

36. CMS Collab. "CMS contribution to the Snowmass 2013 report", arXiv:1307.7135
37. De Bruyn K et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 041801 (2012); arXiv: 1204.1737
38. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 021801 (2013); arXiv:1211.2674
39. CMS and LHCb Collab., CMS-PAS-BPH-13-007, LHCb-CONF-2013-012; <http://cds.cern.ch/record/1564324>
40. CMS Collab., CMS-PAS-FTR-13-022; <http://cds.cern.ch/record/1605250>
41. The ATLAS, CDF, CMS, D0 Collab., LHC/Tevatron NOTE, ATLAS-CONF-2014-008, CDF Note 11071, CMS PAS TOP-13-014, D0 Note 6416; arXiv:1403.4427
42. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2014** (02) 024 (2014); arXiv:1312.7582
43. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2014** (06) 090 (2014); arXiv:1403.7366
44. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **112** 231802 (2014); arXiv:1401.2942
45. CMS Collab., CMS-PAS-TOP-13-009; <http://cds.cern.ch/record/1633190>
46. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2010** (09) 091 (2010); arXiv:1009.4122
47. Li W *Mod. Phys. Lett. A* **27** 1230018 (2012); arXiv:1206.0148
48. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **718** 795 (2013); arXiv:1210.5482
49. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2011** (07) 076 (2011); arXiv:1105.2438
50. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2013** (12) 030 (2013); arXiv:1310.7291
51. CMS Collab., CMS-PAS-SMP-14-003; <http://cds.cern.ch/record/1728320>
52. Leike A *Phys. Rep.* **317** 143 (1999); hep-ph/9805494
53. Rizzo T G, SLAC-PUB-12129; hep-ph/0610104
54. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690 (1999); hep-th/9906064
55. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-061; <http://cds.cern.ch/record/1519132>
56. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **720** 63 (2013); arXiv:1212.6175
57. Dimopoulos S, Landsberg G *Phys. Rev. Lett.* **87** 161602 (2001); hep-ph/0106295
58. Giddings S B, Thomas S D *Phys. Rev. D* **65** 056010 (2002); hep-ph/0106219
59. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998); hep-ph/9803315
60. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *JHEP* **2013** (07) 178 (2013); arXiv:1303.5338
61. Рубаков В А *УФН* **171** 913 (2001); Rubakov V A *Phys. Usp.* **44** 871 (2001)
62. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 111801 (2012); arXiv:1112.0688
63. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-027; <https://cds.cern.ch/record/1523261/>
64. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-031; <https://cds.cern.ch/record/1523280/>
65. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-12-048; <http://cds.cern.ch/record/1525585>
66. CMS Collab., CMS-PAS-EXO-13-004; <http://cds.cern.ch/record/1563245>
67. CMS Collab., CMS-PAS-B2G-13-004; <https://cds.cern.ch/record/1697173>
68. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967); Sakharov A D *JETP Lett.* **5** 24 (1967)
69. Сахаров А Д *УФН* **161** (5) 61 (1991); Sakharov A D *Sov. Phys. Usp.* **34** 392 (1991)
70. Констандин Т *УФН* **183** 785 (2013); Konstantin T *Phys. Usp.* **56** 747 (2013)
71. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **731** 173 (2014); arXiv:1310.1618
72. Высоцкий М И, Невзоров Р Б *УФН* **171** 939 (2001); Vysotskii M I, Nezvorov R B *Phys. Usp.* **44** 919 (2001)
73. CMS Physics Results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/PhysicsResults>

PACS numbers: 12.15.-y, 12.60.-i, 14.80.-j
DOI: 10.3367/UFNr.0184.201409j.1004

Хиггсовский бозон открыт: что дальше?

Д.И. Казаков

1. Введение

Открытие хиггсовского бозона [1, 2] в 2012 г. и присуждение Нобелевской премии в 2013 г. ознаменовали важный этап в физике элементарных частиц. Был экспериментально подтверждён теоретически предсказанный около 50 лет назад механизм генерации масс фундаментальных частиц — механизм спонтанного нарушения симметрии Браута–Энглера–Хиггса [3, 4]. Тем самым Стандартная модель (СМ) фундаментальных взаимодействий получила логическое завершение и приобрела статус стандартной теории. Под СМ (Standard Model — SM) понимается описание сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий между кварками и лептонами, основанное на калибровочной теории с группой симметрии $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. При этом кварки являются триплетами, а лептоны — синглетами группы $SU(3)_c$, левые компоненты кварков и лептонов представляют собой дублеты группы $SU(2)_L$, а правые компоненты — синглеты, и все они имеют гиперзаряд согласно группе $U(1)_Y$. Состав полей материи и переносчиков четырёх фундаментальных взаимодействий СМ представлен на рис. 1. К уже известным частицам, все из которых были открыты в XX в., добавился хиггсовский бозон, открытый уже в XXI в.

Три поколения материи (фермионы)

	I	II	III	
Масса →	3 МэВ	1,24 ГэВ	173,3 ГэВ	0
Заряд →	2/3	2/3	2/3	0
Спин →	1/2	1/2	1/2	1
Наименование →	up (верхний)	charm (очарованный)	top (истинный)	photon (фотон)
Кварки	d down (нижний) -1/3 1/2	s strange (странный) -1/3 1/2	b bottom (прелестный) -1/3 1/2	g gluon (глюон) 0 0 1
Лептоны	< 2 эВ 0 1/2 electron neutrino (электронное нейтрино)	< 0,19 МэВ 0 1/2 muon neutrino (мюонное нейтрино)	< 18,2 МэВ 0 1/2 tau neutrino (тай-нейтрино)	Z ⁰ weak force (слабое взаимодействие) 0 0 1
	0,511 МэВ -1 1/2 e electron (электрон)	106 МэВ -1 1/2 μ muon (мюон)	1,78 ГэВ -1 1/2 τ tau (тай)	W [±] weak force (слабое взаимодействие) 80,4 ГэВ ±1 1
Бозоны (переносчики взаимодействия)				

Рис. 1. Стандартная модель фундаментальных взаимодействий (согласно [5]).

Д.И. Казаков. Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединённого института ядерных исследований, Дубна, Московская обл., РФ
Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Москва, РФ
Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., РФ

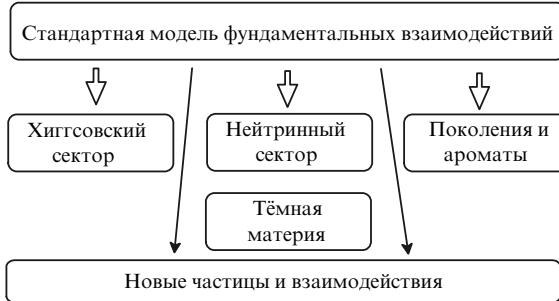


Рис. 2. Проблемные секторы в Стандартной модели и вне её рамок.

В СМ имеются шесть кварков и шесть лептонов, составляющих три поколения и три вида взаимодействий: сильное, слабое и электромагнитное — переносимых квантами соответствующих полей: глюоном, W- и Z-бозонами и фотоном. К ним теперь добавилось четвёртое, юкавское, взаимодействие, переносимое хиггсовским бозоном. Для полноты картины нужно добавить гравитационное взаимодействие, переносимое гравитоном — квант гравитационного поля, но гравитон ещё не открыт: гравитация пока описывается лишь в классическом варианте. Этим исчерпываются все известные фундаментальные частицы и силы природы.

Стандартная модель сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий количественно описывает практически все наблюдаемые. Нет ни одного эксперимента в физике элементарных частиц, в котором отмечены отличия от СМ превосходили бы 2–2,5 стандартных отклонения, а возникающие изредка в экспериментах аномалии со временем рассасываются [6]. Не исключено, что открытые недавно нейтринные осцилляции потребуют минимальной модификации СМ. Однако и это не обязательно: добавление правых нейтрино вполне вписывается в СМ и позволяет описать превращения нейтрино одного сорта в другое в результате смешивания, наподобие того, как это происходит в кварковом секторе. Новые прецизионные тесты процессов с нарушением аромата и СР-нарушением также прошли все проверки. Причём все эксперименты описываются с помощью одной матрицы Кабббо – Кобаяси – Маскавы (CKM) с четырьмя параметрами. Таким образом, мы наблюдаем триумф Стандартной модели фундаментальных взаимодействий как основы всех явлений природы, за исключением гравитации.

Возникает вопрос: это конец истории или её новый этап? Ответ, который даёт научное сообщество, не вызывает сомнений: это начало большой программы исследований длиной в несколько десятилетий. Природа ещё хранит много загадок!

Обсуждая различные аспекты Стандартной модели, а также попытки выхода за её рамки, мы будем следовать схематической диаграмме, представленной на рис. 2, и подробно рассмотрим все элементы СМ.

2. Хиггсовский сектор

Итак, хиггсовский бозон открыт. С 96%-ным уровнем достоверности (Confidence Level — CL) установлены все его свойства — они находятся в прекрасном согласии с ожиданиями: это частица со спином нуль, чётностью + и вакуумным средним, отличным от нуля, которая взаимодействует с W- и Z-бозонами, а также с кварками и лептонами (экспериментально проверено для третьего

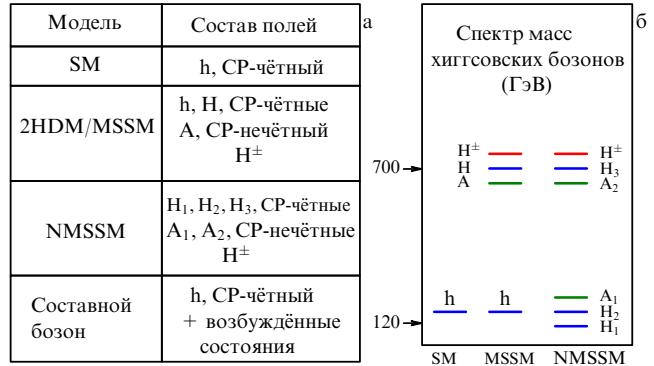


Рис. 3. Состав полей (а) и спектр масс (б) различных моделей хиггсовского сектора.

поколения) с силой, пропорциональной массам последних [7, 8]. И всё же исследование хиггсовского сектора СМ только начинается. Поставленные вопросы требуют ответов.

- Это бозон Хиггса? — Вероятнее всего, да.
- Это бозон Хиггса Стандартной модели? — Похоже.
- Существуют ли альтернативы? — Да.
- Может ли быть, что мы видим не один бозон Хиггса? — Возможно.
- Можно ли получить достоверные ответы на эти вопросы? — Да.

Новые эксперименты на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC) при удвоенной энергии и на новых ускорителях (если они будут построены) позволят достигнуть достаточной точности для однозначных ответов на эти вопросы. Заметим, что мы уже получили подтверждение того, что частицы приобретают массы в результате взаимодействия с полем Браута – Энглера – Хиггса, какой бы модели ни соответствовал хиггсовский бозон.

Рассмотрим, какие существуют альтернативы минимальному хиггсовскому сектору. Напомним, что минимальная СМ содержит один хиггсовский дублет, который обеспечивает массу как верхним, так и нижним кваркам и лептонам одновременно. В этом случае имеется лишь один СР-чётный хиггсовский бозон (рис. 3а). Ближайшим расширением СМ является двухдублетная хиггсовская модель (2 Higgs Doublet Model — 2HDM) [9, 10]. Она же реализуется и в случае Минимального суперсимметричного расширения СМ (MSSM) (Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM) [11–14]. При этом верхние и нижние кварки и лептоны получают массу, взаимодействуя с разными хиггсовскими дублетами, каждый из которых имеет своё вакуумное среднее. В этом случае имеются пять хиггсовских бозонов: два СР-чёты, один СР-нечётный и два заряженных.

Следующим популярным шагом является введение дополнительного хиггсовского поля, которое представляет собой синглет относительно калибровочной группы СМ. В случае суперсимметрии соответствующая модель носит название NMSSM — следующая за минимальной (Next-to-Minimal Supersymmetric SM) [15]. Здесь уже имеются семь хиггсовских бозонов. Примерный спектр частиц для различных моделей показан на рис. 3б. Заметим, что в случае NMSSM имеются два лёгких СР-чёты хиггсовских бозона, причём открытая частица вполне может соответствовать как H_1 , так и H_2 . Причи-

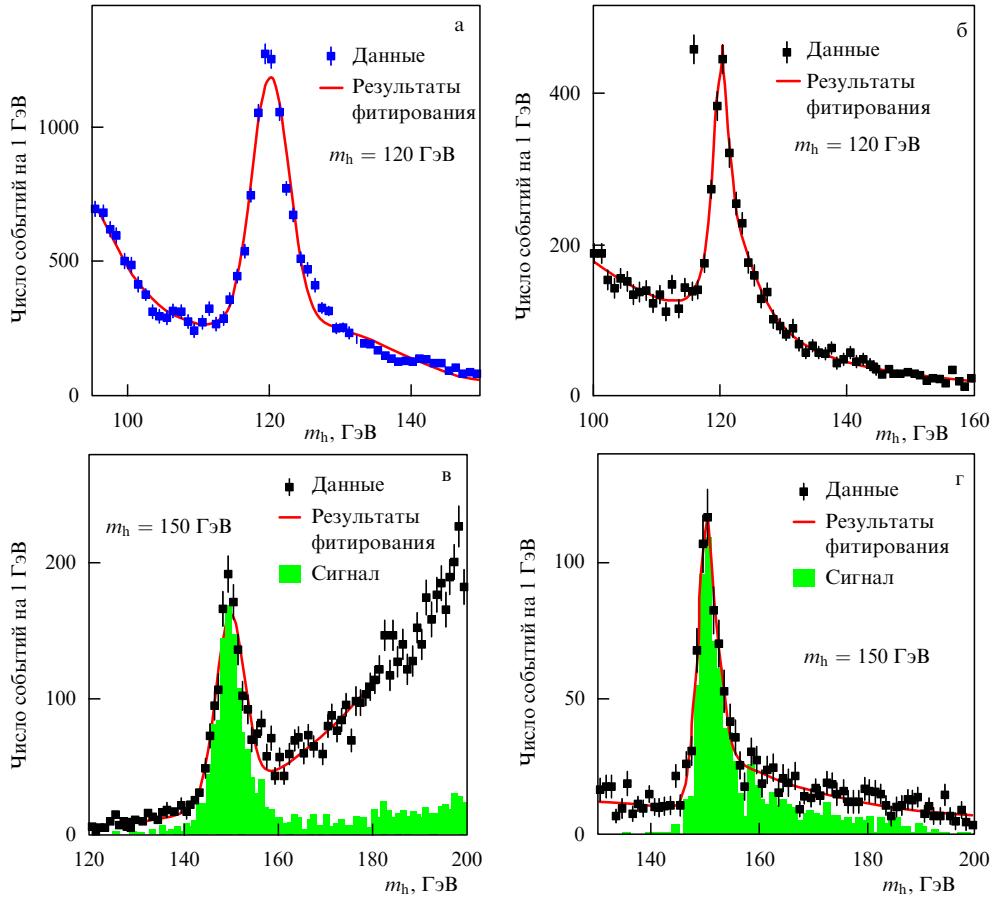


Рис. 4. Измерение массы и ширины распада хиггсовского бозона на ILC в различных каналах: (а) $e^+e^- \rightarrow HZ \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}$, (б) $q\bar{q}l^+l^-$, (в) $W^+W^-q\bar{q}$, (г) $W^+W^-l^+l^-$.

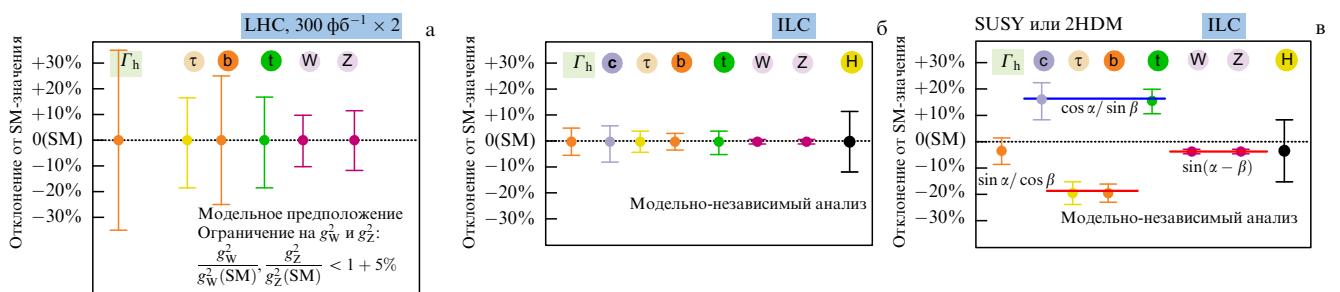


Рис. 5. Точность измерения констант связи хиггсовского бозона на LHC и ILC [18].

ной, по которой не наблюдается более лёгкий бозон H_1 , в этом случае является то, что H_1 имеет большую примесь синглетного состояния и поэтому он слабо взаимодействует с частицами СМ.

Наконец, возможно также, что хиггсовский бозон является связанным состоянием, наподобие π -мезона [16]. Тогда, помимо основного состояния, должны существовать возбуждённые более тяжёлые состояния.

Во всех случаях один из хиггсовских бозонов очень близок по свойствам к хиггсовскому бозону СМ и, вполне возможно, что мы видим одно из этих состояний. Так что хиггсовский сектор ещё предстоит исследовать. Необходимо убедиться в наличии или отсутствии тяжёлых и заряженных хиггсовских бозонов.

Задачи ближайшего времени состоят в прецизионном изучении открытого хиггсовского бозона. Необходимо измерить такие его характеристики, как масса и ширина,

а также константы всех распадов с точностью на порядок выше достигнутой. Возможно, для этого потребуется строительство электрон-позитронного коллайдера, например линейного коллайдера ILC (International Linear Collider). На рисунке 4 показаны ожидаемые результаты измерения массы хиггсовского бозона на ILC в различных каналах [17]. Планируется, что точность определения массы хиггсовского бозона достигнет ~ 50 МэВ, что в 5–7 раз превосходит существующую.

Другой задачей является точное определение констант всех распадов, что, возможно, позволит отличить однодублетную модель от двухдублетной. На рисунке 5 показаны планируемые измерения констант взаимодействия хиггсовского бозона с частицами СМ на LHC при набранной полной светимости в 300 fb^{-1} (рис. 5a), что в 10 раз превышает набранную на сегодня светимость. Для сравнения также приведены соответствующие измерения

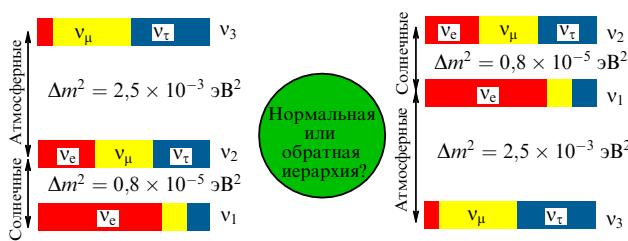


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Нормальная и обратная иерархии масс нейтрино.

на ILC (рис. 5б). Точность измерения констант взаимодействия на ILC позволит не только различить разнообразные модели, но и проверить предсказания суперсимметричных теорий (рис. 5в).

3. Нейтринный сектор

С открытием нейтринных осцилляций нейтринная физика вступила в новую фазу: были измерены разности масс нейтрино различных типов и углы смешивания. Наконец-то был получен ответ на вопрос о массе нейтрино — теперь мы знаем, что нейтрино массивны. Тем самым лептонный сектор СМ приобрёл вид, идентичный кварковому, и было подтверждено, что СМ обладает кварк-лептонной симметрией. Впрочем, причина такой симметрии остаётся непонятной, возможно, она является следствием Великого объединения взаимодействий. Однако ответ на этот вопрос выходит за рамки СМ.

В то же время нейтринный сектор СМ всё ещё не до конца понятен. Прежде всего это касается спектра масс. Нейтринные осцилляции позволяют определить лишь квадраты разностей масс нейтрино. Полученная картина спектра показана на рис. 6 [19]. Разным цветом отмечены также доли нейтрино каждого сорта в собственных массовых состояниях.

Помимо вопроса о иерархии (нормальная или обратная), остаётся также невыясненным вопрос об абсолютном значении масс нейтрино. Ответ на него можно надеяться получить двумя способами. Первый — это прямое измерение массы электронного нейтрино в эксперименте по β -распаду. Согласно данным эксперимента Троицк–Майнц верхняя граница на сегодняшний день составляет $m_{v_e} < 2 \text{ эВ}$ [20, 21]. Готовящийся эксперимент KATRIN (KArlsruhe TRItium Neutrino experiment) [22] будет способен довести эту границу до $< 0,2 \text{ эВ}$. Однако этого может быть недостаточно, если верить астрофизическим наблюдениям. Определение суммы масс нейтрино из данных по спектру космического микроволнового излучения является косвенным, но весьма точным способом нахождения абсолютной шкалы масс. На ранних стадиях развития Вселенной, когда происходило быстрое остывание, частицы выпадали из состояния теплового равновесия при температуре, пропорциональной их массе, и число их "замораживалось", влияя на спектр. Тем самым, фитируя спектр флуктуаций, можно определить число типов нейтрино и сумму их масс [23, 24]. Результат последней космической миссии Planck [25]: $\sum m_v < 0,23 \text{ эВ}$. Эта величина всё ещё заметно больше разности масс нейтрино, показанной на рис. 6. Вопрос об абсолютной шкале масс нейтрино остаётся открытым.

Другой нерешённой проблемой нейтринного сектора является выяснение природы нейтрино: майорановская это частица или дираковская, является ли нейтрино античастицей самому себе или нет? Напомним, что частицы со спином, равным $1/2$, описываются уравнением Дирака, решениями которого являются биспиноры. Их можно представить в виде половин, отвечающих левой и правой поляризации:

$$v_D = \begin{pmatrix} v_L \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ v_R \end{pmatrix}, \quad v_L \neq v_R^*, \quad m_L = m_R. \quad (1)$$

Обе половины имеют одинаковые массы, поскольку это одна частица с двумя состояниями поляризации. В то же время в случае нейтральной частицы дираковский биспинор можно разбить на вещественные половины:

$$v_D = \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_1^* \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \xi_2 \\ \xi_2^* \end{pmatrix}, \quad m_{\xi_1} \neq m_{\xi_2}. \quad (2)$$

Каждая из этих половин является майорановским спинором, удовлетворяющим условию $v_M = v_M^*$, т.е. если нейтрино — майорановский спинор, то он является античастицей самому себе. Эти два майорановских спинора могут иметь разные массы. Значит, если такая возможность реализуется в природе, то нами открыты лишь лёгкие нейтрино, а тяжёлые могут иметь гораздо большие массы.

В пользу майорановских нейтрино говорит то обстоятельство, что массы лёгких нейтрино очень малы, и если они получаются согласно обычному механизму Браута–Энглера–Хиггса, то соответствующая юкавская константа связи должна иметь порядок 10^{-12} . В случае майорановских нейтрино этого можно избежать, используя механизм качелей [26, 27]: малая масса лёгких нейтрино получается за счёт тяжёлой майорановской массы:

$$M_v = \frac{L}{R} \begin{pmatrix} L & R \\ 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix}, \quad m_1 = \frac{m_D^2}{M}, \quad m_2 = M. \quad (3)$$

Тем самым юкавская константа нейтрино может иметь типично лептонное значение, а майорановская масса M может оказаться порядка шкалы Великого объединения. При этом также получаются максимальные смешивания в нейтринном секторе.

Выяснить природу нейтрино можно, изучая двойной β -распад. Если существует безнейтринный распад, то нейтрино — майорановские, поскольку для дираковских нейтрино он невозможен. Соответствующая фейнмановская диаграмма представлена на рис. 7. Там же показан энергетический спектр электрона в случае обычного и безнейтринного β -распада [28]. Как видно, они хорошо различимы. Однако практическое наблюдение весьма затруднено. Показанная на рис. 7в гистограмма — это измеренный на совпадения спектр электронов двойного β -распада. Жирной сплошной кривой на рис. 7в показано ожидаемое положение максимума в суммарном спектре двух электронов, соответствующее безнейтринному двойному β -распаду.

Таким образом, на сегодня нет чётких указаний на существование безнейтринного двойного β -распада. Проводятся эксперименты на изотопах ^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{130}Te , ^{136}Xe , ^{150}Nd . Современные оценки времени жизни

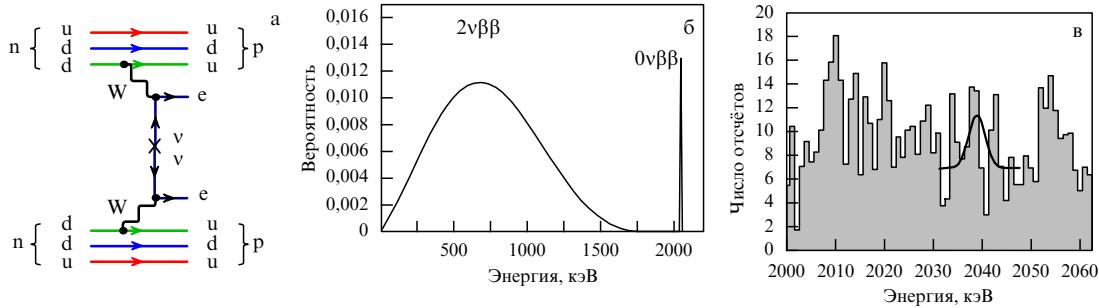


Рис. 7. (а) Безнейтринный двойной β -распад. (б) Энергетический спектр электрона в случае обычного и безнейтринного распада изотопа ^{76}Ge . (в) Измеренный на совпадения спектр электронов [28].

составляют [29–31]

$$\begin{aligned} T_{1/2} 2\nu\beta\beta(^{136}\text{Xe}) \times 10^{21} \text{ год} &= \\ &= 2,23 \pm 0,017 \text{ (стат.)} \pm 0,22 \text{ (систем.)}, \\ T_{1/2} 0\nu\beta\beta(^{136}\text{Xe}) \times 10^{25} \text{ год} &> 1,6 \text{ (90 \% CL).} \end{aligned}$$

Так что вопрос о природе нейтрино остаётся открытым.

4. Поколения и ароматы

На рисунке 1 представлены три поколения частиц материи. В настоящий момент не существует теоретического ответа на вопрос о том, сколько поколений есть в природе. Имеются только экспериментальные факты, которые можно интерпретировать как указание на существование трёх поколений. При этом предполагается наличие кварк-лептонной симметрии, поскольку экспериментальные данные относятся к числу лёгких нейтрино, а в силу этой симметрии, и к числу поколений.

Первым фактом является измерение на электрон-позитронном коллайдере LEP (Large Electron-Positron collider) профиля и ширины Z-бозона. Z-бозон может распадаться на кварки, лептоны и нейтрино, суммарная масса которых меньше его массы, и, измеряя ширину Z-бозона, можно узнать число лёгких нейтрино. Это не

относится к нейтрино, масса которых более 45 ГэВ. Так, фитирование данных соответствует числу лёгких нейтрино $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$, т.е. равному трём (рис. 8а) [32].

К такому же выводу относительно числа лёгких нейтрино приводят и фитирование спектра флуктуаций космического микроволнового фона (Cosmic Microwave Background — CMB). Число лёгких нейтрино, как и спектр их масс, влияет на спектр флуктуаций, и оно весьма надёжно определяется по виду этого спектра (рис. 8б). Полученное число таково: $N_\nu \leq 3,30 \pm 0,27$ [33], т.е. тоже согласуется со значением три, хотя и оставляет пока место для дополнительного стерильного нейтрино.

Наконец, имеются комплементарные данные по прецизионному измерению вероятностей редких распадов, в которые могли бы давать вклад гипотетические тяжёлые поколения кварков. Согласно этим измерениям четвёртое поколение запрещено с 90%-ным уровнем достоверности [34–36].

Возникает естественный вопрос: зачем природе понадобились три копии кварков и лептонов? Всё, что мы видим вокруг нас, состоит из протонов, нейтронов и электронов, т.е. из u- и d-кварков и электронов — частиц первого поколения. Частицы, состоящие из кварков двух

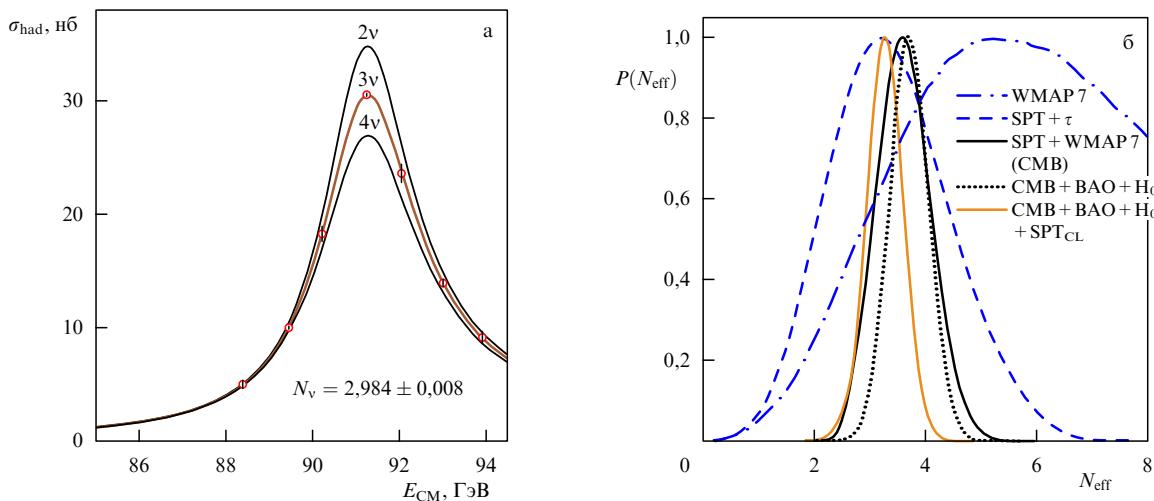


Рис. 8. (а) Ширина Z-бозона и число лёгких нейтрино, измеренные коллаборациями ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL [32]. E_{CM} — энергия в системе центра масс. Кружками показаны усреднённые результаты измерений. Вертикальные отрезки, показывающие ошибки измерений, для наглядности увеличены в 10 раз. (б) Фитирование числа лёгких нейтрино по спектру флуктуаций космического микроволнового фона (CMB). (WMAP 7 — Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, 7 лет работы, SPT — South Pole Telescope, BAO — Baryon Acoustic Oscillations.)

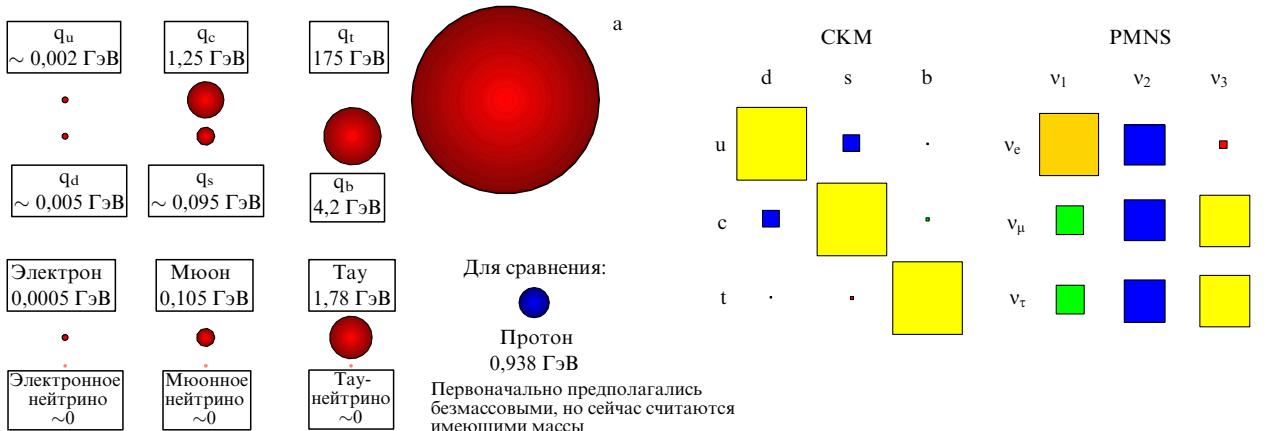


Рис. 9. Спектр масс квarks и лептонов (а) и матрицы смешивания CKM и PMNS (б). Площади кругов и квадратов пропорциональны соответствующим числовым значениям параметров.

последующих поколений, и тяжёлые лептоны — копии электрона — быстро распадаются и наблюдаются только в космических лучах и на ускорителях. Зачем они нужны?

Возможно, ответ на этот вопрос кроется не в самой СМ, а в свойствах Вселенной. Дело в том, что для существования барионной асимметрии Вселенной — непременного условия существования устойчивой материи — необходимо нарушение СР-симметрии [37, 38], что в свою очередь обеспечивается в СМ благодаря наличию ненулевой фазы в матрицах смешивания квarks и лептонов. Ненулевая фаза возникает только тогда, когда число поколений \$N_g \geq 3\$. Обычная параметризация матриц смешивания для случая трёх поколений имеет вид [39]

$$K = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}\exp(-i\delta) \\ -s_{12}c_{23}-c_{12}s_{23}s_{13}\exp(i\delta) & c_{12}c_{23}-s_{12}s_{23}s_{13}\exp(i\delta) & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23}-c_{12}c_{23}s_{13}\exp(i\delta) & -c_{12}s_{23}-s_{12}c_{23}s_{13}\exp(i\delta) & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Именно фаза \$\delta\$ как в квартовой матрице смешивания, так и в лептонной является источником СР-нарушения в СМ.

Следующей загадкой СМ является спектр масс квarks и лептонов. Поскольку массы всех частиц в СМ возникают за счёт вакуумного среднего одного хиггсовского бозона:

$$\begin{aligned} m_{\text{quark}} &= y_{\text{quark}} v, \\ m_{\text{lepton}} &= y_{\text{lepton}} v, \\ m_W &= \frac{g}{\sqrt{2}} v, \\ m_Z &= \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}}{\sqrt{2}} v, \\ m_h &= \sqrt{\lambda} v, \\ m_\gamma &= 0, \\ m_{\text{gluon}} &= 0, \end{aligned} \quad (5)$$

спектр масс представляет собой спектр юковских констант связи, и он совершенно произволен и непонятен.

Действительно, если посмотреть на численные значения (рис. 9а) [40], то видна колоссальная диспропорция. Разница в массах первого и третьего поколений достигает трёх порядков. Объяснение спектра масс является одной из насущных проблем СМ.

Столь же непонятными являются и матрицы смешивания квarks СКМ (матрица Кабибо–Кобаяси–Маскавы) и лептонов PMNS (матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты). В то время как матрица СКМ является почти диагональной, матрица PMNS почти однородна (рис. 9б) [41]. Чем объясняется их столь большое различие? Произвольными остаются также и фазы в обеих матрицах, которые, как говорилось, играют ключевую роль в СР-нарушении. Здесь скрывается, возможно, и ответ на вопрос об источнике СР-нарушения: квартовый или лептонный сектор? Дело в том, что ненулевая фаза обычно умножается на \$\sin \theta_{13}\$, который очень мал в квартовом секторе, но заметен в лептонном. Это может означать, что *бариогенезис* на самом деле происходит через *лептогенезис* [42–44]. На этот важный вопрос тоже предстоит ответить.

5. Может ли Стандартная модель быть справедливой до планковского масштаба?

Измеренная масса хиггсовского бозона фиксирует последний неизвестный параметр СМ (за исключением, возможно, массы майоранновских нейтрино) и позволяет поставить вопрос, вынесенный в название этого раздела. Имеется в виду, что параметры СМ при продолжении в область до энергий порядка массы Планка не обращаются в бесконечность и не меняют знака, так что теория остаётся осмысленной и имеет стабильный вакуум. Для того чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим эволюцию констант связи СМ с изменением масштаба от электрослабого до планковского. Графики эволюции калибровочных, юковских и хиггсской констант представлены на рис. 10а [45]. На рисунке 10б показана эволюция хиггсской константы в увеличенном масштабе. Как видно, константа хиггсского самодействия обращается в нуль вблизи шкалы Великого объединения, причём точка пересечения сильно зависит от значений \$M_t\$ и \$\alpha_s\$. С учётом двухпетлевых поправок условие стабильности вакуума устанавливает нижнее ограничение на массу хиггсовского бозона, если бы СМ была справедлива на масштабах вплоть до

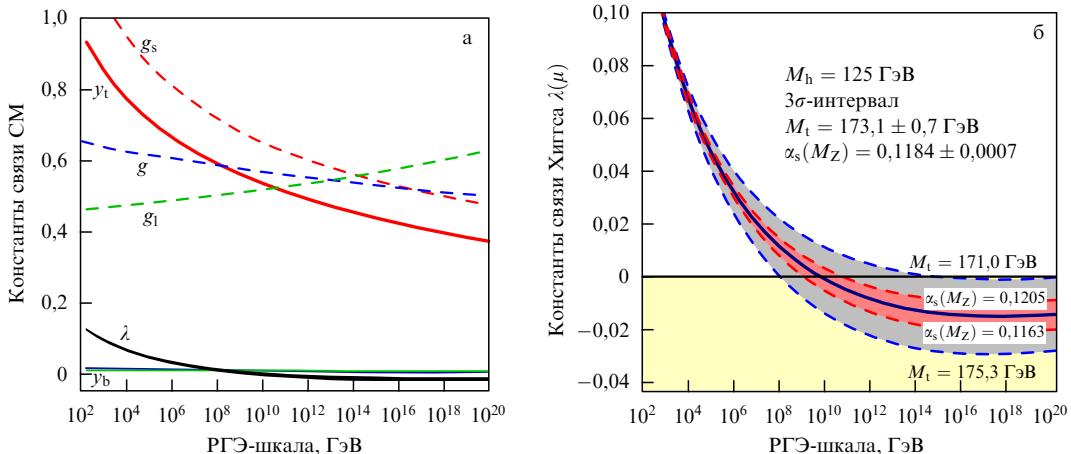


Рис. 10. Ренормгрупповая эволюция (РГЭ) калибровочных констант $g_1 = \sqrt{5/3} g'$, $g_2 = g$ и $g_3 = g_s$, юкавских констант третьего поколения y_b , y_t и хиггсовской константы λ (а) и РГЭ λ при варьировании M_t и α_s в пределах $\pm 3\sigma$ (б) [45].

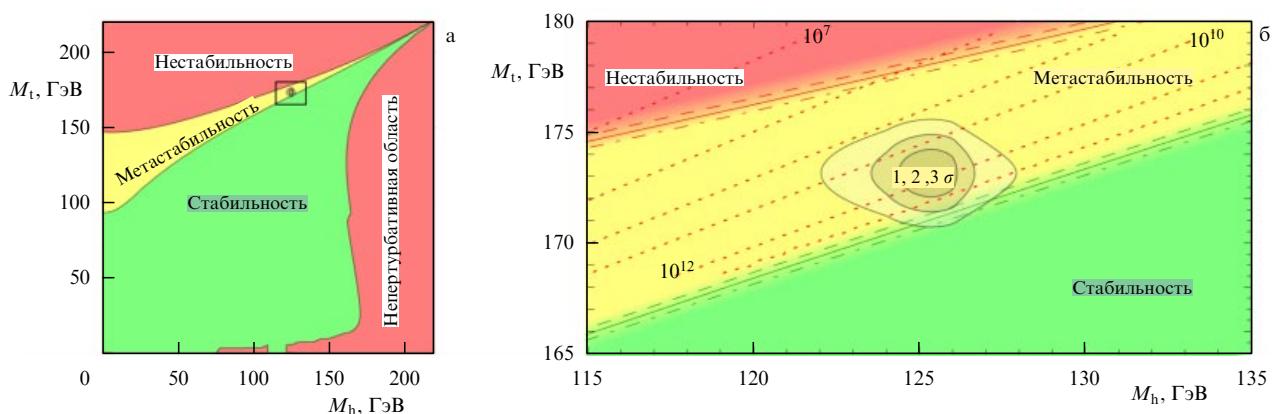


Рис. 11. (а) Области стабильности, метастабильности и нестабильности вакуума СМ в плоскости $M_t - M_h$. (б) Увеличенное изображение области, соответствующей эксперименту. Штриховые линии показывают шкалу нестабильности в ГэВ.

планковского [45]:

$$M_h[\text{ГэВ}] > 129,4 + 1,4 \left(\frac{M_t[\text{ГэВ}] - 173,1}{0,7} \right) - 0,5 \left(\frac{\alpha_s(M_Z) - 0,1184}{0,0007} \right) \pm 1,0_{\text{th}}, \quad (6)$$

отсюда $M_h > 129,4 \pm 1,8$ ГэВ. Тем самым значение 125–126 ГэВ оказывается несколько меньше полученного и условие стабильности хиггсовского вакуума в СМ нарушается примерно на шкале 10^{10} – 10^{14} ГэВ.

Эффективный потенциал хиггсовского поля оказывается очень чувствительным к значениям масс хиггсовского бозона и топ-кварка. На рисунке 11 [45] показано, что измеренному значению масс хиггсовского бозона и топ-кварка соответствует точка, лежащая как раз на границе стабильной и нестабильной фаз. Таким образом, мы удивительным образом попадаем в область метастабильности, находящуюся на границе двух фаз. Наличие метастабильного вакуума не является проблемой СМ, так как время жизни достаточно велико. Однако добавление каких-либо новых частиц или новой физики на промежуточной шкале может существенно изменить представленную картину. Интересно, что всё это происходит вблизи масштаба Великого объединения, что может оказаться случайным фактом, а может указать на то, что на этом масштабе действительно происходят существенные изменения в описании природы.

6. Тёмная материя

Несмотря на то что о существовании тёмной материи известно ещё с 1930-х годов, ситуация обострилась после того, как был получен энергетический баланс Вселенной и стало ясно, что тёмной материи почти в шесть раз больше, чем обычной (рис. 12а) [46, 47]. В пользу существования тёмной материи, которая проявляется пока только за счёт гравитационного влияния, свидетельствуют ротационные кривые звёзд, галактик и скоплений (рис. 12б), гравитационные линзы, а также крупномасштабная структура Вселенной [48, 49]. В связи с этим возник вопрос: из чего состоит тёмная материя, могут ли это быть какие-то несветящиеся макрообъекты, наподобие потухших звёзд, молекулярных облаков и т.п., или это микрочастицы? В последнем случае тёмная материя становится объектом исследования физики элементарных частиц.

Поскольку согласно астрономическим наблюдениям, по крайней мере в нашей Галактике, нет сведений о существовании макрообъектов, так называемых МАСНОс (Massive Compact Halo Objects), а наличие тёмной материи необходимо для правильного описания кривых вращения звёзд, гипотеза о микроскопической природе тёмной материи является господствующей. При этом для образования крупномасштабных структур во Вселенной тёмная материя должна быть холодной, т.е. её частицы должны быть достаточно тяжёлыми. По оценкам их масса должна превышать несколько десятков кэВ

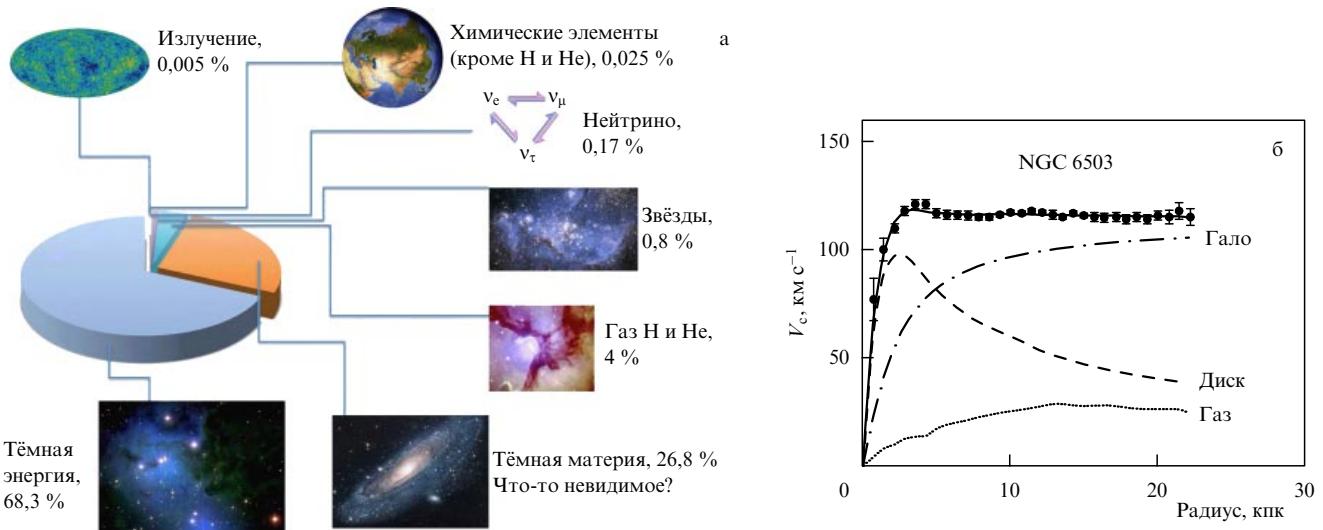


Рис. 12. Баланс энергии во Вселенной (а) [50] и кривая вращения звёзд в спиральной галактике NGC 6503 (б) [51].

[52]. Кроме того, частицы тёмной материи должны быть стабильными или очень долгоживущими, для того чтобы сохраняться со временем Большого взрыва. Следовательно, нужна нейтральная, стабильная и относительно тяжёлая частица.

С точки зрения СМ, единственной стабильной нейтральной частицей является нейтрино. Но если нейтрино — дираковское, то его масса слишком мала для образования тёмной материи. Поэтому в рамках СМ единственная возможность описать тёмную материю — это ввести в рассмотрение тяжёлые правые майорановские нейтрино. В противном случае требуется привлечение физики вне СМ. Возможными кандидатами являются: нейтралино, снейтрино и гравитино в случае суперсимметричного расширения СМ [53], а также новые тяжёлые нейтрино [54], тяжёлый фотон, стерильный хиггсовский бозон и т.д. [55]. Альтернативным вариантом является образование тёмной материи из аксиона — гипотетической лёгкой сильновзаимодействующей частицы [56]. В последнем случае тёмная материя отличается по свойствам.

Господствующей является гипотеза о том, что тёмная материя состоит из тяжёлых слабовзаимодействующих частиц — WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles). В пользу этой гипотезы говорит следующий факт: концентрация тёмной материи после того момента, когда частица вышла из состояния теплового равновесия, находится из уравнения Больцмана [53]

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle \sigma v \rangle (n_\chi^2 - n_{\chi, eq}^2), \quad (7)$$

где $H = \dot{R}/R$ — постоянная Хаббла, $n_{\chi, eq}$ — концентрация частиц тёмной материи в состоянии равновесия, σ — сечение их аннигиляции. Реликтовая плотность выражается через концентрацию n_χ следующим образом:

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \approx \frac{2 \times 10^{27} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}. \quad (8)$$

Имея в виду, что $\Omega_\chi h^2 \approx 0,113 \pm 0,009$ и $v \sim 300 \text{ км с}^{-1}$, получаем

$$\sigma \approx 10^{-34} \text{ см}^2 = 100 \text{ пб}, \quad (9)$$

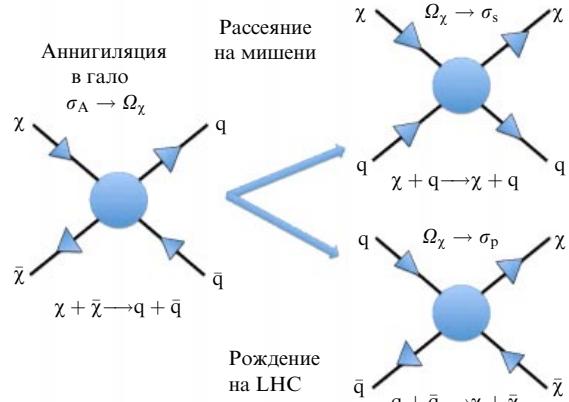


Рис. 13. Поиск тёмной материи.

что является типичным значением сечения слабого взаимодействия для частицы массой порядка массы Z-бозона.

Такие частицы, предположительно, образуют почти сферическое галактическое гало с радиусом, в несколько раз превышающим размер светящейся материи. Частицы тёмной материи не могут покинуть гало, являясь связанными гравитационно, и не могут остановиться, так как не могут сбросить энергию, испуская фоны подобно заряженным частицам. В Млечном Пути в области Солнца плотность частиц тёмной материи должна составлять $\sim 0,3 \text{ ГэВ см}^{-3}$, для того чтобы получить наблюдаемую скорость вращения Солнца вокруг центра галактики $\sim 220 \text{ км с}^{-1}$.

Поиск частиц тёмной материи основан на трёх реакциях, сечения которых взаимно связаны соотношениями кроссинг-симметрии (рис. 13) [57]. Это, во-первых, аннигиляция тёмной материи в галактическом гало, которая приводит к рождению обычных частиц, что должно проявляться как "колено" в спектре космических лучей для диффузных гамма-лучей, антипротонов и позитронов. Во-вторых, это рассеяние на мишени, которое должно вызывать "отскок" ядра мишени, когда с ним соударяется частица с массой порядка массы Z-бозона. И

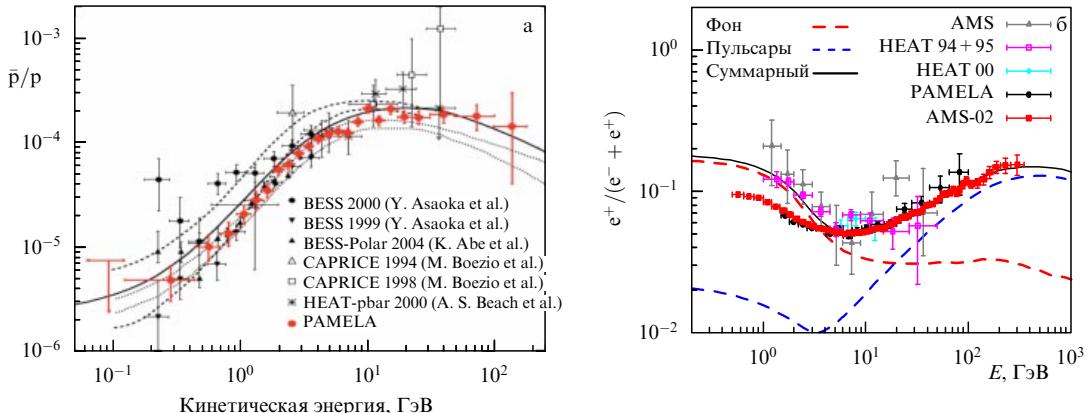


Рис. 14. Результаты поиска сигнала от тёмной материи в спектре антипротонов (а) и позитронов (б) в экспериментах BESS (Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer), CAPRICE (Cosmic AntiParticle Ring Imaging Cherenkov Experiment), HEAT (High Energy Antimatter Telescope), PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light nuclei Astrophysics).

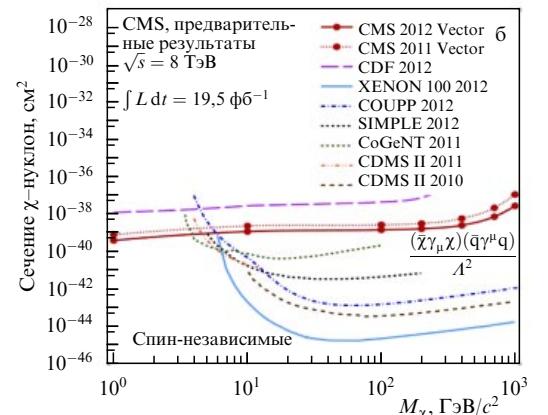
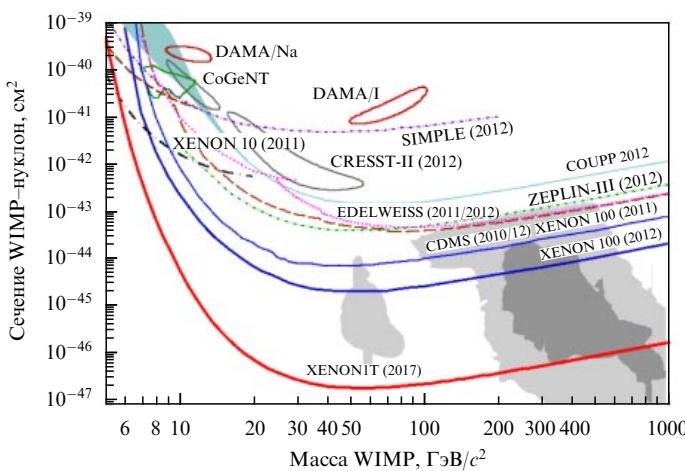


Рис. 15. (В цвете онлайн.) (а) Сечение WIMP-нуклон в зависимости от массы WIMP: результаты прямого поиска тёмной материи в экспериментах DAMA/Na (I) (DAMA —abbr. от Dark Matter), XENON 10 (100, 1T), CoGeNT (Coherent Germanium Neutrino Technology), SIMPLE (Superheated Instrument for Massive ParticLe Experiment), CRESST-II (Cryogenic Rare Event Search with Superconducting Thermometers), COUPP (Chicagoland Observatory for Underground Particle), EDELWEISS (от франц. Expérience pour DEtector Les Wimips En Site Souterrain), ZEPLIN-III (ZonEd Proportional scintillation LIquid Noble gases), CDMS (Cryogenic Dark Matter Search). (б) Ограничения по рождению частиц χ тёмной материи. Приведены предварительные результаты эксперимента CMS (Compact Muon Solenoid) на LHC. Для сравнения показаны результаты эксперимента CDF (Collider Detector at Fermilab) и подземных экспериментов.

в-третьих, это прямое рождение частиц тёмной материи на LHC, которое вследствие их нейтральности должно проявляться в виде недостающей энергии и недостающего поперечного импульса.

Во всех этих направлениях ведётся интенсивный поиск сигнала от тёмной материи. Результаты этого поиска для всех трёх случаев представлены на рис. 14, 15.

Как видно из данных по космическим лучам (см. рис. 14), в антипротонном спектре не наблюдается какого-либо статистически значимого превышения над фоном [58]. В позитронных данных имеется подтверждённое превышение над фоном, но его связывают не с аннигиляцией тёмной материи, а с новым астрономическим источником [59]. Спектры диффузных гамма-лучей, так же как и антипротонов, укладываются в фоновые неопределённости.

Что касается прямого детектирования тёмной материи, то здесь пока тоже не обнаружено никакого сигнала. Результаты поиска представлены в плоскости масса – сечение. Как видно из рис. 15а [60], в настоящий момент достигнуты значения сечений вплоть до 10^{-45} см^2 для

масс порядка 100 ГэВ. В ближайшие годы планируется продвинуться ещё на два порядка.

Результаты поиска частиц тёмной материи на LHC также представлены в плоскости масса – сечение [61, 62]. Здесь тоже не наблюдается сигнала рождения новых частиц. Как видно из рис. 15б, достигнутая на LHC граница возможных сечений уступает таковой по результатам подземных экспериментов во всей области масс частиц тёмной материи, за исключением малых масс ($< 10 \text{ ГэВ}$), для которых ускоритель оказывается эффективнее. Заметим, однако, что интерпретация данных LHC как регистрации рождения частиц тёмной материи неоднозначна и определённые выводы можно сделать только по совокупности данных ускорителя и данных по космическим лучам и прямых наблюдений рассеяния тёмной материи.

7. Новые частицы и взаимодействия

С выходом на ТэВ-ные энергии, на порядок превосходящие электрослабый масштаб, открывается область энергий, в которой можно ожидать появления новых частиц и

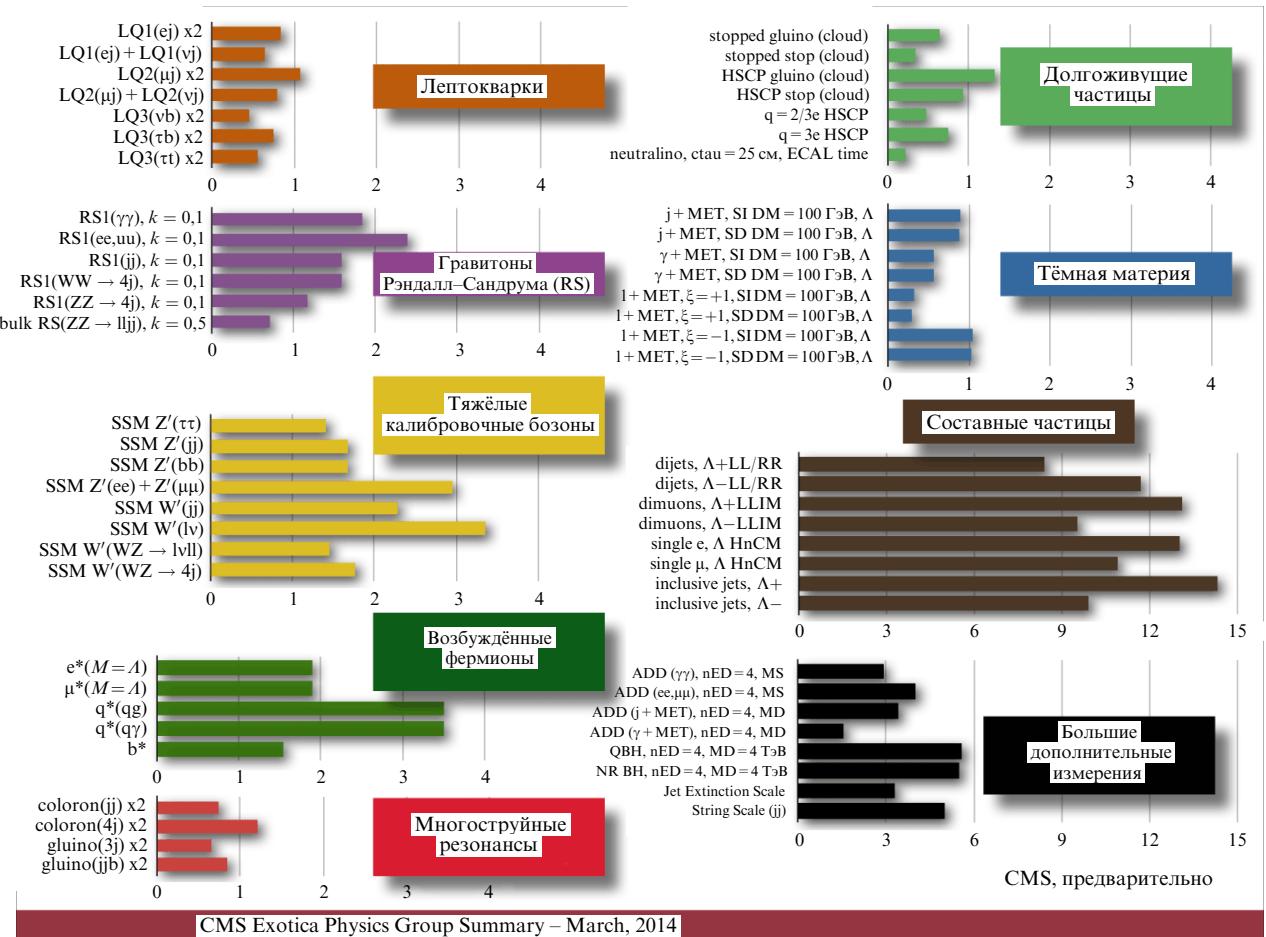


Рис. 16. Поиск проявлений новой физики на LHC. Показаны ограничения, полученные в различных каналах, шкалы значений указаны в ТэВ.

взаимодействий. Однако нет никакой гарантии, что они существуют. Тем интереснее попытаться приоткрыть завесу тайны.

Имеются различные предположения, какая новая физика могла бы существовать на ТэВ-ном масштабе или за его пределами. К ним относятся: низкоэнергетическая суперсимметрия, высшие измерения пространства, дополнительные калибровочные симметрии, возбуждённые состояния кварков, лептонов и калибровочных бозонов, лептокварки, экзотические адроны, новые тяжёлые поколения, долгоживущие частицы, маленькие чёрные дыры и др. Они имеют различный теоретический статус, и поиск проявлений новой физики ведётся широким фронтом. На рисунке 16 показаны современные пределы достижимости поиска новых частиц в различных каналах на ускорителе LHC [63]. Пока что нет никаких сигналов новой физики, но не надо забывать, что мы находимся на границе познанной реальности, на границе тайны. Уже сама возможность заглянуть за горизонт и увидеть, что там находится, является вдохновляющей!

К наиболее обсуждаемой и наиболее ожидаемой новой физике относится низкоэнергетическая суперсимметрия [11–14]. Существует ряд причин, по которым суперсимметрия привлекает внимание теоретиков и экспериментаторов. Но главная причина, на наш взгляд, состоит в том, что суперсимметрия — это мечта об объединённой теории, включающей в себя все известные

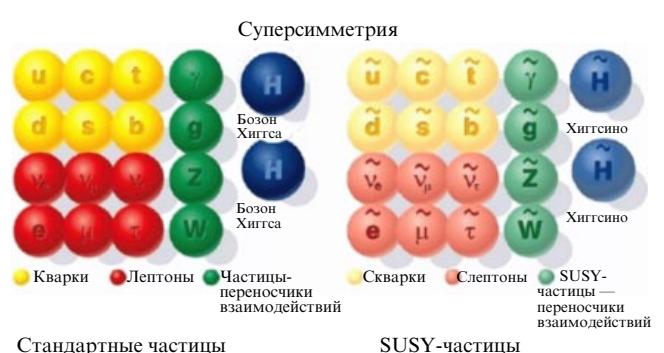


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Состав частиц минимальной суперсимметричной (SUSY) модели [64].

нам взаимодействия, в том числе гравитацию. Особенностью суперсимметричных теорий является удвоение числа частиц: каждая частица СМ имеет партнёра, называемого суперпартнёром, с теми же квантовыми числами, но со спином, отличающимся на 1/2 (рис. 17). МССМ содержит также два дублета хиггсовских бозонов и соответствующих им хиггсино.

Напомним, чем замечательна суперсимметрия на ТэВ-ной шкале энергий и чем вообще знаменательна суперсимметрия. Суперсимметрия на ТэВ-ной шкале:

- приводит к объединению калибровочных констант связи (теория Великого объединения);

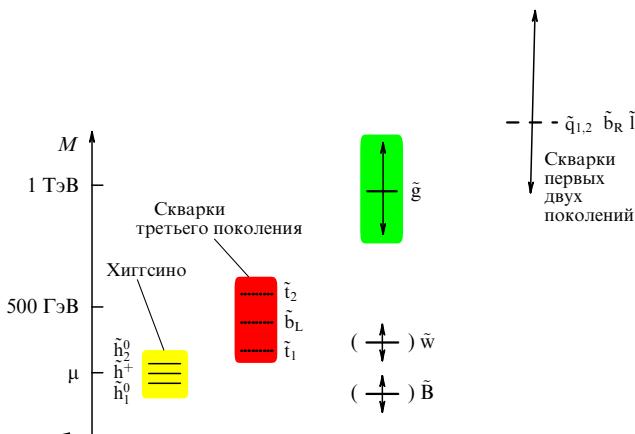


Рис. 18. Типичный "натурализм" спектр масс суперпартнёров [65].

- решает проблему иерархии в хиггсовском секторе;
- обеспечивает спонтанное нарушение электрослабой симметрии.

Суперсимметрия в физике частиц:

- позволяет включить в единую схему гравитацию;
- обеспечивает существование тёмной материи;
- стабилизирует теорию струны как основу единой теории.

Как правило, предсказания спектра масс суперпартнёров основаны на так называемой натуральности, предполагающей естественную иерархию масс сильно- и слабовзаимодействующих частиц (рис. 18). Заметим, что все эти предсказания являются в высокой степени модельно-зависимыми, как, впрочем, и анализ экспериментальных данных.

Самым слабым местом современных суперсимметрических расширений СМ является проблема нарушения суперсимметрии. Принятая сегодня схема, основанная на скрытом секторе, содержит большой произвол и сильно зависит от конкретного механизма. Наиболее естественным и разработанным способом нарушения суперсимметрии является механизм спонтанного нарушения в гравитационном секторе с последующим переносом нарушения в видимый сектор посредством гравитационного взаимодействия. В этом случае реализуется "натурализм" сценарий.

При предположении, что суперсимметрия существует на ТэВ-ной шкале, суперпартнёры обычных частиц должны рождаться на LHC. Характерные процессы рождения суперпартнёров в сильных и слабых взаимодействиях показаны на рис. 19 [66]. Типичной сигнатурой суперсимметрии является наличие недостающих поперечного импульса и энергии, уносимых легчайшей суперсимметричной частицей χ_1^0 , которая нейтральна и стабильна.

Поиск суперсимметрии осуществляется как в прямых экспериментах по рождению суперпартнёров на коллайдере, так и в прецизионных измерениях низкоэнергетических процессов, где суперсимметрия могла бы проявляться косвенно, а также в астрофизических и подземных экспериментах.

Рождение суперпартнёров на LHC пока не обнаружено, получены лишь ограничения на массы гипотетических новых частиц. Как видно из рис. 20, прогресс, достигнутый за год работы LHC, довольно значителен. Граница возможных значений масс скалярных кварков и глюино приблизилась к 1500 и 1000 ГэВ соответ-

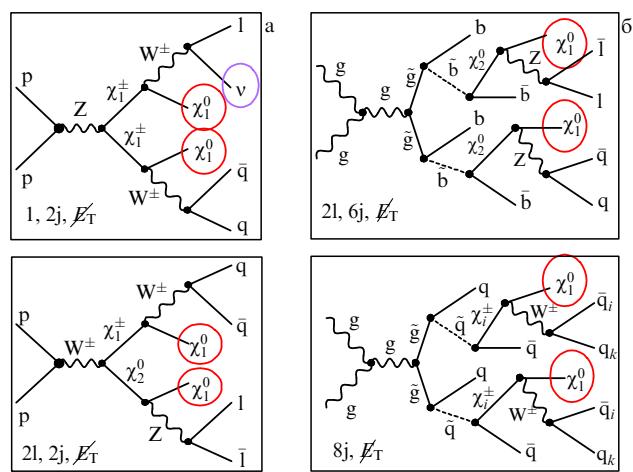


Рис. 19. Процессы рождения суперпартнёров в слабых (а) и сильных (б) взаимодействиях. Указаны также наблюдаемые конечные состояния.

ственno. Для стоп-кварков она почти в два раза ниже. Это объясняется тем, что скварк при своём рождении распадается на соответствующий кварк, а в случае топ-кварка, так как он очень тяжёл, фазовое пространство сужается, что приводит к уменьшению бренчинга соответствующей моды распада. Для легчайшего нейтраллоно граница масс колеблется в интервале от 100 до 400 ГэВ, в зависимости от значений других масс. Ограничения на массы заряженных слабовзаимодействующих частиц почти в два раза выше, чем на массы нейтральных, но эти ограничения зависят от мод распада. Подчеркнём ещё раз, что полученные ограничения зависят от предполагаемых мод распада, которые в свою очередь зависят от неизвестного спектра масс суперпартнёров. Приведённые значения относятся к "натуральному" сценарию.

И всё же колossalный прогресс, достигнутый на LHC, несколько разочаровывает. Возникает естественный вопрос: то ли мы ищем? Или, может быть, мы просто не достигли нужного интервала масс? Ответы на эти вопросы могут быть получены на следующих сеансах работы ускорителя. При удвоении энергии сечения рождения частиц с массами в области 1 ТэВ возрастают почти на порядок и можно ожидать получения большой статистики.

Выводы, которые можно сделать сегодня, таковы [78]:

- пока суперсимметрии не видно;
- полученные ограничения носят модельный характер;
- модели содержат много параметров и места для суперсимметрии ещё более чем достаточно;
- возможно, реализуется иная схема нарушения суперсимметрии;
- работа ускорителя на максимальной энергии в 14 ТэВ в 2015–2017 гг. будет критической для обнаружения низкоэнергетической суперсимметрии.

8. Заключение. Вперёд в будущее

Таким образом, созданная, просчитанная и экспериментально проверенная за последние 50 лет Стандартная модель фундаментальных взаимодействий, получившая триумфальное завершение с открытием хиггсовского бозона, по-прежнему содержит много загадок и нерешён-

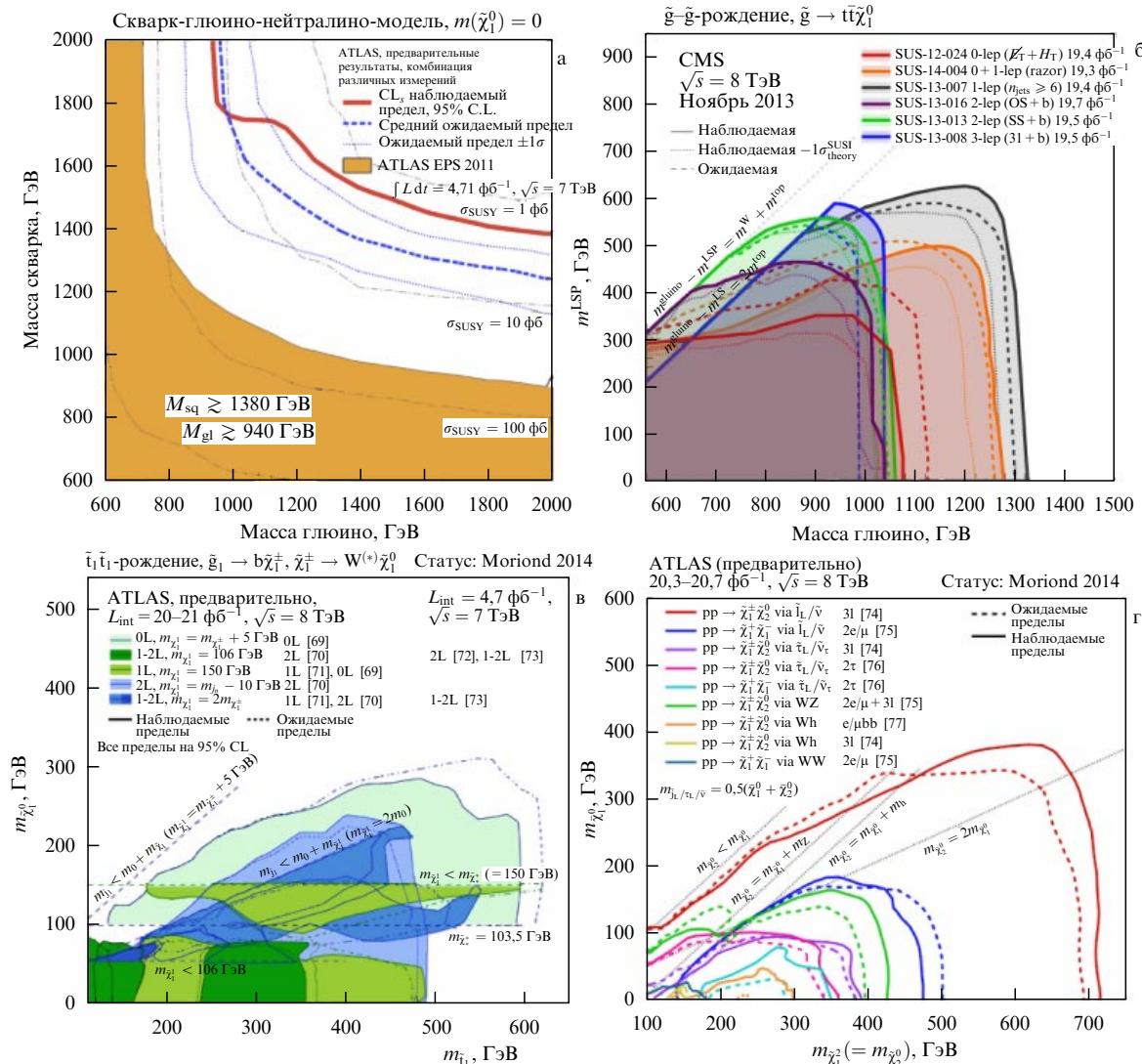


Рис. 20. Поиск суперсимметрии на LHC. Показаны ограничения на массы сильновзаимодействующих (а, б) и слабовзаимодействующих (в, г) частиц [67, 68]. m_{LSP} на рис. б — масса наилегчайшей суперсимметричной частицы (Lightest Supersymmetric Particle, LSP).

ных проблем. Их разрешение потребует приложения больших усилий в течение многих лет и, возможно, в процессе их исследования будут открыты новые частицы и взаимодействия, которые приведут к расширению СМ.

К ближайшим задачам исследований на LHC относятся [79]:

- изучение свойств новой скалярной частицы с максимально достижимой точностью;
- поиск любых отклонений от СМ, указывающих на существование новой физики;
- поиск новой физики на ТэВ-ной шкале энергий.

Выполнение этой программы, возможно, потребует строительства электрон-позитронного коллайдера в дополнение к адронному коллайдеру LHC.

Нельзя забывать, конечно, и проблему ароматов. Сектор ароматов СМ является эмпирическим, и он не получил пока теоретического осмысления.

К этому следует добавить неускорительные эксперименты по исследованию свойств нейтрино и поиску тёмной материи, астрофизические эксперименты по исследованию свойств Вселенной, а также программу по изучению структуры адронной материи в столкновениях тяжёлых ионов.

Мы живём в интересное время и имеем шанс приоткрыть завесу тайны!

Благодарности. Автор признателен В.А. Рубакову за предложение сделать настоящий доклад. Благодарю Х. Таныйлдыза за помощь в подготовке рукописи. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 14-02-00494).

Список литературы

1. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012)
2. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012)
3. Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964)
4. Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964)
5. [http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard Model of Elementary Particles.svg](http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_Particles.svg)
6. Baak M et al. *Eur. Phys. J. C* **72** 2205 (2012)
7. ATLAS Collab. "Coupling properties of the new Higgs-like boson observed with the ATLAS detector at the LHC", ATLAS-CONF-2012-127; <http://cds.cern.ch/record/1476765>
8. CMS Collab. "Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with mass near 125 GeV", CMS-PAS-HIG-12-045, CMS physics analysis summary; <https://cds.cern.ch/record/1494149>

9. Gunion J F, Haber H E *Phys. Rev. D* **67** 075019 (2003)
10. Branco G C et al. *Phys. Rep.* **516** 1 (2012)
11. Haber H E, Kane G L *Phys. Rep.* **117** 75 (1985)
12. Haber H E "Introductory low-energy supersymmetry", in *Recent Directions in Particle Theory: from Superstrings and Black Holes to the Standard Model: Proc. of the 1992 Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics, Boulder, Colorado, 1–26 June 1992* (Eds J Harvey, J Polchinski) (Singapore: World Scientific, 1993) p. 589; Calif. Univ. Santa Cruz SCIPP 92-033 (93/04); hep-ph/9306207
13. Baer H, Tata X *Weak Scale Supersymmetry: from Superfields to Scattering Events* (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2006); Kazakov D I "Beyond the Standard Model (In search of supersymmetry)", hep-ph/0012288; in *2000 European School of High-Energy Physics, Caramulo, Portugal, 20 August – 2 September 2000, Proc.* (CERN 2001-003, N Ellis, J March-Russell) (Geneva: CERN, 2001)
14. Kazakov D I *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **203–204** 118 (2010); arXiv:1010.5419
15. Ellwanger U, Hugonie C, Teixeira A M *Phys. Rep.* **496** 1 (2010); arXiv:0910.1785
16. Marzocca D, Serone M, Shu J *JHEP* **2012** (08) 013 (2012); arXiv: 1205.0770
17. Asner D M et al., arXiv:1310.0763
18. Baer H et al., arXiv:1306.6352
19. Strumia A, Vissani F, hep-ph/0606054
20. Lobashev V M *Nucl. Phys. A* **719** C153 (2003)
21. Kraus Ch et al. *Eur. Phys. J. C* **40** 447 (2005); hep-ex/0412056
22. Karlsruhe Tritium Neutrino Experiment, KATRIN, <http://www.katrin.kit.edu>
23. Малиновский А М и др. *Письма в Астрон. журн.* **34** 490 (2008); Malinovsky A M et al. *Astron. Lett.* **34** 445 (2008)
24. Ichikawa K, Fukugita M, Kawasaki M *Phys. Rev. D* **71** 043001 (2005)
25. Giusarma E et al. *Phys. Rev. D* **88** 063515 (2013); arXiv:1306.5544
26. Minkowski P *Phys. Lett. B* **67** 421 (1977)
27. Yanagida T *Prog. Theor. Phys.* **64** 1103 (1980)
28. Барабаш А С УФН **184** 524 (2014); Barabash A S *Phys. Usp.* **57** 482 (2014); Ишханов Б С "Радиоактивность. 4. Двойной бета-распад", <http://www.hep.by/gnu/nucphys/radioactivity/ract04.htm>
29. Ackerman N et al. (EXO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 212501 (2011); arXiv:1108.4193
30. Albert J B et al. (EXO Collab.) *Phys. Rev. C* **89** 015502 (2014); arXiv:1306.6106
31. Kaufman L J, arXiv:1305.3306
32. The ALEPH Collab., The DELPHI Collab., The L3 Collab., The OPAL Collab. The SLD Collab., The LEP Electroweak Working Group, The SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups *Phys. Rep.* **427** 257 (2006); hep-ex/0509008
33. Hou Z et al. *Astrophys. J.* **782** 74 (2014); arXiv:1212.6267
34. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 271802 (2011); arXiv:1109.4985
35. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **718** 307 (2012); arXiv:1209.0471
36. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. D* **86** 112003 (2012); arXiv: 1209.1062
37. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967); Sakharov A D *JETP Lett.* **5** 24 (1967)
38. Сахаров А Д УФН **161** (5) 61 (1991); Sakharov A D *Sov. Phys. Usp.* **34** 392 (1991)
39. Ceccucci A, Ligeti Z, Saka Y "11. The CKM quark-mixing matrix (Revised March 2012)", <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-ckm-matrix.pdf>
40. Department of Chemistry and Physics at Armstrong Atlantic State University, <http://chemphys.armstrong.edu>
41. Stone S "New physics from flavour", PoS ICHEP2012 (2013) p. 033, plots, <http://inspirehep.net/record/1209003/plots>
42. Riotto A "Theories of baryogenesis", CERN-TH/98-204 (1998); hep-ph/9807454; <https://cds.cern.ch/record/360593>
43. Dolgov A D "Baryogenesis, 30 years after", TAC-1997-024 (1997); hep-ph/9707419
44. Trodden M *Rev. Mod. Phys.* **71** 1463 (1999); hep-ph/9803479
45. Degrassi G et al. *JHEP* (08) 098 (2012); arXiv:1205.6497
46. Komatsu E et al. *Astrophys. J. Suppl.* **192** 18 (2011); arXiv: 1001.4538
47. Ade P A R et al. (Planck Collab.), arXiv:1303.5062
48. Kolb E W, Turner M *The Early Universe* (Frontiers in Physics, Vol. 69) (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1990)
49. Bertone G, Hooper D, Silk J *Phys. Rep.* **405** 279 (2005); hep-ph/0404175
50. ScienceBlogs, <http://scienceblogs.com>
51. Begeman K G, Broeils A H, Sanders R H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **249** 523 (1991)
52. Abazajian K, Koushiappas S M *Phys. Rev. D* **74** 023527 (2006); astro-ph/0605271
53. Jungman G, Kamionkowski M, Griest K *Phys. Rep.* **267** 195 (1996); hep-ph/9506380
54. Canetti L, Drewes M, Shaposhnikov M *Phys. Rev. Lett.* **110** 061801 (2013); arXiv:1204.3902
55. Feng J L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48** 495 (2010); arXiv: 1003.0904
56. Duffy L D, van Bibber K *New J. Phys.* **11** 105008 (2009); arXiv:0904.3346
57. Kolb R, Modified CERN Academic Lectures on Dark Matter
58. Adriani O et al. (PAMELA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **105** 121101 (2010); arXiv:1007.0821
59. Yuan Q, Bi X-J *Phys. Lett. B* **727** 1 (2013); arXiv:1304.2687
60. Beltrame P (XENON Collab.), in *Proc. of the 48th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories: La Thuile, Italy, March 2–9, 2013* (C13-03-02, Eds E Augé, J Dumarchez, J Trân Thanh Vân) (Paris: Moriond, 2013) p. 143; arXiv:1305.2719
61. Mitsou V A, arXiv:1402.3673
62. Gagnon P "Can the LHC solve the dark matter mystery?", <http://www.quantumdiaries.org/2013/07/12/can-the-lhc-solve-the-dark-matter-mystery/>
63. <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic/PhysicsResultsCombined/exo-limits-Mar2014.pdf>
64. <http://scienceblogs.com/startswithabang/2013/05/15/the-rise-and-fall-of-supersymmetry/>
65. Hall L, J Pinner D, Ruderman J T *JHEP* (04) 131 (2012); arXiv:1112.2703
66. Gladyshev A V, Kazakov D I, in *2012 European School of High-Energy Physics, ESHEP 2012, 06–19 June 2012, La Pommeraye, Anjou, France, Lectures* (C12-06-06); arXiv:1212.2548
67. CMS Supersymmetry Physics Results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS>
68. ATLAS experiment — public results, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults>
69. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *JHEP* **2013** (10) 189 (2013); arXiv:1308.2631
70. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *JHEP* **2014** (06) 124 (2014); arXiv:1403.4853
71. The ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2013-037; <http://cds.cern.ch/record/1532431>
72. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **72** 2237 (2012); arXiv:1208.4305
73. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **720** 13 (2013); arXiv:1209.2102
74. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *JHEP* **2014** (04) 169 (2014); arXiv:1402.7029
75. ATLAS Collab., arXiv:1403.5294
76. ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2013-028; <https://cds.cern.ch/record/1525889/>
77. ATLAS Collab., ATLAS-CONF-2013-093; <http://cds.cern.ch/record/1595756>
78. Kazakov D I, in *Proc. of the 48th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories: La Thuile, Italy, March 2–9, 2013* (C13-03-02, Eds E Augé, J Dumarchez, J Trân Thanh Vân) (Paris: Moriond, 2013) p. 359; arXiv:1306.6420
79. Zwirner F, in *Proc. of the 48th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories: La Thuile, Italy, March 2–9, 2013* (C13-03-02, Eds E Augé, J Dumarchez, J Trân Thanh Vân) (Paris: Moriond, 2013) p. 595; arXiv:1310.3292