ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И t–КВАРК

Вступительное слово переводчика

Данное вступительное слово расчитано на неспециалистов. В нем кратко обрисоввываются контуры современной физики высоких энергий и даются ответы на некоторые распространенные вопросы, возникающие у любителей науки при первом знакомстве с квантовой теорией. Подготовленный читатель может пропустить вступительное слово и сразу перейти к чтению статьи Дональда Перкинса "Открытие t–кварка". А читатель, знакомый с методами квантовой теории поля, способен понять и не только все написанное Д.Перкинсом, но и дополнительные вычисления, приведенные в разделе "Комментарии переводчика".

История исследования элементарных частиц и фундаментальных взаимодействий насчитывает более двух с половиной тысяч лет и восходит к идеям древнегреческих натурфилософов о строении Мира. Однако серьезная научная разработка данного вопроса началась только в конце XIX-ого века. В 1897 году выдающийся английский физик–экспериментатор Дж.Дж.Томсон определил отношение заряда электрона к его массе. Тем самым, электрон окончательно обрел статус реального физического объекта и стал первой известной элементарной частицей в истории человечества.

За сто с небольшим лет физики провели тысячи сложнейших и точнейших экспериментов, призванных отыскать другие элементарные частицы и выявить фундаментальные взаимодействия между ними. Результаты экспериментов объяснялись серией последовательно сменявших друг друга теорий. Последняя в их ряду – Стандартная модель взаимодействия элементарных частиц (СМ), включающая в себя минимальную модель электрослабого взаимодействия Глэшоу–Вайнберга–Салама и Квантовую хромодинамику (КХД). Можно сказать, что на сегодняшний день именно СМ является реальным итогом многолетней работы сотен тысяч людей от "высоколобых" теоретиков до простых инженеров и лаборантов. Схему СМ можно уложить в несколько абзацев.

На сегодняшний день считается, что в Мире существуют три фундаментальных взаимодействия. Это гравитационное, электрослабое и сильное. При энергиях много меньших, чем примерно 90 ГэВ (1 ГэВ, т.е. 1 Гигаэлектронвольт = 10^9 электронвольт), электрослабое взаимодействие "расщепляется" на два: хорошо всем знакомое электромагнитное и проявляющееся только в мире элементарных частиц слабое взаимодействие. Заметим, что сильное взаимодействие, аналогично слабому, проявляется исключительно в микромире. Это связано с тем, что слабое и сильное взаимодействия обладают конечными и весьма малыми радиусами действия порядка 10^{-16} см и 10^{-13} см соответственно. Радиусы действия гравитационного и электромагнитного взаимодействий – бесконечны, а потому гравитация и электромагнетизм проявляют себя на макроскопическом уровне. Однако в микромире во всем диапазоне энергий, доступных для экспериментального изучения, гравитация слаба и ею можно пренебречь.

Появление электрослабого взаимодействия не должно удивлять читателей. В течении всей своей истории физика двигается в направлении объединения взаимодействий. Ньютон – первый, кто пошел по пути отыскания универсальных фундаментальный физических законов. Закон всемирного тяготения впервые продемонстрировал, что два считавшихся раннее принципиально различными движения: движение планет по небу и движение тел под действием силы тяжести у поверхности Земли нужно рассматривать с единых позиций. Примерно через 150 лет Д.К.Максвелл показал, что электрические и магнитные явления суть две стороны универсального электромагнитного взаимодействия. Физики XX–ого столетия, среди которых особенно стоит выделить Ш.Глэшоу, С.Вайнберга, А.Салама и К.Руббиа, теоретически и экспериментально доказали, что взаимодействия столь разной природы как слабое и электромагнитное на самом деле при достаточно высоких энергиях имеют единую основу. Любая теоретическая схема объединения взаимодействий привносит в физику новые концепции и влечет нетривиальные экспериментальные предсказания. Именно подтверждение последних в многочисленных опытах ведет к признанию той или иной "объединительной теории".

Возможно ли, что с повышением максимально достижимых энергий ускорителей элементарных частиц ученые обнаружат, что оставшиеся три взаимодействия сводятся к меньшему числу еще более фундаментальных взаимодействий? Теоретики абсолюно уверены в положительном ответе на данный вопрос. Предложен целый ряд сценариев подобного объединения (например, теории великого объединения и суперсимметричные теории). Однако пока нет ясности, на каком масшабе энергий достигается новая стадия объединения и будет ли доступен этот масштаб для эксперименальной проверки в XXI–ом веке. Может возникнуть иной вопрос, а не откроют ли физики новое фундаментальное взаимодействие, принципиально отличное от всех вышеперечисленных? С одной стороны, зксперименты по обнаружению так называемой "пятой силы" (если четырьмя хорошо установленными считать гравитационные, электромагнитные, сильные и слабые силы) ставятся постоянно, но пока ни один из них не привел к положительному результату. С другой – никто не доказал, что "пятая сила" принципиально не может существовать в природе.

На микроскопическом уровне все фундаменальные взаимодействия передаюся при помощи посредников - полей калибровочных бозонов. Бозоны - потому, что ассоциированные с рассматриваемыми полями частицы подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна, то есть имеют целый спин. Переносчик электромагнетизма – фотон (γ) – имеет спин равный единице. Переносчики слабого взаимодействия электрически нейтральный Z^0 - бозон и электрически заряженные $W^{\pm}$ - бозоны, а также переносчики сильного взаимодействия (G) – глюоны, аналогично фотону имеют спин, равный единице . Эти частицы открыты экспериментально, их свойства хорошо изучены. Считается, что переносчик гравитационного взаимодействия - гравитон - имеет спин, равный двум. Гравитон до сих пор не обнаружен и, скорее всего, не будет обнаружен еще очень долго. Слово "калибровочный" указывает на теоретический прием, используя который, переносчики фундаментальных взаимодействий вводятся в теорию. Даже качественное обсуждение данного приема далеко выходит за рамки предисловия.

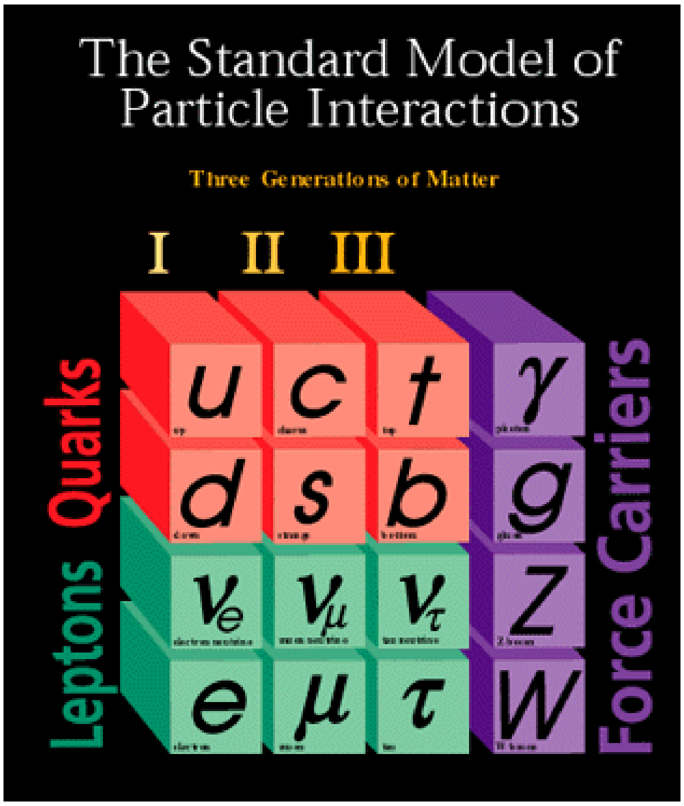
Читателя не должен смущать и тот факт, что физики постоянно говорят о полях и частицах как о чем–то взаимозаменяемом, более того, эквивалентном. Действительно, в классических теориях частицы и поля суть совершенно разные физические объекты. Например, электромагнитное поле и альфа–частица. В квантовой теории оба понятия получают естественное обобщение, восходящее к принципу корпускулярно–волнового дуализма Луи де Бройля. Любая микрочастица описывается волновой функцией (или полем), которая, в свою очередь, (вторично) квантуется в терминах операторов рождения и уничтожения квантов этого поля, то есть в терминах рождения и уничтожения частиц. Одним из первых подобный подход в 20-х годах XX-ого века был предложен отечественным физиком–теоретиком В.А.Фоком.

У многих студентов младших курсов и у "здравомыслящих" людей, не имеющих дела с микромиром, возникает естественное непонимание, как это может быть, что одна и таже микрочастица в некоторых экспериментальных ситуациях ведет себя подобно волне, а в некоторых – подобно частице? Подсознательно хочется иметь некую наглядную картинку столь странного поведения. Попытаемся нарисовать один из возможных вариантов такой картинки.

Предположим, что жители плоскости хотят описать результаты исследований трехмерного куба, половина граней которого – зеленые, а половина – красные. У плоских ученых в наличии имеются лишь двумерные приборы, а в качестве понятийного аппарата используется двумерная геометрия Евклида. Куб в данном примере играет роль наглядного образа микрочастицы. Куб не зеленый, не красный и не плоский. Он цельный трехмерный объект с шестью гранями разного цвета. Как же могут себе представить куб двумерные ученые? По их мнению, исследуемый объект есть совокупность квадратов, имеющих то странное свойство, что в зависимости от постановки эксперимента квадрат становится то красным, то зеленым, но никогда не красно–зеленым или зелено–красным. На основе своих экспериментов плоские ученые могут создать "квантовую механику" трехмерного цветного куба, которая в качестве существенного элемента будет опираться на принцип "красно–зеленого дуализма". Взаимодействие куба с плоскостью двумерные ученые вполне могут описывать при помощи "волновой функции куба", которая редуцируется после взаимодействия либо к зеленому, либо к красному квадрату. Переходя от кубов и плоскостей к реальным микрочастицам, можно сказать, что любая микрочастица обладает цельным свойством "микрочастичности", для описания которого мы – жители сугубо макроскопического мира – вынуждены неким непротиворечивым образом манипулировать исключительно макроскопическим понятием (других не имеем и не воспринимаем!) плотности вероятности, крайними проявлениями которого в координатном представлении являются макроскопические понятия волны и корпускулы. Очевидно, что представленная наглядная картинка страдает рядом дефектов. Предлагаю читателям самостоятельно придумать более корректный пример.

Помимо калибровочных бозонов существует целый набор фундаментальных фермионов, которые на сегодняшний день считаются элементарными. Это предположение не противоречит совокупности всех экспериментальных данных. Фундаментальные фермионы имеют полуцелый спин, равный одной второй, и делятся на две группы. К первой группе относятся лептоны. Эти частицы не участвуют в сильном взаимодействии. Лептонами являются электрон (e^-), мюон (μ^-), тау–лептон (τ^-) и соответствующие им нейтрино трех типов: электронное нейтрино (ν_e), мюонное нейтрино (ν_μ) и тау–лептонное нейтрино (ν_τ). Не вызывает сомнений, что электрон, мюон и тау–лептон имеют массы. Что касается масс нейтрино, то только в 2001 году получены определенные доказательства их существования на Нейтринной обсерватории Садбери (Канада). Вторую группу фундаментальных фермионов образуют кварки. Они участвуют во всех взаимодействиях, включая сильное. Физикам известно шесть типов или, иначе, ароматов кварков: u – верхний (up), d – нижний (down), s – странный (strange), c – очаровательный (charm), b – прелестный (bottom) и опять верхний t

Рис. 1: . Кварки, лептоны и калибровочные бозоны. Все частицы Стандартной модели, исключая бозон Хиггса. Кварки и лептоны разбиты на три поколения, соответствующие первым трем столбцам на рисунке. Именно так фундаментальные фермионы входят в лагранжиан Стандартной модели.



– (top). Кварки перечеслены в порядке возрастания их массы. Рисунок 1 в наглядной форме представляет набор базовых частиц Стандартной модели. В настоящее время все экспериментально открытые частицы, отличные от лептонов и калибровочных бозонов, состоят из кварков и глюонов. Эти составные частицы носят название адронов. Наиболее известные адроны – протон и нейтрон. Протон и нейтрон в рамках наивной кварковой модели состоят из u и d–кварков. Из протона, нейтрона и электрона состоит почти вся материя во Вселенной. Остальные адроны, кварки и лептоны присутствуют в Природе в весьма малых количествах. Физики обычно получают данные частицы на ускорителях, регистрируют в космических лучах или в результате радиоактивных распадов.

Особняком в мире фундаментальных частиц стоит бозон Хиггса. Эта частица, по современным теоретическим представлениям, необходима для генерации масс всех кварков, лептонов и трех калибровочных бозонов W^+, W^- и Z^0. В некоторых теориях присутствует не одна частица Хиггса, а несколько. В простейшем же случае имеется один электрически нейтральный бозон Хиггса. Бозоны Хиггса экспериментально не обнаружены. Возможно, их вообще не существует в природе. По крайней мере, после неудачных поисков бозона Хиггса на электрон–позитронном коллайдере LEP, подобная гипотеза приобретает все большее и большее число сторонников. Есть надежда, что с вводом в строй коллайдеров нового поколения, таких как протон–протонный коллайдер LHC в CERNe или электрон-позитронный линейный коллайдер TESLA в DESY, бозон Хиггса будет экспериментально открыт или станет понятно, почему он не может существовать. Только надо подождать порядка десяти лет. Есть определенная вероятность, что хиггсовскую частицу смогут открыть на действующем протон-антипротонном коллайдере Tevatron во FNAL-е в ближайшие два–три года.

Таков на сегодняшний день полный набор самых элементарных составляющих нашего мира. Может ли он пополниться? Весьма вероятно. Главным кандидатом является пока еще не открытый бозон Хиггса. Далее, если в природе реализован любой из вариантов объединения трех фундаментальных взаимодействий, то обязаны возникнуть новые фундаментальные калибровочные бозоны. Если же в природе имеется суперсимметрия, то число фундаментальных частиц как минимум удваивается – каждому лептону, кварку и калибровочному бозону необходимо поставить в соответствие частицу–суперпартнера. Отметим, что открытие гипотетической "пятой силы" может пополнить список фундаментальных калибровочных бозонов.

Уверены ли физики, что известный в настоящее время уровень материи наиболее фундаментален, а кварки, лептоны и калибровочные бозоны не являются составными? Нет, не уверены. Существуют теоретические модели, в которых вводятся еще более фундаментальные и элементарные структуры. Например, лептокварки, суперструны или браны. Но ни одна из этих моделей не имеет экспериментального подтверждения. Во всяком случае, в настоящее время не имеет.

Все сказанное выше у неискушенного читателя может вызвать вопрос: "А чего сложного то? Шесть лептонов, шесть кварков, двенадцать (восемь глюонов, фотон, Z^0, W^+ и W^-) калибровочных бозонов. Этакую малость изучают более сотни лет многие тысячи людей. Не бесплатно изучают. Современные эксперименты над элементарными частицами обходятся в десятки миллионов долларов ежегодно... каждый. В чем подвох?". Никакого подвоха нет. Дело в том, что при изучении мира элементарных частиц человеку не помогут ни зрение, ни слух, ни обоняние, ни осязание. С другой стороны, любопытствующий человек может исследовать микромир только при помощи макроскопических приборов. Наша физиология не оставляет иного выбора. Но что значит, исследовать микромир при помощи макроприборов? Если призвать на помощь аналогию, то это примерно тоже самое, что играть на бильярде при помощи карьерных экскаваторов. Пока сделаешь один удачный удар, раздавишь несменое число шаров и поломаешь огромное число столов! Современные ускорители и современные детекторы – это "карьерные экскаваторы микроскопического бильярда". Они перелопачивают миллионы событий, закодированных в сотнях миллионов сигналов измерительной аппаратуры, с целью найти всего пять или десять событий, способных дать новую информацию о взаимодействиях элементарных частиц.

Возможно, что аналогия, приведенная в предыдущем абзаце, у склонного к философствованию человека породит еще целый ряд "острых" вопросов к физикам–элементарщикам. Например, а почему физики вообще уверены в реальности существования фундаментальных частиц, в реальности их удивительных квантовых свойств? Вдруг это всего лишь плод нашей фантазии или следствие грубости тех приборов, которыми ученые пытаются изучать столь тонкие вещи как микрочастицы? Более того, возможно физики вообще неправильно понимают микромир и в результате подобного неправильного понимания возникла квантовая теория с ее математическим аппаратом и интерпретациями?

Подобные вопросы ставились перед квантовой механикой и квантовой теорией поля с момента создания. Дать исчерпывающий и окончательный ответ на них не удалось до сих пор. Но часть ответов найдена. Начнем с обсуждения грубости макроскопических приборов. В 30-х годах XX-ого века Альберт Эйнштейн предположил, что на самом деле происхождение квантовомеханической вероятности может быть аналогично происхождению вероятности в классической статфизике. Напомним, что в классике вероятностное описание возникает из–за того, что мы в силу некоторых причин отказываемся от полной информации о системе, даваемой точными уравнениями движения, и переходим к распределениям (вероятностей) по неизвестным нам величинам. Эйнштейн предположил, что все микрочастицы в дополнение к их известным характеристикам (массе, спину, зарядам, четностям) обладают набором характеристик, не доступных для измерения любым макроприбором, например, в силу грубости последнего. Эти характеристики назвали скрытыми параметрами квантовой теории. Таким образом, если бы физики могли измерить скрытые параметры, то можно было бы предсказать результат любого взаимодействия в микромире не вероятностным, а абсолютно детерминистичным образом. Более 30-ти лет считалось, что теорию скрытых параметров не возможно ни подтвердить, ни опровергнуть экспериментально. Действительно, как можно измерить то, что нельзя измерить по определению?

Но в 1965 году Дж.Белл отыскал такой способ! Оказалось, что существует целый ряд экспериментальных ситуаций, в которых для определенных линейных комбинаций измеряемых на опыте величин все теории со скрытыми параметрами предсказывают результат, меньший, чем квантовая механика. При этом на возможные скрытые параметры как микрочастицы, так и макроприбора накладывается лишь требование локальности, т.е. совместимости с теорией относительности. Эти линейные комбинации, носящие название неравенств Белла, измерены в нескольких опытах с фотонами и протонами. Результаты опытов полностью совпали с предсказаниями квантовой механики. Исключить нелокальные скрытые параметры экспериментально не возможно. Но, с точки зрения теории, их существование противоречит теории относительности, правильность основных выводов которой подтверждена в сотнях экспериментов на ускорителях, в космических лучах и в атомной промышленности. То есть, любым ниспровергателям сугубо вероятностной квантовой механики придется "в качестве дополнительного упражнения" переформулировать соответствующим образом теорию относительности.

Надо отметить, что в последние десятилетия подобная переформулировка стала представляеться не столь невозможной. Похоже, что в многомерных пространствах возможно выбрать такую метрику, которая, с одной стороны, не нарушает ньютоновский закон гравитации $F_N \sim 1/r^2$ и теорию относительности Эйнштейна в четырехмерии, а с другой – через дополнительные измерения принципиально позволяет передавать сигналы между двумя точками четырехмерного пространства быстрее скорости света. Можно предположить, что с помощью подобных теорий появится возможность построения "причинной квантовой механики" или наоборот, будет поставлен эксперимент, который позволит окончательно опровергнуть любые теории со скрытыми параметрами.

Для восторженных и легковерных читателей особо стоит отметить, что путь, описанный в предыдущем абзаце, лишь ГИПОТЕЗА, которая может оказаться ложной при более пристальном рассмотрении. Кроме того, не все так гладко с выбором метрики. Как ни жаль, но подробное обсуждение данных вопросов далеко выходит за рамки популярного введения в физику элементарных частиц.

Любопытный и, пожалуй, удивительный для неспециалистов факт заключается в том, что предсказания квантовой механики и квантовой теории поля с экспериментальной точки зрения подтверждены гораздо точнее, чем предсказания классической механики и теории относительности. Например, согласие между теоретическими предсказаниями и экспериментальным результатом для аномального магнитного момента электрона составляет 11 знаков после запятой, в то время как характерная точность совпадения теории и эксперимента в классической физике 3–4 знака после запятой.

В заключение скажем несколько слов о реальности элементарных частиц. Действительно, элементарные частицы невозможно ни потрогать, ни понюхать, ни увидеть, ни попробовать на вкус. Информацию об их существовании ученые получают посредством громоздких детекторов, которые выдают для обработки наборы электрических или световых сигналов. Только специальным образом анализируя полученные сигналы, физики могут изучать свойства элементарных частиц. На первый взгляд, нет абсолютно никакой гарантии, что в длинной цепочке передачи сигнала из микромира к макроскопическому наблюдателю физики–экспериметаторы правильно учитывают помехи, ошибки или искажения первичной информации. Следовательно, элементарные частицы могут оказаться лишь мороком, неправильной интерпретацией искаженных сигналов. Иное дело – макроскопические объекты. Человек может узнать характеристики макроскопических объектов без всяких посредников, только при помощи органов чувств. Поэтому в реальности макроскопического окружающего мира, как правило, не сомневается. Но так кажется только на первый весьма повехностный взгляд.

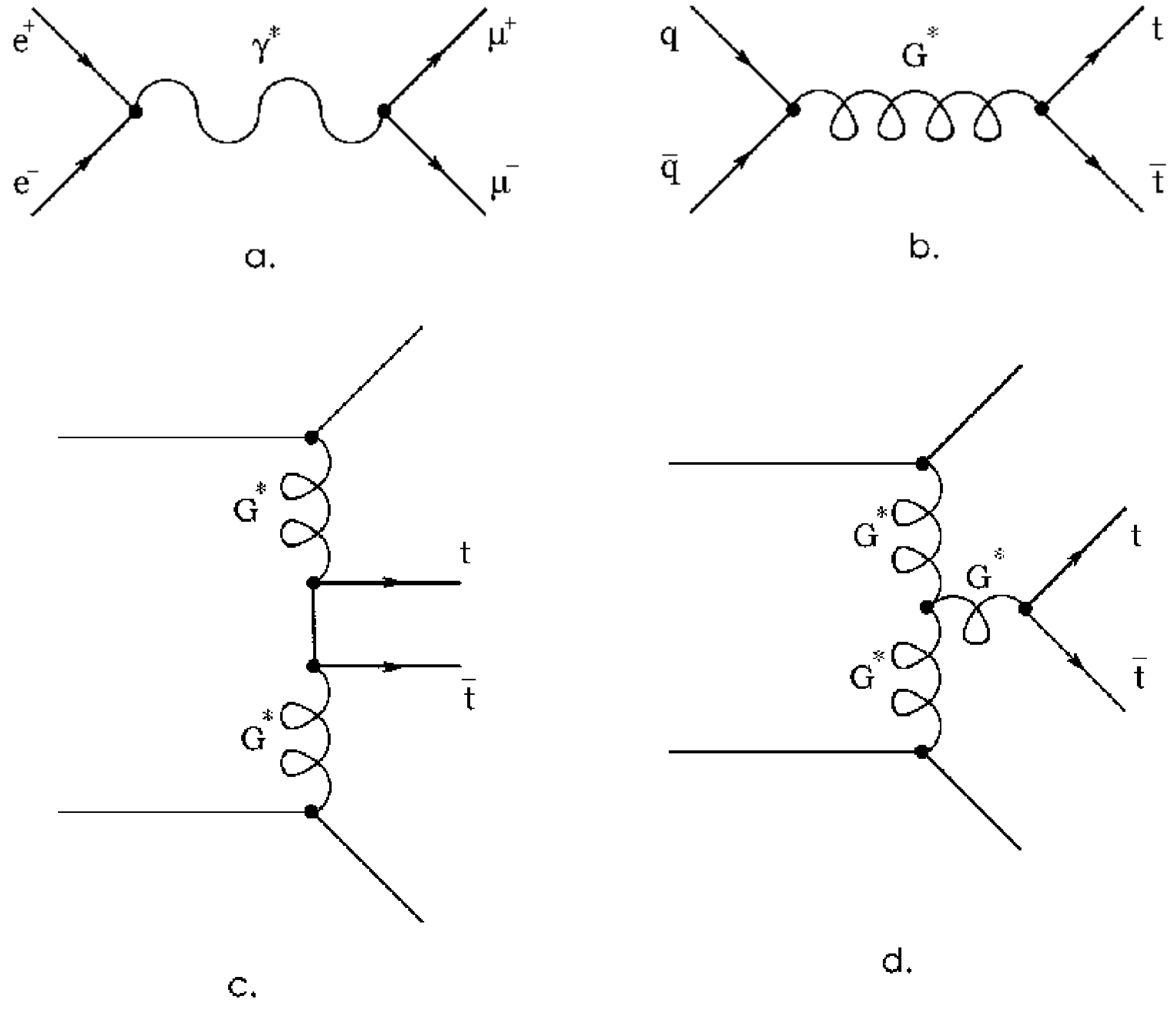
Работа ЛЮБОГО органа чувств человека в макромире принципиально не отличима от работы макроприбора для изучения микромира. В качестве примера рассмотрим зрение. Пусть человек видит стол. Что происходит на самом деле? Солнце испускает огромное число фотонов. Они взаимодействуют с атомами стола, переизлучаются во все стороны и малая их часть попадает в глаз. Хрусталик глаза, в свою очередь, фокусирует фотоны на сетчатке, где в результате химической реакции с палочками и колбочками возникают электрические сигналы. Эти сигналы по нервным волокнам передаются в мозг, который путем сложного анализа поступившей информации воспроизводит изображение стола. Естественно, что реальность зрительного восприятия можно проверить при помощи иных органов чувств, например, попробовать укусить стол зубами или ударить по нему кулаком. В результате подобных действий в мозг уйдет независимый сигнал от зубов или рук, подтверждающий сигнал от глаз. Но, аналогично рассмотреному выше примеру, реальность элементарных частиц, универсальность их свойств подтверждается множеством детекторов принципиально различных конструкций (камеры Вильсона, счетчики Гейгера во всех модификациях, пропорциональные камеры, черенковские счетчики, ионизационные калориметры десятков различных систем). Этот набор макроприборов гораздо богаче, чем пять человеческих чувств! А результаты независимых измерений характеристик микрочастиц, выполненных этими приборами, прекрасно согласуются друг с другом. Именно поэтому физики считают, что, скажем, W–бозон, полученный на электрон–позитронном коллайдере в CERNе, не менее реален, чем стол или табурет в вашей квартире, а кварк внутри протона такой же элемент Вселенной, как и президент США, хотя ни первого, ни второго среднестатистический (российский) ученый живьем не видел.

Правда, всегда можно удариться в солипсизм. Против лома солипсизма нет сугубо научного приема. Сторонникам солипсизма остается только посоветовать перестать представлять, что они читают данную нудную статью, и заняться чем–нибудь более приятным. Читателям, всерьез заинтересовавшимся обсуждаемыми выше вопросами, для более глубокого изучения можно порекомендовать книги [1]–[5].

На этом краткое популярное введение в физику микромира можно закончить и перейти непосредственно к книге Дональда Перкинса.

Одинадцать лет назад "Энергоатомиздат" выпустил перевод третьего английского издания прекрасной книги британского ученого, профессора физики Оксфордского университета Дональда Перкинса "Введение в физику высоких энергий" (тираж 3000 экз). Книга поистине уникальная. Во–первых, в сравнительно небольшом объеме последовательно и весьма подробно изложены результаты всех ключевых экспериментов в физике микромира и четко показано, как каждый из этих экспериментов повлиял на становление теории элементарных частиц. Во–вторых, не может не поражать уровень изложения. Книга может быть полезна и третьекурснику, только начинающему в рамках курса общей физики изучать элементарные частицы, и старшекурснику, и аспиранту и даже сложившемуся ученому, желающему четко, ясно, быстро и глубоко уяснить себе конкретный вопрос в физике микромира. Много интересных методических находок найдут у Д.Перкинса популяризаторы науки. Мне не известно ни одной столь же универсальной книги!

Рис. 2: (a) Древесная диаграмма, отвечающая реакции аннигиляции e^+e^-–пары в мюоны. (b)–(d) Основные диаграммы Фейнмана, описывающие процесс рождения $t\bar{t}$–пары на $p\bar{p}$ коллайдере Tevatron. Диаграмма (b) отвечает кварковой аннигиляции, а диаграммы (c)–(d) процессу слияния глюонной пары.



Однако с момента выхода английского издания (1987 год) прошло порядочное время. Физика элементарных частиц шагнула далеко вперед. И вот в 2000–ом году издательство "Cambridge University Press" выпустило в свет четвертое переработанное и дополненное издание "Введения ...". Спустя два года книга в России не переведена, хотя ситуация с выпуском научной литературы за последние три года у нас в стране весьма улучшилась.

Предлагаю сетевым читателям перевод одного параграфа из нового издания "Введения...". В этом параграфе рассказывается об открытии последнего и самого тяжелого из кварков t–кварка. Из данного параграфа читатель не физик сможет до некоторой степени понять экспериментальные трудности и методы их обхода, характерные для современной физики элементарных частиц. Открытие t–кварка произошло относительно недавно – в 1995 году. На русском языке пока нет ни одного глубокого, но в тоже время и достаточно популярного изложения этого крупного достижения физики частиц.

Переведенный параграф предназначен прежде всего для студентов физичиских специальностей ВУЗов, но может оказаться полезным читателям, интересующимся фундаментальными научными открытиями. В последнем русском издании книги Д.Перкинса переведенный материал должен соответствовать параграфу 5.16.

Данная статья является составной частью сетевого проекта "Студентам о новейших достижениях в физике элементарных частиц" [6]. В 2001 году в рамках данного проекта была опубликована заметка Г.Фрейзера "Мелодрама под названием "Время искать Хиггс" [7] об интригующих, но, увы, безрезультатных поисках бозона Хиггса на электрон–позитронном коллайдере LEP в CERN-е.

В заключение необходимо отметить, что приведенные в русском издании 1991 года предварительные экспериментальные данные CERN-а по успешному поиску t–кварка в распаде $W \to t\bar{b}$ и измерению $m_t \approx 40$ ГэВ не подтвердились. В настоящее время масса самого тяжелого кварка считается равной $m_t = 174,3 \pm 5,1$ ГэВ, поэтому t–кварк не может быть продуктом распада W–бозона. Наоборот, W–бозон является одним из продуктов распада t–кварка.

Н.Никитин

Дональд Перкинс

Открытие t–кварка

(из 4–ого английского издания "Введения в физику высоких энергий")

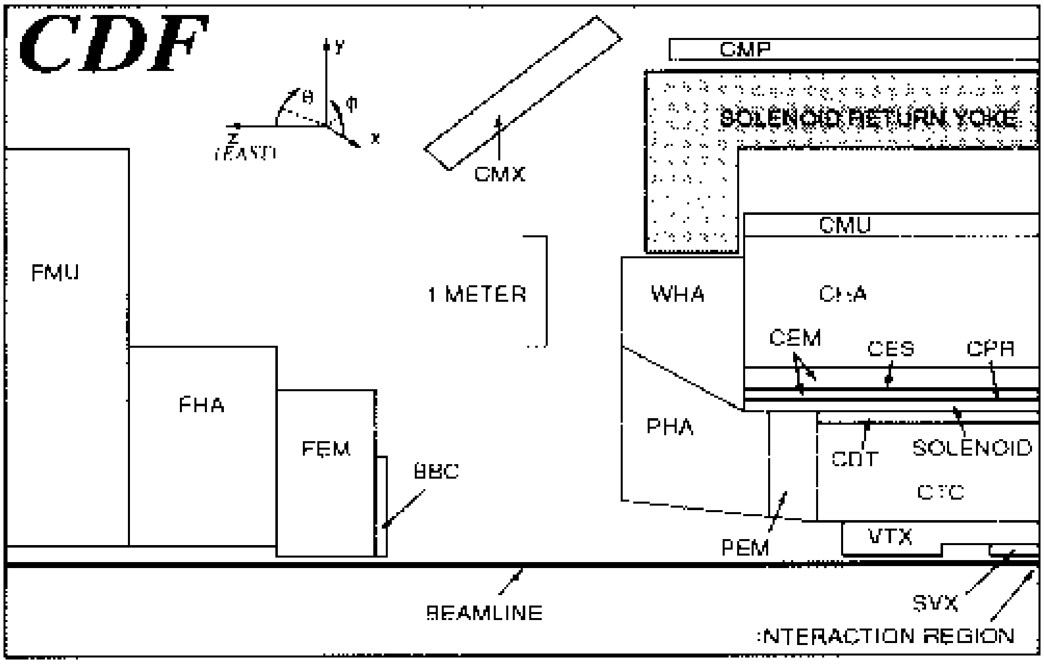
Шестой и последний из кварков top–кварк (t–кварк) был экспериментально обнаружен лишь в 1995 году, то есть почти через 20 лет после открытия в 1977 году предшествующего кварка – b–кварка. Масса top–кварка неожиданно оказалась очень большой $m_t \approx 175$ ГэВ. Шестой кварк был открыт в Фермилабе (Н.Н.: то есть во FNAL-е – Национальной ускорительной лаборатории им.Э.Ферми, США) на $p\bar{p}$ коллайдере с энергией 1.8 ТэВ в системе центра масс. Для получения одного события с t–кварками требуется примерно 10^{10} столкновений протонов и антипротонов. Процедура обнаружения top–кварка заслуживает подробного описания не только потому, что она важна сама по себе, но и потому, что подобные методы широко используются и будут использоваться при детектировании частиц высоких энергий на всех основных $p\bar{p}$, e^+e^- и $e\,p$ коллайдерах.

На рисунках 2 (b)–(d) показаны фейнмановские диаграммы процессов, которые доминируют при образовании $t\bar{t}$–пары на $p\bar{p}$ коллайдере. Ожидается, что после образования пара top-кварков претерпевает распад, который преимущественно идет по схеме:

$$t\bar{t} \rightarrow W^+b + W^-\bar{b} \tag{1}$$

Естественно, что масса t–кварка больше суммы масс b–кварка и W–бозона. Прелестные b и $\bar{b}$–кварки фрагментируют в адронные струи, в то время как W–бозоны могут распасться как по лептонным каналам ($W \rightarrow e\nu$, $\mu\nu$, $\tau\nu$), так и на адронные струи ($W \rightarrow Q\bar{Q}$). Следовательно, детектор должен быть способен идентифицировать заряженные лептоны и адроны, измерять их энергию и направление в пространстве. Однако времена жизни t–кварков и W–бозонов пренебрежимо малы, а B–мезон, образовавшийся из b–кварка, живет $1,6 \times 10^{-12}$ секунд, что соответствует пробегу порядка $c\,\tau_B = 0,45$ милиметра. Таким образом, распад B–мезона может быть идентифицирован по вторичной вершине, отстоящей от первичной вершины образования пары t–кварков. Расстояние между первичной и вторичной вершинами в направлении, перпендикулярном оси пучков, очевидно равно $\Delta z = (p_T/m_B c)\,c\tau_B$, где p_T – поперечный импульс B–мезона. Кинематика распада $t \rightarrow W\,b$ требует больших p_T, и ограничения на поперечный импульс налагаются так, чтобы Δz было много больше поперечных

Рис. 3: Схематическое изображение левой верхней четверти детектора CDF. Основные компоненты детектора: сверхпроводящий соленоид, расположенный вокруг дрейфовой камеры, которая регистрирует треки частиц; элементы электромагнитных и адронных ионизационных калориметров, которые используются для измерения энергии и идентификации электронов (фотонов) и адронов; мюонные камеры для идентификации мюонов и измерения их импульсов; кремниевые микростриповые детекторы для точного измерения траектории и определения вторичной вершины распада B–мезонов. Длина детектора 26 метров, высота 10 метров.



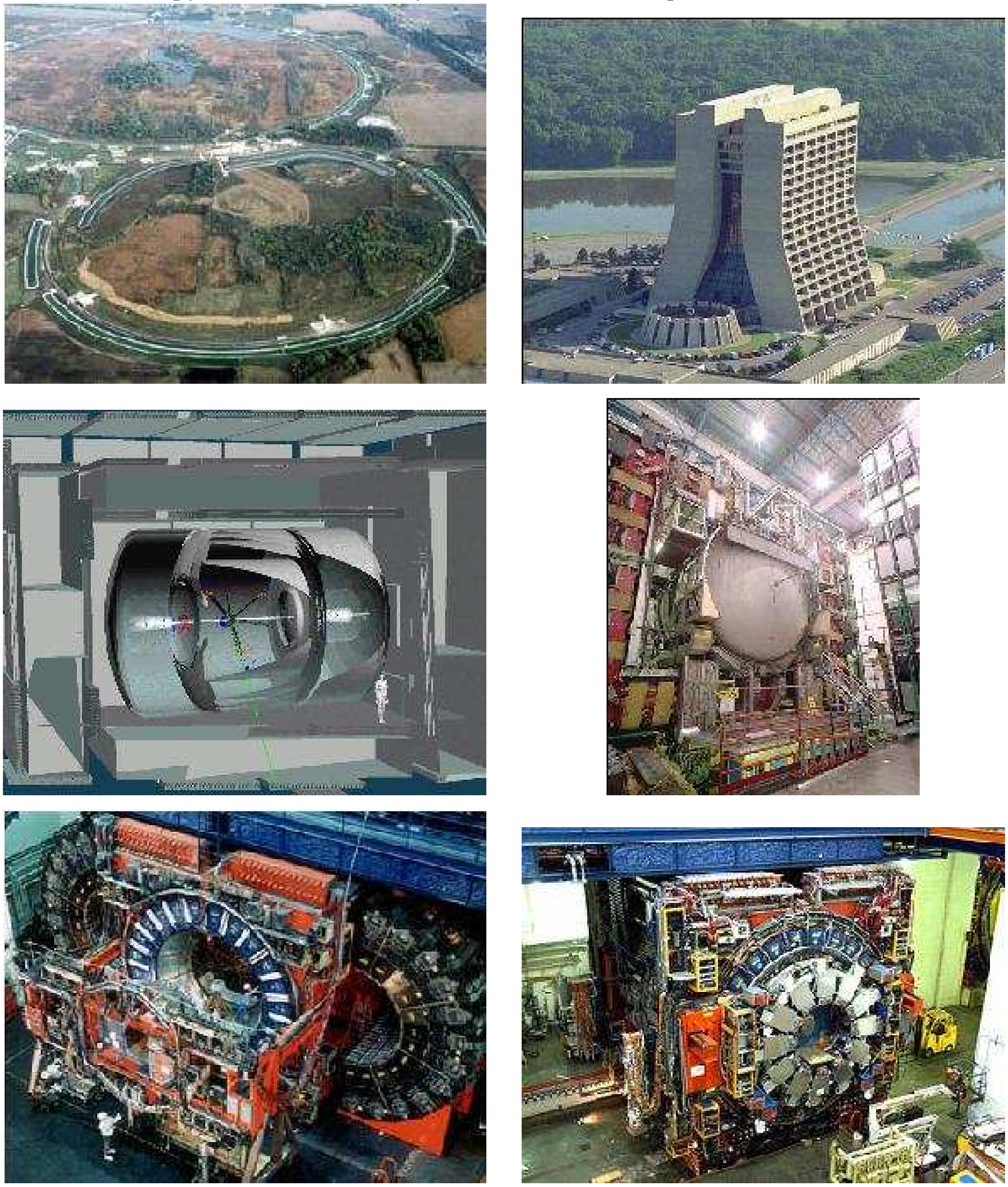
размеров ($\sim$ 50 микрон) сталкивающихся пучков.

Обнаружение t–кварка произошло с помощью двух детекторов CDF [8] и D0 [9] (Н.Н.: названия детекторов читаются "Си Ди Эф" и "Ди Зиро" соответственно; оба детектора работают на протон–антипротонном коллайдере Tevatron во FNAL-е). На рисунке 3 представлена схема детектора CDF. Детектор состоит из сверхпроводящего соленоида 5–и метров в длину и 3–х метров в диаметре, создающего магнитное поле напряженностью 1,4 Тесла в цилиндрической дрейфовой камере. Камера используется для измерения координат и импульсов заряженных частиц. Сверхпроводящий магнит окружен электромагнитным и адронным ионизационными калориметрами. Калориметры нужны для измерения энергии электронов, фотонов и адронов. В свою очередь, калориметры окружены мюонными детекторами. Мюонный детектор представляет собой сэндвич из железного поглотителя и дрейфовых камер. Все пространство детектора разделено на три сектора. Если отсчитывать направление по углу от оси пучка, то центральный сектор занимает пространство $10^o - 170^o$ в угловой мере. На передний и задний сектора остается по 10^o пространства между центральным сектором и осью пучка. В лептонных распадах W–бозонов возникают нейтрино ($W \rightarrow e\nu$, $\mu\nu$), которые не регистрируются в детекторе. Нейтрино уносят с собой некоторую долю энергии и поперечного импульса (так называемые "потерянная энергия" и "потерянный импульс"). Поэтому очень важно, чтобы калориметры без зазоров и щелей покрывали существенную часть телесного угла (4π), в который летят вторичные частицы. Наконец, высокое разрешение кремниевых микростриповых детекторов, расположенных непосредственно вокруг оси пучка, дает возможность точного измерения траекторий частиц, заканчивающихся в точке пересечения пучков, и позволяет измерять вторичные вершины, связанные в распадами B–мезонов. На рисунке 4 приведены фотографии коллайдера Tevatron и детекторов CDF и D0.

Из всех процессов (1) наименьшим фоном обладают процессы, в которых оба W–бозона распадаются по лептонным каналам, т.е. $W \rightarrow e\nu$ или $W \rightarrow \mu\nu$. В этом случае к дилептонной сигнатуре распадов W следует добавить две адронные струи от распадов B–мезонов. Оба заряженных лептона должны иметь поперечный импульс, удовлетворяющий условию $p_T > 20$ ГэВ/с. Для измерения энергии и направления движения вторичной частицы i в пространстве, вводится величина $E_i \sin\theta_i$, которая носит название поперечной энергии $(E_T)_i$. Полная поперечная энергия события есть сумма вида $E_T = \sum_i (E_T)_i$. Если все частицы в событии были зарегистрированы, то $E_T = 0$. Существование в событии дисбаланса энергий или, что тоже самое, потерянной поперечной энергии $E_T(missing)$ указывает на наличие непровзаимодействовавших в детекторе вторичных частиц (нейтрино). На величину потерянной поперечной энергии накладывается следующее ограничение: $E_T(missing) > 25$ ГэВ. Для того, чтобы понизить фон от лептонных распадов Z^0–бозонов ($Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$) вводятся дополнительные условия, чтобы треки от заряженных лептонов разного знака были пространственно разделены и инвариантная масса дилептонной пары не попадала в интервал $75 < M_{ee,\mu\mu} < 105$ ГэВ.

Второй способ регистрации $t\bar{t}$–пары состоит в том, чтобы отбирать события, в которых один из W–бозонов распался по лептонному каналу, а другой на пару $Q\bar{Q}$, то есть на адро-

Рис. 4: . В верхнем ряду слева направо: протон-антипротонный ускоритель Tevatron с высоты птичьего полета и главное здание FNAL–а Wilson Hall. В среднем ряду слева направо: компьютерное изображение и фотография установки D0. В нижнем ряду слева направо: детектор CDF, на котором в 1995 году был открыт t–кварк и детектор CDFII (модернизированный детектор CDF), начавший работу в 2001 году. При помощи усовершенствованных детекторов D0 и CDFII планируется детальное изучение свойств t–кварка в ближайшие пять лет.



ны. Подобная конфигурация возникает в 30% всех событий, в то время как чисто лептонные каналы реализуются только в 5% случаев. Для отбора данного канала требуется наличие одного заряженного лептона и трех или более адронных струй от W, B и $\bar{B}$. Потенциально большой фон в этом случае понижается при помощи требований к отчетливому восстановлению вершины распада по меньшей мере одного B–мезона. Третий способ состоит в том, чтобы выделять события с "жестким лептоном" ($p_T > 20$ ГэВ/с) от распада W–бозона, три или более адронные струи от распада другого W–бозона и одного из B–мезонов и "мягкий" лептон ($p_T > 2$ ГэВ/с) от лептонного распада второго B–мезона.

В первых экспериментальных сеансах оба детектора зарегистрировали 12 событий с двумя лептонами и двумя адронными струями при ожидаемом фоне 2,5 события. 86 событий имели один жесткий лептон и, по меньшей мере, три адронные струи. В дополнение к этому либо восстанавливалась вторичная вершина распада, либо имелся дополнительный мягкий лептон. Ожидаемый фон для этих случаев составлял 37 событий. Фитирование массы t–кварка по зарегистрированным событиям показало, что она равна $m_t = 180 \pm 12$ ГэВ (Н.Н.: Д.Перкинс приводит устаревшее значение; современное значение массы t–кварка составляет $m_t = 174,3 \pm 5,1$ ГэВ). Величина m_t с учетом радиационных поправок электрослабой теории хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями.

Зная импульсные распределения кварков и антикварков при столкновении протонов и антипротонов, можно вычислить сечение образования $t\bar{t}$–пары как функцию m_t. Проведем грубую оценку. Из рисунка 2 (a) и (b) можно видеть аналогию между процессами $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ и $Q\bar{Q} \to t\bar{t}$. Первый идет (в лидирующем порядке) за счет обмена одним фотоном, второй – за счет обмена одним глюоном. В ультрарелятивистском пределе

$$\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3s}, \qquad (2)$$

где s–квадрат полной энергии в системе центра масс (СЦМ) $\gg 4m_\mu^2$, $\alpha_{em} = e^2/4\pi$–константа электромагнитного взаимодействия. Аналогично получаем, что

$$\sigma(Q\bar{Q} \to t\bar{t}) = \frac{4\pi\alpha_s^2}{3\hat{s}}\,\frac{2}{9}, \qquad (3)$$

где $\hat{s}$–квадрат энергии кварк–антикварковой пары в СЦМ, α_s–константа сильного взаимодействия, а фактор 2/9 связан с наличием у кварков цвета. Если t и $\bar{t}$ кварки не ультрарелятивистские (что определенно не происходит при столкновениях протонов и антипротонов с энергией 1,8 ТэВ в системе центра масс), то в формуле (3) необходим поправочный множитель порядка 0,75, которым мы будем пренебрегать в дальнейшем. Легко показать, что если s–квадрат энергии сталкивающихся p и $\bar{p}$ в СЦМ, то порог образования $t\bar{t}$–пары определяется согласно выражению

$$x_1\, x_2\; =\; \frac{\hat{s}}{s}\; \geq\; \frac{4m_t^2}{s}, \tag{4}$$

где x_1 и x_2 – доли импульса протона (и антипротона), уносимые кварками (и антикварками), при взаимодействии которых образуется $t\bar{t}$–пара. Для того, чтобы найти сечение образования $t\bar{t}$, необходимо численно проинтегрировать (3) с учетом функций распределения $f(x_1)$ и $f(x_2)$ кварков в протоне и антикварков в антипротоне соответственно и условия (4). Приняв, что $\hat{s} = 4m_t^2$, $\alpha_s = 0,10$ и $m_t = 0,18$ ТэВ, находим

$$\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t})\; =\; 0,07\, F\, \text{ТэВ}^{-2}\; =\; 28\, F\, \text{пб}, \tag{5}$$

где мы использовали систему единиц $\hbar\; =\; c\; =\; 1,1\, \text{ТэВ}^{-1}\; =\; 1,97 \times 10^{-17}$ см и 1 пикобарн $\equiv$ 1 пб = 10^{-36} см^2. Величина F является вероятностью того, что u и $\bar{u}$ кварки в протоне и антипротоне имеют $x_1\, x_2\, s\; >\; 4m_t^2$, что для коллайдера в Фермилабе эквивалентно $x_1\, x_2\; >\; 0,04$. Используя для оценки известные из экспериментов функции распределения, можно предположить, что величина (5) составляет несколько пб. Кроме того, нужно принять во внимание вклад диаграмм рис. 2 (c) и 2 (d), благодаря которым $t\bar{t}$–пара образуется в процессе слияния глюонов. Полные теоретические вычисления дают $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t})\; \approx\; 6$ пб, что хорошо согласуется с экспериментальным значением сечения $\sigma(p\bar{p} \to t\bar{t})\; =\; 7,6 \pm 2,2$ пб.

Наконец отметим, что top–кварк уникален и абсолютно не похож на другие кварки. Он настолько массивен, что может распадаться с образованием реального W–бозона. Из соображений размерности можно ожидать, что ширина распада будет равна $\Gamma(t \to bW) \sim G_F\, m_t^3$, где G_F–константа Ферми. Вследствие того, что m_t велико, получается большое численное значение для ширины распада $\Gamma(t\; \to\; bW)\; =$ 1,4 ГэВ. Поэтому время жизни t–кварка $\hbar/\Gamma$ много меньше характерного времени адронных взаимодействий, которое по порядку величины есть $\hbar/\Lambda$, где $\Lambda\; \approx$ 0,2 ГэВ. Таким образом, $t\bar{t}$–система столь короткоживущая, что не имеет связанных состояний, как это было в случае чармония и боттомия, которым хватало времени для образования связанных состояний.

Комментарии переводчика

Покажем, как получаются формулы (2) и (3) методами квантовой теории поля.

Везде далее будем предполагать, что имеет место следующий процесс: фермион с 4–импульсом k_1 и антифермион с 4–импульсом k_2 аннигилируют в фотон или глюон с 4–импульсом $q = k_1 + k_2 = p_1 + p_2$, из которого рождается пара фермион–антифермион с 4–импульсами p_1 и p_2 соответственно. Фермионы в начальном и конечном состояниях считаются ультрарелятивистскими, то есть $k_1^2 = k_2^2 = p_1^2 = p_2^2 = 0$. Обозначим $q^2 = s$.

а) Рассмотрим реакцию $e^+e^- \to \gamma^* \to \mu^+\mu^-$ (рис. 2 (а)). Примем, что $e = |e|$ и $e^2 = 4\pi\alpha_{em}$. Тогда, согласно правилам Фейнмана, получаем для матричного элемента

$$\begin{aligned} i\, M_{e^+e^-\to\mu^+\mu^-} &= \bar{e}(-k_2) ie\gamma_\mu e(k_1)(-i)\,\frac{g_{\mu\nu}}{s}\,\bar{\mu}(p_1) ie\gamma_\nu \mu(-p_2) \\ &= i\,\frac{4\pi\alpha_{em}}{s}\,\bar{e}(-k_2)\gamma_\mu e(k_1)\bar{\mu}(p_1)\gamma_\mu\mu(-p_2). \end{aligned}$$

Усредняя квадрат модуля матричного элемента по спинам начальных фермионов и суммируя по спинам конечных, находим

$$\begin{aligned} \sum |M_{e^+e^-\to\mu^+\mu^-}|^2 &= \frac{1}{4}\,\frac{16\pi^2\alpha_{em}^2}{s^2}\, Sp\left(\hat{k}_2\gamma_\mu\hat{k}_1\gamma_\nu\right)\, Sp\left(\hat{p}_1\gamma_\mu\hat{p}_2\gamma_\nu\right) \\ &= \frac{128\pi^2\alpha_{em}^2}{s^2}\,\left[(k_1p_2)(k_2p_1) + (k_1p_1)(k_2p_2)\right], \end{aligned}$$

где $\hat{p}_{\alpha\beta} = (\gamma_\mu p_\mu)_{\alpha\beta}$, α и β–спинорные индексы, μ–лоренцовский индекс. В системе центра масс 4–импульсы фермионов имеют вид

$$\begin{aligned} k_1 &= (E, 0, 0, E), \qquad p_1 = (E, E\sin\theta, 0, E\cos\theta), \\ k_2 &= (E, 0, 0, -E), \qquad p_2 = (E, -E\sin\theta, 0, -E\cos\theta), \end{aligned}$$

где $E = \sqrt{s}/2$, θ–угол между направлениями движения частиц $e^-(k_1)$ и $\mu^-(p_1)$. Можно проверить, что для скалярных произведений 4–векторов справедливы следующие формулы

$$\begin{aligned} (k_1p_2) &= (k_2p_1) = E^2(1+\cos\theta) = \frac{s}{4}\,(1+\cos\theta), \\ (k_1p_1) &= (k_2p_2) = E^2(1-\cos\theta) = \frac{s}{4}\,(1-\cos\theta), \\ (k_1k_2) &= (p_1p_2) = \frac{s}{2}. \end{aligned}$$

Тогда

$$\sum |M_{e^+e^-\to\mu^+\mu^-}|^2 = 16\pi^2\alpha_{em}^2\,(1+\cos^2\theta).$$

Используя выражение для двухчастичного фазового объема в случае безмассовых частиц $d\Phi_2 = d\cos\theta/16\pi$, запишем дифференциальное сечение реакции в виде

$$d\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-) \,=\, \frac{1}{4(k_1 k_2)} \left(\sum |M_{e^+e^-\to\mu^+\mu^-}|^2\right) d\Phi_2 \,=\, \frac{\pi\alpha_{em}^2}{2s}\left(1+\cos^2\theta\right) d\cos\theta.$$

Интегрируя по $d\cos\theta$ от -1 до 1, получаем окончательное выражение для полного сечения

$$\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-) \,=\, \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{3s},$$

которое совпадает с формулой (2).

б) Рассмотрим несколько более сложную реакцию $e^+e^- \to \gamma^* \to q\bar{q}$. Введем цветовые индексы кварков i и j. Очевидно, что $\{i,j\} = \{1,2,3\}$. Матричный элемент реакции имеет вид

$$i\,M_{e^+e^-\to q\bar{q}} \,=\, \bar{e}(-k_2)ie\gamma_\mu e(k_1)(-i)\,\frac{g_{\mu\nu}}{s}\,\bar{q}_i(p_1)iQ_q e\gamma_\nu q_i(-p_2),$$

где Q_q – заряд кварка q в единицах $|e|$. Учитывая, что $\delta_{ii} = N_c = 3$, после усреднения по спинам начальных лептонов и суммированию по спину и **цвету** конечных кварков находим:

$$\sum |M_{e^+e^-\to q\bar{q}}|^2 \,=\, Q_q^2\delta_{ij}\delta_{ji}\left(\sum |M_{e^+e^-\to\mu^+\mu^-}|^2\right) \,=\, N_c Q_q^2\left(\sum |M_{e^+e^-\to\mu^+\mu^-}|^2\right).$$

Для суммирования по спину и цвету кварков использовалась матрица плотности вида $\sum q_i(p)\bar{q}_j(p) \,=\, (\hat{p}+m)\,\delta_{ij}$. Сечение реакции $e^+e^- \to \gamma^* \to q\bar{q}$ равно

$$\sigma(e^+e^- \to q\bar{q}) \,=\, N_c Q_q^2 \sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-).$$

в) Теперь рассмотрим реакцию вида $Q\bar{Q} \to G^* \to q\bar{q}$, где G^*–виртуальный глюон (рис. 2 (b)). Пусть $t^a = \lambda^a/2$, где λ^a – набор из восьми матриц Гелл-Манна размерности 3×3, а $a = 1,2\ldots 8$ – цветовой индекс глюонов. Поясним, почему глюоны имеют восемь цветовых индексов. Каждый глюон несет на себе два цветовых индекса: один – кварка, другой – антикварка. Например, синий–антизеленый или красный–антикрасный. Как легко видеть, всего таких комбинаций девять. Но комбинация "красный–антикрасный + синий–антисиний + зеленый–антизеленый" бесцветна и не участвует в сильном взаимодействии. Таким образом, на девять комбинаций кварковых индексов существует одно условие, что ведет к восьми независимым комбинациям. Конечно, подобное рассуждение не является строгим. Математически строго восемь глюонных цветовых индексов получается, если использовать теорию групп (подробнее см., например, книгу [10]) Для t^a–матриц верны следующие соотношения (см. [10]): $Sp(t^a t^b) = \delta^{ab}/2$ и $\delta^{aa} = 8$ при $N_c = 3$. Примем, что $g_s = |g_s|$ и что $g_s^2 = 4\pi\alpha_s$. Тогда для матричного элемента процесса можно записать

$$\begin{aligned} i\, M_{Q\bar{Q}\to G^*\to q\bar{q}} &= \bar{Q}_i(-k_2) i g_s \gamma_\mu t^a_{ij} Q_j(k_1)(-i)\delta^{ab}\frac{g_{\mu\nu}}{s}\bar{q}_l(p_1) i g_s \gamma_\nu t^b_{lm} q_m(-p_2) \\ &= i\frac{4\pi\alpha_s}{s} t^a_{ij} t^a_{lm} \bar{Q}_i(-k_2)\gamma_\mu Q_j(k_1)\bar{q}_l(p_1)\gamma_\mu q_m(-p_2). \end{aligned}$$

Усредняя по спинам и **цветам** начальных кварков и суммируя по спинам и **цветам** конечных, получаем выражение

$$\begin{aligned} \sum \left| M_{Q\bar{Q}\to G^*\to q\bar{q}} \right|^2 &= \frac{1}{4}\frac{16\pi^2\alpha_s^2}{s^2} t^a_{ij} t^a_{lm} t^b_{j'i'} t^b_{m'l'} \frac{\delta_{jj'}}{3}\frac{\delta_{i'i}}{3}\delta_{mm'}\delta_{l'l}\, Sp\left(\hat{k}_2\gamma_\mu\hat{k}_1\gamma_\nu\right)\, Sp\left(\hat{p}_1\gamma_\mu\hat{p}_2\gamma_\nu\right) \\ &= \frac{2}{9}\frac{1}{4}\frac{16\pi^2\alpha_s^2}{s^2}\, Sp\left(\hat{k}_2\gamma_\mu\hat{k}_1\gamma_\nu\right)\, Sp\left(\hat{p}_1\gamma_\mu\hat{p}_2\gamma_\nu\right), \end{aligned}$$

поскольку

$$t^a_{ij} t^a_{lm} t^b_{j'i'} t^b_{m'l'} \frac{\delta_{jj'}}{3}\frac{\delta_{i'i}}{3}\delta_{mm'}\delta_{l'l} \;=\; \frac{1}{9}\, Sp(t^a t^b)\, Sp(t^a t^b) \;=\; \frac{1}{36}\,\delta^{aa} \;=\; \frac{2}{9}.$$

Таким образом, для сечения процесса $Q\bar{Q} \to G^* \to q\bar{q}$ получаем формулу

$$\sigma(Q\bar{Q} \to G^* \to q\bar{q}) \;=\; \frac{2}{9}\,\frac{4\pi\alpha_s^2}{3s},$$

которая воспроизводит выражение (3).

Задача. Покажите, что сечение процесса $Q\bar{Q} \to \gamma^* \to q\bar{q}$ равно

$$\sigma(Q\bar{Q} \to \gamma^* \to q\bar{q}) \;=\; Q_Q^2 Q_q^2 \sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-).$$

г) Кратко остановимся на реакции $q\bar{q} \to GG$. В отличии от хорошо известной из КЭД реакции $e^+e^- \to \gamma\gamma$, вычисление сечения аннигиляции кварков в глюоны на порядок более сложно даже в случае безмассовых кварков. Это связано с тем, что в КХД к двум аннигиляционным диаграммам, известным из КЭД, добавляется третья от трехглюонной вершины. Без вывода приведем окончательный ответ для дифференциального сечения аннигиляции кварков в глюоны в СЦМ сталкивающихся частиц в пределе нулевых масс кварков:

$$\frac{d\sigma(q\bar{q} \to GG)}{d\cos\theta} \;=\; \frac{32\pi\alpha_s^2}{27\, s}\left(1 + \cos^2\theta\right)\left(\frac{1}{\sin^2\theta} - \frac{9}{16}\right). \qquad (6)$$

Расходимость при $\cos\theta \;=\; \pm 1$ возникла из–за пренебрежения массами сталкивающихся кварков.

Задача. Данных, приведенных в пунктах б)–г), вполне достаточно, чтобы написать выражение для $d\sigma(GG \to q\bar{q})/d\cos\theta$. Подскажем, что при написании формулы (6) проводились усреднения по начальным поляризациям и цветам кварков и суммирования по конечным поляризациям и цветам глюонов. В случае реакции $GG \to q\bar{q}$ нужно просуммировать по начальным поляризациям и цветам глюонов и усреднить по конечным поляризациям и цветам кварков.

д) Наконец, скажем несколько слов о возможных каналах распадов t–кварка. Абсолютно доминирующим является канал $t \to bW^+$. Ширина распада, в пренебрежении массами W–бозона и b–кварка, дается формулой

$$\Gamma(t \to bW^+) \;=\; \frac{G_F m_t^3}{8\sqrt{2}\,\pi}\;|V_{tb}|^2 \;=\; 1,76\,\text{ГэВ}\;|V_{tb}|^2\,, \tag{7}$$

где $|V_{tb}| \approx 1$–матричный элемент матрицы Кабаяши–Маскава (КМ–матрицы). Поскольку КМ–матричные элементы кварковых переходов $t \to s$ и $t \to d$ равны соответственно $|V_{ts}| \approx 0,04$ и $|V_{td}| \approx 0,01$, то распады по каналам $t \to sW^+$ и $t \to dW^+$ составляют примерно 0,2% и 0,01% от общего числа всех распадов t–кварка. Таким образом, полная ширина распада t–кварка практически совпадает с парциальной шириной распада по каналу $t \to bW^+$.

Как уже было отмечено Дональдом Перкинсом, top–кварк распадается быстрее, чем успевает образовать связанное состояние. Его время жизни сравнимо с временем жизни $W^\pm$–бозонов. Поэтому формально можно утверждать, что с обнаружением t–кварка увенчались успехом поиски свободных кварков. Более того, аргумент противников кварковой модели, заключающийся в том, что кварки лишь удобный формализм для описания адронов, но сами они не существуют, поскольку свободные кварки не наблюдаемы, оказался опровергнутым экспериментально.

Поскольку t–кварк настолько тяжел, что $m_t \simeq m_b + M_Z + M_W$, то возможен распад $t \to bW^+Z^0$. Однако он сильно подавлен по фазовому объему, и поэтому идет примерно в миллион раз реже, чем распад $t \to bW^+$. Данный распад интересен тем, что его ширина чрезвычайно чувствительна к массе top–кварка. При изменении m_t на 10 ГэВ, ширина распад $t \to bW^+Z^0$ изменяется более чем в три раза. На протон–протонном коллайдере LHC точные измерения массы t–кварка планируется произвести, используя именно канал $t \to bW^+Z^0$. Возможны редкие распады t–кварка $t \to (u,c)\,(Z^0,\gamma)$, идущие в рамках Стандартной Модели только за счет однопетлевых "пингвинных" диаграмм. Но их вероятность пренебрежимо мала, так что ни на одном из действующих и планирующихся к постройке ускорителей они не могут быть найдены.

До тех пор, пока считалось, что масса нейтрального бозона Хиггса находится в районе $M_H \sim 90$ ГэВ, планировалось изучение канала распада $t \to bW^+H$. Следующее из экспериментов на LEP–е ограничение $M_H > 113,5$ ГэВ закрыло столь интересный канал.

Протон–антипротонный коллайдер Tevatron, который работает в настоящее время в Фермилабе, может изучать только основной канал распада t–кварка $t \to bW^+$. На строящемся в CERN-е протон–протонном коллайдере LHC будет возможно изучать распады $t \to (s, d)W^+$ и, вероятно, распад $t \to bW^+Z^0$. Остальные каналы не будут доступны экспериментальному наблюдению в ближайшие десятилетия, если только верна современная теория взаимодействия элементарных частиц. В противном случае следует ждать любых сюрпризов. И это особенно интересно!

Получим формулу (7) с учетом ненулевой массы W–бозона. Пусть 4–импульс t–кварка равен p, а 4–импульсы b–кварка и W–бозона k_1 и k_2 соответственно. Поскольку $m_b^2 \ll m_t^2$ и $m_b^2 \ll M_W^2$, то можно принять, что $p^2 = m_t^2$, $k_1^2 = 0$, $k_2^2 = M_W^2$. Тогда для скалярных произведений

$$(k_1k_2) = (k_1p) = \frac{1}{2}\left(m_t^2 - M_W^2\right), \qquad (k_2p) = \frac{1}{2}\left(m_t^2 + M_W^2\right).$$

Константа слабого взаимодействия g_w удовлетворяет следующему условию $g_w^2/8 = G_F M_W^2/\sqrt{2}$. Согласно правилам Фейнмана для матричного элемента распада

$$M_{t\to bW^+} = \bar{b}(k_1)\,\frac{g_w}{2\sqrt{2}}\,V_{bt}\gamma_\mu(1-\gamma_5)\,t(p)\,\epsilon_\mu(k_2,\lambda).$$

Суммируя по спинам конечных частиц и усредняя по спину начальной частицы, получаем

$$\begin{aligned}\sum|M_{t\to bW^+}|^2 &= -\left(g_{\mu\nu} - \frac{k_{2\mu}k_{2\nu}}{M_W^2}\right)\frac{G_F M_W^2}{2\sqrt{2}}\,|V_{tb}|^2\,Sp\left(\hat{k}_1\gamma_\mu(1-\gamma_5)(\hat{p}-m_t)\gamma_\nu(1-\gamma_5)\right)\\ &= \frac{4G_F M_W^2}{\sqrt{2}}\,|V_{tb}|^2\left(\frac{2(k_1k_2)(pk_2)}{M_W^2} + (k_1p)\right) = \frac{2G_F}{\sqrt{2}}\,m_t^4\,|V_{tb}|^2\,(1-x)(1+2x),\end{aligned}$$

где $x = M_W^2/m_t^2$. Квадрат матричного элемента не зависит от углов и модулей конечных импульсов, а потому можно сразу записать, что

$$\Gamma(t\to bW^+) = \frac{\sum|M_{t\to bW}|^2}{2m_t}\,\Phi_2.$$

Учтя формулу для двухчастичного фазоваго объема, когда одна из частиц безмассовая $\Phi_2 = (1-x)/8\pi$, получаем окончательный ответ

$$\Gamma(t\to bW^+) = \frac{G_F}{8\sqrt{2}\pi}\,m_t^3\,|V_{tb}|^2\,(1-x)^2(1+2x). \tag{8}$$

При $x = 0$ формула (8) переходит в формулу (7). Поправка на массу M_W дает $\Gamma(t \to bW^+) = 1,56 \times |V_{tb}|^2$ ГэВ, что достаточно хорошо согласуется с грубой оценкой, приведенной Д.Перкинсом.

Задача. Если в конечном состоянии находятся две частицы с 4–импульсами $p_1 = (p_{1\,0}, \mathbf{p}_1)$ и $p_2 = (p_{2\,0}, \mathbf{p}_2)$, то элемент двухчастичного фазового объема определяется как

$$d\,\Phi_2 \;=\; (2\pi)^4\,\delta^4(P - p_1 - p_2)\,\frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi)^3 2p_{1\,0}}\,\frac{d\mathbf{p}_2}{(2\pi)^3 2p_{2\,0}},$$

где P–полный 4–импульс системы, $P^2 = s$. Проверить, что верны следующие выражения для двухчастичного фазоваго объема Φ_2 в случае

а) безмассовых частиц: $\Phi_2 \;=\; 1/8\pi$;

б) одной массивной (m), одной безмассовой частиц: $\Phi_2 \;=\; (s - m^2)/(8\pi\, s)$, если $\sqrt{s} \;>\; m$;

в) двух массивных частиц с массами m_1 и m_2: $\Phi_2 \;=\; \lambda^{1/2}(s, m_1^2, m_2^2)/(8\pi\, s)$, где $\lambda(a,b,c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc$, если $\sqrt{s} \;>\; m_1 + m_2$.

Автор благодарит Константина Томса за оказание технической помощи при подготовке иллюстраций к статье.

Н.Никитин

Список литературы

[1] А.И.Ахиезер, М.П.Рекало, "Биография элементарных частиц", К. "Наукова думка" (1983).

[2] В.С.Барашенков, "Кварки, протоны, Вселенная", М. "Знание" (1987).

[3] И.Ю.Кобзарев, Ю.И.Манин, "Элементарные частицы. Диалоги физика и математика", М. "ФАЗИС" (2000).

[4] С.Трейман, "Этот странный квантовый мир", М. "РХД" (2002).

[5] Ш.Л.Глэшоу, "Очарование физики", М. "РХД" (2002).

[6] Н.В.Никитин, "Студентам о новейших достижениях в физике элементарных частиц", http://www.pereplet.ru/nikitin/25.html#25 ("Русский переплет");
http://www.scientific.ru/doska/board.html (Scientific.ru);
http://phys.web.ru/db/msg.html?mid=1183944&s= (phys.web.ru).

[7] Г.Фрейзер, "Мелодрама под названием "Время искать Хиггс",
http://www.pereplet.ru/pops/nikitin/higgs/hwin.html ("Русский переплет");
http://phys.web.ru/db/msg.html?mid=1182437/ (phys.web.ru).

[8] Abe F., et al., Phys.Rev.Lett. **74**, 2626 (1995).

[9] Abachi S., et al., Phys.Rev.Lett. **74**, 2632 (1995).

[10] М.Б.Волошин, К.А.Тер–Мартиросян, "Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц", М. "Энергоатомиздат", 1984 г.