

Механизм БЭХ* и его скалярный бозон

Ф. Энглер

(Нобелевская лекция. Стокгольм, 8 декабря 2013 г.)

PACS numbers: 01.30.Bb, 12.15.-y, 14.80.Bn

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510f.1050

Содержание

1. Введение: близкодействия и дальнодействия в физике (1050).
 2. Спонтанное нарушение симметрии (1051).
 - 2.1. Спонтанное нарушение симметрии при фазовых переходах.
 - 2.2. Спонтанное нарушение симметрии в теории поля.
 3. Механизм БЭХ (1053).
 - 3.1. Судьба бозона Намбу–Голдстоуна и массы векторных бозонов.
 - 3.2. Судьба массивного скалярного бозона.
 - 3.3. Массы фермионов.
 - 3.4. Зачем нужен такой механизм?
 - 3.5. Динамическое нарушение симметрии.
 - 3.6. Электрослабая теория и Стандартная модель.
 4. Открытие (1056).
- Список литературы (1058).

1. Введение: близкодействия и дальнодействия в физике

Современная физика интерпретирует различные природные явления как проявления общих законов, которые можно проверить экспериментально. Начиная с появления в эпоху Возрождения, главным образом благодаря революционным идеям Галилея, физика стала исключительно успешным инструментом познания мира. Ко второй половине XX в. могло показаться, что все явления на масштабах от атомного ядра до края видимой Вселенной подчиняются только двум фундаментальным и уже известным законам, а именно: классической общей теории относительности А. Эйнштейна (ОТО), которая является обобщением гравитации Ньютона, и квантовой электродинамике (КЭД) — квантовой версии электромагнитной теории Максвелла.

Гравитационные и электромагнитные взаимодействия описываются дальнедействующими силами, которые воздействуют на объекты независимо от расстояния между ними. Прогресс в понимании физических законов дальнодействия, конечно, можно связать с тем фактом, что их можно изучать непосредственно, без применения

сложных физических приборов. Однако после открытия субатомной структуры обнаружилось существование других фундаментальных короткодействующих сил, пренебрежимо слабых на больших расстояниях. В начале 1960-х гг. не существовало самосогласованной теоретической интерпретации фундаментальных взаимодействий на малых расстояниях ни в случае "слабых взаимодействий", ответственных за радиоактивный распад ядер, ни в случае "сильных взаимодействий", ответственных за формирование структуры ядра.

Мы с Робертом Браутом [1] и независимо от нас Питер Хиггс [2] предложили механизм для описания фундаментальных короткодействующих взаимодействий. Роберт Браут скончался в 2011 г., и мне приходится одному рассказывать эту историю. Я объясню, каким образом мы пришли к этому механизму, как он описывает фундаментальные близкодействия и позволяет придать массы элементарным частицам. Этот механизм стал краеугольным камнем Стандартной модели физики элементарных частиц и недавно был подтвержден потрясающим открытием предсказываемого им скалярного бозона в экспериментах в ЦЕРНе.

Мы с Браутом постепенно убеждались, что самосогласованная формулировка близкодействия требует единого описания как короткодействующих, так и дальнедействующих сил.

Хотя и классическая ОТО, и КЭД описывают дальние взаимодействия и обе теории построены на принципах очень широких классов симметрий, называемых "локальными симметриями", они имеют очень разную структуру. В отличие от ОТО, дальнедействующая КЭД полностью самосогласована и экспериментально проверена на квантовом уровне, в частности, благодаря включению химических законов в область известных физических взаимодействий. Поскольку правильная теория близкодействия должна быть самосогласована на квантовом уровне, мы стали строить модель дальних взаимодействий на основе обобщения модели КЭД, известной как теория Янга – Миллса.

Квантовым представлением электромагнитных волн являются "фотоны" — нейтральные безмассовые частицы, движущиеся со скоростью света. Отсутствие у них массы означает, что соответствующие волны поляризованы только в одном направлении, перпендикулярном направлению их распространения. Эти особенности,

* Механизм Браута–Энглера–Хиггса (БЭХ). (Примеч. ред.)

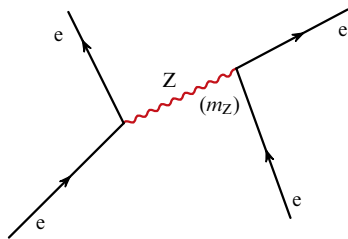


Рис. 1. Массивные частицы — переносчики близкодействия.

очевидно, вытекают из свойств локальной симметрии, которая не допускает явного включения массовых членов в теорию. Теория Янга–Миллса построена на принципах похожих локальных симметрий, расширенных до включения нескольких безмассовых взаимодействующих квантовых частиц — как нейтральных, так и заряженных. Эти безмассовые частицы называются калибровочными векторными бозонами (или, как часто говорят, просто векторными бозонами).

Для преобразования дальних взаимодействий в короткодействующие в контексте теории Янга–Миллса было бы достаточно придать этим обобщённым фотонам массу, т.е. свойство, которое, как мы только что упомянули, запрещено локальными симметриями. Забудем на мгновение эту особенность и напомним сначала, почему массивные частицы вообще являются переносчиками дальнего действия.

На рисунке ¹ показана диаграмма Фейнмана, которая интуитивно ясно иллюстрирует математическое описание процесса. Эта диаграмма описывает рассеяние двух электронов в результате обмена массивной частицей Z с массой m_Z (в предположении направления временной оси снизу вверх). Такой процесс не может происходить классически, поскольку наличие частицы Z нарушало бы закон сохранения энергии. Квантовая механика такой процесс допускает, если нарушение закона сохранения энергии происходит на промежутке времени, меньшем чем \hbar/mc^2 . Тогда в низшем порядке по теории возмущений этот процесс описывает близкое действие с масштабом обрезания порядка $\sim \hbar/mc$.

Поскольку локальные симметрии очевидно запрещают введение массивных бозонов в теорию, обратимся к классу теорий, в которых состояние системы несимметрично относительно принципов симметрии, контролирующей её динамику. Так часто бывает в статистической физике фазовых переходов [3]. Это неудивительно, поскольку чаще всего энергетические соображения требуют, чтобы основное состояние или низкие возбуждённые уровни многочастичных квантовых систем были упорядоченными. Коллективная переменная, например намагниченность системы, принимает определённое ожидаемое значение, определяющее некоторый параметр порядка, который в противном случае был бы нулевым в силу симметрии, заложенной в основу теории (в данном случае изотропии). Этот пример иллюстрирует явление спонтанного нарушения симметрии (СНС), которое часто встречается в статистической физике фазовых переходов второго рода. Не могла бы и масса калибровочных бозонов быть результатом подобного

СНС? Этот вопрос естественно возникает из основополагающей работы Ёитиро Намбу (Yoichiro Nambu), который показал, что явление СНС может быть перенесено из статистической физики фазовых переходов в область релятивистской квантовой теории [4–6], предоставляющей математический аппарат для анализа мира элементарных частиц.

Отсюда возникает и более глубокий вопрос: не может ли механизм СНС быть посредником для превращения дальних взаимодействий, осуществляемых безмассовыми калибровочными полями, в короткодействующие, осуществляемые массивными калибровочными бозонами, без нарушения квантовых свойств, которые характерны для простейших теорий Янга–Миллса, а именно КЭД?

Как мы увидим, ответ на оба вопроса оказывается положительным *при условии, что концепция СНС заменяется на более тонкий БЭХ механизм* [1, 2]. Прежде чем обсуждать этот механизм, я поясню, каким образом СНС может быть перенесено из теории фазовых переходов в релятивистскую квантовую теорию.

2. Спонтанное нарушение симметрии

2.1. Спонтанное нарушение симметрии при фазовых переходах

Рассмотрим систему частиц в конденсированном состоянии, динамика которой инвариантна под действием непрерывной симметрии. Когда температура опускается ниже критической, симметрия может уменьшиться и в системе появится упорядоченная фаза. Нарушение изначальной симметрии всегда является разрывным процессом в точке фазового перехода, но параметр порядка при этом как функция температуры может изменяться непрерывно. В таком случае фазовый переход является переходом второго рода. Нарушение симметрии при фазовых переходах второго рода встречается, в частности, в явлениях ферромагнетизма, сверхтекучести и сверхпроводимости.

Рассмотрим сначала ферромагнитные фазовые переходы, которые иллюстрируют три главные особенности СНС, происходящего в точке перехода в низкотемпературной фазе: вырождение основного состояния, появление "безмассовой моды" (когда динамика системы инвариантна относительно непрерывного преобразования симметрии) и существование "массивной моды", характеризующей жёсткость параметра порядка.

При отсутствии внешних массивных полей и поверхностных эффектов в ферромагнитном материале ниже точки Кюри появляется глобальное направление намагниченности, в то время как динамика системы явно вращательно инвариантна, а именно, гамильтониан системы инвариантен относительно полной группы вращений. Это и есть явление СНС.

Ферромагнитная система состоит из микроскопических атомных магнитов (в упрощённых моделях, например, в модели Гейзенберга, это объекты со спином $1/2$), взаимодействие между которыми стремится выровнять ориентацию соседних элементов. При высокой температуре, когда доминирует хаотическое тепловое движение, глобальной ориентации отдельных магнитов нет. Ниже критической "температуры Кюри" главными становятся общие энергетические соображения и система приобретает глобальную намагниченность. Параллельная ори-

¹ В электронной версии Нобелевской лекции рисунки даны в цветном изображении (см. сайт УФН www.ufn.ru).

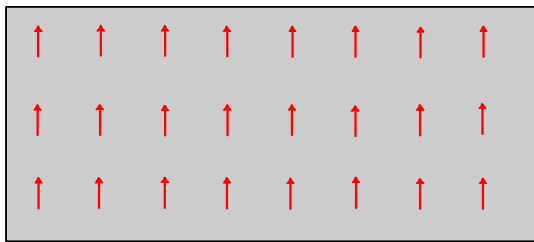


Рис. 2. Классическое представление основного состояния ферромагнетика.

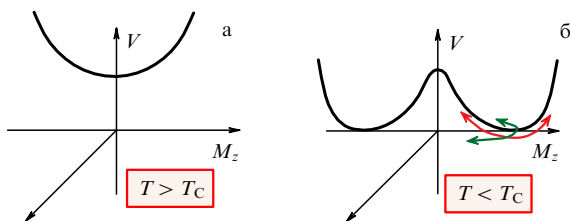


Рис. 3. Эффективный термодинамический потенциал ферромагнетика выше (а) и ниже (б) точки Кюри.

ентация соседних магнитов распространяется на весь объект, результатом этого является макроскопическая намагниченность. Намагниченность имеет определённое направление, которое для бесконечного изолированного ферромагнетика является случайным. Легко доказать, что для бесконечной системы любая пара возможных ориентаций определяет ортогональные основные состояния и что любые локальные возбуждения относительно этих основных состояний также ортогональны друг другу. Таким образом, полное гильбертово пространство системы расщепляется на бесконечное число отдельных гильбертовых пространств. Это и есть вырождение основного состояния (рис. 2).

Эффективный термодинамический потенциал V , минимум которого даёт намагниченность при отсутствии внешнего магнитного поля, представлен на рис. 3. Выше точки Кюри T_C намагниченность \mathbf{M} равна нулю. Ниже точки Кюри на плоскости VM_z у потенциала появляется двойной минимум, который образует "долину" вдоль направлений M_x, M_y . Каждая точка в долине определяет одно из вырожденных основных состояний с одинаковым значением $|\mathbf{M}|$.

В данном минимуме, скажем, $\mathbf{M} = M_z \mathbf{1}_z$, кривизна эффективного потенциала является мерой обратной магнитной восприимчивости, которая определяет энергию флуктуаций с бесконечной длиной волны. Это аналог массы в физике релятивистских частиц. Обратная магнитная восприимчивость равна нулю в направлениях, перпендикулярных параметру порядка, и положительна в продольном направлении. Таким образом из поперечной восприимчивости получают "безмассовую" поперечную моду, характерную для нарушенной непрерывной симметрии: это так называемые "спиновые волны", квантовые представления которых являются взаимодействующими бозонами, называемыми "магнонами". Продольная восприимчивость порождает (возможно, неустойчивую) "массивную" продольную моду, соответствующую флуктуациям параметра порядка. В отличие от безмассовой моды, которая существует только при

непрерывном СНС, когда потенциал образует долину, массивная мода имеется при любом СНС, непрерывном или дискретном, и является мерой жёсткости упорядоченной структуры.

Структура потенциала, представленного на рис. 3, является общей для многих фазовых переходов второго рода и ведёт к похожим следствиям. Однако при сверхпроводимости возникает новое явление. Симметрия квантовой фазы нарушается из-за конденсата электронных пар, связанных силой притяжения в результате обмена фононами вблизи поверхности Ферми. Этот конденсат приводит к появлению энергетического зазора вблизи поверхности Ферми. В нейтральных сверхпроводниках в этом зазоре находится безмассовая мода и проявляются общие свойства СНС. Однако учёт кулоновского дальнего действия изменит картину. *Безмассовая мода исчезнет* — она превратится в колебания электронной плотности, а именно, в "массивную" плазменную моду. Как станет ясно ниже, это свойство является предшественником механизма БЭХ [4, 7, 8].

2.2. Спонтанное нарушение симметрии в теории поля

Спонтанное нарушение симметрии было введено в релятивистскую квантовую теорию в работе Намбу [4] по аналогии с теорией сверхпроводимости БКШ. В работах Намбу [5] и Иона-Лазинио [6] изучалось спонтанное нарушение $U(1)$ -симметрии безмассовых фермионов вследствие произвольной относительной (киральной) фазы между их несвязанными нейтринными составляющими. Кирально-инвариантные взаимодействия не могут генерировать массу фермионов по теории возмущений, но способны придавать массу фермионам из (непертурбативных) фермионных конденсатов: такие конденсаты спонтанно нарушают киральную симметрию. Намбу [5] показал, что такое спонтанное нарушение симметрии сопровождается появлением массивного псевдоскаляра. Это интерпретируется как киральный предел пионной массы (ничтожно малой по адронным меркам). Такая интерпретация пионов стала прорывом в нашем понимании физики сильных взаимодействий. Массивная псевдоскалярная частица является теоретико-полевым двойником "безмассовой" спин-волновой моды в ферромагнетизме. В модели, представленной в работе [6], показано, что СНС также генерирует массивный скалярный бозон, который является двойником "массивной моды", которая в фазовых переходах служит мерой жёсткости параметра порядка в спонтанно нарушенной фазе.

Значимость безмассового бозона и массивного скалярного бозона, возникающих при СНС, хорошо иллюстрируется в простой модели, предложенной Джефффри Голдстоуном [9]. Потенциал $V(\phi_1, \phi_2)$, показанный на рис. 4, обладает вращательной симметрией в плоскости действительных полей (ϕ_1, ϕ_2) или, что эквивалентно, инвариантен относительно группы $U(1)$ преобразований фазы комплексного поля $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$. Эта симметрия спонтанно нарушается вакуумным средним значением $\langle \phi \rangle$, приобретаемым полем ϕ при минимальном значении потенциала в некотором направлении на плоскости (ϕ_1, ϕ_2) , скажем, $\langle \phi_1 \rangle$. Запишем $\phi = \langle \phi \rangle + \varphi$:

$$\phi_1 = \langle \phi_1 \rangle + \varphi_1, \quad (2.1)$$

$$\phi_2 = \varphi_2. \quad (2.2)$$

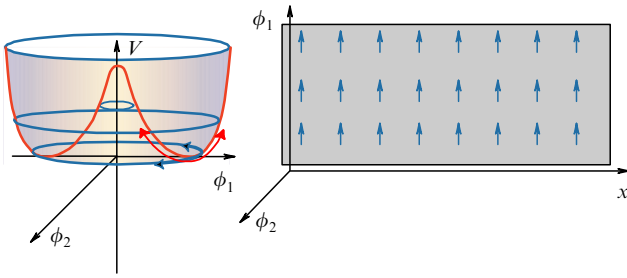


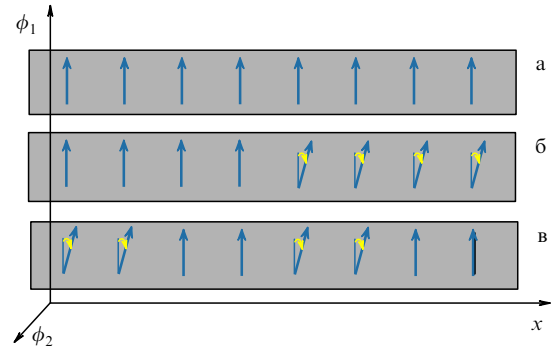
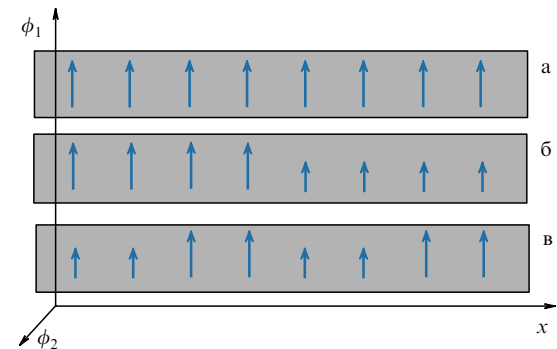
Рис. 4. Спонтанное нарушение симметрии в модели Голдстоуна.

При малых ϕ_1 и ϕ_2 мы можем отождествить поперечные квантовые флуктуации поля ϕ_1 вблизи минимума потенциала с массивной модой, являющейся мерой жёсткости основного состояния СНС, задаваемого вакуумным средним $\langle \phi_1 \rangle$, а квантовые флуктуации поля ϕ_2 в ортогональных направлениях вдоль долины — с безмассовой модой, характеризующей непрерывное СНС.

Их значение проиллюстрировано на рис. 5, 6, где показаны соответственно классические волновые моды ϕ_2 и ϕ_1 относительно классического фона $\langle \phi_1 \rangle$. Соответствующие безмассовые и массивные бозоны являются квантовыми представлениями этих волн.

На рисунке 5а схематически представлено низшее энергетическое состояние ("вакуум") системы: постоянное ненулевое значение поля $\phi_a = \langle \phi_1 \rangle$ в пространстве-времени. Рисунок 5б показывает возбуждение, соответствующее повороту половины полей в плоскости (ϕ_1, ϕ_2) . Это возбуждение происходит только за счёт энергии, локализованной вблизи поверхности, разделяющей поворачиваемые поля из выбранного вакуумного состояния. СНС на самом деле означает, что для поворота всех полей энергии не требуется вовсе: надо просто заменить начальное вакуумное состояние на другое эквивалентное состояние с той же энергией. Это есть характерное для СНС *вакуумное вырождение*. Рисунок 5в изображает волну ϕ_2 . Сравнивая рис. 5в и 5б, мы видим, что, когда длина волны возрастает бесконечно, её энергия стремится к нулю, в чём можно убедиться, рассматривая в этом пределе движение вдоль долины на рис. 4. Таким образом, энергия квантовых возбуждений, описываемых такой волной, стремится к нулю при нулевом импульсе, и масса m_{ϕ_2} , соответствующей квантовой частицы имеет нулевое значение. Рисунок 5 легко обобщить на более сложный случай спонтанного нарушения симметрии для непрерывных симметрий. Безмассовые бозоны являются, таким образом, общим свойством такого СНС, которое было выявлено при открытии Намбу безмассового пиона, возникающего при спонтанном нарушении киральной симметрии [5]. Эти частицы называются безмассовыми бозонами Намбу–Голдстоуна (НГ). Формальное доказательство, подтверждающее простой анализ, представленный выше, можно найти в работе [10].

Рисунок 6 иллюстрирует то, как классическая волна соответствует растяжению вакуумных полей. Возбуждения в направлении ϕ_1 описывают флуктуации параметра порядка $\langle \phi_1 \rangle$. Они являются объёмными эффектами и их энергия не принимает нулевое значение при стремлении длины волны к бесконечности. На рисунке 4 эти возбуждения соответствуют осцилляциям в сторону увеличения потенциала. Таким образом, квантовые возбуждения ϕ_1 являются массивными. Эти рассуждения снова можно

Рис. 5. Безмассовая мода ϕ_2 Намбу–Голдстоуна.Рис. 6. Массивная скалярная мода ϕ_1 .

распространить на более общие случаи СНС (даже на дискретные), чтобы учесть флуктуации параметра порядка. Лоренц-инвариантность требует, чтобы такие массивные возбуждения с необходимостью были скалярными частицами. Они уже рассматривались в работе [6] и получили в общем случае название *массивные скалярные бозоны*.

Резюмируя, можно сказать, что возбуждения поля ϕ_2 описывают безмассовые бозоны, а поля ϕ_1 — массивные, при этом "параметр порядка" $\langle \phi_1 \rangle$ можно рассматривать как конденсат массивных бозонов ϕ_1 .

3. Механизм БЭХ

Приведённые рассуждения ограничивались спонтанным нарушением симметрии в случае глобальных непрерывных симметрий. Глобальность означает, что преобразования симметрии не зависят от пространственно-временной точки x . Например, в модели Голдстоуна глобальные повороты полей на рис. 5а в плоскости (ϕ_1, ϕ_2) на углы, не зависящие от пространственно-временной точки x , являющиеся симметриями теории (они описывают движение вдоль долины на рис. 4). Эти повороты происходят без затрат энергии и просто соответствуют вырожденному вакууму. Теперь обсудим судьбу СНС в случае, когда глобальная симметрия распространяется на локальную.

3.1. Судьба бозона Намбу–Голдстоуна и массы векторных бозонов

Распространим симметрию $U(1)$ в модели Голдстоуна от глобальной к локальной. Таким образом, угол поворота в плоскости (ϕ_1, ϕ_2) на рис. 5 или, эквивалентно, поворот вдоль долины на рис. 4 теперь можно

выбрать независимо в каждой точке x пространства-времени без затрат энергии и без всякого физического эффекта. Чтобы допустить такую особенность, необходимо изобрести новое поле, преобразование которого компенсировало бы энергию, которая производилась бы такими движениями в его отсутствие. Это поле — "калибровочное векторное поле" A_μ . Оно с необходимостью должно быть векторным полем, чтобы компенсировать энергию во всех пространственных направлениях, и должно преобразовываться определённым образом при вращении в плоскости (ϕ_1, ϕ_2) . Эта процедура называется калибровочным преобразованием и приводит к большой свободе выбора поля A_μ , соответствующего произвольным "внутренним" вращениям в различных точках пространства. Вследствие этой калибровочной симметрии волны оказываются поляризованными в направлениях, перпендикулярных направлению распространения, и их квантовые представления должны быть безмассовыми частицами.

Локальная симметрия $U(1)$ является простейшей калибровочной теорией поля и представляет собой группу симметрии квантовой электродинамики. При локальном обобщении (калибровке) модели Голдстоуна введение потенциала, показанного на рис. 4, сильно изменит "электромагнитный потенциал" A_μ .

Как и в модели Голдстоуна, описанной в разделе 2.2, СНС фазы Янга–Миллса реализуется ненулевым ожидаемым значением поля $\phi = (\phi_1 + i\phi_2)/\sqrt{2}$, которое мы возьмём в направлении ϕ_1 . Таким образом,

$$\phi = \langle \phi \rangle + \varphi, \tag{3.1}$$

где $\phi_1 = \langle \phi_1 \rangle + \varphi_1$ и $\phi_2 = \varphi_2$. Как и прежде, флуктуации φ_2 и φ_1 соответствуют безмассовым и массивным скалярным НГ-бозонам.

Однако из рис. 5, иллюстрирующего НГ-моду, сразу видно, что рис. 5б и рис. 5в отличаются от рис. 5а только локальными поворотами, и поэтому в локальной модели Голдстоуна они являются просто преобразованиями симметрии (или, эквивалентно, калибровочными преобразованиями). Они не требуют затрат энергии и, следовательно, НГ-бозон исчезает: соответствующие ему флуктуации вдоль долины потенциала являются избыточным (калибровочно-преобразованным) описанием одного и того же калибровочно-инвариантного вакуума. Легко видеть, что этот аргумент применим к любой локальной симметрии, а следовательно, бозоны Намбу–Голдстоуна не выживают при калибровке глобального СНС к локальной симметрии. Вакуум перестаёт быть вырожденным и, строго говоря, не существует спонтанного нарушения локальной симметрии. Причина, по которой фаза с ненулевым ожидаемым скалярным значением часто обозначается как СНС, состоит в том, что для выбора конфигурации скалярного поля из глобального СНС используется теория возмущений при нулевой связи калибровочного поля; однако этот предпочтительный выбор является просто удобным.

Таким образом, исчезновение НГ-бозона является прямым следствием локальной симметрии. Приведённый выше аргумент [11] был формализован гораздо позднее [12], но его формальное доказательство, прямо не основанное на калибровочной инвариантности вакуума, было представлено уже в 1964 г. [13, 14].

Теперь качественно понятны последствия исчезновения НГ-бозона. Очевидно, что степени свободы, связан-

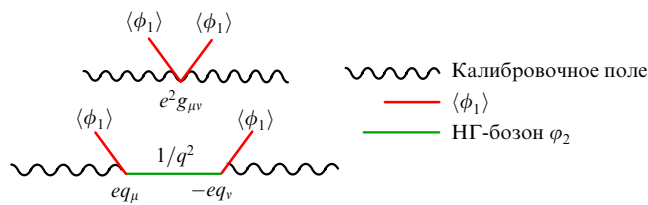


Рис. 7. Взаимодействие калибровочного поля с конденсатом.

ные с НГ-полем ϕ_2 , не должны исчезать. Поскольку НГ-бозон исчезает из-за его связи с калибровочным полем, можно ожидать, что эти степени свободы должны передаваться этому полю. Это можно сделать, если только добавить к поперечной поляризации калибровочного поля продольную. Однако, как упоминалось выше, такая поляризация запрещена для безмассового поля. Следовательно, связь как бы НГ-бозона с калибровочным полем должна сделать последнее массивным! В этом суть механизма БЭХ.

Эти качественные рассуждения можно конкретизировать количественно [1], рассматривая диаграммы Фейнмана (по горизонтали — время), описывающие распространение квантов калибровочного поля A_μ в вакууме с ненулевым ожидаемым значением, скажем, $\langle \phi_1 \rangle \neq 0$. Эти диаграммы представлены на рис. 7 в нижнем порядке (по горизонтали — время), а взаимодействие поля A_μ с конденсатом $\langle \phi_1 \rangle$ сводится к "поляризации" вакуума. Верхняя диаграмма иллюстрирует локальное взаимодействие калибровочного поля с конденсатом, а нижняя — нелокальное взаимодействие из-за распространения НГ-бозона. Здесь e — константа связи калибровочного поля с веществом, q_μ — 4-импульс (q_0 — энергия, \mathbf{q} — импульс), $q^2 = q_0^2 - \mathbf{q}^2$, и $g_{\mu\nu}$ принимает ненулевые значения, если $\mu \neq \nu$: 1, -1, -1, -1. Эти две диаграммы сводятся к выражению

$$\Pi_{\mu\nu} = \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) \Pi(q^2), \tag{3.2}$$

где

$$\Pi(q^2) = e^2 \langle \phi_1 \rangle^2. \tag{3.3}$$

Второй множитель в уравнении (3.2) не равен нулю при $q^2 = 0$. В теории поля это означает, что калибровочное поле приобрело массу

$$M_V^2 = e^2 \langle \phi_1 \rangle^2. \tag{3.4}$$

Первый множитель описывает проекцию $g_{\mu\nu}$ на трёхмерное пространство поляризаций при $q^2 = m_V^2$, что, как качественно описывалось выше, требуется для массивного векторного поля. Его поперечность (т.е. равенство нулю при умножении на q^μ) характерно для так называемого "тождества Уорда", которое выражает тот факт, что локальная симметрия не нарушена и идентична аналогичному фактору в квантовой электродинамике. Это важное обстоятельство будет отдельно рассмотрено в следующем разделе.

Обобщение этих результатов на более сложные симметрии порождает (для действительных полей) массовую матрицу

$$(M_V^2)^{ab} = -e^2 \langle \phi^B \rangle T^{aBC} T^{bCA} \langle \phi^A \rangle, \tag{3.5}$$

где T^{abc} — действительный антисимметричный генератор, связанный с калибровочным полем A_μ^a , а $\langle \phi^A \rangle$ обозначает ненулевое ожидаемое значение.

В этих случаях некоторые калибровочные поля остаются безмассовыми. Рассмотрим, например, вместо инвариантности модели Голдстоуна на окружности в плоскости (ϕ_1, ϕ_2) инвариантность на сфере в трёхмерном пространстве (ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3) с нарушенной симметрией $\langle \phi_1 \rangle \neq 0$. В этом случае имеются уже три калибровочных поля, ассоциирующихся с вращениями на сфере, и хотя A_μ^2 и A_μ^3 приобретают массу, A_μ^1 остаётся безмассовым. Этот факт можно понять следующим образом: генераторы вращения вокруг направлений 2 и 3 сдвигали бы значение $\langle \phi_1 \rangle$, если бы симметрия была глобальной, и таким образом приводили бы к появлению НГ-бозонов, как на рис. 5. Степени свободы последних передаются в локальных симметриях массивным калибровочным векторным полям A_μ^2 и A_μ^3 , наделяя их третьей степенью поляризации. Ожидаемое значение $\langle \phi_1 \rangle$ не изменяется генераторами вращения вокруг направления 1 и не генерирует НГ-бозоны в случае глобальной симметрии, оставляя соответствующее калибровочное поле A_μ^1 безмассовым.

Таким образом, механизм БЭХ способен объединить дальнедействующие и короткодействующие взаимодействия в одной теории, оставляя ненарушенной подгруппу преобразований симметрии (например, вращение вокруг направления 1 в примере выше), и соответствующие ей калибровочные поля останутся безмассовыми.

3.2. Судьба массивного скалярного бозона

На рисунке 5 показано, что растяжение (классических) скалярных полей не зависит от вращения поля ϕ в плоскости (ϕ_1, ϕ_2) . Это отражает тот факт, что модуль поля ϕ является калибровочно-инвариантной величиной. Следовательно, скалярные бозоны не исчезнут после калибровки и их классический анализ идентичен проведённому выше в разделе 2.2 для модели Голдстоуна. Связь скалярного бозона ϕ_1 с массивными калибровочными бозонами следует из рис. 7, если рассматривать время на фейнмановских диаграммах идущим сверху вниз и использовать уравнение (3.1). При этом получаются две вершины, показанные на рис. 8, на котором жирные волнистые линии справа соответствуют массивным калибровочным пропагаторам. Константы связи в вершинах следуют из уравнения (3.4).

3.3. Массы фермионов

Свяжем поля Янга–Миллса с безмассовыми фермионами таким образом, чтобы сохранить симметрию теории Янга–Миллса. Эта связь сохраняет киральную симметрию безмассовых фермионов, а масса фермионов требует СНС. В теории спонтанного нарушения киральной симметрии Намбу это приводит к появлению НГ-бозонов, которые здесь "съедаются" массивными калибровочными полями. Этого можно добиться с помощью

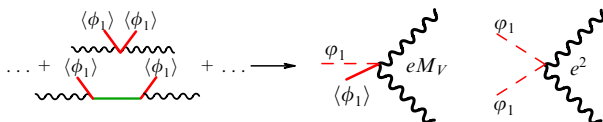


Рис. 8. Связь скалярного бозона ϕ_1 с массивными калибровочными бозонами.

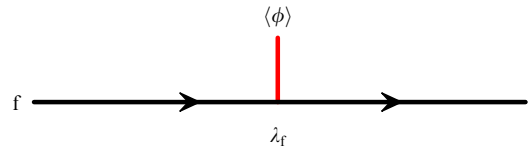


Рис. 9. Генерация массы $m_f = \lambda_f \langle \phi \rangle$ вследствие связи фермионов со скалярным полем ϕ .

подходящего выбора связи со скалярными полями, ожидаемые значения которых нарушают симметрию. Генерация масс фермионов проиллюстрирована на рис. 9.

3.4. Зачем нужен такой механизм?

Уравнение (3.2) означает, что генерация массы механизмом БЭХ не разрушает локальной симметрии, в противоположность введению массового члена в уравнения теории с самого начала. Это уравнение остаётся верным и в более высоких порядках теории возмущений и имеет ту же самую форму, что и поляризация в квантовой электродинамике. Так же как и в квантовой электродинамике, оно означает, что в ковариантных калибровках пропагатор калибровочного векторного бозона ограничивает квантовые флуктуации, что тем самым указывает на перенормируемость теории [15]. Однако очень нетривиально доказать, что при этом не появятся вклады от нефизических частиц, поэтому доказательство квантовой самосогласованности теории во всех порядках теории возмущений является очень трудной задачей. То, что это на самом деле так, было доказано 'т Хофтом и Вельтманом [16] (см. также работу [17]).

Квантовая самосогласованность механизма БЭХ определяет успешность этой модели. Стало возможным экспериментально проверить точные предсказания теории, и это было сделано. Квантовая самосогласованность играет ключевую роль в анализе производства скалярных бозонов в экспериментах на Большом адронном коллайдере (БАК) и привела к детальному подтверждению правильности этого механизма.

3.5. Динамическое нарушение симметрии

Нарушение симметрии, придающее векторным калибровочным бозонам массу, может возникать из фермионного конденсата. Этот процесс называется *динамическим нарушением симметрии*. Если спонтанно нарушенная глобальная симметрия расширяется на локальную симметрию при введении калибровочных полей, безмассовые НГ-бозоны исчезают из физического спектра, как обсуждалось ранее, и их поглощение калибровочными полями придаёт последним массу. В противоположность нарушению симметрии конденсатом скалярного поля, в этом случае оказывается очень трудно одновременно придать массу как калибровочным векторным бозонам, так и фермионам в рамках перенормируемой теории.

3.6. Электрослабая теория и Стандартная модель

Наиболее впечатляет успех механизма БЭХ в объединённой теории слабых и электромагнитных взаимодействий [18] в рамках Стандартной модели, которая включает все известные элементарные частицы. К ним относятся: а) фермионы, показанные на рис. 10; б) фотоны γ и калибровочные векторные W^+ , W^- , Z -бозоны, которые являются переносчиками электромагнитного и



| Частица (заряд) | | | | $q = +1$  $q = 0$  p n |
|-----------------|---------------|----------------------------------|-----------------------------------|--|
| $e(-1)$ | $\nu_e(0)$ | $u u u \left(\frac{2}{3}\right)$ | $d d d \left(-\frac{1}{3}\right)$ | |
| $\mu(-1)$ | $\nu_\mu(0)$ | $c c c \left(\frac{2}{3}\right)$ | $s s s \left(-\frac{1}{3}\right)$ | + античастицы |
| $\tau(-1)$ | $\nu_\tau(0)$ | $t t t \left(\frac{2}{3}\right)$ | $b b b \left(-\frac{1}{3}\right)$ | |

Рис. 10. (В цвете онлайн.) Фермионный сектор Стандартной модели.

слабого взаимодействия; в) восемь "глюонов", калибровочные векторные бозоны "цветной группы" SU(3) — переносчики сильных взаимодействий; г) последний, но не менее важный, один массивный скалярный бозон, который был недавно открыт и отождествлён со скалярной частицей, предсказываемой механизмом БЭХ.

Первый ряд на рис. 10 содержит основные частицы, из которых состоит атом, а именно электрон, три u (up) и d (down) цветных кварка, составляющие протон и нейтрон и связанные глюонами, а также электронное нейтрино. Второй [19] и третий [20] ряды заполнены семействами частиц в соответствии с предсказаниями 1970-х гг., которые позднее были проверены экспериментально. Цвет для описания сильных взаимодействий был также введён в 1960-х гг. Частицы в первой и второй колонках называются лептонами. Всем фермионам из этой таблицы, разумеется, следует добавить соответствующие античастицы.

Все фермионы являются киральными частицами, и их киральные компоненты имеют различные групповые квантовые числа. Таким образом, они, как и калибровочные векторные бозоны, являются безмассовыми, если не работает механизм БЭХ, т.е. если нет скалярного конденсата. Конденсат скалярного поля $\langle\phi\rangle \neq 0$ придаёт массу W^{+-} , W^0 , Z-бозонам и всем фермионам, за исключением трёх киральных (левых) нейтрино, у которых нет двойника с противоположной (правой) киральностью в рамках общепринятой Стандартной модели. Фотоны и глюоны остаются безмассовыми, но последние становятся короткодействующими вследствие, при стандартном описании, сильно непертурбативного вакуума (что является следствием механизма, в некотором смысле дуального механизму БЭХ).

Открытие Z- и W-бозонов в 1983 г. и прецизионные эксперименты по проверке квантовой самосогласованности Стандартной модели подтвердили правильность механизма БЭХ, однако всё ещё оставалось неясным, работает ли он по схеме динамического нарушения симметрии или является результатом существования элементарного скалярного бозона с массой в рассматриваемом энергетическом диапазоне.

4. Открытие

В Стандартной модели есть один действительный массивный скалярный бозон ϕ (обозначаемый также как H-бозон). Он связан с массивными W- и Z-бозонами. Это показано на рис. 8, а связь приведена на рис. 11а. Его связь с элементарными фермионами следует из связей на рис. 9 и представлена на рис. 11б. Связь бозона ϕ с

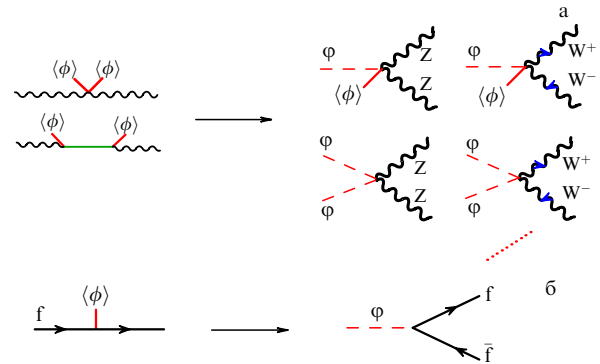


Рис. 11. Связь скалярного бозона ϕ с массивными калибровочными бозонами и с элементарными фермионами.

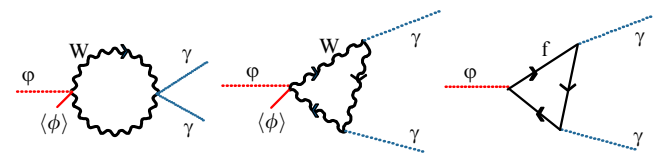


Рис. 12. Связь скалярного бозона ϕ с фотонами.

безмассовыми фотонами обусловлена чисто квантовыми эффектами, включающими петли даже в низшем порядке по теории возмущений, как показано на рис. 12.

Ускоритель БАК расположен под землёй вблизи швейцарско-французской границы, как схематически показано на рис. 13. В 27-км круговом тоннеле разгоняются встречные пучки протонов, которые удерживаются сверхпроводящими электромагнитами, охлаждаемыми жидким гелием (рис. 14). На рисунках 15 и 16 показаны детекторы ATLAS и CMS, установленные на диаметрально противоположных концах тоннеля. В них происходят столкновения протонов, которые порождают скалярные бозоны Стандартной модели (и, возможно, другие частицы). К концу 2012 г. протон-протонные столкновения происходили с темпом 10^9 с^{-1} при энергиях протонов, достигающих 8 ТэВ. При таких энергиях все кварки, приведённые на рис. 10, и связывающие их глюоны могут давать вклад в рождение скалярного бозона. Главные процессы рождения скалярного бозона приведены на рис. 17.

На рисунке 18 представлены данные по наблюдениям распадов скалярного бозона на 4 лептона, полученные на детекторе CMS в конце 2012 г. Голубая область показывает ожидаемый фон, связанный с распадами других частиц Стандартной модели, если бы при данной полной массе вклад от распадов скалярного бозона отсутствовал. Красной кривой показан вклад от возможных распадов скалярного бозона на два векторных Z-бозона, которые далее распадаются в лептоны, как подтвердил дальнейший анализ. Отметим, что один из этих Z-бозонов — реальный, а другой — "виртуальный", т.е. такой распад запрещён законом сохранения энергии, но может давать вклад в квантовой теории. Рассмотрение других каналов распада и анализ спинов показывают, что обнаруженная частица согласуется со скалярным бозоном Стандартной модели с массой $m_H \simeq 125 \text{ ГэВ}$. Отсутствие новых частиц сравнимой энергии, а также успех анализа диаграмм Фейнмана, включающих петли, указывает на элементарный характер обнаруженной час-



Рис. 13. Схема расположения БАК.



Рис. 14. Дипольные магниты БАК.



Рис. 16. Детектор CMS.

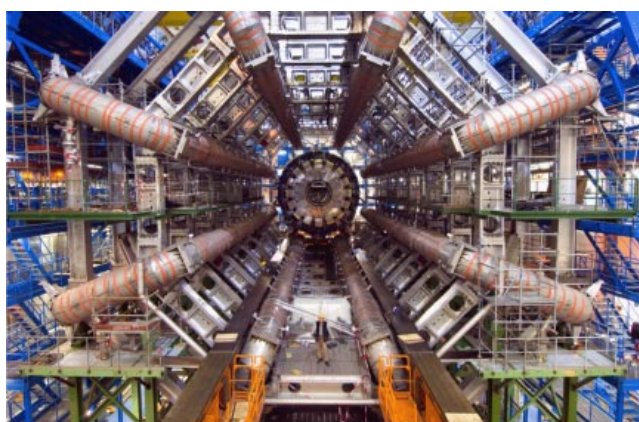


Рис. 15. Детектор ATLAS.

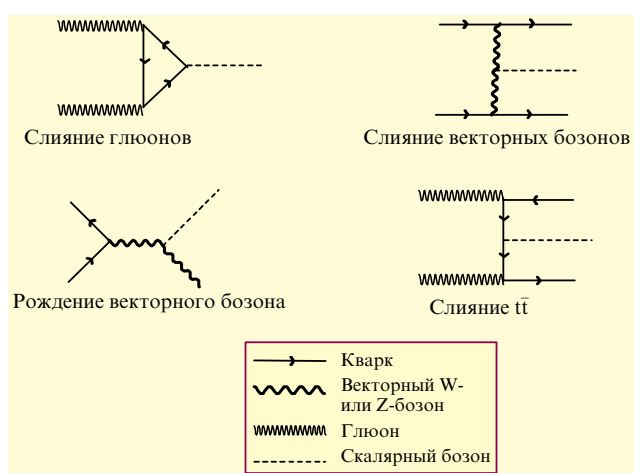


Рис. 17. Процессы рождения скалярного бозона в Стандартной модели.

тицы, по крайней мере, вплоть до максимальных полученных энергий в эксперименте. Эта частица является первой экспериментально открытой элементарной час-
4 УФН, т. 185, № 10

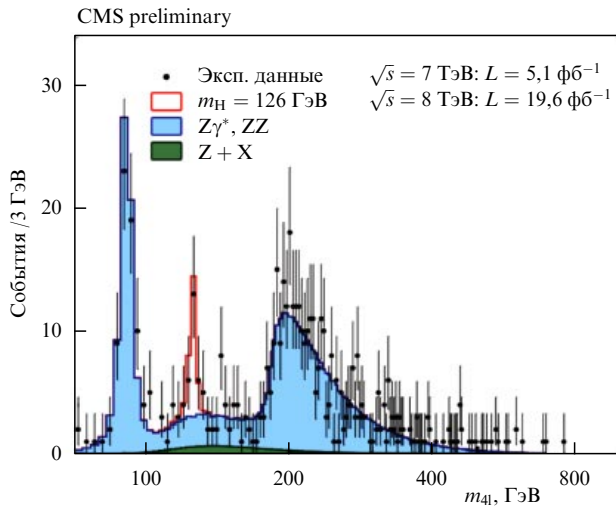


Рис. 18. (В цвете онлайн.) 4-лептонный распад скалярного бозона через два Z-бозона.

тицей с нулевым спином. Таким образом, открывается интересная возможность нарушения суперсимметрии при достигнутых энергиях, хотя следов этого не найдено до сих пор.

Элементарный характер скалярной частицы уже исключил многие динамические модели нарушения симметрии и открывает интересные возможности экстраполяции физических законов за грань достигнутых в эксперименте энергий вплоть до планковских масштабов, на которых эффекты квантовой гравитации могут играть определяющую роль. Анализ таких теорий выходит за рамки моей лекции.

Перевёл с английского К.А. Постнов

Список литературы

1. Englert F, Brout R *Phys. Rev. Lett.* **13** 321 (1964)
2. Higgs P W *Phys. Rev. Lett.* **13** 508 (1964)
3. Landau L D *Phys. Z. Sowjetunion* **11** 26 (1937); *ЖЭТФ* **7** 19 (1937)
4. Nambu Y *Phys. Rev.* **117** 648 (1960)
5. Nambu Y *Phys. Rev. Lett.* **4** 380 (1960)
6. Nambu Y, Jona-Lasinio G *Phys. Rev.* **122** 345 (1961); *Phys. Rev.* **124** 246 (1961)
7. Anderson P W *Phys. Rev.* **112** 1900 (1958)
8. Anderson P W *Phys. Rev.* **130** 439 (1963)
9. Goldstone J *Nuovo Cimento* **19** 154 (1961)
10. Goldstone J, Salam A, Weinberg S *Phys. Rev.* **127** 965 (1962)
11. Englert F, in *50 Years of Yang–Mills Theory* (Ed. G 't Hooft) (Hackensack, NJ: World Scientific, 2005) pp. 65–95; hep-th/0406162
12. Elitzur S *Phys. Rev. D* **12** 3978 (1975)
13. Higgs P W *Phys. Lett.* **12** 132 (1964)
14. Guralnik G S, Hagen C R, Kibble T W B *Phys. Rev. Lett.* **13** 585 (1964)
15. Englert F, Brout R, Thiry M *Nuovo Cimento A* **43** 244 (1966); Englert F, in *Fundamental Problems in Elementary Particle Physics: Proc. of the Solvay Conf. on Physics, 1967* (London: Interscience, 1968) p. 18
16. 't Hooft G *Nucl. Phys. B* **35** 167 (1971); 't Hooft G, Veltman M *Nucl. Phys. B* **44** 189 (1972)
17. Lee B W, Zinn-Justin J *Phys. Rev. D* **5** 3121 (1972); *Phys. Rev. D* **5** 3137 (1972); *Phys. Rev. D* **5** 3155 (1972)
18. Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961); Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967); Salam A, in *Elementary Particle Physics. Proc. of the 8th Nobel Symp.* (Ed. N Svartholm) (Stockholm: Almqvist and Wiksell, 1968) p. 367
19. Glashow S L, Iliopoulos J, Maiani L *Phys. Rev. D* **2** 1285 (1970)
20. Kobayashi M, Maskawa T *Prog. Theor. Phys.* **49** 652 (1973)