

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК****НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1979 ГОДА**

539.12.01

**ИДЕЙНЫЕ ОСНОВЫ ЕДИНОЙ ТЕОРИИ СЛАБЫХ  
И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ \*)***С. Вайнберг*

Задача физика — выработать простой взгляд на явления природы, объяснить огромное количество сложных процессов с единой точки зрения на основе нескольких простых принципов. Временами наши усилия вознаграждаются результатами прекрасных экспериментов такими, например, как открытие нейтральных токов в нейтринных реакциях. Но даже в «смутное время» между блестящими «прорывами» на экспериментальном фронте идет непрерывная эволюция теоретических идей, которая постоянно меняет сложившиеся ранее представления. В этой лекции я хочу обсудить развитие двух направлений исследований в теоретической физике. Одно из них связано с медленным прогрессом в нашем понимании симметрии и, в частности, нарушенной, или скрытой, симметрии. Другое определяется давней борьбой с бесконечностями в квантовых теориях поля. Кратко я опишу и то, как сближение этих направлений исследований привело к моему участию в работе по объединению слабых и электромагнитных взаимодействий. В основной своей части моя лекция будет посвящена моему постепенному образованию в этих направлениях, потому что именно об этом я могу говорить с достаточной уверенностью. Я также попытаюсь заглянуть вперед и показать ту роль, которую могла бы сыграть в физике будущего разработка этих идей, хотя здесь моя уверенность заметно поубавится.

В физике XX века принципы симметрии появились в 1905 г., вместе с эйнштейновским пониманием группы инвариантности пространства-времени. После этого прецедента симметрии заняли в умах физиков место априорных принципов, с универсальной справедливостью выражающих простоту природы на самом ее глубоком уровне. Именно поэтому в 30-х годах оказалось до боли трудным воспринять наличие внутренних симметрий, таких, как сохранение изоспина<sup>1</sup>, которые не имели никакого отношения к обычному пространству и времени. Эти симметрии отнюдь не были самоочевидны и при этом оказались связанными только с тем, что сейчас называется сильными взаимодействиями. В 50-е годы мы стали свидетелями открытия другой внутренней симметрии — сохранения странности<sup>2</sup>, которой не подчиняются слабые взаимодействия. Было обнаружено,

\*) Weinberg Steven. Conceptual Foundation of the Unified Theory of Weak and Electromagnetic Interactions: Nobel Lecture. December 8, 1979.— Перевод И. М. Дремина.

© The Nobel Foundation 1980.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1980.

что даже одна из, вероятно, наиболее сокровенных симметрий пространства-времени, — четность, — нарушается при слабых взаимодействиях<sup>3</sup>. Вместо движения к единству физикам пришлось учиться тому, что разные взаимодействия, очевидно, управляются совершенно различными симметриями. Состояние дел стало еще более удручающим в начале 60-х годов с признанием роли новой группы симметрии — «восьмеричного пути», которая не является точной симметрией даже в сильных взаимодействиях<sup>4</sup>.

Все это — «глобальные» симметрии, в которых преобразования симметрии не зависят от положения в пространстве и времени. Вместе с тем еще в 20-е годы было понято<sup>5</sup>, что квантовая электродинамика обладает другой, намного более мощной симметрией — «локальной» симметрией относительно преобразований, при которых поле электрона приобретает некоторую добавку к фазе, меняющуюся свободно от точки к точке в пространстве и времени, а векторный потенциал электромагнитного поля претерпевает соответствующее калибровочное преобразование. Сейчас это назвали бы калибровочной симметрией  $U(1)$ , потому что простое изменение фазы можно рассматривать как умножение на унитарную матрицу  $1 \times 1$ . Расширение на более сложные группы было проведено Янгом и Миллсом<sup>6</sup> в 1954 г. в известной статье, где они показали, как можно построить  $SU(2)$ -калибровочную теорию сильных взаимодействий. (Название « $SU(2)$ » означает, что группа преобразований симметрии задается унитарными матрицами  $2 \times 2$ , которые являются «специальными», поскольку их детерминанты равняются единице.) Но и здесь опять казалось, что если эта симметрия вообще имеет отношение к действительности, то она должна быть лишь приближенной, поскольку калибровочная инвариантность требует (по крайней мере, на наивном уровне), чтобы векторные бозоны, подобно фотону, были безмассовыми, а представлялось очевидным, что переносчиками сильных взаимодействий должны быть массивные частицы. Оставалась нерешенной и старая проблема: если принципы симметрии служат проявлением простоты природы на ее глубочайшем уровне, то каким образом может возникать такое понятие, как приближенная симметрия? Неужели природа только приближенно проста?

Как-то в 1960 г. или в начале 1961 г. я познакомился с идеей, которая вначале появилась в физике твердого тела, а затем была привнесена в физику частиц теми, кто подобно Гейзенбергу, Намбу и Голдстоуну работал в обеих областях физики. Это была идея о «нарушенной симметрии», заключающаяся в том, что гамильтониан и коммутационные соотношения квантовой теории могут обладать точной симметрией и тем не менее физические состояния могут не отвечать представлениям этой симметрии. В частности, может оказаться, что симметрия гамильтониана не является симметрией вакуума.

Как иногда случается с теоретиками, я «влюбился» в эту идею. Но, как часто бывает в любовных делах, вначале меня смущали возможные последствия. Я думал (как оказалось потом, неверно), что приближенные симметрии — четность, изоспин, странность и восьмеричный путь — действительно, могли бы быть точными априорными принципами симметрии, а наблюдаемые на опыте нарушения этих симметрий могли бы каким-то образом быть привнесены спонтанным нарушением симметрии. Поэтому на меня сильное впечатление произвел результат, полученный Голдстоуном<sup>7</sup>, о том, что (по крайней мере, в одном простейшем случае) спонтанное нарушение непрерывной симметрии, подобной изоспину, обязательно влечет за собой появление безмассовой частицы с нулевым спином, которую сегодня мы назвали бы «голдстоуновским бозоном».

Казалось очевидным, что не может существовать никаких безмассовых частиц такого типа, которые не удалось бы уже обнаружить на опыте.

У меня были длительные обсуждения этой проблемы с Голдстоуном в Медисоне летом 1961 г., а затем с Саламом, когда я был его гостем в Империял-колледж в 1961—1962 гг. Вскоре мы втроем смогли показать, что голдстоуновские бозоны действительно должны появляться и в том случае, когда спонтанно нарушаются такие симметрии, как изоспин или странность, и притом их массы остаются равными нулю во всех порядках теории возмущений. Насколько помню, я был столь разочарован этими нулевыми массами, что при написании нашей совместной статьи по этому вопросу<sup>8</sup> я добавил эпиграф к статье, чтобы показать бессмысленность попыток объяснить что-либо в терминах неинвариантного состояния вакуума: это были слова Лиры к Корделии: «Из ничего не выйдет ничего. Так объяснись». Конечно, в «Физикл Ревью» защитили пуританскую чистоту физической литературы и не стали печатать цитату. С точки зрения последующего развития идеи о неинвариантном вакууме в теоретической физике это оказалось правильным. На самом деле было исключение из этого правила, указанное вскоре Хиггсом, Кибблом и другими<sup>9</sup>. Они показали, что если нарушенная симметрия является локальной калибровочной симметрией, подобной калибровочной инвариантности в электродинамике, то, хотя голдстоуновские бозоны формально существуют и, в каком-то смысле, реальны, они могут быть устранены калибровочным преобразованием, так что они не появляются в виде настоящих физических частиц. Вместо этого пропавшие голдстоуновские бозоны проявляются как обладающие нулевой спиральностью \*) состояния векторных частиц, приобретающих таким образом массу.

Я думаю, что в то время физики, которые прослышали об этом исключительном случае, рассматривали его как чисто методическую возможность. По-видимому, такое отношение было обусловлено новым достижением в теоретической физике, которое, как казалось, внезапно изменило роль голдстоуновских бозонов, превратив их из нежелательных пришельцев в долгожданных друзей.

В 1964 г. Адлер и Вайсбергер<sup>10</sup> независимо друг от друга вывели правила сумм, которые позволяли выразить отношение  $g_A/g_V$  аксиально-векторной и векторной констант связи в бета-распаде через полные сечения взаимодействия пионов с нуклонами. Одна из возможностей трактовки этих вычислений (видимо, наиболее обычная в то время) состояла в том, чтобы рассматривать эти правила сумм как аналог давно известных дипольных правил сумм в атомной физике: полный набор адронных состояний подставляется в коммутационные соотношения аксиально-векторных токов. Именно такой подход и зафиксирован названием «алгебра токов»<sup>11</sup>. Но был также другой путь интерпретации правил сумм Адлера — Вайсбергера. Можно было бы предположить, что сильные взаимодействия обладают приближенной симметрией, основанной на группе  $SU(2) \times SU(2)$ , и что эта симметрия спонтанно нарушена, в результате чего (помимо других следствий) нуклоны приобретают массы. При этом пион отождествляется (приблизительно) с голдстоуновским бозоном, обладающим малой, но отличной от нуля массой — эта идея восходит к Намбу<sup>12</sup>.

Хотя  $SU(2) \times SU(2)$ -симметрия спонтанно нарушена, она все еще обладает значительной предсказательной силой, но ее предсказания выражаются в виде приближенных формул, с помощью которых можно вычислять матричные элементы для пионных реакций при низких энергиях. При таком подходе правила сумм Адлера — Вайсбергера получают при совместном применении предсказываемых длин рассеяния в пион-нуклонных взаимодействиях и хорошо известных правил сумм<sup>13</sup>, которые несколь-

\*) Проекция спина на направление движения. (Прим. перев.)

кими годами ранее были выведены из дисперсионных соотношений для пион-нуклонного рассеяния.

В этих вычислениях, в действительности, используется не только тот факт, что сильные взаимодействия обладают спонтанно нарушенной приближенной  $SU(2) \times SU(2)$ -симметрией, но также и то, что токи в этой группе симметрии должны быть отождествлены (с точностью до постоянного множителя) с векторным и аксиально-векторным токами в бета-распаде. (При таком предположении отношение  $g_A/g_V$  вписывается в общую картину с помощью соотношения Голдбергера — Треймана<sup>14</sup>, которое дает  $g_A/g_V$  в терминах константы распада пиона и пион-нуклонной связи.) Итак, в этом соответствии токов с симметрией сильных взаимодействий и физических токов бета-распада скрывался вдохновляющий путь к пониманию глубокой связи между слабыми взаимодействиями и сильными взаимодействиями. Однако в течение почти десятилетия эта взаимосвязь оставалась непонятой.

В 1965—1967 гг. мне доставила большую радость работа по разработке следствий из спонтанного нарушения симметрии для сильных взаимодействий<sup>15</sup>. □

Именно эта деятельность привела к моей статье 1967 г. об объединении слабых и электромагнитных взаимодействий. Но прежде чем перейти к рассказу о ней, я должен вернуться назад по времени и показать еще одно направление исследований, связанное с проблемой бесконечностей в квантовой теории поля.

Как я полагаю, именно Оппенгеймер и Валлер в 1930 г.<sup>16</sup> впервые заметили независимо друг от друга, что квантовая теория поля в более высоких порядках теории возмущений приводит к ультрафиолетовым расходимостям в результатах для собственных энергий. Профессор Валлер рассказал мне вчера вечером, что когда он сообщил об этом результате Паули, тот не поверил. Должно быть, тогда казалось, что эти бесконечности окажутся катастрофой для квантовой теории поля, которая только что была развита Гейзенбергом и Паули в 1929—1930 гг. И, действительно, эти бесконечности привели к некоторому разочарованию в квантовой теории поля, о чем свидетельствуют предпринятые в 30-е годы и в начале 40-х годов многочисленные попытки поиска альтернатив. Проблема была решена (по крайней мере, для квантовой электродинамики) после войны Фейнманом, Швингером и Томонагой<sup>17</sup>. Было показано, что все бесконечности исчезают, если наблюдаемым конечным значениям массы и заряда электрона сопоставить не те параметры  $m$  и  $e$ , которые появляются в лагранжиане, а те значения массы и заряда электрона, которые *вычисляются* из  $m$  и  $e$ , после того как мы примем во внимание тот факт, что электрон и фотон всегда окружены облаками виртуальных фотонов и электрон-позитронных пар<sup>18</sup>. Мгновенно все вычисления удалось провести и получить результаты, прекрасно согласующиеся с экспериментом.

Однако даже после этого успеха оставалось определенное различие во мнениях по поводу важности ультрафиолетовых расходимостей в квантовой теории поля. Многие считали — а некоторые считают и до сих пор, — что проделанная работа позволила лишь спрятать реальные проблемы «под ковер». Вскоре стало ясно, что существует весьма ограниченный класс так называемых «перенормируемых» теорий, в которых бесконечности могут быть устранены путем изменения определений, т. е. «перенормировки» конечного числа физических параметров. (Грубо говоря, в перенормируемых теориях ни одна константа связи не должна обладать размерностью массы в отрицательной степени. Но каждый раз, когда мы добавляем поле или пространственно-временную производную во взаимодействие, мы снижаем размерность соответствующей константы связи. Поэтому только

небольшое число простых типов взаимодействия может быть перенормируемыми.) В частности, ясно видно, что широко применявшаяся фермиевская теория слабых взаимодействий была перенормируемой. (Фермиевская константа связи имеет размерность (масса)<sup>-2</sup>.) Чувство неудовлетворенности квантовой теорией поля сохранилось и в 50-е и 60-е годы.

Теорию перенормировок я изучил, будучи аспирантом, главным образом по статьям Дайсона<sup>19</sup>. Поначалу мне показалось прекрасным, что только небольшое число квантовых теорий поля могут быть перенормируемыми. В конце концов, ограничения такого типа мы больше всего и *хотим* найти. Важны не математические методы, которые помогут прийти к осмысленному результату в бесконечном разнообразии физически бессмысленных теорий, а методы, которые несут с собой ограничения, потому что именно эти ограничения могут указать нам путь к единственно верной теории. В частности, на меня большое впечатление произвел тот факт, что квантовую электродинамику в каком-то смысле можно было *вывести* из принципов симметрии и требования перенормируемости; единственным лоренц-инвариантным и калибровочно-инвариантным перенормируемым лагранжианом фотонов и электронов является в точности изначальный дираковский лагранжиан квантовой электродинамики. Конечно, Дирак пришел к своей теории не таким путем. Он опирался на информацию, полученную в течение веков экспериментирования с электромагнетизмом, а для того чтобы придать окончательную форму своей теории, он использовал идеи простоты (более конкретно, идею, которая иногда называется минимальной электромагнитной связью). Однако надо смотреть вперед, пытаться построить теории явлений, которые еще не изучены столь хорошо на эксперименте, и мы не можем здесь полагаться на чисто формальные идеи простоты. Я думал, что перенормируемость может оказаться ключевым критерием, который и при более общем подходе потребует некоей простоты от наших теорий и поможет нам выбрать одну истинно физическую теорию среди бесконечного множества разумных квантовых теорий поля.

Как я поясню в дальнейшем, я бы сказал, что сейчас это выглядит несколько по-иному, но я еще более, чем когда-либо, убежден в том, что использование принципа перенормируемости как ограничения на наши теории наблюдаемых взаимодействий является хорошей стратегической линией. Преисполненный энтузиазма в отношении теории перенормировок, я написал свою кандидатскую диссертацию под руководством Сэма Треймана в 1957 г. на тему о применении некоторой специальной версии принципа перенормируемости для получения ограничений на слабые взаимодействия<sup>20</sup>. А некоторое время спустя я доказал небольшую, но довольно строгую теорему<sup>21</sup>, которая завершала доказательство Дайсона<sup>19</sup> и Салама<sup>22</sup> о сокращении всех ультрафиолетовых расходимостей во всех порядках теории возмущений в перенормируемых теориях. Но ничто из сделанного, казалось, не решало важнейшей проблемы — как построить перенормируемую теорию слабых взаимодействий.

А теперь я опять подхожу к 1967 г. Тогда я изучал следствия нарушенной  $SU(2) \times SU(2)$ -симметрии сильных взаимодействий и обдумывал попытки развития идеи о том, что, возможно, симметрия  $SU(2) \times SU(2)$  является «локальной», а не просто «глобальной» симметрией, т. е. сильные взаимодействия следовало бы описывать чем-то вроде теории Янга — Миллса, но вдобавок к векторным  $\rho$ -мезонам теории Янга — Миллса должны были бы появляться и аксиально-векторные  $A_1$ -мезоны. Чтобы придать  $\rho$ -мезону массу, было необходимо вставить обычные массовые члены для  $\rho$  и  $A_1$  в лагранжиан, а спонтанное нарушение  $SU(2) \times SU(2)$ -симметрии затем отщепит  $\rho$  от  $A_1$  с помощью механизма, подобного хиггсовскому, однако, поскольку теория не будет калибровочно-инва-

риантной, пионы останутся как физические голдстоуновские бозоны. Эта теория приводила к интригующему результату, что отношение масс  $A1/\rho$  должно равняться  $\sqrt{2}$ . Пытаясь понять этот результат вне рамок теории возмущений, я открыл определенные правила сумм, «правила сумм для спектральных функций»<sup>23</sup>, которые, как оказалось, могут быть широко использованы и для других целей. Но  $SU(2) \times SU(2)$ -теория не была калибровочно-инвариантной, а следовательно, она не могла быть перенормируемой<sup>24</sup>, поэтому я не проявлял по отношению к ней большого энтузиазма<sup>25</sup>. Конечно, если бы я не подставлял массовый член для  $\rho$  —  $A1$  в лагранжиан, то такая теория была бы калибровочно-инвариантной и перенормируемой и  $A1$  обладал бы массой. Но тогда не было бы пионов, а  $\rho$ -мезон был бы безмассовым, в очевидном противоречии (если не сказать большего) с наблюдениями.

И вот как-то в конце 1967 г. (мне кажется, это было, когда я вел машину, направляясь на работу в МТИ \*) мне пришла в голову мысль о том, что я использовал верные идеи в неподходящей проблеме. Безмассовым должен быть не  $\rho$ -мезон, а фотон, причем его партнером будет не  $A1$ , а массивный промежуточный бозон, который с времен Юкавы прочили на роль переносчика слабых взаимодействий. Слабые и электромагнитные взаимодействия можно было бы тогда описать<sup>26</sup> единым образом в терминах точной, но спонтанно нарушенной калибровочной симметрии. (Конечно, это не обязательно должна быть группа  $SU(2) \times SU(2)$ .) И эта теория была бы перенормируемой подобно квантовой электродинамике, потому что она калибровочно-инвариантна, как и квантовая электродинамика.

Было нетрудно разработать конкретную модель, которая воплощала эти идеи. У меня было мало уверенности в правильности моего понимания сильных взаимодействий, поэтому я решил сконцентрировать свое внимание на лептонах. Существуют два левосторонних лептона электронного типа  $\nu_{eL}$  и  $e_L$  и один правосторонний лептон электронного типа  $e_R$ . Поэтому я начал с группы  $U(2) \times U(1)$ ; все унитарные  $2 \times 2$ -матрицы действуют на левосторонние лептоны  $e$ -типа, тогда как все унитарные  $1 \times 1$ -матрицы воздействуют на правосторонний лептон  $e$ -типа. Подразделяя  $U(2)$  на унимодулярные преобразования и фазовые преобразования, можно было сказать, что группа была  $SU(2) \times U(1) \times U(1)$ . Но тогда одна из групп  $U(1)$  могла быть соотнесена обычному лептонному числу, а поскольку лептонное число оказывается сохраняющимся и не существует никакой безмассовой векторной частицы, обладающей им, то я решил исключить его из группы. При этом остается лишь четырехпараметрическая группа  $SU(2) \times U(1)$ . Спонтанное нарушение симметрии  $SU(2) \times U(1)$  до группы  $U(1)$  обычной электромагнитной калибровочной инвариантности привело бы к появлению масс у трех из четырех векторных калибровочных бозонов: заряженных бозонов  $W^\pm$  и нейтрального бозона, который я назвал  $Z^0$ . Зная силу обычных слабых взаимодействий заряженных токов, подобных бета-распаду, которые обусловлены обменом  $W^\pm$ , можно определить массу  $W^\pm$ . Она оказалась равной около  $40 \text{ ГэВ}/\sin \theta$ , где  $\theta$  — угол смешивания  $\gamma - Z^0$ .

Чтобы продвинуться дальше, приходится принять определенную гипотезу о механизме нарушения  $SU(2) \times U(1)$ . В перенормируемой  $SU(2) \times U(1)$ -теории единственным полем, с помощью которого можно было бы придать электрону массу за счет отличных от нуля вакуумных средних, является  $SU(2)$ -дублет частиц  $(\phi^+, \phi^0)$  с нулевым спином. Поэтому для простоты я предположил, что эти поля являются единственными скаляр-

\*) Массачусетский технологический институт. (Прим. перев.)

ными полями в теории. Масса  $Z^0$ -бозона при этом оказалась равной  $80 \text{ ГэВ}/\sin 2\theta$ . Таким образом, была зафиксирована сила взаимодействий слабых нейтральных токов. Действительно, точно так, как и в квантовой электродинамике, как только выбрано «меню» полей в теории, все детали такой теории полностью определяются принципами симметрии и перенормируемостью, если задать еще несколько свободных параметров: заряды и массы лептонов, фермиевскую константу связи бета-распада, угол смешивания  $\theta$  и массу скалярной частицы. Естественность такой теории хорошо демонстрирует тот факт, что практически такая же теория была независимо развита Саламом <sup>27</sup> в 1968 г.

Следующей проблемой была перенормируемость. Правила Фейнмана для теорий Янга — Миллса с ненарушенными калибровочными симметриями были разработаны <sup>28</sup> де Виттом, Фаддеевым и Поповым и другими, причем было известно, что такие теории перенормируемы. Однако в 1967 г. я еще не знал, как можно доказать, что это свойство перенормируемости не портится при спонтанном нарушении симметрии. Я усиленно работал над этой задачей в течение нескольких лет, частично вместе с моими студентами <sup>29</sup>, но продвинулся в решении вопроса не намного. Оглядываясь назад, можно понять, что основная трудность заключалась в том, что при квантовании векторных полей я использовал калибровку, которая известна сейчас под названием унитарной калибровки <sup>30</sup>. Такая калибровка имеет ряд существенных преимуществ, например, она дает истинный спектр частиц в теории, но у нее есть и крупный недостаток, состоящий в том, что свойство перенормируемости в такой калибровке практически невозможно выяснить.

Наконец, в 1971 году 'т Хоофт <sup>31</sup> показал в своей прекрасной статье, как можно разрешить эту проблему. Он придумал калибровку, в которой (наподобие «фейнмановской калибровке» в квантовой электродинамике) правила Фейнмана явно приводили только к конечному числу типов ультрафиолетовых расходимостей. Необходимо было также показать, что эти бесконечности удовлетворяли практически тем же ограничениям, что и лагранжиан теории, так что они могли бы быть устранены путем переопределения параметров этой теории. (Это казалось естественным, но доказательство не было простым, потому что калибровочно инвариантную теорию можно проквантовать лишь после того как выбрана определенная калибровка, так что совсем не очевидно, что ультрафиолетовые расходимости удовлетворяют тем же ограничениям, вытекающим из калибровочной инвариантности, что и сам лагранжиан.) Вскоре доказательство было завершено <sup>32</sup> в работах Ли и Зинн-Жюстена, а также 'т Хоофта и Велтмана. Совсем недавно Бекки, Руэ и Стора <sup>33</sup> придумали изящный метод проведения такого доказательства, использующий глобальную суперсимметрию калибровочных теорий, которая сохраняется даже при выборе какой-либо специфической калибровки.

Мне придется признать, что, когда я впервые увидел статью 'т Хоофта в 1971 г., я не поверил, что им найден путь доказательства перенормируемости. Но это была уже моя беда, а не вина 'т Хоофта: я просто не был достаточно хорошо знаком с формализмом интегралов по траекториям, на котором основывалась работа 'т Хоофта, и мне хотелось увидеть вывод фейнмановских правил в калибровке 'т Хоофта из канонического квантования. Вскоре это было показано (для ограниченного класса калибровочных теорий) в статье Бена Ли <sup>34</sup>. После статьи Ли я уже был готов к восприятию мысли о том, что перенормируемость единой теории практически доказана.

К тому времени многие физики-теоретики поверили в общий подход, развиваемый Саламом и мною, т. е. в то, что слабые и электромагнитные

взаимодействия управляются некой группой точных локальных калибровочных симметрий, эта группа спонтанно нарушена до  $U(1)$ , за счет чего все векторные бозоны, за исключением фотона, приобретают массу, и такая теория перенормируема. Оставалось, правда, еще не ясным, действительно ли природа выбрала ту специфическую модель, которую мы предлагали. Конечно, только эксперимент мог дать ответ на этот вопрос.

Уже в 1967 г. было ясно, что наилучший путь проверки теории — поиск слабых взаимодействий, обусловленных нейтральными токами. Переносчиком взаимодействия в этом случае является промежуточный нейтральный векторный бозон  $Z^0$ . Конечно, возможность проявления нейтральных токов не была абсолютно новой. Еще в 1937 г. Гамов и Теллер, Кеммер и Вентцель, а позже, в 1958 г., Бладмен и Лейте-Лопес выдвигали гипотезы<sup>35</sup> о возможных нейтральных токах. В начале 60-х годов подобные попытки были предприняты<sup>36</sup> Глэшоу и Саламом и Уордом в поисках единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий. У них появлялись нейтральные токи, обладавшие многими из тех свойств, которые Салам и я обнаружили при построении единой теории в 1967—1968 гг. Но поскольку теперь в качестве одного из предсказаний нашей теории вытекало определенное значение массы  $Z^0$  бозона, то можно было сделать конкретное предсказание силы этих нейтральных токов. Таким образом, имелась специфическая цель, к которой следовало направить усилия экспериментаторов.

Некоторое время спустя, в 1971 г., я провел анализ экспериментальных возможностей<sup>37</sup>. Результаты оказались весьма впечатляющими. Проведенные ранее эксперименты установили верхние границы скоростей протекания процессов, обусловленных нейтральными токами. Они оказались довольно низкими, и потому у многих физиков сложилось впечатление, что с высокой степенью достоверности нейтральных токов вообще не существует. Однако, в действительности, теория, развитая в 1967—1968 гг., *предсказывала* весьма малые скорости, реально настолько малые, что соответствующие процессы к тому времени и не могли быть обнаружены. Например, опыты<sup>38</sup>, поставленные несколькими годами ранее, привели к значению  $0,12 \pm 0,06$  для верхнего предела отношения сечения процесса упругого рассеяния мюонных нейтрино протонами, обусловленного нейтральными токами, к сечению соответствующего процесса с рождением мюона, вызванного заряженными токами. Я показал, что предсказываемая величина этого отношения лежит в пределах от 0,15 до 0,25 в зависимости от  $\theta$  — угла смешивания  $\gamma - Z^0$ . Поэтому имелись все основания для того, чтобы попытаться измерить эту величину несколько точнее.

Как всем уже хорошо известно, нейтральные токи были, наконец, открыты в 1973 г. Затем последовали годы детального экспериментального изучения конкретных свойств нейтральных токов. Обзор результатов этих экспериментов<sup>40</sup> увел бы меня слишком далеко от предмета моей лекции, поэтому я только скажу, что они со все большей точностью подтверждали выводы теорий для реакций с нейтральными токами во взаимодействиях нейтрино с нуклонами и нейтрино с электронами, а после прекрасного эксперимента<sup>41</sup> группы СЛАК — Йейль, проведенного в прошлом году, появилось также подтверждение правильности теории и в электрон-нуклонных реакциях с нейтральными токами.

Все это прекрасно. Но должен сказать, что я не был бы слишком удивлен, если бы оказалось, что правильная теория базируется на какой-то другой спонтанно нарушенной калибровочной группе с совершенно отличными нейтральными токами. Одной из таких возможностей могла бы быть предложенная Джорджи и Глэшоу<sup>42</sup> весьма хитроумная  $SU(2)$ -теория,



в которой вообще не было нейтральных токов. Важной мне представлялась лишь сама идея о точной спонтанно нарушенной калибровочной симметрии, которая связывает слабые и электромагнитные взаимодействия и обеспечивает перенормируемость этих взаимодействий. В правильности этой идеи я был убежден, хотя бы только потому, что она соответствовала моим представлениям о том, какой должна быть природа.

В начале 70-х годов, еще до открытия нейтральных токов, были получены два других важных теоретических результата, связанных с обсуждаемой проблемой. Поэтому я упомяну о них здесь. Один из них был получен в известной работе Глэшоу, Илиопулоса и Майани об очарованном кварке <sup>43</sup>. В их работе содержалось решение проблемы (которая в противном случае могла бы стать серьезным препятствием) нейтральных токов, изменяющих странность. Я оставляю эту тему для лекции профессора Глэшоу. Другой теоретический результат имел непосредственное отношение к сильным взаимодействиям. Однако это возвращает нас назад к одной из тем моей лекции, к теме о симметриях.

В 1973 г. Политцер, а также Гросс и Вильчек <sup>44</sup> обнаружили замечательное свойство теории Янга — Миллса, которое они назвали «асимптотической свободой»: эффективная константа связи <sup>45</sup> падает до нуля по мере того, как характерная энергия процесса растет к бесконечности. Казалось, это могло бы объяснить известный экспериментальный факт о поведении нуклона в процессах глубоко неупругого рассеяния электронов высоких энергий, когда он проявляет себя как бы состоящим из практически свободных кварков <sup>46</sup>. Однако возникала одна проблема. Для того чтобы векторные бозоны в калибровочной теории сильных взаимодействий стали массивными, хотелось бы ввести в схему сильно взаимодействующие скалярные поля. А они-то как раз и разрушили бы асимптотическую свободу. Другая трудность, которая особенно беспокоила меня, заключалась в том, что в единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий фундаментальная слабая связь оказывается того же порядка величины, что и заряд электрона  $e$ , а потому эффекты, связанные с виртуальными промежуточными векторными бозонами, приведут к чересчур большим (порядка  $1/137$ ) нарушениям четности и закона сохранения странности при сильных взаимодействиях этих скалярных частиц друг с другом и с кварками <sup>47</sup>. Как-то весной 1973 г. мне пришла в голову мысль (независимо развитая также Гроссом и Вильчеком), что можно вообще не рассматривать сильно взаимодействующие скалярные поля, если позволить калибровочной симметрии сильных взаимодействий остаться ненарушенной. При этом векторные бозоны, или «глюоны», остаются безмассовыми. Кроме того, приходится полагаться на рост сильных взаимодействий по мере роста расстояния, чтобы объяснить, почему кварки и безмассовые глюоны не обнаружены на опыте <sup>48</sup>. Предположив отсутствие сильно взаимодействующих скалярных частиц, три «цвета» кварков (как это следовало из более ранних работ разных авторов <sup>49</sup>) и калибровочную группу симметрии  $SU(3)$ , мы приходим к специфической теории сильных взаимодействий. Эта теория известна сейчас под названием квантовой хромодинамики (КХД).

С тех пор экспериментальные исследования все в большей степени подтверждали КХД как правильную теорию сильных взаимодействий. Здесь меня все же больше будет интересовать ее влияние на понимание нами принципов симметрии. Ограничения, вытекающие из требований калибровочной инвариантности и перенормируемости, оказались (в который уже раз) необычайно мощными. Эти ограничения заставляют лагранжиан теории принять столь простую форму, что сильные взаимодействия в КХД должны сохранять странность, быть инвариантными относительно

зарядового сопряжения и (за исключением проблем<sup>50</sup>, связанных с инстан-тонами) сохранять четность. Указанные симметрии не приходится выдумывать как априорные принципы. Просто не видно никакого пути возможного усложнения лагранжиана, который бы привел к их нарушению. При одном дополнительном предположении, об относительно малых массах  $u$ - и  $d$ -кварков, сильные взаимодействия оказываются удовлетворяющими также приближенной  $SU(2) \times SU(2)$ -симметрии алгебры токов, которая после спонтанного нарушения приводит к группе изоспина. Если масса  $s$ -кварка тоже не слишком велика, то получается весь восьмеричный путь в качестве приближенной симметрии сильных взаимодействий. Более того, описывая слабые и электромагнитные взаимодействия также с помощью калибровочной теории, с необходимостью получаем, что слабые токи как раз являются токами, связанными с этими симметриями сильных взаимодействий. Другими словами, вся картина приближенных симметрий сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий, которая так сильно озадачивала нас в 50-е и 60-е годы, теперь в значительной мере оказывается объясненной как простое следствие калибровочной инвариантности сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий плюс условия перенормируемости. Понятие о внутренних симметриях достигло сейчас того же уровня, что и симметрия пространства-времени во времена Эйнштейна. Все приближенные внутренние симметрии объяснены с динамической точки зрения. На фундаментальном уровне вообще нет никаких приближенных или частичных симметрий, а есть лишь точные симметрии, управляющие всеми взаимодействиями.

Теперь я хочу снова заглянуть немного вперед и прокомментировать возможное развитие в будущем идей симметрии и перенормируемости.

Перед нами еще стоит открытым вопрос о том, являются ли элементарными те скалярные частицы, которые ответственны за спонтанное нарушение электрослабой калибровочной симметрии  $SU(2) \times U(1)$ . Если они элементарны, тогда полуслабо распадающиеся «хиггсовские бозоны» с нулевым спином должны быть обнаружены при энергиях, сравнимых по величине с теми, которые нужны для рождения промежуточных векторных бозонов. С другой стороны, возможно, что эти скаляры — составные частицы<sup>51</sup>. Хиггсовские бозоны будут в этом случае неразличимыми достаточно массивными состояниями с очень большой шириной, аналогичными возможному  $s$ -волновому максимуму в  $pp$ -рассеянии. Возможно, существуют также и более легкие, медленнее распадающиеся скалярные частицы совсем другого типа, известные под названием псевдоголдстоуновских бозонов<sup>52</sup>.

А может быть, существует совершенно новый класс «сверхсильных» взаимодействий<sup>53</sup>, приводящих к силам связи сверхмощным в том смысле, что асимптотическая свобода начинает здесь работать не при нескольких сотнях МэВ, как в КХД, а при нескольких сотнях ГэВ? Эти «сверхсильные» силы будут восприниматься новым семейством фермионов и приводить к тому, что массы этих фермионов окажутся равными порядка нескольких сотен ГэВ. Поживем — увидим.

Из четырех (сейчас — трех) типов взаимодействий только гравитация противится включению ее в схему перенормируемой квантовой теории поля. Это может просто означать, что мы еще не достаточно глубоко разбираемся в математической трактовке общей теории относительности. Однако существует другая возможность, которая представляется мне более заманчивой. Гравитационная постоянная определяет единицу энергии, известную под названием планковской энергии и равную около  $10^{19}$  ГэВ. При такой энергии гравитация превращается практически в сильное взаимодействие, так что уже более нельзя игнорировать ультрафиолетовые расходимости

теории, если имеешь дело с энергией порядка планковской. Возможно, существует целый мир с новой физикой и неожиданными степенями свободы при столь огромных энергиях, а общая теория относительности не является адекватной схемой для понимания физики этих степеней свободы при сверхвысоких энергиях. Когда мы изучаем гравитацию или другие привычные явления при массах частиц и их энергиях, не превышающих ТэВ или около того, мы, видимо, обучаемся только «эффективной» теории поля, т. е. такой, в которой сверхтяжелые степени свободы не проявляются в явной форме, а параметры связи неявно подразумевают суммирование по этим открытым степеням свободы.

Чтобы проверить, насколько такое предположение осмысленно, будем считать его верным и зададим вопрос о том, какие типы взаимодействий (как мы могли бы ожидать, исходя из такой гипотезы) проявятся при обычных энергиях. «Заинтегрировав» сверхвысокоэнергичные степени свободы фундаментальной теории, мы, как правило, приходим к очень сложной эффективной теории поля. В действительности она оказывается настолько сложной, что содержит *все* взаимодействия, допускаемые принципами симметрии. Но там, где из анализа размерностей следует, что константа связи должна выражаться определенной степенью некой массы, эта самая масса оказывается, вероятнее всего, типичной сверхбольшой массой, такой, как  $10^{19}$  ГэВ. Бесконечное многообразие перенормируемых взаимодействий в этой эффективной теории обладает константами связи с размерностями массы в отрицательных степенях, так что обусловленные ими эффекты подавлены при обычных энергиях как степени отношения энергии к сверхбольшим массам. Поэтому единственными взаимодействиями, которые мы можем обнаружить при обычных энергиях, являются перенормируемые в обычном смысле взаимодействия плюс те из перенормируемых взаимодействий, которые приводят хотя и к ничтожно малым, но в чем-то экзотическим эффектам, обнаруживаемым именно за счет их экзотичности.

Одна из возможностей зарегистрировать очень слабое взаимодействие проявляется, когда это взаимодействие когерентное и дальнodelствующее, так что оно может суммироваться и приводить к макроскопическим эффектам. Было показано <sup>54</sup>, что единственными частицами, обмен которыми приводит к таким силам, являются безмассовые частицы со спинами 0, 1 или 2. Более того, одной лишь лоренц-инвариантности достаточно, чтобы продемонстрировать, что дальнodelствующие силы, обусловленные произвольной частицей с нулевой массой и спином, равным 2, должны описываться общей теорией относительности <sup>55</sup>. Итак, с этой точки зрения нам не следует чересчур удивляться тому, что гравитация является единственным (из известных сейчас) взаимодействием, которое, кажется, не описывается перенормируемой теорией поля, — это почти единственное сверхслабое взаимодействие, которое *могло* быть обнаружено. А тот факт, что гравитация хорошо описывается общей теорией относительности в макроскопических масштабах, не должен приводить нас к заключению о том, что общая теория относительности верна при  $10^{19}$  ГэВ.

Перенормируемые эффективные взаимодействия можно также зарегистрировать, если они нарушают какие-либо законы сохранения, являющиеся точными без учета таких взаимодействий. Первоочередными кандидатами на нарушение являются законы сохранения барионного и лептонного чисел. Схема  $SU(3)$ - и  $SU(2) \times U(1)$ -калибровочных симметрий сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий приводит к замечательному следствию, гласящему, что все перенормируемые взаимодействия известных частиц автоматически сохраняют число барионов и лептонов. Однако тот факт, что обычное вещество оказывается весьма стабильным и что распад протона не обнаружен, еще не должен привести к выводу

о фундаментальном характере законов сохранения чисел барионов и лептонов. С той точностью, с которой они были проверены, законы сохранения барионов и лептонов могут быть объяснены как динамические следствия других симметрий точно так же, как сохранение странности было объяснено в рамках КХД. Но могут существовать сверхтяжелые частицы, и эти частицы могут обладать необычными свойствами преобразований  $SU(3)$  или  $SU(2) \times U(1)$ . В этом случае не видно никаких оснований, почему бы при их взаимодействиях сохранялись числа барионов и лептонов. Сомневаюсь, что барионное и лептонное числа останутся неизменными. Действительно, сам факт, что Вселенная, видимо, содержит избыток барионов над антибарионами, должен заставить нас подозревать, что процессы с несохранением числа барионов действительно имели место. Если эффекты слабого несохранения барионного или лептонного числа, такие, как распад протона или наличие массы у нейтрино, будут открыты экспериментально, в нашем распоряжении останутся только калибровочные симметрии как единственные истинные внутренние симметрии природы. Такой вывод я бы рассматривал как наиболее удовлетворительный.

Идея о новой шкале сверхбольших масс возникла несколько другим образом<sup>56</sup>. Если «великое объединение» сильных и электрослабых калибровочных взаимодействий как-либо окажется возможным в той или иной форме, то следует ожидать, что все калибровочные константы связи  $SU(3)$  и  $SU(2) \times U(1)$  будут сравнимы по величине. (В частности, если  $SU(3)$  и  $SU(2) \times U(1)$  являются подгруппами большей простой группы, то отношения квадратов констант связи задаются рациональными числами порядка единицы<sup>57</sup>.) Однако такая возможность кажется противоречащей очевидному факту, что сильные взаимодействия сильнее слабых и электромагнитных взаимодействий. В 1974 г. Джорджи, Квинн и я предположили, что масштаб великого объединения, при котором все константы связи становятся сравнимыми по величине, лежит при огромной энергии. Поэтому истинная причина того, что константа сильной связи настолько больше электрослабых связей при обычных энергиях, кроется в асимптотической свободе КХД, в которой эффективная константа связи медленно возрастает по мере того, как энергия падает от масштаба великого объединения к привычным значениям. Константа сильной связи меняется очень медленно (как  $1/\ln E$ ), поэтому масштаб великого объединения должен быть огромным. Мы нашли, что для довольно широкого класса теорий великое объединение происходит где-то поблизости от  $10^{16}$  ГэВ. Эта энергия не слишком сильно отличается от планковской энергии  $10^{19}$  ГэВ. Время жизни протона оценить с достаточно большой точностью трудно, но мы дали приблизительное значение, равное  $10^{32}$  лет, которое, видимо, удастся проверить экспериментально уже через несколько лет. (Эти оценки были улучшены более подробными вычислениями, проделанными разными авторами<sup>58</sup>.) Мы также вычислили значение параметра смешивания  $\sin^2 \theta$ , которое оказалось равным примерно 0,2. Оно не сильно отличается от значения  $0,23 \pm 0,02$ , полученного сейчас в эксперименте<sup>40</sup>. Важной задачей будущих экспериментов с нейтральными токами является улучшение той точности, с которой известна величина  $\sin^2 \theta$ . Интересно узнать, действительно ли она согласуется с предсказанным значением.

Для того чтобы элементарные скалярные частицы, появляющиеся в теории великого объединения, приводили к спонтанному нарушению электрослабой калибровочной симметрии при нескольких сотнях ГэВ, необходимо (и достаточно), чтобы они не приобрели сверхбольших масс при спонтанном нарушении калибровочной группы великого объединения<sup>59</sup>. В этом нет ничего невозможного, но я не смог до конца продумать вопрос, почему это должно иметь место. (Эта проблема может быть свя-

зана с давней загадкой, почему квантовые поправки не приводят к огромной космологической постоянной. В обоих случаях мы имеем дело с аномально малым «суперперенормируемым» членом в эффективном лагранжиане, который следует положить равным нулю. В случае с космологической постоянной это требование должно выполняться с точностью до  $10^{-50}$ .) Если же нет таких элементарных скалярных частиц, которые не приобретают сверхбольших масс при нарушении калибровочной группы великого объединения, тогда, как я уже упоминал, должны появляться сверхмощные силы, чтобы образовать составные голдстоуновские и хиггсовские бозоны, которые связаны со спонтанным нарушением  $SU(2) \times U(1)$ . Такие силы могут появляться довольно естественным образом в теориях великого объединения. В качестве одного из примеров предположим, что великая калибровочная группа разрушается не до прямого произведения  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ , а до  $SU(4) \times SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ . Поскольку группа  $SU(4)$  больше группы  $SU(3)$ , ее константа связи растет с уменьшением энергии быстрее, чем КХД-константа. Поэтому  $SU(4)$ -сила становится большой при намного более высоких энергиях, чем несколько сотен МэВ, когда сильными становятся взаимодействия в КХД. Обычные кварки и лептоны были бы нейтральными относительно  $SU(4)$ . Они не чувствовали бы этой силы. Но другие фермионы могли бы нести квантовые числа  $SU(4)$  и поэтому обладали бы большими массами. Можно даже представить себе последовательность все возрастающих подгрупп великой калибровочной группы, которая заполнила бы огромную энергетическую область вплоть до  $10^{15}$  или  $10^{19}$  ГэВ массами частиц, рождающихся при таких последовательно усиливающихся взаимодействиях.

Если существуют элементарные скаляры, вакуумные ожидания которых ответственны за массы обычных кварков и лептонов, то эти массы в членах порядка  $\alpha$  будут чувствовать радиационные поправки, обусловленные сверхтяжелыми векторными бозонами великой калибровочной группы. Возможно, что объяснить значения величин, подобных  $m_c/m_\mu$ , без полной теории великого объединения не удастся. С другой стороны, если таких элементарных скаляров нет, то почти все детали теории великого объединения оказываются забытыми в эффективной теории поля, описывающей физику при обычных энергиях. Тогда может оказаться возможным вычисление масс кварков и лептонов просто через свойства процессов при доступных энергиях. К сожалению, до сих пор никому не удалось показать, как можно получить таким способом что-либо напоминающее наблюдаемую картину распределения масс<sup>60</sup>.

Отставив в сторону все эти неопределенности, предположим, что существует истинно фундаментальная теория, характеризуемая шкалой энергий порядка от  $10^{16}$  до  $10^{19}$  ГэВ, при которой сильные, электрослабые и гравитационные взаимодействия объединяются. Возможно, это будет обычная перенормируемая квантовая теория поля, но в настоящий момент, если мы учитываем гравитацию, не ясно, как ее построить. Однако если она перенормируемая, то чем же тогда задается бесконечный набор констант связи, которые необходимы, чтобы поглотить все ультрафиолетовые расходимости такой теории? Как я считаю, ответ заключается в том, что квантовая теория поля, которая родилась около пятидесяти лет назад в результате объединения квантовой механики с теорией относительности, оказалась прекрасным, но не очень здоровым ребенком. Как указывали много лет назад Ландау и Челлен, квантовая теория поля при сверхвысоких энергиях подвержена болезням всех сортов — тахионы, духи и т. п. — и нужны специальные лекарства для того, чтобы она выжила. Один из способов избежать возможных болезней квантовой теории поля

состоит в том, чтобы сделать ее перенормируемой и асимптотически свободной. Однако имеются и другие способы. Например, даже бесконечный набор констант связи может стремиться к некоей фиксированной, отличной от нуля точке по мере роста к бесконечности энергии, при которой они измеряются. Но требование наличия такого характерного поведения обычно накладывает столь много ограничений на эти константы, что в результате остается только конечное число свободных параметров<sup>61</sup> — в точности как для теорий, перенормируемых в обычном смысле слова. Таким образом, я думаю, что тем или иным способом квантовая теория поля окажется упрямо ограничивающей возможные подходы, так что она позволит описать лишь небольшое число возможных миров, среди которых, как мы надеемся, находится и наш мир.

Кажется, я склонен быть чересчур оптимистичным относительно будущего физики. И ничто так не заставляет меня быть оптимистом, как открытие нарушенных симметрий. В седьмой книге своего труда «Государство» Платон описывает прикованных в пещере узников, которые могут видеть лишь тени, отбрасываемые на стены пещеры предметами из внешнего мира. А когда узников выпускают из пещеры на свет, глаза их настолько поражены сиянием, что в течение некоторого времени они думают, будто тени, которые они видели в пещере, действительно достовернее тех вещей, которые им сейчас показывают. Но постепенно их восприятие мира проясняется и они начинают понимать насколько прекрасен настоящий мир. Мы как раз находимся в такой пещере, прикованные ограничениями на возможные типы экспериментов, доступных нам. В частности, мы можем изучать вещество лишь при относительно низких температурах, когда симметрии, по всей видимости, спонтанно нарушены и потому природа не представляется здесь очень простой или единой. Мы не можем выбраться из этой пещеры, но если долго и терпеливо смотреть на тени на ее стенах, то можно, по крайней мере, уловить формы симметрии, которые, даже будучи разрушенными, являются точными принципами, управляющими всеми явлениями природы, проявлением красоты внешнего мира.

Здесь удалось привести ссылки лишь на малую часть статей, посвященных тематике, обсуждавшейся мною в этой лекции. Дополнительные ссылки можно найти в следующих обзорах:

Abers E. S., Lee B. W. Gauge Theories. — Phys. Rept. Ser. C, 1973, v. 9, No. 1.  
 Marciano W., Pagels H. Quantum Chromodynamics. — Ibid., 1978, v. 36, No. 3.  
 Taylor J. C. Gauge Theories of Weak Interactions. — Cambridge Univ. Press, 1976.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Tuve M. A., Heydenberg N., Hafstad L. R. — Phys. Rev., 1936, v. 50, p. 806.  
 Breit G., Condon E. V., Present R. D. — Ibid., p. 825.  
 Breit G., Feenberg E. — Ibid., p. 850.
  2. Gell-Mann M. — Phys. Rev., 1953, v. 92, p. 833.  
 Nakano T., Nishijima K. — Progr. Theor. Phys., 1955, v. 10, p. 581.
  3. Lee T. D., Yang C. N. — Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 254.  
 Wu C. S. et al. — Ibid., 1957, v. 105, p. 1413.  
 Garwin R., Lederman L., Weinrich M. — Ibid., p. 1415.  
 Friedman J. I., Telegdi V. L. — Ibid., p. 1681.
  4. Gell-Mann M. Cal. Tech. Synchrotron Laboratory Report CTSL-20—1961, (unpublished).  
 Neeman Y. — Nucl. Phys., 1961, v. 26, p. 222.
  5. Fock V. — Zs. Phys., 1927, Bd. 39, S. 226.  
 Weyl H. — Ibid., 1929, Bd. 56, S. 330.
- Название «калибровочная инвариантность» основано на аналогии с более ранними гипотезами:

- Weyl H.— In: Raum, Zeit, Materie.—3rd ed.— Springer, 1920. См. также: London F.— Zs. Phys., 1927, Bd. 42, S. 375.  
 Обзор истории вопроса дается в лекции Ч. Н. Янга в City College, 1977.
6. Yang C. N., Mills R. L.— Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 191.
  7. Goldstone J.— Nuovo Cimento, 1961, v. 19, p. 154.
  8. Goldstone J., Salam A., Weinberg S.— Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 965.
  9. Higgs P. W.— Phys. Lett., 1964, v. [12, p. 132; v. 13, p. 508; Phys. Rev., 1966, v. 145, p. 1156.  
 Kibble T. W. B.— Phys. Rev., 1967, v. 155, p. 1554.  
 Guralnik C. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 585.  
 Englert F., Brout R.— Ibid., p. 321.  
 См. также: Anderson P. W.— Phys. Rev., 1963, v. 130, p. 439.
  10. Adler S. L.— Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 1051; Phys. Rev. Ser. B, 1965, v. 140, p. 736.  
 Weisberger W. I.— Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 1047; Phys. Rev., 1966, v. 143, p. 1302.
  11. Gell-Mann M.— Physics, 1964, v. 1, p. 63.
  12. Nambu Y., Jona-Lasinio G.— Phys. Rev., 1961, v. 122, p. 345; 1961, v. 124, p. 246.  
 Nambu Y., Lurie D.— Ibid., 1962, v. 125, p. 1429.  
 Nambu Y., Shrauner E.— Ibid., 1962, v. 128, p. 862.  
 См. также: Gell-Mann M., Levy M.— Nuovo Cimento, 1960, v. 16, p. 705.
  13. Goldberger M. L., Miyazawa H., Oehme R.— Phys. Rev., 1955, v. 99, p. 986.
  14. Goldberger M. L., Treiman S. B.— Ibid., 1958, v. 111, p. 354.
  15. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, p. 879; v. 17, p. 336; 1967, v. 18, p. 188; Phys. Rev., 1967, v. 166, p. 1568.
  16. Oppenheimer J. R.— Phys. Rev., 1930, v. 35, p. 461.  
 Waller I.— Zs. Phys., 1930, Bd. 59, S. 168; Bd. 62, S. 673.
  17. Feynman R. P.— Rev. Mod. Phys., 1948, v. 20, p. 367; Phys. Rev., 1948, v. 74, p. 939; 1949, v. 76, p. 749, 769; 1950, v. 80, p. 440.  
 Schwinger J. W.— Ibid., 1948, v. 73, p. 146; v. 74, p. 1439; 1949, v. 75, p. 651; v. 76, p. 790; 1951, v. 82, p. 664, 914; 1953, v. 91, p. 713; Proc. Nat. Acad. Sci., 1951, v. 37, p. 452.  
 Tomonaga S.— Progr. Theor. Phys., 1946, v. 1, p. 27.  
 Koba Z., Tati T., Tomonaga S.— Ibid., 1947, v. 2, p. 101.  
 Kanazawa S., Tomonaga S.— Ibid., 1948, v. 3, p. 276.  
 Koba Z., Tomonaga S.— Ibid., 1948, v. 3, p. 290.
  18. Ранее выдвигались предположения о том, что бесконечности можно удалить из квантовой теории поля таким способом. См. Weisskopf V. F.— Kon. Dansk. Vid. Mat.-Fys. Medd., 1936, Bd. 15, Nr. 6, особенно с. 34 и с. 5—6.  
 Kramers H. (не опубликовано).
  19. Dyson F. J.— Phys. Rev., 1949, v. 75, p. 486, 1736.
  20. Weinberg S.— Ibid., 1957, v. 106, p. 1301.
  21. Weinberg S.— Ibid., 1960, v. 118, p. 838.
  22. Salam A.— Ibid., 1951, v. 82, p. 217; v. 84, p. 426.
  23. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 18, p. 507.
  24. О неперенормируемости теорий с внутренне нарушенными калибровочными симметриями см.:  
 Komar A., Salam A.— Nucl. Phys., 1960, v. 21, p. 624.  
 Umezawa H., Kamefuchi S.— Ibid., 1961, v. 23, p. 399.  
 Kamefuchi S., O'Riadaigh L., Salam A.— Ibid., 1961, v. 28, p. 529.  
 Salam A.— Phys. Rev., 1962, v. 128, p. 331.  
 Veltman M.— Nucl. Phys. Ser. B, 1968, v. 7, p. 637; v. 21, p. 288.  
 Boulware D.— Ann. of Phys., 1970, v. 56, p. 140.
  25. Эта работа была вкратце упомянута в <sup>23</sup> (сноска).
  26. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264.
  27. Salam A. In: Elementary Particle Physics: Nobel Symposium No. 8/Ed. N. Svartholm— Stockholm: Almquist and Wilsell, 1968.— P. 367.
  28. De Witt B.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, p. 742; Phys. Rev., 1967, v. 162, p. 1195.  
 Faddeev L. D., Popov V. N.— Phys. Lett. Ser. B, 1967, v. 25, p. 29.  
 См. также: Feynman R. P.— Acta Phys. Pol., 1963, v. 24, p. 697.
  29. Mandelstam S.— Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 1580.
  29. См.: Stuller L. Ph. D. Thesis M. I. T.— 1971 (не опубликовано).

30. Моя работа с унитарной калибровкой описана в статье: Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 1688, а более детально в статье: Weinberg S.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 7, p. 1068.
31. 't Hooft G.— Nucl. Phys. Ser. B, 1971, v. 35, p. 167.
32. Lee B. W., Zinn-Justin J.— Phys. Rev. Ser. D, 1972, p. 3121, 3137, 3155.
- 't Hooft G., Veltman M.— Nucl. Phys. Ser. B, 1972, v. 44, p. 189, v. 50, p. 318.
33. Becchi C., Rouet A., Stora R.— Comm. Math. Phys., 1975, v. 42, p. 127.
34. Lee B. W.— Phys. Rev. Ser. D, 1972, v. 5, p. 823.
35. Gamow G., Teller E.— Phys. Rev., 1937, v. 51, p. 288.
- Kemmer N.— Phys. Rev., 1937, v. 52, p. 906.
- Wentzel G.— Helv. Phys. Acta, 1937, v. 10, p. 108.
- Bludman S.— Nuovo Cimento, 1958, v. 8, p. 234.
36. Glashow S. L.— Ibid., 1961, v. 22, p. 519.
- Salam A., Ward J. C.— Phys. Lett., 1964, v. 13, p. 168.
37. Weinberg S.— Phys. Rev., 1972, v. 5, p. 1412.
38. Cundy D. C. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1970, v. 31, p. 478.
39. Первые сведения о нейтральных токах были получены на пузырьковой камере «Гаргамель» в ЦЕРНе:  
Hasert F. J. et al., Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 46, p. 121, 138.  
См. также: Musset P.— J. de Phys., 1973, t. 11/12, p. T34. Примерно в то же время безмюонные события наблюдались группой HPWF в лаборатории им. Ферми, но после задержки с публикацией их статьи они перестроили детектор и после этого вначале не смогли обнаружить сигнал от нейтральных токов. Эта группа опубликовала сведения о нейтральных токах в статье:  
Benvenuti A. et al.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 800.
40. Обзор данных см.: Baltay C.— In: Proc. of the 19th Intern. Conference on High Energy Physics.— Tokyo, 1978. Теоретический анализ см.: Abbott L. F., Barnett R. M.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 3230; Langacker P., Kim J. E., Levine M., Williams H. H., Sidhu D. P. (в печати), и более ранние ссылки, приведенные там.
41. Prescott C. Y. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 77, p. 347.
42. Glashow S. L., Georgi H. L.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 28, p. 1494.  
См. также: Schwinger J.— Ann. of Phys., 1957, v. 2, p. 407.
43. Glashow S. L., Iliopoulos J., Maiani L.— Phys. Rev. Ser. D, 1970, v. 2, p. 1285. Эта статья упоминалась в <sup>37</sup> как работа, в которой дается возможное решение проблемы нейтральных токов, меняющих странность. Однако в то время я скептически относился к кварковой модели. Поэтому в работе <sup>37</sup> барионы включались в теорию только в виде SU(2)-дублета из протона и нейтрона, а странные частицы полностью игнорировались.
44. Politzer H. D.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1346.
- Gross D. J., Wilczek F.— Ibid., p. 1343.
45. Эффективные константы связи, зависящие от энергии, были введены в работе: Gell-Mann M., Low F. E.— Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 1300.
46. Bloom E. D. et al.— Phys. Rev. Lett., 1969, v. 23, p. 930.
- Breidenbach M. et al.— Ibid., p. 935.
47. Weinberg S.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 605.
48. Gross D. J., Wilczek F.— Ibid., p. 3633.
- Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 494.  
Подобная идея была выдвинута до открытия свойства асимптотической свободы в работе: Fritzsche H., Gell-Mann M., Leutwyler H.— Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 47, p. 365.
49. Greenberg O. W.— Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 598.
- Han M. Y., Nambu Y.— Phys. Rev. Ser. B, 1965, v. 139, p. 1006.
- Bardeen W. A., Fritzsche H., Gell-Mann M.— In: Scale and Conformal Symmetry in Hadron Physics/Ed. R. Gatto.— N.Y.: J. Wiley, 1973.— P.139. (и т. д.)
50. 't Hooft G.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 8.
51. Такой «динамический» механизм спонтанного нарушения симметрии впервые обсуждался в работах:  
Nambu Y., Jona-Lasinio G.— Phys. Rev., 1961, v. 122, p. 345.
- Schwinger J.— Ibid., 1962, v. 125, p. 397; v. 128, p. 2425, и в контексте современных калибровочных теорий в работах:  
Jackiw R., Johnson K.— Ibid. Ser. D, 1973, v. 8, p. 2386.
- Cornwall J. M., Norton R. E.— Ibid., p. 23338.
- Следствия нарушения симметрии были рассмотрены в работах:  
Weinberg S.— Ibid., 1976, v. 13, p. 975; 1979, v. 19, p. 1277.
- Susskind L.— Ibid., 1979, v. 20, p. 2619.



52. Weinberg S.— см. в <sup>51</sup>. Возможность появления псевдоголдстоуновских бозонов впервые была отмечена в другом контексте в работе: Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1698.
53. Weinberg S. см. в <sup>51</sup>. Модели с такими взаимодействиями обсуждались также в работе: Susskind L.— См. в <sup>51</sup>.
54. Weinberg S.— Phys. Rev. Ser. B, 1964, v. 135, p. 1049.
55. Weinberg S.— Phys. Lett., 1964, v. 9, p. 357; Phys. Rev. Ser. B, 1965, v. 138, p. 988; In: Lectures in Particles and Field Theory/Ed. S. Deser, K. Ford.— Prentice-Hall, 1965, p. 988; и ссылка <sup>54</sup>. Программа вывода общей теории относительности из квантовой механики и специальной теории относительности была завершена работой: Boulware D., Deser S.— Ann. Phys., 1975, v. 89, p. 173.— Я знаю, что подобные идеи развивались Р. Фейнманом в неопубликованных лекциях, прочитанных в Калифорнийском технологическом институте.
56. Georgi H., Quinn H., Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 451.
57. Пример простой калибровочной группы слабых и электромагнитных взаимодействий (для которых  $\sin^2 \theta = 1/4$ ) была дана в работе: Weinberg S.— Phys. Rev. Ser. D, 1972, v. 5, p. 1962. Имелось несколько конкретных моделей слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий, основанных на простых калибровочных группах, в том числе:  
 Pati J. C., Salam A.— Ibid., 1974, v. 10, p. 275.  
 Georgi H., Glashow S. L.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 438.  
 Georgi H.— In: Particles and Fields.— American Institute of Physics, 1975.  
 Fritzsch H., Minkowski P.— Ann. d. Phys., 1973, Bd. 93, S. 193.  
 Georgi H., Nanopoulos D. V.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 82, p. 392.  
 Gürsey F., Ramond P., Sikivie P.— Ibid., 1975, v. 60, p. 177.  
 Gürsey F., Sikivie P.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 775.  
 Ramond P.— Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 110, p. 214. (и т. д.)
58. Buras A., Ellis J., Gaillard M. K., Manopoulos D. V.— Ibid., 1978, v. 135, p. 66.  
 Ross D.— Ibid., 1978, v. 140, p. 1.  
 Marciano W. J.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 274.  
 Goldman T., Ross D.— CALT 68-704 (в печати).  
 Jarlskog C., Yndurain F. J.— CERN preprint (в печати).  
 Machacek M.— Harvard preprint HUTP — 79/A021 (в печати в «Nuclear Physics»).  
 Статья готовится к печати. Феноменология распада нуклона в общем случае обсуждалась в работах:  
 Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 1566.  
 Wilczek F., Zee A.— Ibid., 1979, v. 43, p. 1571.
59. Gildener E., Weinberg S.— Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 13, p. 3333.  
 Weinberg S.— Phys. Lett. Ser. B., 1979, v. 82, p. 387.  
 Механизм нарушения симметрии впервые обсуждался в работе: Coleman S., Weinberg E.— Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 7, p. 1888.
60. Эта проблема изучалась недавно в работах:  
 Dimopoulos S., Susskind L.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 155, p. 237.  
 Eichten E., Lane K.— Phys. Lett. (в печати).  
 Weinberg S. (не опубликовано).
61. Weinberg S. In: General Relativity: An Einstein Centenary Survey/Ed. S. W. Hawking, W. Israel.— Cambridge, Univ. Press, 1979 — Ch. 16.