

УСТНЫЙ ВЫПУСК ЖУРНАЛА "УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК"

60 лет нарушенным симметриям в квантовой теории

(от теории сверхтекучести Боголюбова до Стандартной модели)

Д.В. Ширков

Ретроспективный обзор истории идей, которые привели к концепции спонтанного нарушения симметрии (СНС) в теории квантовых полей, реализованной в виде механизма Хиггса. Обрисованы основные этапы: микроскопическая теория сверхтекучести Боголюбова (1946 г.); микроскопическая теория сверхпроводимости Бардина–Купера–Шриффера–Боголюбова (1957 г.); сверхпроводимость как сверхтекучесть куперовских пар (Боголюбов, 1958 г.); распространение концепции СНС на простые квантово-полевые модели (начало 1960-х годов); триумф модели Хиггса в электрослабой теории (1980-е годы). Обсуждается роль и статус механизма Хиггса в современной Стандартной модели.

PACS numbers: 01.65.+g, 11.30.Qc, 12.15.-y

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906d.0581

Содержание

1. Введение (581).
 2. Спонтанное нарушение симметрии в квантовой статистике (583).
 - 2.1. Сверхтекучесть. 2.2. Сверхпроводимость.
 3. Спонтанное нарушение симметрии в квантовой теории поля (587).
 - 3.1. События 1960 года. 3.2. Механизм Хиггса в Стандартной модели. 3.3. Поиски бозона Хиггса.
 4. Заключение (588).
 - 4.1. К практике Нобелевского комитета по физике. 4.2. Выводы.
- Список литературы (589).

Фазовому переходу в квантовой системе, как правило, сопутствует спонтанное нарушение симметрии.

Фольклор середины XX века

1. Введение

Спонтанное нарушение симметрии (СНС) — устоявшийся термин в квантовой теории, и суть его проста. Речь идёт о системах, которые описываются выражениями (лагранжиан, гамильтониан, уравнения движения), обладающими некоторой симметрией, тогда как реальное физическое состояние системы, отвечающее частному решению уравнений движения, этой симметрией не обладает. Подобное положение возникает тогда, когда наименьшее из симметричных состояний не доставляет системе абсолютного минимума энергии и является неустойчивым. Частное низшее состояние не

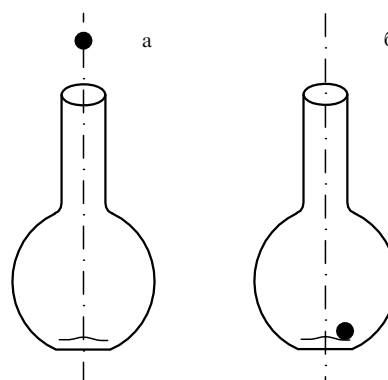


Рис. 1. Механическая система, иллюстрирующая спонтанное нарушение симметрии, — сосуд и шарик: (а) начальное состояние; (б) конечное состояние.

является единственным — совокупность таких состояний образует симметричный набор. Реальной причиной нарушения симметрии и перехода системы в одно из низших несимметричных состояний оказывается сколь угодно малое несимметричное возмущение.

Для простейшей иллюстрации обратимся к классической механике. Возьмём систему, состоящую из пустого сосуда с выпуклым дном и шарика. Сосуд, представляющий собой тело вращения, поставим вертикально и над сосудом точно по центральной вертикальной оси поместим шарик (рис. 1а). Такая система симметрична относительно операции вращения вокруг этой оси. Отпустим шарик, и он упадёт на дно сосуда. Но достигнув дна, шарик не удержится на центральной выпуклости, а скатится в какую-либо сторону к стенке сосуда (рис. 1б). Таким образом, начальные условия симметричны, а конечное состояние несимметрично.

Более содержательный пример — намагниченный ферромагнетик. Компас был известен ещё древним

Д.В. Ширков. Объединённый институт ядерных исследований,
141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация
Тел./Факс (49621) 65-084
E-mail: shirkovd@mail.ru

Статья поступила 4 февраля 2009 г.

китайцам, но лишь в начале XVIII в. профессор астрономии из Оксфорда Джон Кейл [1] заметил, что "если поместить магнит в огонь, с тем чтобы внутренняя часть его изменилась или полностью разрушилась, то магнит потеряет своё прежнее качество и едва ли будет отличаться от других камней". Систематическое изучение тепловых свойств магнитных веществ было предпринято Пьером Кюри, который обнаружил резкое падение намагниченности при приближении температуры к критическому значению, носящему теперь название точки Кюри. При температуре, превышающей критическую, ферромагнетизм исчезает. Направление намагниченности при понижении температуры от критической точки может быть изменено на противоположное, если поместить ферромагнетик во внешнее поле, ориентированное противоположно исходному направлению намагниченности, а затем это поле убрать. Таким образом, намагниченность ферромагнетика связана сразу с двумя важными понятиями. Во-первых, это спонтанное нарушение симметрии, так как внешнее поле может быть выбрано как угодно слабым. Во-вторых, значение намагниченности является той величиной, которая была названа параметром порядка в теории фазовых переходов Ландау [2] (см. [3, с. 234–252]). Этот параметр отличен от нуля в ферромагнитной области и по мере нагревания непрерывно уменьшается, вплоть до критической точки, в которой он обращается в нуль.

Основной сюжет будет изложен на материале квантовой статистики (сверхтекучесть и сверхпроводимость) с плавным переходом к теории квантовых полей, поскольку недавний интерес к спонтанному нарушению симметрии связан именно с квантово-полевым контекстом. Предыдущий доклад И.М. Дрёмина (см. настоящий выпуск *УФН*, с. 571), погрузивший аудиторию в детали предстоящих опытов на запуске Большого адронного коллайдера, напомнил о "хиггсовых ожиданиях" ближайшего будущего, тесно связанных с СНС.

В нашем изложении попутно коснёмся также вопроса о двух, в какой-то степени противостоящих друг другу, способах получения представлений об устройстве окружающего нас мира, т.е., в конечном счёте, построения физической теории.

Исходный материал нашей науки — данные наблюдений — подлежит упорядочению и осмыслению. Способ упорядочения обычно состоит в построении феноменологической схемы, в основе которой лежит некоторое представление, физическая картина, о природе явления, облечённое в математическую форму — форму физического закона. Важным критерием успешности схемы и её исходных представлений оказывается не только описание уже имеющихся данных, но и возможность предсказания результатов новых опытов и указания способа их проведения. Это путь теоретика-феноменолога — от явления к теоретической схеме и обратно.

Наряду с этим в построении физической теории многие существенные результаты достигнуты другим, более умозрительным, путём. Вспомним объединение силы земной тяжести и небесной гравитации, электричества и магнетизма, а также открытый не столь давно принцип *динамики из симметрии*, приведший к построению теории электрослабых взаимодействий и квантовой хромодинамики. Приверженцев подобного образа действий, старающихся исходить из некоторых более глубоких физических представлений (первоначальных принци-

пов, *ab initio*), часто называют "редукционистами"¹. В статистической физике они, как правило, — авторы микроскопического подхода². В то же время редукционисты составляют подавляющее большинство среди создателей фундаментальных основ современной физики, таких как теория относительности, квантовая механика и теория квантовых полей.

Не следует, однако, излишне увлекаться противопоставлением этих двух способов мышления. Суть состоит в том, что между уравнениями, например классическими уравнениями механики или уравнениями Максвелла в среде (плазме), и законами, которые управляют последовательностью событий, такими как законы движения планет Солнечной системы или закон Мейснера в сверхпроводнике, лежит промежуток, большая щель. Именно в подобных ситуациях проявляются достоинства феноменологии. Поэтому усилия феноменологов и редукционистов дополняют друг друга. Приведём примеры.

В начале 1930-х годов Ферми на эвристической основе предложил для слабых ядерных сил четырёхфермионный лагранжиан с единой константой взаимодействия G_F , который с последующими модификациями сыграл огромную роль в упорядочении и понимании динамики лептонов. Модель этого взаимодействия Ферми образца 1950-х годов включала в себя до 10 констант связи.

Более глубокое представление о природе слабого взаимодействия появилось спустя четверть века, к концу 1960-х годов, в калибровочной теории электрослабого взаимодействия Глэшоу–Салама–Вайнберга с её тяжёлыми векторными W - и Z -бозонами, которые явились промежуточным звеном, отвечающим за взаимодействие между лептонными токами. Массы этих частиц (~ 90 ГэВ) возникают на основе механизма СНС. Теория элегантна и довольно проста, поскольку она основана на новом общем принципе — принципе калибровочной динамики Янга–Миллса "динамика из симметрии". Переход на более глубокий уровень значительно сократил число параметров.

В 1941 г., вскоре после открытия явления сверхтекучести, Л.Д. Ландау буквально "с колёс", как выразился П.Л. Капица, построил феноменологическую модель [6] (см. [3, с. 352–385], а также [7]), которая хорошо описала ряд важных свойств $HeII$ — термодинамику, кинетику и т.д. "Изюминкой" рассуждения Ландау было предположение о доминирующей роли коллективного квантового эффекта. Анализ на микроскопическом уровне появился спустя пять лет на основе модели слабонеидеального бозе-газа, когда Николай Николаевич Боголюбов предложил [8] (см. [5, с. 108–112], а также [9]) рассматривать атомы $HeII$ как слабо отталкивающиеся бозе-частицы,

¹ Поскольку они стремятся свести (редуцировать) описание наблюдаемого многообразия явлений к небольшому числу простых и общих понятий и принципов.

² Приводим определение, данное Боголюбовым в 1958 г. в работе "Основные принципы теории сверхтекучести и сверхпроводимости" [4] (см. [5, с. 297–309]): "Задачей макроскопической теории является получение уравнений типа классических уравнений математической физики, которые отображали бы всю совокупность экспериментальных фактов, относящихся к изучаемым макроскопическим объектам... В микроскопической теории ставится более глубокая задача, заключающаяся в том, чтобы понять внутренний механизм явления, исходя из законов квантовой механики... При этом, в частности, надлежит получить также те связи между динамическими величинами, из которых вытекают уравнения макроскопической теории".

взаимодействующие с конденсатом. Здесь ключевой элемент состоял в допущении, что в конденсате содержится макроскопически большое число атомов гелия. Именно эта гипотеза привела к разъяснению природы коллективного эффекта Ландау. Эта работа 1946–1947 гг. содержала также знаменитое (u, v) -преобразование и механизм спонтанного нарушения симметрии, связанной с сохранением числа частиц.

Наконец, третий пример. Замечательная работа [10] (см. [11, с. 126–152]) 1950 г. Гинзбурга и Ландау — феноменологическое описание явления сверхпроводимости с помощью специально введённой довольно абстрактной волновой функции $\Psi(\mathbf{r})$ (двухкомпонентный параметр порядка) коллектива сверхпроводящих электронов. Понимание физического смысла функции $\Psi(\mathbf{r})$ возникло во второй половине 1950-х годов после появления отчасти также феноменологической работы Бардина, Купера, Шриффера и вслед за тем микроскопической конструкции Боголюбова, основанной на явном учёте электрон-фононного взаимодействия, т.е. взаимодействия электронов с колебаниями ионной решётки.

2. Спонтанное нарушение симметрии в квантовой статистике

2.1. Сверхтекучесть

Теория сверхтекучести — это хороший пример взаимного влияния феноменологических конструкций и физических идей. Первоначальное объяснение явления сверхтекучести, данное Ландау, основано на представлении о том, что при низких температурах свойства жидкого ^4He определяются коллективными возбуждениями (фононами), а не квадратичным спектром возбуждений отдельных частиц [6, 7]. Из этого предположения следует, что жидкость, движущуюся со скоростью, не превосходящей некоторого критического значения, нельзя затормозить посредством передачи отдельным атомам энергии и импульса от стенки, потому что линейный вид спектра фононов не позволяет одновременно соблюсти законы сохранения энергии и импульса. Необходимость согласования вида спектра и термодинамических свойств жидкого гелия привела Ландау к идее ввести, в дополнение к фононам, возбуждения с квадратичным спектром, начинающимся с некоторой энергетической щели, которые он назвал ротонами³.

Теория Боголюбова основана на физическом допущении, что в слабонеидеальном бозе-газе существует конденсат, подобно тому, как это имеет место в идеальном бозе-газе. Существование бозе-конденсата приводит к единой волновой функции всей системы, т.е. коллективному эффекту, и поэтому наличие сколь угодно слабого взаимодействия преобразует одночастичные возбуждения в спектр коллективных возбуждений. Для вычисления этого спектра Боголюбов предположил, что при низких температурах бозе-конденсат содержит макроскопически большое, порядка числа Авогадро N_A , число частиц⁴ N_0 , вследствие чего матричные элементы операторов рождения и уничтожения частиц в конденсате

пропорциональны "большим" числам $\sim \sqrt{N_0}$, а основной вклад в динамику системы дают процессы перехода частиц из конденсата в сплошной спектр и возвращения их обратно в конденсат.

Следуя [8, 9], начнём с вторично-квантованного описания системы бозе-частиц в координатном представлении. Гамильтониан системы с парным взаимодействием запишем в виде

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \int dx \Psi^*(x) \Delta \Psi(x) + \int dx \int dy \Psi^*(x) \Psi(x) V(x-y) \Psi^*(y) \Psi(y). \quad (1)$$

Выделению конденсата отвечает переход от функции Ψ к сумме,

$$\Psi(x) = C + \phi(x), \quad \Psi^*(x) = C + \phi^*(x), \quad (2)$$

"большой константы" C (содержащей единичный оператор) и "малого" оператора $\phi(x)$. Ввиду того, что фурье-образом константы является дельта-функция Дирака, в дискретном импульсном представлении,

$$\Psi(x) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_k a_k \exp \frac{ikx}{\hbar}, \quad \phi(x) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_{p \neq 0} b_p \exp \frac{ipx}{\hbar}, \quad (3)$$

можно записать

$$a_k = a_0 \delta_{k,0} c + (1 - \delta_{k,0}) \delta_{k,p} b_p, \quad c = \frac{C}{\sqrt{V}} = \sqrt{\frac{N_0}{V}}, \quad (4)$$

где a_k , a_k^* и b_p , b_p^* — бозе-операторы с перестановочными соотношениями вида

$$a_k a_q^* - a_q^* a_k = \delta_{k,q}, \quad b_p b_l^* - b_l^* b_p = \delta_{p,l}.$$

Предположение об определяющей роли конденсата позволяет пренебречь членами, отвечающими взаимодействию надконденсатных атомов между собой.

Тогда из полного гамильтониана бозе-газа в импульсном представлении

$$H_{B_0} = \sum_k T(k) a_k^+ a_k + \sum_{k,q} v(k_1 - k_2) a_{k_1}^+ a_{k_2} a_{q_1}^+ a_{q_2} \delta_{k_1 - k_2, q_1 - q_2}, \quad T(k) = \frac{k^2}{2m}, \quad (5)$$

с фурье-образом $v(k) > 0$ потенциальной энергии слабого парного отталкивания атомов гелия⁵ возникает боголюбовский гамильтониан [8, 9] модели слабонеидеального бозе-газа⁶

$$H_{B_0} \rightarrow H_0 + H_{B_1}; \quad H_0 = \frac{v(0) N_0^2}{2V}, \quad N_0 = a_0^+ a_0,$$

³ См. рис. 2а, в котором использованы формулы (2.2) и (2.3) из статьи [6].

⁴ Эта догадка Боголюбова впоследствии получила прямое экспериментальное подтверждение (см. [12–14]).

⁵ Суммирование ведётся по трёхмерному дискретному импульсному пространству, отвечающему конечному объёму системы V в координатном представлении. Трёхмерный символ Кронекера связан с трёхмерной дельта-функцией δ соотношением $V \delta_{k,q} \rightarrow (2\pi)^3 \delta(k-q)$ при $V \rightarrow \infty$.

⁶ Здесь и ниже в данном разделе импульс p , относящийся лишь к надконденсатным частицам, в отличие от k, q , не принимает нулевого значения.

где $N_0 = a_0^+ a_0$ — оператор числа частиц (т.е. числа заполнения) в конденсате,

$$H_{B_1} = \sum_{p \neq 0} \left\{ T(p) + \frac{N_0 v(p)}{V} \right\} b_p^+ b_p + \frac{1}{2V} \sum_{p \neq 0} v(p) \{ b_p^+ b_{-p}^+ a_0 a_0 + a_0^+ a_0^+ b_p b_{-p} \}. \quad (6)$$

Вторая сумма в правой части (6) описывает переходы частиц из конденсата и обратно, т.е. рождение пар с нулевым полным импульсом из конденсата и их "аннигиляцию".

Следующий шаг Боголюбова основан на том, что операторы a_0 и a_0^+ конденсатных атомов входят в гамильтониан в комбинациях $a_0/\sqrt{V}$ и $a_0^+/\sqrt{V}$ и в пределе большого объёма приближённо коммутируют между собой. В то же время их матричные элементы содержат $\sqrt{N_0}$. Поэтому операторы a_0 и a_0^+ можно трактовать как числа $\sqrt{N_0}/V$, а оператор N_0 , делённый на V , заменить конечной плотностью бозе-конденсата $\rho_0 = N_0/V$. В результате такой замены гамильтониан H_{B_1} становится однородной билинейной формой по операторам с ненулевым импульсом:

$$H_{B_2} = \sum_{p \neq 0} \left\{ [T(p) + \rho_0 v(p)] b_p^+ b_p + \frac{\rho_0 v(p)}{2} [b_p^+ b_{-p}^+ + b_p b_{-p}] \right\}. \quad (7)$$

Отметим, что исходное выражение (5), так же как и (6), инвариантно по отношению к фазовому преобразованию⁷ операторов

$$a_k \rightarrow \exp(i\phi) a_k, \quad a_k^+ \rightarrow \exp(-i\phi) a_k^+, \quad (8)$$

что отвечает сохранению числа частиц. В самом деле, гамильтониан H_{B_1} , как и H_{B_0} , коммутирует с оператором полного числа частиц $N = \sum_k a_k^+ a_k$. Однако приближение H_{B_2} , не содержащее конденсатных операторов, таким свойством не обладает. Именно этот шаг, т.е. переход к билинейному (точно решаемому) приближенному гамильтониану (7), приводит к спонтанному нарушению симметрии.

Диагонализация билинейного гамильтониана H_{B_2} не представляет труда и осуществляется с помощью знаменитого канонического (u, v) -преобразования Боголюбова:

$$b_p \rightarrow \xi_p = u_p b_p + v_p b_{-p}^+, \quad (9) \\ b^+ \rightarrow \xi_p^+ = u_p b_p^+ + v_p b_{-p}, \quad u_p^2 - v_p^2 = 1,$$

с действительными коэффициентами, "перепутывающими" операторы рождения и уничтожения. Таким образом, новые операторы ξ_p и ξ_p^+ являются суперпозицией старых операторов рождения и уничтожения.

⁷ По историческим причинам преобразование (8) часто именуют калибровочным, что может приводить к неизбежной ассоциации с "электромагнитным калибровочным преобразованием" (как, например, в статье [15]), т.е. с законом сохранения электрического заряда. Это недоразумение присутствует и в тексте Нобелевского пресс-релиза [16].

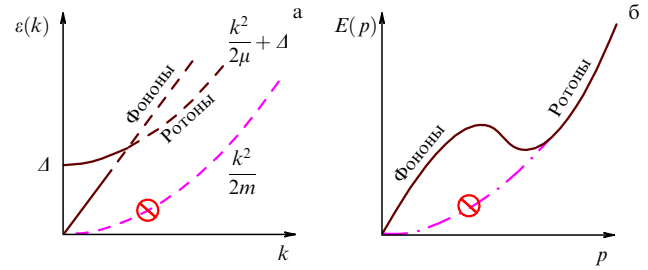


Рис. 2. (а) Спектр фононов и ротонов в феноменологической теории Ландау; (б) спектр Боголюбова–Ландау коллективных возбуждений, вытекающий из выражения (12) микроскопической теории Боголюбова [8, 9].

"Гиперболическому повороту" операторов (9) отвечает унитарное преобразование⁸

$$\xi_p = U_\alpha^{-1} b_p U_\alpha = u_p b_p + v_p b_{-p}^+, \quad (10)$$

$$U_\alpha = \exp \left[\sum_p \alpha(p) (b_p^+ b_{-p}^+ - b_p b_{-p}) \right],$$

где коэффициент $\alpha(p)$ зависит от параметров исходного гамильтониана. Преобразованный гамильтониан принимает вид

$$H = \sum_{p \neq 0} E(p) \xi_p^+ \xi_p \quad (11)$$

со спектром

$$E(p) = \sqrt{T^2(p) + T(p) \rho_0 v(p)}. \quad (12)$$

Новое основное состояние

$$\Psi_0(\alpha) = U_\alpha^{-1} \Phi_0 = \exp \left(- \sum_p \alpha(p) b_p^+ b_{-p}^+ \right) \Phi_0 \quad (13)$$

включает в себя суперпозиции коррелированных пар с полным нулевым импульсом⁹.

Преобразование (9) приводит к спектру коллективных возбуждений (12). Зависимость энергии от импульса возбуждений имеет начальный линейный участок, необходимый для феноменологического объяснения сверхтекучести, и нелинейную часть, которая ставит на нужное место ротон Ландау (рис. 2б)¹⁰. Отсутствие одночас-

⁸ За техническими деталями отсылаем читателя к одному из трёх изданий учебника [17] (см. там § 2 и приложение IV).

⁹ Интересно заметить, что процедура, близкая к (u, v) -преобразованию Боголюбова, используется (см., например, [18]) в квантовой оптике при определении "сжатых" состояний $\Psi_0(q) \sim \exp \{ \sum_k a(k) [b_k^+ b_{q-k}^+] \} \Phi_0$, где важную роль играют коррелированные пары фотонов с отличным от нуля суммарным импульсом q .

¹⁰ Кривая с перегибом была опубликована Ландау в заметке [19] (см. [11, с. 32–34]), написанной вскоре после дискуссии с Боголюбовым по докладу работы [8] последнего, прочитанному 21 октября 1946 г. Ландау в [19] использовал идею Боголюбова о едином спектре коллективных возбуждений в квантовой жидкости. В более подробной статье [20] (см. также [11, с. 42–46], [21]) он явно отметил приоритет Боголюбова: "Полезно указать, что Н.Н. Боголюбову недавно удалось с помощью остроумного применения вторичного квантования определить в общем виде энергетический спектр бозе-эйнштейновского газа со слабым взаимодействием между частицами". Поэтому мы и полагаем уместным называть кривую, представленную на рис. 2б, спектром Боголюбова–Ландау.

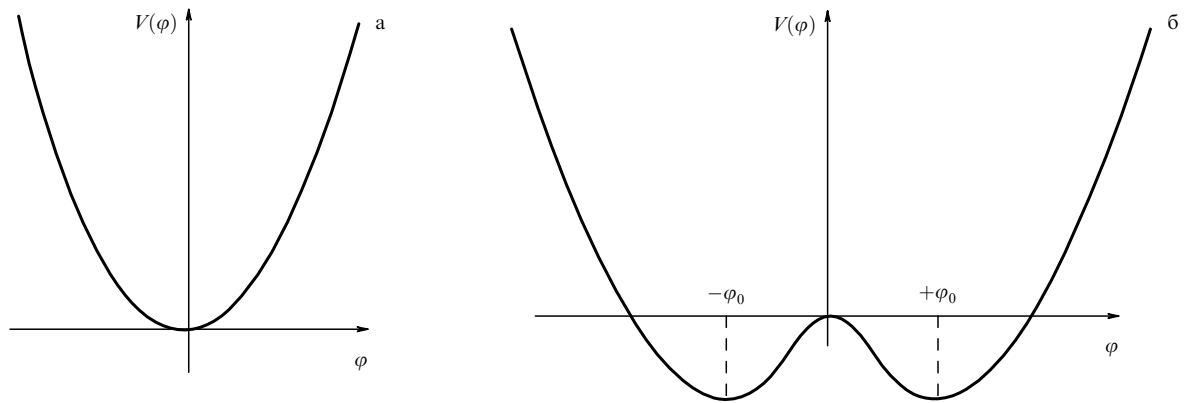


Рис. 3. (а) Потенциальная энергия свободного поля с массой. (б) Потенциальная функция скалярного поля с самодействием и неустойчивым симметричным состоянием.

тичных возбуждений, как и в феноменологическом подходе, заложено в формулировке модели, хотя операторная форма канонического преобразования даёт информацию о природе коллективных возбуждений и структуре нового основного состояния (13).

Как отмечалось, исходный гамильтониан слабонеидеального бозе-газа (5) инвариантен относительно калибровочного преобразования (8), обеспечивающего сохранение полного числа частиц N . Однако билинейный боглюбровский гамильтониан (7) этим свойством не обладает, что и отвечает нарушению симметрии. Этот гамильтониан возник в результате замены операторных "конденсатных" вкладов (при $k = 0$) c -числами. Такая замена предполагает ненулевые значения вакуумных средних $\langle a_0^+ \rangle$ и $\langle a_0 \rangle$, которые связаны с переходом к новому вакууму с помощью унитарного оператора

$$U_c = \exp [c(a_0^* - a_0)], \quad a_q \rightarrow U_c^{-1} a_q U_c = b_q + c a_0. \quad (14)$$

2.2. Сверхпроводимость

Другой пример спонтанного нарушения симметрии — явление сверхпроводимости, при которой, как и при фазовом переходе в сверхтекучее состояние, происходит нарушение фазовой инвариантности. Хотя сверхпроводимость была открыта в 1911 г. — значительно раньше, чем сверхтекучесть ^4He , теоретического понимания феномена сверхпроводимости удалось достичь значительно позднее, чем объяснения сверхтекучести. Значительным успехом была предложенная Гинзбургом и Ландау феноменологическая теория [10] (см. [11, с. 126–152]), в которой сверхпроводящее состояние описывалось эффективной волновой функцией коллектива электронов, играющей роль двухкомпонентного параметра порядка,

$$\Psi(\mathbf{r}) = |\Psi(\mathbf{r})| \exp [i\Phi(\mathbf{r})]. \quad (15)$$

Равновесные свойства сверхпроводника определяются функционалом свободной энергии, который зависит от $\Psi(\mathbf{r})$ и внешнего магнитного поля $\mathbf{B}(\mathbf{r})$:

$$F(\Psi) = F_{n0} + \int d\mathbf{r} \left\{ \frac{|\mathbf{B}|^2}{8\pi} + a|\Psi|^2 + \frac{1}{2} b|\Psi|^4 + \sum_{\alpha} \frac{1}{2m^*} \left| \left(-i\hbar \nabla_{\alpha} - \frac{q}{c} A_{\alpha} \right) \Psi(\mathbf{r}) \right|^2 \right\}, \quad (16)$$

где F_{n0} — свободная энергия в нормальном состоянии, $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$, q и m^* — эффективные заряд и масса сверхпроводящих электронов. В оригинальной статье это были произвольные параметры, которые исходя из общих физических соображений полагались равными заряду и массе электрона. Модуль параметра порядка (15) пропорционален плотности сверхпроводящих электронов n_s , а его фаза $\Phi(\mathbf{r})$ определяет сверхпроводящий ток

$$j_{\alpha} = \frac{q\hbar}{m^*} |\Psi|^2 \nabla_{\alpha} \Phi(\mathbf{r}). \quad (17)$$

В теории Гинзбурга–Ландау (ГЛ) предполагается, что при температуре сверхпроводящего перехода T_c коэффициент $a \sim (T - T_c)$ меняет знак, а положительный коэффициент b и эффективные масса m^* и заряд q не зависят от температуры. В этом приближении функционал ГЛ (16) описывает переход из нормального состояния, в котором $\Psi = 0$, в сверхпроводящее при $T = T_c$, в котором возникает ненулевой параметр порядка, $\Psi \neq 0$. В отсутствие магнитного поля происходит фазовый переход второго рода с критическими индексами среднего поля. В рамках теории ГЛ удалось успешно описать поведение сверхпроводника во внешнем магнитном поле, в том числе вихревую решётку Абрикосова в сверхпроводниках второго рода [22]. В то же время природа сверхпроводящего перехода оставалась невыясненной.

Структуру "потенциального" слагаемого в выражении (16)

$$V(\varphi) = a\varphi^2 + \frac{b}{2} \varphi^4, \quad \varphi = |\Psi|, \quad (18)$$

прокомментируем в терминах нелинейного (классического или квантового) осциллятора. При $T > T_c$ коэффициент a является положительным и может быть выражен через массу, $a \rightarrow m^2/2$. Первый член в правой части (18) доминирует при малых значениях φ и отвечает обычному осциллятору, как на рис. 3а. При температурах ниже критической этот член отрицателен (рис. 3б) и значение $\varphi = 0$ становится неустойчивым, что приводит к спонтанному нарушению симметрии, связанной с дискретной операцией отражения $\varphi \rightarrow -\varphi$. Формула (18) и рис. 3 отвечают однокомпонентному параметру порядка. Двухкомпонентному случаю более подходят иллюстрации рис. 1, описывающие нарушение непрерывной симметрии вращения.

Микроскопическая теория сверхпроводимости была разработана лишь в 1957 г. в работах Бардина, Купера и Шриффера (БКШ) [23, 24] и Боголюбова [25, 26] (см. также [27, § 2]), [28] (см. [5, с. 200–208]). БКШ рассмотрели упрощённую модель, в которой взаимодействие электронов посредством обмена фононами заменяется прямым эффективным притяжением электронов вблизи поверхности Ферми:

$$H_{\text{BCS}} = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \varepsilon(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma} - V_{\text{BCS}} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} v(\mathbf{k}, \mathbf{k}') c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger c_{-\mathbf{k}'\downarrow} c_{\mathbf{k}'\uparrow},$$

$$v_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = \begin{cases} 1, & |\varepsilon(\mathbf{k}) - \varepsilon(\mathbf{k}')| < \omega_{\text{ph}}, \\ 0, & |\varepsilon(\mathbf{k}) - \varepsilon(\mathbf{k}')| > \omega_{\text{ph}}, \end{cases} \quad (19)$$

где $c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger (c_{\mathbf{k}\sigma})$ — операторы рождения (уничтожения) электронов с импульсом $\mathbf{k}$ и спином $\sigma = (\uparrow, \downarrow) = (+1/2, -1/2)$, удовлетворяющие фермиевским антикоммутационным соотношениям: $[c_{\mathbf{k}\sigma}, c_{\mathbf{k}'\sigma'}^\dagger]_+ = \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \delta_{\sigma, \sigma'}$. Энергия блоховских электронов в нормальной фазе $\varepsilon(\mathbf{k})$ отсчитывается от энергии Ферми E_F , так что вблизи энергии Ферми $\varepsilon(\mathbf{k}) \approx v_F(\mathbf{k} - \mathbf{k}_F)$, где $v_F = \partial \varepsilon(\mathbf{k}) / \partial \mathbf{k}$ и $\mathbf{k}_F$ — скорость и импульс Ферми соответственно. Константа взаимодействия V_{BCS} определяет притяжение электронов вблизи поверхности Ферми в узком слое энергий $\pm \omega_{\text{ph}}$, где ω_{ph} — характерная энергия фононов. Для вычисления энергии основного состояния и спектра электронных возбуждений была использована вариационная волновая функция

$$|\Psi_{\text{BCS}}\rangle = \prod_{\mathbf{k}} \left[\sqrt{1 - h_{\mathbf{k}}} + \sqrt{h_{\mathbf{k}}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger \right] |\Phi_0\rangle, \quad c_{\mathbf{k}\sigma} |\Phi_0\rangle = 0, \quad (20)$$

причём вариационный параметр $h_{\mathbf{k}}$ определялся из условия минимума энергии основного состояния $W_0 = \langle \Psi_{\text{BCS}} | H_{\text{BCS}} | \Psi_{\text{BCS}} \rangle$. Было установлено, что в спектре одноэлектронных возбуждений в сверхпроводящей фазе появляется энергетическая щель

$$\Delta \sim \exp\left(-\frac{1}{\lambda}\right), \quad E(\mathbf{k}) = \sqrt{\varepsilon^2(\mathbf{k}) + |\Delta|^2},$$

где константа связи $\lambda = V_{\text{BCS}} N(0)$ определяется эффективным взаимодействием из гамильтониана (19) и плотностью электронных состояний на поверхности Ферми $N(0)$. Была рассмотрена термодинамика и электродинамика сверхпроводника, вычислена температура сверхпроводящего перехода $T_c = 1,14 \omega_{\text{ph}} \exp(-1/\lambda)$ и получено универсальное соотношение между щелью в спектре при нулевой температуре и температурой сверхпроводящего перехода: $2\Delta_0 = 3,52 T_c$. Щель в спектре возникает вследствие образования связанных состояний электронных пар с противоположными импульсами и спинами — куперовских пар. Соответствующее аномальное вакуумное среднее

$$\langle c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger \rangle = \Psi(\mathbf{k}) = |\Psi(\mathbf{k})| \exp[i\Phi(\mathbf{k})] \quad (21)$$

представляет собой параметр порядка, записанный в виде (15). Это выражение явно связано с нарушением фазовой (градиентной) инвариантности:

$$c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \rightarrow c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger \exp(i\varphi), \quad \langle c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger \rangle \rightarrow \langle c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger \rangle \exp(i2\varphi), \quad (22)$$

как и в теории сверхтекучести [8, 9]. При этом дальний порядок в сверхпроводящей фазе характеризуется не только появлением куперовских пар, $|\langle c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger \rangle| \neq 0$, но и фиксацией фазы параметра порядка во всём объёме сверхпроводника.

Исходя из полуфеноменологической теории БКШ, Горьков [29] дал последовательный вывод функционала ГЛ (16) и показал, что эффективный заряд отвечает куперовской паре, т.е. $q = 2e$, а эффективную массу следует принять равной массе куперовской пары: $m^* = 2m$. При этом модуль параметра порядка удобно нормировать на плотность сверхпроводящих пар электронов: $|\Psi(\mathbf{r})|^2 = n_s/2$.

Ещё до появления подробной работы БКШ [24], Боголюбов удалось построить микроскопическую теорию сверхпроводимости для полной электрон-фононной модели Фрёлиха:

$$H_{\text{Fr}} = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \varepsilon(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{q}} \omega(\mathbf{q}) b_{\mathbf{q}}^\dagger b_{\mathbf{q}} + g_{\text{Fr}} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}, \sigma} \sqrt{\frac{\omega(\mathbf{q})}{2V}} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\sigma} (b_{\mathbf{q}}^\dagger + b_{-\mathbf{q}}), \quad (23)$$

где $\omega(\mathbf{q}) = sq$, s — скорость звука, взаимодействие электронов с акустическими фононами описывается константой связи Фрёлиха g_{Fr} . Обобщая метод канонического (u, v) -преобразования из теории сверхтекучести [8, 9], Боголюбов вводит новые ферми-амплитуды $\alpha_{\mathbf{k}, \sigma}$ — суперпозиции операторов рождения и уничтожения электронов [25, 26] (см. также [27, § 2]):

$$\alpha_{\mathbf{k}\uparrow} = u_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\uparrow} - v_{\mathbf{k}} c_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger, \quad \alpha_{\mathbf{k}\downarrow} = u_{\mathbf{k}} c_{-\mathbf{k}\downarrow} + v_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger, \quad u_{\mathbf{k}}^2 + v_{\mathbf{k}}^2 = 1, \quad (24)$$

где $u_{\mathbf{k}}, v_{\mathbf{k}}$ — вещественные функции.

С помощью новых ферми-амплитуд $\alpha_{\mathbf{k}, \sigma}$ и $\alpha_{\mathbf{k}, \sigma}^\dagger$ проводится компенсация так называемых опасных диаграмм, отвечающих рождению электронных пар с противоположными импульсами и спинами. В представлении ферми-амплитуд (24) гамильтониан электронов в сверхпроводящем состоянии принимает вид гамильтониана идеального газа квазичастиц:

$$H_{\text{Fr}} \rightarrow H_{\text{B}} = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} E(\mathbf{k}) \alpha_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger \alpha_{\mathbf{k}\sigma} + U_0, \quad (25)$$

$$E(\mathbf{k}) = \sqrt{\varepsilon^2(\mathbf{k}) + |\Delta(\mathbf{k})|^2},$$

где спектр возбуждений квазичастиц $E(\mathbf{k})$ определяется спектром электронов в нормальной фазе $\varepsilon(\mathbf{k})$ и щелью в сверхпроводящем состоянии $\Delta(\mathbf{k})$, в общем случае зависящей от импульса $\mathbf{k}$. Полученные Боголюбовым уравнения для щели и сверхпроводящей температуры совпадают с уравнениями в теории БКШ с константой связи, непосредственно определяемой константой связи Фрёлиха в гамильтониане (23): $\lambda = g_{\text{Fr}}^2 N(0)$.

Квазичастицы Боголюбова (24) (иногда их называют боголонами) дают ясную физическую картину спектра квазичастичных возбуждений как суперпозиции частицы и дырки, которые имеют щель в спектре на поверхности Ферми. Рассмотрим спектральную функцию квазичастичных возбуждений в сверхпроводящей фазе, учитывая полученные Боголюбовым выражения для функций (u, v)

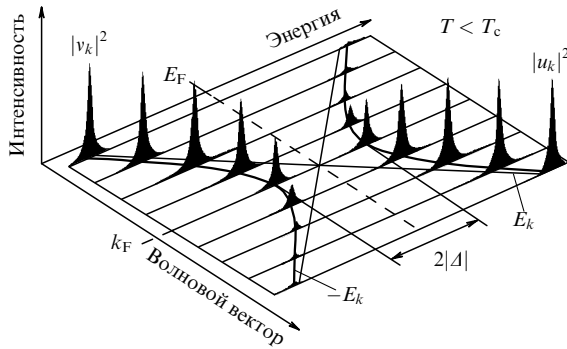


Рис. 4. Спектральная функция одноэлектронных квазичастичных возбуждений (26) в сверхпроводящей фазе в теории Боголюбова [25–27]. (Рисунок из работы [30].)

в преобразовании (24):

$$A_{sc}(\mathbf{k}, \omega) = u_k^2 \delta(\omega - E_k) + v_k^2 \delta(\omega + E_k), \quad (26)$$

$$u_k^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon(k)}{E(k)} \right), \quad v_k^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\varepsilon(k)}{E(k)} \right).$$

Вдали от поверхности Ферми, $|\varepsilon(\mathbf{k})| \gg |\Delta(\mathbf{k})|$, $E(\mathbf{k}) \approx |\varepsilon(\mathbf{k})|$, квазичастичные возбуждения представляют собой либо электроны вне сферы Ферми для $\varepsilon(k) > 0$, $u_k^2 \approx 1$, $v_k^2 \approx 0$, либо дырки внутри сферы Ферми для $\varepsilon(k) < 0$, $u_k^2 \approx 0$, $v_k^2 \approx 1$. Вблизи поверхности Ферми, $|\varepsilon(\mathbf{k})| \ll |\Delta(\mathbf{k})|$, $E(\mathbf{k}) \approx |\Delta(\mathbf{k})|$, возбуждения являются когерентной суперпозицией электрона и дырки, так что спектральная функция (26) имеет два пика с равными весами: $u_k^2 \approx v_k^2 \approx 1/2$. При этом энергетическая щель для возбуждений электронов составляет $2|\Delta(\mathbf{k})|$. При переходе в нормальную фазу, $|\Delta(\mathbf{k})| = 0$, спектральная функция принимает стандартный вид: $A_n(\mathbf{k}, \omega) = \delta(\omega - \varepsilon(k))$, с линейным спектром возбуждений вблизи поверхности Ферми: $\varepsilon(\mathbf{k}) \approx \mathbf{v}_F(\mathbf{k} - \mathbf{k}_F)$. На рисунке 4 схематически показана спектральная функция квазичастичных возбуждений (26), две ветви которой отвечают спектру $\omega = \pm E(\mathbf{k})$ с щелью $|\Delta(\mathbf{k})|$. Подобный квазичастичный спектр с двумя пиками наблюдался, например, в фотоэмиссионных опытах в высокотемпературных сверхпроводниках [30], что доказывает когерентный характер квазичастиц в сверхпроводящей фазе.

На основе представления квазичастиц Боголюбова легко рассчитываются термодинамические и электродинамические характеристики сверхпроводника. Каноническое (u, v) -преобразование Боголюбова (24) широко используется при решении многих современных задач в теории сверхпроводимости. Укажем здесь на обобщение (u, v) -преобразования для случая неоднородных систем — преобразование Боголюбова–Де Жена (см., например, [31]), которое записывается для зависящих от координаты $(u(\mathbf{r}), v(\mathbf{r}))$ волновых функций электронов в сверхпроводящей фазе.

Несмотря на впечатляющие результаты, полученные на основе упрощенного модельного гамильтониана БКШ (19), оставался вопрос о точности полученных решений. Опуская детали, отметим, что дальнейший анализ [32] (см. [5, с. 168–176]) показал, что сверхпроводящая фаза представляет собой конденсат куперовских пар (т.е. бозонов), состоящих из «притягивающихся» электронов. Спектр возбуждений конденсата пар удовле-

творяет критерию сверхтекучести Ландау. Таким образом, Боголюбов пришёл к представлению о единстве этих двух явлений: сверхтекучесть куперовских пар и создает сверхпроводящий ток¹¹.

Заметим, что единство явлений сверхтекучести и сверхпроводимости совсем недавно было подтверждено прямым образом в опытах с ультрахолодными фермионными газами в ловушках (см. недавние обзоры [34, 35]).

Подводя итог обсуждения фазовых переходов в квантовой статистике, можно отметить, что при переходе в сверхтекучее и сверхпроводящее состояние происходит спонтанное нарушение симметрии системы, а именно фазовой (иначе — калибровочной) инвариантности.

3. Спонтанное нарушение симметрии в квантовой теории поля

3.1. События 1960 года

Попытки использования механизма СНС в теории квантовых полей начались в 1960 г. Тогда эта идея витала в воздухе. Почти одновременно появилось несколько работ, выполненных на основе квантово-полевых моделей в двумерном $(1+1)$ пространстве-времени. Самыми первыми, поданными в журналы, видимо, стали статьи Вакса и Ларкина [36], [37, р. 873]. Примечательно в это же время были выполнены ранние исследования Тавхелидзе и Намбу [38]. Летом того же года контакты между Намбу и Боголюбовым имели место как в Утрехте¹², так и три месяца спустя в сентябре 1960 г. на Конференции по физике высоких энергий в Рочестере (США), где Намбу доложил эскиз своей первой работы¹³ с Йона-Ласинио [40]. Выступая в прениях по сообщению Намбу, Боголюбов сказал (см. [37, с. 865]): «Один из моих сотрудников [Тавхелидзе] рассмотрел одномерную $(1+1)$ модель типа Тирринга, в которой безмассовые фермионы взаимодействуют с массивными бозонами... Результат состоит в том, что в этом простом случае имеется вырождение».

Все КТП-модели ранних работ [36–40], включая наиболее известную, вторую, статью Намбу и Йона-Ласинио [41], были неперенормируемыми и использовали обрезание. От этого недостатка удалось избавиться лишь Арбузову, Тавхелидзе и Фаустову [42] (см. также [43]).

Первое реалистичное использование СНС имело место в модели электрослабого взаимодействия Глэшоу–Салама–Вайнберга, где масса калибровочных векторных W- и Z-бозонов возникает на основе механизма Хиггса.

¹¹ Приведем цитату из обзора Боголюбова [33] (см. [5, с. 289–296]) того времени: «... свойство сверхпроводимости может трактоваться как свойство сверхтекучести системы электронов в металле».

¹² См. заключительную фразу работы [39].

¹³ К сожалению, в работах Намбу имеется нечёткая ссылка лишь на препринт первой статьи Боголюбова [25] по сверхпроводимости, которая была опубликована за два года до описываемого момента. Видимо, поэтому наличие феномена СНС ещё в боголюбовской теории сверхтекучести [8, 9] (см. [5, с. 108–112]), связанного (как и спустя 10 лет в теории сверхпроводимости) с (u, v) -преобразованием и отвечающего несохранению числа надконденсатных частиц (куперовских пар), осталось вне поля зрения последующих исследователей.

3.2. Механизм Хиггса в Стандартной модели

Лагранжиан комплексного скалярного поля с нелинейным самодействием

$$L(\varphi, g) = \frac{1}{2}(\partial_\mu \varphi)^2 - V(\varphi),$$

$$V(\varphi) = \frac{m^2}{2} \varphi^2 + g \varphi^4, \quad g > 0,$$

и стабильным нижним состоянием при $\varphi = 0$ отличается от лагранжиана (двухкомпонентного) поля Хиггса

$$V_{\text{Higgs}}(\Phi^2) = \lambda(\Phi^2(x) - \Phi_0^2)^2, \quad (27)$$

$$\Phi^2 = \Phi_1^2 + \Phi_2^2, \quad \Phi_0^2 = \text{const},$$

знаком при квадратичном по полю слагаемом¹⁴. Этому отвечает чисто мнимая затравочная масса $\mu_H^2 = -4\lambda\Phi_0^2$. После сдвига $\Phi_1(x) \rightarrow \varphi_1(x) = \Phi_1(x) - \Phi_0$ на постоянную Φ_0 возникает физическая масса поля Хиггса

$$M_{\text{Higgs}} = 2\sqrt{2\lambda} \Phi_0, \quad (28)$$

пропорциональная вакуумному среднему Φ_0 .

Основная цель этого технического приёма состоит в доставлении отличных от нуля масс первоначально безмассовым квантам калибровочных векторных полей, а также лептонам и кваркам. Массы W - и Z_0 -бозонов выражаются через константы связи электрослабого взаимодействия и Φ_0 , например $M_Z = e\sqrt{2} \Phi_0 / \sin 2\theta_W$, а массы лептонов и кварков — через специально добавляемые в лагранжиан Стандартной модели лишь для этой цели юкавские взаимодействия с полем Хиггса, которые после сдвига на константу:

$$g_i \bar{\psi}_i \Phi(x) \psi_i \rightarrow g_i \bar{\psi}_i \varphi(x) \psi_i + m_i \bar{\psi}_i \psi_i; \quad m_i = g_i \Phi_0,$$

дают массы фермионам.

Как видно, этот, лишённый элегантности, приём доставляет массы лептонам и кваркам из расчёта: *одна масса за одну константу связи*. В итоге из примерно 25 параметров, не считая масс нейтрино, современной Стандартной модели на долю фермионных масс приходится 12 юкавских констант, вводимых "вручную".

Тем не менее в калибровочном секторе механизм СНС, реализованный через поле Хиггса, привёл в своё время к одному из величайших триумфов квантовой теории поля — предсказанию существования нейтральных слабых токов и численных значений масс промежуточных векторных бозонов $W_\pm$ и Z_0 . Нобелевская премия была присуждена теоретикам Глэшоу, Саламу и Вайнбергу в 1979 г. — за несколько лет до экспериментального обнаружения $W_\pm$ - и Z_0 -частиц, которое, в свою очередь, было отмечено Нобелевской премией 1984 года.

Наряду с квантовой электродинамикой и квантовой хромодинамикой, электрослабая теория Глэшоу, Салама и Вайнберга представляет собой великолепное достижение человеческого ума. Основанная на элегантном и мощном принципе *динамика из симметрии*, она составляет фундамент Стандартной модели.

3.3. Поиски бозона Хиггса

Однако полученное из электрослабой теории значение конденсата $\Phi_0 \sim 250$ МэВ оказывается недостаточным для оценки массы самого бозона Хиггса, поскольку в выражение (28) для неё входит параметр самодействия λ , который остаётся свободным. Современная комбинация теоретических и экспериментальных ограничений на

возможное значение массы оставляет небольшое окно:

$$114 \text{ ГэВ} < M_{\text{Higgs}} < 154 \text{ ГэВ},$$

которое вскоре будет обследовано на Большом адронном коллайдере.

В контексте "больших БАК-овских ожиданий" стоит напомнить, что довольно искусственная хиггсовская конструкция (27) с её чисто мнимой затравочной массой представляет собой бесхитростный релятивистский аналог функционала Гинзбурга–Ландау (16), (18) со всеми его прагматическими достоинствами и физическими недоговорённостями. Истинная физическая причина нарушения симметрии остаётся неизвестной, несмотря на успех электрослабой модели. В такой ситуации надежды на прямое обнаружение частицы Хиггса, на наш взгляд, представляются неоправданно прямолинейными.

4. Заключение

4.1. К практике Нобелевского комитета по физике

Теперь несколько слов о практике присуждения Нобелевских премий. Комитет по физике — это физическая секция Шведской академии наук, состоящая из шести человек. Именно эти шведские академики и принимают окончательное решение, руководствуясь духом завещания Альфреда Нобеля и в то же время опираясь на общественное мнение ведущих специалистов, в основном сообщества Нобелевских лауреатов, с его известными особенностями.

Напомним некоторые известные казусы.

П.Л. Капица открыл сверхтекучесть в 1937 г. и все его главные работы по физике сверхнизких температур относятся к концу 1930-х годов. Капице посчастливилось дожить более чем до 80 лет, когда, спустя 40 лет, они спохватились. Все помнят в какой отчаянной ситуации, после катастрофы, был удостоен премии Ландау.

Примеры другого рода.

Премия 1999 г. 'т Хофту и Велтману. Перенормировка неабелева векторного поля, приобретающего массу в результате нарушения симметрии, — действительно математически сложная и физически важная задача. Её виртуозное решение путём довольно сложной комбинации нескольких формальных приёмов в своё время легло в фундамент как электрослабой теории, так и позднее квантовой хромодинамики (КХД). Однако вклад трёх российских теоретиков в это решение по крайней мере не уступает вкладу лауреатов. Именно с помощью правил Фейнмана в варианте Фаддеева–Попова ведутся вычисления диаграмм, в том числе и в КХД, а неопределённости процедуры перенормировок устраняют с учётом тождеств Славнова.

Наконец, премия 2008 года. Ею отмечены сразу два важных, но довольно далёких друг от друга элемента Стандартной модели. Их соединение представляется довольно нарочитым. Первый — спонтанное нарушение симметрии в теории квантовых калибровочных полей — в реалиях XXI в. можно было бы связать (и то после возможного открытия частицы Хиггса) с именами Намбу, Голдстоуна и Хиггса. Второй — перемешивание поколений фермионов (матрица Каббиро–Кобаяши–Маскавы), скрепляющее воедино различные поколения в текущей версии Стандартной модели, выходит за рамки нашего сюжета.

4.2. Выводы

В этом докладе представлена попытка проследить историю актуального вопроса, спонтанного нарушения сим-

¹⁴ Ср. с рис. 3 и выражением (18).

метрии, на материале развития представлений квантовой теории в XX столетии.

Если вернуться к образам вводного обсуждения, то ясно, что "нобелевскую гонку" выигрывают прагматичные теоретики феноменологического уклона. Что закономерно. Именно в этом ключе задумывал свои премии изобретатель динамита, поставив приоритетом пользу человечеству. Ярким напоминанием духа его завещания является Нобелевская премия по физике за 2007 год.

Однако редукционистам не следует унывать или завидовать. Награда их усилиям лежит в других сферах. Благодаря именно их достижениям возникает более цельная картина физического мира, устанавливаются узы родства между разнородными на первый взгляд явлениями, такими как электромагнетизм и ядерные силы, выяснится, быть может, связь между динамикой развития Вселенной, гипотетическими модификациями Стандартной модели и возможными дополнительными измерениями микромира.

Автор признателен О.В. Руденко за первоначальный импульс и дальнейшую моральную поддержку. В процессе реализации исходного замысла на первый план всё более стали выступать грандиозные фигуры Ландау и Боголюбова и взаимное влияние их творческих методов. Счастливым образом эта публикация увидит свет между юбилеями этих учёных.

Благодарность приносится Н.М. Плакиде и В.Б. Приезжеву за неоценимую помощь в написании раздела 2 и полезные замечания по всему тексту. Автор с удовольствием последовал ряду существенных советов В.А. Загребнова. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта НШ-1027.2008.2.

Список литературы

1. Keill J *Introduction to Natural Philosophy* (London, 1726); republished by (Whitefish, MT: Kessinger Publ., 2003) p. 100
2. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **7** 19 (1937); *Phys. Z. Sowjetunion* **11** 26 (1937)
3. Ландау Л Д *Собрание трудов* Т. 1 (М.: Наука, 1969) [Landau L D *Collected Papers* (Oxford: Pergamon Press, 1965)]
4. Боголюбов Н Н *Вестник АН СССР* (8) 36 (1958) [20 VI 1958]¹⁵
5. Боголюбов Н Н *Собрание научных трудов: в 12 т. Статистическая механика* Т. 8 *Теория неидеального Бозе-газа, сверхтекучести и сверхпроводимости, 1946–1992* (Под ред. Н М Плакиды, А Д Суханова) (М.: Наука, 2007)
6. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **11** 592 (1941); *J. Phys. USSR* **5** 71 (1941)
7. Ландау Л Д *УФН* **93** 495 (1967)
8. Боголюбов Н Н *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **11** 77–90 (1947); *J. Phys. USSR* **11** 23–32 (1947) [12.X.1946]
9. Боголюбов Н Н *УФН* **93** 552 (1967)
10. Гинзбург В Л, Ландау Л Д *ЖЭТФ* **20** 1064 (1950)
11. Ландау Л Д *Собрание трудов* Т. 2 (М.: Наука, 1969) [Landau L D *Collected Papers* (Oxford: Pergamon Press, 1965)]
12. Hohenberg P C, Platzman P M *Phys. Rev.* **152** 198 (1966)
13. Александров А и др. *ЖЭТФ* **68** 1825 (1975) [Aleksandrov A et al. *Sov. Phys. JETP* **41** 915 (1975)]
14. Anderson M H et al. *Science* **269** 198 (1995)
15. Weinberg S *CERN Courier* (Jan/Feb) 17–21 (2008)
16. Broken Symmetries (Nobel press release 2008): <http://nobelprize.org/nobel-prizes/physics/laureates/2008/phyadv08.pdf>
17. Боголюбов Н Н, Ширков Д В *Квантовые поля* 3-е изд. (М.: Наука, 2005) [Bogoliubov N N, Shirkov D V *Quantum Fields* (Reading, Mass.: Benjamin/Cummings Publ. Co., 1983)]
18. Yuen H P *Phys. Rev. A* **13** 2226 (1976)
19. Landau L D *J. Phys. USSR* **11** 91 (1947) [15.XI.1946]
20. Ландау Л Д *АН СССР* **61** 253 (1948) [15.VI.1948]
21. Landau L D *Phys. Rev.* **75** 884 (1949) [19.XI.1948]
22. Абрикосов А А *ЖЭТФ* **32** 1442 (1957) [Abrikosov A A *Sov. Phys. JETP* **5** 1174 (1957)]
23. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **106** 162 (1957) (1 April, 1957)
24. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957) (1 Dec., 1957)
25. Боголюбов Н Н *ЖЭТФ* **34** 58 (1958) [Bogolyubov N N *Sov. Phys. JETP* **7** 41 (1958)] [10.X.1957]
26. Bogoliubov N N *Nuovo Cimento* **7** 794 (1958) [14.XI.1957]
27. Боголюбов Н Н, Толмачев В В, Ширков Д В *Новый метод в теории сверхпроводимости* (М.: Изд-во АН СССР, 1958) [Bogolyubov N N, Tolmachev V V, Shirkov D V *A New Method in the Theory of Superconductivity* (New York: Consultants Bureau, 1959)]
28. Боголюбов Н Н *ЖЭТФ* **34** 73 (1958) [Bogolyubov N N *Sov. Phys. JETP* **7** 51 (1958)] [10.X.1957]
29. Горьков Л П *ЖЭТФ* **36** 1918 (1959) [Gor'kov L P *Sov. Phys. JETP* **9** 1364 (1959)]
30. Matsui H et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 217002 (2003)
31. De Gennes P G *Superconductivity of Metals and Alloys* (New York: W.A. Benjamin, 1966)
32. Боголюбов Н Н, Зубарев Д Н, Церковников Ю А *АН СССР* **117** 788 (1957) [Bogolyubov N N, Zubarev D N, Tserkovnikov Yu A *Sov. Phys. Dokl.* **2** 535 (1957)]
33. Боголюбов Н Н *Вестник АН СССР* (4) 25 (1958)
34. Bloch I, Dalibard J, Zwerger W *Rev. Mod. Phys.* **80** 885 (2008)
35. Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S *Rev. Mod. Phys.* **80** 1215 (2008)
36. Вакс В Г, Ларкин А И *ЖЭТФ* **40** 282 (1961) [Vaks V G, Larkin A I *Sov. Phys. JETP* **13** 192 (1961)] [28.VIII. 1960]
37. Vaks V G, Larkin A I, in *Proc. 1960 Rochester Intern. Conf. on High-Energy Physics* (New York: Intersci. Publ., 1960) p. 873
38. Nambu Y "A 'superconductor' model of elementary particles and its consequences", in *Proc. of the Midwest Conf. on Theoretical Physics, Purdue, 1960* (Eds F J Belinfante, S G Arthenhaus, R W King) (Purdue: Purdue Unit. Press, 1960); reprinted in *Int. J. Mod. Phys. A* **23** 4063 (2008)
39. Bogoliubov N N *Physica* **26** (Suppl. 1) S1 (1960); in *Proc. Intern. Congress Many-Particle Problems, Utrecht, June 1960*
40. Nambu Y, Jona-Lasinio G *Phys. Rev.* **122** 345 (1961) [27.X.1960]
41. Nambu Y, Jona-Lasinio G *Phys. Rev.* **124** 246 (1961) [10.V.1961]
42. Арбузов Б А, Тавхелидзе А Н, Фаустов Р Н *АН СССР* **139** 345 (1961) [Arbuzov B A, Tavkhelidze A N, Faustov R N *Sov. Phys. Dokl.* **6** 598 (1962)]
43. Боголюбов Н Н *Собрание научных трудов: в 12 т. Квантовая теория* Т. 9 *Квантовая теория поля, 1949–1966* (Под ред. Д В Ширкова, А Д Суханова) (М.: Наука, 2007) с. 527–530

¹⁵ В квадратных скобках дана дата поступления.

60 years of broken symmetries in quantum physics

(from the Bogoliubov theory of superfluidity to the Standard Model)

D.V. Shirkov

Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation
Tel./Fax (7-49621) 65-084. E-mail: shirkovd@mail.ru

This is a retrospective historical review of the ideas that led to the concept of the spontaneous symmetry breaking (SSB), the issue that has been implemented in quantum field theory in the form of the Higgs mechanism. The key stages covered include: the Bogoliubov microscopic theory of superfluidity (1946); the Bardeen–Cooper–Schrieffer–Bogoliubov microscopic theory of superconductivity (1957); superconductivity as superfluidity of Cooper pairs (Bogoliubov, 1958); the extension of the SSB concept to simple quantum field models (early 1960s); triumph of the Higgs model in electroweak theory (early 1980s). The role and status of the Higgs mechanism in the current Standard Model are discussed.

PACS numbers: **01.65. + g**, **11.30.Qc**, **12.15. – y**

Bibliography — 43 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **179** (6) 581–589 (2009)

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200906d.0581

Received 4 February 2009

Physics – Uspekhi **52** (6) (2009)