

# Самый тяжелый кварк

Э. Боос, Л. Дудко<sup>1</sup>, С. Слабоспицкий<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им.М.В.Ломоносова (НИИЯФ МГУ) 119991, г. Москва, Россия,

<sup>2</sup>Государственный научный центр Российской Федерации Институт физики высоких энергий (ГНЦ ИФВЭ) 142281, г. Протвино, Россия

## Введение

В 1964 г. Гелл-Манном и Цвейгом была предложена кварковая модель для объяснения накопившихся фактов в экспериментах на ускорителях и, частично, в экспериментах с космическими лучами по рождению большого количества (порядка 100) новых сильновзаимодействующих частиц, получивших название адроны. В то время для описания этих адронных состояний достаточно было ввести три новых фундаментальных объекта: кварки  $u$  (*up*),  $d$  (*down*) и  $s$  (*strange*). Например хорошо известные адроны протон и нейтрон, из которых состоят все окружающие нас атомные ядра, образуются из кварков следующих комбинаций:  $uud$  (протон),  $ddu$  (нейтрон). Для того чтобы правильно описывать спины и заряды наблюдаемых адронов, кварки должны иметь спин  $1/2$  и дробный электрический заряд в единицах заряда протона (заряд  $u$ -кварка  $2/3$ , заряд  $d$ - и  $s$ -кварков  $-1/3$ ). Соответственно массы  $u$ - и  $d$ -кварков ожидалось порядка  $1/3$  массы протона (300 МэВ), а масса  $s$ -кварка (примерно 500 МэВ) определялась измеренными массами  $K$ -мезонов.

Введение кварковой гипотезы было очередным шагом в установлении минимальных элементарных фундаментальных составляющих («кирпичиков мироздания»). Такой шаг на пути познания материи, направленный на нахождение наименьших и неделимых ее составляющих, восходит еще к древнегреческим философам, например к Демокриту. Дальнейшие экспериментальные открытия, в частности обнаружение в 1974 г. нового адрона, так называемой частицы  $J/\psi$  с массой 3,1 ГэВ, интерпретированы как связанное состояние нового кварка, названного  $c$  (*charm*) и соответствующего ему антикварка (см. работу [1], где подробно описана история и современный статус тяжелых кварков). Ранее существование этого кварка было предсказано теоретически для интерпретации данных по распадам заряженных и нейтральных  $K$ -мезонов. К этому времени были обнаружены и новые элементарные частицы другого класса, получившие название лептонов.

Кроме хорошо известных электрона и электронного нейтрино были обнаружены мюон и мюонное нейтрино. Лептоны не участвуют в сильных взаимодействиях, но подвержены электромагнитным взаимодействиям и участвуют в слабых радиоактивных распадах. Возникла замечательная симметрия существования двух поколений кварков ( $u, d$ ) ( $c, s$ ) и двух поколений лептонов ( $\nu_e, e$ ) ( $\nu_\mu, \mu$ ). Но такая симметрия оказалась нарушенной, когда в 1976 г. был обнаружен третий заряженный лептон,  $\tau$ -леп-

тон, а в 1977 г. в Фермилабе был найден новый мезон  $\Upsilon$  (Ипсилон) с массой порядка 10 ГэВ, который был интерпретирован как связанное состояние нового кварка  $b$  (*bottom*) и соответствующего ему антикварка. Дальнейшие эксперименты в DESY (Германия, Гамбург) и Cornell (США, Нью-Йорк) показали, что  $b$ -кварк обладает спином  $1/2$  и зарядом  $-1/3$  так же, как  $d$ - и  $s$ -кварки, при этом его масса оказалась порядка 5 ГэВ.

Если предположить, что найденные  $\tau$ -лептон и  $b$ -кварк принадлежат к новому, третьему, поколению, то для сохранения симметрии по аналогии с существующими парами ( $u, d$ ) ( $c, s$ ) и ( $\nu_e, e$ ) ( $\nu_\mu, \mu$ ) нужно было допустить, что существуют еще один кварк, аналогичный  $u$  и  $c$ , и еще одно нейтрино, аналогичное мюонному и электронному нейтрино. Обе эти частицы были обнаружены в дальнейших экспериментах.  $\tau$ -нейтрино было обнаружено в прямых наблюдениях в 2000 г. в распадах  $\tau$ -лептонов в эксперименте DONUT в Фермилабе (США, Чикаго). Предсказанный шестой кварк, получивший название  $t$ -кварка (*top*), был также обнаружен пятью годами раньше на коллайдере Теватрон в Фермилабе. К описанию этого выдающегося открытия и описанию уникальных свойств топ-кварка мы и переходим. Забегая вперед, отметим, что найденная масса топ-кварка (примерно 175 ГэВ) оказалась во много раз больше, чем массы более легких кварков –  $b, c, s, d, u$ .

В отличие от  $c$ - и  $b$ -кварков, масса  $t$ -кварка была довольно точно предсказана за несколько лет до его обнаружения. В 1992 г. в журнале "Phys. Lett. B" появилась заметка, касающаяся способов «извлечения» Стандартной Модели, т.е. ее структуры и параметров из теории суперструн. Хотя сама теория не была построена (как, впрочем, она не построена и поныне), но имелись соображения, что на больших расстояниях (по сравнению с планковской длиной  $10^{-33}$  см) уже общих черт теории суперструн достаточно для получения содержательных оценок, прямо связанных с экспериментально достижимыми возможностями. Так вот, в упомянутой заметке [4] было приведено значение массы  $t$ -кварка  $m_t = 175 - 180 \text{ ГэВ}/c^2$ .

В отличие от ситуации со всеми предыдущими кварками, не было найдено никаких новых адронов, для интерпретации которых необходимо было бы ввести новый топ-кварк. Обнаружение топ-кварка поставило перед физиками еще целый ряд проблем и загадок, таких например, как:

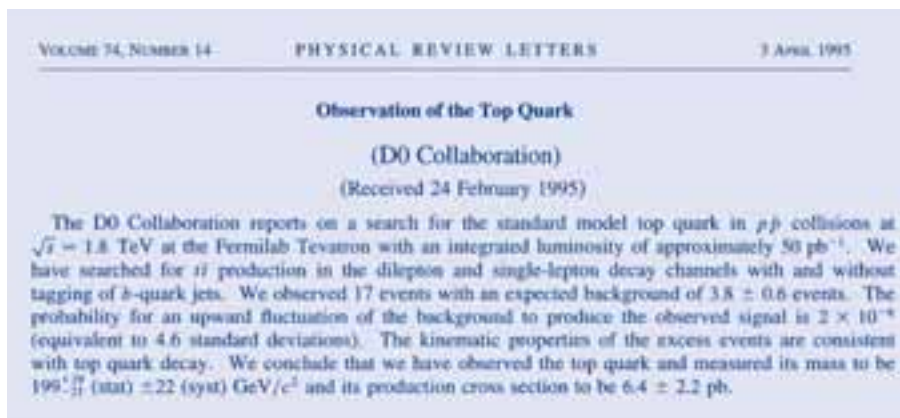
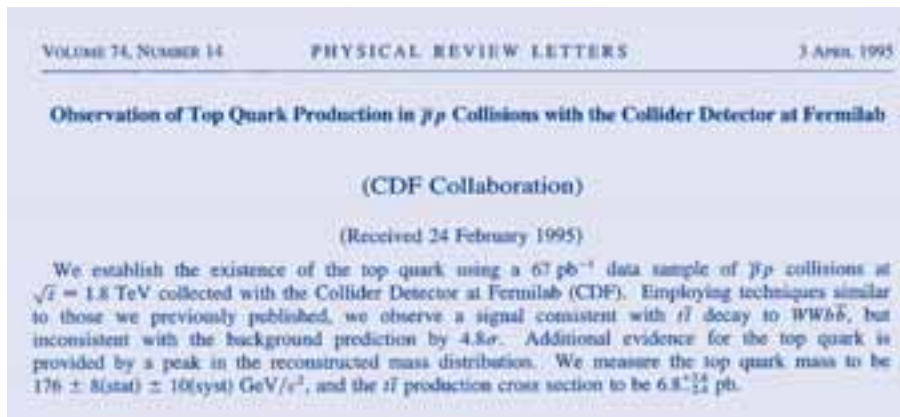
- ◆ Почему топ-кварк настолько тяжелее остальных кварков и лептонов, обнаруженных в природе?

- ◆ Какова причина того, что численное значение константы взаимодействия топ-кварка с бозоном Хиггса, которая называется юкавской константой топ-кварка, оказывается практически равным единице?
- ◆ Каким образом топ-кварк, обладая массой чуть меньше массы ядра золота или примерно в 175 раз больше массы атома водорода, тем не менее, является точечной частицей, т.е. его структура, если она и есть, не проявляется до расстояний порядка  $10^{-17}$  см? Отметим, что «объем»  $t$ -кварка примерно в 200 миллиардов раз меньше объема ядра атома золота.

Ответы на эти и некоторые другие вопросы на сегодня достоверно неизвестны. Хотя в разных моделях, выходящих за рамки СМ, делаются попытки найти ответы и понять выделенную роль топ-кварка среди всех известных частиц.

### 1. Открытие топ-кварка

Топ-кварк был открыт в 1995 г. практически одновременно двумя экспериментальными сотрудничествами (коллорабациями): CDF [2] и D0 [3] на коллайдере Tevatron («оригиналы» этих «объявлений» приведены ниже).



Интересно отметить, что ни в одной из двух публикаций нет ссылки на отмеченное выше теоретическое предсказание массы топ-кварка, сделанное в 1992 г.

Открытию топ-кварка на Теватроне предшествовал более чем двадцатилетний период напряженных поисков в экспериментах на различных коллайдерах. Одной из основных проблем в поиске топ-кварка было отсутствие каких бы то ни было априорных

указаний на возможную величину его массы. На электрон-позитронных коллайдерах PEP (SLAC, США, Калифорния) и PETRA (DESY) были проведены поиски новых адронных состояний с массами порядка 30 ГэВ, которые по аналогии с  $J/\Psi$ - и  $Y$ -частицами могли бы быть поняты как связанные состояния пары топ- и антитоп-кварков. При этом предполагалось, что топ-кварк в три раза тяжелее  $b$ -кварка в соответствии с соотношением между массами  $c$ - и  $s$ -кварков. Но эти поиски не увенчались успехом, и такие новые адронные состояния не были найдены.

Дальнейшие поиски продолжились в 80-е годы на протон-антипротонном коллайдере  $S\bar{p}pS$  (CERN, Швейцария, Женева). Энергия столкновения в системе центра масс коллайдера  $S\bar{p}pS$  была примерно 600 ГэВ. Такие большие энергии потенциально позволяли наблюдать новые частицы со значительно большими массами. На коллайдере  $S\bar{p}pS$  было сделано выдающееся открытие, отмеченное Нобелевской премией, по обнаружению  $W$ - и  $Z$ -бозонов – переносчиков слабых взаимодействий, с массами примерно 80 и 91 ГэВ соответственно. В случае, если бы масса топ-кварка была меньше половины массы  $Z$ -бозона, наблюдался бы распад  $Z$ -бозона в пару топ- и антитоп-кварков. Таких распадов обнаружено не было; также не были обнаружены распады  $W$ -бозонов в  $t$ - и  $b$ -кварки, что позволило передвинуть ограничение возможной массы топ-кварка практически до значения массы  $W$ -бозона минус масса  $b$ -кварка (примерно 75 ГэВ).

Атмосфера этих поисков была достаточно драматичной, иногда исследователям казалось, что они получали экспериментальные указания на существование топ-кварка, но впоследствии при большей экспериментальной статистике наблюдаемые указания оказывались статистически недостоверными. Дальнейшие прямые поиски были продолжены на коллайдере Tevatron, они позволили сначала существенно увеличить нижнюю границу на массу топ-кварка, а затем и обнаружить его, о чем речь пойдет ниже. Отметим, что к этому времени уже появились данные

с электрон-позитронных коллайдеров LEP (CERN) и SLD (SLAC) по точным измерениям масс  $W$ - и  $Z$ -бозонов, которые позволили определить возможный интервал масс топ-кварка с точностью порядка 20%. В дальнейшем мы объясним более подробно, как это было сделано.

Как же проводился поиск топ-кварка? Согласно представлениям Стандартной модели, топ-кварк, как  $W$ - и  $Z$ -бозоны, является очень короткоживу-

щим состоянием. Ниже мы специально остановимся на конкретных численных предсказаниях для времени жизни и ширины распада топ-кварка. Отметим, что топ-кварк распадается практически в том же месте, где и рождается, не успевая провзаимодействовать с другими кварками и образовать какие-то связанные адронные состояния. На что же распадается топ-кварк? Согласно структуре взаимодействий топ-кварка, которая диктуется принципами построения СМ, топ-кварк распадается практически только на  $W$ -бозон и  $b$ -кварк. Заметим, что уже в этом месте проявляется значительное отличие топ-кварка от других кварков и лептонов, хотя сама структура его взаимодействий в СМ такая же, как и для других фермионов. Различия возникают из-за того, что топ-кварк существенно тяжелее, чем  $W$ -бозон. Поэтому его распад происходит в реальный  $W$ -бозон, который затем резонансно распадается на возможные пары легких кварков и лептонов. Все же остальные кварки и лептоны существенно легче  $W$ -бозона, поэтому их распад происходит через глубоко виртуальное состояние  $W$ -бозона. Как следствие, ширины распада других кварков и лептонов оказываются существенно меньше, а, соответственно, время жизни существенно больше времени жизни топ-кварка.

Топ-кварк распадается по следующим каналам, которые задаются всеми возможными способами (модами) распада  $W$ -бозона:

$$t \rightarrow b, W^\pm \rightarrow b, \begin{cases} e^+, \nu_e & 11\% \\ \mu^+, \nu_\mu & 11\% \\ \tau, \nu_\tau & 11\% \\ u, d & 33\% \\ c, \bar{s} & 33\% \end{cases} \quad (1)$$

Три первые моды, содержащие лептоны, называются лептонными модами распада топ-кварка, соответственно две последние – кварковыми модами распада. Легкие кварки, рождающиеся с достаточно большими энергиями и поперечными импульсами, не разлетаются сами по себе, а подхватываются из вакуума подходящие кварки, антикварки и глюоны и образуют совокупность адронов, летящих близко к исходному направлению родившегося кварка. Эти совокупности частиц, летящих в близком направлении, называются струями (*jet*) и регистрируются детектором. Электроны и мюоны регистрируются в детекторе непосредственно. Нейтрино, в силу его чрезвычайно слабого взаимодействия с веществом детектора, не регистрируется прямо, однако приводит к наличию дисбаланса импульса или, как говорят, к потерянным импульсам в продольных и поперечных направлениях.

Продольный потерянный импульс невозможно зарегистрировать в столкновениях адронов, поскольку исходный продольный импульс сталкивающихся протонов распределен между различными кварками и глюонами, их образующими и называемыми партонами. Во взаимодействии участвуют только определенные партоны, другие же просто

уносят части продольных импульсов. Эти партоны, участвующие во взаимодействии, называются «наблюдателями». Из-за невозможности измерить импульс партонов-наблюдателей невозможно установить и потерянный продольный импульс, обусловленный рожденным нейтрино. А вот поперечный импульс в исходном столкновении адронов практически равен нулю. Поэтому рождающееся нейтрино приводит к такой характерной черте выделяемых событий, как суммарный потерянный поперечный импульс.

Топ-кварк регистрируется по продуктам его распада, которые дают одну струю, происходящую от  $b$ -кварка (ее называют *b-jet*) и в зависимости от моды распада  $W$ -бозона, либо еще две струи от легких кварков (*light jets*), либо лептон и недостающий поперечный импульс от нейтрино. Для того чтобы понять, какие события необходимо искать и анализировать, чтобы выделить сигнал от топ-кварка, необходимо рассмотреть вопрос о каналах или о процессах его образования. Наглядно такие процессы представляются с помощью диаграмм Фейнмана, в которых начальным и конечным линиям соответствуют участвующие в процессе частицы. Внутренним линиям соответствуют виртуальные частицы, а вершины описывают взаимодействия этих частиц. При этом начальные частицы принято изображать в левой части, а конечные – в правой части диаграммы.

Топ-кварк в адронных столкновениях рождается либо парно, когда вместе с топ-кварком рождается соответствующая ему античастица (анти топ-кварк), либо одиночно, когда рождение топ-кварка сопровождают другие частицы. Наиболее характерные диаграммы Фейнмана для парного и одиночного рождений топ-кварков показаны на рис. 1 и 2.

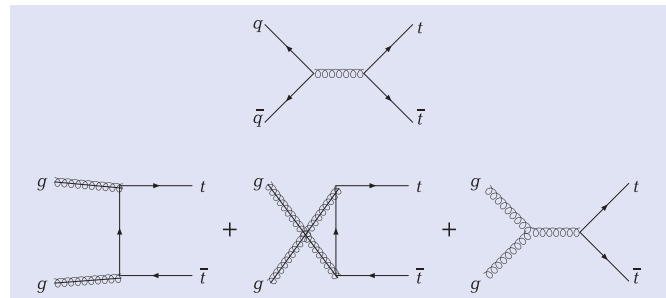


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, описывающие рождение пары топ- и анти топ-кварков.

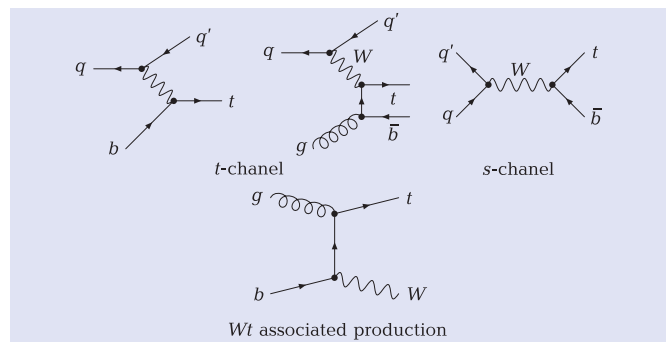


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана, описывающие одиночное рождение топ-кварков.



Как видно из рис. 1, парное рождение происходит либо в столкновении пары легких кварка и антикварка с обменом виртуальным глюоном, либо в столкновении двух глюонов из двух сталкивающихся адронов. Таким образом, этот процесс обусловлен сильными взаимодействиями. Поэтому он является более вероятным по сравнению с процессами одиночного рождения, которые происходят за счет электрослабого взаимодействия с  $W$ -бозоном.

Именно в процессах рождения пары  $t\bar{t}$  и был открыт топ-кварк в Фермилабе. Какие же характерные события отбирались для поиска топ-кварка? Это схематически показано на рис. 3.

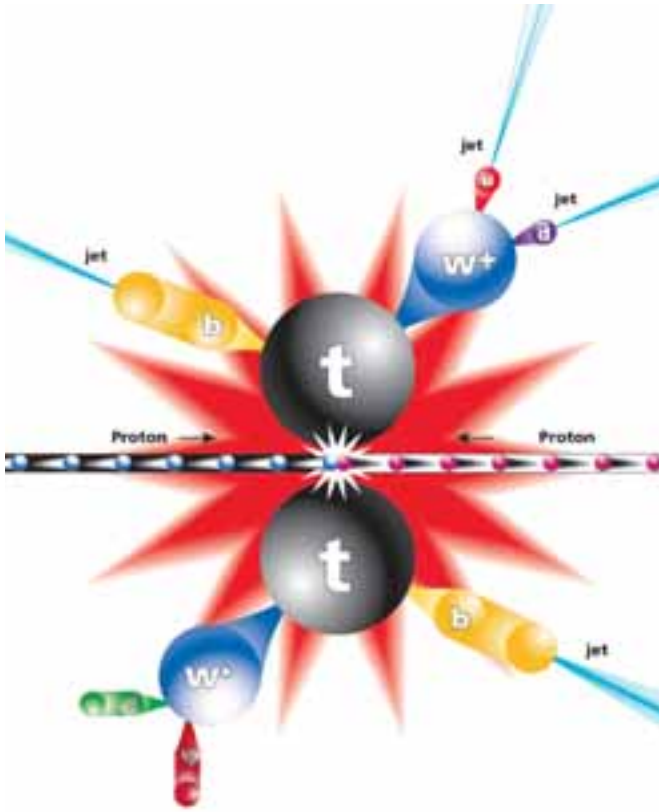


Рис. 3.

Из приведенного рисунка и обсуждения выше видны следующие характерные признаки, по которым отбирались события:

- 1) два  $b$ -кварка от распада топ-кварка  $t$  и анти-топ-кварка ( $\bar{t}$ ), два легких кварка и антикварка от распада одного из  $W$ -бозонов, лептона и нейтрино от распада другого  $W$ -бозона. Этому соответствуют события, в которых регистрируются  $2\ b\text{-jets}$ ,  $2\ \text{light jets}$ , заряженный лептон и потерянный поперечный импульс. Этот тип событий, или, как принято говорить, сигнатура событий, называется полулептонной сигнатурой;
- 2) два  $b$ -кварка от распада  $t$  и ( $\bar{t}$ ) и четыре легких кварка от распада  $W$  образуют так называемую адронную сигнатуру событий –  $2\ b\text{-jets}$  и  $2\ \text{light jets}$ ;
- 3) два  $b$ -кварка от распада  $t$  и ( $\bar{t}$ ), два заряженных лептона и два нейтрино от распада  $W$ -бозонов дают так называемую двухлептонную сигнатуру  $2\ b\text{-jets}$ , 2 заряженных лептона и потерянный поперечный импульс.

Первое обнаружение топ-кварка было сделано на основе наблюдения событий с полулептонной сигнатурой (сигнатура – характерное конечное состояние). Основная проблема с обнаружением топ-кварка не только в том, что вероятность такого процесса не столь велика по сравнению с другими реакциями, идущими за счет сильных взаимодействий. Главная сложность состояла в существовании большого числа так называемых фоновых процессов, которые ведут к сигнатурам событий схожих с сигнальными и, как правило, имеют значительно большие вероятности. Для обнаружения сигнала полулептонная сигнатура оказалась оптимальной, так как с одной стороны, сигнальный процесс в этой сигнатуре обладает достаточно большой вероятностью, а с другой стороны, наилучшим оказывается соотношение величины сигнала к суммарной величине фона.

За время работы коллайдера Теватрон при энергии сталкивающихся протонов и антипротонов 1,8 ТэВ (этот период работы Теватрона называется первым сеансом) было получено около 500 событий, что полностью соответствовало ожидаемым вероятностям для этого процесса. Эти вероятности образования пары топ-кварков были посчитаны в рамках Квантовой хромодинамики (КХД), которая является частью СМ, описывающей сильные взаимодействия. Вероятность полулептонной моды также вычисляется теоретически и составляет примерно 45%, что тоже подтвердилось в измерениях. Таким образом, в сеансе-I было зарегистрировано около 220 событий в полулептонной моде в каждом из двух экспериментов CDF и D0. В сеансе-II, когда коллайдер Теватрон начал работать на энергии 1,96 ТэВ с существенно увеличенным числом сталкивающихся протонов и антипротонов, парное рождение топ-кварка было надежно зарегистрировано во всех вышеупомянутых сигнатурах: полулептонной, адронной и лептонной. Увеличенное количество событий, т.е. уже статистика позволила провести существенно более точные измерения характеристик топ-кварка.

Как уже упоминалось, топ-кварк может рождаться и одиночным образом, как показано на рис. 2. Основной отличительной чертой одиночного рождения топ-кварка от его парного рождения на адронных коллайдерах Теватрон и ЛHC является то, что он образуется во взаимодействиях с переносчиком электрослабых взаимодействий  $W$ -бозоном. Поэтому такой механизм рождения называется электрослабым механизмом, а вероятность его протекания оказывается меньше, чем у процесса парного рождения. Однако эффективная энергия столкновения партонов для рождения одного топ-кварка существенно меньше, чем для рождения пары топ и анти-топ-кварков. По этой причине различие в вероятностях протекания процессов сильного рождения пары и электрослабого одиночного рождения не столь велико, как можно было бы наивно полагать. На обоих коллайдерах Теватрон и ЛHC вероятность электрослабого одиночного рождения топ-кварка составляет примерно 40% от вероят-

ности сильного рождения пары  $t$  и  $(\bar{t})$ . В первом сеансе работы коллайдера Теватрон одиночный топ-кварк открыт не был. Основная причина этого – существенно более сложные фоновые условия по сравнению с парным рождением.

Отметим, что для выделения сигнальных событий из фоновых применялись различные методы. Все они используют предварительное численное моделирование событий и построение распределений по различным кинематическим переменным детектируемых частиц (энергия, импульс, угол вылета и т.п.). В традиционной технике предполагается, что сигнальные и фоновые события сосредоточены в разных областях переменных. И, применяя кинематические обрезания (т.е. выделяя различные области переменных), возможно существенным образом подавить относительный вклад фоновых событий. Однако практически всегда сигнал и фон имеют похожие распределения. В этом случае приходится применять более «изошренные» методы. Например, в методе «матричных элементов» для каждого события вычисляется вероятность того, что частицы из данного конечного состояния (с измеренными энергиями и углами) могли образоваться в результате сигнального или фонового процессов. В методе «нейронных сетей» для смоделированных сигнальных и фоновых событий вычисляются различные весовые функции, зависящие от кинематики конечных частиц. Каждому событию приписывается дискретный вес (например, единица для сигнала). Тем самым проводится так называемое «обучение» (или «тренировка») нейронной сети. Для двух последних методов очень важным является хорошее (т.е. правильное) знание модели (матричных элементов) для описания сигнала и фона.

Именно комбинация этих различных техник и позволила выделить сигнал от рождения одиночного топ-кварков во втором сеансе (сеансе-II), когда суммарное количество событий (набранная статистика) было увеличено в 10 раз по сравнению с сеансом-I. Коллайдер LHC открывает новые перспективы в изучении процесса одиночного рождения топ-кварка.

## 2. Основные измерения свойств топ-кварка

### 2.1. Масса топ-кварка

Как было отмечено выше, топ-кварк был открыт в процессе парного рождения на коллайдере Теватрон. Во втором сеансе было обнаружено и одиночное рождение. Существенно большая набранная статистика позволила сделать ряд измерений свойств топ-кварка. Прежде всего, это более точные измерения массы топ-кварка. Последние данные по измерению массы дают величину массы топ-кварка  $171.4 \pm 1.2(stat) \pm 1.8(syst)$ . Проблема столь большой величины массы топ-кварка уже отмечалась выше. Отметим, что в СМ массы всех частиц образуются за счет взаимодействия с конденсатом скалярного поля Хиггса. При этом взаи-

модействие топ-кварка, как и любого другого фермиона ( $f$ ) СМ, с полем Хиггса представляет собой взаимодействие типа Юкавы вида  $\Lambda_f = \bar{f}fH$  с кон-

стантой  $\Lambda_f = \frac{m_f}{v/\sqrt{2}}$ , где  $v$  – величина вакуумного

среднего порядка 230 ГэВ, задаваемого независимыми измерениями масс  $W$ - и  $Z$ -бозонов<sup>1</sup>. Принимая во внимание, что масса  $t$  составляет примерно 171 ГэВ, получаем для  $\Lambda_t$  величину, близкую к единице. В настоящее время бозон Хиггса не открыт экспериментально. Соответственно, не понят и механизм спонтанного нарушения симметрии. Близость измеренного значения массы топ-кварка и величины вакуумного среднего  $v/\sqrt{2}$  позволяет многим специалистам полагать, что именно изучение свойств и взаимодействий топ-кварка, или, как говорят, изучение сектора топ-кварка СМ, позволит пролить свет на проблему образования масс.

В дополнение, обратим внимание еще на одно обстоятельство, для которого большое значение массы топ-кварка оказалось крайне важным. Речь идет о суперсимметричных (SUSY) моделях, которые являются одними из вероятных кандидатов в реализуемую в природе модель за рамками СМ. В SUSY моделях существует не один, а несколько бозонов Хиггса. Например, в минимальном суперсимметричном расширении СМ, называемом MSSM, существуют пять бозонов Хиггса. Масса наиболее легкого нейтрального бозона Хиггса в них не должна превышать величину массы  $Z$ -бозона. Такие легкие массы бозона Хиггса уже исключены экспериментально. Эти ограничения закрывали бы многие популярные варианты SUSY моделей, в частности MSSM. Однако в СМ (как и в любой квантовой теории поля) частицы распространяются в окружении «облака» виртуальных частиц. (Некоторая аналогия существует с электромагнитным полем, порождаемым заряженной частицей.) Частица в результате взаимодействия с таким «облаком» изменяет свою наблюдаемую массу (так называемые петлевые вклады). В случае бозона Хиггса поправка в его массу за счет топ-кварка и его суперпартнера стоп-кварка пропорциональна массе топ-кварка в 4-ой степени ( $m_t^4$ ). Поскольку масса топ-кварка велика, эта поправка оказывается большой и отодвигает границу допустимых масс легчайшего бозона Хиггса, которая вместо  $m_z$  становится примерно ~135–140 ГэВ. Эта область масс бозонов Хиггса не закрыта экспериментально, и, следовательно, SUSY модели также экспериментально не закрыты. Возвращаясь к измеренному значению массы топ-кварка, важно отметить небольшую величину ошибки этого измерения.

На рис. 4 показана область экспериментально допустимых значений масс топ-кварка и  $W$ -бозона с учетом точности их измерений. На рисунке показана зависимость массы  $W$  как функции массы топ-кварка при различных значениях массы Хиггса. Вид-

<sup>1</sup> С учетом связи массы  $W$ -бозона и хорошо известной константы Ферми ( $G_F$ ) юкавская константа  $\Lambda_f$  может быть переписана в виде  $\Lambda_f = 2^{3/4} G_F^{1/2} m_f$ .

но, что кривая, соответствующая бозону Хиггса с небольшой массой порядка 100 ГэВ, ближе к области измеренных значений масс топ-кварка и  $W$ -бозона. Соответственно, существование такого бозона Хиггса более вероятно. Тяжелые же бозоны Хиггса с массой порядка 1ТэВ практически уже исключены.

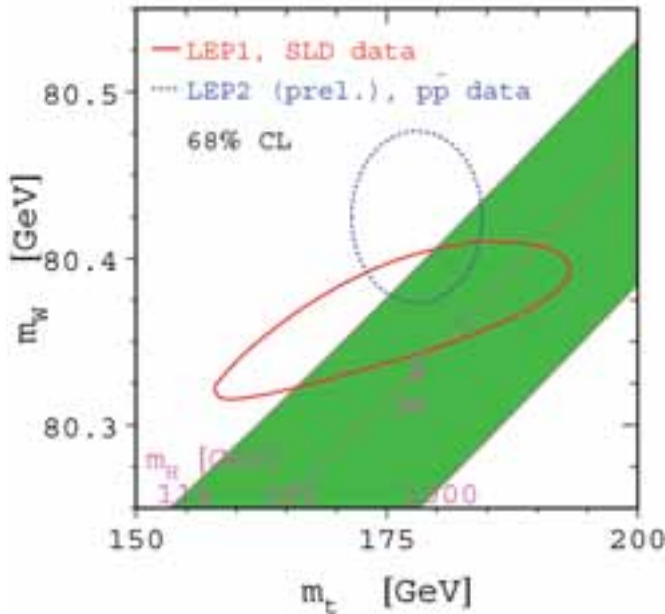


Рис. 4.

Отметим, что анализ зависимостей поправок к массам  $W$ - и  $Z$ -бозонов от массы топ-кварка позволил получить информацию о предпочтительных значениях массы топ-кварка еще до того, как он был открыт в прямых экспериментах на Теватроне. Это было сделано с использованием данных коллайдеров LEP и SLD, когда ошибка в измерении массы, например  $W$ -бозона ( $\Delta M_W^{exp}$ ), сравнивалась с теоретическим сдвигом массы, пропорциональным квадрату массы топ-кварка –  $\Delta M_W^{thear}(M_{top})$ . Требование того, чтобы теоретический сдвиг не превышал нескольких (типично трех) ошибок эксперимента  $M_W^{thear}(M_{top}) < 3\Delta M_W^{exp}$ , накладывало ограничения на возможные массы топ-кварка в интервале  $\sim 20\%$  вокруг значения 178 ГэВ. Отметим еще раз, что этот анализ был сделан до прямого измерения массы топ-кварка и, как видно, оказался в прекрасном согласии с этими и последующими измерениями. Сам этот факт стал одним из подтверждений того, насколько серьезной квантовой теорией, а не просто эффективной моделью, является СМ.

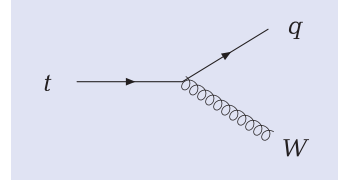
### 2.2 Ширина или время жизни топ-кварка

Выше отмечалось, что топ-кварк не стабилен и быстро распадается по различным модам. Топ-кварк был зарегистрирован по продуктам своего распада. Теперь мы рассмотрим подробнее нестабильность топ-кварка, которая характеризуется временем жизни или полной шириной распада<sup>2</sup>.

Как и для любой другой нестабильной частицы или состояния в квантовой физике, время жизни и ширина распада обратно пропорциональны друг другу

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} \text{ в системе единиц } \hbar=c=1, \text{ которая исполь-}$$

зуется в физике высоких энергий<sup>3</sup>. Согласно СМ, топ-кварк распадается практически только на  $W$ -бозон и  $b$ -кварк. Ширина этого распада легко рассчитывается в соответствии с диаграммой Фейнмана, соответствующей распаду на реальный  $b$ -кварк и  $W$ -бозон:



Если подставить в выражение для ширины топ-кварка измеренные значения масс  $t$ -кварка и  $W$ -бозона (171 и 80 ГэВ) и хорошо известное значение константы Ферми  $G_F=10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ , то для полной ширины распада топ-кварка мы получим  $\Gamma_{tot}^{top} \approx 1.6 \text{ ГэВ}$ .

Что означает эта цифра, много это или мало? С одной стороны, ширина топ-кварка более чем в 100 раз меньше его массы, в этом смысле топ-кварк – узкий резонанс. Более того, он настолько узкий, что полная ширина не может быть прямо измерена в экспериментах на адронных коллайдерах. С другой стороны, ширина топ-кварка настолько велика, что его время жизни оказывается очень ма-

леньким, примерно  $\tau_{top} = \frac{1}{\Gamma_{tot}} \approx 4 \times 10^{-25} \text{ сек}$ . Это

время жизни топ-кварка столь мало, что даже если бы топ-кварк двигался со скоростью света  $3 \times 10^{10} \text{ см/сек}$ , он успел бы удалиться от точки своего рождения на расстояние  $\sim 10^{-14} \text{ см}$ , которое намного меньше разрешения любого детектора. Поэтому, как отмечалось выше, топ-кварк распадается практически в той же точке, где и рождается.

Очень важно сравнить время жизни топ-кварка с характерным временем образования адронов за счет сильных взаимодействий. За счет этих взаимодействий все остальные цветные кварки подхватывают из вакуума другие кварки и антикварки, образуя бесцветные связанные состояния – адроны. Только в случае с топ-кварком это не так, хотя он имеет цвет и испытывает те же сильные взаимодействия, что и другие кварки. Причина состоит в том, что типичное время образования бесцветных состояний оценивается как  $\tau_{hadron} \approx 1/\Lambda_{QCD}$ , где  $\Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ МэВ}$  – размерный параметр квантовой хромодинамики. Это время составляет  $\tau_{hadron} \approx 3 \times 10^{-24} \text{ сек}$ . Таким образом, время жизни топ-кварка  $\tau_{top}$  примерно на порядок (в 10 раз)

<sup>2</sup> Обычно ширина резонанса измеряется на половине высоты распределения по инвариантной массе продуктов его распада. В случае топ-кварка неточности в измерении энергии струй и лептонов не позволяют извлечь ширину таким образом.

<sup>3</sup> В системе единиц  $\hbar=c$  полезно запомнить несколько приближенных соотношений, в частности,  $1/\text{ГэВ} = 2 \times 10^{-14} \text{ см}$ , где  $\text{ГэВ} = 10^9 \text{ эВ}$ . Как известно, 1 эВ – это энергия, которую приобретает частица с единичным зарядом (электрон) при прохождении разницы потенциалов в 1 Вольт.



меньше времени образования бесцветных связанных состояний. Это означает что топ-кварк успева-ет распасться задолго до того, как он смог бы обра-зовать адроны. Адроны образуют продукты распада топ-кварка, а вот адронов, содержащих топ-кварк, в природе быть не может. По этой причине изуче-ние топ-кварка позволяет более аккуратно иссле-довать структуру его взаимодействий, поскольку в них не участвуют эффекты образования адронов, или, как говорят, эффекты адронизации, которые вносили бы в рассмотрение существенную неопре-деленность. Это еще одна из причин, почему столь важно изучать сектор топ-кварка на коллайдерах, в особенности на коллайдере LHC. Здесь можно бу-дет получить наиболее чистую информацию о структуре взаимодействий и, соответственно, об-наружить какие-либо отклонения от предсказаний СМ, если таковые существуют в природе.

### 2.3 Электрический заряд, спин, цвет и сла-бый изотопический спин топ-кварка

В этом разделе речь пойдет о квантовых числах топ-кварка. Все эти квантовые числа задаются СМ и связаны с симметриями СМ по отношению к тем или иным преобразованиям.

1. Электрический заряд топ-кварка такой же, как и у двух других верхних кварков и у первого ( $u$ ) и второго ( $c$ ) поколений, и равен  $+2/3$  в единицах электрического заряда протона. Пока точности сов-ременных экспериментов не хватает для того, что-бы прямо измерить этот заряд. Это можно будет сделать в процессах рождения топ-кварка с излу-чением дополнительного фотона. Однако большие фоны, когда фотон излучается не непосредственно топ-кварком (это излучение пропорционально квадрату его заряда), а продуктами его распада, существенно затрудняют выделение событий нуж-ного класса. С другой стороны, если бы электри-ческий заряд топ-кварка отличался бы от  $+2/3$ , это привело бы к самым серьезным проблемам в струк-туре взаимодействий СМ, в частности, последова-тельное вычисление радиационных поправок в СМ с участием топ-кварка стало бы невозможным.

2. Топ-кварк – это фермион, и как и все другие фермионы (кварки и лептоны), он обладает спином  $1/2$ . Напомним, что спин, который очень условно можно понимать как внутренний момент импульса частицы, характеризует поведение частицы при преобразованиях Лоренца пространства и време-ни. В случае с топ-кварком не существует таких прямых способов измерения спина, как хорошо из-вестный опыт по измерению спина электрона по его поведению в магнитных полях. Однако, если бы спин топ-кварка был отличен от  $1/2$ , то с теорети-ческой точки зрения, это тоже привело бы к рассог-ласованию СМ, а экспериментально привело бы к другим угловым распределениям продуктов рас-пада топ-кварка и величине вероятности его обра-

зования. Тем не менее, вопрос об измерении спина топ-кварка пока остается открытым. На LHC и в дальнейшем на линейном электрон-позитронном коллайдере ILC можно будет пытаться измерить оп-ределяемый спином магнитный момент топ-кварка.

3. Как и все остальные кварки, топ-кварк участ-вует в сильных взаимодействиях за счет специфич-еских сил, обусловленных переносчиками взаимо-действий – глюонами. Как и все остальные кварки, топ-кварк может находиться в трех различных сос-тояниях. Эти состояния принято характеризовать специальным квантовым числом – «цветом» (впер-вые понятие цвета было введено в работе [5]).

Заметим, что в отличие от кварков, имеющих три цвета, глюоны могут находиться в 8 цветовых сос-тояниях, и описывающие их волновые функции являются октетами по цвету. Цветовая структура легких кварков и глюонов хорошо установлена по многочисленным экспериментам с рождением струй на коллайдерах в  $(e^+, e^-)$ ,  $p, \bar{p}$ -столкновениях. Топ-кварк, наблюдавшийся только в  $\bar{p}$ -столкнове-ниях на коллайдере Теватрон, не образует адронов и не дает непосредственно струй, как было отмече-но выше. Однако он распадается в  $b$ -кварк и  $W$ -бозон, поэтому, в силу закона сохранения цвета, он должен быть тем же цветным объектом, что и  $b$ -кварк, т.е. быть также триплетом по цвету. Кроме того, если бы цветовая структура топ-кварка была другой, например такой же, как у глюона, то вероят-ности его рождения существенно отличались бы от тех, что уже измерены на коллайдере Теватрон.

4. Слабый изотопический спин частицы харак-теризует поведение частицы при поворотах в еще одном, мысленном пространстве, или, как принято говорить, в пространстве внутренних симметрий. Это внутреннее пространство, о котором пойдет речь, называется пространством слабого изоспина. Оно было введено в СМ по аналогии с простран-ством изотопического спина, которое в свое время ввел Гейзенберг, предположив что протон и нейтрон являются двумя состояниями одной частицы с раз-ными значениями проекции нового спина-изоспина. Как известно, в природе не сохраняется лево-правая симметрия. Для описания этого в СМ для каждого кварка и лептона по-разному вводятся ле-вые и правые кварки и лептоны<sup>4</sup>. Левые компонен-ты кварков из одного поколения ( $u, d$ ) так же, как и протон и нейтрон в теории Гейзенберга, объеди-няются в один объект из двух состояний, называе-мый дублетом. Таким образом, левые компоненты обладают слабым изотопическим спином  $1/2$  с про-екцией на любую ось квантования в этом новом слабом изотопическом пространстве  $\pm 1/2$ , что за-писывается в виде столбцов из двух компонент, которые для кварков имеют следующий вид:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \quad . \quad (2)$$

<sup>4</sup> Левые фермионы – это такие фермионы, у которых проекция спина на направление импульса их движения противоположна этому направлению, а у правых фермионов, наоборот, совпадает с этим направлением.

Правые же компоненты кварков и лептонов в SM предполагаются скалярами по слабому изотопическому спину, т.е. они не преобразуются при поворотах в этом пространстве, что обозначается соответственно

$$u_R, d_R, c_R, t_R, b_R. \quad (3)$$

Самое главное, это предположение SM, которое было сделано в соответствии с экспериментами по слабым распадам, восходящими к Энрико Ферми, что только левые фермионы взаимодействуют с заряженными  $W^\pm$ -бозонами. Именно этим в SM описывается нарушение лево-правой симметрии в природе. Такая структура слабых взаимодействий с  $W$ -бозоном, которая называется ( $V-A$ ), блестящее подтверждается в экспериментах.

Возвращаясь к топ-кварку, поставим вопрос, каким образом можно экспериментально проверить свойства топ-кварка по отношению к слабому изотопическому спину. Для ответа на этот вопрос необходимо детально изучить структуру взаимодействий топ-кварка, т.е. то, каким образом он взаимодействует с электрослабыми  $W$ - и  $Z$ -бозонами. Изучение этих взаимодействий топ-кварка началось на коллайдере Tevatron и будет продолжено на LHC. При этом возникают много нерешенных вопросов, и LHC должен помочь найти ответ на некоторые из них. Самая главная проблема – имеет ли топ-кварк такие взаимодействия, как предсказывает SM, или существуют какие-то новые взаимодействия, приводящие к отклонению от предсказаний SM. Особую роль в поисках ответов на эти вопросы будут играть изучение на LHC деталей распада топ-кварка в парном рождении и детальное исследование процесса его одиночного рождения.

### 3. Матрица смешивания Кабиббо-Кобаяши-Москава и параметр $V_{tb}$

В любой квантовой теории состояния с одинаковыми квантовыми числами могут (должны) находиться в различных линейных комбинациях, или, другими словами, смешиваться, если нет каких-либо симметрий, запрещающих такое смешивание. При этом в природе наблюдаются такие комбинации смешанных состояний, которые являются состояниями с определенной массой. Именно так происходит и в кварковом секторе SM<sup>5</sup>.

Как мы уже обсуждали, левые компоненты верхних и нижних кварков образуют спиноры в пространстве слабого изотопического спина для всех трех поколений. В свое время по распадам заряженных  $K$ -мезонов Кабиббо заметил, что распады существенно лучше описываются, если  $d$ -кварк вступает во взаимодействие в линейной комбинации с  $s$ -кварком:  $d_\Theta = d \cdot \cos\Theta + s \cdot \sin\Theta$ , где  $\cos\Theta = 0.9736 \pm 0.0010$ . Смешивание Кабиббо помогло в описании распадов заряженных  $K$ -мезонов. Однако это привело к резкому противоречию с данными по распадам нейтральных  $K$ -мезонов за счет так называемых нейтральных токов. Такое взаимодействие приводит к распаду  $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  с вероятностями, которые

не наблюдались экспериментально. Эта проблема была решена путем введения нового «верхнего» кварка второго поколения –  $c$ -кварка, который образует слабый дублет с  $s$ -кварком.

С открытием  $b$ -кварка – нижнего кварка третьего поколения, идеи смешивания были обобщены на случай трех поколений, что, в свою очередь, вызвало необходимость ввести шестой кварк (топ-кварк – верхний кварк третьего поколения). Коэффициенты в линейных комбинациях (смешивание) всех 6 кварков принято объединять в матрицу  $3 \times 3$ . Эта матрица  $V$  содержит только элементы перехода между кварками с изменением заряда.

Элементы матрицы входят как константы во взаимодействия заряженных кварков с  $W$ -бозонами. Так, например, взаимодействие топ-кварка,  $b$ -кварка и  $W$ -бозона пропорционально матричному элементу  $V_{tb}$ . В рамках предположений SM о наличии только трех поколений кварков в природе матричный элемент  $V_{tb}$  оказывается близким к единице. Это следует из результатов измерений других элементов матрицы  $V$  и условия унитарности ( $(VV^\dagger) = 1$ , т.е. матрица переходит сама в себя при комплексном сопряжении, транспонировании и взятии обратной матрицы), которое накладывает условие связи между элементами. Полученное из этих условий значение  $V_{tb}$  примерно равно 0,999.

Однако такое значение получено в предположении справедливости SM с тремя поколениями. Если же от этого предположения отказаться, то значение  $V_{tb}$  оказывается практически неопределенным. Например, если существует четвертое поколение кварков, то условие унитарности соответствующей матрицы смешивания  $4 \times 4$  практически не накладывает ограничений на величину  $V_{tb}$ . С этой точки зрения, важными являются прямые измерения параметра  $V_{tb}$ . Первое прямое измерение было сделано при наблюдении рождения одиночного топ-кварка на коллайдере Tevatron. Вероятность рождения одиночного топ-кварка прямо пропорциональна  $V_{tb}^2$ , но в силу малой статистики первое измерение позволило получить лишь очень приблизительную информацию о значении  $V_{tb}$  ( $V_{tb} > 0,68$ ).

На коллайдере LHC ожидается набрать примерно на три порядка больше событий с одиночным рождением топ-кварка. Это позволит прямо измерить параметр смешивания  $V_{tb}$  с точностью порядка 8–9%, что будет важнейшим результатом LHC, дающим возможность проверить экспериментально выполнение гипотезы SM о существовании только трех поколений кварков.

### 4. Перспективы изучения физики топ-кварка на LHC

Коллайдер LHC открывает широкие перспективы по исследованию физики топ-кварка. Задачи, связанные с топ-кварком, включают в себя:

- ◆ прецизионные измерения массы топ-кварка;
- ◆ измерение вероятностей (сечений) парного и одиночного рождений топ-кварков и сопос-

<sup>5</sup> Недавние экспериментальные данные по осцилляции нейтрино показали, что смешивание существует и в лептонном секторе.



тавление результатов с теоретическими предсказаниями;

- ◆ измерение относительных вероятностей распада топ-кварка по разным модам и сравнение с предсказаниями СМ;
- ◆ измерение спиновых корреляций в парном и одиночном рождениях топ-кварка;
- ◆ измерение параметра  $V_{tb}$  и структуры взаимодействия топ-кварка с  $W$ -бозоном;
- ◆ измерение формы распределений кинематических переменных продуктов распада топ-кварка и сравнение с теоретическими расчетами;
- ◆ измерение константы связи Юкава в процессе совместного рождения бозона Хиггса и пары топ-кварков  $t, \bar{t}, H$ ;
- ◆ исследование отклонений от предсказаний СМ и поиск эффектов за рамками СМ, в частности:
  - ◇ поиск нейтральных  $s$ -канальных резонансов, распадающихся в пару  $t\bar{t}$ -кварков, и поиск заряженных  $s$ -канальных резонансов, распадающихся в пару  $t\bar{b}$ -кварков;
  - ◇ измерение аномальных констант связи в вершине  $W_{tb}$  в экспериментах с одиночным рождением топ-кварков;
  - ◇ поиск суперсимметричных партнеров топ- и  $b$ -кварков («стоп» и «сботтом»);
  - ◇ поиск нейтральных токов с изменением аромата кварков в процессах с участием топ-кварка.

### Заключение

В короткой статье невозможно охватить все аспекты исследований на коллайдере LHC, связанные с одной из самых интересных частиц, – топ-кварком – самой тяжелой обнаруженной частицей СМ. Более подробно с физикой топ-кварка можно ознакомиться в обзорах [6], [7].

Следует отметить, что изучение топ-кварка и решение различных связанных с этим проблем требуют создания новых теоретических и экспериментальных методов. Со стороны теории, помимо выработки новых реалистичных моделей необходимо провести расчеты вероятностей сигнальных

процессов, разработать методы детального моделирования таких процессов, провести новые вычисления и моделирование сложных фоновых процессов с включением необходимых сильных и электрослабых петлевых поправок.

С точки зрения экспериментальных исследований, когда речь идет о выделении малых сигналов из многократно превосходящих их фонов, то тут нужны новые эффективные методы, такие как, например, развитые при поиске одиночного топ-кварка на коллайдере Tevatron многомерные кинематические методы типа метода оптимальных нейронных сетей, метода «деревьев решений» и других.

В заключение авторы выражают благодарность А.М. Зайцеву за предложение написать данную работу и многочисленны ее обсуждения. Мы также выражаем благодарность В.А. Петрову за обсуждение различных аспектов данной темы и указание на теоретическое предсказание величины массы топ-кварка до его открытия.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 08-02-91002-Ц).

### Литература

1. А.К. Лиходед и В.А. Петров. Новости и проблемы фундаментальной физики. 1 (2007), 17.
2. F. Abe et al. [CDF Collaboration], Phys.Rev. Lett. 74 (1995) 2626 [arXiv:hep-ex/9503002].
3. S. Abachi et al. [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2632. [arXiv:hep-ex/9503003].
4. A.E. Faraggi. Phys. Lett. B274 (1992), 47.
5. N.N. Bogoliubov, B.V. Struminsky, and A.N. Tavkhelidze, Joint Institute for Nuclear Research Report, No. D-1968, 1965 (unpublished); M.Y. Han and Y. Nambu. Phys. Rev. 139 (1965), 1038; Y. Miyamoto. Prog. Theor.\Phys. Suppl.) Japan), Extra No, 187 (1965).
6. M. Beneke et al. arXiv:hep-ph/0003033, in "Standard model physics (and more) at the LHC" G.Altarelli and M.L. Mangano eds., Geneva, Switzerland: CERN (2000) 529 p.
7. G. Weiglein et al. [LHC/LC Study Group]. Physics interplay of the LHC and the ILC. Phys. Rept. 426 (2006), 47.