

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ — 2004

Открытие асимптотической свободы и появление КХД

Д.Дж. Гросс

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2004 г.)

PACS numbers: 01.30.Bb, 11.10.Hi, 12.38.-t

Содержание

1. Введение (1306).
2. Физика частиц в 1960-х годах (1306).
3. Квантовая теория поля (1307).
4. Бутстреп (1308).
5. Симметрии (1309).
6. Мой путь к асимптотической свободе (1309).
7. Как объяснить скейлинг (1311).
8. План (1311).
9. Открытие асимптотической свободы (1312).
10. Неабелевы калибровочные теории сильных взаимодействий (1313).
11. Появление и принятие КХД (1315).
12. Следствия асимптотической свободы (1316).
 - 12.1. Состоятельность квантовой теории поля.
 - 12.2. Отсутствие подгоночных параметров.
 - 12.3. Ранняя история Вселенной.
 - 12.4. Объединение.

Список литературы (1317).

1. Введение

Развитие науки гораздо запутаннее, чем его отражение в большинстве книг по истории. Это особенно верно по отношению к теоретической физике, в частности потому, что история пишется победителями. Поэтому историки науки часто игнорируют множество альтернативных путей, которыми блуждали люди, множество ложных нитей, за которыми они следовали, множество их заблуждений. Эти дополнительные точки зрения не так четко проработаны, как победившие теории, их труднее понять и легче забыть, особенно рассматривая их годы спустя, когда все это действительно приобретает смысл. Только такое перечитывание истории может иногда дать понимание истинной природы научного исследования, в котором нелепое так же значимо, как и победное.

Появление КХД — это прекрасный пример того, как кажущееся нелепым восторжествовало. В течение очень короткого периода времени произошел переход от

экспериментального открытия и трудностей к триумфу теории и ее экспериментальному подтверждению. В этой Нобелевской лекции я опишу развитие событий, приведшее к открытию асимптотической свободы, которая, в свою очередь, привела к созданию КХД и к последнему кирпичику в исчерпывающей теории физики элементарных частиц — Стандартной модели. Затем я коротко опишу экспериментальные проверки этой теории и следствия асимптотической свободы.

2. Физика частиц в 1960-х годах

На начало 1960-х годов, когда я поступил в аспирантуру в Беркли, пришелся период величия эксперимента и бедствия теории. Построение и использование основных ускорителей шли полным ходом. Экспериментальные открытия и сюрпризы появлялись раз в несколько месяцев. Тогда было тяжело говорить о каких-либо теориях. Акцент делался на феноменологию, и только кое-где имелись маленькие островки теоретических успехов. Теория поля была в опале; теория S -матрицы была в самом расцвете. Симметрии были последним криком моды. Из четырех взаимодействий, наблюдаемых в природе, только тяготение и электромагнетизм были поняты. Оставшиеся два — слабое взаимодействие, отвечающее за радиоактивность, и сильное ядерное взаимодействие, действующее внутри атомного ядра — были скрыты завесой тайны. Физика элементарных частиц была разделена на изучение слабых и сильных взаимодействий — двух загадочных сил внутри ядра. Для слабых взаимодействий была развита сравнительно успешная феноменологическая теория, но не было новых данных. Сильным взаимодействием занимались там, где активно работали теоретики и экспериментаторы, например, в Беркли. Оно казалось особенно непостижимым. Оглядываясь назад, понимаешь, что не было ничего удивительного в том, что природа скрывала свои секреты. Основные составляющие адронов (сильно взаимодействующих частиц) были невидимы. Теперь мы знаем, что это кварки, но никто никогда не видел кварк, независимо от того, как сильно протоны не ударялись бы друг о друга. Более того, "цветные" заряды, которые с современной точки зрения являются источником хромодинамических полей, аналоги электрического заряда,

были столь же невидимы. Преобладающее мнение гласило, что потребуются очень длительное время для понимания ядерных сил, и поэтому необходимы революционные идеи. Фримен Дайсон заявил, что "истинная теория не будет найдена в ближайшие сто лет". Для молодого выпускника, каким был я, это было серьезнейшим вызовом.

3. Квантовая теория поля

Квантовая теория поля изначально — сразу после завершения квантовой механики и открытия уравнения Дирака — создавалась для работы с электродинамикой. Она казалась естественным инструментом для описания динамики элементарных частиц. Приложение квантовой теории поля к ядерным силам принесло важный быстрый успех. Ферми сформулировал мощную и точную феноменологическую теорию бета-распада, которая (хотя и была недостаточной при высоких энергиях) служила основой для изучения слабых взаимодействий в течение трех десятилетий. Юкава предложил использовать теорию поля для описания ядерных сил и предсказал существование тяжелых мезонов, которые вскоре были обнаружены. С другой стороны, квантовая теория поля с самого начала столкнулась с серьезными трудностями. Они заключались в появлении бесконечностей, которые немедленно возникали при переходе от низшего порядка теории возмущений, а также в отсутствии непертурбативных методов. В 1950-е годы подозрения насчет теории поля дошли до того, что возникла могущественная догма: теория поля неверна, начиная с основ, особенно в приложении к сильным взаимодействиям.

Процедура перенормировки, открытая Р. Фейнманом, Дж. Швингером, С. Томонагой и Ф. Дайсоном и избавлявшая от повсеместно появляющихся в вычислениях бесконечностей путем выражения физических наблюдаемых в терминах физических параметров, была впечатляюще успешна в квантовой электродинамике. Однако физический смысл перенормировки не был понят до конца. Большинство исследователей воспринимало перенормировку как некий трюк. Особенно это относилось к первооткрывателям квантовой теории поля. Они были готовы при первом появлении расхождений отказаться от своей веры в квантовую теорию поля и готовиться к новой революции. Однако это же чувствовали и более молодые лидеры в этой области, заложившие основы пертурбативной квантовой теории поля и теории перенормировок в конце 1940-х годов. Распространенное мнение гласило, что перенормировка лишь заматывает бесконечности под ковер, тогда как на самом деле они не исчезают и делают бессмысленным понятие локальных полей. Фейнман на Сольевеевской конференции 1961 г. сказал: "Я по-прежнему принадлежу к этой вере и не могу принять философию перенормировок".

Теория поля в то время была почти полностью пертурбативной; все непертурбативные методы, которые пытались использовать в 1950-х, ни к чему не привели. Интеграл по траекториям, придуманный Фейнманом в конце 1940-х, который позднее оказался, с одной стороны, столь ценен для непертурбативной формулировки квантовой теории поля, а с другой — средством для квазиклассических разложений и численных приближений, был почти полностью забыт. На самом деле,

правила Фейнмана оказались слишком удачными. Они были чрезвычайно полезным, образным и интуитивным методом работы в теории возмущений. Однако эти привлекательные правила убедили многих в том, что кроме них в теории поля ничего не требуется. Они отвлекли внимание от вопросов непертурбативной динамики, с которыми столкнулась теория поля. Во время моего первого курса по квантовой теории поля в Беркли в 1965 г. меня учили, что теория поля тождественна правилам Фейнмана. Сегодня мы знаем множество явлений, в особенности явление конфайнмента в КХД, которые не могут быть поняты в рамках теории возмущений.

В США основной причиной отказа от применения теории поля к сильным взаимодействиям стала невозможность вычислений. Американские физики — закоренелые прагматики. Квантовая теория поля не могла быть практическим инструментом для объяснения вихря экспериментальных открытий. Первые попытки создания теории поля для сильных взаимодействий потерпели полную неудачу. С сегодняшних позиций это не кажется удивительным, так как теория сильных взаимодействий столкнулась с двумя тяжелейшими проблемами. Во-первых, какие поля использовать? Юкава предложил в качестве первой попытки использовать пионные и нуклонные поля. Вскоре, после быстрого увеличения количества частиц, стало очевидно, что в нуклонах и пионах нет ничего особенного. Все адроны, странные барионы и мезоны, а также их родственники с большими спинами казались в равной степени фундаментальными. Очевидный вывод, что все адроны построены из более фундаментальных составляющих, противоречил тому факту, что, как бы сильно адроны ни ударялись друг о друга, эти гипотетические составляющие не высвобождались. Это не было похоже на представления об атомах, сделанных из нуклонов и электронов, и о ядре, составленном из нуклонов. Мысль о том, что эти составляющие могут быть постоянно заперты, ограничены, невозможно было представить в то время. Во-вторых, поскольку пион-нуклонная связь была слишком сильной, пертурбативные разложения были бесполезны, а все попытки непертурбативного анализа — неудачны.

В изучении слабых взаимодействий ситуация была несколько лучше. Здесь имела адекватная эффективная теория четырехфермионного взаимодействия Ферми, которая успешно применялась в низшем порядке теории возмущений для упорядочения и понимания возникающей экспериментальной картины слабых взаимодействий. Тот факт, что эта теория не перенормируема, означает, что вне борновского приближения она теряет всякую предсказательную силу. Этот недостаток усиливал недоверие к теории поля. Теория Янга–Миллса, появившаяся в середине 1950-х годов, не принималась всерьез. Попытки приложить теорию Янга–Миллса к сильным взаимодействиям были направлены на обобщение глобальных симметрий группы ароматов до локальных калибровочных симметрий. Это было проблематично, так как эти симметрии не были точными. Вдобавок неабелевы калибровочные теории, по-видимому, требовали введения безмассовых векторных мезонов, явно несвойственных сильным взаимодействиям.

В СССР теория поля подвергалась даже еще более сильным нападкам, правда, по несколько другим причинам. Ландау с соавторами в конце 1950-х годов изучали

высокоэнергетическое поведение квантовой электродинамики. Они исследовали связь между физическим электрическим зарядом и затравочным электрическим зарядом, наблюдаемым на бесконечно малых расстояниях. Тот факт, что электрический заряд в КЭД зависит от расстояния, на котором мы его измеряем, является следствием "поляризации вакуума". Вакуум, основное состояние релятивистской квантово-механической системы, должен рассматриваться как среда, составленная из виртуальных частиц. В КЭД вакуум состоит из виртуальных электрон-позитронных пар. Если в такую диэлектрическую среду поместить заряд, он искажает ее и поляризует виртуальные диполи, которые экранируют заряд. Следовательно, заряд, наблюдаемый на некотором расстоянии, должен уменьшаться по величине, и чем больше расстояние, тем меньше становится заряд. Можно ввести понятие эффективного заряда $e(r)$, который определяет силу на расстоянии r . При увеличении r экранирующей среды становится больше, поэтому $e(r)$ уменьшается с ростом r и, соответственно, увеличивается при уменьшении r . Поэтому бета-функция, противоположная по знаку логарифмической производной зависимости заряда от расстояния, положительна. Основываясь на используемых ими приближениях, Ландау с коллегами заключили, что этот эффект так силен, что физический заряд, измеряемый на любом конечном расстоянии, должен исчезать для любого значения вакуумного заряда. Они утверждали: "Мы пришли к выводу, что в пределах формальной электродинамики точечное взаимодействие любой интенсивности эквивалентно отсутствию взаимодействия вообще" [2].

Это — знаменитая проблема нулевого заряда, поразительный результат, который означал для Ландау, что "электродинамика в случае слабой связи — теория логически неполная, начиная от основ" [3]. Такая проблема возникает во всех асимптотически несвободных теориях. Даже сегодня многие из нас верят, что многочисленные асимптотически несвободные теории, такие как КЭД, несостоятельны при очень высоких энергиях. Для КЭД эта проблема имеет лишь академический интерес, так как трудность проявляется только при невообразимо высокой энергии. Однако Ландау верил, что это явление носит более общий характер и должно существовать во всех теориях поля. Почему? В первую очередь потому, что все теории, которые они рассматривали, обладали этим свойством. Но более важным, на мой взгляд, было то, что диэлектрическое экранирование является естественным физическим проявлением перенормировки заряда, и они не знали простой физической причины для обратного эффекта. Поэтому они предположили, что проблема нулевого заряда возникнет и в теории поля для сильного взаимодействия, а это было катастрофично. В Советском Союзе это было расценено как непреодолимая причина ошибочности теории поля и ее полной непригодности в случае сильного взаимодействия. Ландау постановил: "Мы пришли к выводу, что гамильтонов метод для сильного взаимодействия мертв и должен быть похоронен, хотя, конечно, и с должными почестями" [4].

Под влиянием Ландау и Померанчука поколению физиков было запрещено работать над теорией поля. Почему проблема нулевого заряда не вдохновила на поиски асимптотически свободных теорий, лишенных этого недостатка? Причина, мне кажется, двояка. Во-

первых, исследовалось множество других теорий — в каждом случае они вели себя как КЭД. Во-вторых, Ландау заключил, что эта проблема присуща всем квантовым теориям и что асимптотически свободных теорий не существует. В.С. Ваяшин и М.В. Терентьев в 1965 г. провели вычисление перенормировки заряда для заряженных векторных мезонов [5]. Они получили неправильное значение, но его знак был правильным, и они заключили, что результат абсурден. Они отнесли этот неверный знак к перенормируемости теории заряженных векторных мезонов.

4. Бутстрап

Если теория поля не обеспечивает теоретическую основу для сильных взаимодействий, то что остается? В начале 1960-х годов появился радикально другой подход — теория S -матрицы и бутстрапа. Теория бутстрапа основывалась на двух принципах, в большей степени философских, нежели научных. Во-первых, локальные поля невозможно измерить непосредственно. Поэтому они нефизичны и бессмысленны. Вместо этого можно сформулировать теорию, используя наблюдаемые — элементы S -матрицы, которые измерялись в экспериментах по рассеянию. Микроскопическая динамика была отвергнута. Теория поля была заменена на теорию S -матрицы — теорию, основанную на общих принципах, таких, как унитарность и аналитичность, но без фундаментального микроскопического гамильтониана. Основная динамическая идея заключалась в том, что существует единственная S -матрица, удовлетворяющая этим принципам. Она может быть вычислена без использования каких-либо фундаментальных составляющих или уравнений движения [6]. Оглядываясь назад, становится ясно, что бутстрап родился от отчаяния, из-за невозможности что-либо вычислить в теории поля. Все модели и приближения вступали в конфликт с каким-то нежно хранимым принципом. Если было так сложно построить S -матрицу, удовлетворяющую священным принципам, тогда, возможно, эти принципы должны иметь единственную реализацию. Второй принцип бутстрапа гласил, что больше нет никаких элементарных частиц. Работать с растущим числом кандидатов на звание элементарных частиц можно было, заявив, что все они в равной степени фундаментальны и что все они являются связанными состояниями других. Это было названо ядерной демократией и являлось ответом на рост числа кандидатов на роль фундаментальных строительных блоков.

Теория S -матрицы достигла нескольких замечательных результатов, таких, как дисперсионные соотношения и развитие теории полюсов Редже. Однако все это были черновики теории, основанной на принципе, что никакой теории нет вообще, по крайней мере в традиционном смысле. Более того, до 1973 г. считалось неприличным использовать теорию поля без извинений. Например, даже на конференции Национальной ускорительной лаборатории (НУЛ) в 1972 г. Мюррей Гелл-Ман так подытожил свой доклад о кварках: "Я бы хотел закончить, выделив нашу основную мысль о том, что может оказаться вполне возможным построить ясную теорию адронов, основанную на кварках и некотором их склеивании, расцениваемую как вымышленную, но с достаточным числом физических свойств, которые абстраги-

руются и применяются к настоящим адронам для построения полной теории. Так как величины, с которых мы начинаем, вымышлены, нет никакой необходимости для конфликта с бутстрапом или с согласованной дуальной партонной точкой зрения" [7].

5. Симметрии

Если динамика запрещена, можно, по крайней мере, изучать симметрии сильных взаимодействий. Наибольшими достижениями в начале 1960-х годов было открытие Гелл-Маном и Ю. Нееманом приблизительной симметрии адронов, $SU(3)$, [8] и ростки понимания феномена спонтанно нарушенной киральной симметрии. Так как соответствующие степени свободы, особенно цвет, полностью скрыты от изучения из-за конфайнмента, исследования сосредоточились на изучении аромата, который можно было непосредственно наблюдать. Этот акцент был усилен благодаря успеху $SU(3)$ -симметрии. Сегодня мы воспринимаем $SU(3)$ как случайную симметрию, возникающую всего лишь потому, что только несколько кварков (верхний, нижний и странный) являются относительно легкими по сравнению с масштабом сильных взаимодействий. В то время она рассматривалась как глубокая симметрия сильных взаимодействий, и было множество попыток обобщить ее и использовать в качестве трамплина для построения теории адронов.

Наиболее успешной попыткой было использование алгебры токов Гелл-Мана — программы для обобщения соотношений из теории поля в предположении, что они должны быть верны в целом, после чего теорию поля нужно выбросить. "Чтобы считать предполагаемые соотношения верными, мы используем метод обобщения, исходя из лагранжевой модели теории поля. Другими словами, мы строим математическую теорию сильно взаимодействующих частиц, которая может соответствовать, а может и не соответствовать действительности, находим подходящие алгебраические соотношения, которые выполняются в модели, постулируем их выполнение, а затем выбрасываем модель. Похожий метод иногда используется во французской кухне: кусок мяса фазана готовится между двумя кусками телятины, которые затем выбрасываются" [9]. Эта статья произвела впечатление, в особенности на бедных аспирантов вроде меня, которые могли только мечтать о подобной еде. Это был замечательный подход. Он давал свободу играть с запретным плодом теории поля, выделять из нее все, что вы пожелаете, без необходимости верить в нее. Единственной проблемой было то, что было не понятно, по какому принципу нужно было выбирать то, что следовало обобщать?

Другая трудность в этом подходе состояла в том, что он отвлекал внимание от вопросов динамики. Самым драматическим примером этого была гипотеза Гелл-Мана и Джорджа Цвейга про кварки, самое важное следствие из открытия $SU(3)$ [10] — тот факт, что адроны кажутся состоящими из (цветных) кварков, чьи массы (массы как токовых, так и конституентных кварков) достаточно малы. Цвет был введен О.В. Гринбергом [11], Й. Намбу [12], М.Ю. Ханом и Намбу [13]. Мотивация Намбу для введения понятия цвета была двойкой. С одной стороны, он предлагал объяснение того, почему существуют лишь бесцветные (в современной термино-

логии) адроны, постулируя сильное взаимодействие (без выяснения вида этих сил), сопряженное с цветом, который отвечал за тот факт, что нейтральные по цвету состояния легче, чем цветные. Второй мотивацией, развитой совместно с Ханом, была возможность строить модели, в которых кварки имели целочисленный электрический заряд. Мотивация Гринберга была направлена на объяснение странной статистики связанных адронных состояний в модели нерелятивистских кварков (это заботило и Намбу). Для этой цели он ввел парастатистику, которая решала проблему со статистикой, но затуманивала динамическую значимость этого квантового числа.

Кварки все еще не наблюдались, хотя достигнутые энергии в десять раз превышали порог для их рождения. Нерелятивистская модель кварков просто не имела смысла. Из этого был сделан вывод, что кварки — вымышленные математические объекты. Если кто-то верил в лежащую в основе всего теорию поля, ему было трудно сохранять эту веру, хотя она и была согласована с бутстрапом. Вооружившись таким подходом, можно было игнорировать несомненно нерешающиеся динамические проблемы, возникавшие из предположения о реальности кварков. Подобное отношение к кваркам сохранялось до 1973 г. и позднее. Кварки не существовали как реальные частицы, поэтому они были вымышленными объектами (см. цитату из Гелл-Мана выше). Можно было "выводить" свойства кварков из некоторой модели, но не разрешалось верить в их существование и принимать эту модель всерьез. Многим это казалось подозрительным. Я хорошо помню реакцию Стива Вайнберга на правила сумм. Мы с Кертисом Калланом изучали кварк-глюонную модель. За обедом Junior Fellows в Гарварде я описывал Вайнбергу свою работу по правилам сумм для глубоконеупругого рассеяния. Я объяснял, как на основе нашего правила сумм можно интерпретировать маленькое продольное сечение, зафиксированное на установке SLAC как свидетельство существования кварков. Вайнберг подчеркивал, что это ему не интересно, так как он не верит ни во что, касающееся кварков.

6. Мой путь к асимптотической свободе

Я заканчивал Беркли в момент расцвета бутстрапа и теории S -матрицы. Моя диссертация об N/D -уравнениях для нескольких тел была написана под руководством Джеффа Чу, главного гуру теории бутстрапа. Я точно помню момент, когда я разочаровался в программе бутстрапа. Это произошло на Рочестерской конференции 1966 г., проводившейся в Беркли. Френсис Лоу на заседании, последовавшем за его докладом, заметил, что бутстрап представляет собой в большей степени тавтологию, чем теорию: "Я верю, что когда вы обнаруживаете, что частицы, которые присутствуют в теории S -матрицы, включая матрицы пересечений и весь формализм, удовлетворяют всем этим условиям, то единственное, что вы делаете — это демонстрируете, что таким образом S -матрица согласуется с природой; что частицы сами по себе ведут себя так, что теория работает; однако при этом вы не обязательно объяснили, что они существуют" [14]. Например, популярные правила сумм с конечной энергией (в которых получаются соотношения для измеримых величин с помо-

щью насыщения дисперсионных соотношений конечным числом резонансных полюсов с одной стороны и связью их с предполагаемым реджевским асимптотическим поведением с другой) были не столько предсказательными уравнениями, сколько простыми проверками аксиом (аналитичность, унитарность) с использованием моделей и подгонкой экспериментальных данных.

Это замечание произвело на меня большое впечатление, и я долгое время искал более мощную динамическую схему. На то время пришелся расцвет современной алгебры, и воздух гудел от потрясающих результатов. Я находился под впечатлением того факта, что можно предполагать некоторую структуру в коммутаторах токов и получать результаты, которые доступны измерению. Тогда самым драматичным из них было только что появившееся соотношение Адлера–Вайсбергера [15]. Очевидно, свойства этих токов накладывали серьезные ограничения на адронную динамику. Самой популярной схемой была алгебра токов. Гелл-Ман и Р. Дашен пытались использовать коммутаторы конкретных компонент токов в качестве основы для динамики сильного взаимодействия [16]. Через некоторое время я пришел к выводу, что этот подход тоже тавтологичен и все, что он делал, заключалось только в проверке наличия симметрий в сильных взаимодействиях. Это было несомненно для векторной $SU(3)$, но также верно и для киральной $SU(3)$, особенно после того, как Вайнберг и другие интерпретировали правила сумм в алгебре токов как низкоэнергетические теоремы для голдстоуновских бозонов. Эта схема не могла служить основой для полной динамической теории.

Поэтому я начал исследовать менее изученные свойства алгебры локальных плотностей токов. Они зависели от модели; но это было хорошо, так как они могли содержать динамическую информацию, выходящую за рамки следствий глобальной симметрии. Более того, как вскоре стало понятно, можно было проверять свои гипотезы о структуре локальной алгебры токов, исследуя правила сумм, которые, в свою очередь, можно было проверить на экспериментах по глубоконеупругому лептон-адронному рассеянию. На меня особенно повлияла работа Дж. Бьёркена 1967 г. о приложениях $U(6) \times U(6)$ [17]. Весной 1968 г. Кертис Каллан и я предложили правила сумм для проверки популярной в то время "модели Сугавары" — динамической модели локальных токов, в которой тензор энергии-импульса выражался через произведение токов. Надежда состояла в том, что для полной теории могло хватить алгебраических свойств токов и выражения для гамильтониана через них. Наша цель была немного более умеренной — проверить гипотезу, используя тот факт, что операторное разложение произведения токов в этой теории содержало тензор энергии-импульса с известным коэффициентом. Отсюда мы могли вывести правила сумм для структурных функций, которые можно было измерить в глубоконеупругом электрон-протонном рассеянии [18].

Осенью 1968 г. Бьёркен заметил, что именно правила сумм так же, как и соображения размерности, должны приводить к скейлингу для глубоконеупругого рассеяния. Это предсказание было вскоре подтверждено новыми экспериментами на установке SLAC, сыгравшими важную роль в разъяснении структуры адронов [19]. Вскоре после этого Каллан и я обнаружили, что,

измеряя отношение $R = \sigma_L/\sigma_T$, где $\sigma_L(\sigma_T)$ — сечение рассеяния продольно (поперечно) поляризованных виртуальных фотонов, можно определить спин заряженных составляющих нуклона. Мы выразили моменты структурных функций глубоконеупругого рассеяния в терминах одновременных коммутаторов электромагнитных токов, используя их специфические модели — модель, основанную на алгебре полей, в которой ток пропорционален полю со спином один с одной стороны, и кварк-глюонную модель — с другой. В этой популярной модели кварки взаимодействовали через связанное с барионным числом абелево калибровочное поле (которое, конечно, может быть массивным). Калибровочная динамика глюонов никогда не исследовалась, и я не думаю, что до этого она использовалась для вычисления чего бы то ни было. Мы открыли, что R критически зависит от спинов составляющих. Если составляющие имеют спин нуль или один, то $\sigma_T = 0$, но если они имеют спин $1/2$, то $\sigma_L = 0$ [20]. Это было довольно драматичным результатом. Эксперименты вскоре показали, что σ_L очень мало.

Эксперименты по глубоконеупругому рассеянию на установке SLAC оказали на меня сильное влияние. Они явно показали, что на малых временах протон ведет себя так, как будто он сделан из точечных объектов со спином $1/2$. Весной 1969 г., которую я провел в ЦЕРНе, мы с К. Ллевелин-Смитом анализировали правила сумм для глубоконеупругого нейтрино-нуклонного рассеяния, используя аналогичные методы [21]. Мы руководствовались экспериментами, которые были тогда выполнены в ЦЕРНе. Мы вывели правила сумм, измеряющие барионное число заряженных составляющих протона. Эксперименты вскоре показали, что компоненты протона имеют барионное число $1/3$, другими словами, они похожи на кварки. Тогда я полностью убедился в реальности кварков. Они больше не были мнемоническими правилами, подытоживающими адронные симметрии, как они тогда всеми интерпретировались. Они должны были быть физическими точечными компонентами нуклонов. Конечно, между кварками должно было существовать сильное взаимодействие, которое размывает их точечно-подобное поведение.

После экспериментов на установке SLAC Фейнман предложил свою партонную картину глубоконеупругого рассеяния [22], очень живописный и интуитивный способ его описания в терминах гипотетических точечных частиц — партонов. Она дополнила подход к глубоконеупругому рассеянию, основанный на операторном произведении токов, и ее преимуществом была возможность обобщения на другие процессы [23]. Партонная модель позволила с легкостью делать предсказания, игнорируя вопросы динамики в целом. Я чувствовал себя увереннее, когда имел дело с подходом, основанным на предполагаемых свойствах произведений токов на коротких расстояниях, и подозревал, что что-то не так в расширении партонной модели на процессы, которые в действительности не определяются своими особенностями на малых расстояниях. В ЦЕРНе я с помощью Юлиуса Весса исследовал следствия из точной масштабной и конформной инвариантностей [24]. Однако я вскоре осознал, что в контексте теории поля только свободная, не взаимодействующая теория может дать точный скейлинг. Это стало мне окончательно понятно в 1969 г., когда я приехал в Принстон, где мои коллеги

К. Каллан (и К. Симанзик) переоткрыли уравнения ренормализационной группы, которые они сформулировали как следствие аномалии в масштабной инвариантности [25]. Эта работа пролила свет на тот факт, что при введении взаимодействий в теорию скейлинг, равно как и мои любимые правила сумм, вылетает в трубу. Пока эксперименты подтверждали, что со скейлингом все в порядке. Однако едва ли можно исключить или сделать очень слабым взаимодействие между кварками, так как тогда можно ожидать, что адроны должны легко рассыпаться на кварковые составляющие, а свободных кварков никто не видел. Этот парадокс и поиск объяснения скейлинга обеспечили меня работой на последующие четыре года.

7. Как объяснить скейлинг

Примерно в то же самое время, когда все это происходило, в ходе одного из самых причудливых поворотов событий в истории физики была открыта теория струн. В 1968 г. Г. Венециано предложил замечательную по простоте формулу, обобщающую многие особенности адронного рассеяния [26], с реджевским асимптотическим поведением в одном канале и узким резонансным насыщением в другом. Эта формула вскоре была обобщена на многочастичные амплитуды в теории S -матрицы и привлекла значительное внимание. Родилась дуальная резонансная модель — последняя серьезная попытка осуществить бутстрап. Она была по-настоящему понята как теория квантованных струн лишь в 1972 г. Я работал над этой теорией два года в ЦЕРНе, а затем в Принстоне совместно со Шварцем и Неве. Сначала я почувствовал, что эта модель, уловившая большое количество особенностей адронного рассеяния, может дать искомую альтернативу полевой теории сильных взаимодействий. Однако в 1971 г. я осознал, что эта модель никаким образом не может объяснить скейлинг, и остро почувствовал, что скейлинг — первоочередная отличительная черта сильных взаимодействий. На самом деле, дуальная резонансная модель вела к недопустимо мягкому поведению при больших передачах импульса, что было прямо противоположно наблюдавшемуся жесткому скейлингу. Кроме того, для ее состоятельности требовалось много вещей, совершенно нереалистичных при сильных взаимодействиях — безмассовых векторных и тензорных частиц. Позднее эти особенности мотивировали надежду на то, что теория струн может оказаться единой и всеобъемлющей теорией всех сил в природе. Эта надежда остается в силе. Однако соответствующий масштаб энергий — вовсе не 1 ГэВ, а 10^{19} ГэВ!

Данные по глубоконеупругому рассеянию улучшались. Не наблюдалось никаких отклонений от скейлинга, и работали правила сумм для свободной теории поля. Я хорошо помню Киевскую конференцию 1970 г. по физике высоких энергий. Там я встретился с А. Поляковым и А. Мигдалом, не приглашенными, но уже впечатляющими участниками встречи. Поляков, Мигдал и я вели долгие дискуссии по глубоконеупругому рассеянию. Поляков знал все о ренормализационной группе и объяснил мне, что наивный скейлинг не может быть правильным. Размерности операторов меняются из-за перенормировки вместе с масштабом, на котором рассматривается физика. Кроме того,

безразмерные константы связи тоже меняются вместе с масштабом. Они приближаются на малых расстояниях к значениям в неподвижных точках, которые обычно совпадают со своими значениями в сильно взаимодействующей теории, что приводит при скейлинге к поведению с большими аномалиями, радикально отличающемуся от поведения в свободной теории поля. Я возразил, что эксперименты показывают прямо противоположное. Он ответил, что такое поведение противоречит теории поля. Мы расстались; он, убежденный, как многие, в том, что эксперименты в области высоких энергий изменятся, я — в том, что теория должна быть изменена. Была широко распространена точка зрения, что скейлинг, который наблюдался во время экспериментов на установке SLAC, не является настоящим асимптотическим явлением. Тот факт, что скейлинг устанавливался при обмене с довольно малой передачей импульса, "преждевременный скейлинг", укреплял этот взгляд. Поэтому знатоки ренормализационной группы (Вильсон, Поляков и др.) верили, что при высоких энергиях должен проявиться неканонический скейлинг — индикатор нетривиальной неподвижной точки ренормализационной группы.

В течение следующих двух лет произошло многое. Эффектная работа Герхарда 'т Хофта о перенормируемости теории Янга–Миллса переоткрыла для физической общественности неабелевы калибровочные теории [27]. Была оживлена теория электрослабого взаимодействия, принадлежащая С. Глэшоу, С. Вайнбергу и А. Саламу. Теория поля снова стала популярной, по крайней мере, в приложениях к слабым взаимодействиям. Интеграл по траекториям воскрес из забвения. Исследования Кеннета Вильсона по операторному разложению [28] дали новый инструмент, который мог быть использован для анализа глубоконеупругого рассеяния. Уравнения Каллана–Симанзика упрощали анализ ренормализационной группы, которая затем применялась к разложению Вильсона [29]. Анализ операторного произведения был продолжен на световой конус — область, соответствующую глубоконеупругому рассеянию [30]. Наиболее важным, с моей точки зрения, было возрождение Вильсоном ренормализационной группы [31]. Ренормализационная группа выросла из фундаментальных работ Гелл-Мана и Лоу, Штюкельберга и Петерманна, а также Боголюбова и Ширкова [32]. Этими работами пренебрегали в течение многих лет, в частности потому, что казалось, что из нее можно извлечь только информацию о физике процессов с большими пространственно-подобными импульсами, которые не представляли прямого физического интереса. Кроме того, до открытия асимптотической свободы ультрафиолетовое поведение невозможно было рассчитать, используя пертурбативные методы, а других методов не было. Поэтому случилось так, что ренормализационная группа создала язык, на котором можно было обсуждать, но не вычислять асимптотическое поведение амплитуд в физически неинтересной области.

8. План

К концу 1972 г. я выучил теорию поля, в особенности методы, связанные с ренормализационной группой, настолько, чтобы взяться за проблему скейлинга. Я

решил довольно осторожно доказать, что локальная теория поля не может объяснить экспериментальный факт скейлинга и потому не является подходящей основой для описания сильных взаимодействий. Поэтому глубоконеупругое рассеяние окончательно прояснило бы вопрос о справедливости квантовой теории поля. План атаки состоял из двух частей. Во-первых, я хотел доказать, что "ультрафиолетовая стабильность" — исчезновение эффективной связи на малых расстояниях — позднее названная асимптотической свободой, была необходима для объяснения скейлинга. Во-вторых, я хотел доказать, что асимптотически свободных теорий не существует. Последний факт ожидался. Согласно представлениям квантовой теории поля, квантовая электродинамика (КЭД) была инфракрасно стабильна; эффективный заряд увеличивался при уменьшении расстояния, и никто никогда не строил теории, в которой происходило бы обратное. Если бы эффективная константа связи, вступая в противоречие с КЭД, уменьшалась на малых расстояниях, можно было бы объяснить, как в этом режиме сильное взаимодействие отключается и возникает скейлинг. Конечно, можно было подозревать, что это единственный способ получить точно-подобное поведение на малых расстояниях. Благодаря работе Вильсона и ее приложениям к глубоконеупругому рассеянию стало понятно, что в квантовой теории поля получение скейлинга можно ожидать в неподвижной точке ренормализационной группы. Однако этот скейлинг не был бы каноническим, как в свободной теории поля. Такое поведение означало бы, что размерности операторов, появляющихся в произведении электромагнитных токов на световом конусе, совпадают с каноническими размерностями в теории свободного поля. Это не было похоже на правду. Я знал, что если у полей самих по себе есть канонические размерности, то для многих теорий это может означать их тривиальность, т.е. отсутствие взаимодействия. Конечно, это также было бы верно, если бы составные операторы, доминирующие в амплитудах глубоконеупругого рассеяния, имели канонические размерности.

К весне 1973 г. мы с Калланом завершили доказательство этого аргумента, распространив идею Г. Паризи [33] на все перенормируемые теории поля, за исключением неабелевых калибровочных теорий. Дополнительный аргумент заключался в том, чтобы доказать, что зануление аномальных размерностей составных операторов в предполагаемой неподвижной точке ренормализационной группы влечет зануление аномальных размерностей для полей. Из этого затем делался вывод, что тогда теория свободна в неподвижной точке. Этот вывод состоял в том, что наивный скейлинг может иметь объяснение, только если предполагаемая неподвижная точка ренормализационной группы совпадает с началом координат в пространстве констант связи, т.е. теория должна быть асимптотически свободной [34]. В эту логику не включались неабелевы калибровочные теории, так как оба аргумента для них нарушались. Открытие асимптотической свободы показало, что это несущественно.

На втором этапе нужно было доказать, что асимптотически свободных теорий вообще не существует. Я придумал формализм для анализа большинства общих перенормируемых теорий фермионов и скаляров — снова исключая неабелевы калибровочные теории. Это

было не трудно, так как для проверки на асимптотическую свободу достаточно было изучать поведение β -функций в окрестности начала координат в пространстве констант связи, т.е. в низшем порядке теории возмущений (однопетлевое приближение). У меня было почти полное доказательство, но я не мог доказать одно необходимое неравенство. Я обсудил этот вопрос с Сидни Коулменом, проводившим весенний семестр в Принстоне. Он внес недостающий ингредиент и добавил несколько других ключевых аргументов — и у нас появилось доказательство того, что не существует перенормируемой теории поля, состоящей из теорий с произвольным скалярным, абелевым калибровочным взаимодействием или взаимодействием Юкавы, которая могла бы быть асимптотически свободной [35]. А. Зи тоже работал над этим. Он тоже осознавал преимущества асимптотически свободной теории и пытался ее найти. В то же самое время он получил частичный результат, указывающий на отсутствие асимптотической свободы в теориях с $SU(N)$ -инвариантными константами Юкавы [36].

9. Открытие асимптотической свободы

Фрэнк Вильчек начал работать со мной осенью 1972 г. Он поступил в Принстон как студент-математик, но вскоре заинтересовался физикой элементарных частиц. Он перешел на физический факультет после того, как прослушал мой курс теории поля в 1971 г., и начал работать со мной. Мой метод работы со студентами тогда и сейчас заключается в том, чтобы непосредственно вовлечь их в мою текущую работу и очень часто работать вместе с ними. Это особенно относится к Фрэнку, который с самого начала работал скорее как соавтор, чем как студент. Я рассказал ему о своей программе, направленной на то, чтобы выяснить, подходит ли данная квантовая теория поля для скейлинга или нет. Мы решили вычислить β -функцию для теории Янга–Миллса. Это был единственный пробел в развиваемой мной цепочке аргументов. Он не был заполнен в основном из-за того, что теория Янга–Миллса все еще казалась странной и сложной. Было проведено лишь несколько вычислений вне борновского приближения. Фрэнка интересовало это вычисление и по другим причинам. Теория Янга–Миллса уже применялась для электрослабых взаимодействий, и он хотел понять, как она ведет себя при высоких энергиях.

Коулмен, который посещал Принстон, как-то спросил меня, вычислял ли кто-нибудь β -функцию для теории Янга–Миллса. Я сказал ему, что мы над этим работаем. Он объяснил свой интерес тем, что он попросил своего студента Х. Дэвида Политцера обобщить на неабелев случай механизм динамического разрушения симметрии в абелевой калибровочной теории, который он изучал совместно с Эриком Вайнбергом. Важным моментом было знание ренормализационного потока, который был нужен, чтобы решить, когда низший порядок теории возмущений может быть подходящим инструментом для изучения функционала энергии. Разумеется, Политцер самостоятельно занялся вычислением β -функции для теории Янга–Миллса.

Наше вычисление продвигалось медленно. Я был занят и другими частями моей программы, и там надо было решить несколько трудных вопросов. Сначала мы,

используя спектральное представление и унитарность, пытались из общих соображений доказать, что теория не может быть асимптотически свободной, обобщая наши с Коулменом аргументы на этот случай. Этого не получилось, поэтому мы продолжили вычислять β -функцию для теории Янга – Миллса. Сегодня это вычисление кажется очень простым и даже может задаваться в качестве домашнего задания в курсе квантовой теории поля. Но тогда оно не было столь простым. Такая переменная представлений — аналог в теоретической физике известного явления в экспериментальной физике, когда вчерашнее величайшее открытие сегодня становится обычным явлением. Всегда легче проводить вычисление, зная ответ и будучи уверенным в том, что метод вычисления является осмысленным. Первой проблемой, с которой мы столкнулись, была калибровочная инвариантность. В отличие от КЭД, где перенормировка заряда, очевидно, калибровочно инвариантна (так как фотон нейтрален), константы перенормировки в КХД зависят от калибровки, хотя физика от нее зависеть не может. Другой сложностью был выбор регуляризации. Размерная регуляризация еще не была изучена, и нам предстояло убедить себя, что однопетлевая β -функция не зависит от выбора регуляризации. Мы проводили вычисление в произвольной калибровке. Поскольку мы знали, что ответ должен быть калибровочно инвариантен, мы могли использовать калибровочную инвариантность для проверки арифметики. Это было хорошо, так как мы оба ошибались. В феврале мы начали работать быстрее и закончили вычисление на пике активности. Ошибка в знаке в одном месте привела нас к выводу, что теория была, как и ожидалось, не асимптотически свободной. Когда я сел, чтобы свести все воедино и записать наши результаты, я обнаружил эту ошибку. Примерно в то же время Политцер завершил свое вычисление, и мы сравнили ответы. Их совпадение нас удовлетворило [37, 38].

Почему неабелевы калибровочные теории асимптотически свободны? Сегодня это можно понять с физической точки зрения, но, конечно, в 1973 г. это не было так ясно. Поучительно прервать историческое повествование и объяснить в современной терминологии, почему КХД асимптотически свободна. Простейший способ понять это состоит в рассмотрении свойства магнитного экранирования вакуума [39]. В релятивистской теории можно выразить диэлектрическую постоянную ϵ через магнитную проницаемость μ , так как $\epsilon\mu = 1$ (в системе единиц, в которой c = скорость света = 1). В классической физике все среды являются диамагнетиками. Это происходит вследствие того, что с классической точки зрения все магниты возникают из-за электрических токов, и в ответ на приложенное магнитное поле система устанавливает значения токов так, чтобы поле уменьшилось (правило Ленца). Поэтому $\mu < 1$, что соответствует электрическому экранированию с $\epsilon > 1$. Однако в квантово-механических системах возможен парамагнетизм. Это имеет место и в неабелевых калибровочных теориях, где имеются глюоны — заряженные частицы со спином 1. Они ведут себя как постоянные цветные магнитные диполи, которые выстраиваются параллельно приложенному внешнему полю, увеличивая его значение, что приводит к $\mu > 1$. Поэтому мы можем рассматривать антиэкранирование вакуума Янга – Миллса как парамагнетизм. КХД асимптотически свободна, потому что

антиэкранирование глюонов превышает экранирование кварков. Арифметика работает следующим образом. Вклад в ϵ (в некоторой системе единиц) частицы заряда q равен $-q^2/3$ и возникает из обычного диэлектрического (или диамагнитного) экранирования. Если частица имеет спин s (и, следовательно, постоянный дипольный момент γs), то он дает вклад в μ , равный $(\gamma s)^2$. Поэтому глюон спина 1 (при $\gamma = 2$ для теории Янга – Миллса) дает вклад в μ , равный $\delta\mu = (-1/3 + 2^2)q^2 = 11/3q^2$, тогда как кварк со спином $1/2$ дает вклад $\delta\mu = -(-1/3 + (2/2)^2)q^2 = -2/3q^2$ (дополнительный минус возникает из-за того, что кварки являются фермионами). В любом случае результат состоит в том, что, пока кварков не так много, антиэкранирование глюонов перекрывает экранирование кварков. Формула для β -функции неабелевой калибровочной теории имеет вид

$$\beta(\alpha) = \mu \frac{d\alpha(\mu)}{d\mu} = \frac{\alpha^2}{\pi} b_1 + \frac{\alpha^3}{\pi^2} b_2 + \dots,$$

где $\alpha = g^2/4\pi$. Наш результат заключался в том, что [37, 38]

$$b_1 = -\left[\frac{11}{6} C_A - \frac{2}{3} \sum_R n_R T_R\right].$$

В этой формуле C_R — собственное значение квадратичного оператора Казимира в представлении R группы $SU(N)$ (для присоединенного представления $C_A = N$), T_R — след квадрата генераторов $SU(N)$ в представлении R ($T_A = N$ и для фундаментального представления $T_F = 1/2$), и n_R — число фермионов в представлении R . Для случая $SU(3)$, как в КХД, $C_A = N$, $T_F = 1/2$, и потому

$$b_1 = -\frac{11}{2} + \frac{n_F}{3}.$$

Поэтому можно допускать до 16 триплетов кварков, не теряя асимптотической свободы.

10. Неабелевы калибровочные теории сильных взаимодействий

Для меня открытие асимптотической свободы было полнейшей неожиданностью. Подобно атеисту, с которым только что заговорил горящий куст, я немедленно стал истинно верующим. Теория поля не ошибочна — наоборот, скейлинг должен получить свое объяснение в асимптотически свободной теории сильных взаимодействий. Наша первая статья содержала, в добавление к сообщению об асимптотической свободе теории Янга – Миллса, гипотезу, что это может предложить объяснение скейлинга, и замечание, что должны быть логарифмические отклонения от скейлинга, а также, что было самым важным, предположение, что сильные взаимодействия должны быть основаны на цветной калибровочной теории [37].

Во введении к нашей работе было сказано: "Доказано, что широкий класс неабелевых калибровочных теорий имеет, с точностью до вычислимых логарифмических поправок, асимптотическое поведение, аналогичное поведению в свободной теории поля. Предполагается, что скейлинг Бьёркена может быть получен из динамики сильных взаимодействий, основанной на неабелевой калибровочной симметрии". Первый абзац гласил: "В

последнее время неабелевы калибровочные теории привлекли значительное внимание как способ построения единых перенормируемых теорий слабого и электромагнитного взаимодействий. В этой заметке мы сообщаем об исследовании асимптотического поведения этих теорий. Мы обнаружили, что они обладают тем замечательным свойством, возможно уникальным среди перенормируемых теорий, что они асимптотически близки к теории свободного поля. Такие асимптотически свободные теории демонстрируют бьёркеновский скейлинг для матричных элементов токов между состояниями на массовой поверхности. Поэтому мы предполагаем, что для объяснения скейлинга Бьёркена, который до сих пор ускользал от понимания с позиций теории поля, нужно искать неабелеву калибровочную теорию сильных взаимодействий".

Мы держали в голове специфическую теорию. Так как эксперименты по глубоконеупругому рассеянию показали, что заряженными компонентами нуклонов были кварки, глюоны должны быть ароматно нейтральными. Поэтому глюоны не могут взаимодействовать с ароматом. Мы были осведомлены о накапливающихся доводах в пользу цветного квантового числа. Исходной мотивацией Хана, Намбу и Гринберга была не только спектроскопия кварковой модели, но и множитель (равный трем), появляющийся при распаде $\pi \rightarrow 2\gamma$ при расчете с помощью аксиальной аномалии (это было уже отмечено У. Бардином, Х. Фричем и Гелл-Маном [40]), а также множитель, равный трем, предписываемый цветом в полном сечении аннигиляции. Поэтому глюоны могут взаимодействовать с цветом, и все было бы удачно. Исходя из этого, мы предположили [37]: "Одна особенно привлекательная модель основана на трех триплетях фермионов с гелл-мановской $SU(3) \times SU(3)$ симметрией в качестве глобальной симметрии и "цветной" калибровочной группой $SU(3)$, обеспечивающей сильные взаимодействия. В ней образующие калибровочные группы сильных взаимодействий коммутируют с обычными токами в $SU(3) \times SU(3)$ и смешивают кварки с одинаковым изоспином и гиперзарядом, но разным "цветом". В подобной модели векторные мезоны (ароматно) нейтральны, и структура операторного разложения произведения электромагнитных и слабых токов по существу совпадает со своим аналогом для модели свободных кварков (с точностью до вычислимых логарифмических поправок)". Таким образом, мы предположили, что сильные взаимодействия описываются теорией, которая сейчас называется КХД!

Мы с Калланом еще ранее обсуждали появление логарифмических поправок к скейлингу в асимптотически свободных теориях [34]. Мы проанализировали глубоконеупругое рассеяние в асимптотически свободной теории и обнаружили, что "в таких асимптотически свободных теориях наивный скейлинг нарушается вычислимыми логарифмическими членами". Поэтому мы все хорошо понимали, какого рода отклонения нужно ожидать в подобной теории. Вильчек и я сразу начали вычислять логарифмические отклонения от скейлинга. Мы были вдохновлены возможностью получения предсказаний для экспериментов из первых принципов, что могло дать исчерпывающую проверку наших асимптотически свободных теорий сильных взаимодействий. Мы уже нашли асимптотический вид несинглетных по аромату структурных функций, которые были самыми

простыми для вычисления, в момент, когда было готово наше короткое сообщение в *Physical Review Letters*, но в нем не было места для этих результатов. Мы сразу же начали писать более длинную статью, в которой структура теории была бы проработана более детально и были бы поставлены динамические вопросы, особенно проблема конфайнмента. В нашей короткой заметке мы довольно уклончиво коснулись этого вопроса. Мы сделали предположение, что мезон Хиггса нарушил бы асимптотическую свободу, но только начали изучать динамические следствия из ненарушенной цветной симметрии. Единственной вещью, в которой мы были уверены, был тот факт, что "теория возмущений не заслуживает доверия ни по отношению к стабильности симметричной теории, ни к ее содержанию в терминах частиц" [37]. Сразу после выхода нашей статьи появилась статья Политцера. В ней он уделял особое внимание асимптотической свободе в теории Янга–Миллса и ее приложениям к динамическому нарушению симметрии в этих теориях. Во введении в этой статье он писал: "Прямое вычисление показывает, что теория возмущений пригодна для функций Грина в глубоко евклидовой области в чистой теории Янга–Миллса и многих теориях Янга–Миллса с фермионами. В предположении, что спонтанное нарушение симметрии имеет динамическое происхождение, эти симметричные функции Грина являются асимптотиками физически важного решения со спонтанно нарушенной симметрией, возможно, с сильной связью". В этой работе не упоминалось ни о скейлинге Бьёркена, ни о сильных взаимодействиях [38].

В нашей второй работе, написанной несколько месяцев спустя, мы подчеркивали, как наиболее важную деталь, структуру асимптотически свободных теорий сильных взаимодействий и предсказания для нарушения скейлинга в глубоконеупругом рассеянии [41]. Эта статья была отложена примерно на два месяца, потому что из-за операторного перемешивания физических операторов с духовыми у нас возникли трудности с синглетными структурными функциями. Эта проблема была похожа на вопрос о калибровочной инвариантности, преследовавший нас раньше. Здесь трудность оказалась серьезнее. Физические операторы, компоненты которых можно измерить в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию, смешиваются с духовыми операторами, которые не могут иметь физического смысла. В конце концов мы отложили анализ синглетных структурных функций до третьей работы, в которой этот вопрос был решен [42]. Мы показали, что даже, хотя это смешивание реально и его нельзя избежать, духовые операторы не вносят вклад в физические измерения. Во второй работе мы детально обсудили выбор между нарушенной и ненарушенной симметрией и заметили, что "другая возможность состоит в том, что калибровочная теория точна. На первый взгляд, это кажется странным, так как требует существования безмассовых сильно взаимодействующих мезонов. Однако в асимптотически свободных теориях такие наивные ожидания могут оказаться ошибочными. Может не оказаться почти никакой связи между "свободным" лагранжианом и спектром состояний... Инфракрасное поведение функций Грина в этом случае определяется пределом сильной связи в теории. Может оказаться удачным, что это инфракрасное поведение таково, что оно подавляет все состояния кроме цветных синглетов и что цветные калибровочные поля так же, как и

кварки, могли бы быть "видны" в области больших евклидовых импульсов, но никогда не могут быть получены как реальные асимптотические состояния" [41].

Стив Вайнберг немедленно отреагировал на асимптотическую свободу. Он написал статью, в которой отметил, что в асимптотически свободной калибровочной теории сильного взаимодействия имеющие порядок α взаимодействия электрослабой природы могут быть вычислены без учета сил, связанных с сильным взаимодействием; он обнаружил, что эти эффекты не нарушают сохранение четности и странности, что согласуется с наблюдениями, а также, что не существует цветных скаляров [43]. Это привело его к предположению, что теория с ненарушенной цветной симметрией могла бы объяснить, почему мы не видим кварков и глюонов. Между нашими важными гипотезами была некоторая разница. Вайнберг доказал, что, возможно, инфракрасные расходимости, обусловленные безмассовостью глюонов в калибровочной теории с ненарушенным цветом, могли бы обратить в нуль вероятность рождения несинглетных состояний. Сегодня мы верим в существование кулоновских фаз с ненарушенной цветовой симметрией, в которых нет конфайнмента, в некоторых суперсимметричных неабелевых калибровочных теориях. Мы доказывали, что, возможно, рост эффективной константы связи на больших расстояниях — инфракрасное поведение константы связи, обусловленное явлением противоположным асимптотической свободе (позднее названное Джорджи и Глэшоу инфракрасным рабством) — мог бы связать кварки и глюоны в цветные синглетные состояния.

В октябре 1973 г. Фритч, Гелл-Ман и Х. Лейтвиллер написали статью, в которой они обсуждали "преимущества цветной картины глюонных октетов". Там они обсуждали преимущества "абстрактных свойств адронов и их токов с точки зрения калибровочной модели Янга–Миллса, основанной на цветных кварках и цветных глюонных октетах" [44]. Они рассматривали различные модели и выделяли преимущества каждой из них. Первая точка зрения уже обсуждалась на конференции НУЛ по физике высоких энергий в августе 1972 г. Там Гелл-Ман и Фритч изложили свою программу "обобщения результатов кварк-глюонной модели" [45]. Они изучали разные модели и задавали вопрос: "Можно ли для удобства рассматривать векторный глюон как цветной синглет". В октябре 1973 г. Фритч, Гелл-Ман и Лейтвиллер также отметили, что в нерелятивистской кварковой модели с кулоновским потенциалом, создаваемым векторными глюонами, потенциал оказывается притягивающим в синглетных по цвету каналах, что могло объяснить, почему они легкие. Это было замечено ранее Г. Липкиным [46]. Они также обратили внимание на асимптотическую свободу таких теорий, но не восприняли ее как аргумент в пользу скейлинга, так как "мы предполагаем, что здесь могла бы иметь место модификация при высоких энергиях, вызывающая настоящий скейлинг". В конце они замечали, что аксиальная $U(1)$ -аномалия в неабелевой калибровочной теории может объяснить знаменитую $U(1)$ -проблему, хотя они не могли объяснить почему, так как аномалию саму по себе нельзя записать как полную дивергенцию. (Потребовалось открытие инстантонов для объяснения $U(1)$ -проблемы.)

11. Появление и принятие КХД

Хотя мне было ясно, что сильные взаимодействия должны описываться неабелевыми калибровочными теориями, оставалось много проблем. Экспериментальная ситуация была далека от понимания, и проблема конфайнмента оставалась открытой. Однако в небольшом физическом сообществе теорию приняли очень быстро. Иногда требуются годы, чтобы новые идеи в физике проникли в коллективное сознание. Однако в редких случаях, таких, как этот, смена восприятия подобна фазовому переходу. До асимптотической свободы казалось, что мы далеки от динамической теории адронов; после ее открытия стало ясно, что КХД — такая теория (название КХД впервые появилось в обзоре У. Марциано и Х. Пагелса [47], которые приписывают его Гелл-Ману. Название было настолько подходящим, что никто не возражал). Асимптотическая свобода объяснила скейлинг на малых расстояниях и предложила механизм для конфайнмента на больших. Внезапно стало ясно, что неабелева калибровочная теория согласуется со всем, что нам было известно о сильных взаимодействиях. Она могла впитать в себя всю успешную феноменологию по сильным взаимодействиям за последние десять лет. Так как глюоны ароматно нейтральны, глобальные ароматные симметрии сильных взаимодействий, $SU(3) \times SU(3)$, немедленно следуют из теории, равно как и то, что массы кварков (массовые параметры кварков в лагранжиане, а не физические массы, которые эффективно бесконечны из-за конфайнмента) достаточно малы.

Еще более привлекательной была возможность вычислять. Так как теория возмущений была пригодна на малых расстояниях, можно было браться за многие проблемы. Многие теоретики быстро в этом убедились, среди них были: Альтарелли, Аппельквист, Каллан, Коулмен, Гайар, Р. Гатто, Джорджи, Глэшоу, Когут, Бен Ли, Майяни, Мигдал, Поляков, Политцер, Саскинд, Вайнберг, Зи. На больших расстояниях, однако, теория возмущений была бесполезна. На самом деле, даже сегодня, после 31 года изучения, нам все еще не хватает удобных аналитических методов для исследования этой области КХД. Это остается одной из самых важных областей теоретической физики частиц. Но в то время самой важной задачей было убедить себя, что идея конфайнмента не является несостоятельной. Одним из первых шагов в этом направлении стала решеточная калибровочная теория. Я впервые услышал о решеточной калибровочной теории Вильсона [48], когда читал лекцию в Корнелльском университете в конце весны 1973 г. Вильсон задумался над этим подходом сразу после открытия асимптотической свободы. Как заметил Вильсон осенью 1973 г., решеточная переформулировка калибровочной теории (независимо предложенная Поляковым) имела то дополнительное преимущество, что предел сильной связи был особенно прост и отражал факт конфайнмента. Поэтому имелось по крайней мере грубое приближение, в котором конфайнмент был точным. Это было очень грубое приближение, так как при переходе от решеточной теории к непрерывной нужно было брать предел слабой связи. Однако можно было представить, что при непрерывном переходе от сильной к слабой связи на решетке свойство конфайнмента не теряется, т.е. в теории нет фазовых переходов. Более

того, можно было бы, как показал Вильсон, изучать эту возможность численно, используя методы Монте-Карло для построения решеточной статистической суммы. Однако первые численные результаты этой программы появились лишь в 1981 г. К настоящему моменту программа вычисления адронного массового спектра близка к своей цели, с ее помощью теперь достигаются достоверные результаты, которые согласуются со спектром низко лежащих состояний с точностью в несколько процентов!

В следующем году лично я находил немало утешения в двух примерах точно решаемых двумерных теорий поля. Одной из них была $(\bar{\psi}\psi)^2$ -теория, которую мы с Неве проанализировали и решили для больших N [49]. Это давало пример решаемой асимптотически свободной теории, которая испытывала размерную трансмутацию, преодолевая свои инфракрасные проблемы посредством генерации динамической фермионной массы через механизм спонтанного нарушения симметрии. Получалась модель асимптотически свободной теории без встроенных массовых параметров. Мы смогли решить эту модель и проверить, что она физична и самосогласованна. Другой решаемой моделью была двумерная КХД, которую анализировал 'т Хофт при больших N [50]. Двумерные калибровочные теории очевидным образом запирают цвет. Это было понято довольно рано и обсуждалось осенью 1973 г. для абелевой калибровочной теории — модели Швингера — А. Кашером, Когутом и Сасскиндом как модель конфайнмента [51]. Однако КХД₂ является более удачным примером. В ней присутствует спектр запертых кварков, во многом напоминающий четырехмерный мир. Эти примеры дали многим из нас полную уверенность в состоятельности идеи конфайнмента. Стало возможным создание теории, в которой основные поля не соответствуют асимптотическим состояниям — частицам, которые можно непосредственно наблюдать в лаборатории. Кроме того, начали появляться приложения теории. Было проведено два вычисления β -функции в двухпетлевом приближении, которые дали результат [52]

$$b_2 = - \left[\frac{17}{12} C_A^2 - \frac{1}{2} C_F T_F n - \frac{5}{6} C_A T_F n \right].$$

Аппельквист и Джорджи, а также Зи вычислили поправки к скейлингу для сечения рассеяния электрон-позитронной аннигиляции; расчеты Гайара и Ли и независимо Альтарелли и Майяни показали возрастание матричных элементов для нелептонного распада с $\Delta I = 1/2$ [54]. Продолжался анализ отклонений от скейлинга [55], и приложения асимптотической свободы, в современной терминологии — пертурбативной КХД, распространялись на множество новых процессов.

Ситуация в области эксперимента развивалась медленнее и сначала казалась довольно плохой. Я помню, как весной 1974 г. был приглашен на встречу в Триесте. Там я встретился с Бартом Рихтером, который радовался тому факту, что величина $R = \sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}} / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}$ увеличивается с увеличением энергии, вместо того, чтобы приближаться к предсказанному постоянному значению. Это было самым твердым предсказанием скейлинга. R должно стремиться к константе в любой теории со скейлингом. В большинстве теорий невозможно предсказать значение этой кон-

станты. Напротив, асимптотически свободная теория предсказывает, что эта константа равна сумме квадратов зарядов составляющих. Поэтому, если существуют лишь три кварка, которые тогда наблюдались, то можно ожидать, что $R \rightarrow 3[(1/3)^2 + (1/3)^2 + (2/3)^2] = 2$. Однако Рихтер сообщил, что R увеличивается, проходя через 2, без признаков замедления. Сегодня многие из нас знают, что очарованные частицы должны существовать. Не только потому, что они требуются для работы механизма Глэшоу–Иллиопулоса–Майяни (ГИМ), но и потому, что К. Бучья, Дж. Иллиопулос и Л. Майяни, а также независимо Р. Джэкив и я [56] показали, что если очарованные частицы отсутствуют, то теория электро-слабого взаимодействия будет аномальной и неперенормируемой. Гайяр, Ли и Рознер написали важную и впечатляющую статью по феноменологии чарма [57]. Поэтому многие из нас считали, что, поскольку R увеличивалось, то, возможно, рождается чарм. В 1974 г. были открыты очарованные мезоны с гораздо меньшей шириной, чем кто-либо (за исключением Аппельквиста и Политцера [58]) мог предположить, которые были очень похожи на позитроний и легко интерпретировались в терминах связанных кулоновских состояний кварков. Это решило вопрос для многих из оставшихся скептиков. Оставшиеся, возможно, убедились, когда в экспериментах при большей энергии стали наблюдаться кварковые и глюонные струи.

Точные проверки теории, логарифмические отклонения от скейлинга, требовали времени для наблюдения. Я хорошо помню замечание, сделанное мне моим старшим коллегой в апреле 1973 г., когда я был полон эмоций сразу после открытия асимптотической свободы. Он заметил, что, к сожалению, наши новые предсказания, касающиеся глубоко неупругого рассеяния, носят логарифмический характер, и не похоже, что мы увидим их проверенными, даже если они верны, в течение нашей жизни. Это было преувеличением, но пришлось ждать довольно длительное время. Подтверждения начали медленно появляться лишь в 1975–1978 гг. Но сегодня эти предсказания полностью подтверждены с точностью, превышающей 1 %. В наше время экспериментаторы, говоря о своих результатах, указывают на свои графики и говорят: "Здесь мы видим кварк, а вот глюон". Они верят в то, что видят, и видят то, во что верят. Сегодня мы верим в физическую реальность кварков и глюонов, в асимптотическую простоту их взаимодействий при высоких энергиях; поэтому мы можем видеть кварки и глюоны. Способ, которым мы наблюдаем кварки и глюоны, благодаря неявному воздействию, оказываемому ими на наши измерительные приборы, не сильно отличается от того, как мы наблюдаем электрон.

12. Следствия асимптотической свободы

Самое важное следствие асимптотической свободы — это сама по себе КХД с точно-подобным поведением кварков на малых расстояниях и сильным взаимодействием, дающим конфайнмент на больших расстояниях. Но, помимо этого, асимптотическая свобода усилила нашу уверенность в состоятельности квантовой теории поля, предоставив первый пример теории без подгоночных параметров, позволившей нам изучить очень раннюю историю Вселенной и экстраполировать Стандартную модель на области высоких энергий.

12.1. Состоятельность квантовой теории поля

Традиционно фундаментальные представления о природе имеют тенденцию нарушаться на малых расстояниях. Это часто становится сигналом для появления новой физики, которую открывают, имея экспериментальные приборы с достаточно высоким разрешением (по энергии), для того чтобы изучать режимы с большей энергией. До открытия асимптотической свободы ожидалось, что квантовая теория поля должна нарушаться при достаточно высоких энергиях, где в процедуре перенормировки должны появляться ошибки. Чтобы с этим работать, нужно привлечь какой-то аналог фундаментальной длины. В асимптотически свободной теории это не так; уменьшение эффективной константы связи при увеличении энергии означает, что на малых расстояниях нет необходимости в появлении новой физики. Здесь нет бесконечностей вообще, затравочная константа связи конечна и в действительности стремится к нулю. Единственные возникающие расходимости являются иллюзией, возникающей при попытке сравнить в теории возмущений конечную константу связи на конечных расстояниях со стремящейся к нулю константой связи на бесконечно малых расстояниях.

Поэтому открытие асимптотической свободы существенно укрепило нашу веру в состоятельность четырехмерной квантовой теории поля. Мы можем доверять теории возмущений асимптотически свободных теорий, даже если теория возмущений является только асимптотическим разложением, так как она упрощается на малых расстояниях. Мы очень близки к строгому математическому доказательству существования асимптотически свободных калибровочных теорий в четырех измерениях — по крайней мере, помещенных в конечный объем для обрезания инфракрасной динамики, вызывающей конфайнмент.

12.2. Отсутствие подгоночных параметров

На первый взгляд, в КХД есть только один параметр, безразмерное число, характеризующее силу взаимодействия (если пренебречь массами кварков, что является отличной аппроксимацией для обычных адронов, так как легкие кварки очень легки). Однако из-за зависимости заряда от расстояния и энергии теория генерирует динамический масштаб масс. Массовый масштаб в КХД определяется как энергия, при которой заряд принимает некоторое значение, скажем, 1. Затем, благодаря механизму размерной трансмутации, все массы, и по существу все наблюдаемые, могут быть вычислены в терминах динамически генерируемого массового масштаба. Иногда утверждается, что источником масс является механизм Хиггса, ответственный за нарушение электрослабой симметрии, которая, будучи ненарушенной, запрещала бы кваркам иметь массу. Это неправильно. Большую часть (99 %) массы протона составляют кинетические и потенциальные энергии безмассовых глюонов и, особенно, запертых в протоне безмассовых кварков.

Таким образом, КХД представляет собой первый пример полной теории, не содержащей подгоночных параметров, и без внутренних указаний на масштаб расстояний, на котором она должна нарушаться. Действительно, если бы не электрослабые взаимодействия и гравитация, мы могли бы быть удовлетворены КХД в ее

современном виде. Это наилучший пример законченной полной теории, который у нас есть.

12.3. Ранняя история Вселенной

Вселенная расширяется после Большого Взрыва, поэтому вначале она была горячей и плотной. Чтобы проследить историю Вселенной, мы должны понять динамику, применяемую в горячей Вселенной для частиц очень высокой энергией. До открытия Стандартной модели мы не могли зайти дальше, чем на 200000 лет после Большого Взрыва. Сегодня, в особенности благодаря тому, что при высокой энергии КХД упрощается, мы можем экстраполировать ее на очень ранние моменты времени, когда нуклоны плавились, кварки и глюоны были свободны, формируя кварк-глюонную плазму.

12.4. Объединение

Одним из самых важных следствий асимптотической свободы является надежда на объединение всех сил природы, которую она дает. Почти сразу же после открытия асимптотической свободы и предложения неабелевых калибровочных теорий в качестве теорий сильных взаимодействий были сделаны попытки объединить все взаимодействия. Это было естественно, поскольку для описания всех известных сил использовались очень похожие теории. Более того, барьер для объединения, казавшийся непреодолимым, а именно, большая разница между силами электрослабых и сильных взаимодействий, мог рассматриваться как низкоэнергетическое явление. Так как сильное взаимодействие ослабевает при увеличении энергии, эти силы могли бы иметь единое происхождение при очень высоких энергиях. Г. Джорджи, Х. Куинн и С. Вайнберг показали, что константы связи бегут таким образом, что они сливаются в области от 10^{14} до 10^{16} ГэВ [59]. Это — самое прямое указание на то место, где может находиться новая отправная точка для фундаментальной физики, и намек на то, что при этой невообразимой энергии все силы природы, включая гравитацию, объединены.

Благодарности. В конце своей речи я хочу поблагодарить не только Нобелевский фонд, но и саму природу, давшую мне возможность изучать ее тайны, а также удачу, позволившую раскрыть одно из самых таинственных и красивых ее проявлений — сильное взаимодействие.

Перевел с английского А.С. Горский

Список литературы

1. Feynman R, in *The Quantum Theory of Fields: Proc. of the 12th Conf. on Physics at the University of Brussels, October, 1961* (New York: Interscience Publ., 1962)
2. Ландау Л Д, Померанчук И Я *ДАН СССР* **102** 489 (1955)
3. Landau L D, in *Niels Bohr and the Development of Physics; Essays Dedicated to Niels Bohr on the Occasion of His Seventieth Birthday* (Ed. W Pauli) (London: Pergamon Press, 1955) p. 52
4. Landau L D "Fundamental problems", in *Theoretical Physics in the Twentieth Century; a Memorial Volume to Wolfgang Pauli* (Eds M Fierz, V F Weisskopf) (New York: Interscience Publ., 1960) p. 245
5. Терентьев М В, Ваняшин В С *ЖЭТФ* **48** 565 (1965) [Terent'ev M V, Vanyashin V S *Sov. Phys. JETP* **21** 380 (1965)]
6. Chew G, in *Regge Poles and S-Matrix Theory* (Ed. S C Frautschi) (New York: W.A. Benjamin, 1963)

7. Fritzsch H, Gell-Mann M "Current algebra: quarks and what else?", in *Proc. of the XVI Intern. Conf. on High Energy Physics, Chicago, USA, 1972* Vol. 2 (Eds J D Jackson, A Roberts) (Geneva: CERN, 1973) p. 135
8. Gell-Mann M, Neeman Y *The Eightfold Way* (New York: W.A. Benjamin, 1964)
9. Gell-Mann M "The symmetry group of vector and axial vector currents" *Physics* **1** 63 (1964)
10. Gell-Mann M "A schematic model of baryons and mesons" *Phys. Lett.* **8** 214 (1964); Zweig G, CERN Report TH401, 4R12 (1964) (unpublished)
11. Greenberg O W "Spin and unitary-spin independence in a paraquark model of baryons and mesons" *Phys. Rev. Lett.* **13** 598 (1964)
12. Nambu Y "Dynamical symmetries and fundamental fields", in *Proc. of the 2nd Coral Gables Conf. on Symmetry Principles at High Energy* (San Francisco: W.H. Freeman and Co., 1965) p. 133; "A systematics of hadrons in subnuclear physics", in *Preludes in Theoretical Physics, in Honor of V.F. Weisskopf* (Eds A de-Shalit, H Feshbach, L van Hove) (Amsterdam: North-Holland, 1966)
13. Han M Y, Nambu Y "Three-triplet model with double $SU(3)$ symmetry" *Phys. Rev.* **139** B1006 (1965)
14. Low F, in *Proc. of the XIII Intern. Conf. on High-Energy Physics, August 31–September 7, 1966, Berkeley, Calif., USA* (Berkeley: Univ. of California Press, 1967) p. 241
15. Adler S L "Sum rules for the axial-vector coupling-constant renormalization in β decay" *Phys. Rev.* **140** B736 (1965); Weisberger W I "Unsubtracted dispersion relations and the renormalization of the weak axial-vector coupling constants" *Phys. Rev.* **143** 1302 (1966)
16. Dashen R, Gell-Mann M "Representation of local current algebra at infinite momentum" *Phys. Rev. Lett.* **17** 340 (1966)
17. Bjorken J D "Applications of the chiral $U(6) \times U(6)$ algebra of current densities" *Phys. Rev.* **148** 1467 (1966); "Current algebra at small distances", in *Proc. of Intern. School of Physics 'Enrico Fermi', 41st Course, Varenna, Italy, 1967* (New York: Academic Press, 1968) p. 55
18. Callan C G (Jr), Gross D J "Crucial test of a theory of currents" *Phys. Rev. Lett.* **21** 311 (1968)
19. Bloom E D et al. "High-energy inelastic $e-p$ scattering at 6° and 10° " *Phys. Rev. Lett.* **23** 930 (1969)
20. Callan C G (Jr), Gross D J "High-energy electroproduction and the constitution of the electric current" *Phys. Rev. Lett.* **22** 156 (1969)
21. Gross D J, Llewellyn-Smith C H "High-energy neutrino-nucleon scattering, current algebra and partons" *Nucl. Phys. B* **14** 337 (1969)
22. Feynman R P "Very high-energy collisions of hadrons" *Phys. Rev. Lett.* **23** 1415 (1969)
23. Drell S D, Yan T-M "Partons and their applications at high energies" *Ann. Phys. (New York)* **66** 578 (1971)
24. Gross D J, Wess J "Scale invariance, conformal invariance, and the high-energy behavior of scattering amplitudes" *Phys. Rev. D* **2** 753 (1970)
25. Callan C G (Jr) "Broken scale invariance in scalar field theory" *Phys. Rev. D* **2** 1541 (1970); Symanzik K "Small distance behavior in field theory and power counting" *Commun. Math. Phys.* **18** 227 (1970)
26. Veneziano G "Construction of crossing-symmetric Regge-behavior amplitude for linearly rising trajectories" *Nuovo Cimento A* **57** 190 (1968)
27. 't Hooft G "Renormalizable Lagrangians for massive Yang–Mills fields" *Nucl. Phys. B* **35** 167 (1971)
28. Wilson K G "Renormalization group and strong interactions" *Phys. Rev. D* **3** 1818 (1971)
29. Callan C G (Jr) "Broken scale invariance and asymptotic behavior" *Phys. Rev. D* **5** 3202 (1972); Symanzik K "Small distance behavior analysis and Wilson expansion" *Commun. Math. Phys.* **23** 49 (1971); Christ N, Hasslacher B, Mueller A H "Light-cone behavior of perturbation theory" *Phys. Rev. D* **6** 3543 (1972); Callan C G (Jr), Gross D J "Bjorken scaling in quantum field theory" *Phys. Rev. D* **8** 4383 (1973)
30. Jackiw R, Van Royen R, West G B "Measuring light-cone singularities" *Phys. Rev. D* **2** 2473 (1970); Frishman Y "Operator products at almost light like distances" *Ann. Phys. (New York)* **66** 373 (1971); Leutwyler H, Stern J "Singularities of current commutators on the light cone" *Nucl. Phys. B* **20** 77 (1970); Gross D J, Treiman S B "Light-cone structure of current commutators in the gluon-quark model" *Phys. Rev. D* **4** 1059 (1971); Christ N, Hasslacher B, Mueller A "Light-cone behavior of perturbation theory" *Phys. Rev. D* **6** 3543 (1972)
31. Wilson K G, Kogut J "The renormalization group and ϵ expansion" *Phys. Rep.* **12** 75 (1974)
32. Gell-Mann M, Low F E "Quantum electrodynamics at small distances" *Phys. Rev.* **95** 1300 (1954); Stueckelberg E C G, Petermann A "La normalization des constantes dans la theorie des quanta" *Helv. Phys. Acta* **26** 499 (1953); Bogolyubov N N, Shirkov D V *Introduction to the Theory of Quantized Fields* (New York: Interscience Publ., 1959)
33. Parisi G "Deep inelastic scattering in a field theory with computable large-momentum behavior" *Lett. Nuovo Cimento* **7** 84 (1973)
34. Callan C G (Jr), Gross D J "Bjorken scaling in quantum field theory" *Phys. Rev. D* **8** 4383 (1973)
35. Coleman S, Gross D J "Price of asymptotic freedom" *Phys. Rev. Lett.* **31** 851 (1973)
36. Zee A "Study of the renormalization group for small coupling constants" *Phys. Rev. D* **7** 3630 (1973)
37. Gross D J, Wilczek F "Ultraviolet behavior of non-Abelian gauge theories" *Phys. Rev. Lett.* **30** 1343 (1973)
38. Politzer H D "Reliable perturbative results for strong interactions?" *Phys. Rev. Lett.* **30** 1346 (1973)
39. Nielsen N K "Asymptotic freedom as a spin effect" *Am. J. Phys.* **49** 1171 (1981)
40. Bardeen W A, Fritzsch H, Gell-Mann M "Light-cone current algebra, π^0 decay, and e^+e^- annihilation", in *Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics* (Ed. R Gatto) (New York: Wiley, 1973) p. 139
41. Gross D J, Wilczek F "Asymptotically free gauge theories. I" *Phys. Rev. D* **8** 3633 (1973)
42. Gross D J, Wilczek F "Asymptotically free gauge theories. II" *Phys. Rev. D* **9** 980 (1974)
43. Weinberg S "Non-Abelian gauge theories of strong interactions" *Phys. Rev. Lett.* **31** 494 (1973)
44. Frizsch H, Gell-Mann M, Leutwyler H "Advantages of the color octet gluon picture" *Phys. Lett. B* **47** 365 (1973)
45. Frizsch H, Gell-Mann M "Current algebra: quarks and what else?", in *Proc. of the XVI Intern. Conf. on High Energy Physics, Chicago, USA, 1972* Vol. 2 (Eds J D Jackson, A Roberts) (Geneva: CERN, 1973) p. 135
46. Lipkin H J "Triality, exotics and the dynamical basis of the quark model" *Phys. Lett. B* **45** 267 (1973)
47. Marciano W, Pagels H "Quantum chromodynamics" *Phys. Rep.* **36** 137 (1978)
48. Wilson K G "Confinement of quarks" *Phys. Rev. D* **10** 2445 (1974)
49. Gross D J, Neveu A "Dynamical symmetry breaking in asymptotically free field theories" *Phys. Rev. D* **10** 3235 (1974)
50. 't Hooft G "A planar diagram theory for strong interactions" *Nucl. Phys. B* **72** 461 (1974)
51. Casher A, Kogut J, Susskind L "Vacuum polarization and the quark-parton puzzle" *Phys. Rev. Lett.* **31** 792 (1973); "Vacuum polarization and the absence of free quarks" *Phys. Rev. D* **10** 732 (1974)
52. Caswell W E "Asymptotic behavior of non-Abelian gauge theories to two-loop order" *Phys. Rev. Lett.* **33** 244 (1974); Jones D R T "Two-loop diagrams in Yang–Mills theory" *Nucl. Phys. B* **75** 531 (1974)
53. Appelquist T, Georgi H " e^+e^- annihilation in gauge theory of strong interactions" *Phys. Rev. D* **8** 4000 (1973); Zee A "Electron-positron annihilation in stagnant field theories" *Phys. Rev. D* **8** 4038 (1973)
54. Gaillard M K, Lee B W " $\Delta I = 1/2$ rule for non-leptonic decays in asymptotically free field theories" *Phys. Rev. Lett.* **33** 108 (1974); Altarelli G, Maiani L "Octet enhancement of non-leptonic weak interactions in asymptotically free gauge theories" *Phys. Lett. B* **52** 351 (1974)
55. Gross D J "How to test scaling in asymptotically free gauge theories" *Phys. Rev. Lett.* **32** 1071 (1974)
56. Bouchiat C, Iliopoulos J, Meyer Ph "An anomaly-free version of Weinberg's model" *Phys. Lett. B* **38** 519 (1972); Gross D J, Jackiw R "Effect of anomalies on quasi-renormalizable theories" *Phys. Rev. D* **6** 477 (1972)
57. Gaillard M K, Lee B W, Rosner J L "Search for charm" *Rev. Mod. Phys.* **47** 277 (1975)
58. Appelquist T, Politzer H D "Heavy quarks and e^+e^- annihilation" *Phys. Rev. Lett.* **34** 43 (1975)
59. Georgi H, Quinn H R, Weinberg S "Hierarchy of interactions in unified gauge theories" *Phys. Rev. Lett.* **33** 451 (1974)