

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Перспективы физики элементарных частиц

Д.И. Казаков

Обсуждается современная ситуация в физике высоких энергий. Особое внимание уделено теоретическим идеям относительно новой физики за пределами Стандартной модели (СМ) фундаментальных взаимодействий: расширению группы симметрии СМ, добавлению новых частиц, увеличению размерности пространства, выходу за пределы локальной квантовой теории поля. Рассматриваются первоочередные задачи, стоящие сегодня перед физикой высоких энергий.

Ключевые слова: физика элементарных частиц, Стандартная модель, физика за пределами Стандартной модели

PACS numbers: 11.25. – w, 12.10. – g, 12.60. – i

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.04.038353>

Содержание

1. Введение. Стандартная модель (387).
 2. Возможная физика вне рамок Стандартной модели (389).
 3. Новые симметрии (390).
 - 3.1. Суперсимметрия. 3.2. Теории Великого объединения. 3.3. Дополнительные симметричные факторы.
 4. Новые частицы (393).
 - 4.1. Расширенный хиггсовский сектор. 4.2. Аксионы и им подобные частицы. 4.3. Нейтрино. 4.4. Тёмная материя.
 5. Дополнительные измерения пространства (397).
 - 5.1. Компактные дополнительные измерения. 5.2. Большие дополнительные измерения.
 6. Теория струн и бран (399).
 - 6.1. Теория струн. 6.2. М-теория и теория всего.
 7. Заключение. Первоочередные задачи физики высоких энергий (400).
- Список литературы (400).

1. Введение. Стандартная модель

Физика элементарных частиц на сегодняшний день прекрасно описывается Стандартной моделью (СМ) фундаментальных взаимодействий, которая аккумулирует в себе все достижения последних лет. Под Стандартной моделью понимается квантово-полевая теория, которая описывает микромир на самом фундаментальном известном на сегодня уровне. При этом элементарными полями материи в СМ являются кварки и лептоны, которые участвуют в четырёх видах взаимодействий: сильном, слабом, электромагнитном и юкавском, осуще-

ствляемых обменом квантами соответствующих полей. В СМ присутствует также поле спина нуль, называемое хиггсовским бозоном, взаимодействие с которым обеспечивает массы всех элементарных частиц. Гравитация, квантовая версия которой пока не создана, не входит в СМ.

Принято говорить, что с открытием хиггсовского бозона СМ получила завершение. Тем не менее СМ всё ещё хранит немало загадок и, возможно, потребует модификации в дальнейшем [1]. Поиски новой физики вне СМ неизбежно основываются на сравнении результатов эксперимента с предсказаниями СМ, поскольку частицы, наблюдаемые в конечном состоянии, — это хорошо известные стабильные частицы и новая физика, как правило, проявляется как превышение выхода частиц над фоном.

Полезно напомнить основные принципы, на которых основывается СМ, и возможные выходы за их рамки. К таким принципам относятся:

- наличие трёх калибровочных групп симметрии: $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$;
- существование трёх семейств кварков и лептонов в представлениях $(3 \times 2, 3 \times 1, 1 \times 2, 1 \times 1)$;
- спонтанное нарушение электрослабой симметрии с помощью механизма Браута – Энглера – Хиггса, сопровождаемое хиггсовским бозоном;
- смешивание ароматов кварков и лептонов с помощью матриц Каббиво – Кобаяси – Маскавы (Cabbibo – Kobayashi – Maskawa, СКМ) и Понтекорво – Маки – Накагавы – Сакавы (Pontecorvo – Maki – Nakagawa – Sakata, PMNS);
- CP -нарушение, осуществляемое с помощью фазовых множителей в матрицах смешивания ароматов;
- конфайнмент кварков и глюонов внутри адронов;
- сохранение барионного и лептонного числа;
- CPT -инвариантность и, как следствие, существование античастиц.

Принципы СМ допускают небольшие её модификации относительно минимальной схемы. Так, например, возможно существование дополнительных семейств частиц материи, наличие дополнительных хиггсовских бозо-

Д.И. Казаков. Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация
E-mail: kazakovd@theor.jinr.ru

Статья поступила 12 апреля 2018 г.

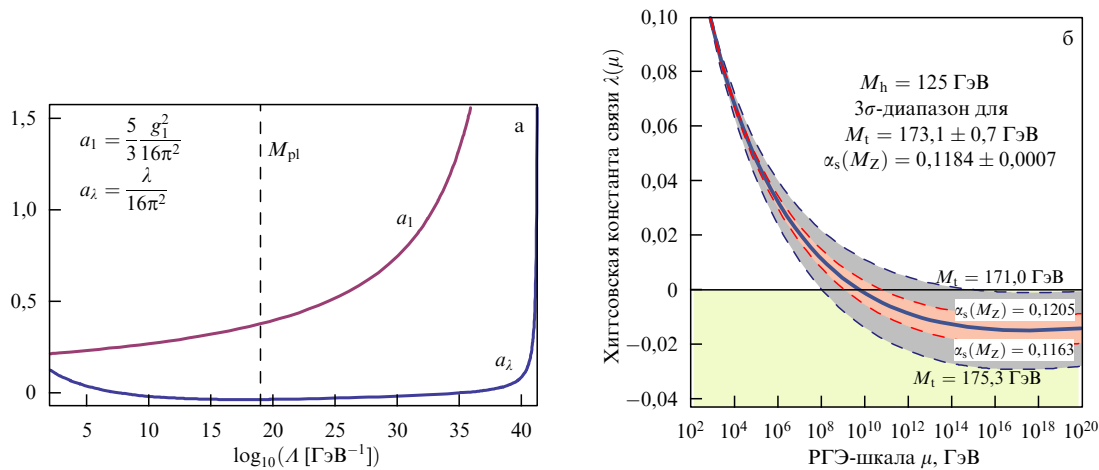


Рис. 1. (а) Зависимость абелевой калибровочной g_1 и хиггсовской λ констант связи от энергетической шкалы A . Штриховой линией показана планковская шкала (M_{Pl}). (б) Показанная с большим разрешением ренормгрупповая эволюция (РГЭ) в области энергий, где хиггсовская константа связи обращается в нуль. M_h — масса бозона Хиггса, M_t — масса топ-кварка, M_Z — масса Z-бозона, α_s — константа сильного взаимодействия.

нов, наличие или отсутствие правых нейтрино, допускается дираковская или майорановская природа нейтрино.

Формализм СМ основан на локальной квантовой теории поля. СМ описывается лагранжианом, который строится исходя из лоренц-инвариантности, а также из инвариантности относительно трёх локальных групп симметрии и принципа перенормируемости, а следовательно, содержит операторы размерностью 2, 3 и 4. Этого достаточно для того, чтобы фиксировать все взаимодействия кварков и лептонов, которые осуществляются посредством обмена переносчиками взаимодействия: глюонами, W- и Z-бозонами, фотоном и хиггсовским бозоном в случае сильных, слабых, электромагнитных и юкавских взаимодействий соответственно. Произвольными остаются только три константы калибровочного взаимодействия (сильного, слабого и электромагнитного), три (или четыре) юкавские матрицы и два параметра хиггсовского потенциала. Они не предсказываются в рамках СМ. При наличии правых нейтрино необходимо добавить в лагранжиан соответствующий кинетический член и взаимодействие с хиггсовским бозоном. Если нейтрино является майорановским, то появляется дополнительный член с майорановской массой для нейтрино.

Стандартная модель обладает рядом недостатков, которые, однако, проявляются при очень высоких энергиях, при которых СМ, возможно, заменяется новой теорией. Перечислим некоторые из них.

1. Бегущие константы связи обращаются в бесконечность при конечных энергиях (полнос Ландау [2]), что относится как к U(1)-константе связи, так и к хиггсовской константе связи (рис. 1а). И хотя это имеет место при энергиях, намного превышающих планковскую, при которых, как нам представляется, квантовая гравитация может существенно изменить картину, формально теория с полюсом Ландау не является самосогласованной, поскольку содержит духовые степени свободы, в итоге приводящие к нарушению причинности.

2. Радиационные поправки приводят к нарушению стабильности электрослабого вакуума. Это тоже связано с поведением хиггсовской константы связи, кото-

рая обращается в нуль и потом становится отрицательной при энергиях, близких к 10^{11} ГэВ (рис. 1б [3]). Однако ситуация сильно зависит от точности измерения и извлечения массы топ-кварка и массы хиггсовского бозона и от порядка теории возмущений. Тенденция при учёте высших порядков такова, что с повышением точности точка неустойчивости движется в сторону больших энергий и, возможно, может достичь и планковской шкалы. Ситуация может измениться, если существуют новые тяжёлые частицы, что означало бы выход за рамки СМ.

3. Новая физика на высокой шкале энергий может разрушить электрослабую шкалу СМ из-за радиационных поправок. Это связано с тем, что, в отличие от защищённых симметрией слабых взаимодействий масс кварков, лептонов и промежуточных векторных бозонов, масса хиггсовского бозона никакой симметрией не защищена. Поэтому квантовые поправки к квадрату массы хиггсовского бозона, обусловленные взаимодействием с гипотетическими тяжёлыми частицами, пропорциональные квадрату массы этих частиц, разрушат электрослабую шкалу. Пример такого взаимодействия в теориях Великого объединения приведён на рис. 2. Существующая иерархия масс $M_W/M_{\text{GUT}} \sim 10^{-14}$ при этом может быть разрушена, что носит название "проблема иерархий".

Заметим, что это не является проблемой СМ как таковой (квадратичные расходимости поглощаются при перенормировке голой массы, которая ненаблюдаема), но приводит к квадратичной зависимости физики при низких энергиях от неизвестной высокоэнергетической

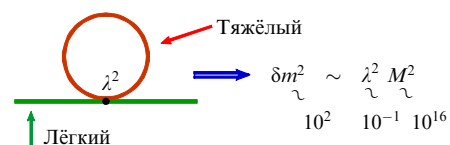


Рис. 2. Однопетлевая диаграмма, дающая вклад в перенормировку массы хиггсовского бозона вследствие взаимодействия с гипотетическими тяжёлыми частицами.

физики, что неприемлемо. Выходом из этой ситуации могла бы стать новая физика на промежуточной шкале энергий.

СМ ставит ряд вопросов, ответы на которые, возможно, лежат за её пределами. К таким вопросам, в частности, относятся:

- Почему группой симметрии СМ является $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$?
- Почему существуют три поколения частиц материи?
- Почему в СМ имеется кварк-лептонная симметрия?
- Почему слабые взаимодействия обладают $V-A$ -структурой?
- Почему СМ лево-право несимметрична?
- Почему в СМ сохраняются барионный и лептонный заряды?

Непонятно также, как действуют некоторые механизмы внутри СМ. В частности, непонятно:

- Как осуществляется конфайнмент?
- Как происходит фазовый переход из кварковой фазы в адронную?
- Как нейтрино приобретает массу?
- Как происходит CP -нарушение во Вселенной?
- Как защитить СМ от влияния возможной физики на высокой шкале энергий?

Существуют и другие вопросы к СМ:

- Является ли СМ самосогласованной квантово-полевой теорией?
- Описывает ли СМ *все* имеющиеся экспериментальные данные?
- Существуют ли какие-либо указания на физику вне рамок СМ?
- Имеется ли в природе иная энергетическая шкала, кроме электрослабой и планковской?
- Совместима ли СМ с космологией? (Где место для тёмной материи?)

2. Возможная физика вне рамок Стандартной модели

Посмотрим на панораму физики высоких энергий с точки зрения энергетической шкалы (рис. 3). Помимо известной нам электрослабой шкалы ($\sim 10^2$ ГэВ) и планковской шкалы ($\sim 10^{19}$ ГэВ) существует шкала квантовой хромодинамики (КХД) $\Lambda_{QCD} \sim 200$ МэВ, целый разброс масс кварков, лептонов, промежуточных векторных бозонов и хиггсовского бозона, своим происхождением связанных с электрослабой шкалой. Предположительно существуют также струнная шкала $\sim 10^{18}$ ГэВ, шкала Великого объединения $\sim 10^{16}$ ГэВ, шкала майорановских масс $\sim 10^{12}$ ГэВ, шкала стабильности вакуума $\sim 10^{11}$ ГэВ и, наконец, где-то в интервале от 10^3 до 10^{19} ГэВ лежит шкала суперсимметрии.

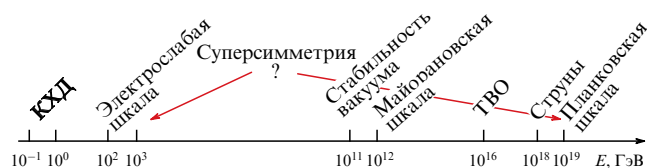


Рис. 3. Панорама физики высоких энергий с точки зрения энергетической шкалы.

Пока нет никаких определённых указаний на то, что все эти шкалы и связанная с ними новая физика существуют, и физика высоких энергий сегодня находится в тумане, скрывающем от нас горизонты познания. Но рано или поздно туман рассеется и мы увидим те пути, по которым пойдёт будущая наука. В настоящий момент мы живём в эру эксперимента, когда теория предложила несколько возможных путей развития, и только эксперимент сможет указать правильную дорогу.

Выход за рамки СМ осуществляется по следующим направлениям:

1) расширение *группы симметрии* СМ: суперсимметрия, теории Великого объединения, дополнительные факторы $U(1)$ и т.д. На этом пути можно ожидать решения проблем полюса Ландау, стабильности вакуума и проблемы иерархий, а также проблемы тёмной материи (ТМ);

2) добавление *новых частиц*: новых поколений частиц материи, новых калибровочных бозонов, дополнительных хиггсовских бозонов, дополнительных нейтрино и т.д. На этом пути решаются проблемы стабильности вакуума и проблема ТМ;

3) введение *дополнительных измерений* пространства: компактных или плоских. Здесь открывается целый мир новых возможностей, решаются проблема стабильности вакуума и проблема иерархий, возникает новый взгляд на гравитацию;

4) принятие *новой парадигмы* вне рамок локальной квантовой теории поля: теория струн, бран и других протяжённых объектов. Главная задача состоит во включении в рассмотрение гравитации наряду с другими взаимодействиями и построении квантовой гравитации.

Отметим парадоксальную ситуацию, возникшую в физике высоких энергий. Если обычно новая теория появляется как ответ на экспериментальные факты, необъяснимые в старой теории, то в данном случае мы пытаемся построить новую теорию и старательно ищем явления, выходящие за рамки СМ, но пока их не находим. Обнаруженные незначительные отклонения от СМ на уровне нескольких сигма, такие как, например, в асимметрии вперёд – назад в электрон-позитронном рассеянии или в аномальном магнитном моменте мюона, возможно, являются следствием неточности эксперимента или обработки его результатов. Нейтринные осцилляции, указывающие на наличие массы у нейтрино, возможно, потребуют незначительной модификации СМ, но вполне могут оказаться описываемыми и в её рамках. Даже тёмная материя, чуть ли не единственное указание на неполноту СМ, может оказаться связанной с тяжёлыми майорановскими нейтрино и не требовать ничего большего.

Тем не менее имеется обширное поле теоретических моделей, выходящих за рамки СМ. Вопрос состоит в том, какая из этих моделей окажется правильной, соответствующей природе. Заметим, что господствующей парадигмой в большинстве попыток выйти за рамки СМ является идея объединения, которая восходит к объединению электричества и магнетизма в теории Максвелла, объединению электромагнитных и слабых взаимодействий в электрослабой теории, слиянию трёх сил в теории Великого объединения, попыткам объединения с гравитацией и созданию "теории всего" на основе теории струн. Этот сценарий, хотя он и не получил экспериментального подтверждения, всё ещё представляется возможным и не имеет разумной альтернативы.

3. Новые симметрии

Расширение группы симметрии СМ может осуществляться по двум направлениям: расширение группы Лоренца и расширение группы внутренней симметрии. В первом случае речь идёт о суперсимметричном расширении.

3.1. Суперсимметрия

Суперсимметрия представляет собой расширение группы Лоренца антикоммутирующими генераторами [4–6]. К известным генераторам группы Лоренца (Пуанкаре), генератору трансляций — четырёх-импульсу P_μ — и генератору вращений — угловому моменту $M_{\mu\nu}$ — добавляются в минимальном варианте один генератор Q_α и комплексно сопряжённый ему $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$. Эти новые генераторы антикоммутируют друг с другом, $\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} = 2\sigma^\mu_{\alpha\dot{\alpha}} P_\mu$, и коммутируют с другими генераторами. Полученная алгебра носит название супер-пуанкаре-алгебры, и представления этой алгебры содержат состояния с различным спином, в отличие от алгебры Пуанкаре, в которой спин является сохраняющейся величиной. Тем самым открывается возможность объединения обычных сил с гравитацией, поскольку переносчиками калибровочных взаимодействий являются частицы со спином 1, а гравитации — частицы со спином 2, и в случае суперсимметрии они могут находиться в одном супермультиплете. Преобразования суперсимметрии, задаваемые генератором Q_α , изменяют спин частицы на $1/2$ [7–12]. Поэтому в простейшем случае одного суперсимметричного генератора, так называемой $(N=1)$ -суперсимметрии, супермультиплеты состоят из двух состояний со спинами, различающимися на $1/2$. Ограничиваясь низшими спинами, имеем следующие супермультиплеты:

- киральный супермультиплет (ϕ, ψ) , содержащий скалярное состояние ϕ и киральный спинор ψ ;
 - векторный супермультиплет (λ, A_μ) , содержащий майорановский спинор λ и векторное поле A_μ ;
 - гравитационный супермультиплет $(\tilde{g}, g)$, содержащий гравитон g со спином 2 и гравитино $\tilde{g}$ со спином $3/2$.
- Из этих мультиплетов строятся все суперсимметричные модели с простой суперсимметрией.

Для построения суперсимметричного расширения СМ [13–16] необходимо поместить все частицы СМ в соответствующие супермультиплеты: кварки, лептоны и хиггсовские бозоны — в киральный супермультиплет, калибровочные поля — в векторный. Члены одного мультиплета при этом имеют идентичные квантовые числа и различаются только спином. Поскольку в СМ нет частиц с разными спинами, имеющих одинаковые квантовые числа, приходится добавлять соответствующего партнёра для каждой частицы СМ, тем самым удваивая число частиц (рис. 4 [17])¹. Помимо того, в суперсимметричных теориях необходимо вводить по меньшей мере два хиггсовских дублета, один из которых взаимодействует с верхними кварками и лептонами, а другой — с нижними. Интересной особенностью суперсимметричной СМ является то, что вынужденное подавление взаимодействий, нарушающих барионное и лептонное числа, может быть достигнуто наложением новой дискретной симметрии, получившей название R-чётности. Обычным частицам при этом приписывается положительная R-чётность, а суперпартнёрам — отрицательная. Отсюда вытекают два важных следствия: суперпартнёры всегда рождаются парами, а легчайший суперпартнёр стабилен. Легчайший суперпартнёр является идеальным кандидатом на роль частицы тёмной материи, представляя собой, как правило, смесь суперпартнёров фотона, Z-бозона и хиггсовских бозонов — частицу со спином $1/2$, называемую нейтрино. Впрочем, R-чётность может и немного нарушаться.

Существует множество вариантов суперсимметричного расширения СМ. Все они, как правило, имеют один и тот же минимальный набор полей, характерный для Минимальной суперсимметричной стандартной модели (MCCM) (Minimal Supersymmetric Standard Model — MSSM) (см. рис. 4), но различаются способом нарушения суперсимметрии. Дело в том, что точная суперсимметрия приводит к вырождению масс обычных частиц и их суперпартнёров, что противоречит экспери-

¹ Точнее говоря, в СМ есть один хиггсовский дублет, что приводит к одному хиггсовскому бозону, а в суперсимметричном случае — два дублета, что даёт пять хиггсовских бозонов и четыре хиггсина.

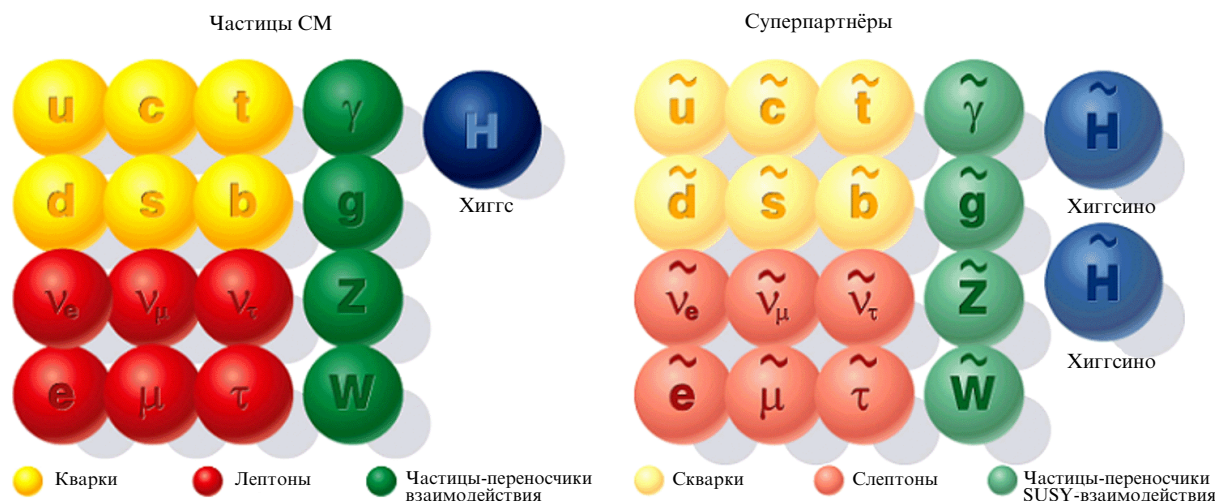


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Состав полей минимального суперсимметричного (SUSY) расширения Стандартной модели.

менту. Поэтому суперсимметрия должна быть нарушенной, желательно спонтанно. Однако феноменологически приемлемого механизма нарушения суперсимметрии пока не существует и нарушение суперсимметрии осуществляется введением различных мягких слагаемых, что приводит к огромному произволу.

Разные модели по-разному используют этот произвол, который в конечном счёте определяет спектр масс суперпартнёров. Существуют также модели, которые вводят в рассмотрение дополнительные поля, преимущественно дополнительные хиггсовские бозоны. Простейшим расширением такого типа является добавление суперсимметричного хиггсовского синглета. В такой модели, которая носит название следующей за минимальной — CMCCM (Next-to-MSSM, NMSSM) [18], удаётся получить правильную массу хиггсовского бозона (125 ГэВ) уже на древесном уровне, не привлекая больших радиационных поправок, как в MSSM.

Поиски суперсимметрии на коллайдерах основаны на том, что все виды взаимодействия суперпартнёров и все константы известны, так как они диктуются суперсим-

метрией. Произвольными являются лишь массы суперчастиц. Суперчастицы в столкновениях протонов или электронов рождаются парами, но быстро распадаются, так что в конечном состоянии мы имеем обычные частицы и недостающую энергию, уносимую недетектируемым нейтральным легчайшим суперпартнёром [19, 20]. Результаты поисков обычно представляют в виде разрешённых областей в пространстве параметров модели. При этом существует два подхода.

В первом из этих подходов используются универсальные высокоэнергетические параметры m_0 и $m_{1/2}$, т.е. массы частиц соответственно со спинами 0 и 1/2 на высокоэнергетической шкале, которые определяют весь спектр масс. Этот подход универсален, но модельно-зависим. Во втором подходе в качестве параметров используются массы тех частиц, которые пытаются зарегистрировать. Этот подход конкретен, но не универсален и даёт информацию только о выбранных частицах. Примеры ограничения пространства параметров, следующие из ненаблюдения суперпартнёров в обоих подходах, приведены на рис. 5 [21, 22].

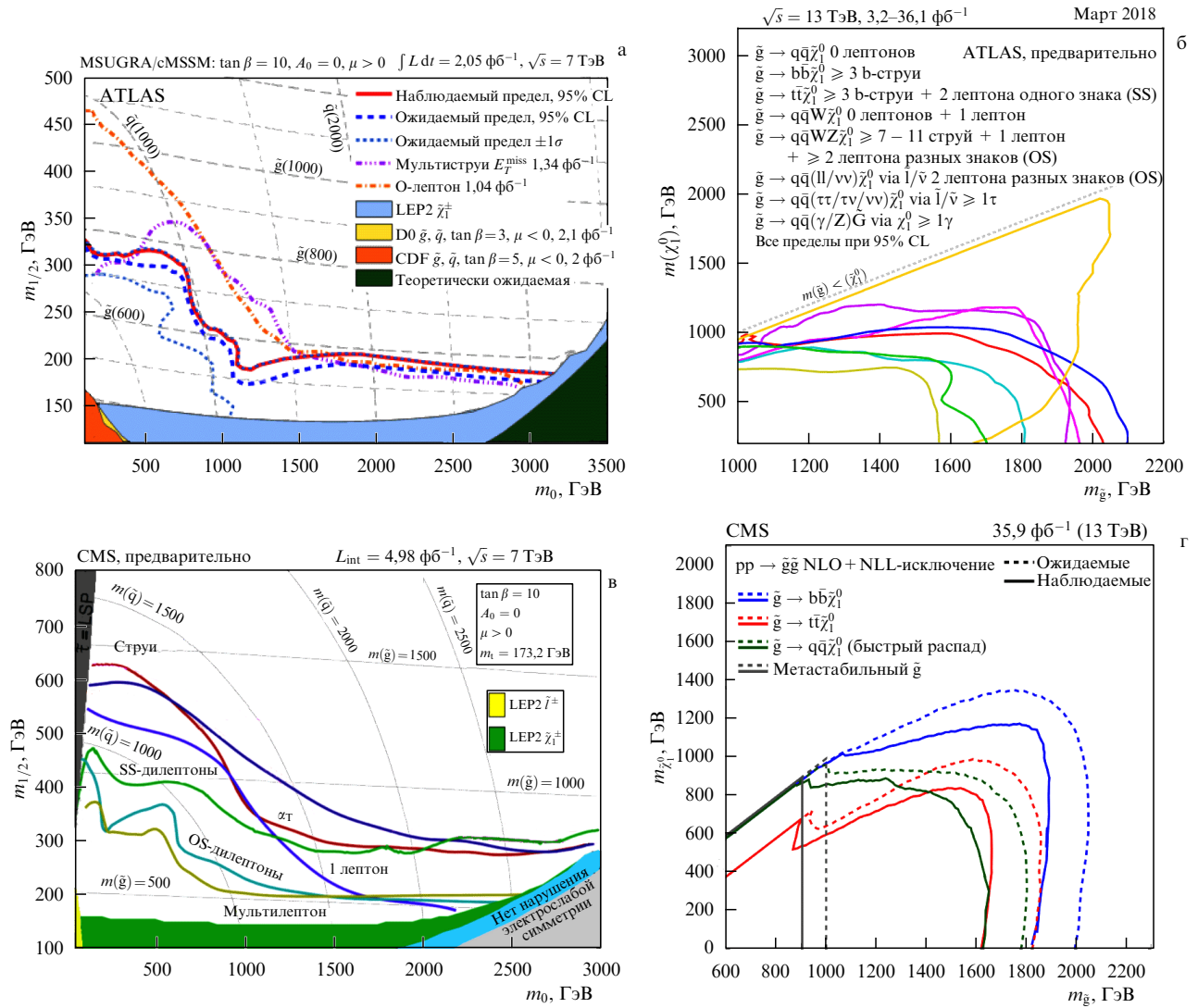


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Поиск суперсимметрии: разрешённые области пространства параметров. MSUGRA (Minimal Supergavity model) — минимальная супергравитационная модель, cMSSM (constrained MSSM) — ограниченная MCM, ATLAS — A Toroidal Large Hadron Collider (LHC) Apparatus, CL (confidence level) — доверительный интервал, CMS — Compact Muon Solenoid, EWSB (Electroweak Symmetry Breaking) — нарушение электрослабой симметрии, NLO — next-to leading order, NLL — next-to-leading logarithmic order.

Пока суперсимметрия не получила экспериментального подтверждения и границы масс суперпартнёров отодвинуты до значений от 1 ТэВ до нескольких ТэВ, в зависимости от вида частиц.

3.2. Теории Великого объединения

Другим примером расширения группы симметрии СМ являются так называемые теории Великого объединения (ТВО), которые объединяют сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия в рамках единой теории, основанной на простой группе симметрии [23]. При этом группа внутренней симметрии СМ, а именно $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, становится частью более широкой группы G_{GUT} . Предполагается, что объединение происходит при высоких энергиях:

Низкие энергии	⇒	Высокие энергии
$SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$	⇒	G_{GUT} (или $G'' + \text{дискретная симметрия}$)
глюоны, W, Z	⇒	калибровочные бозоны,
кварки, лептоны	⇒	фермионы
g_3, g_2, g_1	⇒	g_{GUT}

Причиной, по которой три настолько различных по интенсивности взаимодействия могут слиться в единое универсальное взаимодействие, является то, что константы связи в квантовой теории поля не представляют собой собственно константы, а зависят от расстояния (переданного импульса) и при приближении к высоким энергиям их значения меняются. Эти изменения описываются уравнениями ренормгруппы, которые хорошо известны в СМ. Граничные условия при низких энергиях измеряются экспериментально. Применительно к СМ имеем картину поведения эффективных констант сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий, представленную на рис. 6. То есть три константы сближаются при высоких энергиях, и, возможно, это является следствием их единого происхождения: при высоких энергиях существует одна группа симметрии и, соответственно, одна константа связи, а далее симметрия спонтанно нарушается и мы наблюдаем три независимые ветви единой силы.

Группа симметрии теории Великого объединения должна быть достаточно большой для того, чтобы включить в себя группу СМ как составную часть и иметь комплексные представления, чтобы поместить в них кварки и лептоны. Следовательно, ранг этой группы (максимальное число линейно независимых генераторов, коммутирующих друг с другом) должен быть больше ранга группы СМ, т.е. 4, или равен ему. Напомним

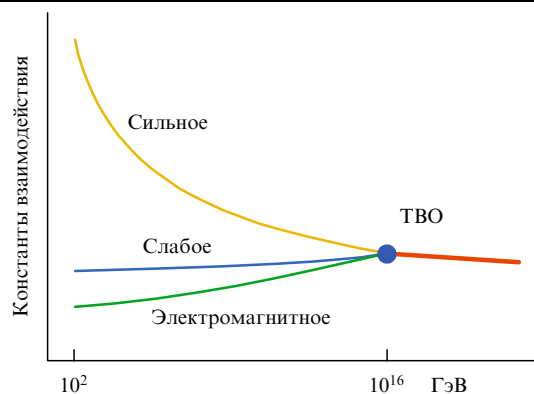


Рис. 6. Объединение калибровочных констант связи в теории Великого объединения.

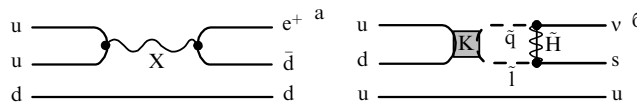


Рис. 7. Диаграммы, дающие вклад в распад протона в обычной ТВО (а) и в суперсимметричной версии (б).

классические группы ранга l : $SU_{l+1}, SO_{2l+1}, SO_{2l}, Sp_{2l}$. Тем самым минимальная группа ранга 4 — это группа $SU(5)$. На ней основана минимальная ТВО. Следующим популярным кандидатом является группа $SO(10)$ ранга 5. Преимуществом этой группы является то, что все кварки и лептоны одного поколения, включая правые нейтрино, в точности помещаются в одно представление 16. Все эти группы имеют большее число генераторов и, соответственно, калибровочных полей, чем в СМ. Так, например, в группе $SU(5)$ имеется 24 калибровочных поля, а в группе $SO(10)$ — 48.

Теории Великого объединения решают ряд проблем СМ, например проблему полюса Ландау, уменьшают число произвольных параметров, объединяют в одно семейство кварки и лептоны, открывают путь к нарушению барионного и лептонного числа, но в свою очередь создают ряд новых проблем, прежде всего проблему иерархий. Действительно, объединение констант связи происходит на шкале ТВО порядка $10^{15} - 10^{16}$ ГэВ, где спонтанно нарушается группа ТВО. При этом новые тяжёлые частицы приобретают массу порядка шкалы ТВО. Взаимодействуя с хиггсовским бозоном СМ, они порождают радиационные поправки к его массе порядка квадрата собственной, тем самым разрушая иерархию масс (см. рис. 2). Решение этой проблемы может быть получено, например, в рамках суперсимметричной ТВО, где подобные нежелательные поправки сокращаются с вкладами суперпартнёров во всех порядках теории возмущений. Тем самым суперсимметрия стабилизирует ТВО, устраняя влияние неизвестной тяжёлой физики, и сохраняет иерархию.

Поскольку в ТВО кварки и лептоны находятся в одном представлении, взаимодействие с новыми тяжёлыми калибровочными полями приводит к процессам перехода кварков в лептоны и наоборот, т.е. к нарушению барионного и лептонного числа, чего не происходит в СМ. Ключевым предсказанием ТВО является распад протона по схеме, изображённой на рис. 7а, с образованием π^0 -мезона и позитрона. При этом время жизни протона пропорционально массе тяжёлого X-бозона, $\tau_p \sim M_X^4$, что даёт значения τ_p более 10^{30} лет. Современные экспериментальные данные устанавливают только нижнюю границу времени жизни протона $\sim 10^{34}$ лет. В то же время в суперсимметричном случае возникают и другие моды распада протона с образованием K^+ -мезона и антинейтрино (рис. 7б). В этом случае распад протона дополнительно подавлен за счёт петли суперпартнёров. Экспериментальное ограничение в этом случае несколько слабее — порядка 10^{33} лет. Поиски распада протона продолжают. Обнаружение такого распада явилось бы подтверждением гипотезы Великого объединения.

3.3. Дополнительные симметричные факторы

Менее радикальным изменением группы симметрии СМ является наличие дополнительных симметричных фак-

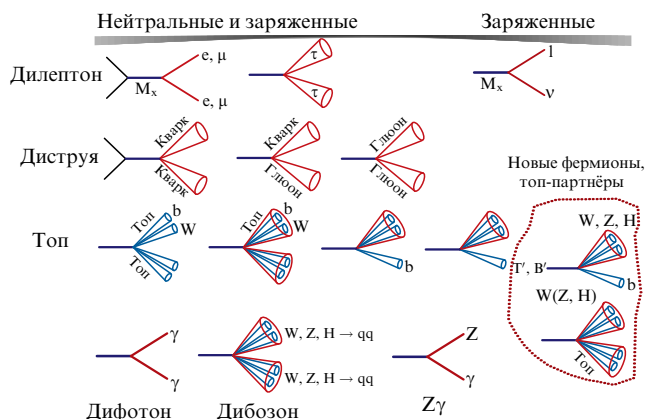


Рис. 8. Одноструйные или двуструйные события с большой энергией в моделях с дополнительными симметричными факторами.

торов вида $U(1)'$ или $SU(2)'$ и т.п. Такие дополнительные факторы, характерные для моделей теории струн, вообще говоря, могли бы продолжить симметрию СМ. Наличие таких факторов приводит к появлению дополнительных калибровочных бозонов: A', Z', W' и т.д. На коллайдере последние могут проявляться в виде характерных одноструйных или двуструйных событий с большой энергией (рис. 8 [24]). Экспериментально изучаются процессы с образованием Z' -бозона (димюонные события), W' -бозона (одномюонные события), резонансные двухбозонные процессы и моноструи с недостающей энергией. До сих пор не получено никаких положительных результатов, и ограничения на массы этих гипотетических частиц достигли нескольких ТэВ.

Ещё одним популярным примером новых симметрий является наличие дополнительного фактора $U(1)'$, с которым ассоциируется так называемый тёмный фотон. Смешивание с обычным фотоном за счёт недиагонального слагаемого $\mathcal{L} \sim F_{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$ приводит к конверсии обычного фотона в тёмный, что может быть обнаружено экспериментально. Предположительно, тёмный фотон может быть частицей тёмной материи.

4. Новые частицы

Стандартная модель может быть расширена за счёт введения новых частиц, как ранее мы видели на примере суперсимметрии или дополнительных симметричных факторов. Но существует много других вариантов добавления новых частиц, не связанных с расширением группы симметрии.

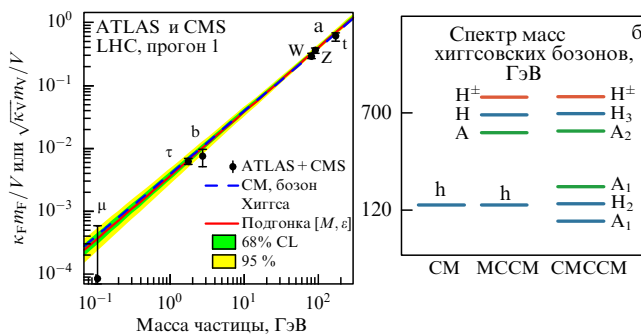


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Зависимость констант юкавского взаимодействия от масс частиц (а) и спектр масс хиггсовских бозонов в моделях с расширенным хиггсовским сектором (б).

4.1. Расширенный хиггсовский сектор

Возможное расширение хиггсовского сектора СМ — актуальный вопрос, ответ на который может быть получен в ближайшее время. Является ли открытый хиггсовский бозон единственным подобным бозоном или нет? Каковы альтернативы минимальной однодублетной модели? Как минимум, к СМ можно добавить дополнительные скалярные частицы, которые являются синглетами, дублетами или триплетными по отношению к группе $SU(2)$. Как проверить такую возможность экспериментально? Существуют два способа: измерить значения констант взаимодействия 125-ГэВ-ного хиггсовского бозона с кварками, лептонами и промежуточными векторными бозонами и проверить, не отклоняются ли они от предсказаний СМ. В последнем случае эти константы соответствуют прямой линии на рис. 9а, на котором показана их зависимость от масс частиц [25]. Здесь важное значение приобретает точность измерений, которой можно достигнуть при большой светимости.

Второй способ состоит в прямом наблюдении дополнительных хиггсовских бозонов. В зависимости от модели тут возможны различные варианты. Для сравнения на рис. 9б показан набор хиггсовских полей и возможный спектр их масс для двухдублетной суперсимметричной модели (MSSM) и при наличии дополнительного синглета (CMSSM). Как видно, иногда существует несколько лёгких хиггсовских бозонов и, возможно, мы открыли только один из них.

Точное измерение констант взаимодействия хиггсовского бозона потребует увеличения светимости и даже, возможно, построения нового линейного e^+e^- -коллай-

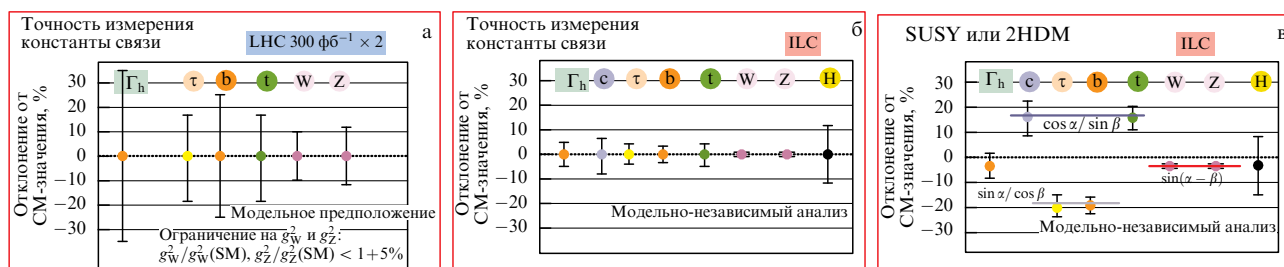


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Прецизионные измерения констант взаимодействия хиггсовского бозона на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider — LHC) и Международном линейном коллайдере (International Linear Collider — ILC). 2HDM (Two-Higgs Doublet Model) — двухдублетная хиггсовская модель.

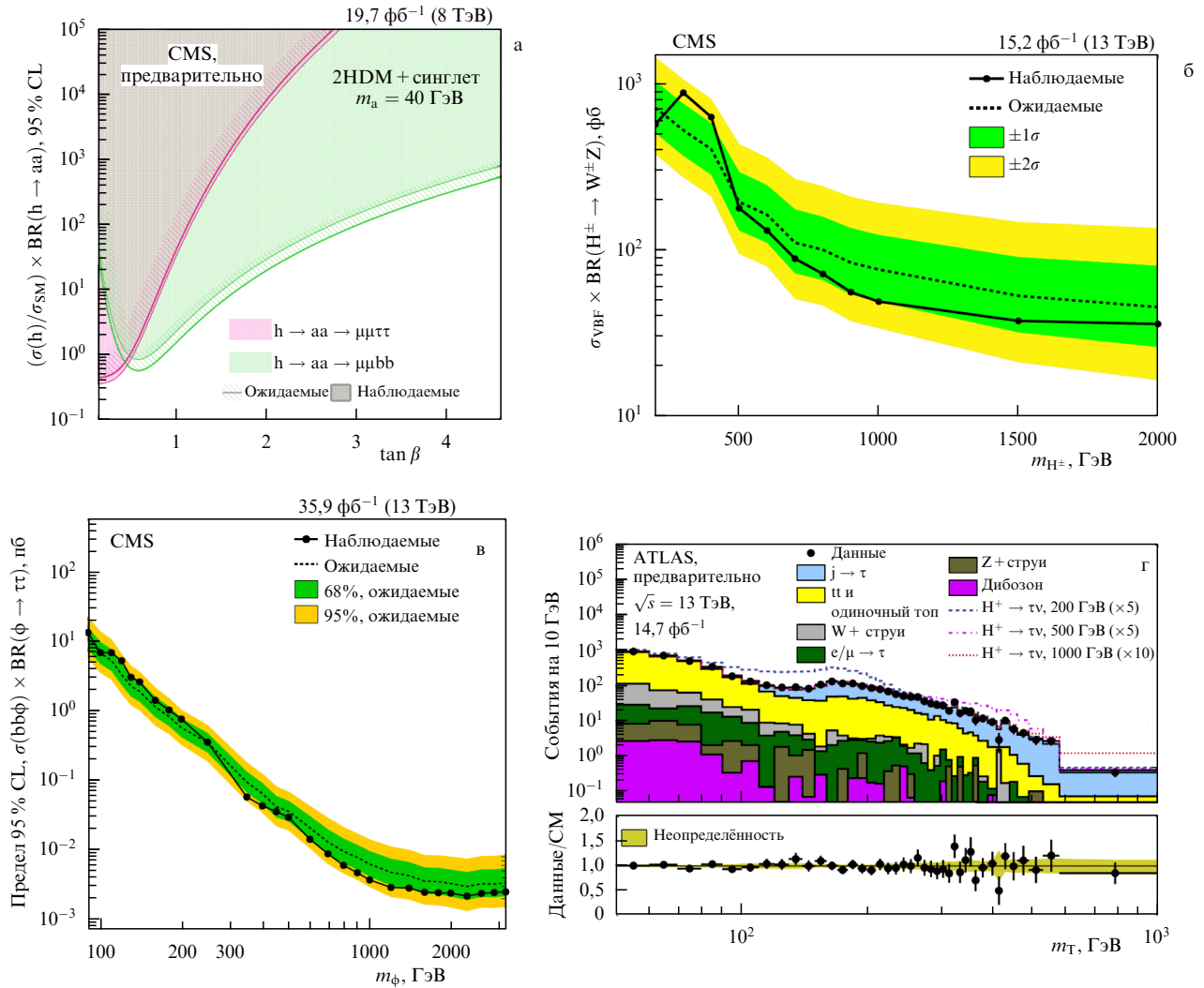


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Поиск тяжёлых хиггсовских бозонов: разрешённые области параметров.

дера. Тогда можно будет не только увидеть отклонения от СМ, но и отличить, например, обычную двухдублетную модель от суперсимметричной (рис. 10 [26]). Это потребует измерения массы хиггсовского бозона с точностью до нескольких десятков МэВ.

Поиски дополнительных хиггсовских бозонов, как нейтральных, так и заряженных, проводятся сейчас на Большом адронном коллайдере в различных каналах. Получены пока только ограничения на массы и параметры взаимодействия. К сожалению, не существует чётких теоретических предсказаний для этих параметров, как это было и в случае с хиггсовским бозоном массой 125 ГэВ. Результаты экспериментального анализа представлены на рис. 11 [27]. Поиски дополнительных хиггсовских бозонов в интервале масс $200 < m_H < 1000$ ГэВ пока не дали результатов.

4.2. Аксионы и им подобные частицы

Совершенно другой тип частиц представляют собой аксионы и подобные им частицы, связанные с проблемой CP -нарушения в сильных взаимодействиях. Как известно, в СМ CP -нарушение достигается благодаря наличию фазовых факторов в матрицах смешивания ароматов. В кварковом секторе эта фаза очень мала: $\delta_{13} = 1,2 \pm 0,1$ рад. Однако сильные взаимодействия

вследствие аксиальной аномалии порождают новое эффективное взаимодействие $(\alpha_s/8\pi) G\tilde{G}\theta_{QCD}$, которое имеет топологическую природу и изменяет CP -нарушающую фазу: $\theta = \theta_{QCD} + N_f\delta$. Наличие этой фазы приводит к появлению аномального дипольного момента нейтрона $d_n = -4 \times 10^{-3} \times \theta$ [$e \times \text{фм}$]. В то же время экспериментальное ограничение на аномальный дипольный момент нейтрона очень жёсткое: $|d_n| < 3 \times 10^{-13}$ [$e \times \text{фм}$], что даёт $\theta < 10^{-10}$. Такое малое число требует объяснения.

Такое объяснение было найдено путём превращения параметра θ в динамическое поле, вакуумное среднее которого определяет параметр CP -нарушения. В минимуме потенциала это среднее равняется нулю, а потом приобретает малое значение, генерируемое непертурбативной динамикой. Связанная с этим полем аксиальная симметрия спонтанно нарушается, что приводит к появлению голдстоуновского бозона, который затем приобретает малую массу. Эта частица получила название аксиона, а механизм динамического подавления параметра θ называется механизмом Печчи – Квинн [28, 29]. Аксион характеризуется двумя свободными параметрами: массой m_a и константой взаимодействия с глюонами $1/f_a$. Поиски аксиона пока не дали результатов, разрешённые области показаны на рис. 12 [30]. Как

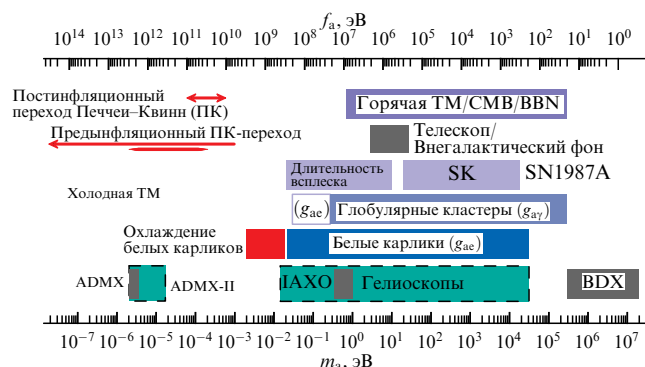


Рис. 12. Разрешённые области значений массы и константы взаимодействия аксиона. СМВ (Cosmic Microwave Background) — космический микроволновый фон, BBN (Big Bang Nucleosynthesis) — первичный нуклеосинтез, SK — Лаборатория Супер-Камиоканде, ADMX — Axion Dark Matter experiment, IAXO — International Axion Observatory, BDX — Beam-Dump eXperiment.

видно, допустимы лишь очень малые массы и очень высокие шкалы f_a .

Оказалось, что когерентные осцилляции аксионного поля (напомним, что аксион является бозоном) могут образовать конденсат, являющийся формой тёмной материи. Несмотря на малую массу аксиона, ТМ при этом может быть холодной, так как не находится в состоянии теплового равновесия. Таким образом, если аксион существует, то наличие некоторого количества ТМ аксионного типа неизбежно.

4.3. Нейтрино

Несмотря на то что нам теперь известно довольно много о нейтрино, эта частица продолжает оставаться загадкой. Один из вопросов: сколько существует видов нейтрино и сколько вообще существует поколений частиц материи? Ответ на этот вопрос дают эксперименты по измерению ширины распада Z-бозона (рис. 13а [31]) и измерения температурных флуктуаций космического микроволнового фонового излучения (реликтового излучения) (рис. 13б [32]).

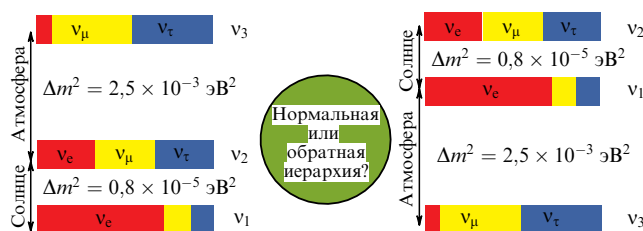
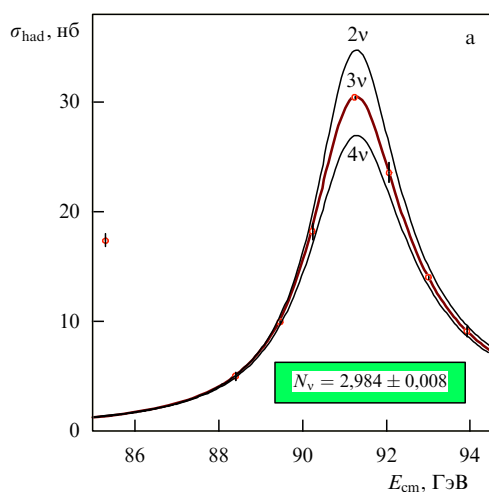


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Массовый спектр нейтрино, полученный из подгонки модели к экспериментальным данным по нейтринным осцилляциям.

Как следует из этих совершенно различных экспериментов, число лёгких нейтрино, а если исходить из кварк-лептонной симметрии, то и число поколений частиц материи, в СМ равно трём и все они открыты экспериментально. Этот же вывод подтверждают прецизионные эксперименты по наблюдению редких распадов, они тоже исключают четвёртое поколение тяжёлых кварков. Но видим ли мы все нейтрино? Если нейтрино — майорановская частица, то существуют и тяжёлые нейтрино, которых мы пока не наблюдаем. Более того, иногда предполагают, что существуют стерильные нейтрино, наличие которых может устранить противоречие между некоторыми нейтринными экспериментами (LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector), MiniBoone, реакторная аномалия).

Существует и проблема с массой нейтрино. Приведённые осцилляционные эксперименты дают только разность квадратов масс, причём в двух вариантах: прямая или обратная иерархия, но не определяют абсолютную шкалу масс (рис. 14 [33]). Эту шкалу могут установить измерения спектра β -распада или, опять же, измерения температурных флуктуаций реликтового излучения. В первом случае получена граница массы электронного нейтрино $m_{\nu_e} < 2$ эВ [34, 35], и в ближайшем будущем планируется довести её до значения 0,2 эВ. В то же время космологическая граница весьма точна: $\sum m_\nu < 0,23$ эВ [36, 37].

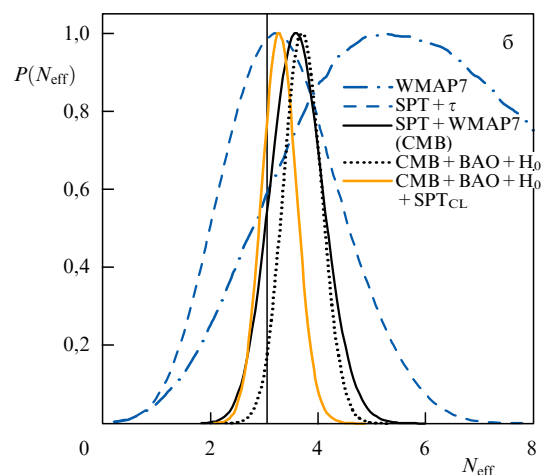


Рис. 13. Ограничение на число поколений частиц СМ (а) из измерения ширины Z-бозона коллаборациями ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL [32] и (б) из измерения температурных флуктуаций микроволнового космического излучения. Кругами на рис. а показаны усреднённые результаты измерений, отрезки ошибок для наглядности увеличены в 10 раз, E_{cm} — энергия в системе центра масс. WMAP7 — Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, 7 лет работы, SPT — South Pole Telescope, BAO — Barion Acoustic Oscillation.

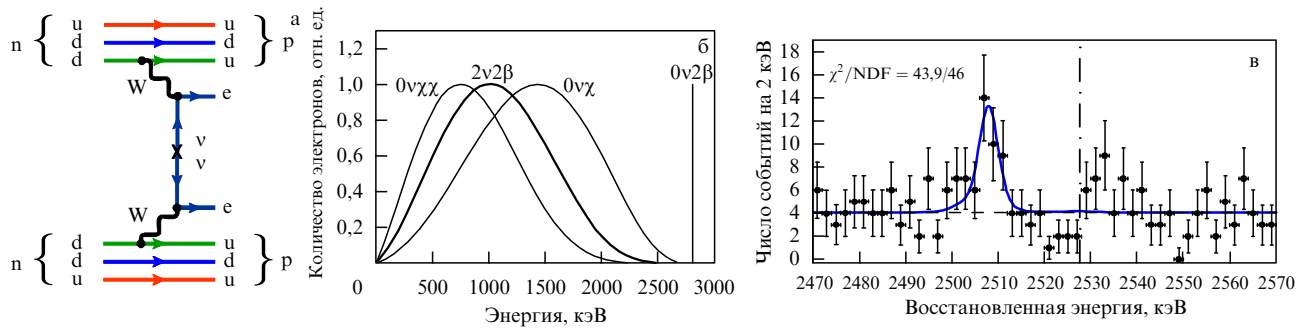


Рис. 15. Безнейтринный двойной β -распад (а) и энергетический спектр электрона в идеале (б) и в ядерных процессах (в). NDF (Number of Degrees of Freedom) — число степеней свободы.

Другая проблема с нейтрино — это его природа: является ли нейтрино дираковской или майорановской частицей? Напомним, что решения уравнения Дирака для массивной частицы со спином $1/2$ имеют вид четырёхкомпонентного спинора, который может быть разбит на два двухкомпонентных двумя различными способами: либо на две комплексные части, левую и правую, что отвечает двум поляризациям, либо на действительную и мнимую части, каждая из которых представляет собой независимую частицу,

$$v_D = \begin{pmatrix} v_L \\ v_R \end{pmatrix}, \quad v_{M_1} = \begin{pmatrix} \xi_1 \\ \xi_1^* \end{pmatrix}, \quad v_{M_2} = \begin{pmatrix} \xi_2 \\ \xi_2^* \end{pmatrix}.$$

При этом массы дираковских частиц равны, $m_{v_L} = m_{v_R}$, частица отличается от античастицы, $v_D \neq v_D^*$, а массы майорановских частиц различны, $m_{M_1} \neq m_{M_2}$, но майорановские нейтрино являются античастицами сами себе, $v_{M_i} = v_{M_i}^*$.

Различить природу нейтрино можно в эксперименте по двойному безнейтринному β -распаду, схематически представленному на рис. 15а. Этот распад возможен, только если нейтрино имеет майорановскую природу. Зарегистрировать этот распад можно, измеряя энергию электрона: в случае безнейтринного β -распада должен наблюдаться резкий пик (рис. 15б [38]). Однако на практике видна частая гребёнка (рис. 15в [39]) и разглядеть

искомый пик очень трудно. На сегодня нет достоверного подтверждения существования двойного безнейтринного β -распада. Имеется только ограничение на время распада $T_{1/2} 0\nu\beta\beta(^{136}\text{Xe}) \times 10^{25} \text{ лет} > 1,6 (90\% \text{ CL})$ [40]. Заметим, что решение данного вопроса зависит от того, прямая или обратная иерархия масс нейтрино имеет место. В случае обратной иерархии существует предел снизу эффективной массы нейтрино в двойном β -распаде, который достигим экспериментально. В то же время в случае нормальной иерархии такой предел отсутствует и вероятность двойного β -распада может быть сколь угодно мала (рис. 16 [41]).

Делаются различные экспериментальные попытки найти четвёртое, стерильное, нейтрино. Как отмечалось, наличие такого нейтрино помогло бы устранить некоторые противоречия в осцилляторных экспериментах. Однако до сих пор получены лишь ограничения на разности масс и углы смешивания.

4.4. Тёмная материя

Согласно современным космологическим данным по вспышкам сверхновых и температурным флуктуациям реликтового излучения, наблюдаемая материя составляет всего лишь 4 % от полного энергетического баланса Вселенной, ещё 26 % составляет тёмная (несветящаяся) материя, а остальные 70 % приходятся на энергию вакуума [42]. Тёмная материя предположительно состоит из нейтральных стабильных частиц, которые выжили со времени Большого взрыва и принимают участие в гравитационных и, возможно, слабых взаимодействиях. Не исключена вероятность того, что тёмная материя состоит из нескольких компонентов, часть из которых может участвовать в новых, сверхслабых, взаимодействиях. Считается, что тёмная материя локализована в галактических масштабах, причём её плотность убывает по направлению от центра галактики и простирается далеко за пределы видимой её части. Наличие тёмной материи позволяет описать кривые вращения звёзд в спиральных галактиках, которые имеют характерную плоскую форму.

Среди частиц СМ только одна частица по своим свойствам могла бы являться частицей тёмной материи — это тяжёлое майорановское нейтрино [43]. Обычные лёгкие нейтрино не дают необходимой массы. Однако вопрос о существовании тяжёлого майорановского нейтрино остаётся открытым.

Все другие кандидаты на роль частиц тёмной материи находятся за пределами СМ. К ним относятся: суперсимметричные частицы нейтралино, снейтрино и грави-

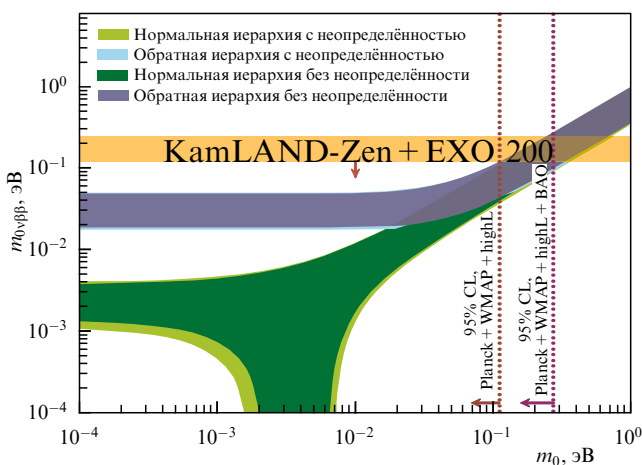


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Экспериментально разрешённые значения эффективной массы нейтрино в двойном безнейтринном β -распаде для прямой и обратной иерархий масс. EXO — Enriched Xenon Observatory.

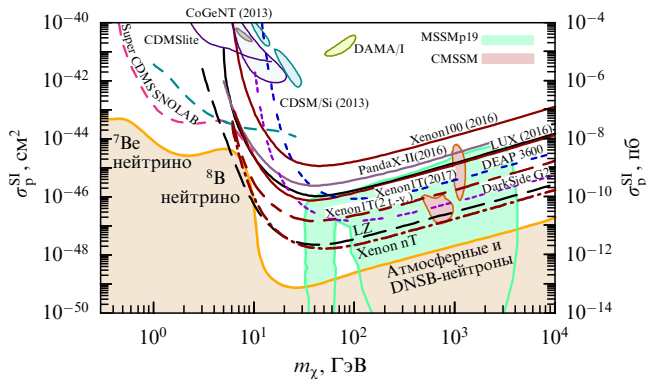


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Результаты прямого поиска тёмной материи: разрешённые области в плоскости сечение взаимодействия σ_p^{SI} -масса m_χ (верхний индекс SI происходит от "spin independent"). Оранжевым цветом показан нейтринный порог. CoGeNT — Coherent Germanium Neutrino Technology, CDMS — Cryogenic Dark Matter Search, CDMSlite — CDMS low ionization threshold experiment, SNOLAB — Sudbury Neutrino Observatory Laboratory, PandaX-II — Particle and Astrophysical Xenon Detector II, LUX — Large Underground Xenon experiment, DEAP — Dark matter Experiment using Argon PulseShape discrimination, LZ — LUX-ZEPLIN (ZonEd Proportional scintillation on LIquid Noble gases), DNSB — Double Neutron Star Binary.

тино [44], аксионы и их суперпартнёры аксино [45], тяжёлый фотон, лёгкий стерильный хиггсовский бозон, тяжёлые псевдоголдстоуновские частицы, возникшие из нарушения новых симметрий, и др. [46]. Особую группу составляют частицы, которые участвуют в обычных слабых взаимодействиях, WIMP's (Weakly Interacting Massive Particles). Главный аргумент в пользу WIMPs как частиц тёмной материи состоит в том, что сечение их аннигиляции, необходимое для получения нужного количества реликтовой тёмной материи, равно примерно 1 пб, т.е. типичному значению слабого сечения. Если тёмная материя действительно состоит из WIMPs, то её можно зарегистрировать тремя способами: обнаружить сигнал аннигиляции в космических лучах, наблюдать рассеяние на мишени глубоко под землёй или инициировать рождение этих частиц на ускорителе, где сигналом будут служить недостающие энергия и импульс. Все эти процессы тесно связаны между собой, но поиск сигнала от тёмной материи пока не дал результатов.

На рисунке 17 [47] показаны результаты прямого детектирования тёмной материи. Всё, что находится выше соответствующих кривых, исключено. Как видно, эксперимент стремительно движется в сторону всё меньших сечений взаимодействия и приближается к так называемому нейтринному порогу, показанному оранжевым цветом. В этой области фон от рассеяния нейтрино становится неустранимым. Имеется, однако, ещё два порядка, которые надо преодолеть, чтобы достигнуть этого порога.

Если тёмная материя состоит из очень слабо взаимодействующих или только гравитационно взаимодействующих частиц, то детектирование отдельных частиц становится проблематичным.

5. Дополнительные измерения пространства

Парадоксальная, на первый взгляд, идея о дополнительных измерениях пространства получила большую популярность, несмотря на отсутствие экспериментального

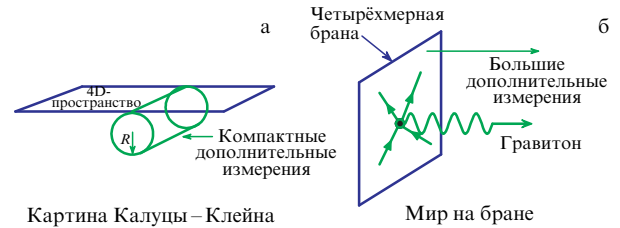


Рис. 18. Компактные (а) и плоские (б) дополнительные измерения пространства.

подтверждения. Это объясняется огромными возможностями, которые открывают новые измерения пространства, с одной стороны, и тем, что теория струн допускает непротиворечивую формулировку только в критической размерности, равной 26 для бозонной струны и 10 для фермионной [48] — с другой. Тем самым теория струн стимулировала исследования многомерных теорий. Возникает естественный вопрос: почему мы не видим дополнительных измерений пространства? Есть две возможности: компактные дополнительные измерения малого радиуса и локализация наблюдаемых на четырёхмерной (4D) гиперповерхности (бране) (рис. 18).

5.1. Компактные дополнительные измерения

Идея о компактных дополнительных измерениях восходит к теории Калуцы — Клейна [49–51], в рамках которой ненаблюдаемость дополнительных измерений объясняется тем, что они компактифицированы. Если разложить полевую функцию, зависящую от обычных пространственно-временных измерений x и дополнительных измерений y , по собственным функциям компактного многообразия, $\phi(x, y) = \sum_0^\infty \phi_n(x) Y_n(y)$, то получим бесконечную башню так называемых КК-мод возбуждений ϕ_n с возрастающим спектром масс, определяемым топологией компактного многообразия. Расщепление масс пропорционально обратному радиусу компактных измерений. Тем самым с точки зрения четырёхмерного мира мы получаем теорию с бесконечным числом тяжёлых частиц, при этом нулевые моды соответствуют обычным частицам СМ.

Обычно предполагается, что прежде всего в дополнительные измерения проникает гравитация. Это имеет два следствия: во-первых, существование КК-гравитонов, а во вторых, изменение константы гравитационного взаимодействия и вида закона Ньютона. Действительно, 4-мерная константа Ньютона связана с $4 + d$ -мерной соотношением $G_{N(4)} = (1/V_d) G_{N(4+d)}$, поэтому малость гравитационного взаимодействия в 4-мерном пространстве может быть объяснена величиной объёма компактного многообразия при относительно сильной $(4 + d)$ -мерной константе. Тем самым проблема иерархии масштабов переносится на иерархию размеров d -мерного компактного пространства, а сам закон Ньютона модифицируется и принимает следующий вид:

$$V \approx \begin{cases} G_{N(4)} \frac{m_1 m_2}{r}, & r \gg R, \\ G_{N(4)} \frac{m_1 m_2}{r} S_{d-1} \left(\frac{R}{r} \right)^d \Gamma(d) = G_{N(4+d)} \frac{m_1 m_2}{r^{d+1}} S_{d-1} \Gamma(d), & r \ll R. \end{cases}$$

Попытки обнаружить эффект модификации закона Ньютона не дали результата, но точность проверки повысилась на два порядка [52].

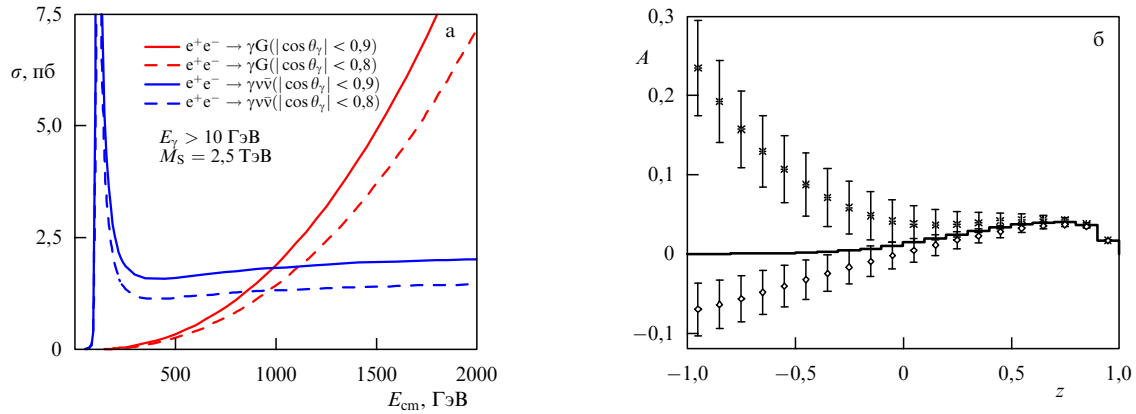


Рис. 19. (а) Возрастание полного сечения рождения гравитонов с увеличением энергии. (б) Зависимость от азимутального угла сечения рождения частиц с гравитоном в промежуточном состоянии.

Феноменологические следствия моделей с дополнительными измерениями связаны прежде всего с влиянием массивных КК-гравитонов. Существует два вида процессов, в которых эффект КК-мод может быть обнаружен в экспериментах на ускорителях: это излучение гравитонов и обмен виртуальными гравитонами.

Гравитоны в случае их излучения не поддаются дальнейшему детектированию и проявляются в виде недостающей энергии. И хотя каждое индивидуальное излучение подавлено массой Планка, благодаря множественности КК-состояний полное сечение рождения увеличивается с возрастанием энергии (рис. 19а [53]). На e^+e^- -коллайдерах основным является процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma h^n$, фоном для которого служит процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma \nu \bar{\nu}$. На Большом адронном коллайдере характерным процессом является рождение струй с недостающей энергией: $pp \rightarrow$ струи + недостающая энергия. Основным подпроцессом с максимальным вкладом является кварк-глюонное слияние $qg \rightarrow qh^{(n)}$. Другие подпроцессы: $q\bar{q} \rightarrow gh^{(n)}$ и $gg \rightarrow gh^{(n)}$.

Процесс другого типа, в котором могут проявиться дополнительные измерения, — это обмен виртуальными КК-модами. Типичными процессами, в которых может наблюдаться обмен виртуальными гравитонами, являются: а) $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$; б) $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, например рассеяние Бабы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ или мёллеровское рассеяние $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$; в) вклад гравитонов в процесс Дрелла–Яна. Сигналом обмена КК-модами служит отклонение в числе событий, а также в лево-правой поляризационной асимметрии по сравнению с предсказаниями СМ (рис. 19б [54]).

Более того, гравитоны могут являться проводниками процессов, отсутствующих в СМ на древесном уровне, как, например, $e^+e^- \rightarrow HH$, $e^+e^- \rightarrow gg$. Обнаружение таких событий с большими сечениями могло бы означать существование дополнительных измерений.

5.2. Большие дополнительные измерения

Альтернативой компактным дополнительным измерениям являются сколь угодно большие измерения, которых мы не видим по причине локализации наблюдаемых на 4-мерной гиперповерхности, которую принято называть браной [55, 56]. Частицы могут быть прижаты к бране силами притяжения, и, чтобы покинуть её, им необходимо набрать большую энергию. В данном слу-

чае также предполагается, что поля СМ локализованы на бране, а гравитация проникает в дополнительные измерения. При этом также возникают КК-моды гравитонов. Популярная модель с большими дополнительными измерениями, так называемая модель Рэндалл–Сандрума [57, 58], содержит две браны в скрученном пятимерном пространстве $E_5 = M_4 \otimes S^1/Z_2$. Особенностью данной модели является наличие фактора деформации метрики, что приводит к тому, что на одной бране, называемой планковской, гравитация характеризуется обычной массой Планка, а на другой бране, называемой тэвной, масштаб гравитации экспоненциально подавлен фактором деформации, так что огромной иерархии масштабов не возникает. Это же относится и к спектру КК-гравитонов, которые на одной бране разделены большим интервалом, а на другой расположены близко друг к другу.

Феноменологически интересной является тэвная брана, в которой взаимодействия КК-гравитонов не подавлены массой Планка и первые возбуждения могут иметь массу порядка 1 ТэВ, что доступно проверке на ускорителях. Первые КК-возбуждения должны проявляться как резонансы в рождении обычных частиц (рис. 20а [59]). Возможность детектирования резонансного рождения массивных гравитонов в протонных столкновениях $pp \rightarrow h^{(1)} \rightarrow e^+e^-$ на ЛНС зависит от сечения. Основной фоновый процесс: $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$. Оценка сечения процесса $h^{(1)} \rightarrow e^+e^-$ как функция массы гравитона в модели Рэндалл–Сандрума показана на рис. 20б [59]. Как видно, детектирование возможно, если $M_1 \leq 2080$ ГэВ.

В настоящий момент никаких сигналов от дополнительных измерений не наблюдается и имеются только пределы допустимых значений масс. По испусканию гравитонов в дополнительное измерение с недостающей энергией предел массы $M_* \geq 3-5$ ТэВ, по возбуждённым состояниям кварков и глюонов с высшими спинами — $M_* > 5$ ТэВ, по КК-модам калибровочных бозонов — $M_* > 1-4$ ТэВ и т.д.

Эффективное уменьшение массы Планка в высших измерениях приводит к сильной гравитации, что может вызвать рождение на ЛНС микроскопических чёрных дыр. И хотя такие дыры должны практически мгновенно испаряться, этот факт может быть проверен экспериментально. Пока получено лишь ограничение на массу порядка 5 ТэВ.

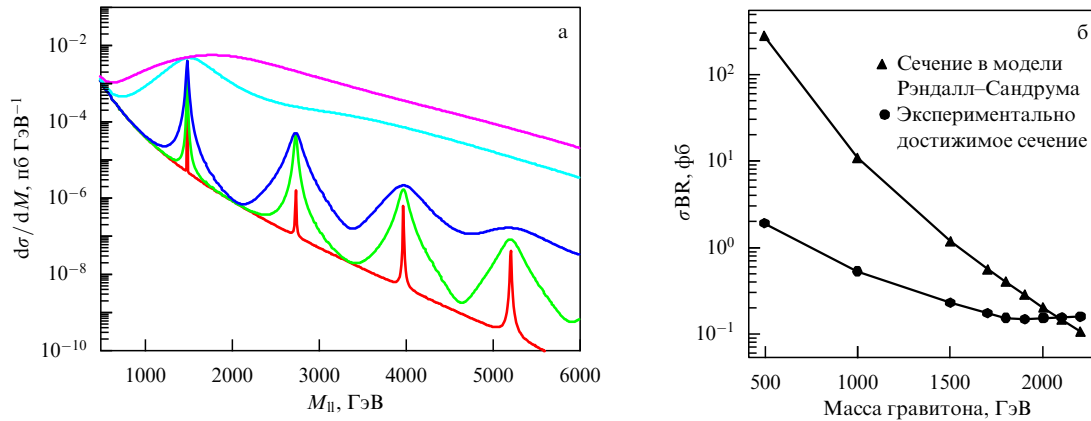


Рис. 20. Рождение КК-гравитонов в процессе Дрелла – Яна при $M_1 = 1500$ ГэВ на LHC (а) и сечение резонансного рождения как функция масс гравитонов (б).

6. Теория струн и бран

Самым радикальным выходом за рамки СМ является изменение парадигмы локальной квантовой теории поля и переход к нелокальным теориям. Среди них первое место занимает теория струн — теория одномерных протяжённых объектов [48]. Естественным развитием этих идей служит введение в рассмотрение объектов произвольной размерности — бран (от слова мембрана — двумерная поверхность). Теория таких объектов находится в стадии создания, но некоторые качественные следствия уже давно широко обсуждаются.

6.1. Теория струн

Теория струн описывает одномерные протяжённые объекты, которые при своём движении заматают двумерную мировую поверхность. Действие для таких объектов является прямым обобщением действия для точечной частицы:

$$S = -m \int d\tau \sqrt{-\frac{dX^\mu}{d\tau} \frac{dX^\nu}{d\tau} \eta_{\mu\nu}} \Rightarrow \\ \Rightarrow S = -\frac{1}{2\pi\alpha'} \int d^2\sigma \sqrt{-\det \left(\frac{dX^\mu}{d\sigma^\alpha} \frac{dX^\nu}{d\sigma^\beta} \eta_{\mu\nu} \right)}.$$

При этом струны бывают открытыми и замкнутыми. Спектр струнных возбуждений, ассоциируемый с частицами, содержит поля спина 1 для открытых струн и поля спина 2 для замкнутых, что отвечает калибровочным полям и гравитонам соответственно. Помимо вибрационных мод у струны имеются также моды, связанные с намоткой мировой линии на струну. В сумме эти моды определяют полный спектр струны. Струна характеризуется минимальным размером, называемым струнной длиной. Предполагается, что этот размер близок к планковскому масштабу.

Квантовая теория струн формулируется в пространстве критической размерности, где теория свободна от конформной аномалии. Для бозонной струны критическая размерность равна 26, а для фермионной — 10. Помимо того, в спектре струны могут возникать тахионы. Для избавления от них рассматривается суперсимметричная, свободная от тахионов струна, спектр которой начинается с безмассовых мод, обычно и отождествляемых с точечными частицами квантово-полевой модели.

Для того чтобы получить из теории струн эффективную 4-мерную низкоэнергетическую теорию, содержащую безмассовые моды, необходимо произвести компактификацию "лишних" измерений. Свойства компактного 6(7)-мерного многообразия определяют особенности получившейся теории. Так, вырожденность компактного пространства по форме и размеру, выраженная в виде скалярных полей, носящих название модулей, определяет значения констант связи, а различные топологии компактного многообразия определяют группу симметрии и состав полей 4-мерной теории. Имеющиеся многочисленные возможности не позволяют в настоящий момент выбрать предпочтительную схему и сделать конкретные предсказания.

Феноменологически наиболее приемлемой является так называемая гетеротическая струна. В ней, в частности, происходит объединение калибровочных полей и поля Хиггса, что позволяет предсказать константы связи и получить массу топ-кварка в области 170 ГэВ. В ней также сокращаются аномалии и предсказывается группа симметрии ТВО: $SO(32)$ или $E_8 \times E_8$. В теории появляются правое нейтрино и майорановский массовый член, имеет место распад протона. Эффективная низкоэнергетическая теория даёт желанное объединение с гравитацией и содержит механизм нарушения суперсимметрии вследствие эффектов супергравитации.

Теория струн включает в себя не только струны, но и другие протяжённые объекты всех размерностей. Возникает картина мира, построенного из бран, на которых начинаются и заканчиваются открытые струны, а замкнутые струны распространяются в многомерном мире.

6.2. М-теория и теория всего

Существуют пять типов самосогласованных теорий струн, свободных от конформных аномалий и тахионов. Это так называемые струны типа I, IIA, IIB и две гетеротические струны [60, 61]. Все они живут в 10 измерениях, обладают суперсимметрией на двумерной мировой поверхности струны и, как следствие, пространственно-временной суперсимметрией в 10-мерном пространстве-времени. Считается, что все эти модели теории струн являются различными вакуумами единой теории, называемой М-теорией, но адекватной формулировки последней не существует. Ещё одним вакуумом М-теории является 11-мерная теория супергравитации (рис. 21 [62]).

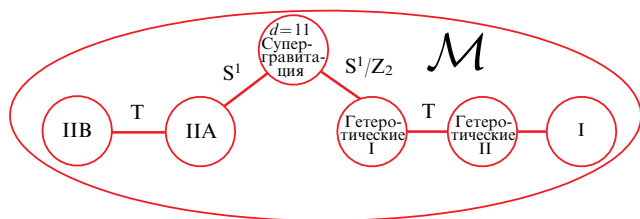


Рис. 21. Струнный ландшафт и М-теория.

Предполагается, что такая всеобъемлющая теория будет являться "теорией всего", т.е. описывать на фундаментальном уровне все основные законы природы. Форма этой теории, однако, до сих пор остаётся неясной. Непонятно, какие степени свободы являются фундаментальными. Более того, не исключено, что существуют различные дуальные друг другу описания одной и той же реальности. Примером такой дуальности является так называемое AdS/CFT-соответствие², предполагающее, что ряд характеристик теории может быть описан в рамках как 4-мерной конформной теории поля, так и в классической гравитации в 5-мерном пространстве де Ситтера [63, 64]. Здесь мы пока ещё далеки от конкретных предсказаний, допускающих экспериментальную проверку.

7. Заключение. Первоочередные задачи физики высоких энергий

Успехи Стандартной модели и колоссальные усилия, направленные на её проверку и поиск новой физики как на ускорителях, так и в неускорительных экспериментах, определяют развитие физики высоких энергий на ближайшие годы. Эксперименты, проводимые на Большом адронном коллайдере, находятся на самом переднем крае познания. Успех этих экспериментов определяет успех всей физики высоких энергий. Но нынешняя ситуация такова, что не существует такой области, в которой нас ожидает гарантированное открытие. Мы делаем первые шаги в страну непознанного, и тем интереснее открыть лежащие там тайны. Надо быть настойчивыми и терпеливыми. Существует много теоретических моделей, которые предполагают наличие физики на различных шкалах энергий. Какие из них окажутся правильными и адекватными природе, покажет будущий эксперимент. Сегодня мы можем говорить о первоочередных задачах. К ним относятся:

- исследование хиггсовского сектора;
- поиск частиц тёмной материи;
- поиск новой физики (суперсимметрии);
- дополнительные поиски тёмной материи и изучение свойств нейтрино в неускорительных экспериментах;
- возобновление временно приостановленных, но опять выходящих на первый план исследований конфайнмента, экзотических адронов, плотной адронной материи.

Дальнейшее развитие физики высоких энергий существенно зависит от результатов этих исследований.

Автор признателен И.А. Голутвину за предложение написать данный обзор. Работа поддержана грантом

Российского фонда фундаментальных исследований 17-0232-00837.

Список литературы

1. Казаков Д И *УФН* **184** 1004 (2014); Kazakov D I *Phys. Usp.* **57** 930 (2014)
2. Landau L "On quantum field theory", in *Niels Bohr and the Development of Physics* (Ed. W Pauli) (New York: McGraw-Hill, 1955) p. 52; Пер. на русск. яз.: Ландау Л "Квантовая теория поля", в сб. *Нильс Бор и развитие физики* (Под ред. В Паули) (М.: ИЛ, 1958) с. 75
3. Degrassi G et al. *J. High Energ. Phys.* **2012** 98 (2012)
4. Гольфанд Ю А, Лихтман Е П *Письма в ЖЭТФ* **13** 452 (1971); Golt'fand Yu A, Likh'tman E P *JETP Lett.* **13** 323 (1971)
5. Волков Д В, Акулов В П *Письма в ЖЭТФ* **16** 621 (1972); Volkov D V, Akulov V P *JETP Lett.* **16** 438 (1972)
6. Wess J, Zumino B *Phys. Lett. B* **49** 52 (1974)
7. Fayet P, Ferrara S *Phys. Rep.* **32** 249 (1977)
8. Sohnius M F *Phys. Rep.* **128** 39 (1985)
9. Nilles H P *Phys. Rep.* **110** 1 (1984)
10. Haber H E, Kane G L *Phys. Rep.* **117** 75 (1985)
11. Lahanas A B, Nanopoulos D V *Phys. Rep.* **145** 1 (1987)
12. Wess J, Bagger J *Supersymmetry and Supergravity* (Princeton: Princeton Univ. Press, 1983); Бесс Ю, Бергер Дж *Суперсимметрия и супергравитация* (М.: Мир, 1986)
13. Haber H E "Introductory low-energy supersymmetry", in *Proc., Theoretical Advanced Study Institute, TASI 92, From Black Holes and Strings to Particles, Boulder, USA, June 1–26, 1992* (Eds J A Harvey, J Polchinski) (Singapore: World Scientific, 1993) p. 589; SCIPP 92-033 (1993); hep-ph/9306207
14. Kazakov D I "Beyond the Standard Model (in search of supersymmetry)", in *2000 European School of High-Energy Physics, Caramulo, Portugal, 20 August–2 September 2000, Proc.* (Eds N Ellis, J March-Russell) (Geneva: CERN, 2001) p. 125; CERN-2001-003; hep-ph/0012288
15. Kazakov D I "Beyond the Standard Model", in *2004 European School of High-Energy Physics, Sant Feliu de Guixols, Spain, 30 May–12 June 2004, Proc.* (Ed. R Fleischer) (Geneva: CERN, 2006) p. 169; hep-ph/0411064
16. Kazakov D I *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **203–204** 118 (2010)
17. Standard particles, SUSY particles, https://scienceblogs.com/files/startswithabang/files/2013/05/susyparticles_sm.png
18. Ellwanger U, Hugonie C, Teixeira A M *Phys. Rep.* **496** 1 (2010)
19. Гладышев А В, Казаков Д И *Ядерная физика* **70** 1598 (2007); Gladyshev A V, Kazakov D I *Phys. Atom. Nucl.* **70** 1553 (2007)
20. Gladyshev A V, Kazakov D I, in *2012 European School of High-Energy Physics, La Pommeraye, Anjou, France, 06–19 Jun 2012* (Eds C Grojean, M Mulders) (Geneva: CERN, 2012) p. 107; arXiv:1212.2548
21. Lowette S (for the ATLAS and CMS Collab.), arXiv:1205.4053; ATLAS experiment, public results. Supersymmetry searches, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/SupersymmetryPublicResults>; Rahatlou S "Beyond Standard Model", <http://www.roma1.infn.it/people/rahatlou/particelle/material/20-BSM.pdf>
22. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2018** 25 (2018)
23. Ross G G *Grand Unified Theories* (Menlo Park, Calif.: Benjamin/Cummings Publ. Co., 1985)
24. Shahram Rahatlou, <http://www.roma1.infn.it/people/rahatlou/>
25. Aaboud M et al. (The ATLAS Collab.) *J. High Energ. Phys.* **2016** 1 (2016)
26. Baer H et al. "The International Linear Collider Technical Design report Vol. 2 Physics", arXiv:1306.6352
27. Higgs PAG Summary Plots, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SummaryResultsHIG>; Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **119** 141802 (2017); *J. High Energ. Phys.* **2018** 7 (2018); CMS-HIG-17-020. CERN-EP-2018-026, <http://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/>

² Anti-de Sitter/Conformal Field Theory correspondence.

- HIG-17-020/index.html; ATLAS-CONF-2016-088, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2016-088/>
28. Peccei R D, Quinn H R *Phys. Rev. Lett.* **38** 1440 (1977)
 29. Peccei R D, Quinn H R "Constraints imposed by CP conservation in the presence of pseudoparticles", in *Origin of Symmetries* (Eds C D Froggatt, H B Nielsen) (Singapore: World Scientific, 1991) p. 260
 30. Olive K A et al. (Particle Data Group) *Chin. Phys. C* **38** 090001 (2014)
 31. Schael S et al. (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)
 32. Hou Z et al. *Astrophys. J.* **782** 74 (2014)
 33. Strumia A, Vissani F, hep-ph/0606054
 34. Lobashev V M *Nucl. Phys. A* **719** C153 (2003)
 35. Kraus Ch et al. *Eur. Phys. J. C* **40** 447 (2005)
 36. Малиновский А М и др. *Письма в Астрон. журн.* **34** 490 (2008); Malinovsky A M et al. *Astron. Lett.* **34** 445 (2008)
 37. Ichikawa K, Fukugita M, Kawasaki M *Phys. Rev. D* **71** 043001 (2005)
 38. Zdesenko Yu *Rev. Mod. Phys.* **74** 663 (2002)
 39. Alfonso K et al. (CUORE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 102502 (2015)
 40. Kaufman L J, arXiv:1305.3306
 41. Minakata H, Nunokawa H, Quiroga A A *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2015** 033B03 (2015); arXiv:1402.6014
 42. Bennett C L et al. *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **148** 1 (2003)
 43. Canetti L, Drewes M, Shaposhnikov M *Phys. Rev. Lett.* **110** 061801 (2013)
 44. Jungman G, Kamionkowski M, Griest K *Phys. Rep.* **267** 195 (1996)
 45. Duffy L D, van Bibber K *New J. Phys.* **11** 105008 (2009)
 46. Feng J L *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **48** 495 (2010)
 47. Roszkowski L, Sessolo E M, Trojanowski S *Rep. Prog. Phys.* **81** 066201 (2018)
 48. Green M B, Schwarz J H, Witten E *Superstring Theory* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987); Пер. на русск. яз.: Грин М, Шварц Дж, Виттен Э *Теория суперструн* (М.: Мир, 1990)
 49. Kaluza T *Sitzungsber. Preuß. Akad. Wiss. Phys.-Math. Kl.* 966 (1921)
 50. Klein O Z. *Phys.* **37** 895 (1926)
 51. Appelquist T, Chodos A, Freund P G O (Eds) *Modern Kaluza–Klein Theories* (Menlo Park, Calif.: Addison-Wesley Publ. Co., 1987)
 52. Hoyle C D et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1418 (2001)
 53. Cheung K, Keung W-Y *Phys. Rev. D* **60** 112003 (1999)
 54. Rizzo T G *Phys. Rev. D* **59** 115010 (1999)
 55. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998)
 56. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Rev. D* **59** 086004 (1999)
 57. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 3370 (1999)
 58. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690 (1999)
 59. Kubyshin Yu A, hep-ph/0111027
 60. Hořava P, Witten E *Nucl. Phys. B* **460** 506 (1996)
 61. Hanany A, Witten E *Nucl. Phys. B* **492** 152 (1997)
 62. Lukas A "String phenomenology", in *EPS Conf. on High Energy Physics, Venice, Italy, 5–12 July 2017* (Mulhouse: European Physical Society, 2017)
 63. Maldacena J *Int. J. Theor. Phys.* **38** 1113 (1999)
 64. Maldacena J *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** 231 (1998)

Prospects of elementary particle physics

D.I. Kazakov

*Joint Institute for Nuclear Research, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics,
ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation
E-mail: kazakovd@theor.jinr.ru*

Current situation in high energy physics is discussed. The review is focused on theoretical ideas underlying new physics beyond the Standard Model of fundamental interactions (SM): extension of the SM symmetry group, addition of new particles, increase in space dimensionality, and going beyond the limits of the local quantum field theory. The priority tasks of today's high energy physics are explored.

Keywords: particle physics, the Standard Model, physics beyond the Standard Model

PACS numbers: **11.25**. – **w**, **12.10**. – **g**, **12.60**. – **i**

Bibliography — 64 references

Received 12 April 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (4) 387–401 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (4) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.04.038353>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.04.038353>