам такого рода особенно усилился в последнее время в связи с проблемой тёмной материи.

Как известно, в настоящее время наиболее убедительным свидетельством в пользу существования физики вне рамок СМ, помимо обнаружения осцилляций нейтрино,

С.Н. Гниненко^(1, a), Н.В. Красников^(1, 2), В.А. Матвеев^(1, 2)

⁽¹⁾ Институт ядерных исследований РАН,
просп. 60-летия Октября 7а, 117312 Москва,
Российская Федерация

⁽²⁾ Объединённый институт ядерных исследований,
ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл.,
Российская Федерация

E-mail: ^(a)sergei.gninenko@cern.ch

Статья поступила 26 мая 2021 г.,
после доработки 16 сентября 2021 г.

являются астрономические наблюдения, свидетельствующие о наличии во Вселенной тёмной материи (ТМ) [1, 2]¹. Природа ТМ — один из наиболее интересных вопросов современной физики. Если ТМ — это термический реликт, который на ранней стадии расширения Вселенной находился в термодинамическом равновесии с обычной материией, а потом по мере охлаждения Вселенной отцеплялся от неё, то в таком сценарии взаимодействие ТМ с нашей материией по порядку величины совпадает со слабым взаимодействием. Последнее обстоятельство является сильной мотивацией для развития моделей с новыми негравитационными взаимодействиями между ТМ и нашей материией.

В настоящее время среди множества объяснений происхождения ТМ [1, 2] стали весьма популярны модели лёгкой тёмной материи (ЛТМ) [4–12] с массой частиц менее $O(1)$ ГэВ. Первоначально такие модели не рассматривались, поскольку в наивном варианте они приводили к предсказаниям плотности ТМ во Вселенной и ограничениям на массу ЛТМ, противоречащим наблюдениям [13] (см. также статью [14]). Однако появление класса моделей, содержащих дополнительное взаимодействие между частицами обычной и тёмной материй [4–12], позволило избежать этих ограничений. Как упоминалось выше, по мере расширения Вселенной в момент, когда температура и соответствующее ей сечение аннигиляции ТМ-частицы → СМ-частицы и(или) плотность ТМ становятся слишком малыми для того, чтобы обеспечить термодинамическое равновесие, частицы ТМ выходят из термодинамического равновесия, т.е. отцепляются.

Экспериментальные данные [1, 2] свидетельствуют о том, что реализуется сценарий, при котором частицы ТМ в момент отцепления являются нерелятивистскими, т.е. масса частиц ТМ много больше температуры отцепления. Величина сечения аннигиляции частиц ТМ в частицы нашей материи определяет остаточную плотность ТМ. Слишком большое сечение аннигиляции приводит к малой плотности ТМ, и, наоборот, слишком малое сечение аннигиляции приводит к большой плотности ТМ. Наблюданная величина доли ТМ $\rho_D/\rho_c \approx 0,25$ [15] позволяет найти сечение аннигиляции частиц ТМ в частицы обычной материи и оценить перспективы открытия частиц ТМ на ускорителях. Например, в моделях с тёмным фотоном сечение аннигиляции $\sigma(\chi\bar{\chi} \rightarrow e^+e^-)$ предсказывается равным $O(1)$ пб, а следовательно, и сечение обратного процесса порядка той же величины, что означает принципиальную возможность детектирования ЛТМ на ускорителях.

Разумеется, утверждение о возможности детектирования ЛТМ на ускорителях зависит от конкретной модели (см. разделы 3–5). Отметим, что предсказываемая величина сечения аннигиляции частиц ТМ в частицы СМ в момент выхода из термодинамического равновесия слабо зависит от массы частиц ТМ [1, 2]. Астрофизические и полученные из нуклеосинтеза ограничения намного сильнее соответствующих ускорительных пределов при массах частиц ЛТМ, меньших $O(1)$ МэВ (см. раздел 4), в то время как при массах частиц ЛТМ, больших $O(1)$ МэВ, астрофизические ограничения, как правило, слабее ускорительных.

¹ Заметим, что существуют попытки объяснить астрономические наблюдения посредством модификации общей теории относительности на больших расстояниях [3].

Модели с ЛТМ можно классифицировать по спину частиц и медиатора, переносящего взаимодействие между частицами скрытого сектора и видимой материи. Модели со скалярными медиаторами серьёзно ограничены данными [16, 17] по редким распадам К- и В-мезонов, но не исключены [18]. Модель с лёгким векторным медиатором — тёмным фотоном [5–20] — весьма популярна в настоящее время. Одна из причин повышенного внимания именно к этой модели — её простота и перенормируемость. Взаимодействие между частицами СМ и ЛТМ возникает вследствие ненулевого смешивания между фотоном и тёмным фотоном A' — векторным медиатором, переносящим взаимодействие в тёмном секторе. Однако другие модели, например модели со взаимодействиями $L_\mu - L_\tau$, $B - L$, $B - 3L_e$ векторного медиатора с частицами ЛТМ, также возможны [21–27]. Здесь уместно подчеркнуть, что не следует отождествлять A' и ЛТМ, хотя при очень малом смешивании и малых массах тёмный фотон может претендовать на роль частицы тёмной материи².

Отметим, что в настоящее время отсутствуют какие-либо теоретические или экспериментальные указания в пользу малых ($O(1)$ ГэВ) масс частиц ТМ, впрочем, как и в пользу других масс. Вместе с тем экспериментальные ограничения на модели ЛТМ отнюдь их не исключают. Следует отметить, что ещё одно указание в пользу существования физики вне рамок СМ связано с так называемой мюонной ($g_\mu - 2$)-аномалией — наличием несоответствия на уровне $4,2\sigma$ между измеренным [28] и предсказанным СМ [29–32] значениями аномального магнитного момента мюона. Среди возможных объяснений ($g_\mu - 2$)-аномалии [33–36] отметим модели, предсказывающие существование нового лёгкого векторного бозона, взаимодействующего в основном с лептонами второго и третьего поколений через лептонный ток $L_\mu - L_\tau$ [21–23].

Как упоминалось, возможное существование ЛТМ является весьма привлекательным для экспериментальных поисков. Вычисления диапазона масс и констант связи, объясняющих реликтовую плотность ЛТМ, предсказывают, что эти значения лежат в труднодоступной, но в принципе достижимой области для экспериментов на современных ускорителях. Это обстоятельство резко стимулировало дополнительные усилия по разработке новых методов и улучшению чувствительности экспериментов по поиску ЛТМ. Один из таких подходов, развитый в эксперименте NA64, основан на поиске "несохранения энергии" (недостающей энергии) в реакциях рассеяния заряженных лептонов на ядрах. Большое внимание к таким процессам связано также с тем, что их наблюдение явно выходит за рамки СМ и требует её существенного расширения. Сам факт обнаружения тёмной материи во Вселенной, несомненно, усиливает интерес к таким поискам.

Целью настоящего обзора является рассмотрение эксперимента NA64, предназначенного для поиска гипотетических частиц, включая тёмную материю, в диапазоне масс менее 1 ГэВ с использованием электронного и мюонного пучков на ускорителе SPS (Super Proton Synchrotron) в ЦЕРНе [37–43]. Эксперимент обладает лучшей на сегодня чувствительностью в области масс вектор-

² В настоящем обзоре мы не рассматриваем эту возможность, поскольку тогда эксперимент NA64 окажется неконкурентоспособным по сравнению с другими экспериментами [5–12].

ного медиатора $O(1)$ МэВ $\leq m_{A'} \leq O(500)$ МэВ. Кроме того, мы обсуждаем ряд других, наиболее конкурентных с NA64 существующих и планируемых, экспериментов по поиску частиц ЛТМ и медиаторов их взаимодействий. Также рассматриваем феноменологию, связанную с тёмным фотоном и частицами ЛТМ.

Обзор организован следующим образом. В разделе 2 мы рассматриваем феноменологические аспекты моделей ЛТМ, в частности модель с тёмным фотоном. В том же разделе даётся обзор основных моделей с новыми лёгкими частицами, объясняющими мюонную ($g_\mu - 2$)-аномалию. Мы приводим основные формулы, необходимые для вычисления плотности ЛТМ во Вселенной. Также мы рассматриваем основные реакции, использующиеся на ускорителях для поиска ЛТМ и лёгких медиаторов её взаимодействий со СМ. Раздел 3 посвящён эксперименту NA64 по поиску частиц ЛТМ и других гипотетических частиц скрытого сектора. Мы описываем методику такого поиска в эксперименте NA64 с электронным и мюонным пучком. Приведены основные результаты эксперимента, обсуждаются перспективы дальнейших поисков ЛТМ и других гипотетических частиц. В разделе 4 обсуждаются другие ускорительные и неускорительные ограничения на модели с лёгким бозоном, включая модели с ЛТМ. В разделе 5 кратко описаны будущие эксперименты по поиску ЛТМ и тёмного фотона. Раздел 6 содержит заключительные замечания.

2. Феноменологические аспекты моделей с лёгкой тёмной материей

2.1. Модель с тёмным фотоном

Наиболее популярной и разработанной моделью ЛТМ является модель с векторным переносчиком взаимодействия между наблюдаемой материей и ЛТМ — модель с тёмным фотоном [6, 20]. В этой модели тёмный фотон (новый массивный векторный бозон A') взаимодействует с калибровочными полями $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$ СМ посредством ненулевого смешивания калибровочного поля $U'(1)$ A'_μ с калибровочным полем $U(1)$ B_μ СМ. A' взаимодействует также с полями ЛТМ. В перенормируемых моделях с дополнительной абелевой калибровочной группой $U'(1)$ частицы ЛТМ имеют спин³ 0 или 1/2. Лагранжиан модели с тёмным фотоном имеет вид

$$L = L_{SM} + L_{SM, dark} + L_{dark}, \quad (1)$$

где L_{SM} — лагранжиан СМ,

$$L_{SM, dark} = -\frac{\epsilon}{2 \cos \theta_W} B^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}, \quad (2)$$

$B^{\mu\nu} = \partial^\mu B^\nu - \partial^\nu B^\mu$, $F'_{\mu\nu} = \partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu$, ϵ — параметр смешивания, L_{dark} — лагранжиан ЛТМ, θ_W — угол Вайнберга.

В настоящее время в основном рассматриваются скалярные, дираковские, майорановские и псеводдираков-

³Также возможны модели с частицами ЛТМ со спином 1 [44–46]. Например, в модели [47] с калибровочной группой $SU_X(2) \times U_X(1)$ тёмного сектора после её нарушения до калибровочной группы $U'(1)$ заряженные относительно группы $SU_X(2)$ бозоны со спином 1 могут играть роль частицы ЛТМ [47]. Кроме того, лёгкий тёмный фотон массой $m_{A'} \ll m_e$ может претендовать на роль частицы ЛТМ [15]. В настоящем обзоре мы рассматриваем наиболее простые модели ЛТМ со спином 0 или 1/2.

ские модели ЛТМ⁴. Для скалярной модели лагранжиан имеет вид

$$L_{dark} = -\frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} + (\partial_\mu \chi - ie_D A'_\mu \chi) (\partial^\mu \chi - ie_D A'^\mu \chi)^* - m_\chi^2 \chi^* \chi - \lambda_\chi (\chi^* \chi)^2 + \frac{m_{A'}^2}{2} A'_\mu A'^\mu, \quad (3)$$

где χ — заряженное скалярное поле ЛТМ, e_D , λ_χ — константы связи. Здесь калибровочная симметрия,

$$A'_\mu \rightarrow A'_\mu + \partial_\mu \alpha, \quad (4)$$

$$\chi \rightarrow \exp(i e_D \alpha) \chi, \quad (5)$$

где α — произвольная функция от координат, явно нарушена вследствие ненулевого массового члена $(m_{A'}^2/2) A'_\mu A'^\mu$ в лагранжиане (3). Для возникновения ненулевой массы тёмного фотона A'_μ можно использовать механизм Хиггса с лагранжианом

$$L_\phi = (\partial_\mu \phi - ie_D A'_\mu \phi) (\partial^\mu \phi - ie_D A'^\mu \phi)^* - \lambda (\phi^* \phi - c^2)^2, \quad (6)$$

где c — произвольная константа, приводящая к ненулевой массе⁵ A' в случае ненулевого вакуумного среднего, $\langle \phi \rangle \neq 0$. Вследствие ненулевого смешивания (2) низкоэнергетическое взаимодействие тёмного фотона A' с фермионами СМ описывается эффективным лагранжианом

$$L_{A', SM} = \epsilon e A'_\mu J_{EM}^\mu, \quad (7)$$

где J_{EM}^μ — электромагнитный ток СМ.

Для дираковской ЛТМ χ лагранжиан имеет вид

$$L_{dark} = -\frac{1}{4} F'_{\mu\nu} F'^{\mu\nu} + i \bar{\chi} \gamma^\mu \partial_\mu \chi - m_\chi \bar{\chi} \chi + e_D \bar{\chi} \gamma^\mu \chi A'_\mu + \frac{m_{A'}^2}{2} A'_\mu A'^\mu. \quad (8)$$

Для майорановской ЛТМ χ_M ($\chi_M = \chi_L + \chi_R^c$, $\chi_M^c = \chi_M$, $\chi_M^c = C \bar{\chi}_M$)⁶ основное отличие от дираковской ЛТМ заключается в замене [11] $e_D \bar{\chi} \gamma^\mu \chi A'_\mu \rightarrow (e_D/2) \bar{\chi}_M \gamma^\mu \gamma_5 \chi_M A'_\mu$ в лагранжиане (8), где γ^μ — дираковские гамма-матрицы, γ_5 — дираковская гамма-5-матрица. В модели с псеводдираковскими фермионами [11, 54] посредством введения скалярного поля ϕ_{PD} с ненулевым вакуумным средним, $\langle \phi_{PD} \rangle \neq 0$, спонтанно нарушено фермионное число, что реализуется заменой массового члена $-m_\chi \bar{\chi} \chi \rightarrow -m_\chi \bar{\chi} \chi - (h_{PD} \phi_{PD} \bar{\chi}_L \chi_L + h_{PD} \phi_{PD} \bar{\chi}_R \chi_R + h.c.)$ в

⁴Миллизарженные частицы могут также рассматриваться как кандидаты на роль частиц ЛТМ [48, 49], но их рассмотрение выходит за рамки настоящего обзора. Перспективы поиска миллизарженных частиц в эксперименте NA64 изучались в работе [50].

⁵В моделях со спонтанным нарушением калибровочной симметрии $U'(1)$ соответствующий "бозон Хиггса", $S = (1/\sqrt{2})(\phi + \phi^* - \langle \phi \rangle - \langle \phi^* \rangle)$, может играть роль ЛТМ [51] при малых массах "бозона Хиггса", $m_S \ll m_A$. При массах хиггсовского бозона, больших массы тёмного фотона, его влияние на плотность ЛТМ несущественно [52, 53]. При массах $m_S \approx m_\chi$, близких к массе частиц ЛТМ, процессы аннигиляции $\chi \chi \rightarrow SS$, $SS \rightarrow \chi \chi$ значительно влияют на плотность ЛТМ и их необходимо учитывать. Возможные сигнатуры для поиска "бозона Хиггса" S на ускорителях обсуждались в работах [52, 53].

⁶Здесь $\chi_{L,R} = (1 \mp \gamma_5) \chi / 2$, $\chi^c = C \bar{\chi}$, $C = i \gamma^0 \gamma^2$ — оператор зарядового сопряжения.

лагранжиане (8). Таким образом, исходный дираковский фермион χ массой m_χ "расщепляется" на два майорановских фермиона: $\chi_{1,2M} = \chi_{1,2} + \chi_{1,2}^c$, с массами⁷ $m_{\chi_{1,2}} = m_\chi \mp 2h_{PD}\langle\phi_{PD}\rangle$. Здесь $\chi_2 = (1/\sqrt{2})(\chi_L + \chi_R^c)$ и $\chi_1 = (-i/\sqrt{2}) \times (\chi_L - \chi_R^c)$. В модели с псевододираковскими фермионами взаимодействие A' с полями псевдодираковских фермионов осуществляется посредством замены $e_D \bar{\chi} \gamma^\mu \chi A'_\mu \rightarrow e_D J_{PD}^\mu A'_\mu, J_{PD}^\mu = i\bar{\chi}_2 \gamma^\mu \chi_1 + \text{h.c.}$ в лагранжиане (8). В пределе $h_{PD} \rightarrow 0$ мы получаем модель с дираковским фермионом. В ранней Вселенной псевододираковские фермионы χ_1 и χ_2 рождаются попарно и также попарно аннигилируют. При этом после выхода из термодинамического равновесия χ_2 распадается на χ_1 и частицы СМ, например $\chi_2 \rightarrow \chi_1 + e^+e^-$. Как следствие, на более поздних стадиях расширения Вселенная будет содержать только χ_1 ЛТМ [54], что позволяет избежать ограничения, связанного с реликтовым излучением (см. раздел 4.4.1).

Как отмечалось ранее, ограничения на модели ЛТМ со скалярным порталом являются весьма сильными. Это связано с тем, что перенормируемое расширение СМ с дополнительными скалярными медиаторами возможно лишь для моделей с дополнительными скалярными изодублетами и изосинглетами, в частности для модели со скалярным изосинглетом и скалярным изодублетом, взаимодействующим только с лептонами СМ [18], или для модели с несколькими скалярными изодублетами [24]. Простейшее расширение СМ с $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$ скалярным синглетным медиатором ϕ , смешивающимся с бозоном Хиггса h , приводящее к объяснению наблюдаемой плотности ЛТМ, находится в противоречии с экспериментальным ограничением из редких распадов К- и В-мезонов [17]. При этом в моделях с несколькими скалярными изодублетами и изосинглетом [18, 24] после нарушения электрослабой симметрии $SU_L(2) \otimes U(1)$ в спектре возникает лёгкий скаляр S и его взаимодействие с электронами представимо в виде

$$L = (h_S \bar{e} e + i h_P \bar{e} \gamma_5 e) S. \quad (9)$$

Таким образом, на феноменологическом уровне мы можем получать экспериментальные ограничения на константы связей h_S и h_P (см. раздел 3).

В модели с тёмным фотоном для оценки величины взаимодействия ЛТМ с обычной материи СМ должны быть известны величины ϵ и $\alpha_D = e_D^2/(4\pi)$. В настоящее время мы не можем предсказывать эти величины исходя из первых принципов, однако можем получить ограничение сверху на α_D исходя из условия отсутствия полюса Ландау для эффективной константы связи $\bar{\alpha}_D(\mu)$ вплоть до некоторого масштаба Λ [55]. Однопетлевая β -функция для эффективной константы $\bar{\alpha}_D(\mu)$ имеет вид

$$\beta(\bar{\alpha}_D) = \frac{\bar{\alpha}_D^2}{2\pi} \left(\frac{4}{3} Q_F^2 n_F + Q_S^2 \frac{n_S}{3} \right). \quad (10)$$

Здесь $\beta(\bar{\alpha}_D) \equiv \mu d\bar{\alpha}_D/d\mu$, n_F (n_S) — число фермионов (скляров) с $U'(1)$ -зарядами Q_F (Q_S). Для модели с псевододираковскими фермионами необходимо введение дополнительного скалярного поля ϕ_{PD} с зарядом $Q_{PD} = 2$, поэтому однопетлевая β -функция в этой модели $\beta(\bar{\alpha}_D) = 4\bar{\alpha}_D^2/(3\pi)$.

⁷ Мы всегда можем выбрать $\langle\phi_{PD}\rangle > 0$ и тем самым $m_{\chi_2} > m_{\chi_1}$.

Для модели с майорановским фермионом мы также должны ввести дополнительное скалярное поле с зарядом $Q_S = 2$ и дополнительное майорановское поле для сокращения γ_5 -аномалий, поэтому β -функция совпадает с β -функцией предыдущей модели. В модели со скалярной ЛТМ для приобретения тёмным фотоном массы калибровочно-инвариантным способом необходимо введение дополнительного скалярного поля с зарядом $Q_S = 1$, а значит, однопетлевая β -функция имеет вид $\beta(\alpha_D) = \alpha_D^2/(3\pi)$. Из условия $\Lambda \geq 1$ ТэВ следует, что $\alpha_D \leq 0,2$ для псевододираковских и майорановских фермионов и $\alpha_D \leq 0,8$ для заряженных скляров. Здесь под α_D понимается эффективная константа связи⁸ на масштабе $\mu = m_A$, т.е. $\alpha_D = \bar{\alpha}_D(m_A)$.

В наших вычислениях мы используем в качестве "реперной" точки значение $m_{A'} = 10$ МэВ, хотя результаты слабо зависят от выбора конкретной массы $m_{A'}$. При предположении, что модель с тёмным фотоном верна на масштабах вплоть до планковского, т.е. $\Lambda = M_{PL} = 1,2 \times 10^{19}$ ГэВ, мы получаем $\alpha_D \leq 0,05$ для псевододираковских и майорановских фермионов и $\alpha_D \leq 0,2$ для заряженных скляров. В СМ $SU_c(3)$ - $, SU_L(2)$ - и $U(1)$ -калибровочные константы связи $\sim (1/30 - 1/50)$ на планковском масштабе. Поэтому, по мнению авторов настоящего обзора, естественно предположить, что эффективная константа связи $\bar{\alpha}_D(\mu = M_{PL})$ лежит в диапазоне $SU_c(3)$ - $, SU_L(2)$ - и $U(1)$ -калибровочных констант, т.е. $\bar{\alpha}_D(\mu = M_{PL}) \sim (1/30 - 1/50)$. Как следствие, мы получаем, что значения $\alpha_D \sim 0,01 - 0,02$ являются наиболее естественными.

В основополагающей работе Холдома [20] предполагалось, что возникновение параметра смешивания ϵ связано с петлевыми поправками от вклада тяжёлых частиц, заряженных как электрически, так и относительно калибровочной группы $U'(1)$ тёмного фотона, при этом параметр ϵ оценивался на уровне $O(10^{-2}) \leq \epsilon \leq O(10^{-4})$. Но существуют и другие модели. В частности, ненулевой параметр ϵ может возникнуть вследствие неперенормируемого взаимодействия, например, $-[\Phi/(2\Lambda)]F_{\mu\nu}F'^{\mu\nu}$. Ненулевое вакуумное среднее, $\langle\Phi\rangle \neq 0$, приводит к ненулевому смешиванию $\epsilon = \langle\Phi\rangle/\Lambda$. Заметим, что недавнее обсуждение проблемы возникновения ненулевого параметра смешивания содержится в работах [56, 57]. По нашему мнению, сегодня отсутствуют убедительные предсказания для величины смешивания, поэтому в дальнейшем мы будем считать ϵ свободным параметром теории, ограниченным только из эксперимента.

2.2. Распады и рождение тёмного фотона

В зависимости от массы A' может распадаться как на частицы СМ (видимые моды), например,

$$A' \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-,$$

частицы ЛТМ (невидимые моды),

$$A' \rightarrow \chi\bar{\chi},$$

так и на их смесь⁹

$$A' \rightarrow \chi_1\chi_2, \chi_1 \rightarrow \chi_2 e^+e^-.$$

Невидимые и видимые ширины распада тёмного фотона на фермионную тёмную материю и электрон-позитрон-

⁸ В работе [55] приведены аргументы в пользу того, что $\alpha_D \leq 0,1$.

⁹ Последние в данном обзоре не обсуждаются (см., например, [58]).

ные пары выражаются как¹⁰

$$\Gamma(A' \rightarrow \chi\bar{\chi}) = \frac{\alpha_D}{3} m_{A'} \left(1 + \frac{2m_\chi^2}{m_{A'}^2} \right) \sqrt{1 - \frac{4m_\chi^2}{m_{A'}^2}}, \quad (11)$$

$$\Gamma(A' \rightarrow e^+e^-) = \frac{e^2 \alpha}{3} m_{A'} \left(1 + \frac{2m_e^2}{m_{A'}^2} \right) \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{m_{A'}^2}}. \quad (12)$$

Здесь $\alpha = e^2/(4\pi) = 1/137$.

Существует несколько механизмов рождения A' [6]. В протон-ядерных столкновениях тёмные фотоны A' с массой, меньшей массы мезонов π^0, η, η' , рождаются в основном в распадах $\pi^0, \eta, \eta' \rightarrow \gamma A'$. Использование видимого распада $A' \rightarrow e^+e^-$ позволяет детектировать тёмный фотон A' как пик в распределении инвариантной массы e^+e^- . Также возможно прямое рождение A' в протон-ядерных взаимодействиях, в полной аналогии с фоторождением в таких взаимодействиях.

Другой эффективный способ рождения A' заключается в использовании рассеяния электронов на ядре, а именно реакции (рис. 1)

$$e^-(p) + Z(P_i) \rightarrow e^-(p') + Z(P_f) + A'(k). \quad (13)$$

Здесь $p = (E_0, \mathbf{p})$ — 4-импульс падающего на мишень электрона. $P_i = (M, 0)$ — 4-импульс ядра Z в начальном состоянии, 4-импульс ядра Z после столкновения обозначается как $P_f = (P_f^0, \mathbf{P}_f)$, 4-импульс A' -бозона — как $k = (k_0, \mathbf{k})$, $p' = (p'_0, \mathbf{p}')$ — 4-импульс электрона после соударения. В модифицированном приближении Вайцзеккера–Вильямса (Improved Weizsäcker–Williams (IWW) approximation) дифференциальные и полные сечения для реакции (13) при $m_{A'} \gg m_e$ могут быть представлены в виде [59]¹¹

$$\frac{d\sigma_{WW}^{A'}}{dx} = (4\alpha^3 \epsilon^2 \chi_{\text{eff}}) \left(1 - x + \frac{x^2}{3} \right) \times \left(m_{A'}^2 \frac{1-x}{x} + m_e^2 x \right)^{-1}, \quad (14)$$

$$\sigma_{WW}^{A'} = \frac{4}{3} \frac{\epsilon^2 \alpha^3}{m_{A'}^2} \log \delta_{A'}^{-1}, \quad (15)$$

$$\delta_{A'} = \max \left(\frac{m_e^2}{m_{A'}^2}, \frac{m_{A'}^2}{E_0^2} \right), \quad (16)$$

где $x = E_{A'}/E_0$, χ_{eff} — эффективный поток фотонов,

$$\chi_{\text{eff}} = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} dt \frac{t - t_{\min}}{t^2} (G_2^{\text{el}}(t) + G_2^{\text{inel}}(t)), \quad (17)$$

Здесь $t_{\min} = m_{A'}^4/(4E_0^2)$, $t_{\max} = m_{A'}^2 + m_e^2$, $G_2^{\text{el}}(t)$, $G_2^{\text{inel}}(t)$ — упругие и неупругие формфакторы соответственно. Для

¹⁰ Для скалярных частиц тёмной материи χ невидимая ширина распада тёмного фотона $\Gamma(A' \rightarrow \chi\bar{\chi}^*) = (\alpha_D/12) m_{A'} (1 - 4m_\chi^2/m_{A'}^2) \times (1 - 4m_\chi^2/m_{A'}^2)^{1/2}$.

¹¹ Точные вычисления на древесном уровне для реакции $e^-Z \rightarrow e^-ZA'$ проведены в работах [60, 61]. Для некоторых кинематических областей параметров $m_{A'}$, $E_{A'}$ выход A' -бозонов в IWW-приближении может существенно отличаться от такового в точных древесных вычислениях [60, 61].

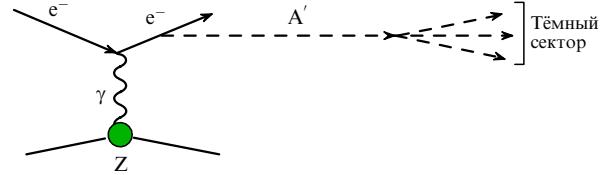


Рис. 1. Диаграмма, иллюстрирующая рождение массивного тормозного A' -бозона в реакции $eZ \rightarrow eZA'$ с последующим невидимым распадом $A' \rightarrow \text{invisible}$.

энергий эксперимента NA64 $E \leq 100$ ГэВ упругий формфактор доминирует. Упругий формфактор может быть выражен в виде [59]

$$G_2^{\text{el}} = \left(\frac{a^2 t}{1 + a^2 t} \right)^2 \left(\frac{1}{1 + t/d} \right)^2 Z^2, \quad (18)$$

где $a = 111 Z^{-1/3}/m_e$, $d = 0,164 \text{ ГэВ}^2 A^{-2/3}$, A — атомный номер ядра. Здесь мы рассматриваем квазиупругие реакции (13), поэтому неупругий ядерный формфактор не учитывается. Численно, $\chi_{\text{eff}} = Z^2 \text{Log}$, а функция $\text{Log} \sim (5-10)$ слабо зависит от эффектов конечности ядра. Реакция (13) является основным источником A' в эксперименте NA64.

2.3. Реакции, используемые для поиска лёгкой тёмной материи и тёмного фотона на ускорителях

Кратко опишем наиболее интересные реакции, используемые (или планируемые) для поиска как видимых, так и невидимых распадов A' с массой $m_{A'} \leq O(1)$ ГэВ в экспериментах на ускорителях.

2.3.1. Видимые распады A' . Эксперименты по поиску видимых распадов $A' \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \pi^+\pi^- \dots$ довольно многочисленны [6]. Их можно классифицировать как поиски с использованием: а) реакций $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ на e^+e^- -коллайдерах, б) $eZ \rightarrow eZA'$ в экспериментах с фиксированной мишенью и в) распадов нейтральных мезонов $\pi^0, \eta \rightarrow A'\gamma$, рождающихся в протон-ядерных столкновениях pA , или прямого рождения A' в протонных beam-dump-экспериментах¹² [6].

Бозон A' может быть идентифицирован как узкий резонанс в распределении инвариантной пары l^+l^- либо, например, по вершине распада $A' \rightarrow l^+l^-$. В самом деле, длина распада A' -бозона $L_d \sim E_{A'}/(\epsilon^2 m_{A'}^2)$ (здесь $E_{A'}$ — энергия A'), а это означает, что поиск вершин распада, отстоящих от точки взаимодействия, позволяет получать ограничения на параметр ϵ . Недостатком такого подхода является то, что в области параметров смешивания и масс, когда L_d много больше характерных размеров установки, число сигнальных событий в эксперименте (или его чувствительность) пропорционально ϵ^4 (одна величина ϵ^2 связана с сечением рождения A' , другая — с вероятностью распада A' в установке), поэтому ограничения на ϵ получаются относительно слабыми [62]. Для A' с массами $m_{A'} \gtrsim 1$ ГэВ число событий в реакции типа б подавлено фактором $1/m_{A'}^2$ в сечении рождения A' (см. (15)) и, кроме того, частицы ста-

¹² Распады других мезонов, $\eta' \rightarrow \gamma A'$, $K^* \rightarrow KA'$, дают меньший вклад.

новятся крайне короткоживущими, поэтому в данной области предпочтительны поиски резонанса с использованием процессов типа а.

2.3.2. Невидимые распады A' . ЛТМ рождается в реакции $eZ \rightarrow eZ(A' \rightarrow \chi\bar{\chi})$ или $e^+e^- \rightarrow \gamma(A' \rightarrow \chi\bar{\chi})$ и идентифицируется посредством измерения потерянной энергии, возникающей вследствие недетектируемости частиц ЛТМ. При этом герметичность детектора принципиально важна для подавления фоновых событий. Изучение распределения потерянной массы также является очень эффективным при поиске невидимых распадов A' . Например, коллаборация BaBar [63] использовала реакцию $e^+e^- \rightarrow \gamma(A' \rightarrow \chi\bar{\chi})$. Импульсы e^+, e^- и γ измеряются с точностью $O(10^{-2})$, что позволяет с хорошей точностью восстановить потерянную массу $m_{\text{mis}} = [(p_{e^+} + p_{e^-} - p_\gamma)^2]^{1/2}$. Бозон A' ищется как пик в распределении инвариантной массы m_{mis} . Однако существуют эксперименты, в которых измерение начальных и конечных импульсов невозможно. Например, эксперимент NA64 [37] использует реакцию $eZ \rightarrow eZA'; A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$ (см. рис. 1) для поиска невидимых распадов A' и измеряет только энергии начальных и конечных электронов. Типичная сигнатурда для детектирования частиц ЛТМ — это большая величина потерянной энергии в детекторе. Высокая герметичность установки позволяет подавить фоны до уровня $O(10^{-12})$ и даже меньшего, что принципиально важно для детектирования A' . Число сигнальных событий в эксперименте NA64 пропорционально квадрату параметра смешивания ϵ^2 .

2.3.3. Протонные и электронные эксперименты с высаживанием пучка (beam-dump-эксперименты). В протонных beam-dump-экспериментах частицы ЛТМ рождаются в распадах $\pi^0, \eta, \eta' \rightarrow \gamma A'(A' \rightarrow \chi\bar{\chi})$ или в реакции прямого рождения $pZ \rightarrow pZA'(A' \rightarrow \chi\bar{\chi}) + \dots$ и детектируются посредством реакций рассеяния $\chi e \rightarrow \chi e, \chi N \rightarrow \chi N$ на электроне и ядрах мишени¹³.

Эти эксперименты "пробуют" частицы ЛТМ дважды, и они чувствительны к величине тонкой константы взаимодействия $\alpha_D = e_D^2/(4\pi)$ тёмного фотона A' с ЛТМ. Число событий, регистрируемых в дальнем детекторе, пропорционально $\sigma(pZ \rightarrow pZ(A' \rightarrow \chi\bar{\chi}) + \dots)\sigma(\chi e \rightarrow \chi e) \sim \sim \epsilon^2 \epsilon'^2 \alpha_D$. Поэтому необходимо большое количество падающих на мишень частиц, порядка $1/\epsilon^4$. В электронных beam-dump-экспериментах используется реакция $eZ \rightarrow eZA' + \dots$ электророждения A' с последующим распадом $A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$. В дальнем детекторе реакции упругого рассеяния $\chi e \rightarrow \chi e, \chi N \rightarrow \chi N$ позволяют регистрировать частицы ЛТМ.

2.4. Мюонная ($g_\mu - 2$)-аномалия и лёгкий векторный бозон

Точные измерения аномального магнитного момента положительно заряженного мюона $a_\mu = (g_\mu - 2)/2$ в эксперименте Брукхейвенской национальной лаборатории (США) [64] дают результат приблизительно на 3,6σ выше [65, 66], чем предсказываемый СМ:

$$a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = (288 \pm 80) \times 10^{-11}. \quad (19)$$

¹³ Реакция упругого рассеяния $\chi Z \rightarrow \chi Z$ частиц ЛТМ на ядре использовалась в эксперименте Coherent для получения ограничений на ЛТМ (см. раздел 4.2.4).

Недавно коллаборация Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (Фермилаб) объявила о новом результате по измерению аномального магнитного момента мюона [28]. Комбинированный результат этих двух экспериментов отличается на $4,2\sigma$ от теоретического предсказания, а именно [28]:

$$a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = (251 \pm 59) \times 10^{-11}. \quad (20)$$

Эти результаты могут свидетельствовать о существовании новой физики вне СМ. Новый лёгкий векторный бозон (тёмный фотон) с массой $m_{Z'} \leq O(1)$ ГэВ, слабо связанный с мюоном, может объяснить $(g_\mu - 2)$ -аномалию [33–36]. Векторное взаимодействие Z' -бозона с мюоном,

$$L_{Z'} = g' \bar{\mu} \gamma^\nu \mu Z'_\nu, \quad (21)$$

приводит к дополнительному вкладу в аномальный магнитный момент мюона [66]

$$\Delta a = \frac{\alpha'}{2\pi} F\left(\frac{m_{Z'}}{m_\mu}\right), \quad (22)$$

где

$$F(x) = \int_0^1 dz \frac{2z(1-z)^2}{(1-z)^2 + x^2 z}, \quad (23)$$

$$\alpha' = (g')^2/(4\pi) \equiv \epsilon^2 \alpha.$$

Соотношения (22), (23) позволяют определить константу связи α' , объясняющую величину (20) мюонной аномалии. Для $m_{Z'} \ll m_\mu$

$$\alpha' = (1,6 \pm 0,4) \times 10^{-8}. \quad (24)$$

В другом предельном случае, $m_{Z'} \gg m_\mu$, значение α' определяется формулой

$$\alpha' = (2,4 \pm 0,5) \times 10^{-8} \frac{m_{Z'}^2}{m_\mu^2}. \quad (25)$$

Однако постулирование взаимодействия (21) порождает дополнительные вопросы. Один из них: как другие кварки и лептоны взаимодействуют с Z' -бозоном? Переформированное взаимодействие Z' -бозона с фермионами ψ_k ($\psi_k = e, v_e, u, d, \dots$) СМ имеет вид

$$L_{Z'} = g' Z'_\mu J_Z^\mu \quad (26)$$

$$J_Z^\mu = \sum_k (q_{Lk} \bar{\psi}_{Lk} \gamma^\mu \psi_{Lk} + q_{Rk} \bar{\psi}_{Rk} \gamma^\mu \psi_{Rk}), \quad (27)$$

где $\psi_{Lk, Rk} = (1/2)(1 \mp \gamma_5)\psi_k$, q_{Lk}, q_{Rk} — Z' -заряды ψ_{Lk} - и ψ_{Rk} -фермионов. Также Z' может взаимодействовать с новыми гипотетическими частицами, например с фермионами χ ЛТМ,

$$L_{Z'\chi} = g_D Z'_\mu \bar{\chi} \gamma^\mu \chi. \quad (28)$$

Существует несколько моделей, предсказывающих различные виды тока $J_{Z'}^\mu$. В модели с тёмным фотоном [20] $Z' (\equiv A')$ -бозон взаимодействует с электромагнитным полем A_μ вследствие ненулевого смешивания (2).

Как результат смешивания (2) Z' -бозон взаимодействует с электромагнитным током СМ

$$J_{\text{EM}}^\mu = \frac{2}{3} \bar{u} \gamma^\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma^\mu d - \bar{e} \gamma^\mu e + \dots$$

с константой связи $g' = ee$. Однако экспериментальные данные исключают модель с тёмным фотоном в качестве объяснения мюонной ($g_\mu - 2$)-аномалии (см. разделы 3, 4).

В работах [33–35] для объяснения мюонной ($g_\mu - 2$)-аномалии предложена модель, в которой Z' -бозон взаимодействует в основном только с лептонами второго и третьего поколений посредством $L_\mu - L_\tau$ -тока,

$$L_{Z'} = g' [\bar{\mu} \gamma^\nu \mu + \bar{\nu}_\mu L \gamma^\nu \nu_\mu L - \bar{\tau} \gamma^\nu \tau - \bar{\nu}_\tau L \gamma^\nu \nu_\tau L] Z'_\nu. \quad (29)$$

Взаимодействие (29) свободно от γ_5 -аномалий, коммутирует с калибровочной группой СМ и не противоречит экспериментальным данным при $m_{Z'} \leq 2m_\mu$ (см. раздел 4), главным образом потому, что (29) не содержит кварков и лептонов первого поколения. В работе [67] предложена модель, в которой Z' -бозон связан с правыми токами первого и второго поколений фермионов СМ. Модель объясняет мюонную аномалию как результат существования в спектре модели лёгкого скаляра.

2.5. Плотность тёмной материи во Вселенной

Поскольку обсуждение роли ТМ во Вселенной не является основной темой настоящего обзора, для полноты картины мы приведём лишь основные формулы, необходимые для оценки плотности ТМ во Вселенной. Экспериментальные данные [15] свидетельствуют о ненулевой плотности ТМ $\Omega_D \equiv \rho_D / \rho_c \approx 0,25$, в то время как вклад обычной материи $\Omega_M \equiv \rho_M / \rho_c \approx 0,04$. Здесь ρ_D и ρ_M — плотности ТМ и обычной материи из частиц СМ, $\rho_c = 3H^2/(8\pi G_N) = 1.05 \times 10^{-5} h^2 \text{ ГэВ см}^{-3}$ — критическая плотность Вселенной, G_N — гравитационная постоянная. Параметр h определяется как $H \equiv \equiv 100 h \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, где H — постоянная Хаббла. Экспериментальное значение $h = 0,674 \pm 0,005$, согласно данным коллаборации "Планк" [15]. Таким образом, из экспериментальных данных следует, что в настоящее время ТМ доминирует над обычной материей. Общепринятой является гипотеза, согласно которой на ранней стадии расширения Вселенной частицы ТМ находились в термодинамическом равновесии с частицами обычной материи¹⁴ и на определённом этапе расширения вышли из термодинамического равновесия с веществом СМ. Для вычисления плотности тёмной материи мы должны решить уравнение Больцмана [1, 2, 68]

$$\frac{dn_D}{dt} + 3H(T)n_D = -\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle (n_D^2 - n_{D,\text{eq}}^2). \quad (30)$$

Здесь

$$n_D(T) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} f_D(p, T), \quad (31)$$

$f_D(p, T)$ — плотность распределения частиц ТМ по импульсам, $\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle$ — термически усреднённое сечение

¹⁴ Подчеркнём, что существуют модели, в которых ТМ никогда на ранних стадиях расширения не находилась в термодинамическом равновесии с нашей материей. В этом случае константы взаимодействия ТМ с нашей материей, как правило, очень малы, что делает поиск ТМ на ускорителях и в подземных экспериментах исключительно сложной задачей.

аннигиляции частиц ТМ, v_{rel} — относительная скорость сталкивающихся частиц, $n_{D,\text{eq}}$ — равновесная плотность ЛТМ, $H(T)$ — параметр Хаббла при температуре T . В нерелятивистском приближении $\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle = \sigma_0(m_\chi/T)^{-n}$. Значение параметра $n = 0$ соответствует s-волновой аннигиляции частиц ТМ, а $n = 1$ — p-волновой аннигиляции. Приближённое решение уравнения Больцмана для частиц нерелятивистской ТМ приводит к следующей оценке [1, 69, 70] сегодняшней плотности ТМ:

$$\Omega_D h^2 = k \frac{(n+1) x_f^{n+1}}{g_{*,\text{av}}^{1/2}} \left(\frac{8,77 \times 10^{-11} \text{ ГэВ}^{-2}}{\sigma_0} \right). \quad (32)$$

Здесь T_D — температура, при которой частицы ТМ выходят из термодинамического равновесия с частицами СМ, $x_f = m_\chi/T_D$, g_* , $g_{*,s}$ — число релятивистских степеней свободы, определяющих плотность энергии и энтропии, $g_{*,\text{av}}^{1/2} = g_{*,s}/g_*$. Параметр $k = 2$, если античастица ТМ не совпадает с частицей ТМ, и $k = 1$ в противном случае.

Справедлива следующая приближённая формула [1, 69, 70] для определения x_f :

$$x_f = c - \left(n + \frac{1}{2} \right) \ln c, \quad (33)$$

$$c = \ln \left[0,038(n+1) \frac{g}{\sqrt{g_*}} M_{\text{Pl}} m_\chi \sigma_0 \right]. \quad (34)$$

Здесь g — количество внутренних степеней свободы частиц ТМ, $M_{\text{Pl}} = 1,2 \times 10^{19} \text{ ГэВ}$ — масса Планка. Как следствие формулы (32), для s-волнового сечения аннигиляции с $n = 0$ и $k = 2$ сечение

$$\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle = 7,3 \times 10^{-10} \text{ ГэВ}^{-2} \frac{2}{g_{*,\text{av}}^{1/2}} \frac{m_\chi}{T_D} \quad (35)$$

приводит к правильному значению современной плотности ТМ. Вычисления приводят к оценке $1 \leq c_s \equiv \equiv m_\chi/(10T_D) \leq 1,5$ при $1 \leq m_\chi \leq 100 \text{ МэВ}$. Заметим, что реакция $\chi\bar{\chi} \rightarrow e^-e^+$ является основной при массах $1 \leq m_\chi \leq 100 \text{ МэВ}$. При больших массах необходимо учитывать другие реакции аннигиляции: $\chi\bar{\chi} \rightarrow \mu^-\mu^+$, $\pi^-\pi^+, \dots$ В дальнейшем мы будем рассматривать случай $1 \leq m_\chi \leq 100 \text{ МэВ}$, т.е. учитывать только реакцию $\chi\bar{\chi} \rightarrow e^-e^+$. Для дираковского фермиона χ в модели с тёмным фотоном в нерелятивистском приближении сечение аннигиляции в электрон-позитронную пару имеет s-волновый характер и выражается в виде¹⁵ [11, 16]

$$\sigma(\chi\bar{\chi} \rightarrow e^-e^+) v_{\text{rel}} = \frac{16\pi\epsilon^2 \alpha_D m_\chi^2}{(m_{A'}^2 - 4m_\chi^2)^2}. \quad (36)$$

Как следствие формул (35) и (36) имеем

$$\epsilon^2 \alpha_D = 2 \times 10^{-8} \text{ ГэВ}^{-2} \frac{(m_{A'}^2 - 4m_\chi^2)^2}{m_\chi^2} \frac{2c_s}{g_{*,\text{av}}^{1/2}}. \quad (37)$$

При часто используемом соотношении $m_{A'} = 3m_\chi$ в качестве оценки¹⁶ получаем

$$\epsilon^2 \alpha_D \sim 0,4 \times 10^{-12} \left(\frac{m_\chi}{\text{МэВ}} \right)^2. \quad (38)$$

¹⁵ Здесь мы предполагаем, что $m_\chi \gg m_e$.

¹⁶ Среднее значение $g_{*,\text{av}}^{1/2} \approx 3,3$ при $10 \leq m_\chi \leq 100 \text{ МэВ}$.

Заметим, что для псевдодираковской ЛТМ предсказываемое значение $\epsilon^2 \alpha_D$ больше, чем соответствующее значение для дираковской ЛТМ [11]. Для р-волнового сечения, характерного для скалярной ТМ, в нерелятивистском приближении справедлива формула $\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle = \langle B v_{\text{rel}}^2 \rangle = 6B(T/m_\chi)$. Аналог формулы (35), приводящий к правильной величине плотности ТМ, имеет вид

$$6B = 14,6 \times 10^{-10} \Gamma_{\text{ЭВ}}^{-2} \frac{2}{g_{*,\text{av}}^{1/2}} \left(\frac{m_\chi}{T_D} \right)^2. \quad (39)$$

Для р-волновой аннигиляции соответствующие оценки при $1 \leq m_\chi \leq 100$ МэВ приводят к $m_\chi/T_D = 10c_p$, где $1 \leq c_p \leq 2$. Для заряженной скалярной ЛТМ сечение аннигиляции в нерелятивистском приближении определяется формулой [11, 16]

$$\sigma v_{\text{rel}} = \frac{8\pi}{3} \frac{\epsilon^2 \alpha \alpha_D m_\chi^2 v_{\text{rel}}^2}{(m_{A'}^2 - 4m_\chi^2)^2}. \quad (40)$$

Как следствие формул (39) и (40) находим

$$\epsilon^2 \alpha_D = 4,0 \times 10^{-7} \Gamma_{\text{ЭВ}}^{-2} \frac{(m_{A'}^2 - 4m_\chi^2)^2}{m_\chi^2} \frac{2c_p^2}{g_{*,\text{av}}^{1/2}}. \quad (41)$$

При $m_{A'} = 3m_\chi$ в качестве оценки получаем

$$\epsilon^2 \alpha_D \sim 10^{-11} \left(\frac{m_\chi}{\text{МэВ}} \right)^2. \quad (42)$$

Для майорановского фермиона оценка (42) имеет дополнительный множитель $\approx 1/2$.

Заметим, что формулы (37), (41) дают предсказание для произведения α_D и ϵ^2 в зависимости от конкретных значений m_χ и $m_{A'}$. Как следует из (37), (41), при $m_{A'} \gg m_\chi$ величина $y \equiv (m_\chi/m_{A'})^4 \alpha_D \epsilon^2$ зависит только от массы частиц ЛТМ, в связи с чем в литературе величина y часто используется при сравнении теоретических предсказаний и экспериментальных ограничений. Следует также отметить, что сечение аннигиляции пропорционально $x_f^{n+1} = (m_\chi/T_D)^{n+1}$ и величина m_χ/T_D при этом слабо зависит от массы ЛТМ m_χ . Следовательно, сечение аннигиляции, приводящее к наблюдаемой плотности ЛТМ, также слабо зависит от массы ЛТМ.

2.5.1. ЛТМ и Z' -бозон, взаимодействующий с током $L_\mu - L_\tau$ [24–27]. Интересно отметить, что расширение модели $L_\mu - L_\tau$ на тёмный сектор способно объяснить существующую на сегодняшний день плотность ЛТМ. Рассмотрим в качестве примера расширение модели с заряженным относительно калибровочной группы $U(1)_{L_\mu - L_\tau}$ скалярным полем ЛТМ¹⁷ χ . Взаимодействие частиц χ ЛТМ с Z' -бозоном описывается лагранжианом

$$L_{\chi Z'} = (\partial^\mu \chi - ie_D Z'^\mu \chi)^* (\partial_\mu \chi - ie_D Z'_\mu \chi) - m_\chi^2 \chi^* \chi - \lambda_\chi (\chi^* \chi)^2. \quad (43)$$

¹⁷ Сечение аннигиляции для скалярной заряженной ЛТМ подавлено вследствие р-волновой аннигиляции, что позволяет обойти ограничение, полученное из данных по анизотропии реликтового излучения [71].

Сечение аннигиляции $\chi \bar{\chi} \rightarrow v_\mu \bar{v}_\mu, v_\tau \bar{v}_\tau$ в нерелятивистском приближении $s \approx 4m_\chi^2$ имеет вид¹⁸

$$\sigma v_{\text{rel}} = \frac{8\pi}{3} \frac{\epsilon^2 \alpha \alpha_D m_\chi^2 v_{\text{rel}}^2}{(m_{Z'}^2 - 4m_\chi^2)^2}. \quad (44)$$

Мы используем стандартное предположение, что в ранней Вселенной тёмная материя находилась в термодинамическом равновесии с обычной материей. Используя формулы (32)–(34) и (44), можно найти

$$\epsilon^2 \alpha_D = k(m_\chi) \times 10^{-6} \left(\frac{m_\chi}{\text{ГэВ}} \right)^2 \left(\frac{m_{Z'}^2}{m_\chi^2} - 4 \right)^2. \quad (45)$$

Здесь коэффициент $k(m_\chi)$ логарифмически зависит от массы m_χ частиц ЛТМ и $k(m_\chi) \sim O(1)$ при $1 \leq m_\chi \leq 100$ МэВ.

Как отмечалось ранее, модель Z' -бозона, взаимодействующего с током $L_\mu - L_\tau$, способна объяснить мюонную ($g_\mu - 2$)-аномалию. Например, при $m_{Z'} \ll m_\mu$ значение $\epsilon^2 = \alpha'/\alpha$ определяется формулой (24). При этом как следствие соотношения (45) α_D выражается в виде

$$\alpha_D \sim 0,4k(m_\chi) \left(\frac{m_\chi}{\text{ГэВ}} \right)^2 \left(\frac{m_{Z'}^2}{m_\chi^2} - 4 \right)^2. \quad (46)$$

Иными словами, модель Z' -бозона, взаимодействующего с током $L_\mu - L_\tau$ и частицами ЛТМ, позволяет объяснить как мюонную ($g_\mu - 2$)-аномалию, так и сегодняшнюю плотность ЛТМ во Вселенной. По нашему мнению (см. также, например, [72]), всё это серьёзно усиливает мотивацию необходимости поиска Z' в новой постановке эксперимента NA64 с мюонным пучком (см. раздел 3.5).

3. Эксперимент NA64

В этом разделе мы опишем принципы работы эксперимента NA64 и его основные результаты, а также обсудим дальнейшие перспективы NA64 по поиску ЛТМ, включая эксперимент с мюонным пучком.

3.1. Общие замечания

Если гипотетический A' -бозон существует, то он мог бы рождаться в реакции упругого рассеяния высокогенергетичных электронов на ядрах активной мишени, аналогично тормозным фотонам:

$$eZ \rightarrow eZA', A' \rightarrow \chi\bar{\chi}, \quad (47)$$

с последующим его быстрым распадом, $A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$, на частицы ЛТМ при условии $\alpha_D \gg \epsilon^2$. Мишень представляет собой активный поглотитель (beam-dump) — электромагнитный калориметр (Electromagnetic CALorimeter — ECAL), способный полностью поглотить энергию падающих электронов E_0 .

Сечение рождения A' -бозона и, следовательно, количество рождённых A' пропорциональны квадрату g_V^2 векторной константы связи A' с электроном. В модели с тёмным фотоном $g_V = ee$ и количество рождённых A' пропорционально квадрату параметра смешивания ϵ^2 . Вследствие малости ϵ^2 распад A' является невидимым, $A' \rightarrow \text{invisible}$, так как A' и частицы χ слабо взаимодей-

¹⁸ Здесь мы рассматриваем случай $m_{Z'} > 2m_\chi$.

ствуют с веществом¹⁹ и не регистрируются в детекторе, состоящем из мишени ECAL и следующего за ним адронного калориметра (Hadron CALorimeter — HCAL). Поэтому в случае реакции (47) часть энергии первичного электрона уносится из детектора частицами от распада $A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$ и сигнатурой сигнального события является а) наличие энерговыделения E_{ECAL} от рассеянного в ECAL электрона, сопровождающееся б) отсутствием энерговыделения в HCAL [62]. При получении ограничений в NA64 использовалась оптимизированная по чувствительности сигнальная область $E_{\text{miss}} = E_0 - E_{\text{ECAL}} \gtrsim 50$ ГэВ при пороге для нулевой энергии в HCAL $E_{\text{HCAL}} \lesssim 1$ ГэВ, позволяющая эффективно подавить фон от процессов СМ до уровня $\lesssim 10^{-13} - 10^{-12}$ на входящий электрон (см. раздел 3.2). Отметим, что описанная выше сигнатура может быть также использована в NA64 для поиска и получения ограничений на видимые распады $A' \rightarrow e^-e^+$, когда долгоживущий A' уносит часть энергии падающего электрона из установки и распадается за её пределами.

Для эффективного подавления фона при поиске невидимых распадов A' на основе использования сигнатуры E_{miss} необходим, во-первых, высокий уровень достоверности идентификации типа входящей частицы и измерения её импульса. Например, если входящий пион или каон, присутствующий в пучке, принят за электрон, то он может распасться на лету на состояние с электронами меньшей энергии, которые могут симулировать сигнал. Во-вторых, необходима высокая герметичность детектора, позволяющая подавить фон от утечек энергии в процессах, сопровождающихся рождением нейтральных адронов (n, K_L^0) в мишени.

Стоит отметить принципиальное преимущество и отличие техники активной мишени (beam-dump), используемой в NA64, по сравнению с методикой классических beam-dump-экспериментов. В beam-dump-поисках полагается, что A' , рождаясь в поглотителе пучка, создаёт поток частиц χ благодаря распаду $A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$, который детектируется в дальнем детекторе после прохождения защиты вследствие рассеяния $\chi e \rightarrow \chi e, \chi N \rightarrow \chi N$ на электронах или ядрах мишени. Число сигнальных событий в дальнем детекторе при этом пропорционально $\sigma(eZ \rightarrow eA' + \dots)\sigma(\chi e \rightarrow \chi e) \sim \epsilon^2\epsilon^2\alpha_D$ [62].

Как обсуждалось выше, в эксперименте NA64 невидимые распады $A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$ детектируются косвенно измерением недостающей энергии. Причём рождение A' и его детектирование происходят в мишени-поглотителе, являющейся одновременно калориметром. Поэтому говорят, что NA64 использует технику активного beam-dump. Количество сигнальных событий в эксперименте пропорционально ϵ^2 , а не $\epsilon^4\alpha_D$, как в упомянутых выше beam-dump-поисках с пассивной мишенью. Поэтому за счёт разницы порядка ϵ^2 в NA64 при относительно малом потоке падающих электронов можно получить существенно лучшие ограничения на параметр смешивания, чем в классических beam-dump-экспериментах. Так, например, если $\epsilon \simeq 10^{-5}$, то преимущество методики

¹⁹ Длина пробега тёмного фотона и частиц ЛТМ пропорциональна фактору ϵ^{-2} , в отличие от длины пробега фотона, поскольку соответствующие сечения тёмного фотона (частиц ЛТМ) с частицами нашей материи подавлены фактором ϵ^2 . При $\epsilon = 10^{-3}$ и длине пробега фотона 5 мм получаем величину длины пробега тёмного фотона порядка $O(10^4)$ метров. Аналогичная оценка справедлива и для частиц ЛТМ. Поэтому тёмные фотоны и частицы ЛТМ проходят сквозь вещество детектора беспрепятственно, в полной аналогии с нейтрино.

NA64 в требуемом числе первичных частиц для обнаружения сигнала составляет примерно 10 порядков. Так как в beam-dump-поисках количество сигнальных событий пропорционально $\epsilon^2 \times \epsilon^2\alpha_D$, ограничение на ϵ^2 при заданной величине α_D пропорционально $\alpha_D^{-1/2}$. Поэтому при малых α_D ограничения NA64 на ϵ^2 являются более сильными.

Отметим, что другое преимущество NA64 состоит в том, что эксперимент в значительной степени является модельно-независимым, так как не обладает существенной чувствительностью ни к спину A' -бозона, ни к деталям его невидимого распада. Единственное, что предполагается — это ненулевая связь A' с электроном и доминантность распадов A' -бозона в невидимые моды. При обнаружении сигнала — превышения числа событий с ненулевой потерянной энергией над уровнем фона — можно однозначно утверждать, что в эксперименте получено свидетельство в пользу существования новых лёгких проникающих частиц. При этом для модели с A' -бозоном, распадающимся в невидимые моды, можно оценить массу A' -бозона исходя из формы спектра недостающей энергии [73].

Эксперимент NA64 также способен осуществлять поиски видимых $A' \rightarrow e^-e^+$ -распадов. В этом случае в установке используется не один калориметр, как при поиске невидимых мод распада A' , а два электромагнитных калориметра: WCAL (Wolfram CALorimeter) и ECAL. Падающий электрон попадает в первый калориметр, WCAL, где рождается A' , распадающийся вне WCAL. Продукты распада $A' \rightarrow e^-e^+$ детектируются во втором, расположенному ниже по пучку, калориметре ECAL. Сигнатурой такой реакции является равенство суммы энергий, выделяемых в WCAL и ECAL, энергии начального электрона, $E_e \approx E_{\text{WCAL}} + E_{\text{ECAL}}$, что позволяет сильно подавить фоны (см. раздел 3.3).

3.2. Эксперимент NA64 с электронным пучком.

Невидимая мода

В электронном эксперименте NA64 используется оптимизированный пучок электронов с энергией 100 ГэВ канала H4 в северной зоне протонного суперсинхротрона SPS в ЦЕРНе, подробно описанный в работе [37]. Пучок электронов генерируется облучением бериллиевой мишени первичным протонным пучком с импульсом 400 ГэВ/с и интенсивностью до нескольких триллионов (10^{12}) протонов на мишень (Protons On Target — POT) за один сброс длительностью 4,8 с и числом сбросов от 1 до 4 в минуту, в зависимости от режима работы ускорителя. Короткоживущие нейтральные пионы, рожденные в протонных столкновениях, распадаются внутри мишени на два гамма-кванта с последующей конверсией распадных гамма-квантов в пары e^+e^- в тонком свинцовом конверторе. Протоны и заряженные вторичные частицы, не взаимодействовавшие в конверторе, отклоняются сильным магнитным полем и направляются в поглотитель. Электроны (позитроны) конверсии поступают к детектору NA64 через вакуумированный канал, настроенный на определённый (регулируемый) импульс пучка. Канал обеспечивает сверхчистый пучок электронов с максимальной интенсивностью до 10^7 электронов на один сброс в диапазоне импульсов от 50 до 200 ГэВ/с. Примесь адронов (в основном пионов) в электронном пучке составляет $\pi/e^- \lesssim 10^{-2}$. Пучок имеет поперечный размер порядка 1 см² и гало с интенсивностью, состав-



Рис. 2. Фотография детектора NA64.

ляющей несколько процентов основной интенсивности пучка.

Регистрация сигнальных событий в NA64 основана на высокочистой и надёжной идентификации входящих электронов и измерении их энергии в начальном и конечном состояниях, поскольку продукт распада $A' \rightarrow \text{invisible}$ не регистрируется. Детектор NA64, который показан на рис. 2, расположен примерно в 500 м от протонной мишени. Схема установки приведена на рис. 3. В установке используются сцинтилляционные (Sc) счётчики S1 – S3 и охранный счётчик V1 для выделения первичного пучка, а также спектрометр, состоящий из двух последовательных дипольных магнитов с интегральным полем ≈ 7 Тл м и трекера с малым по пучку количеством вещества для прецизионного измерения импульса входящих частиц. Трекер представляет собой набор плоскостей T1 – T4 различных камер, расположенных до магнитов (T1, T2) и после магнитов (T3, T4) и измеряющих импульс²⁰ P_e входящих e^- с точностью $\delta P_e/P_e \approx 1\%$.

Для улучшения отбора электронов с энергией 100 ГэВ и подавления фона от возможной примеси низкоэнергетических частиц применялась система мечения, использующая синхротронное излучение (СИ) входящих электронов в магнитном поле. Поскольку энергия СИ частицы с массой m и энергией E_0 $\langle E_{\text{SR}} \rangle \propto E_0^3/m^4$, примесь электронов и адронов с низкой энергией в пучке может быть эффективно подавлена с помощью установления порога

²⁰ В эксперименте использовались камеры типа MicroMegas [74], GEM и Straw Tube (ST) [75].

для энергии, выделяемой в детекторе СИ (Synchrotron Radiation Detector — SRD) [62, 76]. С этой целью между магнитами и мишенью (ECAL) помещался вакуумный объём длиной примерно 15 м, чтобы минимизировать поглощение СИ-фотонов, детектируемых непосредственно в нижней по пучку части объёма с помощью детектора SRD, представляющего собой компактный свинцово-цинтилляционный сэндвич-калориметр (PbSc) с тонкой продольной сегментацией. Детектор также разделён поперечно на три независимых счётчика. Использование поперечной сегментации SRD позволяет дополнительно подавить фон от пучковых адронов, которые могли производить запуск (мечение электронов) SRD в результате выбивания энергичных дельта-электронов из выходного окна вакуумного объёма, примерно на два порядка величины [76].

Детектор также оснашён активной мишенью, представляющей собой гodosкопический электромагнитный калориметр ECAL для измерения энергии электронов в конечном состоянии E_{ECAL} с точностью $\delta E_{\text{ECAL}}/E_{\text{ECAL}} \approx \approx 0,1/\sqrt{E_{\text{ECAL}} [\text{ГэВ}]}$, а также координат X, Y входящих электронов с использованием поперечного профиля электромагнитного ливня. Длина электромагнитного калориметра составляет примерно 40 радиационных длин поглощения X_0 с начальной частью около $4 X_0$, используемой в качестве предливневого детектора (PS). Требование наличия сигнала во всех трёх счетчиках SRD в сочетании с использованием информации о продольном и поперечном развитии электромагнитного ливня в ECAL позволяет подавить начальный уровень примеси адронов в пучке дополнительно более чем на четыре порядка величины, сохранив при этом эффективность идентификации электронов на уровне, превышающем 95 % [76].

Высокоэффективный вето-счётчик V₂ и массивный герметичный адронный калориметр HCAL общей толщиной примерно 30 длин ядерного взаимодействия (λ_{int}), расположенные сразу после ECAL, используются для режекции событий от ядерных взаимодействий в мишени входящих электронов. Калориметр HCAL представляет собой совокупность четырёх независимых модулей HCAL1 – HCAL4 и мюонных счётчиков MU1 – MU4 и также служит для эффективной идентификации мюонов.

3.2.1. Анализ данных и фон. Анализ, описанный ниже, использует набор данных с общим числом электронов на мишень (Electrons On Target — EOT) $n_{\text{EOT}} = 2,84 \times 10^{11}$, полученных в 2016–2018 гг. на пучке электронов с энергией 100 ГэВ и интенсивностью до 9×10^6 электронов за

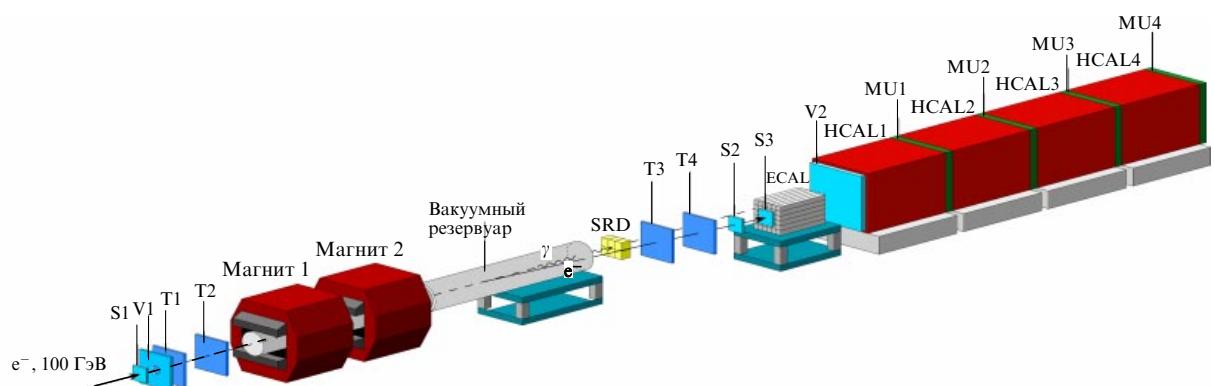


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Схема установки NA64 для поиска невидимых распадов A' -бозонов, рождающихся в реакции тормозного излучения падающего электрона $eZ \rightarrow eZA'$ на ядрах активной мишени ECAL.

сброс. Здесь мы кратко описываем процедуру отбора и анализа данных, более подробное её описание можно найти в работе [39]. Во избежание искажений при определении критериев отбора кандидатов на сигнальные события был проведен закрытый (*blind*) анализ. При отборе полагалось, что недостающая энергия должна составлять $E_{\text{miss}} = E_0 - E_{\text{ECAL}} > 50 \text{ ГэВ}$. Сигнальная область ($E_{\text{ECAL}} < 50 \text{ ГэВ}, E_{\text{HCAL}} < 1 \text{ ГэВ}$) была определена на основе расчётов энергетического спектра A' -бозонов, излучаемых e^\pm из электромагнитного ливня, генерируемого первичным электроном в мишени, и из измерений уровня шумов HCAL непосредственно в эксперименте [39, 61, 73].

Моделирование методом Монте-Карло (МК) с помощью программного пакета Geant4 [77], используемое для изучения отклика детектора, эффективности восстановления сигнала и уровня фона, а также процедура анализа, включающая в себя критерии отборов и оценку чувствительности, подробно описаны в работе [39]. Дифференциальное сечение рождения A' в реакции (13) может быть рассчитано с помощью IWW-приближения [59] (см. также [60, 61]). Эти сечения были использованы для моделирования процесса рождения A' с помощью пакета DMG4 [78], полностью совместимого с Geant4 [77], используемого для оценки отклика детектора²¹. Общее число $n_{A'}$ рождающихся A' -бозонов в расчёте на один электрон зависит, в частности, от параметров $\epsilon, m_{A'}, E_0$ и рассчитывается как

$$n_{A'}(\epsilon, m_{A'}, E_0) = \frac{\rho N_A}{A_{\text{Pb}}} \sum_i n(E_0, E_e, s) \sigma_{\text{IWW}}^{A'}(E_e) \Delta s_i, \quad (48)$$

где ρ — плотность мишени, N_A — число Авогадро, A_{Pb} — атомная масса Pb, $n(E_0, E_e, s)$ — число e^\pm с энергией E_e в электромагнитном ливне на глубине s (в длинах излучения) в пределах мишени общей толщиной T , $\sigma_{\text{IWW}}^{A'}(E_e)$ — сечение рождения A' в IWW-приближении в кинематически разрешённой области вплоть до $E_{A'} \simeq E_e$ электроном с энергией E_e в реакции $eZ \rightarrow eZA'$. Распределение энергии $d n_{A'}/d E_{A'}$ из A' рассчитывалось с учётом дифферен-

циального сечения $d\sigma(E_e, E_{A'})/d E_{A'}$ на основе результатов работы [73]. Численное суммирование в уравнении (48) выполнялось с детальным моделированием электромагнитных ливней с учётом энергетического спектра A' в мишени.

Не так давно было отмечено, что для определённой кинематической области параметров $m_{A'}, E_{A'}$ выход A' , полученный в рамках IWW-приближения, может значительно отличаться от полученного точными расчётами на древесном уровне [60, 61]. Надёжная теоретическая оценка выхода A' необходима как для правильной интерпретации экспериментальных результатов, так и для получения достоверных ограничений в пространстве параметров A' или случая возможного наблюдения сигнала A' . Поэтому нами были выполнены расчёты сечения рождения A' , основанные на точном интегрировании фазового пространства по частицам конечного состояния в реакции $e^-Z \rightarrow e^-ZA'$, что сводится к замене $\sigma_{\text{IWW}}^{A'}(E_e) \rightarrow \sigma_{\text{exact}}^{A'}(E_e)$ в формуле (48). Здесь $\sigma_{\text{exact}}^{A'}(E_e)$ — точное значение сечения на древесном уровне.

На рисунке 4а показано распределение примерно 3×10^4 событий из реакции $e^-Z \rightarrow \text{anything}$ в плоскости $E_{\text{ECAL}} - E_{\text{HCAL}}$, полученное из комбинированных данных на более ранней стадии анализа с использованием мягких критериев отбора, требующих главным образом наличия входящего трека, идентифицированного как электрон в SRD. События из области I соответствуют рождению димюонов за счёт доминирующего процесса квантовой электродинамики $e^-Z \rightarrow e^-Z\gamma, \gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ конверсии жёстких фотонов тормозного излучения на ядре мишени, который характеризуется энергией порядка 10 ГэВ, выделяемой парой димюонов в модулях HCAL. Этот редкий процесс был взят в качестве эталона, позволяющего проверить надёжность МК-моделирования, скорректировать акцептанс сигнала, провести перекрёстную проверку систематических неопределённостей и оценить фон [39]. Область II соответствует событиям электророждения адронов в мишени, которые удовлетворяют сохранению энергии $E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}} \simeq 100 \text{ ГэВ}$ в пределах энергетического разрешения детекторов.

Наконец, чтобы максимизировать выход сигнальных событий при минимальном фоне, были использованы следующие критерии отбора:

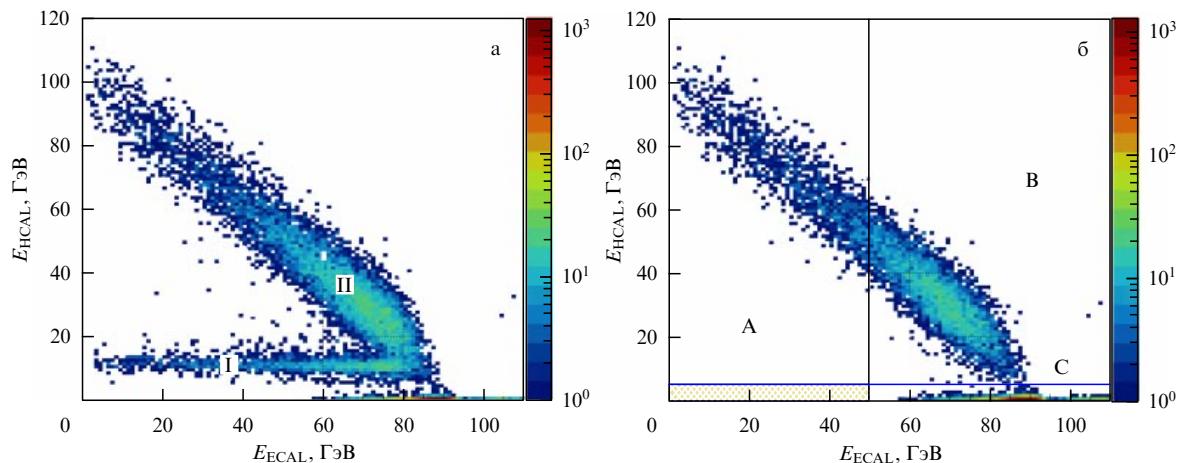


Рис. 4. (В цвете онлайн.) (а) Измеренное распределение событий в плоскости $E_{\text{ECAL}} - E_{\text{HCAL}}$, полученное из комбинированных данных на ранней стадии анализа. (б) То же распределение после применения всех критериев отбора. Заштрихованная часть показывает сигнальную область, которая не содержит событий. Эффективность регистрации A' в сигнальной области $\simeq 50 \%$. Размер этой области по оси E_{HCAL} для наглядности увеличен в пять раз. Экстраполяция из областей А и С используется для оценки фона внутри области сигнала.

1) импульс входящего электронного трека должен быть в пределах 100 ± 3 ГэВ;

2) энергия SRD должна находиться в диапазоне энергии СИ электронов в магнитах и совпадать по времени с триггером;

3) поперечная и продольная форма ливня в ECAL должна соответствовать ожидаемой от сигнального ливня;

4) в трекерных камерах перед мишенью должен быть только один трек, чтобы подавить фон от взаимодействий с веществом канала при отсутствии активности в вето-счётчиках.

Из всех данных около $1,6 \times 10^4$ событий удовлетворили этим критериям.

Основной фон при поиске A' возникает из-за рождения адронов при взаимодействии пучка e^- в веществе нижней части канала. В редких случаях этим реакциям сопутствует излучение мягкого электрона, сопровождающего вылетающими под большими углами вторичными адронами. Такие события могут имитировать сигнал из-за недостаточной герметичности детектора. Этот фон от заряженных вторичных частиц в основном был подавлен требованием отсутствия дополнительных треков (или хитов) в расположенных после магнитов камерах ТЗ (главным образом, Straw Tube), имеющих наибольший поперечный аксептанс в установке. Также требовалось наличие одного трека и отсутствие дополнительных хитов в камерах, расположенных до магнитов. Оставшийся фон от широкогорбых нейтральных адронов оценивался главным образом непосредственно из данных экстраполяции событий из соседних областей ($E_{\text{ECAL}} > 50$ ГэВ, $E_{\text{HCAL}} < 1$ ГэВ) в сигнальную область с учётом систематических ошибок и варьированием формы выбранных для экстраполяции функций, как описано в [39]. Форма экстраполяционных функций была оценена на основе изучения статистически значимого набора событий от адронных взаимодействий электронов в мишени и их независимой проверки с помощью моделирования.

Другой фон от проникающих без взаимодействия ли- дирующих (с энергией выше $0,5 E_0$) нейтральных адронов (n, K_L^0), образующихся при взаимодействиях электронов в мишени, изучался с использованием событий из области ($E_{\text{ECAL}} < 50$ ГэВ, $E_{\text{HCAL}} > 1$ ГэВ), которые являлись чисто нейтральными событиями, образующимися в ECAL и прошедшими отбор в вето-счётчике. Уровень этого фона, который оценивался по данным с использованием продольной сегментации HCAL и консервативной оценки вероятности проникновения, оказался мал. Несколько других фоновых источников, которые могут имитировать сигнал, таких как потеря димюонов из-за статистических флуктуаций сигнала или распадов мюонов, а также распадов в полёте, ошибочно помеченные

Таблица. Ожидаемый фон для $2,84 \times 10^{11}$ ЕОТ

	Фоновый источник	Фон, n_b
1	Димюоны	$0,024 \pm 0,007$
2	Распады $\pi, K \rightarrow e\nu, K_{e3}$	$0,02 \pm 0,01$
3	Адронные взаимодействия электронов в линии пучка	$0,43 \pm 0,16$
4	Адронные взаимодействия электронов в мишени	$< 0,044$
5	Фотоны, проникающие без взаимодействия в "мёртвые" зоны HCAL	$< 0,01$
Итого n_b (консервативно)		$0,53 \pm 0,17$

SRD пучковых π - и K -мезонов, были промоделированы с полной статистикой данных и тоже оказались пренебрежимо малыми. Оценка основных фонов [39], соответствующих статистике $N_{\text{ЕОТ}} = 2,84 \times 10^{11}$, приведена в таблице.

3.2.2. Ограничения на параметр смешивания ϵ $\gamma - A'$ и параметры ЛТМ. Тщательный анализ фона вне сигнальной области, проведённый с использованием описанных в разделе 3.2.1 критериев отбора, позволил подавить его основные источники и убедиться (см. таблицу) в том, что ожидаемый фон в сигнальной области находится на уровне 0,5 события. Как показано на рис. 4б, после открытия сигнальной области не было обнаружено ни одного события. Это позволило получить новые верхние пределы параметра смешивания в зависимости от массы $m_{A'}$.

В окончательной процедуре получения ограничений из данных сеансов 2016–2018 гг. применялся статистический анализ на основе пакета RooStats [79]. Оценка фона, эффективность сигнала и их поправки и неопределённости были использованы для оптимизации основного порога на E_{ECAL} , определяющего сигнальную область. Это было сделано путём сравнения чувствительности, определяемой как средний ожидаемый предел, рассчитанный с применением метода профильного правдоподобия в зависимости от E_{ECAL} . Расчёты проводились с неопределённостями, используемыми в качестве параметров ошибок, при предположении их логарифмически нормальными распределениями.

Комбинированные пределы величины смешивания $\gamma - A'$ на доверительном интервале (Confidence Level — CL) 90 % в зависимости от массы A' , рассчитанные с учётом ожидаемых фонов и оценённых систематических ошибок, показаны на рис. 5. В настоящее время ограни-

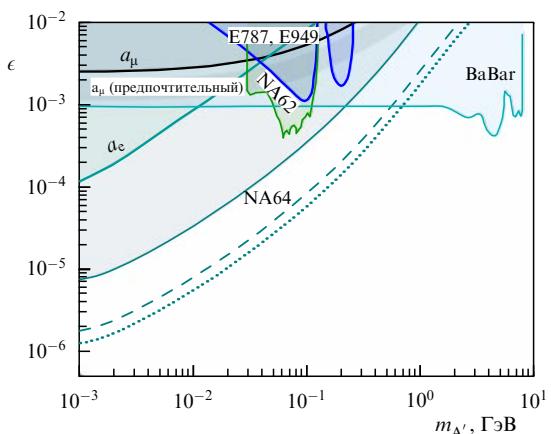


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Область исключения NA64 на 90 % CL (область, ограниченная кривой, помеченной как NA64) в плоскости параметров $m_{A'} - \epsilon$. Показаны также ограничения, полученные в экспериментах E787 и E949 [16, 158], BaBar [159], недавние результаты NA62 [160] и ограничения, следующие из аномального магнитного момента электрона a_e и мюона a_μ . Кроме того, представлены ожидаемые NA64 ограничения при предположении отсутствия фонов и $N_{\text{ЕОТ}} = 5 \times 10^{12}$ (штриховая кривая), $N_{\text{ЕОТ}} = 10^{13}$ (пунктирная кривая). В области $m_{A'} < 1$ МэВ ограничения на параметр ϵ значительно сильнее из астрофизических и космологических данных, так как получение достоверных экспериментальных ограничений в этой области требует более тщательного анализа распространения лёгкого A' в веществе (см., например, [161]). Область $\epsilon \gtrsim 10^{-2}$ ограничена вкладами A' в a_e и a_μ .

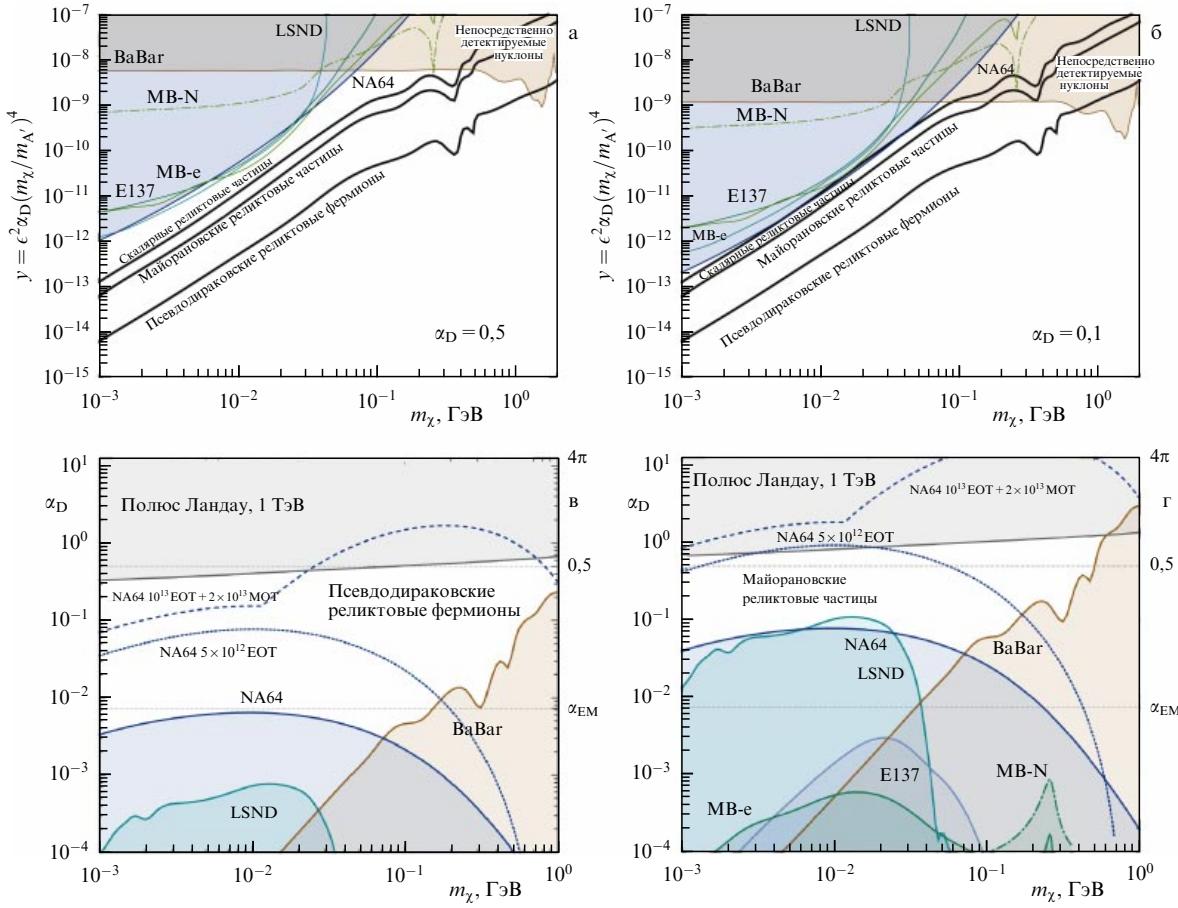


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Пределы NA64 в плоскости $y - m_\chi$, полученные для $\alpha_D = 0,5$ (а) и $\alpha_D = 0,1$ (б) из полного набора данных 2016–2018 гг. Области выше кривых, на которых реализуется наблюдаемая плотность ЛТМ, соответствуют низкой плотности ЛТМ, а области ниже этих кривых — высокой плотности ЛТМ. Ограничения NA64 в плоскости $\alpha_D - m_\chi$ для псевододираковского (в) и майорановского (г) типа ЛТМ, полученные при предположении, что параметрам модели соответствует наблюдаемая сегодня плотность ТМ во Вселенной. Области ниже NA64-кривых исключены. Ограничения указаны в сравнении с оценками, полученными в работах [5–8, 16, 162, 163] из результатов LSND [164, 165], E137 [166], MiniBooNE (MB-е и MB-N) [167], BaBar [159] и в экспериментах по прямому поиску ЛТМ [168]. Предпочтительные параметры, объясняющие наблюдаемую плотность реликтовой ЛТМ для случая скалярных, псевододираковских и майорановских частиц ЛТМ, показаны сплошными кривыми на рис. а и б (см., например, [11]). Также показаны комбинированные пределы из NA64е и NA64μ для $N_{\text{EOT}} = 10^{13}$ плюс $N_{\text{MOT}} = 2 \times 10^{13}$ (штриховая кривая), полученные при предположении пренебрежимо малого фона.

чения [40] являются наилучшими для диапазона масс $0,001 \lesssim m_A' \lesssim 0,2$ ГэВ из полученных в прямых поисках распада $A' \rightarrow \text{invisible}$ [15]. Ожидаемые в эксперименте NA64 с электронным пучком пределы параметра смешивания ϵ при $N_{\text{EOT}} = 5 \times 10^{12}$ и $N_{\text{EOT}} = 10^{13}$ показаны на рис. 5 соответственно штриховой и пунктирной кривыми²².

Для оценки чувствительности эксперимента NA64 к поиску ЛТМ [80] использовались формулы раздела 2 для предсказания зависимости ϵ^2 как функции от α_D , m_χ и m_A' при предположении, что в ранней Вселенной ЛТМ находилась в термодинамическом равновесии с наблюдаемой материй. Для конкретных расчётов были взяты значения $\alpha_D = 0,02, 0,05, 0,1$ и $m_A'/m_\chi = 2,5, 3$. Вычисления проводились для случаев скалярной, майорановской и псевододираковской ($\delta \ll 1$) тёмной материи.

²² При получении ожидаемых пределов предполагается отсутствие фоновых событий при $N_{\text{EOT}} = 5 \times 10^{12}$ и $N_{\text{EOT}} = 10^{13}$. Это предположение основано на моделировании фона с учётом данных, полученных при использовании в модернизированной установке NA64 нового широкоапертурного калориметра HCAL, позволяющего подавить фон от адронов с большими поперечными импульсами.

Основной вывод работы [80] состоит в том, что при $N_{\text{EOT}} = 5 \times 10^{12}$ NA64 будет способен исключить скалярную и майорановскую модели ЛТМ при $\alpha_D \leq 0,1$ и $m_A'/m_\chi \geq 2,5$ в диапазоне масс $A' 1 \leq m_A' \leq 600$ МэВ. NA64 способен также исключить псевододираковскую ЛТМ при $\alpha_D \leq 0,05$ и $m_A'/m_\chi \geq 3$. Как следует из работы [80], NA64 со статистикой $N_{\text{EOT}} = 2,84 \times 10^{11}$ уже исключил модель скалярной ЛТМ с $\alpha_D \leq 0,05$ и $m_A'/m_\chi \geq 3$ и модель майорановской ЛТМ с $\alpha_D = 0,02, m_A'/m_\chi \geq 3$ при массе A' от 1 МэВ до 200 МэВ. Следствия полученных NA64 результатов в виде ограничений на параметры моделей ЛТМ с векторным медиатором также представлены на рис. 6. Отметим, что из предположения, что модели ЛТМ дают правильное предсказание для плотности тёмной материи, следует предсказание для произведения $\alpha_D \epsilon^2$ как функции от массы медиатора и частиц ЛТМ (см. раздел 2.5). Поскольку эксперименты типа NA64 и BaBar получают ограничение сверху на параметр смешивания ϵ , при больших α_D исключить модели с ЛТМ намного сложнее, чем при малых α_D .

3.2.3. Проблема с резонансной областью. В выражениях (36), (40) сечения аннигиляции частиц ЛТМ пропорцио-

нальны фактору $K = \epsilon^2 \alpha_D (m_{A'}^2/m_\chi^2 - 4)^{-2}$. Из предположения, что в ранней Вселенной частицы тёмной материи находились в термодинамическом равновесии с частицами материи СМ, мы можем предсказать зависимость K от массы m_χ частиц ЛТМ (см. раздел 2.5). В резонансной области $m_{A'} \approx 2m_\chi$ параметр ϵ^2 пропорционален фактору $(m_{A'}^2/m_\chi^2 - 4)^2$, что позволяет уменьшить предсказываемое значение ϵ^2 на 2–4 порядка [81] по сравнению с таковыми в часто исследуемом случае $m_{A'}/m_\chi = 3$. Это означает, что эксперимент NA64, как, впрочем, и другие планируемые эксперименты, не сможет полностью протестировать резонансную область $m_{A'} \approx 2m_\chi$. Следует отметить, что значения $m_{A'}$ и m_χ произвольны, поэтому случай $m_{A'} \approx 2m_\chi$ можно рассматривать как некоторую подгонку параметров. Естественно требовать отсутствия значительной подгонки параметров. Поэтому мы полагаем, что $m_{A'}/2m_\chi - 1 \geq 0,25$, т.е. $m_{A'} \geq 2,5m_\chi$. Как следует из результатов работы [80], NA64 способен тестировать наиболее интересные сценарии в случае $m_{A'} \geq 2,5m_\chi$ при $N_{\text{EOT}} = 5 \times 10^{12}$.

3.3. Поиск видимых распадов гипотетических частиц A' , $X(17) \rightarrow e^+e^-$ в эксперименте NA64

Эксперимент Atomki [82] наблюдал на уровне $6,8\sigma$ избыток событий в распределении по инвариантной массе e^+e^- -пар, рождающихся в ядерных переходах возбуждённого бериллия ${}^8\text{Be}^*$ в основное состояние посредством рождения электрон-позитронной пары. Эта аномалия может быть объяснена, например, как результат излучения нового X-бозона с массой 16,7 МэВ с последующим его распадом $X \rightarrow e^+e^-$ при предположении, что X-бозон имеет неуниверсальные константы связей с кварками и лептонами в диапазоне $2 \times 10^{-4} \lesssim \epsilon_e \lesssim 1,4 \times 10^{-3}$, а время его жизни $10^{-14} \lesssim \tau_X \lesssim 10^{-12}$ с [83]. Результаты эксперимента Atomki резко повысили интерес к теоретическим и экспериментальным исследованиям по поиску новых лёгких бозонов и изучению их свойств (см. работы [84–90]). Другая сильная мотивация для поиска нового лёгкого бозона, распадающегося на пару e^+e^- , связана с гипотезой о существовании ЛТМ.

Метод поиска распадов $A' \rightarrow e^+e^-$ предложен в работе [62]. Его применение к случаю распада $X(17) \rightarrow e^+e^-$ аналогично. Кратко говоря, высокозергетический электронный пучок направляется в электромагнитный калориметр, который служит активной мишенью. Обычно пучковый электрон теряет всю энергию в мишени вслед-

ствие полного поглощения рожденного им электромагнитного ливня. Если бозон A' (или $X(17)$) существует, то он иногда будет рождаться ливневым электроном (или позитроном) за счёт связи $A'(X(17)) - e^-$ как частица тормозного излучения при рассеянии электрона (позитрона) на ядрах мишени:

$$e^- + Z \rightarrow e^- + Z + A'(X(17)), \quad A'(X(17)) \rightarrow e^+e^- . \quad (49)$$

Поскольку A' -бозон является слабовзаимодействующей частицей, он покидает мишень без взаимодействия и впоследствии может распасться на пару e^+e^- за пределами мишени перед следующим по пучку электромагнитным калориметром. При этом предполагается, что A' является относительно долгоживущей частицей с длиной распада L_d (см. раздел 2.3.1), не слишком малой по сравнению с длиной мишени L_t , так чтобы вероятность вылета A' из мишени была не менее 10 %. Таким образом, сигнатура распада $A'(X(17)) \rightarrow e^+e^-$ представляет собой событие с двумя электромагнитными ливнями в детекторе: один ливень в мишени, а другой — в следующем за ней ECAL, с суммой энергий, равной энергии пучка.

Установка NA64 схематически показана на рис. 7. В эксперименте используется оптимизированный электронный пучок с энергией 150 ГэВ канала H4 в северной зоне ускорителя SPS. Установка полностью идентична описанной выше установке для поиска распадов $A' \rightarrow \text{invisible}$ (см. раздел 3.2), за исключением использования дополнительного электромагнитного калориметра WCAL в качестве активной мишени для рождения $A', X(17)$ [37, 62]. WCAL представляет собой компактный вольфрамовый калориметр для увеличения чувствительности поиска короткоживущих A' и $X(17)$. Следующий за WCAL электромагнитный гаммоскопический калориметр ECAL, расположенный на расстоянии около 3,5 м, служит для измерения энергии распадной пары e^+e^- . Результаты, представленные в разделе 3.3.1, получены из данных, соответствующих числу электронов $2,4 \times 10^{10}$ и 3×10^{10} на WCAL-мишени длиной $40X_0$ (290 мм) и $30X_0$ (220 мм) соответственно. Данные этих двух сеансов были проанализированы с аналогичными критериями отбора и просуммированы с учётом соответствующей нормировки.

3.3.1. Анализ данных и фон. События-кандидаты были отобраны с использованием критериев, позволяющих достичь максимальной эффективности сигнала при

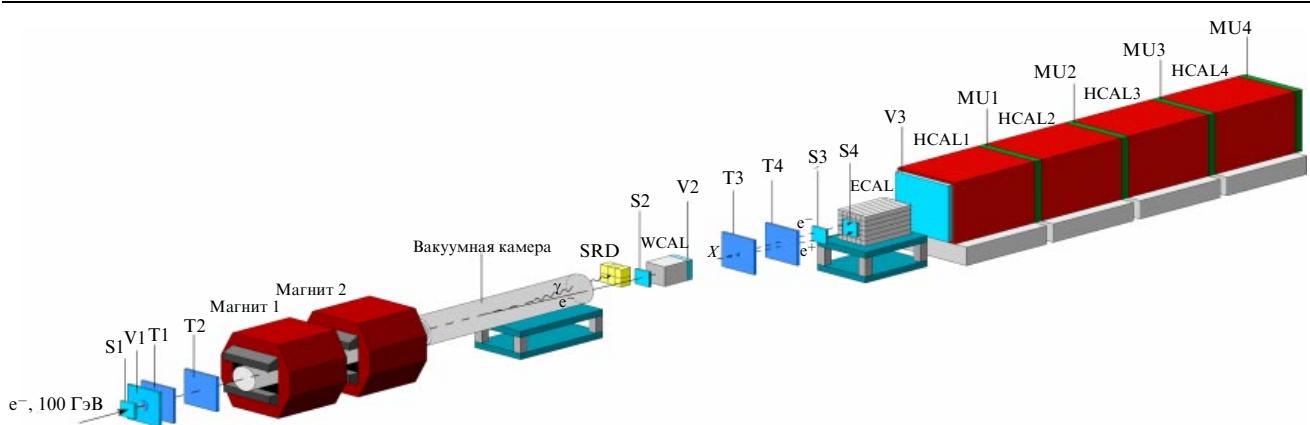


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Схема установки NA64 для поиска видимого распада $A' \rightarrow e^+e^-$, рождающегося в реакции $eZ \rightarrow eZA'$ падающего электрона на активную мишень WCAL.

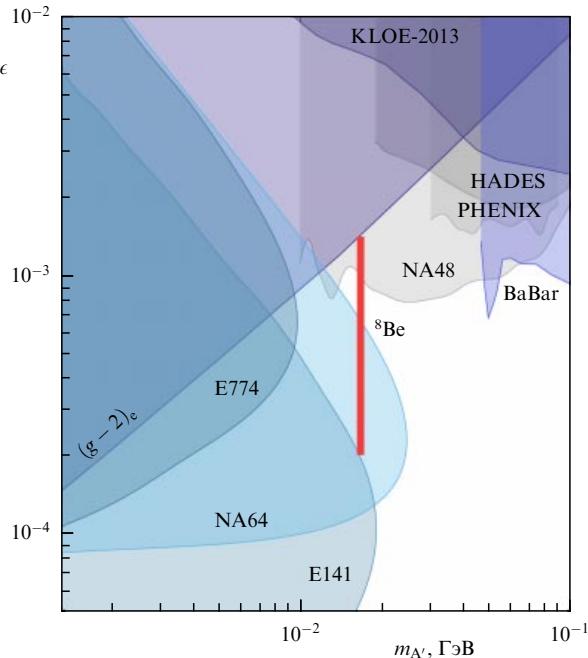


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Исключённая на уровне 90 % CL область в плоскости $m_{A'}(X(17)) - \epsilon$ по данным эксперимента NA64 (голубая область). Для массы 16,7 МэВ NA64 исключает область значений констант связи $X - e^-$ в диапазоне $1,2 \times 10^{-4} < \epsilon_e < 6,8 \times 10^{-4}$. Полный допустимый диапазон значений ϵ_e , объясняющий аномалию ${}^8\text{Be}^*$, $2,0 \times 10^{-4} \lesssim \epsilon_e \lesssim 1,4 \times 10^{-3}$ [83], показан вертикальной красной линией. Также представлены ограничения на параметр ϵ , полученные в других экспериментах (KLOE — K_L^0 Long Experiment, HADES — High Acceptance Dielectron Spectrometer, PHENIX — Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment). (Из работы [41].)

минимальном уровне фона. Критерии были выбраны как на основе моделирования установки с помощью Geant4 [77], так и с использованием частиц данных. Согласно результатам моделирования по крайней мере 30 % общей энергии должно быть выделено сигнальными событиями в ECAL [61, 73].

Как и в предыдущих случаях [38–40], для коррекции эффективности в моделировании использовалась чистая выборка порядка 10^5 редких событий $\mu^+ \mu^-$, рожденных в мишени WCAL. Был также проведен анализ данных с выбором сигнальной области $90 < E_{\text{tot}} < 110$ ГэВ и использованием 20 % (100 %) данных для оптимизации критериев выбора (для оценки фона).

Наиболее важным источником фона являлись цепочка распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ от лидирующего K_S^0 , рожденного в WCAL, и конверсия фотонов $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ от цепочки $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ на вещественном канале, например, в камере T3. Другой источник фона, связанный с адронными распадами $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, которые могли быть ошибочно идентифицированы как электромагнитный ливень в ECAL на уровне, меньшем $2,5 \times 10^{-5}$, оценивался по результатам измерений, выполненных на пионном пучке. После определения и оптимизации критериев отбора и оценки фоновых уровней NA64 исследовал сигнальную область и не нашел кандидатов в распады $A', X(17) \rightarrow e^+ e^-$.

Ограничения NA64 [41] на параметр ϵ как функцию массы A' -бозона вместе с результатами других экспериментов показаны на рис. 8. Результаты NA64 исключают X -бозон как объяснение ${}^8\text{Be}^*$ -аномалии для константы связи $X - e^-$ $\epsilon_e \lesssim 6,8 \times 10^{-4}$ для массы $m_X = 16,7$ МэВ,

оставляя при этом область параметров $6,8 \times 10^{-4} \lesssim \epsilon_e \lesssim 1,4 \times 10^{-3}$ всё еще открытой для будущих поисков, которые представляются крайне интересными. Дальнейшее увеличение чувствительности в области больших констант связи $X - e^-$ ограничено уменьшением времени жизни X -бозона с возрастанием ϵ_e , $\tau_X \sim 1/\epsilon_e^2$, и, как следствие, уменьшением вероятности его вылета из мишени, пропорциональной $\exp(-L_t/L_d)$ (где $L_d \sim E_X/\epsilon_e^2$). Таким образом, продвижение в эту область требует как уменьшения длины мишени L_t , так и увеличения энергии пучка [91].

Отметим, что недавно коллаборация Atomki сообщила о наблюдаемом аналогичном избыtkе событий с приблизительно той же инвариантной массой в ядерных переходах с участием другого ядра, ${}^4\text{He}$ [92]. Это обстоятельство резко усиливает важность подтверждения наблюдаемого избытка событий другими экспериментами ядерной физики, впрочем, как и экспериментами физики элементарных частиц по независимым поискам X -бозона. Для исследования оставшейся области параметров, соответствующих короткоживущему X -бозону с временем жизни $\tau_X \lesssim 10^{-13}$ с, необходима существенная модернизация установки с новым высокоточным трекером и магнитным спектрометром и возможностью восстанавливать также инвариантную массу пары $e^+ e^-$ для однозначного обнаружения X -бозона [91].

3.4. Поиск распадов скалярных, псевдоскалярных, векторных и аксиально-векторных частиц

Как отмечалось ранее, важно искать не только сами частицы ЛТМ, но и частицы, которые реализуют взаимодействие скрытого сектора с СМ, особенно в случае существования скрытого сектора на масштабах масс до нескольких ГэВ.

Большинство исследований эксперимента NA64 было сосредоточено на моделях ЛТМ, основанных на векторном переносчике взаимодействий A' . Анализ показывает, что эксперимент NA64 чувствителен к гораздо более широкому классу моделей ЛТМ, а также к поиску лёгких гипотетических частиц, таких как аксионоподобные псевдоскаляры или скаляры с фотонной или электронной связью. Подробное рассмотрение всех дополнительных возможностей эксперимента NA64 выходит далеко за рамки данного обзора. Здесь мы приводим в качестве иллюстрации недавние результаты эксперимента NA64 по поискам видимых и невидимых распадов скалярных, псевдоскалярных, векторных и аксиально-векторных частиц.

3.4.1. Поиск распадов скаляра и псевдоскаляра на два фотона. Нейтральные скалярные (s) или псевдоскалярные (a) массивные частицы предсказываются во многих расширениях СМ. Наиболее популярный лёгкий псевдоскаляр — аксион, используемый для решения проблемы сохранения CP -симметрии в сильных взаимодействиях [93, 94], возникает как следствие нарушения симметрии Печчи–Квинн ($\Pi - K$) [95]. Аксионоподобные частицы (APЧ), являющиеся псевдоголдстоуновскими бозонами, возникают в моделях со спонтанно нарушенной симметрией $\Pi - K$ (см., например, [96, 97]). Эти обстоятельства делают APЧ естественными кандидатами на роль медиатора, переносящего новое взаимодействие между тёмным и видимым секторами, или кандидатами на роль частиц самой ТМ. APЧ могут также служить объяснением расхождений между теорией и экспериментом для аномального магнитного момента мюона [64, 98].

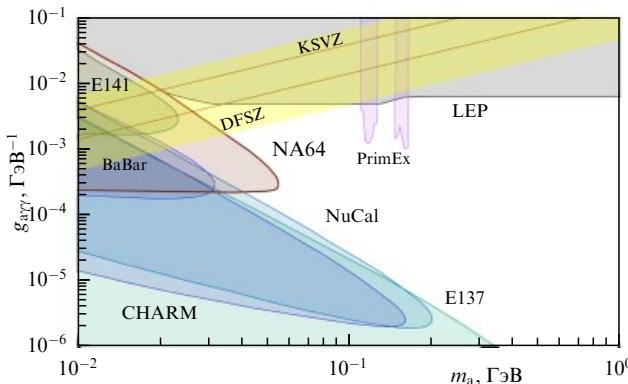


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Область исключения NA64 (затемнённая область) на 90 % CL для константы связи АПЧ, преимущественно связанных с двумя фотонами в плоскости $m_a - g_{a\gamma\gamma}$, как функция скалярной (псевдоскалярной) массы m_a . Жёлтая полоса представляет собой область параметров для основных акционных моделей, показаны также ограничения из других экспериментов (KSVZ — Kim–Shifman – Vainshtein – Zakharov axion model, DFSZ — Dine – Fischler – Srednicki – Zhitnitsky model, PrimEx — Primakoff Experiment, LEP — Large Electron Positron collider, CHARM — CERN – Hamburg – Amsterdam – Rome – Moscow collaboration). (Из работы [42].)

Взаимодействие $a - \gamma\gamma$ задаётся лагранжианом

$$L_{\text{int}} = -\frac{1}{4}g_{a\gamma\gamma}F_{\mu\nu}\tilde{F}^{\mu\nu}a, \quad (50)$$

где $g_{a\gamma\gamma}$ — константа связи, $F_{\mu\nu}$ — тензор электромагнитного поля, $\tilde{F}^{\mu\nu} = (1/2)\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$ — дуальный тензор. Ограничения на АПЧ в МэВ- и ГэВ-диапазонах были в основном получены в beam-dump-экспериментах или экспериментах на e^+e^- -коллайдерах [15], причём значительная часть области, $10^{-4} \lesssim g_{a\gamma\gamma} \lesssim 10^{-2}$ ГэВ $^{-1}$, в пространстве параметров ($m_a, g_{a\gamma\gamma}$) осталась неисследованной. Теоретические предсказания для констант связи, масштаба масс и мод распада АПЧ всё ещё являются довольно неопределёнными. Поэтому было бы интересно провести поиск таких частиц в указанном выше диапазоне масс и констант связи. Одним из возможных способов ответа на эти вопросы является поиск АПЧ в beam-dump-экспериментах. Однако для констант связи, лежащих в диапазоне $10^{-4} \lesssim g_{a\gamma\gamma} \lesssim 10^{-2}$ ГэВ $^{-1}$, такой традиционный подход не является перспективным, поскольку ожидается, что для области масс, меньших 1 ГэВ, АПЧ будут относительно короткоживущими, распадающимися в основном внутри поглотителя пучка.

Коллаборация NA64 провела модельно-независимый поиск лёгких скалярных и псевдоскалярных акционоподобных частиц [42] с помощью электронного пучка SPS. Новые частицы, если они существуют, могли бы рождааться вследствие эффекта Примакова при взаимодействии жёстких тормозных фотонов, излучаемых электронами с энергией 100 ГэВ в активной мишени NA64, с виртуальными фотонами, создаваемыми ядрами мишени. Рождённые скаляры и псевдоскаляры проникали бы через первый модуль HCAL (см. рис. 3), используемый в качестве защиты, и наблюдались бы либо через их распад $a(s) \rightarrow \gamma\gamma$ в остальных модулях HCAL, либо как события с большой недостающей энергией, если бы распад происходил за HCAL. Этот метод позволил исследовать пространство параметров ($(g_{a(s)\gamma\gamma}, m_{a(s)})$) в области, недоступной для предыдущих экспериментов. Из анализа

данных, соответствующих $2,84 \times 10^{11}$ ЕОТ, не было обнаружено никаких свидетельств [42] таких процессов, что позволило установить новые пределы константы связи $a(s) - \gamma\gamma$ в зависимости от массы $a(s)$ в области энергий ниже 55 МэВ (рис. 9). Дальнейшее продвижение в область масс $m_{a(s)} > 55$ МэВ ограничено быстрым уменьшением времени жизни АПЧ с увеличением её массы, $\tau_a^{-1} = g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3 / (64\pi)$, и, как следствие, быстрым убыванием вероятности распада АПЧ за пределами модуля HCAL1.

3.4.2. Ограничения на невидимые скаляр, псевдоскаляр, вектор и аксиальный вектор. Следствия для $(g - 2)_e$. К другой категории можно отнести поиски в NA64 нового тёмного бозона X в диапазоне масс менее 1 ГэВ, который может быть возникающей в различных расширениях СМ скалярной (S), псевдоскалярной (P), векторной (V) или аксиально-векторной (A) частицей [12], слабо связанной с электронами или мюонами (последний вариант находится в стадии изучения). Для того чтобы избежать строгих ограничений, полученных на видимые моды распада лёгкого X-бозона из других многочисленных экспериментов [15], предполагается, что X-бозон распадается преимущественно невидимо, т.е. $\Gamma(X \rightarrow \text{invisible})/\Gamma_{\text{tot}} \simeq 1$, например, в частицы тёмного сектора.

Взаимодействие $e - X$ с константой связи g_X , определяемой как $g_X = \epsilon_X e$ (здесь ϵ_X — параметр, e — заряд электрона), задаётся для случаев S, P, V, A феноменологическими лагранжианами:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_S &= g_S \bar{e} e S, \\ \mathcal{L}_P &= i g_P \bar{e} \gamma_5 e P, \\ \mathcal{L}_V &= g_V \bar{e} \gamma_\mu e V_\mu, \\ \mathcal{L}_A &= g_A \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e A_\mu. \end{aligned} \quad (51)$$

Коллаборация NA64 проанализировала ранее использующиеся данные по поиску тёмного фотона, распадающегося в невидимые моды, для ограничения моделей с аксиально-векторным, скалярным и псевдоскалярным медиаторами [43] и получила ограничения на константы связей в этих моделях. Ограничения на соответствующие константы связей $g_A = \epsilon_A e$, $g_S = \epsilon_S e$, $g_P = \epsilon_P e$ [43] в зависимости от массы A' показаны на рис. 10 в плоскости $m_X - \epsilon_X$. При $m_{A'} \gg m_e$ в силу γ_5 -инвариантности ограничения на $\epsilon_V \equiv \epsilon$ и ϵ_A , а также на ϵ_P и ϵ_S совпадают, причём ограничение на ϵ_S слабее соответствующего ограничения для ϵ на 30 %. Тем самым NA64 существенно ограничил константы связей A' -бозона с электроном для перенормируемых моделей с ненулевыми константами связей g_V , g_A , g_S , g_P .

Появление новых результатов [99] по аномальному магнитному моменту электрона, $a_e = (g - 2)_e/2$, стимулировало дополнительный интерес к поискам новой физики в этом секторе. Сверхточный эксперимент, выполненный в Лаборатории Кастилера – Бросселя (Laboratoire Kastler Brossel — LKB) (Франция) с атомами рубидия ^{87}Rb , сообщил о новом значении постоянной тонкой структуры: $\alpha^{-1} = 137,035999206(11)$, измеренной с относительной точностью $81/10^{12}$ [99]. Этот результат улучшает точность определения α в 2,5 раза по сравнению с предыдущими измерениями, выполненными в Беркли с атомами ^{137}Cs [98], но, как ни удивительно, существенно отличается от последнего, с разницей в $5,4\sigma$. Используя эти измерения α , можно предсказать величину аномального магнитного момента электрона a_e [100], которая

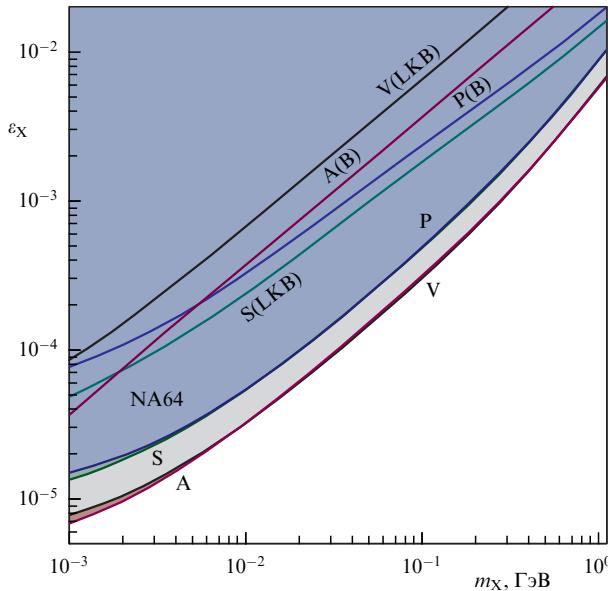


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Область исключения (заштрихованная область) NA64 на 90 % CL в плоскости параметров $m_X - \varepsilon_X$ для векторных (V), аксиально-векторных (A), скалярных (S) и псевдоскалярных (P) X-бозонов. Для сравнения также показаны ограничения, полученные из результатов экспериментов Лаборатории Кастилья — Бросселя (LKB) [99] и Калифорнийского университета в Беркли (Berkeley — B) [98].

оказывается на $1,6\sigma$ ниже и $-2,4\sigma$ выше, чем её измеренные значения a_e^{exp} [101] в LKB и Беркли соответственно

$$\Delta a_e = a_e^{\text{exp}} - a_e^{\text{LKB}} = (4,8 \pm 3,0) \times 10^{-13}, \quad (52)$$

$$\Delta a_e = a_e^{\text{exp}} - a_e^B = (-8,8 \pm 3,6) \times 10^{-13}. \quad (53)$$

Ошибки Δa_e в основном возникают из-за неопределённостей в измерениях a_e^{exp} . Поскольку СМ предсказывает определённое значение a_e [100], результаты измерений этой величины в различных экспериментах должны быть согласованы между собой. С помощью новых измерений и улучшенных расчётов СМ, возможно, удастся выяснить, является ли расхождение результатов (52), (53) следствием ещё неизвестных экспериментальных ошибок или проявлением новой физики в $(g-2)_e$ [102]. Отметим, что результат (53) уже послужил поводом для предложения ряда моделей, направленных в основном на возможное объяснение расхождения (53) вследствие физики вне рамок СМ (см. например, [24, 57, 102–105]).

Представленные выше результаты эксперимента NA64 позволяют оценить вклад нового "тёмного" бозона X в a_e [43]. Соответствующие однопетлевые вклады в $(g-2)_e$ при $m_X \gg m_e$ имеют вид [66]

$$\Delta a_S = \frac{g_S^2}{4\pi^2} \left(\frac{m_e}{m_X} \right)^2 \left(\ln \frac{m_X}{m_e} - \frac{7}{12} \right), \quad (54)$$

$$\Delta a_P = \frac{g_P^2}{4\pi^2} \left(\frac{m_e}{m_X} \right)^2 \left(-\ln \frac{m_X}{m_e} + \frac{11}{12} \right), \quad (55)$$

$$\Delta a_V = \frac{g_V^2}{4\pi^2} \left(\frac{m_e}{m_X} \right)^2 \frac{1}{3}, \quad (56)$$

$$\Delta a_A = \frac{g_A^2}{4\pi^2} \left(\frac{m_e}{m_X} \right)^2 \left(-\frac{5}{3} \right). \quad (57)$$

Из ограничений NA64 на g_V, g_A, g_S, g_P , используя формулы (54)–(57), можно получить ограничения на воз-

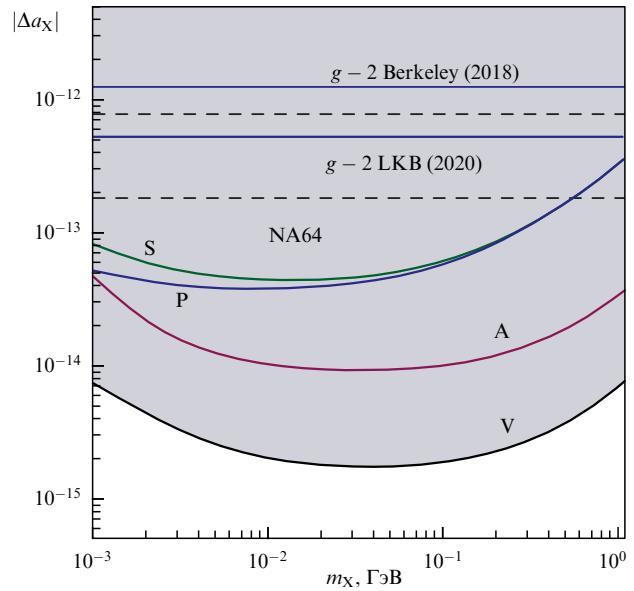


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Области исключения NA64 на 90 % CL в плоскости параметров $(m_X, |\Delta a_X|)$ для вкладов S, P, V и A в a_e (области выше соответствующих кривых). Для сравнения также показаны экспериментальные границы значений $|\Delta a_X|$, определяемые уравнениями (52) и (53), соответственно чёрной штриховой и сплошной синей линиями.

можный вклад этих бозонов в аномальный магнитный момент электрона [43]. Эти ограничения находятся в диапазоне $|\Delta a_X| \lesssim 10^{-15} - 10^{-13}$ для S, P, V и A с массами в области $\lesssim 1$ ГэВ [43] — они показаны на рис. 11 в плоскости $m_X - |\Delta a_X|$ вместе с экспериментальными границами значений $|\Delta a_X|$, определяемыми численными значениями (52), (53). Для малых масс, $m_X \lesssim 10$ МэВ, пределы $|\Delta a_X|$ были вычислены с учётом поправок к асимптотическим формулам (54)–(57).

Полученные результаты демонстрируют на порядок более высокую чувствительность эксперимента NA64 к зондированию новой физики по сравнению с текущей точностью определения a_e из недавних экспериментов по прецизионному определению постоянной тонкой структуры и аномального магнитного момента электрона.

3.5. Эксперимент NA64

с использованием мюонного пучка

Как обсуждалось в разделе 2.4, если новый векторный бозон $V(\equiv Z_\mu)$ с массой $m_V \lesssim 1$ ГэВ, слабо связанный преимущественно со вторым и третьим поколениями лептонов, существует, то это могло бы объяснить мюонную $(g_\mu - 2)$ -аномалию, недавно подтверждённую в эксперименте E989 в Фермилаб. Коллаборация NA64 предложила осуществить поиск Z_μ -бозона в области масс $m_V \lesssim 2m_\mu$, когда он распадается в основном невидимым образом, $Z_\mu \rightarrow \text{invisible}$, с использованием мюонного пучка M2 SPS [106, 107]. В случае, например, модели с $L_\mu - L_\tau$ -взаимодействием невидимая мода распада Z_μ ассоциируется в основном с его распадом на два нейтрино, $Z_\mu \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Предлагаемое расширение эксперимента NA64 получило название NA64 μ . Целью эксперимента в пилотном сеансе 2021 г. с мюонным пучком с энергией $\simeq 100 - 160$ ГэВ являются сборка и запуск детектора NA64 μ и проведение первого поиска Z_μ с константой связи с мюоном в области значений $10^{-5} \leq g_V \leq 10^{-3}$ [107].

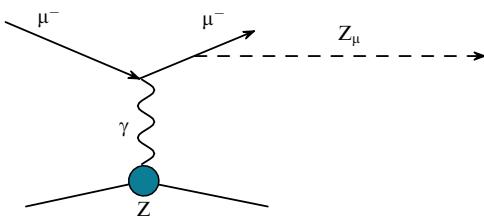
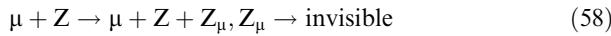


Рис. 12. Диаграмма, иллюстрирующая образование массивного Z_μ -бозона в реакции $\mu + Z \rightarrow \mu + Z + Z_\mu$. Бозон Z_μ является стабильным либо распадается невидимо при $M_{Z_\mu} \leq 2m_\mu$ на пару нейтрино или на пару $\mu^+\mu^-$ в случае $M_{Z_\mu} > 2m_\mu$.

3.5.1. Поиск Z_μ -бозона в реакции $\mu + Z \rightarrow \mu + Z + Z_\mu, Z_\mu \rightarrow \text{invisible}$. Реакция рождения тормозного бозона Z_μ в упругом рассеянии высокогенеретических мюонов на ядре (рис. 12)



является редким процессом²³ [108]. Эта реакция ожидается на уровне $\alpha_V/\alpha \lesssim 10^{-6}$ ($\alpha_V = g_V^2/(4\pi)$) по отношению к уровню обычного рождения жёстких фотонов. Поэтому поиск Z_μ -бозона на таком уровне чувствительности является нетривиальной экспериментальной задачей.

Схематический вид установки для поиска Z_μ -бозона в реакции (58) представлен на рис. 13. Детектор использует два расположенных до и после мишени магнитных спектрометра, предназначенных для независимых последовательных измерений импульсов входящего и выходящего мюонов соответственно, а также для прецизионной и достоверной идентификации и восстановления начального и конечного мюонных состояний.

Трекерная система спектрометров представляет собой набор камер Straw Tube, ST1–ST4 и ST5–ST8 для измерения импульсов падающих и рассеянных мюонов соответственно и камер ST9–ST12 для мюонной идентификации. Сцинтиляционные счётчики S1, S2 используются для определения малого размера и расходности первичного мюонного пучка, в то время как счётчик S3 выделяет рассеянные мюоны и служит для формирования триггера. Активная мишень T окружена электромагнитным калориметром ECAL, который в сочетании с вето-счётчиками (V1, V2) служат охранной системой для выделения упругой реакции рассеяния (58) путём высокоэффективной регистрации фотонов и других вторичных частиц, испускаемых из мишени.

Ниже по пучку детектор оснащён высокоэффективным массивным и герметичным адронным калориметром HCAL, расположенным в конце установки. HCAL состоит из нескольких модулей, каждый из которых имеет поперечную и продольную сегментацию и используется главным образом для эффективной идентификации рассеянных мюонов и регистрации заряженных и нейтральных вторичных частиц, образующихся при взаимодействии первичных мюонов в мишени. Центральная часть модулей HCAL представляет собой ячейку, используемую для детектирования рассеянных мюонов и вторичных частиц, испускаемых в переднем направлении. Остальная часть каждого модуля HCAL служит для эффективной регистрации вторичных адронов, электронов и фотонов, образующихся при мюонных взаимодействиях $\mu^-Z \rightarrow \text{anything}$ в мишени. Размер центральных ячеек HCAL, трековых камер и счётчика S3 определялся из моделирования установки, включая требование эффективной регистрации $\gtrsim 90\%$ рассеянных мюонов с импульсом $\gtrsim 30$ ГэВ. Для подавления фона из-за неэффективной регистрации вторичных адронов HCAL должен быть полностью герметичным в продольном направлении. Для повышения герметичности выбрана толщина $\text{HCAL} \simeq (20-30)\lambda_{\text{int}}$ (где λ_{int} — длина ядерного взаимодействия).

Метод поиска с использованием описанного выше детектора заключается в следующем. Частицы Z_μ (или S)²⁴ образуются в результате тормозного излучения мюонов в реакции $\mu Z \rightarrow \mu Z Z_\mu(S)$, которая происходит равномерно по всей длине мишени T. Часть (f) энергии первичного пучка $E'_\mu = fE_\mu$ уносится рассеянным мюоном, который регистрируется вторым магнитным спектрометром, настроенным на регистрацию импульсов $p'_\mu \lesssim fp_\mu$. Оставшаяся часть первичной энергии мюона $(1-f)E_\mu$ в результате быстрого распада $Z_\mu \rightarrow \text{invisible}$ уносится из установки, приводя в результате к событию с потерянной энергией $E_{\text{miss}} = E_\mu - E'_\mu$. Указанием на существование Z_μ , рождающегося в μ^-Z -взаимодействиях в мишени и распадающегося по невидимому каналу, будет избыток событий с одним входящим и одним рассеянным мюонами, сопровождающимся отсутствием энерговыделения в детекторе по сравнению с ожидаемым фоном.

3.5.2. Фон и ожидаемая чувствительность эксперимента. Источники фона, приводящие к сигнатуре сигнала, могут быть классифицированы как: а) физические фоны от про-

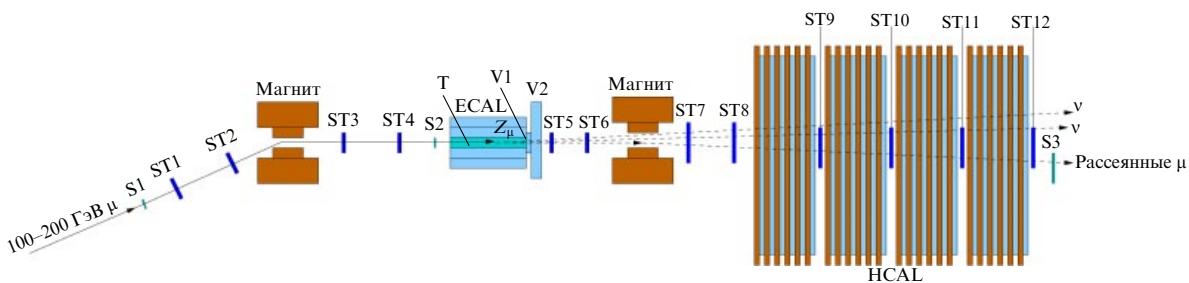


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Схематический план установки NA64μ для поиска невидимых Z_μ -распадов в реакции $\mu Z \rightarrow \mu Z Z_\mu$ [106].

²³ Бозон Z_μ не обязательно должен быть векторным. Существуют модели со скалярным S-бозоном, преимущественно связанным с мюоном.

²⁴ Здесь под S понимается лёгкая скалярная частица, взаимодействующая в основном с мюоном и другими кварками и лептонами второго и третьего поколений, с лагранжианом взаимодействия $L_S = g_S \bar{\mu} \mu S$.

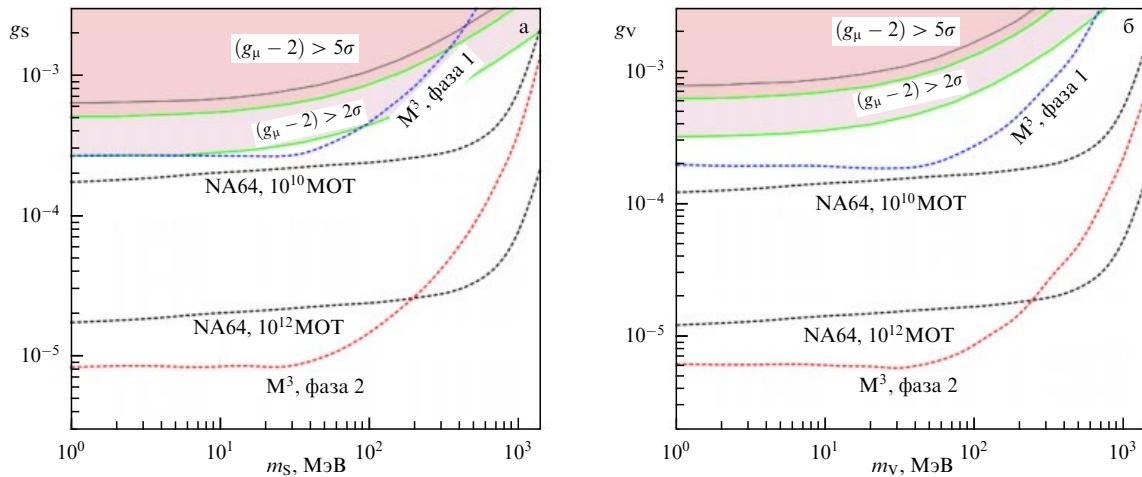


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Область параметров для (а) мюонной скалярной (S) и (б) мюонной векторной (V) частицы (см. [26, 106, 107]). (а) Ожидаемая чувствительность для поиска тёмного скаляра S в эксперименте NA64 μ [106, 107] при предположении отсутствия фонов и в эксперименте M³ FNAL [169]. (б) Ожидаемая чувствительность к векторному медиатору. Предполагается, что S и V распадаются преимущественно невидимо. Зелёные кривые ограничивают область параметров, для которой такие частицы могут объяснить ($g_\mu - 2$)-аномалию с точностью до 2σ . Ожидается, что области выше кривых NA64 будут исключены.

цессов СМ, связанные с недостаточной герметичностью детектора; б) фонами, связанными с качеством пучка, например, обусловленные распадами примесных адронов в мюонном пучке; в) фонами, связанные с ошибками в измерениях, например, импульса рассеянного мюона [106, 107]. Чтобы исследовать эти фонны вплоть до уровня $\lesssim 10^{-12}$ при полном моделировании детектора, потребовалось бы непомерно большое количество компьютерного времени. Поэтому рассматривались и оценивались только источники фона, идентифицированные как наиболее опасные, либо с помощью методов Монте-Карло в сочетании с другими численными расчётами, либо непосредственно из данных предварительных измерений, как, например, в случае оценки фона от распадов примесных адронов в пучке или ошибок измерений из данных NA64, полученных с электронным пучком. Общий фон ожидается на уровне $\lesssim 10^{-12}$ [106, 107]. Вклад дополнительных субдоминантных фоновых источников (например, таких как асимметричные распады $\mu \rightarrow eee$, сопровождающиеся образованием низкоэнергетических мюонов в HCAL электронном распаде, космическими мюонами и т.д.) пренебрежимо мал. Приведённая оценка означает, что, например, для $\simeq 10^{12}$ накопленных событий поиск $Z_\mu(S_\mu)$, как ожидается, будет бесфоновым.

Для оценки ожидаемой чувствительности использовалось моделирование процесса рождения Z_μ , происходящего в детекторе, показанном на рис. 13. Расчёты скорости образования и распределения энергии мюонов, образующихся в реакциях СМ в мишени, основаны на результатах публикации [109]. Рассчитанные потоки и энергетические распределения рассеянных мюонов, образующихся в мишени, используются для предсказания количества сигнальных событий в детекторе.

Исходя из отношения $n_{Z_\mu}^{90\%} > n_{Z_\mu}$, где $n_{Z_\mu}^{90\%} = 2,3$ события — верхний предел на 90 % CL для количества сигнальных событий, можно оценить ожидаемые ограничения предлагаемого эксперимента, которые показаны на рис. 14 вместе со значениями констант связи gs и gv , необходимых для объяснения ($g_\mu - 2$)-аномалии в зависимости от массы Z_μ (или S_μ). Эти пределы получены для рассеянной энергии мюона $10 \lesssim E'_\mu \lesssim 100$ ГэВ, эффектив-

ности 50 % сигнальных событий при отсутствии фона для 10^{12} мюонов на мишени (Muons On Target — MOT) [106, 107]. В этих приближениях статистический предел чувствительности предлагаемого эксперимента в основном определяется количеством накопленных событий.

Отметим, что описанный выше эксперимент позволяет также провести чувствительные поиски A' -бозонов с массами $\gtrsim m_\mu$, что даёт возможность опробовать область параметров $\gamma - A'$ -смешивания и ЛТМ, недоступную в эксперименте NA64 на электронном пучке, делая тем самым эти эксперименты дополняющими друг друга [80].

3.6. Комбинирование результатов экспериментов NA64e и NA64 μ

Как было сказано, ожидаемые пределы NA64e и NA64 μ для параметра $\gamma - A'$ -смешивания позволяют получить совместные ограничения на модели ЛТМ. Сечение аннигиляции частиц ЛТМ в наблюдаемые частицы пропорционально квадрату смешивания ϵ^2 . Поэтому, используя ограничение на эту величину, можно получить ограничение в плоскости параметров $y - m_\chi$, где $y = \epsilon^2 \alpha_D (m_\chi / m_{A'})^4$, и тем самым ограничить модели ЛТМ с массой $m_\chi \lesssim 1$ ГэВ. Совместные пределы, полученные из данных сеансов 2016, 2017 и 2018 гг., и ожидаемые пределы будущего NA64-сеанса показаны на рис. 6а, б вместе с комбинированными пределами NA64e и NA64 μ для статистики 10^{13} ЕОТ и 2×10^{13} MOT соответственно [40]. Проведено также сравнение результатов NA64 с результатами других экспериментов.

Следует ещё раз подчеркнуть, что количество рожденных χ -частиц в эксперименте NA64 пропорционально ϵ^2 , в то время как в beam-dump-экспериментах соответствующее количество сигнальных событий пропорционально $\epsilon^4 \alpha_D$. Поэтому при достаточно малых значениях α_D NA64-пределы параметра ϵ^2 будут намного сильнее. Это иллюстрируется на рис. 6б, где пределы NA64 показаны при $\alpha_D = 0,1$. Нетрудно понять, что для этого и меньших значений α_D прямой поиск ЛТМ на NA64e с 5×10^{12} ЕОТ исключает скалярные и майорановские модели ЛТМ при $m_{A'}/m_\chi = 3$ для интервала масс вплоть до $m_\chi \lesssim 0,2$ ГэВ. В то же время NA64 в сочетании с NA64 μ

будет способен исключить модели с $\alpha_D \leq 0,1$ для масс вплоть до $m_\chi \lesssim 1$ ГэВ. Итак, мы видим, что для масс $m_\chi \lesssim 1$ ГэВ совместные NA64e- и NA64 μ -ограничения являются более сильными, чем пределы, полученные из результатов только NA64e.

4. Другие экспериментальные ограничения

В настоящее время существует довольно много экспериментальных ограничений на модели с лёгкими A'-бозонами. В этом разделе мы кратко упомянем наиболее интересные с нашей точки зрения эксперименты и их результаты.

4.1. Видимые A'-распады

4.1.1. Электронные эксперименты на фиксированной мишени. Эксперименты с фиксированной мишенью APEX (A Prime EXperiment) [110] в Лаборатории им. Джейферсона и A1 в MAMI (от нем. Mainzer Mikrotron) (Майнц) [111] использовали для поисков A' реакцию $e^-Z \rightarrow e^-ZA'$ с последующим распадом A' на электрон-позитронную пару, $A' \rightarrow e^+e^-$. Отсутствие резонансного пика в распределении инвариантной массы e^+e^- позволяет получить ограничения сверху на векторные и аксиально-векторные константы $g_{Ve} \equiv ee$, $g_{Ae} \equiv eAe$ взаимодействия A'-бозона с электроном²⁵ (рис. 15). Коллаборация A1 исключила область параметров, объясняющую ($g_\mu - 2$)-аномалию для масс $50 < m_{A'} < 300$ МэВ в модели с тёмным фотоном [111]. В то же время коллаборация APEX, используя электронный пучок с энергией ~ 2 ГэВ в Лаборатории им. Джейферсона, исключила аналогичную область параметров для масс $175 < m_{A'} < 250$ МэВ [110].

4.1.2. Электрон-позитронные эксперименты. Коллаборация BaBar в Национальной ускорительной лаборатории SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) [112] искала

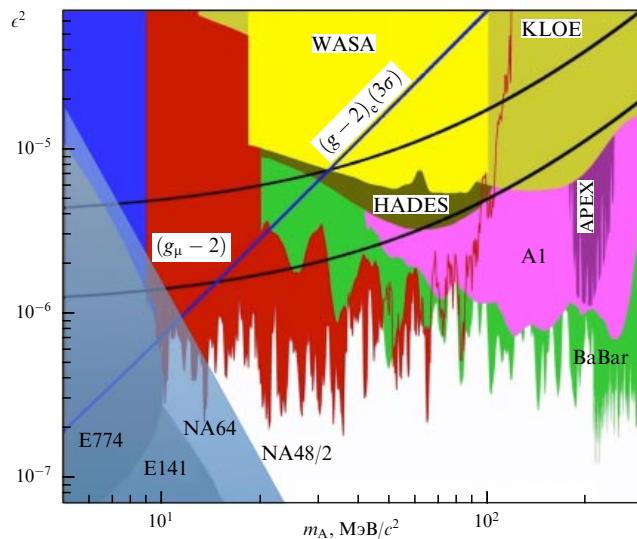


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Пределы параметра смешивания ϵ^2 на 90 % CL в зависимости от массы A'-бозона для видимых A'-распадов. Выделенные разным цветом области исключены (WASA — Wide Angle Shower Apparatus). (Из статьи [114].)

²⁵ При $m_{A'} \gg m_e$ вследствие киральной инвариантности ограничения на g_{Ve} и g_{Ae} совпадают.

видимые распады A'-бозонов в реакции $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$, $A' \rightarrow l^+l^- (l = e, \mu)$, проявляющиеся в виде пика в распределении инвариантной массы лептонной пары l^+l^- . Для модели с тёмным фотоном параметр смешивания $\epsilon \simeq 10^{-2} - 10^{-3}$ был исключён в зависимости от массы для области $0,212 < m_{A'} < 10$ ГэВ [112] при предположении, что видимые распады A' доминируют (см. рис. 15).

Эксперимент KLOE (K_L^0 LOng Experiment) во Фраскати (Италия) искал A' в реакции $e^+e^- \rightarrow \Phi \rightarrow \eta A' \rightarrow \eta e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \Phi \rightarrow \gamma (A' \rightarrow \mu^+\mu^-)$ [113]. Полученные ограничения являются более слабыми по сравнению с соответствующими ограничениями из экспериментов NA48/2 [114] и MAMI [111].

Коллаборация BaBar также использовала реакцию $e^+e^- \rightarrow Z'\mu^+\mu^-, Z' \rightarrow \mu^+\mu^-$ для поиска Z'-бозона, связанного преимущественно с мюоном. Использование этого процесса позволяет существенно ограничить константу связи Z'-бозона $g_{V\mu}$ с мюоном. Полученные результаты исключают модель с $L_\mu - L_\tau$ -взаимодействием в качестве объяснения ($g_\mu - 2$)-аномалии для $m_{Z'} \gtrsim 200$ МэВ [115].

4.1.3. Эксперименты с протонным пучком на фиксированной мишени. Эксперимент NA-48/2 в ЦЕРНе применил вторичные пучки K^+ и K^- для поиска лёгких A'-бозонов в распадах π^0 -мезонов [114]. Распады $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ и $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$ использовались для получения мечёных π^0 . Полагалось, что источником A' являются распады $\pi^0 \rightarrow \gamma A'$, а сам A'-бозон проявляется как узкий пик в распределении инвариантной массы e^+e^- -пары от последующего распада $A' \rightarrow e^+e^-$. Для модели с тёмным фотоном полученные NA-48/2 ограничения исключают объяснение ($g_\mu - 2$)-аномалии для области масс $9 < m_{A'} < 70$ МэВ [114] (см. рис. 15). Следует подчеркнуть, что ширина распада $\pi^0 \rightarrow \gamma A'$ пропорциональна $(g_{Vu}q_u - g_{Vd}q_d)^2 = (2g_{Vu} + g_{Vd})^2/9$ и для моделей с неуниверсальными константами связей A'-бозона²⁶, например для модели с $L_\mu - L_\tau$ -взаимодействием, NA-48/2-ограничение [114] неприменимо.

4.1.4. Ограничения детекторов ATLAS и CMS на лёгкие частицы в распадах бозона Хиггса. Коллаборация ATLAS искала новую частицу γ_d в распадах бозона Хиггса $h \rightarrow 2\gamma_d + X$, $h \rightarrow 4\gamma_d + X$ [116]. При предположении, что новый бозон γ_d распадается в основном на мюонную пару, получены ограничения на относительные ширины распадов (Branching Ratio, BR): $BR(h \rightarrow 2\gamma_d + X)$ и $BR(h \rightarrow 4\gamma_d + X)$ [116]. Следует подчеркнуть, что для модели с тёмным фотоном ограничение на параметр ϵ довольно слабое. Коллаборация CMS искала также новые частицы [117] в распадах бозонов Хиггса $h \rightarrow 2a + X \rightarrow 4\mu + X$. Получены ограничения, сходные с соответствующими ограничениями коллаборации ATLAS.

4.1.5. Ограничения LHCb на распад $A' \rightarrow \mu^+\mu^-$. Коллаборация LHCb искала A'-бозоны, используя видимый распад $A' \rightarrow \mu^+\mu^-$ [118]. При этом предполагалось, что A' рождаются либо в прямых pp-столкновениях, либо в распадах $\pi^0(\eta)$ -мезонов [118]. При предположении, что A'-бозон рождается вследствие ненулевого $\gamma A'$ -смешива-

²⁶ В работе [83] модель с $2g_{Vu} + g_{Vd} \approx 0$ предложена как объяснение недавнего указания на наблюдение [82] узкого резонанса с массой 17 МэВ в пике распределения инвариантной массы e^+e^- в ядерных переходах (см. раздел 3.3).

ния, получено ограничение на параметр ϵ в интервале масс A' от 214 МэВ до 70 ГэВ для прямых A' -распадов и при $214 < m_{A'} < 350$ МэВ — для долгоживущих A' [118]. Эти ограничения на сегодня являются наиболее сильными в интервале масс $10,6 < m_{A'} < 70$ ГэВ.

4.2. Невидимые A' -распады

4.2.1. Ограничения из распада $K \rightarrow \pi + \text{invisible}$. Лёгкий векторный бозон A' может рождаться в распаде $K \rightarrow \pi A'$, в полной аналогии с известным распадом $K \rightarrow \pi\gamma^*$ К-мезона на π -мезон и виртуальный фотон. Для модели с доминантным распадом A' на невидимые моды возникает нетривиальное ограничение на параметр смешивания A' -бозона. А именно, результаты экспериментов BNL E949 и E787 [119] по измерению ширины распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ были использованы для получения верхнего предела $\text{BR}(K^+ \rightarrow \pi^+ A')$ при предположении, что распад $A' \rightarrow \text{invisible}$ доминирует. В модели с тёмным фотоном объяснение ($g_\mu - 2$)-аномалии было исключено для $m_{A'} > 50$ МэВ, кроме узкой области вблизи $m_{A'} = m_\pi$ [120, 121]. Заметим, что NA64 получил более строгие ограничения на ϵ , чем E949 и E787 (см. рис. 5).

4.2.2. Электрон-позитронные эксперименты. Коллаборация BaBar [122] использовала реакцию $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$, $A' \rightarrow \text{invisible}$ для поиска невидимых распадов A' -бозона. При предположении, что невидимые распады A' доминируют, получено ограничение $\epsilon \leq 10^{-3}$, не зависящее от массы A' для $m_{A'} \leq 9,5$ ГэВ (см. рис. 5).

4.2.3. Электронные beam-dump-эксперименты. В электронных beam-dump-экспериментах реакция $eZ \rightarrow eZA'$ используется для рождения A' -бозона в пассивной мишени. После прохождения защиты, необходимой для подавления фонов, A' -бозоны могут проявляться в видимых распадах $A' \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$. В случае, когда A' распадаются в основном на невидимые моды в частицы ЛТМ, $A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$, упругое рассеяние $\chi e \rightarrow \chi e$, $\chi N \rightarrow \chi N$ в дальнем детекторе позволяет обнаружить частицы ЛТМ. Результаты электронных beam-dump-экспериментов в SLAC [123] и Фермилаб [124] были использованы для получения ограничений на константы связи A' [125]. Для случая доминантных распадов A' в невидимые частицы эти эксперименты исключают область $10^{-7} \leq \epsilon \leq 10^{-6}$ при $m_{A'} \leq 20$ МэВ (см. также рис. 6). При этом эксперимент E137 даёт наиболее сильные ограничения и исключает параметр $y \equiv \epsilon^2 \alpha_D (m_\chi/m_{A'})^4$ на уровне [125] $y \geq 10^{-11} (10^{-9})$ при $m_{A'} \leq 1(100)$ МэВ.

4.2.4. Протонные beam-dump-эксперименты. В протонных экспериментах основным источником A' -бозонов является реакция $pZ \rightarrow \pi^0(\eta) + \dots$ с последующими распадами $\pi^0(\eta) \rightarrow \gamma A'$ мезонов π^0 и η [126, 127]. В случае доминантного распада A' на частицы ЛТМ, $A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$, реакции рассеяния $\chi e \rightarrow \chi e$ и $\chi N \rightarrow \chi N$ на электронах и ядрах используются для идентификации ЛТМ в мишени дальнего детектора.

Детектор LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) [128] в Лос-Аламосе был сконструирован в основном для детектирования нейтрино. Нейтрино возникают главным образом из реакции $pZ \rightarrow \pi^+ + \dots$ с последующим распадом $\pi^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu$. Данные LSND для $N = 10^{24}$ POT позволяют также ограничить константы связей тёмного фотона с кварками, используя цепочку процессов $pZ \rightarrow \pi^0(\pi^0 \rightarrow$

$\rightarrow \gamma A') + \dots$ в качестве источника A' -бозона. Полученные LSND ограничения на параметр $y \equiv \epsilon^2 \alpha_D (m_\chi/m_{A'})^4$, как правило, являются существенно более сильными, чем соответствующие ограничения эксперимента E137 (см. рис. 6).

Эксперимент MiniBooNE (BooNE — Booster Neutrino Experiment) в Фермилаб также является протонным beam-dump-экспериментом, использующим бустер с энергией 8 ГэВ. Как и в LSND, тёмные фотоны рождаются в основном в распадах π^0 -мезонов и детектируются в 800-тонном черенковском детекторе-мишени, расположенному приблизительно в 500 м от поглотителя пучка. MiniBooNE получил ограничение на параметр $y \leq 10^{-8}$ для $\alpha_D = 0,5$ при массах частиц тёмной материи $0,01 < m_\chi < 0,3$ ГэВ в сеансе с $1,86 \times 10^{20}$ POT [129].

Основная цель эксперимента Coherent [130] в Ок-Риджской национальной лаборатории (США) — это измерение упругого когерентного нейтринного рассеяния (Coherent Elastic neutrino-Nucleus Scattering — CEvNS) и проверка квадратичной зависимости сечения от количества нуклонов в ядре. Результаты измерения в эксперименте Coherent CEvNS-сечения процесса [131] находятся в согласии с предсказаниями СМ. Эксперимент Coherent является beam-dump-экспериментом, а ЛТМ образуется в основном в распадах $\pi^0 \rightarrow \gamma A' \rightarrow \gamma\chi\bar{\chi}$ и может быть идентифицирована посредством когерентного упругого рассеяния с отдачей ядер. В работе [132] недавние данные Coherent [131] были использованы для вывода ограничений на параметры ЛТМ. При $1 < m_\chi < 90$ МэВ получено ограничение на $\epsilon e_D^{1/2}$, лежащее между 10^{-5} и 10^{-4} .

4.3. Ограничение из реакции $v_\mu N \rightarrow v_\mu N \mu^+ \mu^-$

Изучение рождения мюонной пары под действием нейтрино в кулоновском поле ядра $v_\mu N \rightarrow v_\mu N \mu^+ \mu^-$ позволяет ограничить модель, в которой Z' -бозон взаимодействует с током $L_\mu - L_\tau$. Данные экспериментов CHARM и CCFR (Chicago–Columbia–Fermilab–Rochester) исключают Z' -объяснение ($g_\mu - 2$)-аномалии для области масс $m_{Z'} \geq 400$ МэВ [133].

4.4. Неускорительные ограничения

В этом разделе для полноты картины мы кратко приведём основные астрофизические и космологические ограничения на параметры моделей с ЛТМ.

4.4.1. Ограничение из космического реликтового излучения. Остаточная аннигиляция частиц тёмной материи после стадии неравновесной аннигиляции, но перед стадией рекомбинации может дополнительно ионизировать атомы водорода, что модифицирует спектр реликтового излучения. Ограничения, полученные из данных эксперимента "Планк" [71], исключают s-волновую аннигиляцию частиц тёмной материи с массой, меньшей 10 ГэВ. Допустима р-волновая аннигиляция, поскольку сечение подавлено фактором T/m_χ . Модели ЛТМ с псевдодираковскими фермионами [6, 54] также возможны.

4.4.2. Ограничения из звёзд. Лёгкие A' -бозоны могут рождаться в звёздах. Возможная потеря энергии в звёздах, например в Солнце, вследствие излучения A' -бозонов позволяет получить сильные ограничения на параметр $\epsilon \leq O(10^{-14})$ для масс $m_{A'} \leq 0,01$ МэВ [134, 135]. Кроме того, для масс $m_{A'} \leq 0,3$ МэВ аналогичные, но более слабые ограничения на параметр ϵ можно получить из данных по красным гигантам [134, 135].

4.4.3. Ограничения из сверхновой SN1987a. Ограничения из SN1987a основаны на том факте, что если A' или другие лёгкие частицы рождаются в большом количестве, то они уменьшают количество излучённой невидимой энергии в виде нейтрино, что будет противоречить экспериментальным данным. В работе [136] ограничения на параметр ϵ получены для модели с тёмным фотоном. Ограничения существуют при массах $m_{A'} \leq 120$ МэВ [136], и для наиболее интересного случая $m_{A'} \geq 2m_e$ полученное ограничение $\epsilon \geq O(10^{-7})$ не слишком сильно ограничивает модели с ЛТМ.

4.4.4. Ограничения из нуклеосинтеза. Нуклеосинтез в ранней Вселенной можно использовать для получения ограничений на константы связей моделей с ЛТМ. В течение нескольких первых минут после Большого взрыва температура во Вселенной резко уменьшалась вследствие расширения Вселенной. В период расширения Вселенной формировались некоторые лёгкие элементы, и предсказание распространённости этих элементов во Вселенной совпадает с экспериментальными данными [137]. Ограничения на новые взаимодействия основаны на том факте, что существование новой релятивистской частицы увеличивает темп расширения Вселенной. Больший темп расширения Вселенной увеличивает температуру отщепления нейтрино от равновесия, поэтому n/p -отношение и, как следствие, распространённость гелия ^4He увеличивается. Наблюдаемая величина плотности гелия ^4He позволяет ограничить константы связи новой гипотетической релятивистской частицы. Для модели с тёмным фотоном ограничения на константы связи получены в работе [138]. Тёмный фотон с массой $m_{A'} \leq (7-10)$ МэВ исключён как медиатор между наблюдаемой и тёмной материией [139]. Заметим также, что ограничение $m_\chi \geq O(1)$ МэВ на массы частиц ЛТМ получено из экспериментального ограничения на число нейтрино [140].

4.5. Прямое детектирование лёгкой тёмной материи
Основная проблема, возникающая при детектировании частиц ЛТМ за счёт их рассеяния на ядрах, — это малая величина импульса отдачи ядра [6]. Скорость частиц тёмной материи $v_\chi \sim 10^{-3} c$, и максимально возможная передача энергии пропорциональна квадрату эффективной массы $\mu_{\text{red}} = m_{\text{nuclei}} m_\chi / (m_{\text{nuclei}} + m_\chi)$. Энергия отдачи ядра имеет вид [6]

$$E_{\text{NR}} = \frac{q^2}{2m_{\text{nuclei}}} \leq \frac{2\mu_{\text{red}}^2 v_\chi^2}{m_{\text{nuclei}}} \leq 190 \text{ эВ} \times \\ \times \left(\frac{m_\chi}{500 \text{ МэВ}} \right)^2 \left(\frac{16 \text{ ГэВ}}{m_{\text{nuclei}}} \right), \quad (59)$$

что делает детектирование на ядрах частиц ЛТМ с массой $m_\chi \leq O(1)$ ГэВ чрезвычайно трудной задачей. Остаётся возможность, связанная с использованием упругого рассеяния на электронах [6]. Для упругого рассеяния частиц ЛТМ на электроне максимально возможная переданная энергия электрону определяется формулой

$$E_e \leq \frac{1}{2} m_\chi v_\chi^2 \leq 3 \text{ эВ} \left(\frac{m_\chi}{\text{МэВ}} \right). \quad (60)$$

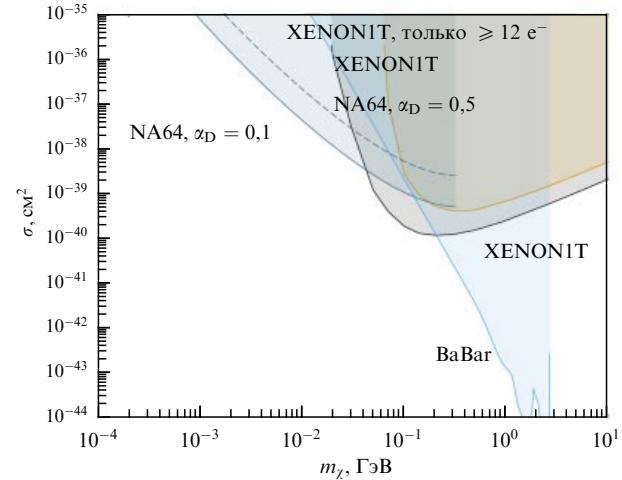


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Сравнение верхних пределов сечения упругого рассеяния частиц ЛТМ на электроне на 90 % CL, полученных из ограничений NA64 [40] и BaBar на параметр смешивания ϵ и из прямых поисков в эксперименте XENON1T [142]. Голубые кривые вычислены при $\alpha_D = 0,1$, штриховая кривая соответствует $\alpha_D = 0,5$, жёлтая кривая показывает ограничение XENON1T, полученное без рассмотрения сигналов с < 12 рождённых электронов (см. [142]).

Связанные электроны с энергией связи ΔE_b могут порождать измеряемый сигнал при [6]

$$m_\chi \geq 0,3 \text{ МэВ} \frac{\Delta E_b}{1 \text{ эВ}}. \quad (61)$$

Упругое нерелятивистское сечение скалярных и дираковских частиц ЛТМ при $m_\chi \gg m_e$ выражается как [6, 141]

$$\sigma(e\chi \rightarrow e\chi) = \frac{16\pi m_e^2 \alpha \epsilon^2 \alpha_D}{m_{A'}^4}, \quad (62)$$

в то время как упругое рассеяние майорановых частиц подавлено фактором $k_M = (2m_e^2/m_\chi^2)v_\chi^2$,

$$\sigma(e\chi_{\text{Majorana}} \rightarrow e\chi_{\text{Majorana}}) = \frac{16\pi m_e^2 \alpha \epsilon^2 \alpha_D}{m_{A'}^4} k_M, \quad (63)$$

что делает прямое детектирование майорановых частиц в модели с тёмным фотоном чрезвычайно трудной задачей.

Коллаборация XENON1T сравнительно недавно опубликовала новые рекордные результаты [142] по поиску упругого рассеяния частиц ЛТМ на электронах. Новые ограничения на упругое рассеяние на электронах получены при $m_\chi \geq 30$ МэВ. Для модели с тёмным фотоном использование формулы (62) и результатов работы [142] позволяет получить ограничение на $\epsilon^2 \alpha_D$. На рисунке 16 проведено сравнение верхних пределов, полученных на уровне достоверности 90 %, сечения упругого рассеяния электронов на частицах ЛТМ в модели с тёмным фотоном на основе эксперимента NA64 [40], ограничений экспериментов BaBar и XENON1T [142] при $\alpha_D = 0,1$. Для $m_\chi \leq 50$ МэВ ограничение NA64, основанное на использовании формулы (63) для сечения упругого рассеяния частиц ЛТМ на электроне, является более сильным, чем ограничение из эксперимента XENON1T. Для псевдо-дираковских фермионов с не слишком малой величиной $\delta = (m_{\chi_2} - m_{\chi_1})/m_{\chi_1}$ реакция электророждения $\chi_1 e \rightarrow \chi_2 e$ для нерелятивистских частиц ЛТМ χ_1 запрещена в силу закона сохранения энергии. Упругое $\chi_1 e \rightarrow \chi_1 e$ -рассеяние

отсутствует на древесном уровне, что чрезвычайно затрудняет детектирование ЛТМ.

5. Другие будущие эксперименты

В настоящее время планируется довольно много экспериментов по поиску А'-бозонов и ЛТМ на ускорителях. В разделах 5.1 – 5.8 мы кратко упомянем наиболее интересные с нашей точки зрения эксперименты по поиску А'-бозонов как для видимой, так и для невидимой мод их распада. Более подробное описание можно найти в обзоре [143].

5.1. Эксперимент SHiP в ЦЕРНе

Эксперимент SHiP (Search for Hidden Particles) [144] в ЦЕРНе предполагает поиск видимых распадов $A' \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\pi^+\pi^-$ долгоживущих А'-бозонов на основе использования SPS-пучка. Также SHiP может искать ЛТМ посредством детектирования упругого рассеяния частиц ЛТМ на электронах и протонах. Ожидается, что основные фонны, связанные с процессами упругого рассеяния нейтрино, могут быть подавлены. Для 2×10^{20} РОТ достижимая чувствительность для переменной $y \equiv \epsilon^2 \alpha_D (m_\chi / m_{A'})^4$ составляет $y \gtrsim 10^{-13}$ при $m_\chi \leq O(1)$ ГэВ [145, 146]. Эксперимент находится на стадии развития.

5.2. Belle-II в КЕК

Belle-II в японской организации КЕК, занимающейся изучением физики высоких энергий [147, 148], — это детектор многоцелевого назначения с чувствительностью к невидимым А'-распадам посредством поиска монофотонов в реакции $e^+e^- \rightarrow \gamma$ ($A' \rightarrow \text{invisible}$) в интервале масс $m_{A'} \leq 9,5$ ГэВ. Детектор Belle-II может также искать видимые распады А'-бозона. Первые данные с полной светимостью $L_t = 50$ аб⁻¹ планируют получить к 2025 г. Ожидается чувствительность к параметру ϵ вплоть до $\epsilon^2 \geq 10^{-9}$ при $m_{A'} < 9,5$ ГэВ.

5.3. Эксперимент MAGIX в MESA

Видимые распады тёмного фотона планируется искать с помощью дипольного спектрометра MAGIX (MESA Gas Internal target eXperiment) (Майнц), используя поляризованный пучок электронов с энергией ~ 105 МэВ. Электронный пучок с такими параметрами предполагается получить на ускорительном комплексе MESA (Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator) [149]. Реакция электророждения $eZ \rightarrow eZA'$ вместе с видимой модой распада $A' \rightarrow e^+e^-$ будет использоваться для идентификации А'-бозона. Ожидаемая чувствительность к параметру ϵ^2 составляет $\simeq 10^{-9}$ при массах $10 < m_{A'} < 60$ МэВ. Также планируется поиск невидимых распадов А' в частицы ЛТМ [149]. Ожидается чувствительность к параметру y на уровне вплоть до $y = 10^{-14}$. Эксперимент одобрен. Набор первых данных планируется начать в 2023 г.

5.4. Эксперимент FASER

Эксперимент FASER (ForwArd Search ExpeRiment) [150] в ЦЕРНе использует столкновения протонов в эксперименте ATLAS для поиска тёмных фотонов и других новых частиц, рождающихся в дифракционной области пр-столкновений. А'-бозоны рождаются в основном с малыми углами по отношению к оси столкновения

протонов. Расчёты показывают, что основными реакциями рождения А' в протон-протонных столкновениях являются прямое рождение $pp \rightarrow A'X$, а также рождение А' в распадах $\pi^0(\eta) \rightarrow A'\gamma$. Предполагается, что долгоживущие А'-бозоны распадаются на пары e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ в установке, расположенной в 480 м от места столкновения протонов. Сигнатурой такого распада является наличие двух высокозергетических треков заряженных частиц с малым углом между ними и общей вершиной. Расчёты показывают, что при интегральной светимости эксперимента ATLAS $L = 300$ фб⁻¹ эксперимент FASER чувствителен к распадам А' с массами $10 \text{ МэВ} \leq m_{A'} \leq 1 \text{ ГэВ}$ и параметром смешивания $10^{-6} \leq \epsilon \leq 10^{-3}$.

5.5. Эксперимент PADME

В эксперименте PADME (Positron Annihilation into Dark Matter Experiment) во Фраскати (Италия) используется реакция рассеяния позитронов с энергией $\lesssim 500$ МэВ на электронах тонкой мишени, $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$, включая резонансное рождение А', для поиска тёмного фотона, распадающегося как по видимой, так и по невидимой моде [151, 152]. При 10^{13} РОТ ожидается чувствительность к параметру ϵ^2 вплоть до 10^{-7} при $m_{A'} < 24$ МэВ [151, 152]. Эксперимент одобрен.

5.6. Эксперимент BDX

в Лаборатории им. Джейфферсона

BDX (Beam-Dump eXperiment) является beam-dump-экспериментом, использующим интенсивный пучок электронов с энергией 10,6 ГэВ, в Лаборатории им. Джейфферсона (JLab) (США) [153, 154]. Рождающиеся на мишени в процессе $eZ \rightarrow eZA'$; $A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$ частицы ЛТМ проходят через защиту и регистрируются за счёт упругого рассеяния $e\chi \rightarrow e\chi$ на электронах в дальнем детекторе. Ожидаемая чувствительность к параметру y — на уровне $y \geq 10^{-13}$ при $1 < m_\chi < 100$ МэВ. Эксперимент одобрен.

5.7. Эксперимент DarkLight

в Лаборатории им. Джейфферсона

В эксперименте DarkLight тёмные фотоны рождаются в реакции $e p \rightarrow e p A'$ при соударениях электронного пучка с энергией 100 МэВ на газообразной водородной мишени [154, 155]. Основной особенностью эксперимента является возможность детектирования рассеянного электрона и протона отдачи, а следовательно, и возможность восстанавливать невидимые распады А'. Также возможен поиск видимых распадов $A' \rightarrow e^+e^-$. Ожидается чувствительность на уровне $\epsilon^2 \geq 10^{-6}$ при массах $10 < m_{A'} < 80$ МэВ. Эксперимент одобрен.

5.8. Эксперимент LDMX

LDMX (Light Dark Matter eXperiment) — эксперимент, аналогичный NA64, планирует использовать для поиска тёмного фотона реакцию электророждения А' на тонкой мишени, $eZ \rightarrow eZA'$; $A' \rightarrow \chi\bar{\chi}$, при энергиях падающего электрона 4 и 8 ГэВ [156]. В отличие от NA64, LDMX способен измерить как потерянную энергию, так и потерянный импульс, что может оказаться важным для более эффективного подавления фонов. Ожидается чувствительность к параметру ϵ вплоть до 10^{-6} при $m_{A'} = 1$ МэВ [156]. Модифицированный LDMX будет способен увеличить чувствительность к параметру ϵ на порядок, вплоть до 10^{-7} [156].

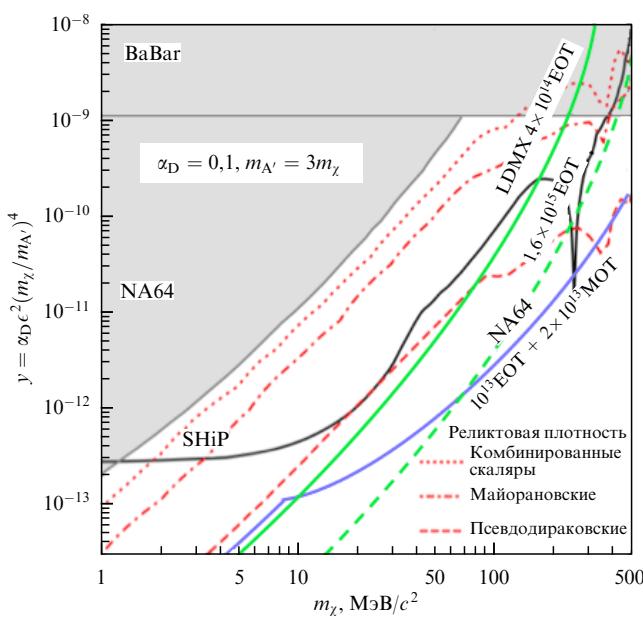


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Сравнение на 90 % CL перспектив поиска ЛТМ в экспериментах NA64, LDMX и SHiP. Чёрная сплошная кривая определяет чувствительность эксперимента SHiP. Зелёная сплошная (штриховая) кривая соответствует эксперименту LDMX с энергией падающих электронов $E_e = 4$ ГэВ и $N_{\text{EOT}} = 4 \times 10^{14}$ ($E_e = 8$ ГэВ и $N_{\text{EOT}} = 1,6 \times 10^{15}$). Синяя кривая соответствует ожиданиям эксперимента NA64 из комбинированных данных с $N_{\text{EOT}} = 10^{13}$ и $N_{\text{MOT}} = 2 \times 10^{13}$ при предположении пренебрежимо малого уровня фона.

На рисунке 17 показаны перспективы поиска ЛТМ на основе использования невидимой моды распада тёмного фотона в частицы ЛТМ для трёх наиболее интересных экспериментов: NA64, LDMX и SHiP. Из рисунка видно, что перспективы NA64 и первой стадии LDMX с энергией электронов, падающих на мишень, $E_e = 4$ ГэВ и $N_{\text{EOT}} = 4 \times 10^{14}$ сравнимы. В случае реализации второй фазы LDMX при энергии $E_e = 8$ ГэВ и $N_{\text{EOT}} = 1,6 \times 10^{15}$ будет обладать лучшей чувствительностью к поиску ЛТМ. К настоящему времени эксперимент находится на стадии развития.

6. Заключение

Модели ЛТМ, являющиеся перенормируемыми расширениями СМ, объясняют происхождение тёмной материи, а также её наблюдаемую реликтовую плотность во Вселенной, вводя новое взаимодействие между скрытым и видимым секторами, осуществляющее лёгким медиатором. Удивительно, что предсказания значений масс и констант связи частиц ЛТМ и переносчиков нового взаимодействия лежат в области, доступной для поисков на современных ускорителях, что делает их крайне привлекательными для экспериментаторов, стимулируя дополнительные усилия по разработке новых методов и улучшению чувствительности экспериментов по поиску ЛТМ.

Один из таких подходов, развитый в эксперименте NA64, основан на поиске "несохранения энергии" в процессах рассеяния заряженных лептонов на ядре. Большой интерес к этим процессам связан также с тем, что их наблюдение будет явно выходить за рамки СМ и потребует её существенного расширения. Сам факт обнару-

жения тёмной материи во Вселенной, несомненно, усиливает интерес к таким поискам и позволяет надеяться на получение экспериментальных указаний на существование ЛТМ в ближайшем будущем. Отрицательные результаты позволят исключить данный класс моделей, сузив тем самым круг рассматриваемых кандидатов.

Поиски ЛТМ в событиях с недостающей энергией на основе техники активного beam-dump в эксперименте NA64 позволили получить рекордные ограничения на параметры моделей ЛТМ с векторным медиатором. Будущие поиски NA64 с использованием электронного и мюонного пучков и особенно их комбинированные результаты имеют хорошие перспективы в широкой области параметров моделей ЛТМ в области масс $1 \text{ МэВ} \leq m_{A'} \leq 1 \text{ ГэВ}$. При статистике 5×10^{12} электронов на мишени NA64 способен протестировать скалярные и майорановские модели ЛТМ с отношением масс $m_{A'}/m_\chi \geq 2,5$. Совместные результаты NA64e и NA64μ, полученные с электронным и мюонным пучками для $\geq 10^{13}$ ЕОТ и 2×10^{13} МОТ соответственно, позволяют исследовать область параметров в модели с псеводираковской ЛТМ при $m_{A'}/m_\chi \geq 3$. Это делает NA64e и NA64μ взаимодополняющими и существенно увеличивает возможность открытия ЛТМ.

Существует несколько альтернатив модели с тёмным фотоном, основанных на использовании калибровочных симметрий типа $L_\mu - L_\tau$, $U(1)_{B-L}$ или $U(1)_{B-3e}$ [6, 11]. Как и в модели с тёмным фотоном, наблюдаемое значение плотности энергии тёмной материи позволяет оценить параметр взаимодействия ϵ нового лёгкого Z' -бозона с электроном. Значение ϵ в таких моделях совпадает со значением ϵ в модели с тёмным фотоном с точностью до множителя $k \leq 3$ [6, 11], поэтому NA64e может протестировать и эти модели. Например, для модели с векторным $B-L$ -взаимодействием NA64e способен исключить скалярные и майорановские модели ЛТМ, в полной аналогии с моделью с тёмным фотоном. Однако следует подчеркнуть, что, так как в резонансной области при $m_{A'} \approx 2m_\chi$ сечение аннигиляции пропорционально величине $(m_{A'}^2 - 4m_\chi^2)^{-2}$, а предсказываемое значение параметра ϵ^2 обратно пропорционально сечению, это может снизить значение ϵ^2 на 2–4 порядка по сравнению с таковым в случае часто рассматриваемой реперной точки $m_{A'}/m_\chi = 3$ [6]. Последнее означает, что для исследования области параметров $m_{A'} \approx 2m_\chi$ потребуются дополнительные усилия как NA64, так и планируемых экспериментов [144–156].

Установленные ускорительные экспериментальные ограничения²⁷ весьма сильно сужают возможности объяснения мюонной ($g_\mu - 2$)-аномалии ввиду существования нового лёгкого бозона, но не исключают эту гипотезу полностью. Наиболее популярная модель, в которой тёмный фотон A' взаимодействует с электромагнитным током вследствие ненулевого смешивания, исключена NA64 [38] и BaBar [122]. Взаимодействие Z' -бозона с $L_\mu - L_\tau$ -током, объясняющее мюонную ($g_\mu - 2$)-аномалию, исключено для $m_{Z'} \geq 2m_\mu$. Эксперимент NA64μ планирует провести поиски Z' с массой в области $m_{Z'} \leq 2m_\mu$.

Природа и происхождение тёмной материи до сих пор не установлены. В ближайшее время будут выполнены важные эксперименты по поиску ТМ. Эти эксперименты, такие как NA64, Belle-II, LDMX и ряд других, будут

²⁷ Обзор неускорительных ограничений можно найти в [157].

очень непростыми. Но после нескольких лет работы они имеют хорошие перспективы обнаружить ЛТМ, если она существует.

Благодарности. Мы благодарны нашим коллегам из коллаборации NA64 и, в частности, С.В. Донскому, Д.В. Кирпичникову, М.М. Кирсанову, П. Кривелли, В.Е. Любовитскому, В.А. Полякову и В.Д. Самойленко за многие полезные дискуссии и комментарии. Мы также благодарны коллегам из теоретического отдела Института ядерных исследований РАН и Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединённого института ядерных исследований за интерес к работе и замечания. Мы признательны Р. Дусаеву за помощь в подготовке некоторых рисунков. Мы благодарны Ю.М. Андрееву за тщательное чтение рукописи и полезные замечания.

Настоящее исследование выполнено при финансовой поддержке Российским фондом фундаментальных исследований в рамках научного проекта 20-12-50027.

Список литературы

1. Kolb E W, Turner M *The Early Universe* (Frontiers in Physics, Vol. 69) (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1990)
2. Gorbunov D S, Rubakov V A *Introduction to the Theory of the Early Universe. Cosmological Perturbations and Inflationary Theory* (Singapore: World Scientific, 2011) <https://doi.org/10.1142/7873>
3. Clifton T et al. *Phys. Rep.* **513** 1 (2012)
4. Boehm C, Fayet P *Nucl. Phys. B* **683** 219 (2004)
5. Essig R et al., Report of the Community Summer Study 2013 (Snowmass) Intensity Frontier New, Light, Weakly-Coupled Particles subgroup, arXiv:1311.0029
6. Alexander J et al., Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report, arXiv:1608.08632
7. Battaglieri M et al., U.S. Cosmic Visions: New Ideas in Dark Matter (2017); arXiv:1707.04591
8. Beacham J et al. *J. Phys. G* **47** 010501 (2020)
9. Fabbrichesi M, Gabrielli E, Lanfranchi G *The Physics of the Dark Photon. A Primer* (SpringerBriefs in Physics) (Cham: Springer, 2021) <https://doi.org/10.1007/978-3-030-62519-1>; arXiv:2005.01515
10. Lee H-S *Phys. Rev. D* **90** 091702 (2014)
11. Berlin A et al. *Phys. Rev. D* **99** 075001 (2019)
12. Agrawal P et al., arXiv:2102.12143
13. Lee B W, Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **39** 165 (1977)
14. Высоцкий М И, Долгов А Д, Зельдович Я Б *Письма в ЖЭТФ* **26** 200 (1977); Vysotskii M I, Dolgov A D, Zel'dovich Ya B *JETP Lett.* **26** 188 (1977)
15. Zyla P A et al. (Particle Data Group) *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020** 083C01 (2020)
16. Izaguirre E et al. *Phys. Rev. D* **91** 094026 (2015)
17. Krnjaic G *Phys. Rev. D* **94** 073009 (2016)
18. Chen C-Y, Pospelov M, Zhong Y-M *Phys. Rev. D* **95** 115005 (2017)
19. Окунь Л Б *ЖЭТФ* **83** 892 (1982); Okun' L B *Sov. Phys. JETP* **56** 502 (1982)
20. Holdom B *Phys. Lett. B* **166** 196 (1986)
21. He X-G et al. *Phys. Rev. D* **43** 22 (1991)
22. Foot R *Mod. Phys. Lett. A* **76** 527 (1991)
23. He X-G et al. *Phys. Rev. D* **44** 2118 (1991)
24. Krasnikov N V, arXiv:1707.00508
25. Gninenko S N, Krasnikov N V *Phys. Lett. B* **783** 24 (2018)
26. Chen C-Y, Kozaczuk J, Zhong Y-M *J. High Energy Phys.* **2018** (10) 154 (2018)
27. Escudero M et al. *J. High Energy Phys.* **2019** (03) 071 (2019)
28. Abi B et al. (Muon g-2 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 141801 (2021)
29. Davier M et al. *Eur. Phys. J. C* **71** 1515 (2011)
30. Jegerlehner F, Szafron R *Eur. Phys. J. C* **71** 1632 (2011)
31. Hagiwara K et al. *J. Phys. G* **38** 085003 (2011)
32. Aoyama T et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 111808 (2012)
33. Gninenko S N, Krasnikov N V *Phys. Lett. B* **513** 119 (2001)
34. Baek S et al. *Phys. Rev. D* **64** 055006 (2001)
35. Ma E, Roy D P, Roy S *Phys. Lett. B* **525** 101 (2002)
36. Krasnikov N V, arXiv:1702.04596
37. Andreas S et al., arXiv:1312.3309
38. Banerjee D et al. (NA64 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 011802 (2017)
39. Banerjee D et al. (NA64 Collab.) *Phys. Rev. D* **97** 072002 (2018)
40. Banerjee D et al. (NA64 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 121801 (2019)
41. Banerjee D et al. (NA64 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 231802 (2018)
42. Banerjee D et al. (NA64 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **125** 081801 (2020)
43. Andreev Yu M et al. (NA64 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 211802 (2021)
44. Gross G, Lebedev O, Mambrini Y *J. High Energy Phys.* **2015** (08) 158 (2015)
45. Chen C-R, Chu Y-K, Tsai H-C *Phys. Lett. B* **741** 205 (2015)
46. Berlin A et al. *Phys. Rev. D* **97** 055033 (2018)
47. Ramos R, Tran V Q, Yuan T-C, arXiv:2109.03185
48. Dolgov A D et al. *Phys. Rev. D* **88** 117701 (2013)
49. Liu et al. *Phys. Rev. D* **100** 123011 (2019)
50. Gninenko S N, Kirpichnikov D V, Krasnikov N V *Phys. Rev. D* **100** 035003 (2019)
51. Mondino C et al. *Phys. Rev. D* **103** 035027 (2021)
52. Darmé L, Rao S, Roszkowski L *J. High Energy Phys.* **2018** (12) 014 (2018)
53. Darmé L, Rao S, Roszkowski L *J. High Energy Phys.* **2018** (03) 084 (2018)
54. Smith D, Weiner N *Phys. Rev. D* **64** 043502 (2001)
55. Davoudiasl H, Marciano W J *Phys. Rev. D* **92** 035008 (2015)
56. Gherghetta T et al. *Phys. Rev. D* **100** 095001 (2019)
57. Гниненко С Н, Корасников Н В, Матвеев В А *ЭЧАЯ* **51** 983 (2020); Gninenko S N, Krasnikov N V, Matveev V A *Phys. Part. Nucl.* **51** 829 (2020)
58. Cazzaniga C et al. (NA64 Collab.) *Eur. Phys. J. C* **81** 959 (2021); arXiv:2107.02021
59. Bjorken J D et al. *Phys. Rev. D* **80** 075018 (2009)
60. Liu Y-S , Miller G A *Phys. Rev. D* **96** 016004 (2017)
61. Gninenko S N et al. *Phys. Lett. B* **782** 406 (2018)
62. Gninenko S N *Phys. Rev. D* **89** 075008 (2014)
63. Bevan A J et al. *Eur. Phys. J. C* **74** 3026 (2014)
64. Bennett G W et al. (Muon g-2 Collab.) *Phys. Rev. D* **73** 072003 (2006)
65. Dorokhov A E, Radzhabov A E, Zhevlakov A S *EPJ Web Conf.* **125** 02007 (2016)
66. Jegerlehener F, Nyffeler A *Phys. Rep.* **477** 1 (2009)
67. Gninenko S N, Krasnikov N V *EPJ Web Conf.* **125** 02001 (2016)
68. Gondolo P, Gelmini G *Nucl. Phys. B* **360** 145 (1991)
69. Sherrer R J, Turner M S *Phys. Rev. D* **33** 1585 (1986)
70. Cline J M et al. *Phys. Rev. D* **88** 055025 (2013)
71. Ade P A R et al. *Astron. Astrophys.* **594** A13 (2016)
72. Holst I, Hooper D, Krnjaic G, arXiv:2107.09067
73. Gninenko S N et al. *Phys. Rev. D* **94** 095025 (2016)
74. Banerjee D, Crivelli P, Rubbia A *Adv. High Energy Phys.* **2015** 105730 (2015)
75. Волков В Ю и др. *Письма в ЭЧАЯ* **16** 627 (2019); Volkov V Yu et al. *Phys. Part. Nucl. Lett.* **16** 847 (2019)
76. Depero E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **866** 196 (2017)
77. Agostinelli S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **506** 250 (2003)
78. Bondi M et al. *Comput. Phys. Commun.* **269** 108129 (2021); arXiv:2101.12192
79. Antcheva I et al. *Comput. Phys. Commun.* **182** 1384 (2011)
80. Gninenko S N et al. *Phys. Lett. B* **796** 117 (2019)
81. Feng J L, Smolinsky J *Phys. Rev. D* **96** 095022 (2017)
82. Krasznahorkay A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 042501 (2016)
83. Feng J L et al. *Phys. Rev. D* **95** 035017 (2017)
84. Kozaczuk J *Phys. Rev. D* **97** 015014 (2018)
85. Chiang C-W, Tseng P-Y *Phys. Lett. B* **767** 289 (2017)
86. Zhang X, Miller G A *Phys. Lett. B* **773** 159 (2017)
87. Alikhanov I E, Paschos E A *Phys. Rev. D* **97** 115004 (2018)
88. Liang Y, Chen L-B, Qiao C-F *Chinese Phys. C* **41** 063105 (2017)
89. Fornal B *Int. J. Mod. Phys. A* **32** 1730020 (2017)
90. Fayet P *Eur. Phys. J. C* **77** 53 (2017); arXiv:1611.05357
91. Depero E et al. (NA64 Collab.) *Eur. Phys. J. C* **80** 1159 (2020)
92. Krasznahorkay A J et al., arXiv:1910.10459
93. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **40** 223 (1978)

94. Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **40** 279 (1978)
95. Peccei R D, Quinn H R *Phys. Rev. Lett.* **38** 1440 (1977)
96. Kim J E *Phys. Rep.* **150** 1 (1987)
97. Raffelt G G *Phys. Rep.* **198** 1 (1990)
98. Parker R H et al. *Science* **360** 191 (2018)
99. Morel L et al. *Nature* **588** 61 (2020)
100. Aoyama T, Kinoshita T, Nio M *Atoms* **7** 28 (2019)
101. Hanneke D, Fogwell S, Gabrielse G *Phys. Rev. Lett.* **100** 120801 (2008)
102. Giudice G F, Paradisi P, Passera M *J. High Energy Phys.* **2012** (11) 113 (2012)
103. Davoudiasl H, Marciano W J *Phys. Rev. D* **98** 075011 (2018)
104. Endo M, Hamaguchi K, Mishima G *Phys. Rev. D* **86** 095029 (2012)
105. Krasnikov N V *Mod. Phys. Lett. A* **35** 2050116 (2020)
106. Gninenko S N, Krasnikov N V, Matveev V A *Phys. Rev. D* **91** 095015 (2015)
107. Banerjee D et al. (NA64 Collab.) "Proposal for an experiment to search for dark sector particles weakly coupled to muon at the CERN SPS", Preprint CERN-SPSC-2019-002 (2019)
108. Kirpichnikov D V et al. *Phys. Rev. D* **104** 076012 (2021); arXiv:2107.13297
109. Groom D E, Mokhov N V, Striganov S I *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **78** 183 (2001)
110. Abrahamyan S et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 191804 (2011)
111. Merkel H et al. (A1 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **112** 221802 (2014)
112. Lees J P et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **113** 201801 (2014)
113. Pérez del Río E *Acta Phys. Pol. B* **47** 461 (2016)
114. Batley J R et al. (NA48/2 Collab.) *Phys. Lett. B* **746** 178 (2015)
115. Lees J P et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **94** 011102 (2016)
116. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2016** (02) 062 (2016)
117. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett.* **752** 146 (2016)
118. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **120** 061801 (2018)
119. Artamonov A V et al. (E949 Collab.) *Phys. Rev. D* **79** 092004 (2009)
120. Pospelov M *Phys. Rev. D* **80** 095002 (2009)
121. Essig R et al. *J. High Energy Phys.* **2013** (11) 167 (2013)
122. Lees J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 2942 (1991)
123. Bjorken J D et al. *Phys. Rev. D* **38** 3375 (1988)
124. Bross A et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 2942 (1991)
125. Batell B, Essig R, Surujon Z *Phys. Rev. Lett.* **113** 171802 (2014)
126. Gninenko S N *Phys. Rev. D* **85** 055027 (2012)
127. Gninenko S N *Phys. Lett. B* **713** 244 (2012)
128. Auerbach L B et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **63** 112001 (2001)
129. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE-DM Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 221803 (2017)
130. Akimov D et al., arXiv:1803.09183
131. Akimov D et al. *Science* **357** 1123 (2017)
132. Ge S-F, Shoemaker I M *J. High Energy Phys.* **2018** (11) 066 (2018)
133. Almannsofer W et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 091801 (2014)
134. Redondo J, Raffelt G *JCAP* **2013** (08) 034 (2013)
135. An H, Pospelov M, Pradler J *Phys. Lett. B* **725** 190 (2013)
136. Chang J H, Essig R, McDermott S D *J. High Energy Phys.* **2018** (09) 051 (2018)
137. Wagoner R V, Fowler W A, Hoyle F *Astrophys. J.* **148** 3 (1967)
138. Fradette A et al. *Phys. Rev. D* **90** 035022 (2014)
139. Ahlgren B, Ohlsson T, Zhou S *Phys. Rev. Lett.* **111** 199001 (2013)
140. Boehm C, Dolan M J, McCabe C *JCAP* **2013** (08) 041 (2013)
141. Essig R, Mardon J, Volanski T *Phys. Rev. D* **85** 076007 (2012)
142. Aprile E et al. (XENON Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **122** 141301 (2019)
143. Beacham J et al. *J. Phys. G* **47** 010501 (2020)
144. Alekhin S et al. *Rep. Prog. Phys.* **79** 124201 (2016)
145. Ahdida C et al. (SHiP Collab.) *J. High Energy Phys.* **2021** (04) 199 (2021)
146. Ahdida C et al. (SHiP Collab.) *Eur. Phys. J. C* **81** 451 (2021)
147. Kou E et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2019** 123C01 (2019); arXiv:1808.10567
148. Corona L J *J. Phys. Conf. Ser.* **1526** 012031 (2020)
149. Doria L et al., arXiv:1809.07168
150. Feng J L et al. *Phys. Rev. D* **97** 035001 (2018)
151. Kozhuharov V *Nuovo Cimento C* **40** 5 192 (2017)
152. Spagnolo S (PADME Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **1137** 012043 (2018)
153. Battaglieri M et al., arXiv:1712.01518
154. Celentano A *J. Phys. Conf. Ser.* **770** 012040 (2016)
155. Balewski J et al., arXiv:1412.4717
156. Åkesson T et al., arXiv:1808.05219
157. Jeong Y S, Kim C S, Lee H-S *Int. J. Mod. Phys. A* **31** 1650059 (2016)
158. Essig R et al. *J. High Energy Phys.* **2013** (11) 167 (2013)
159. Lees J P et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 131804 (2017)
160. Cortina E et al. (NA62 Collab.) *J. High Energy Phys.* **2019** (05) 182 (2019)
161. Demidov S, Gninenko S, Gorbunov D J *J. High Energy Phys.* **2019** (07) 162 (2019)
162. Izaguirre E et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 251301 (2015)
163. Izaguirre E et al. *Phys. Rev. D* **96** 055007 (2017)
164. deNiverville P, Pospelov M, Ritz A *Phys. Rev. D* **84** 075020 (2011)
165. Batell B, Pospelov M, Ritz A *Phys. Rev. D* **80** 095024 (2009)
166. Batell B, Essig R, Surujon Z *Phys. Rev. Lett.* **113** 171802 (2014)
167. Aguilar-Arevalo A A et al. (The MiniBooNE-DM Collab.) *Phys. Rev. D* **98** 112004 (2018)
168. Essig R et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 021301 (2012)
169. Kahn Y et al. *J. High Energy Phys.* **2018** (09) 153 (2018)

Search for light dark matter in the NA64 experiment

S.N. Gninenko^(1,a), N.V. Krasnikov^(1,2), V.A. Matveev^(1,2)

(¹) Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,
prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation

(²) Joint Institute for Nuclear Research, ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation

E-mail:^(a)sergei.gninenko@cern.ch

We review the most important models of light dark matter and discuss the NA64 experiment aimed at searching for hypothetical particles, including dark matter, in the mass range $\leq O(1)$ GeV with the use of electron and muon beams at the Super Proton Synchrotron (SPS) accelerator at CERN. We consider the methods and results of searches in the NA64 and other accelerator experiments and also discuss their further prospects.

Keywords: physics beyond the Standard Model, light dark matter

PACS numbers: **12.60.-i**, 12.60.Cn, 13.20.Cz

Bibliography — 169 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **191** (12) 1361–1386 (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039066>

Received 26 May 2021, revised 16 September 2021

Physics – Uspekhi **64** (12) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.09.039066>