

История нарушения симметрии электрослабого взаимодействия

T.W.B. Kibble

Blackett Laboratory, Imperial College, London SW7 2AZ

E-mail: t.kibble@imperial.ac.uk

[arXiv:1502.06276v1 [physics.hist-ph] 22 Feb 2015]

Перевод В.Кайдаровой, студентки 2 курса физического факультета МГУ



Томас Вальтер Баннерман Киббл — британский физик, член Лондонского королевского общества. Основные работы в квантовой теории поля, особенно на пересечении физики высоких энергий и космологии в ранней Вселенной. Его статья о космических струнах вызвала обширный интерес к ним в современной космологии. Е. Киббл является одним из тех ученых, которые в 1964 году нашли способ объяснить, как фундаментальные частицы получают массу.

В Эдинбургском университете в 50-е годы Томас Киббл изучал математику и математическую физику, а в 1959 году прибыл в Имперский колледж Лондона, где великий А. Салам создал несколькими годами ранее группу, занимающуюся теоретической физикой. Т. Киббл по-прежнему почетный профессор там и сегодня.

Томас Киббл был в центральном зале Вестминстерского дворца в июле 2012 года, когда были представлены результаты Большого адронного коллайдера в ЦЕРНе. Это был момент, когда ученые экспериментов ATLAS и CMS спокойно объявили, что они нашли новую фундаментальную частицу природы, кандидат в долгожданный бозон Хиггса.

В данной статье Томас Киббл рассказывает историю развития стандартной модели и историю поиска механизма нарушения симметрии электрослабого взаимодействия.

[https://ru.wikipedia.org/wiki/Киббл,_Томас]

[<http://www.theguardian.com/science/2013/aug/11/rational-heroes-tom-kibble-higgs-boson>]

Аннотация. В этой беседе я вспоминаю историю разработки единой теории электрослабых взаимодействий, включающую механизм Хиггса нарушения симметрии, так как я увидел это с моей точки зрения будучи членом группы Абдуса Салама в Империял Колледже. Я начал с описания состояния науки физики в годы после Второй Мировой Войны, объяснил, как возникла цель создания единой калибровочной теории слабых и электромагнитных взаимодействий, встреченные трудности, в частности теорема Голдстоуна, и как они преодолевались, затем следовал краткий отчет по недавней истории, увенчанной историческим открытием бозона Хиггса в 2012 г.

1. Введение.

Я всегда считал, что мне очень повезло, что я смог присоединиться к группе теоретической физики в Империял Колледже менее чем через три года после ее основания Абдус Саламом. Салам уже имел отличную международную репутацию за свою работу в области теории перенормировки. В 1959 году я присоединился к группе, и он был выбран как самый молодой член Королевского общества, в возрасте 33 лет. Он был очень ярким человеком огромной харизмы и самым вдохновляющим лидером группы. Это было замечательное место для молодого научного сотрудника начинающего исследовательскую карьеру.

Империял был оживленным местом, с многочисленными гостями со всего мира, включая Марри Гелл-Мана, Стэнли Манделштама, Стівена Вáйнберга, Кена Джонсона и многих других.

2. Физика в 1950-х.

Итак, что мы делали? Большой успех послевоенного периода состоял в развитии теории перенормировки. Это изгнало бесконечно большие числа, которые мешали квантовой электродинамике (QED), позволяя выполнять расчеты помимо приближения низшего порядка. С помощью экспериментов, измеряющих магнитный момент электрона и сдвиг Лэмба в водороде, QED быстро стала наиболее точно проверенной теорией в истории физики.

После этого триумфа, следующей естественной целью было найти аналогично успешные теории для других фундаментальных взаимодействий, силы адронного взаимодействия, которая связывает компоненты в атомном ядре и слабых ядерных взаимодействий, отвечающих за радиоактивный бета-распад, который так же играет ключевую роль в механизме генерирования энергии на Солнце. Можно надеяться на единую теорию для всех них; это цель, которая все еще стоит перед нами. Мы тоже

надеялись на каком-то этапе включить четвертую фундаментальную силу, силу тяжести, но она так слаба, что ею можно пренебречь по шкале физики частиц. Работа над этим продолжается.

Наибольший интерес вызывали сильные взаимодействия, и были подходящие квантовые теории поля, которые широко обсуждались, особенно юкавская мезонная теория, в которой π -мезоны, или пионы, играли роль переносчиков взаимодействия. Проблема там все же заключалась в том, что было трудно выполнить какие-либо значимые расчеты, так как единственно возможная вычислительная методика, теория возмущений, не работает, если 'малый' безразмерный параметр, аналог постоянной тонкой структуры QED, равен по порядку единице.

В результате, теория квантового поля впала в немилость. Многие физики оставили ее в пользу теории S-матрицы на основании исследования комплексных аналитических свойств амплитуд рассеяния, работая над концепцией типа полюсов Редже и дисперсионными уравнениями. Тем не менее, были места, такие как Империял Колледж, где еще развевался флаг теории поля — другим был Гарвард.

Конечно, Салам никогда не оставлял свою веру в то, что единая теория поля всех взаимодействий будет со временем доказана.

Тем не менее, трудности вычисления сильных взаимодействий привели некоторых людей к размышлениям о том, что слабые взаимодействия могли быть более перспективным начальным объектом.

3. Приближенные симметрии.

Экспериментаторы тоже занимались делом. Используя камеры Вильсона и позднее пузырьковые камеры, они обнаружили огромный массив новых 'элементарных' частиц. За несколько лет их число возросло от пригоршни до сотни и более.

Чтобы попытаться объяснить этот зоопарк частиц, теоретики искали приблизительные симметрии, пытаясь найти образцы среди других частиц, аналогично тому, как это сделали химики для развития периодической таблицы в девятнадцатом столетии.

Первой из этих симметрий был *изоспин*, первоначально предложенный Гейзенбергом [1]. Он отметил, что протоны и нейтроны во многом очень похожи; у них есть тот же самый спин, те же самые сильные взаимодействия и почти одна и та же масса. Название 'изоспин' не подразумевает физического отношения к спиновому моменту импульса, но происходит от математического подобия с описанием электронного спина. Гейзенберг предположил, что протон и нейтрон могли бы рассматриваться как два

различных состояний одного объекта, *нуклона*, и что есть симметрия, при которой можно перевести протон в нейтрон или комбинацию из них двух, как же как перевести состояние электрона со спином вверх в состояние со спином вниз или что-то промежуточное. Фактически изоспин и спин оба описываются группами SU(2).

Это конечно, *приближенная* симметрия: протон и нейтрон не идентичны.

Протон имеет электрический заряд, а нейтрон не имеет. Симметрия *нарушается* электромагнитным взаимодействием. Все же, по ядерной шкале, электромагнитное взаимодействие относительно слабое в сравнении с силой адронного взаимодействия, поэтому изоспин все еще является достаточно хорошим приближением. Он оказался полезным, например, при классификации низколежащих энергетических уровней легких ядер.

Позднее Кеммер [2] показал, что симметрия может быть распространена на другие известные сильновзаимодействующие частицы, пионы, которые формируют изоспиновый триплет заряженных состояний (π^+ , π^0 , π^-), аналогично спиновым состояниям частицы спина $S = 1$ (в единицах \hbar), и что можно написать версию теории ядерных сил Юкавы, которая была бы инвариантом при изоспиновых преобразованиях. Теперь изоспиновая симметрия проявляется как фундаментальная симметрия между двумя легчайшими кварками, верхним и нижним *кварками* (u и d), составляющими компонентами нуклонов и пионов.

Следующий шаг был предпринят в 1961г., независимо Гелл-Манном [3] и Юваль Неэманом [4], который в то время был студентом Салама в Империял Колледже. Они предложили большую, более приближенную, SU(3) симметрию, и показали, что вновь открытые *адроны*, или сильновзаимодействующие частицы, могли бы группироваться в двухмерную схему октетов и декуплетов, формируя мультиплеты, связанные с SU(3) симметрии преобразованиями. Гелл-Манн назвал эту схему "*восьмеричный путь*". Теперь видна симметрия *трех* легчайших кварков: верхнего, нижнего и *странного* (u , d , s).

4. Калибровочные теории.

Квантовая электродинамика - это *калибровочная теория*. Это значит, что она имеет особый вид симметрии, локальную симметрию. В квантовой механике единичного электрона, физическая ситуация неизменна, если функция электронной волны умножается на фазовый множитель, мы имеем инвариантность при преобразовании

$$\psi(x) \rightarrow \psi(x)e^{i\alpha} \quad (1)$$

для любой постоянной α . Но в QED мы имеем более общую инвариантность для электронного поля, в котором α становится функцией пространства и времени, *при условии*, что соответствующая трансформация применяется к электромагнитным потенциалам $A_\mu(x)$; особенно

$$\psi(x) \rightarrow \psi(x)e^{ie\alpha(x)}, A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \partial_\mu\alpha(x). \quad (2)$$

Это жизненно важное свойство: успех перенормировки основывается на ее существовании.

По этой причине многие люди, включая Салама, поверили, что жизнеспособными теориями других взаимодействий должны быть калибровочные теории. Первой калибровочной теорией помимо QED была теория Янга - Миллса [5], предложенная в 1954, это калибровочная теория на основе изоспиновой $SU(2)$ симметрии. Аналогичная теория была фактически создана в том же году студентом Салама, Рональдом Шоу, хотя он никогда не публиковал ее, кроме как в кандидатской диссертации Кембриджского университета (PhD thesis) [6]. В итоге она не оказалась верной теорией сильных взаимодействий — это совсем другой вид калибровочной теории, *квантовая хромодинамика* (QCD), но, тем не менее, это основа для всей последующей работы по калибровочным теориям.

Так как изоспин – это приближенная симметрия, она должна некоторым образом нарушиться. Но это немедленно привело бы к проблемам, так как просто добавление членов, нарушающих симметрию, разрушит многие хорошие свойства калибровочной теории. Так люди начали задавать вопрос: мог ли это быть некоторый вид *спонтанного* нарушения симметрии, избежав, таким образом, необходимости добавлять члены, явно нарушающие симметрию? К этому вопросу я вкратце вернусь.

5. Цель объединения.

Из-за упомянутых трудностей в расчетах теории сильных взаимодействий люди начали думать, что возможно слабые взаимодействия были бы лучшим промежуточным объектом описания, особенно после разработки в 1958 г. V – A теории Фейнмана и Гельмана [7], Сударшана и Маршака [8], которые показали, что их можно рассмотреть происходящими через обмен спин-1 W^\pm бозонами, также как электромагнитные взаимодействия происходят через обмен фотонами со спином-1. Это помогло Швингеру [9] предложить калибровочную теорию слабых взаимодействий при посредничестве W^\pm и

W^- обмена. Он даже спросил: может ли быть единая теория слабых и электромагнитных взаимодействий, включая три калибровочных бозона, W^+ , W^- и фотон γ ?

Но эта идея сразу встретила трудности. Если фактически существует симметрия между этими тремя калибровочными бозонами, она явно должна быть резко нарушена, так как есть существенные различия между ними. Тот факт, что слабые взаимодействия являются близкодействующими подразумевает, что бозоны, которые несут это взаимодействие, должны быть очень массивными, в то время как фотон, будучи посредником для дальнедействующей электромагнитной силы, является безмассовым. Было ясно, что если сравнимы силы взаимодействий, W^\pm должны иметь массы порядка 100 ГэВ.

Было другое ключевое отличие: было известно, что слабые взаимодействия не сохраняют четность — они нарушают зеркальную симметрию — в то время как электромагнитные взаимодействия четность (симметрию) сохраняют. Итак, какая могла быть симметрия между ними?

Эта последняя проблема была решена в 1961 г. Глэшоу [10], который предложил расширенную модель с большей группой симметрии, $SU(2)\times U(1)$, и четвертый калибровочный бозон Z^0 . Он показал, что с помощью механизма смешивания (intriguing mixing mechanism) между двумя нейтральными калибровочными бозонами, можно завершить одним бозоном (γ) со взаимодействиями, сохраняющими четность и тремя, которые нарушают четность W^+ , W^- и Z^0 .

В 1964г., Салам и его давний коллега Джон Уорд, очевидно не зная о работе Глэшоу, предложили очень похожую модель также на основе $SU(2)\times U(1)$ [11].

Но во всех этих моделях нарушение симметрии, дающее W и Z массы бозонов, должно было вставляться вручную, и было хорошо известно, что теории спин-1 бозонов с выраженными массами были неперенормируемыми и потому нефизическими. Большим вопросом было: мог ли это быть случай спонтанного нарушения симметрии?

6. Спонтанное нарушение симметрии.

Спонтанное нарушение симметрии происходит, когда основное состояние или вакуум, или состояние равновесия системы не разделяют базовые симметрии теории. Это имеет место повсеместно в физике конденсированного вещества, связанной с фазовыми переходами. Часто существует симметричная фаза высоких температур и критическая температура, ниже которой симметрия спонтанно нарушается. Простым примером служит кристаллизация. Если мы разместим круглый сосуд с водой на стол, он будет выглядеть одинаково со всех сторон, но если он замерзнет, кристаллы льда сформируются в

определенных направлениях, нарушая полную осевую симметрию. Спонтанное нарушение в том смысле, что пока у нас не будет дополнительной информации, мы не сможем предсказать, в каких направлениях кристаллы выстроятся. Похожая вещь случится, если ферромагнит охладится через точку Кюри; он может намагнититься в одном направлении или другом, но мы не можем определенно сказать, какое направление он выберет.

В 1960 г., Намбу [12] указал на то, что калибровочная симметрия нарушается в сверхпроводнике, если он осуществляет переход от нормального состояния к сверхпроводящему, и что это дает массу плазмону, хотя эта точка зрения противоречила принятой в сообществе сверхпроводимости (см. также Anderson [13]). Намбу предложил, что похожий механизм мог бы давать массу элементарным частицам. В следующем году, вместе с Иона-Лазинио [14], он предложил конкретную модель, хотя и не калибровочную теорию, четырёхфермионного взаимодействия на основе лагранжиана взаимодействия

$$L_{\text{int}} = g[(\bar{\psi}\psi)^2 - (\bar{\psi}\gamma_5\psi)^2]. \quad (3)$$

Здесь фазовая симметрия $\psi \rightarrow e^{i\alpha}\psi$ будет ненарушена, но хиральная симметрия $\psi \rightarrow e^{i\alpha\gamma_5}\psi$ будет нарушаться спонтанно, так как $\langle \bar{\psi}\psi \rangle \neq 0$. Это значит, что есть ненулевая масса m_ψ .

Модель имеет важное свойство, безмассовую псевдоскалярную частицу, которую Намбу и Иона-Лазинио ориентировочно идентифицировали с пионом. Для объяснения ненулевой (хотя и малой) массы пиона они предположили, что хиральная симметрия не является достаточно точной даже до спонтанного нарушения симметрии.

Попытки применить эту идею к нарушению симметрии в фундаментальной калибровочной теории, тем не менее, встретили существенное препятствие, *теорему Голдстоуна*.

7. Намбу-Голдстоуновские бозоны.

Как в модели Намбу и Иона-Лазинио, спонтанное нарушение непрерывной симметрии часто приводит к появлению безмассовых частиц со спином 0. Самой простой моделью, которая иллюстрирует это, является модель Голдстоуна [15], модель поля комплексного скаляра с лагранжианом плотности

$$L = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - v, \quad (4)$$

где v – это потенциал сомбреро,

$$v = 1/2\lambda(\varphi^*\varphi - 1/2\eta^2)^2, \quad (5)$$

где λ и η – это положительные константы. Эта функция Лагранжа – очевидный инвариант при общих фазовых вращениях, $\varphi(x) \rightarrow \varphi(x)e^{i\alpha}$.

Ключевым свойством потенциала будет то, что он имеет максимум при $\varphi = 0$. Следовательно, в вакуумном состоянии, значение ожидания φ ненулевое, но лежит где-то на окружности минимумов:

$$\langle 0|\varphi(x)|0 \rangle = 1/\sqrt{2} \eta e^{i\alpha}. \quad (6)$$

Это нарушает симметрию. У нас есть непрерывная бесконечность состояний вырожденного вакуума, отличающегося значением α , хотя базовая симметрия является точной; все они физически эквивалентны.

Предположим, что мы выберем α как действительную величину и зададим

$$\varphi(x) = 1/\sqrt{2}[\eta + \phi_1(x) + i\phi_2(x)], \quad (7)$$

где $\phi_{\{1,2\}}$ реальны. Затем, расширяя (5), мы найдем

$$v = 1/2\lambda \eta^2 \phi_1^2 + \text{члены третьей и четвертой степени.} \quad (8)$$

Таким образом, ϕ_1 имеет массу, но ϕ_2 безмассовая. Глядя на формулу, легко понять, почему это так. Масса ϕ_1 определяется кривой v в радиальном направлении, но ϕ_2 масса исчезает, так как в поперечном направлении v – плоская. ϕ_2 возбуждения соответствуют изменениям, зависящим от пространственно-временного угла α , определяющего направление нарушения симметрии.

Считалось, что появление этих безмассовых безспиновых *Намбу-Голдстоуновских бозонов* является неизбежным следствием спонтанного нарушения симметрии в релятивистской теории; это является содержанием *теоремы Голдстоуна*. Проблема в том, что такие безмассовые частицы, если бы они имели какую-то разумную силу взаимодействия, было бы легко увидеть, но их не видно.

8. Теорема Голдстоуна.

Эта проблема, очевидно, имела отношение ко всем, кто пытался построить жизнеспособную калибровочную теорию слабых взаимодействий. Когда Стивен Вайнберг приехал в свой творческий отпуск в Империял Колледж в 1961г., он и Салам потратили большую часть времени на обсуждение этого препятствия.

Они разработали доказательство теоремы Голдстоуна, опубликованное совместно с Голдстоуном [16].

Довод прямолинеен. Мы начинаем с двух допущений. Во-первых, симметрия в вопросе соответствует току $j^\mu(x)$, который сохраняется, то есть

$$\partial_\mu j^\mu = 0, \quad (9)$$

и который генерирует трансформации в смысле, что вариации любого поля $\varphi(x)$ задаются

$$\delta\varphi(0) = ie \int d^3x [\varphi(0), j^0(0, x)], \quad (10)$$

где e - это бесконечно малый параметр. Во-вторых, есть скалярное поле φ , чье значение вакуумного ожидания не будет инвариантом при данной трансформации:

$$\langle 0 | \delta\varphi(0) | 0 \rangle \neq 0. \quad (11)$$

Теперь, похоже, что уравнение непрерывности (9) подразумевает существование сохраняющегося оператора заряда:

$$\frac{dQ}{dt} = 0, \quad Q(t) = \int d^3x j^0(t, x). \quad (12)$$

Затем условие нарушенной симметрии (10) можно записать как

$$i \langle 0 | [\varphi(0), Q] | 0 \rangle = \eta \neq 0. \quad (13)$$

Но если заряд Q независим от времени, то единственными промежуточными состояниями, которые могут сделать свой вклад в коммутатор - это состояния с нулевой энергией, которые возникают, только если они в теории соответствуют безмассовым частицам.

Этот аргумент кажется заключительным, без выхода. Спонтанное нарушение симметрии подразумевает безмассовые бозоны с нулевыми спинами, которые должно было быть легко увидеть, но их не было видно. С другой стороны, добавление условий явного нарушения симметрии привело к перенормируемым теориям, предсказывающим конечные результаты. Вайнберг заметил: ‘Ничто не возникает из ничего; говорите снова’, цитата из *Короля Лиры*. Все же, к счастью, наше сообщество смогло заговорить снова.

9. Выход из тупика.

В 1964г. молодой американский научный сотрудник с учёной степенью Джеральд Гуральник прибыл в Империял Колледж. Он был студентом Вальтера Гильберта в Гарварде, а Гильберт был ранее студентом у Салама в Кембридже. Гуральник исследовал проблему придания масс калибровочным бозонам, и уже опубликовал некоторые идеи об этом [17, 18]. Мы начали сотрудничество с другим американским гостем, Ричардом Хагеном, чтобы найти пути обхода препятствия, поставленного теоремой Голдстоуна. Мы, и конечно другие, фактически преуспели в этом.

Доказательство не подходит для случая с калибровочной теорией, по достаточно неявным причинам, к которым я вернусь. Доказательство действительно, но существует скрытое предположение, которое хотя и кажется естественным, нарушается калибровочными теориями. Это было обнаружено тремя группами независимо друг от друга, сначала Энглертом и Браутом из Брюсселя [19], потом Хиггсом из Эдинбурга [20, 21] и, наконец, Джеральдом Гуральником, Ричардом Хагеном и Томасом Вальтер Баннерман Кибблом из Империял Колледжа [22]. Все три группы опубликовали работы в журнале *Physical Review Letters* летом и осенью 1964 года, работы, которые были выбраны журналом во время празднования его 50-ти летней годовщины как самые значимые в году. (Хиггс также написал работу для *Physics Letters*.)

Простейшая модель, которая иллюстрирует этот механизм – это *Абелева Хиггсовская модель*, которая является калибровочной версией модели Голдстоуна с Лангранжианом

$$L = D_\mu \phi^* D^\mu \phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - v, \quad (14)$$

где

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi + ie A_\mu \phi, \quad F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu, \quad (15)$$

и v как и ранее есть потенциал сомбреро (5). Снова, ϕ получает ненулевое значение вакуумного ожидания (vev), лежащее где-то на окружности с минимальными значениями (6).

Давайте снова выберем $\alpha = 0$, и запишем ϕ в виде vev плюс действительная и мнимая части. Также удобно определить новое векторное поле

$$B_\mu = A_\mu - \frac{1}{e\eta} \partial_\mu \phi_2. \quad (16)$$

Отметим, что из-за формы калибровочного преобразования мы получим

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (17)$$

Подставляя в (14), мы найдем

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi_1 \partial^\mu \phi_1 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \lambda \eta^2 \phi_1^2 + \frac{1}{2} e^2 \eta^2 B_\mu B^\mu + \text{кубические члены} + \dots, \quad (18)$$

Итак, мы подошли к модели с небезмассовыми частицами, имеется только массивный скаляр ϕ_1 и массивный вектор B_μ . Кажется почти волшебным образом безмассовый калибровочный и Голдстоуновские бозоны объединились для получения массивного калибровочного бозона.

Но история еще не закончена. Мы должны спросить об исходных полях ϕ и A_μ . Уравнения поля, особенно уравнения Максвелла

$$\partial_\mu F_{\mu\nu} = j^\nu = -e^2 \eta^2 B^\nu + \dots \quad (19)$$

удовлетворяют любому произвольному значению ϕ_2 , если только B_μ , заданное в (16), исчезнет, или будет какое-то другое решение. Это просто утверждение калибровочной инвариантности оригинальной модели.

Чтобы удержать не только B_μ , но также исходные поля A_μ и ϕ_2 нам необходимо ввести условие калибровки. Есть два очевидных выбора. Мы можем выбрать условие кулоновской калибровки $\partial_k A^k = 0$. Затем $B_\mu = 0$ требует, чтобы ϕ_2 так же стремилось к нулю (исчезло), или самое большее было постоянным.

Как альтернативу, мы можем выбрать условие калибровки Лоренца $\partial_\mu A^\mu = 0$. В этом случае $B_\mu = 0$ требует только, чтобы ϕ_2 отвечало волновому уравнению $\partial_\mu \partial^\mu \phi_2 = 0$. В этой явно ковариантной калибровке теорема Голдстоуна применима; ϕ_2 - это безмассовое

скалярное поле. Но бозон Голдстоуна – это чисто калибровочная мода; φ_2 имеет исчезающие матричные элементы между физическими состояниями.

10. Обход теоремы Голдстоуна.

Как нам удалось обойти теорему Голдстоуна? Где довод был неправильным?

В доказательстве я говорил, что уравнение непрерывности (9) подразумевало существование сохраняющегося заряда (12).

Но это верно, только если мы можем понизить поверхностный интеграл на бесконечности:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \int d^3x \partial_0 j^0(t, x) = - \int d^3x \partial_k j^k(t, x) = - \int dS_k j^k(t, x). \quad (20)$$

Понижение, очевидно, легитимно в лоренц-инвариантной теории (например, квантовая электродинамика с лоренцевой калибровкой), так как в чем мы действительно заинтересованы – это коммутаторы, и для такой теории коммутаторы исчезают снаружи светового конуса. Но это *не* легитимно в квантовой электродинамике с кулоновской калибровкой, где коммутаторы ослабевают достаточно медленно с расстоянием.

Фактически, как показано в нашей работе [22], оказалось, что когда симметрия спонтанно ломается, интеграл, определенный в (12) не просто меняющийся во времени, но фактически не существует как самосопряженный оператор. Например, в Абелевой Хиггсовской модели он имеет форму

$$Q = -e^2 \eta^2 \int d^3x B^0(t, x) + \dots \quad (21)$$

и этот интеграл явно расходящийся.

Связанный с небытием Q будет тот факт, что никакая единая трансформация, не соединяющая состояния явно вырождающегося вакуума, не может строиться из операторов полей. Явно вырожденные вакуумы относятся к явно ортогональным гильбертовым пространствам, поддерживающим *унитарные неэквивалентные представления* связей канонического коммутирования. Это теперь признается как определяющее свойство спонтанного нарушения симметрии.

11. Электрослабое объединение.

Работы 1964 г. из трех групп привлекли очень мало внимания в то время. Разговоры по данной теме часто встречали скептически. К концу этого года, механизм был известен, и модель Глэшоу (и Салама и Уорда) $SU(2) \times U(1)$ была известна. Но удивительно, возможно, потребовалось еще три года для того, чтобы свести их воедино. Возможно, это произошло частично потому, что многие из нас все еще первично думали о калибровочной теории сильных взаимодействий, а не слабых.

В начале 1967г. я выполнял некоторую дальнейшую работу по детальному применению механизма к моделям с большими симметриями, чем $U(1)$, в частности, как модель нарушения симметрии определяет число массивных и безмассовых частиц [23]. У меня были продолжительные обсуждения с Саламом по этой теме, которые, я надеюсь, помогли ему обновить его интерес к этой теме.

Единая калибровочная теория слабых и электромагнитных взаимодействий лептонов впервые были предложены Вайнбергом позднее в этом году [24]. По-существу, та же модель была представлена независимо от Вайнберга в лекциях Саламом, которые он читал в Империял Колледже осенью 1967 г. — он назвал это теорией *электрослабых* взаимодействий. (Я не присутствовал, так как я был в США, но у меня были отчеты тех, кто был там.) Салам не публиковал свои идеи до следующего года, когда он выступил на Нобелевском симпозиуме [25], возможно, так как его внимание фокусировалось на развитии в ранние ключевые годы Международного центра Теоретической физики в Триесте.

Как Вайнберг, так и Салам предположили, что их теория была перенормируемой, но они не могли это доказать. Важным шагом стала разработка Фаддеевым и Поповым методики по применению диаграмм Фейнмана к калибровочным теориям [26]. Перенормируемость была окончательно доказана молодым студентом Г  рардом  т Х  фтом [27] в 1971г., *настоящим талантом*, с использованием методов, разрабатываемых его руководителем, Мартинусом Велтманом, особенно компьютерной алгебры программы *Schoonship*.

В 1973г., ключевое предсказание теории электрослабых взаимодействий, существование взаимодействий *нейтрального тока* — с переносчиком Z^0 — было подтверждено в ЦЕРНе (CERN) [28]. Это открытие привело к присуждению Нобелевской премии Глэшоу, Саламу и Вайнбергу в 1979г. Однако Вард не был включен в состав, хотя он и был соавтором почти всех работ Салама по данной теме, возможно из-за ‘правила трех’, ограничения, по которому Премия не может быть разделена между более чем тремя

людьми. Но́т Хóоф и Велтман должны были подождать своих Нобелевских призов до 1999 г.

Следующим главным шагом было открытие W и Z частицы в CERN в 1983г. [29, 30], что способствовало получению Нобелевской награды экспериментаторами Карлом Руббиа и Симоном ван дер Мером.

Тем временем, в 1970-е и 1980-е гг. независимо параллельно развивалась калибровочная теория сильных взаимодействий, *квантовая хромодинамика* (QCD). Это калибровочная SU(3) теория, которая решает проблему создания короткодействующего взаимодействия совершенно другим механизмом, не привлекая спонтанное нарушение симметрии. Итак, теперь мы имеем *стандартную модель* $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, чьи прогнозы подтверждаются с все увеличивающейся впечатляющей точностью.

12. Бозон Хиггса.

В 1964г., или 1967г., существование массивного скалярного бозона было достаточно второстепенным и незначительным фактом. Важным считался *механизм* придания массы калибровочным бозонам, избегая появления безмассовых нambu-голдстоуновских бозонов.

Но после 1983г., было признано, что бозон Хиггса имеет ключевое значение как единственный неоткрытый кусочек пазла в стандартной модели — отдельно от наблюдения последнего шестого кварка, *top кварка*. Стандартная модель работала так хорошо, что бозон Хиггса, либо что-то другое, выполняющее ту же функцию, более или менее, должно было присутствовать. Обнаружение бозона стало одной из главных мотиваций для строительства Большого адронного коллайдера (LHC) в ЦЕРНе. За более чем 20 лет, две больших коллаборации, ATLAS и CMS, спроектировали, построили и обеспечили работу своих двух детекторов, впечатляющих размерами и массой.

Как теперь хорошо известно, их усилия были вознаграждены в 2012 г. однозначным открытием бозона Хиггса каждым из двух детекторов [31, 32]. Это привело к награждению Нобелевской премией Энглерта и Хиггса в 2013г. Намбу ранее в 2008г. получил премию за свою роль в представлении идеи спонтанного нарушения симметрии в физике частиц.

Это конец главы, завершение стандартной модели. Но это конечно не конец истории. Модель на удивление удачна; почти все экспериментальные испытания подтверждают ее. Но модель не может быть последним словом. Она в некоторых отношениях запутанная, примерно с 20 произвольными параметрами, такими как отношения масс, которые мы не можем предсказать. Это не по-настоящему единая

модель, так как группа симметрии имеет три фактора, каждый со своей константой связи, хотя прилагались усилия для соединения трех частей в более общую *теорию большого объединения* даже с большей симметрией, что обнаруживается при порядках величин энергий выше уровня, достигнутого современными экспериментами. Это может потребовать существования *суперсимметрии*, связывающей фермионы и бозоны и наоборот, но, к сожалению, все еще нет действительных эмпирических данных по ее существованию.

Более того, существует несколько вещей, которые стандартная модель не объясняет. Мы не знаем, что составляет темную материю, обнаруженную кривыми вращения галактик, или темную энергию, отвечающую за ее ускоряющееся в последнее время расширение. Мы не знаем, почему элементарные частицы появились в виде трех семейств с очень похожей структурой, но широко различающихся по массам. Мы не знаем так же, почему нейтрино имеет ненулевые, хотя и крошечные массы. И наконец, конечно, мы все еще не можем найти место для гравитации в стандартной модели. Возможно, для этого нам нужна теория струн или М-теория — или кто знает что?

Благодарность

Я благодарю организаторов DICE2014, проведенной в Castiglioncello, 15–19 сентября, 2014г. за то, что они пригласили меня сделать этот доклад, а также организаторов DISCRETE 2014, в Кингз Колледже в Лондоне, в декабре 2–6, 2014г., которые попросили меня повторить его.

Я хочу особо поблагодарить двух людей, перед которыми я в большом долгу и, которые, к прискорбию, больше не с нами. Абдус Салам оказал огромное влияние на направление моего исследования. Он был вдохновляющим лидером и большой поддержкой для нашей группы, но, к сожалению, безвременно умер в 1996г. А ранее в этом году, я потерял своего старого коллегу и верного близкого друга Джеральда Гуральника, который умер от внезапного сердечного приступа как раз после выступления с лекцией.

Список литературы

- [1] Heisenberg W 1932 "Über den Bau der Atomkerne I *Z. Phys.* 77, 1–11
- [2] Kemmer N 1938 The charge-dependence of nuclear forces *Proc. Camb. Phil. Soc.* 34 354–364
- [3] Gell-Mann M 1961 *The Eightfold Way: A theory of strong interaction symmetry*, California Institute of Technology Synchrotron Laboratory Report, CTSL-20, unpublished

- [4] Ne'eman Y 1961 Derivation of strong interactions from a gauge invariance *Nucl. Phys.* 26 222–229
- [5] Yang CN and Mills RL 1954 Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance *Phys. Rev.* 96, 191–195
- [6] Shaw R 1955 *Invariance under general isotopic gauge transformations* Cambridge University PhD thesis, part II, chapter III, unpublished.
- [7] Feynman RP and Gell-Mann M 1958 Theory of the Fermi interaction *Phys. Rev.* 109 193–197
- [8] Sudarshan ECG and Marshak RE. 1958 Chirality invariance and the universal Fermi interaction *Phys. Rev.* 109 1860–1862
- [9] Schwinger JS 1957 A theory of the fundamental interactions *Annals Phys.* 2 407–434
- [10] Глэшоу SL 1961 Partial symmetries of weak interactions *Nucl. Phys.* 22 579–588
- [11] Salam A and Ward JC 1964 Electromagnetic and weak interactions *Physics Letters* 13 168–171
- [12] Nambu Y 1960 Quasi-particles and gauge invariance in the theory of superconductivity *Phys. Rev.* 117, 648–663
- [13] Anderson PW 1963 Plasmons, gauge Invariance, and mass *Phys. Rev.* 130 439–442
- [14] Nambu Y and Jona-Lasinio G 1961 Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. I *Phys. Rev.* 122 345–358
- [15] Goldstone J 1961 Field theories with superconductor solutions *Nuovo Cim.* 19 154–164
- [16] Goldstone J, Salam A and Weinberg S 1962 Broken symmetries *Phys. Rev.* 127 965–970
- [17] Guralnik GS 1964 Photon as a symmetry-breaking solution to field theory. I *Phys. Rev.* 136 B, 1404–1416
- [18] Guralnik GS 1964 Photon as a symmetry-breaking solution to field theory. II *Phys. Rev.* 136 B, 1417–1422
- [19] Englert F and Brout R 1964 Broken symmetry and the mass of gauge vector bosons *Phys. Rev. Lett.* 13, 321–323
- [20] Higgs PW 1964 Broken symmetries, massless particles and gauge fields *Phys. Lett.* 12 132–133
- [21] Higgs PW 1964 Broken symmetries and the masses of калибровочный бозон *Phys. Rev. Lett.* 13 508–509
- [22] Guralnik GS, Hagen CR and Kibble TWB. 1964 Global conservation laws and massless particles *Phys. Rev. Lett.* 13 585–587
- [23] Kibble TWB 1967 Symmetry breaking in non-Abelian калибровочная теория *Phys. Rev.* 155 1554–1561

- [24] Weinberg S 1967 A model of leptons *Phys. Rev. Lett.* 19 1264–1266
- [25] Salam A. 1968 Weak and электромагнитные взаимодействия *Elementary particle theory, Proceedings of the Nobel Symposium held in 1968 at Lerum, Sweden* ed N Svartholm (Stockholm: Almqvist & Wiksell) pp 367–377
- [26] Faddeev LD and Popov VN 1967 Feynman diagrams for the Yang–Mills field *Phys. Lett. B* 25 (1967) 29.
- [27] 't Hooft G 1971 Renormalizable Lagrangians for massive Yang-Mills fields *Nucl. Phys. B* 35 (1971) 167–188
- [28] Hasert FJ *et al* [Gargamelle Neutrino Collaboration] 1973 Observation of neutrino like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment *Phys. Lett. B* 46 138–140
- [29] Arnison G *et al* [UA1 Collaboration] 1983 Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s^{1/2} = 540$ GeV *Phys. Lett. B* 122 (1983) 103–116
- [30] Banner M *et al* [UA2 Collaboration] 1983 Observation of single isolated electrons of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN anti-p p collider *Phys. Lett. B* 122, 476–485
- [31] Aad G *et al* [ATLAS Collaboration] 2012 Observation of a new particle in the search for the standard model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC *Physics Letters B* 716 1–29
- [32] Chatrchyan S *et al* [CMS Collaboration] 2012 Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC *Physics Letters B* 716 30–61