Ноябрь 2000 г. | **УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК** | *Том 170, № 11*

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ — 1999

От слабых взаимодействий к гравитации

М.Й.Г. Велтман

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 1999 г.)

PACS numbers: 11.10.Gh, **11.15.–q**, **12.10.–q**, 12.15.Lk

Содержание

1. **Введение (1225).**
2. **Основные этапы (1225).**
3. **Физические соображения (1226).**
4. **Ренормализационные соображения (1226).**
5. **Технический прогресс (1227).**
6. **Переходный период (1229).**
7. **Герард 'т Хофт (1230).**
8. **Радиационные поправки (1231).**
9. **Современное состояние (1232).**
10. **Заключение (1233).**

Список литературы (1233).

1. Введение

Эта лекция — о моем вкладе в доказательство перенормируемости калибровочных теорий. Разумеется, невозможно достаточно четко отделить мой вклад от вклада моего "солауреата" 'т Хофта, но в отношении тех публикаций, которые принадлежат ему одному, я ограничусь лишь некоторыми краткими замечаниями. Обширный обзор всей темы, включающий более подробные ссылки на литературу того времени, можно найти в отдельной публикации [1].

Хорошо известно, что работы по перенормируемости калибровочных теорий привели к полной смене перспективы в физике элементарных частиц. Эти работы вывели на передний план конкретные модели; было установлено требуемое этими моделями наличие нейтральных токов, а открытие J/Ψ-частицы было немедленно интерпретировано как открытие очарования, также составляющего часть этих моделей. Здесь мы имеем в виду модель Глэшоу [2], ее расширение с учетом кварков, принадлежащее Глэшоу, Илиопулосу и Майани (ГИМ) [3], и модель Вайнберга – Салама [4] для лептонов с учетом сектора Хиггса. Статья ГИМ включала обсуждение требуемых нейтральных адронных токов, а также учет очарования, как было впервые предложено Хара [5]. После анализа, проведенного Бардином на семинаре в Орсэ (см. также [6]), в работе Бушиа, Илиопулоса и Майера [7] было установлено обращение в нуль аномалий для трехцветных кварков. Не вдаваясь в детали, упомяну, что вслед за тем была принята и квантовая хромодинамика. Таким образом, всего лишь за несколько лет была создана Стандартная модель.

М.Й.Г. Велтман (M.J.G. Veltman). University of Michigan, Ann Arbor MI 48109-1120, USA

2. Основные этапы

Позвольте мне осветить здесь то, что я считаю своим вкладом в данный предмет. Описание можно разбить на три основные части. Я постараюсь насколько возможно упростить изложение.

I. Физические соображения. В 1965 г. Адлер [8] и Вайсбергер [9] вывели соотношение, известное сейчас как соотношение Адлера – Вайсбергера. Я интерпретировал это соотношение, находившееся в численном согласии с экспериментальными данными, как следствие тождеств Уорда в неабелевой калибровочной теории (также называемой теорией Янга – Миллса); в таковом качестве данное соотношение указало мне путь к изучению этих теорий.

II. Ренормализационные соображения. Первоначальные вычисления радиационных поправок к вершине фотон – векторный бозон продемонстрировали, что при подходящем выборе магнитного момента векторного бозона многие расходимости исчезают. При изучении теорий Янга – Миллса я заметил, что они автоматически приводят к появлению именно такого магнитного момента. Отсюда я заключил, что теории Янга – Миллса — это, возможно, лучшее из того, что имеется в отношении перенормируемости. Это привело меня к исследованию перенормируемости таких теорий.

III. Технический прогресс. Приступив затем к изучению диаграмм в теории Янга – Миллса, я обнаружил, что многие расходимости обращаются в нуль при условии, что внешние хвосты диаграмм лежат на массовой оболочке. Этого самого по себе недостаточно для перенормируемости, поскольку последняя требует, чтобы диаграммы и правила Фейнмана имели перенормируемый тип. Итак, я пришел к поиску такого преобразования теории, чтобы возникли новые правила Фейнмана перенормируемого типа, но S-матрица при этом не менялась бы. Я добился успеха в этом в пределах одной петли.

Ни один из этих аспектов не является тривиальным, что легко понять, зная работы того времени. Например, Вайнберг [10] в своей Нобелевской лекции 1979 г. сообщает, что он отнес успех соотношения Адлера – Вайсбергера на счет свойств сильных взаимодействий, а именно, наличия киральной $\mathrm{SU}(2) \times \mathrm{SU}(2)$-симметрии. Поэтому он продолжил занятия вещами типа $\pi - \pi$-рассеяния. Говорят, что когда Фейнман услышал о таком развитии исследований, он воскликнул, что никогда не думал об изучении перенормируемости теорий Янга – Миллса. Наконец, существовало несколько работ, в которых неперенормируемость теорий Янга – Миллса была "доказана", например, статья Салама [11].

Ниже я собираюсь подробно осветить эти три аспекта в их историческом развитии.

3. Физические соображения

В 1965 г. Адлер и Вайсбергер вывели свое знаменитое соотношение между константой аксиально-векторного взаимодействия β-распада в терминах дисперсионного интеграла для пион-нуклонного рассеяния. Это хорошо согласующееся с экспериментом соотношение было основано на правилах Гелл-Манна для токовых коммутаторов [12]. За этим последовала обширная дискуссия в литературе о так называемых швингеровских членах, которые могли сделать доказательство недействительным. Я решил попытаться вывести эти же результаты, исходя из другого допущения, и в качестве исходных я взял хорошо известные уравнения сохраняющихся векторных токов и частично сохраняющихся аксиальных токов для слабых токов:

$$\partial_\mu J_\mu^{\mathrm{V}} = 0\,,$$
$$\partial_\mu J_\mu^{\mathrm{A}} = \mathrm{i} a \pi\,.$$

Эти уравнения не включают в себя электромагнитные или слабые эффекты более высоких порядков. В качестве первого шага я попытался учесть электромагнитные эффекты посредством хорошо известной замены $\partial_\mu \to \partial_\mu - \mathrm{i} q A_\mu$, где q — заряд того объекта, на который действует ∂_μ. Поскольку токи изовекторные, это легко сделать, используя изоспиновые обозначения. Для векторного тока уравнение принимает вид

$$(\partial_\mu + \mathrm{i} e \mathbf{A}_\mu \times) \mathbf{J}_\mu^{\mathrm{V}} = 0\,,$$

причем электромагнитное поле рассматривается как третья компонента изовектора. Далее я использовал идею о том, что фотон и заряженные векторные бозоны можно рассматривать как изотриплет, и тогда возникает то, что я называю дивергентными условиями [13]. Для аксиального векторного тока это дает

$$\partial_\mu \mathbf{J}_\mu^{\mathrm{A}} = \mathrm{i} a \boldsymbol{\pi} + \mathrm{i} e \mathbf{A}_\mu \times \mathbf{J}_\mu^{\mathrm{A}} + \mathrm{i} g \mathbf{W}_\mu^{\mathrm{V}} \times \mathbf{J}_\mu^{\mathrm{A}} + \mathrm{i} g \mathbf{W}_\mu^{\mathrm{A}} \times \mathbf{J}_\mu^{\mathrm{V}}\,.$$

В порядке технической целесообразности два векторных бозона используются для обозначения вектор-бозонного взаимодействия с векторным током и вектор-бозонного взаимодействия с аксиальным током. Это уравнение оказалось подходящим для вывода соотношения Адлера – Вайсбергера. Дополнительное преимущество такого вывода состояло в том, что не возникало сложностей со швингеровскими членами, а аксиально-векторная константа взаимодействия была напрямую связана с длиной пион-нуклонного рассеяния. Соотношение Адлера – Вайсбергера очевидным образом использовало дополнительное соотношение, в котором длина пион-нуклонного рассеяния выражалась через дисперсионный интеграл.

Находившийся тогда в ЦЕРНе Джон Белл откликнулся на это, проявив немалый интерес к такому выводу. Он исследовал вопрос о том, какого типа теория поля приведет к подобным дивергентным условиям, и выяснил, что такое может случиться в калибровочной теории [14].

Дальнейшее развитие исследований состояло главным образом в получении следствий подобных соотношений, включающих только электромагнитные поля. Ясно, что при рассмотрении только третьей компоненты аксиального дивергентного условия не возникает электромагнитных поправок. Согласно Адлеру, равенство $\partial_\mu J_\mu^{\mathrm{A}0} = a\pi^0$, прочитанное наоборот, накладывает на пионное поле условие, учитывающее электромагнитные эффекты. В этом состояло обобщение более ранней работы Адлера [15], известное как условие согласованности для процессов с участием пионов. Одним из выводов в данном случае было то, что распад π^0 в два фотона запрещен, и не вдаваясь в подробности, можно сказать, что это привело к появлению работы Белла и Джэкива [16] об аномалии. Адлер [17] открыл аномалию одновременно и фактически использовал мой (неопубликованный) вывод для получения связи с π^0-распадом. Позднее я начал сильно тревожиться по поводу такого развития событий, поскольку воспринимал эту аномалию как трудность в отношении перенормировки.

4. Ренормализационные соображения

Здесь я должен вернуться в 1962 год. Тогда Ли и Янг [18], а позднее один Ли [19] начали систематическое исследование векторных бозонов, взаимодействующих с фотонами. В статье Ли и Янга главное внимание было уделено выводу правил Фейнмана для векторных бозонов. В то время проблема состояла в том, что в обычном каноническом выводе встречались определенные контактные члены для пропагатора векторного бозона. Я не буду далее на этом останавливаться; позднее я нашел простой способ обойти эти проблемы. Однако в те времена они считались серьезными.

Вслед за тем Ли начал сложное вычисление, а именно, вычисление радиационных поправок низшего порядка к взаимодействию векторного бозона и фотона. Обычной замены $\partial_\mu \to \partial_\mu - \mathrm{i} e A_\mu$ в лагранжиане векторных бозонов недостаточно для определения магнитного момента векторного бозона, и он остается свободным параметром. Это происходит из-за появления двух производных вида $\partial_\mu \partial_\nu$; при выполнении минимальной подстановки существенно, берется ли $\partial_\mu \partial_\nu$ или $\partial_\nu \partial_\mu$, что ведет к произволу в определении магнитного момента. Как бы то ни было, Ли, сконцентрировавшись на электрическом квадрупольном моменте векторного бозона, вычислил соответствующую треугольную диаграмму, используя процедуру обрезания, называемую ξ-предельным процессом.

Меня очень заинтересовало это вычисление, потому что, как и многие физики, я глубоко верил в существование векторных бозонов как посредников в слабых взаимодействиях. Эта вера была основана на успехе векторно-аксиальной теории, в которой предлагалась векторная структура слабых токов. Действительно, это привело Глэшоу к его знаменитой статье 1961 г. Я решил, что работу Ли следует обобщить на другие случаи, но было совершенно очевидно, что это совсем не простая задача. Если вычислять треугольную диаграмму полностью (тогда как Ли ограничился только существенной для него частью) в рамках ξ-метода в случае, когда магнитный момент является произвольным параметром, возникает чудовищное выражение, содержащее на промежуточных стадиях вычислений порядка 50 000 членов. Вопрос о выходе за рамки треугольной диаграммы просто не ставился.

В этот момент я решил написать компьютерную программу, которая могла бы выполнять эту работу. А именно, я сконцентрировался на треугольном графе, но программу я написал таким образом, что можно было исследовать и другие процессы. Другими словами, я разработал программу символьных вычислений общего назначения. Напряженно работая, я закончил первую версию программы приблизительно за три месяца. Я назвал эту программу *Schoonschip*, в числе прочего и для того, чтобы досадить всем неголландцам. Название переводится как "сверкающий чистотой", это голландское морское выражение, означающее наведение порядка в ситуации полного беспорядка. В январе 1964 г. я был в Нью-Йорке в связи с собранием Американского физического общества. Я посетил Ли и рассказал ему о программе. Он едва отреагировал, но позднее я узнал, что после того, как я покинул кабинет, он немедленно обратился к одному из местных физиков с тем, чтобы тот написал аналогичную программу.

Забавляясь с вычислениями, я пытался установить, каким будет оптимальное значение магнитного момента векторного бозона с точки зрения существования расходимостей. Имелось одно значение, при котором почти все расходимости исчезали, но я не знал, что мне делать с этим результатом. Он, тем не менее, сохранился в моей памяти и сыграл свою роль, как будет объяснено ниже.

5. Технический прогресс

Чтобы объяснить ситуацию, следует вернуться немного назад. В 1959 г. я занялся проблемой нестабильных частиц. Эта проблема имеет непертурбативную природу, поскольку частица нестабильна независимо от того, насколько мала константа связи для вызывающего распад взаимодействия. Поэтому такая (нестабильная) частица не входит в in- и out-состояния S-матрицы. Однако при нулевом значении константы связи частица стабильна и должна входить в in- и out-состояния. Таким образом, предел нулевой константы связи не воспроизводит теорию с нулевой константой связи.

В то время, в принципе, было хорошо известно, как обращаться с нестабильными частицами. Обычно выполняли так называемое дайсоновское суммирование пропагатора, и это действительно устраняло полюс в пропагаторе. Из представления Келлена–Леманна для пропагатора известно, что каждый полюс в пропагаторе соответствует in- или out-состоянию, так что суммирование, по-видимому, и в самом деле соответствовало удалению частицы из in- и out-состояний.

Однако при выполнении дайсоновского суммирования обнаружилось, что теория становится явным образом непертурбативной, поскольку диаграммы собственной энергии, а вместе с ними и множители g (константа связи дестабилизирующего взаимодействия) возникали в знаменателе пропагатора нестабильной частицы. Такой пропагатор имел вид

$$\frac{1}{k^2 + M^2 + g^2 F(k)} \, .$$

Очевидно, что этот пропагатор нельзя разложить как функцию g в окрестности $k^2 + M^2 = 0$, если мнимая часть $F(k)$ не равна нулю в этой точке (вещественную часть можно сделать равной нулю с помощью перенормировки массы). Таким образом, вместо пропагатора с полюсом дайсоновское суммирование давало функцию с разрезом в плоскости комплексных k^2. С этого момента уже неочевидно, что S-матрица унитарна, поскольку обычное уравнение для S-матрицы $S = T[\exp(\mathrm{i}H)]$ более не выполняется. Другими словами, для доказательства унитарности надо было рассмотреть сами диаграммы.

Итак, я взялся за эту задачу и в основном завершил ее в 1961 г. Эта работа вошла в мою диссертацию, которую я делал под руководством Леона ван Хова. Статья была написана в тяжеловесной манере, характерной для голландских диссертаций, и была опубликована в 1963 г. [20] в несколько необычном для физики высоких энергий журнале (*Physica*). Интересно, что примерно в это же время Фейнман [21] рассматривал ту же проблему в связи с доказательством унитарности для безмассовой теории Янга–Миллса, диаграммы которой содержат духи. Эти духи делают унитарность неочевидной. Более того, вывод Фейнмана, сделанный с помощью функциональных интегралов, не гарантировал унитарности. Я совершенно уверен в том, что он никогда не видел моей статьи, и я никогда ее с ним не обсуждал. Он попытался сделать это несколько другим способом, весьма сложным, и вначале добился успеха только в одной петле. Позднее ДеВитт [22] распространил доказательство Фейнмана на любое число петель, но мое доказательство значительно проще и, более того, очень хорошо согласуется с физической интуицией. Фактически, из моего доказательства следовало, что мнимая часть диаграммы равна сумме всех диаграмм, которые из нее можно получить, разрезая ее всеми возможными способами.

Значение этой работы было двояким. Не только унитарность стала понятной, но я также научился рассматривать диаграммы независимо от способа, каким они были выведены, например с помощью канонического формализма. С учетом того, как нелегко вывести правила Фейнмана в теории Янга–Миллса каноническим способом, это давало мне преимущества при исследовании этой теории. Формализм функционального интеграла вполне адекватен при рассмотрении теории Янга–Миллса; есть только одна тонкость, а именно то, что этот формализм не гарантирует унитарности. В 1968 г. формализм функционального интеграла практически исчез из литературы, хотя студенты Швингера все же изучали функциональные методы. Я сам не знал о нем ровным счетом ничего.

В 1968 г. Пайс пригласил меня провести месяц в Рокфеллеровском университете. Я с радостью принял приглашение и решил проанализировать существующую ситуацию. Я отложил свои занятия и в течение двух недель только обдумывал все, что было известно в то время о слабых взаимодействиях. В конце концов я решил принять выводы Белла всерьез и поэтому предположил, что слабые токи — это токи калибровочной теории. Итак, я взялся за изучение теории Янга – Миллса и попытался выяснить, как она будет работать для некоторых простых слабых процессов. При написании правил Фейнмана я заметил, что из этой теории получается именно такая "оптимальная" вершина (в том, что касается расходимостей), какую я обнаружил ранее, занимаясь описанной выше работой по взаимодействию фотонов и векторных бозонов. Это побудило меня сосредоточиться на ренормализационных аспектах теории.

Насколько я помню, я начал с рассмотрения однопетлевых поправок к рассеянию нейтрино – электрон. Ситуация здесь быстро осложнилась. Вершины теории Янга – Миллса были значительно более сложными, чем те, к которым все привыкли, и даже простые диаграммы приводили к весьма запутанным выражениям. В конце концов я решил отказаться от всего, кроме основной теории векторных бозонов, взаимодействующих друг с другом согласно схеме Янга – Миллса. Кроме того, разумеется, я придал этим векторным бозонам массу, поскольку векторные бозоны в слабых взаимодействиях, очевидно, являются массивными. Я приступил к работе в блаженном неведении чего бы то ни было, опубликованного по данной теме. Это было как раз неплохо, поскольку в противном случае я, возможно, дал бы себя убедить, что теории Янга – Миллса неперенормируемы. Как сказал Фейнман в своей Нобелевской лекции, прочитанной в ЦЕРНе: "Поскольку никто не решил рассматриваемую проблему, очевидно, не стоит изучать то, что было сделано ранее". Я хочу здесь отметить, что в то время меня уже беспокоила аномалия, но я решил тогда эту проблему отложить.

Рассмотрим пропагатор массивного векторного поля

$$\frac{\delta_{\mu\nu} + k_\mu k_\nu / M^2}{k^2 + M^2} \, .$$

Источником всех проблем является, конечно, член, содержащий $k_\mu k_\nu$. Поэтому каждый, кто брался за эту задачу, всегда пытался от него избавиться. В квантовой электродинамике это действительно можно сделать, но в теории Янга – Миллса это невозможно. Всегда что-нибудь да останется. Но можно сделать простое замечание: этот плохой член всегда входит с множителем $1/M^2$. Фактически, можно проследить за всеми наихудшими расходимостями в диаграмме, просто пересчитывая множители $1/M^2$. Однако, если они никогда полностью не сокращаются (что и в самом деле происходит в теории типа Янга – Миллса), то от этих расходимостей невозможно избавиться до тех пор, пока каким-нибудь образом множители $1/M^2$ не сократятся. Но откуда возьмутся необходимые для этого множители M^2? Есть только один способ, а именно, получить их из внешних импульсов, которые лежат на массовой оболочке. Это означает, что импульс p такой внешней линии удовлетворяет соотношению $p^2 = -M^2$. В этом-то и состоит проблема.

Перенормировка означает, что в расходящемся графе нельзя выбрать внешний импульс лежащим на массовой оболочке и затем произвести необходимые вычитания, поскольку граф может оказаться частью другого, более сложного графа. Например, в ящичной диаграмме может иметься собственно-энергетическая вставка на одной из внутренних линий. Связанные с собственно-энергетической вставкой импульсы в этом случае не лежат на массовой оболочке, так что недостаточно вычитать только те расходимости, которые остаются, если эти импульсы берутся на массовой оболочке. И надо еще показать, что дополнительные расходимости, возникающие, когда эти линии не лежат на массовой оболочке, в действительности сокращаются — жуткая задача. Что же делать?

И я сделал следующее: переформулировал теорию так, что все сокращения были тем или иным образом воплощены в правилах. Сначала я воспользовался приемом Штюкельберга [23]: добавил скалярное поле и ввел взаимодействия с производными таким образом, чтобы это поле появлялось вместе с пропагатором векторного бозона:

$$\frac{\delta_{\mu\nu} + k_\mu k_\nu / M^2}{k^2 + M^2} + \varkappa \, \frac{k_\mu k_\nu / M^2}{k^2 + M^2} \, .$$

Второй член возникает из обмена скалярной частицей. Параметр $\varkappa$ вводится для того, чтобы следить за контрчленами. В самом конце следует положить $\varkappa = -1$. Но тогда это новое поле становится физически нежелательным, поскольку значение $\varkappa = -1$ на самом деле невозможно. Скалярное поле в этом случае должно иметь индефинитную метрику, или нечто в равной мере отвратительное. В абелевой теории легко показать, что это поле является невзаимодействующим, но в неабелевом случае это не так. Тогда мне пришло в голову ввести дополнительные взаимодействия этого нового скалярного поля таким образом, чтобы оно стало свободным. Можно было надеяться, что в результате получится новая теория, содержащая пропагатор векторного бозона с хорошим поведением и, более того, содержащая взаимодействующее скалярное поле, которое тогда окажется духом. Действительно, будучи свободным полем, оно могло появиться в конечном состоянии, только если присутствовало в начальном. В этот момент получатся новые правила Фейнмана, вероятно, значительно менее расходящиеся, благодаря уточненному пропагатору векторного бозона. Все определялось тем, какие правила Фейнмана получатся для этого скалярного поля. Если бы они оказались правилами для перенормируемой теории, то мы были бы на правильном пути!

Итак, вот важный момент: теорию надо сформулировать в терминах диаграмм, которые должны иметь перенормируемый тип. Неважно, что появляются духи; они не становятся препятствием для программы перенормировок.

У этой процедуры есть дополнительный плюс: можно написать амплитуду, включающую одно такое скалярное поле. Поскольку это скалярное поле есть свободное поле, данная амплитуда должна обращаться в нуль, если все другие внешние линии берутся на массовой оболочке. Отсюда получается некое тождество. Используя технику источников Швингера, можно распространить его на случай, когда одна или более других внешних линий находятся вне массовой оболочки. Позднее я назвал получающиеся тождества обобщенными тождествами Уорда.

У этой процедуры есть и другой аспект. Поскольку конечные диаграммы содержат пропагатор векторного бозона, в котором нет $k_\mu k_\nu$-части, теория не является явно унитарной. Здесь можно использовать правила обрезания, которые я получил раньше, и показать, используя тождества Уорда для обрезанных скалярных линий, что теория унитарна. Дело в целом довольно сложное, но все же не слишком.

И вот произошло чудо. На однопетлевом уровне почти все расходимости исчезли. Это было не так просто, как я описываю, поскольку даже с новыми правилами для получения желаемого результата требовалась некая работа с использованием тождеств Уорда. Во всяком случае, я получил правила Фейнмана для однопетлевых диаграмм, которые в соответствии с обычными правилами подсчета степеней были перенормируемыми. Для тех, кто хочет понять это в терминах современной теории: вместо духов Фаддеева – Попова (со знаком минус для каждой замкнутой петли) и хиггсовского духа (без знака минус, но с множителем, учитывающим симметрию) у меня был только один дух, и на однопетлевом уровне он фактически давал разницу между этими двумя известными нам теперь духами.

Невозможно описать бурную радость, которую я испытал, когда получил этот результат. Я все еще не мог разобраться с двумя и более петлями, но я был уверен, что там все получится. Для меня этот результат являлся простым и прямым доказательством правильности моих идей. Была опубликована статья, описывающая эти результаты [24].

Неуклюжие методы, примененные в [24], никак нельзя назвать ясными и элегантными. Идеи, однако, были ясны. Я не могу не процитировать отклик Глэшоу и Илиопулоса [25]. После того, как вышла моя статья, они тоже решили работать над данной проблемой, и действительно, они показали, что многие расходимости сокращаются, хотя и не везде, где этого требовала бы перенормируемость. Например, однопетлевая ящичная диаграмма расходится как Λ^8 в унитарной калибровке; в их статье приведен результат Λ^4. Я, конечно, получил степень расходимости перенормируемой теории, т.е. $\log \Lambda$. Вот фрагмент примечания, которое они посвятили этому моменту: "Найденные М. Велтманом расходимости выходят за рамки теоремы, доказанной в данной статье, но они имеют отношение только к амплитудам на массовой оболочке ...". Вот уж действительно!

На современном языке можно сказать, что я выполнил преобразование от унитарной к "перенормируемой" калибровке. Поскольку у меня не было частицы Хиггса, результат не был идеальным. Но идея была ясна: возможны разные наборы правил Фейнмана, приводящие к одной и той же S-матрице.

6. Переходный период

В 1969 – 1971 гг. я затратил немалые усилия, пытаясь выйти за рамки однопетлевого результата. Здесь было много нерешенных проблем, и их следовало рассмотреть. В начале 1970 г. я упростил вывод до такой степени, что он стал очевидным. Это было сделано путем вывода тождеств Уорда с применением швингеровской техники источников [26]. Это в действительности весьма близко к тому, как сейчас выводят тождества Уорда, называемые теперь тождествами Славнова – Тейлора. Преобразование BRS (Becchi – Rouet – Stora) является сложной формой метода свободных полей (с использованием антикоммутирующих полей). Я помню, как я расстроился, когда в первый раз слушал лекцию Стора о тождествах Славнова – Тейлора, как он их называл. Я сказал ему, что они являются некой разновидностью моих обобщенных тождеств Уорда. Однако Стора — не "диаграммный" человек, и я уверен, что он так и не понял мою статью.

Другой проблемой был предел нулевой массы в массивной теории Янга – Миллса. В январе 1969 г. проходила конференция в ЦЕРНе, и я объявил, что двухпетлевые диаграммы в массивной теории Янга – Миллса не переходят в диаграммы безмассовой теории, другими словами, безмассовая теория не является пределом нулевой массы в массивной теории [27]. Развернутое изложение этого аргумента дано в совместной статье с Й. Райффом [28]. Основной целью этой статьи было "подвязать еще одну свободную снасть" — правила Фейнмана для векторных бозонов в унитарной калибровке. Доказательство было весьма элегантным, и статья [28] заняла место упомянутой выше работы Ли и Янга. Мне стало совершенно ясно, что ложные контактные члены, связанные с этой частью теории, не являются причиной двухпетлевых проблем.

Где-то в первой половине 1970 г. я узнал через Зумино, что Фаддеев (и Славнов, как я узнал позднее) [29] показал, что уже на однопетлевом уровне безмассовая теория не является пределом массивной теории. Различие скрывалось в множителе, учитывающем симметрию однопетлевых духовых графов: они имеют множитель 1/2 по сравнению с духовыми петлями Фаддеева – Попова в безмассовом случае. Летом 1970 г. Х. Ван Дам и я воспроизвели и пояснили это доказательство и продвинулись дальше — к рассмотрению гравитации [30]. Мы обнаружили один из наиболее поразительных фактов в этой области: для гравитации предельный переход от массивных гравитонов к безмассовым не совпадает с безмассовой теорией (Эйнштейна). Следовательно, теория гравитации с массивной частицей, имеющей спин 2 и чрезвычайно малую массу (например, порядка обратного радиуса галактики) даст результат для отклонения света Солнцем, заметно отличающийся (на множитель 3/4) от результата безмассовой теории. Таким образом, наблюдая за отклонением света в Солнечной системе, мы можем судить о величине гравитационного поля на галактическом масштабе и за его пределами. Многим физикам (здесь я могу упомянуть Кабира) оказалось трудно переварить этот результат. Отсутствие непрерывности в пределе нулевой массы по сравнению с безмассовым случаем всегда считалось противоречащим физической интуиции. Действительно, для фотонов подобного эффекта нет. Работа с Ван Дамом была фактически моим первым упражнением в квантовой теории гравитации.

Итак, к концу 1970 г. у меня не осталось выбора. Я пришел к мысли исследовать разницу между массивным и безмассовым случаями, говоря точнее, попытаться в некотором смысле подиаграммно вычесть безмассовую теорию из массивной. Это дало бы некоторый подход к системе Хиггса. Действительно, теория с частицей Хиггса делает возможным непрерывный подход к безмассовой теории, но только при использовании четырех дополнительных частиц. Более того, я обыгрывал идею о том, могут ли оставшиеся бесконечности иметь такой знак, который позволил бы произвести вычитание с помощью каких-то дополнительных взаимодействий. Предположительно, все это могло бы привести к введению дополнительной частицы — хиггса — с таким взаимодействием, чтобы оно сокращало нежелательные расходимости или переделывало однопетлевые контрчлены в калибровочно инвариантные (четырехточечные контрчлены в моей статье таковыми не являлись). Результат был бы проявлением "велтманизма" в худшем смысле (термин, использованный Коулманом для описания стиля первой статьи 'т Хофта). Однако этого не случилось, а смотреть назад в прошлое всегда легко. Работа такого типа требовала чего-то еще, а именно, процедуры регуляризации. Отсутствие подходящего метода регуляризации не только затрудняло дальнейшие исследования и приложения уже полученных результатов к конкретным случаям, но имелся еще и вопрос об аномалиях. Именно в этот момент 'т Хофт включился в мою программу.

Г. 'т Хофт стал моим аспирантом где-то в начале 1969 г. Его первым заданием было написать scriptie — так называют что-то вроде преддиссертационной работы (во Франции она называется thése troisiéme cycle). Темой были аномалии и σ-модель. Покончив с этим в течение 1969 г., он приступил к работе над диссертацией. В то же время он принимал участие в моем функционально-интегральном предприятии, так что позвольте мне это последнее описать.

Я провел академический 1968 – 1969 год в Университете Орсэ близ Парижа. Летом 1968 г. я уже бóльшую часть времени проводил там и встречал Манделстама, который также давно работал над теорией Янга – Миллса. У него был свой собственный формализм [31], и мы сравнили его результаты с моими. Мы не обратили внимания на упомянутый выше пресловутый множитель 2: Манделстам изучал безмассовый случай, а мои результаты относились к массивной теории. Там был также и Булвэр. Как ученик Швингера, он разбирался в функциональных интегралах; впоследствии он применил свои навыки к данному предмету [32]. Мне стало ясно, что выхода нет: придется выучить функциональные интегралы. В конце моего пребывания в Рокфеллеровском университете кто-то уже говорил мне, что существуют работы Фейнмана [21] и Фаддеева по безмассовой теории. Статья Фаддеева и Попова [33] была, во всяком случае для меня, написана на воляпюке. Она тоже содержала функциональные интегралы, и, хотя я принял эту статью в качестве редактора *Physics Letters*, в то время (лето 1967 г.) я решительно не подозревал, о чем она. Я принял ее к публикации просто из уважения к работам Фаддеева. Ну и хорошо.

Мой метод изучения функциональных интегралов состоял в том, чтобы читать лекции на эту тему в Орсэ. Случилось так, что там же был Бен Ли, и его это также интересовало. Не без труда я раздобыл книгу Фейнмана и Хиббса. (Это было нелегко; студенты были заняты тем, что устраивали революцию, и у них не было времени на такие пустяки, как функциональные интегралы. Поэтому я распространил обращение к ним с просьбой вернуть книгу, прежде чем устраивать революцию, в результате чего и в самом деле появился один экземпляр. Из-за этого у меня сложилась репутация архиреакционера, что я рассматривал как некое отличие, особенно если учесть, что я получил его от маоистов.) Как-то во время этих лекций один польский физик (Ричард Кернер, теперь он в Париже) достал еще одну статью Фаддеева, написанную по-русски, и я попросил его перевести ее. Я так и не прочитал эту статью, и Бен Ли забрал ее с собой. Я просто не был готов к этому и все еще чувствовал, что не понимаю функциональные интегралы. Поэтому, вернувшись в Нидерланды, я решил приняться за них еще раз, и в сотрудничестве с Нико Ван Кампеном мы организовали курс по функциональным интегралам (осенью 1969 г.). Мой тогдашний аспирант 'т Хофт получил задание записать лекции, что он и сделал. Я бы сказал, что тогда я начал понимать функциональные интегралы, хотя и никогда не чувствовал себя с ними уютно. Я отношусь к ним с подозрением. У 'т Хофта не было такого эмоционального груза, и он стал специалистом в данном предмете. Таким бразом, к концу 1969 г. 'т Хофт уже был образован в области σ-моделей, аномалий и функциональных интегралов.

7. Герард 'т Хофт

В этот момент 'т Хофт выразил неудовольствие темой, которую я ему предварительно предложил, а именно пиком двойного резонанса Маглика. Он хотел вступить на арену теории Янга – Миллса. Тогда я предложил ему исследовать безмассовую теорию, обращая особое внимание на нахождение метода регуляризации. Это было решено за ужином, на котором присутствовал также Ван Кампен.

При исследовании безмассового случая 'т Хофт использовал комбинаторные методы (манипуляции с диаграммами) для того, чтобы выводить всевозможные тождества [34]. Он мог бы использовать тождества Уорда из моей ранней статьи, но, как я полагаю, он стремился показать, что может сделать лучше. Так и получилось, что он не написал тождеств Славнова – Тейлора — оплошность, быстро исправленная этими двумя джентльменами [35, 36]; 'т Хофт вывел тождества на массовой оболочке, чего, по-видимому, было достаточно для целей перенормировки.

Возможно, главным предметом наших споров была необходимость калибровочно-инвариантной схемы регуляризации. Он придерживался той точки зрения, что независимо от используемой схемы следует просто подправить константы вычитания так, чтобы выполнялись тождества Уорда, и это все, что нужно для перенормировки теории. Ну что же, это справедливо при условии, что нет аномалий, и некоторое время спустя он принял эту точку зрения. Он развил калибровочно-инвариантный метод, который работал в пределах одной петли. Использовалось пятое измерение. Позднее, при попытках выхода за пределы одной петли, мы развили схему размерной регуляризации; летом 1971 г. у нас было приблизительное представление об этом методе. Я должен сказать, что во всех случаях у меня был и скрытый мотив: я очень хотел получить схему, пригодную для реальных вычислений. Существовавшие тогда методы (например, схема Паули – Вилларса), быть может, и полезны в квантовой электродинамике, но совершенно бесполезны с практической точки зрения в теории Янга – Миллса. Мне же требовался хороший инструмент.

В приложении к своей статье 'т Хофт представил метод выбора калибровки в схеме функционального интеграла. Я этого совершенно не оценил, но позднее, оглядываясь назад, я обнаружил, что это было развитием моей первоначальной попытки сменить калибровку, включая и методы "свободных полей". Русские физики (Фаддеев, Славнов, Фрадкин и Тютин) перенесли этот метод на формализм функциональных интегралов, видоизменили его, навели глянец и обобщили метод, главным образом, на безмассовый случай и (безмассовую) гравитацию. Оригинальная схема, предложенная 'т Хофтом в упомянутом приложении, является сейчас наиболее широко применяемым методом.

Я не буду здесь описывать (существенный) русский вклад в эту область. И это несмотря на то, что в Советском Союзе, как и почти повсеместно, занятия теорией поля не были особенно популярны. Я полагаю, что в работе [1] дана беспристрастная оценка этого вопроса.

Я также опускаю описание второй статьи 'т Хофта [37], где он ввел спонтанное нарушение симметрии и таким образом пришел к перенормируемым теориям с массивными векторными бозонами в том виде, который известен сегодня. Я хотел бы отметить только два обстоятельства: я настаивал на том, чтобы результаты не зависели, насколько это возможно, от формализма функциональных интегралов, т.е. чтобы унитарность проверялась отдельно и, во-вторых, чтобы наличие чего бы то ни было в вакууме не ставилось во главу угла. Действительно, после того, как лагранжиан с учетом спонтанного нарушения симметрии написан, неважно, откуда он берется. Я хотел, чтобы такими были формулировки в статье. Я подозревал, что с этим вакуумным полем могут возникнуть проблемы, и я до сих пор так думаю, но это никоим образом не повлияло на вторую статью 'т Хофта. Он иногда излагает все это в том смысле, что я возражал против космологической постоянной, однако в то время я не знал или не осознавал, что это вообще имеет отношение к космологической постоянной. Я впервые осознал это во время семинара по гравитации в Орсэ в начале 1974 г. (см. [38]).

Итак, позвольте мне перейти к осени 1971 г. Тогда 'т Хофт углубился в безмассовую теорию Янга – Миллса, изучая проблему асимптотической свободы; я думаю, что на этот путь его наставил Симанчик. Я уделял много внимания схеме размерной регуляризации [39]. Я снова отсылаю заинтересованного читателя к работе [1] за всеми подробностями, включая и независимую работу Боллини и Джьямбьяджи.

После того, как размерная регуляризация была доведена до хорошо работающей схемы, я решил, что было бы неплохо написать две статьи: (а) статью, ясно демонстрирующую на каком-либо примере, как все работает, и (б) достаточно строгую статью, в которой перенормируемые калибровочные теории были бы поставлены на серьезную основу, причем с использованием одной только комбинаторной техники работы с диаграммами. В результате появились две статьи, озаглавленные "Пример калибровочной теории поля" [40] и "Комбинаторика калибровочных теорий поля" [41]. Первая была представлена на Марсельской конференции летом 1972 г., там же была доложена и предварительная версия второй статьи. Я не имею представления, сколько физиков прочитали первую статью "Пример"; думаю, напрасно мы опубликовали ее только в трудах конференции, а не в периодическом издании. В той статье все однопетлевые бесконечности были вычислены в простой SU(2)-модели с двухпараметрическим выбором калибровки, и информированный читатель мог бы без всяких проблем использовать контрчленный лагранжиан из этой статьи для вывода β-параметра теории (с учетом хиггса). Этот параметр является существенным для асимптотической свободы. Вычисления в той статье были полностью автоматизированы и выполнены с помощью программы *Schoonschip*. Когда 'т Хофт попросил меня рассчитать расходимости в безмассовой теории для проверки своих собственных вычислений, сделать это не составляло труда. Я не знал об асимптотической свободе и не понимал в тот момент важности этого конкретного вычисления. Он представил свои результаты на Марсельской конференции.

8. Радиационные поправки

После 1972 г. я много работал над применением теории, т.е. над вычислением радиационных поправок. В 1975 г. еще продолжалась широкая дискуссия по поводу нейтральных токов. Большинство специалистов считало, что точная конфигурация, содержащаяся в модели Вайнберга, была совершенно необходима, но они не понимали, что выбирая другой хиггсовский сектор, можно подогнать массу Z_0-частицы к любому значению. Это был, несомненно, ключевой момент, и мы вместе с Россом приступили к исследованию этого вопроса [42]. В результате был введен новый параметр, сейчас называемый ρ-параметром, который принимает значение, равное 1, для простейшего сектора Хиггса, выбранного Вайнбергом. Этот ρ-параметр, в сущности, является квадратом отношения масс заряженного и нейтрального векторных бозонов, с поправкой, связанной со слабым смешиванием. Этот параметр стал важной частью современной физической картины, поскольку он наиболее ощутимым образом учитывает радиационные эффекты тяжелых частиц, кварков или частиц Хиггса. На Парижской конференции по нейтральным токам в 1974 или 1975 гг. я представил очень короткий доклад, состоявший, насколько я помню, всего из двух "прозрачек". Все, что я сказал, это следующее: масса нейтрального векторного бозона может быть любой; вот удобный способ ее параметризации. Я до сих пор поражен тем, что никто, абсолютно никто на этой конференции, по-видимому, не понял мою идею. Все по-прежнему считали, что нахождение точной количественной величины эффектов нейтральных токов, предсказываемых моделью Вайнберга (расширенной для кварков согласно Глэшоу, Илиопулосу и Майани), имеет решающее значение с точки зрения применимости калибровочных теорий. В действительности, если бы было найдено отклонение в результатах, единственным следствием этого был бы другой сектор Хиггса.

В 1976 г. стало достаточно очевидно, что Стандартная модель, включающая простейшие возможные секторы Хиггса, является правильной. Тогда стали возможны обоснованные вычисления радиационных поправок, и я принялся за них. Представлялось, что имеется по крайней мере три поколения. Меня, в первую очередь, интересовали следующие вопросы:

(а) Сколько имеется поколений?

(б) Существует ли верхний предел для массы хиггса?

Я не буду вдаваться в астрофизические рассуждения насчет количества видов нейтрино. Такого рода соображения более чем убедительны, поскольку они основаны на всем нашем понимании "Большого взрыва" и эволюции вселенной. Что касается третьего поколения, то здесь развернулась интересная дискуссия: чему равна масса топ-кварка? Из списка всех статей, содержащих те или иные утверждения по этому поводу, можно было бы составить занятную статью, но я предоставляю это кому-нибудь другому. Я хорошо понимал, что без топ-кварка теория была бы неперенормируемой и, следовательно, должны существовать наблюдаемые эффекты, которые становятся бесконечными, когда масса топ-кварка стремится к бесконечности. К моему большому удовольствию существовала такая поправка для ρ-параметра, и, более того, она неограниченно росла пропорционально квадрату массы топ-кварка [43]. Это первый пример в физике частиц, когда радиационная поправка растет с увеличением массы виртуальных частиц. Можно сказать, что это первое окно в мир очень высоких энергий. В результате экспериментальных исследований эта радиационная поправка стала более понятной; в конечном итоге, учет этой поправки привел к предсказанию значения 175 ГэВ для массы хиггса. Данное значение согласуется с результатами, которые были получены после открытия топ-кварка. Это согласие, по-видимому, указывает на то, что больше поколений нет, поскольку остается очень мало (или вообще нет) оснований для существования каких-либо различий в массах кварков в (гипотетических) новых поколениях. При том спектре масс, который мы сейчас наблюдаем, это кажется неправдоподобным, хотя, строго говоря, такую вероятность нельзя исключить.

С самого начала я очень заинтересовался хиггсовским сектором в спонтанно нарушенных теориях. Я стал искать способ определить верхний предел массы хиггса; в конце концов, если хиггс является неотъемлемой частью перенормировки, то в теории возмущений должны быть члены, которые нельзя убрать с помощью перенормировки и которые должны быть чувствительны к массе хиггса. Можно легко доказать, что место, где надо искать подобные вещи — это радиационные поправки к массам векторных бозонов, а существенным параметром здесь является ρ-параметр, введенный в нашей совместной работе с Россом, о которой я уже упоминал. Как иногда бывает, хотя в принципе мог бы иметь место эффект, пропорциональный квадрату массы хиггса, получается так, что эта часть сокращается и остается только логарифмическая зависимость [44]. По этой причине очень трудно оценить массу хиггса, исходя из радиационных поправок, и в связи с этим я ввел термин "теорема об экранировании". Кажется, что природа очень старается спрятать частицы Хиггса от фактического наблюдения. Этот и другие факты привели меня к убеждению, что имеет место нечто отличное от хиггсовского сектора, обычно составляющего часть Стандартной модели.

После этого я начал разрабатывать систематический подход к вычислениям радиационных поправок (совместно с Пассарино). Поскольку он и Бардин написали книгу, которая только что вышла, я отсылаю заинтересованного читателя к этой книге [45].

Имелась еще одна мотивация в вычислении радиационных поправок. Мне нужны были как конечный результат радиационные поправки к рождению W-пар на LEP, поскольку мне было ясно, что эти поправки окажутся чувствительными к массе хиггса. Тогда это подсказало бы оценку для энергии LEP: она должна быть достаточно высокой, для того чтобы радиационные поправки к рождению W-пар были достаточно большими и их можно было исследовать экспериментально. Или был бы найден хиггс, или обнаружились бы важные радиационные поправки. Это вычисление было выполнено совместно с Лемуаном [46] и было закончено в 1980 г. Мне не удалось представить свои доводы вполне убедительно: в то время никто так и не понял важности подобных соображений. Поэтому энергия LEP составила 200 ГэВ, а это совершенно недостаточная величина для поставленной цели. Поскольку векторные бозоны все еще ждали своего открытия, лишь немногие были готовы размышлять о том, что находится за этим пределом. Кроме того, я решительно не знал, возможно ли с инженерной точки зрения, не говоря уже о финансовой, создание LEP на 250 – 300 ГэВ.

9. Современное состояние

Хиггсовский сектор Стандартной модели, по существу, не проверен. Обычно используется простейшая из возможных хиггсовских систем, которая приводит только к одной физической частице Хиггса. При таком выборе масса Z_0 задается равной массе заряженного W, деленной на $\cos\theta$, где θ — угол слабого смешивания. Давайте сначала выясним простой факт: выбирая подходящий хиггсовский сектор, можно обеспечить отсутствие ограничений на массу Z_0. Более того, масса фотона не обязана равняться нулю и может иметь любое значение.

На первом этапе очень много слов было потрачено на заполнение пробела между введением в 1967 г. моделей и более поздним доказательством перенормируемости. До сих пор нередко используются два термина — "электрослабое объединение" и "спонтанное нарушение симметрии". Поскольку я считаю, что эти термины весьма способствуют заблуждению, я хотел бы обсудить их несколько подробнее.

В какой степени слабые и электромагнитные взаимодействия объединены? Используемая при их описании симметрия есть $\mathrm{SU}(2) \times \mathrm{U}(1)$, и одно это показывает, что в действительности нет вообще никакого объединения. Настоящее объединение, как в теории Максвелла, приводит к уменьшению числа параметров; например, в теории Максвелла скорости распространения магнитных и электрических полей равны друг другу и равны также скорости света. В электрослабой теории нет такого уменьшения числа параметров: угол смешивания может быть любым, и это делает электрическую константу взаимодействия $e = g\sin\theta$ свободным параметром. Если хиггсовский сектор не задан, то масса Z_0 и масса фотона также являются свободными параметрами. Объединения на самом деле нет (за исключением того обстоятельства, что изовекторная часть фотона лежит в одном мультиплете с векторными бозонами).

Однако если задать простейшую из возможных хиггсовских систем, то число свободных параметров уменьшается. Масса Z_0 фиксирована, если заданы угол слабого смешивания и масса заряженного векторного бозона, а масса фотона должна быть равна нулю. Так что в этом случае, по-видимому, имеет место некоторое объединение. Мне кажется, однако, что в высшей степени нелепо говорить об "электрослабом объединении" при выборе простейшей из возможных хиггсовских систем.

Вопрос со спонтанным нарушением симметрии более сложен. С моих собственных позиций ситуация выглядит следующим образом. В 1968 г. я доказал то, что я назвал однопетлевой перенормируемостью массивной теории Янга – Миллса. Точный смысл этого термина вскоре станет ясен. Однако имеется проблема на двухпетлевом уровне, поэтому в то время я полагал, что необходим некий механизм обрезания, который регулировал бы (наблюдаемые) расходимости, возникающие за пределами одной петли. Фактически схему Хиггса можно рассматривать как такой механизм обрезания. Масса хиггса становится параметром обрезания, и этот параметр реально наблюдаем (в чем и состоит определение неперенормируемости теории без хиггсовской схемы). Этот параметр входит логарифмически в некоторые радиационные поправки (например, в массу Z_0), и из измерения этих поправок вытекает приближенная оценка величины данного параметра. Но в исходные положения входит то, что хиггсовский сектор является простейшим из возможных; без такого допущения отсутствует чувствительность на однопетлевом уровне (поскольку тогда масса Z_0 неизвестна и радиационные поправки становятся перенормировкой этой массы). В этом состоит смысл однопетлевой перенормируемости. Предположим, однако, что с точки зрения симметрии дело обстоит так, как если бы система Хиггса была простейшей из возможных. Тогда параметр обрезания (массу хиггса) можно оценить из радиационных поправок.

С этой точки зрения вопрос состоит в том, до какой степени мы сегодня можем быть уверены, что схема обрезания, используемая природой, является схемой Хиггса, как это декларируется. Для этого были бы все основания, если бы действительно существовала частица с массой, равной величине, полученной из радиационных поправок. Но если такой частицы нет, то это просто означает, что природа использует какую-то другую схему, которую надо исследовать экспериментально.

Концепция спонтанного нарушения симметрии, по существу, не входит во все эти рассуждения. Сначала это был вопрос, который я не переставал себе задавать. Спонтанное нарушение симметрии обычно приводит к постоянному полю в вакууме. Поэтому я спрашивал себя: есть ли какой-нибудь способ, при помощи которого можно заметить присутствие такого поля в вакууме? Такой ход мысли привел меня к вопросу о космологической постоянной [38]. Действительно, что же еще, если не гравитационные взаимодействия, может реагировать на наличие поля в вакууме. И здесь возникает проблема космологической постоянной, остающаяся столь же загадочной, как и 25 лет назад. Надеюсь, ясно, что с введением спонтанного нарушения симметрии проблема космологической постоянной вступает в новую фазу. Я привел аргументы в пользу того, что решение этой проблемы можно найти на пути ревизии понятия о фундаментальной реальности пространства-времени в ее противопоставлении импульсному пространству [47], но здесь определенно не место для подобных обсуждений. Кроме того, эта аргументация пока не привела ни к каким ощутимым последствиям.

Итак, хотя на теоретическом уровне использование спонтанного нарушения симметрии приводит к перенормируемым лагранжианам, вопрос, соответствует ли это тому, что реально происходит в природе, остается открытым.

10. Заключение

Переход от теорий поля шестидесятых к современным калибровочным теориям, от которого можно было вывихнуть мозги, уже не находится перед нашими глазами, и нынешнему поколению физиков, работающих в области теории поля, наверняка трудно его осознать. Они могут спросить: почему это заняло столько времени? Быть может, выше изложенное в какой-то мере дает ответ на этот вопрос.

Перевел с англ. *А.М. Семихатов*

Список литературы

1. Veltman M "The Path to Renormalizability. Invited Talk at" *The 3rd Intern. Symp. the History of Particle Physics, June 24 – 27 (1992)*. Printed in *The Rise of the Standard Model: Particle Physics in the 1960s and 1970s* (Eds L Hoddeson et al.) (New York: Cambridge Univ. Press, 1997)
2. Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961)
3. Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L *Phys. Rev. D* **2** 1285 (1970)
4. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967); Salam A, in *Elementary Particle Theory: Proc. of the Righth Nobel Symp.* (Ed. N Svartholn) (Stockholm: Almqvist & Wiksell, 1968)
5. Hara Y *Phys. Rev.* **134** B701 (1964)
6. Bardeen W A *Phys. Rev.* **184** 1848 (1969)
7. Bouchiat C, Iliopoulos J, Meyer Ph *Phys. Lett. B* **38** 519 (1972)
8. Adler S L *Phys. Rev. Lett.* **14** 1051 (1965)
9. Weisberger W I *Phys. Rev. Lett.* **14** 1047 (1965)
10. Weinberg S *Nobel Lecture* (1979)
11. Salam A *Phys. Rev.* **127** 331 (1962)
12. Gell-Mann M *Physics* **1** 63 (1964)
13. Veltman M *Phys. Rev. Lett.* **17** 553 (1966)
14. Bell J S *Nuovo Cim. A* **50** 129 (1967)
15. Adler S L *Phys. Rev.* **137** B1022 (1965)
16. Bell J S, Jackiw R *Nuovo Cim. A* **60** 47 (1969)
17. Adler S L *Phys. Rev.* **177** 2426 (1969)
18. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **128** 885 (1962)
19. Lee T D *Phys. Rev.* **128** 899 (1962)
20. Veltman M *Physica* **29** 186 (1963)
21. Feynman R P *Acta Phys. Pol.* **24** 697 (1963) (talk July 1962)
22. DeWitt B S *Phys. Rev. Lett.* **12** 742 (1964); *Phys. Rev.* **160** 1113 (1967); *Phys. Rev.* **162** 1195, 1239 (1967)
23. Stueckelberg E C G *Helv. Phys. Acta* **11** 299 (1938). См. в [1] другие ссылки на эту тему
24. Veltman M *Nucl. Phys. B* **7** 637 (1968). См. также Veltman M "Copenhagen Lectures, July 1968". Reprinted in *Gauge Theories: Past and Future* (Eds R Akhoury, B De Wit, P Van Nieuwenhuizen, Veltman H) (Singapore: World Scientific, 1992) p. 293
25. Glashow S L, Iliopoulos J *Phys. Rev. D* **3** 1043 (1971)
26. Veltman M *Nucl. Phys. B* **21** 288 (1970)
27. Veltman M, in *Proc. Topical Conf. Weak Interactions. CERN, Geneva, 14 – 17 Jan 1969* (CERN Yellow Report 69-7) (Geneva: CERN, 1969) p. 391
28. Reiff J, Veltman M *Nucl. Phys. B* **13** 545 (1969)
29. Славнов А А, Фаддеев Л Д *ТМФ* **3** 18 (1970)
30. Van Dam H, Veltman M *Nucl. Phys. B* **22** 397 (1970)
31. Mandelstam S *Phys. Rev.* **175** 1580 (1968)
32. Boulware D G *Ann. Phys.* (N.Y.) **56** 140 (1970)
33. Faddeev L D, Popov V N *Phys. Lett. B* **25** 29 (1967)
34. 't Hooft G *Nucl. Phys B* **33** 173 (1971)
35. Славнов А А *ТМФ* **10** 153 (1972) [Slavnov A A *Theor. Math. Phys.* **10** 99 (1972)]
36. Taylor J C *Nucl. Phys. B* **33** 436 (1971)
37. 't Hooft G *Nucl. Phys. B* **35** 167 (1971)

38. Veltman M "Cosmology and the Higgs mechanism", Preprint Univ., May 1974 (Pockefeller Univ., 1974); Veltman M *Phys. Rev. Lett.* **34** 777 (1975)
39. 't Hooft G, Veltman M *Nucl. Phys. B* **44** 189 (1972)
40. *Renormalization of Yang – Mills Fields and Applications to Particle Physics. Proc. Marseille Conference June 19 – 23 1972* (Ed. C P Korthals-Altes) (Marseilles: 1972) p. 37
41. 't Hooft G, Veltman M *Nucl. Phys. B* **50** 318 (1972)
42. Ross D A, Veltman M *Nucl. Phys. B* **95** 135 (1975)
43. Veltman M *Nucl. Phys. B* **123** 89 (1977)
44. Veltman M *Acta Phys. Pol. B* **8** 475 (1977)
45. Bardin D, Passarino G *The Standard Model in the Making* (Oxford: Clarendon Press, 1999)
46. Lemoine M, Veltman M *Nucl. Phys. B* **164** 445 (1980)
47. Veltman M *Acta Phys. Pol. B* **25** 1399 (1994)