1987 г. Сентябрь *Том 153, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

ОТ РЕДАКЦИИ

В этом номере журнала статьи, помещенные в разделе «Из истории физики», посвящены квантовой теории поля, 60-летие возникновения которой отмечается в этом году, и деятельности одного из ее основоположников — выдающегося английского физика-теоретика П. А. М. Дирака (1902—1984).

539.12.01

П. А. М. ДИРАК И СТАНОВЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Б. В. Медведев, Д. В. Ширков

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ

В этом году исполняется 60 лет с момента появления статьи П. А. М. Дирака «Квантовая теория испускания и поглощения излучения» *) (1927б) **), заложившей фундамент современной теории взаимодействий микрочастиц, а ее автору, одному из величайших современных теоретиков, чей высоко нестандартный подход к физическим проблемам создал в основном тот язык, которым мы пользуемся в любом разделе квантовой теории, исполнилось бы 85 лет. Основным стимулом, который направлял всю работу Дирака в физике, была, по-видимому, глубочайшая уверенность в том, что природа может быть описана простым и единообразным образом. «Удовлетворительная теория,— писал он на последней странице 3-го издания своей великой книги «Принципы квантовой механики» (1947),— должна допускать простое реше-

*) В. Вайскопф (1980) называет ее публикацию рождением квантовой электродинамики, а известный теоретик Р. Иост (1972) писал по ее поводу: «Эта статья Дирака ... от 2 февраля 1927 г. содержит основания квантовой электродинамики и изобретение вторичного квантования. Она является зародышем, из которого развилась квантовая теория полей».

**) Признаком литературной ссылки является год, стоящий в скобках вслед за фамилией автора.

ние любой простой физической проблемы». Однако эта простота, к которой он неуклонно стремился, отнюдь не представлялась ему элементарной. В длинном введении к статье «Квантованные сингулярности в электромагнитном поле» (1931) говорилось: «Постоянный прогресс физики требует для его теоретической формулировки математики все более высокого уровня. Это только естественно, и этого следовало ожидать. **Чтó**, однако, не предвиделось научными работниками прошлого столетия, это то конкретное направление, по которому направилась основная линия усовершенствования математики. Именно, ожидалось, что математика будет, вероятно, становиться все более и более сложной, но будет опираться на постоянную и неизменную основу аксиом и определений, в то время как развитие современной физики потребовало такой математики, которая непрерывно смещает свои основы и становится более абстрактной. Неевклидова геометрия и некоммутативная алгебра, которые в свое время рассматривались как чистая игра ума и развлекательное занятие для логических мыслителей, были теперь найдены совершенно необходимыми для описания общих фактов физического мира. Кажется вероятным, что этот процесс нарастающей абстрактизации продолжится и в будущем и что прогресс в физике будет связан скорее с непрерывными модификацией и обобщением лежащих в основе математики аксиом, нежели с логическим развитием какой бы то ни было математической схемы с физической основой. Сейчас в теоретической физике есть ... фундаментальные проблемы, ... разрешение которых потребует, как можно предположить, еще более радикального пересмотра наших основных понятий, чем то было до сих пор. Весьма вероятно, что эти изменения окажутся столь значительными, что достижение необходимых новых идей прямыми попытками сформулировать опытные данные в математических терминах будет лежать за пределами силы человеческого интеллекта. Теоретическим работникам в будущем придется поэтому прибегнуть к менее прямому пути. Наиболее мощный метод продвижения ... состоит, пожалуй, в том, чтобы использовать все ресурсы чистой математики в попытках завершить и обобщить математический формализм, образующий существенную основу теоретической физики, и *после* каждого успеха в этом направлении стараться интерпретировать новые математические явления в терминах физических реальностей»,— да извинит нас читатель за длинную цитату, но трудно лучше сформулировать основную особенность того образа действий, который применяет *сейчас* фундаментальная теоретическая физика.

За шесть десятилетий своего существования квантовая теория полей неоднократно меняла свой облик, причем этот процесс эволюции затрагивал не только детали, но, в определенном смысле, и основные представления. Он довольно четко распадается на несколько последовательных этапов.

На первом из них, длившемся примерно два десятилетия, основная проблема состояла в распространении методов квантовой механики на релятивистские системы с бесконечно большим числом степеней свободы. Эта задача отнюдь не представлялась простой и почти самоочевидной, как она выглядит с современной точки зрения, но была связана с необходимостью изобретения многих еще не существовавших технических средств. Роль Дирака тут трудно переоценить. Как писал Р. Иост (1972), «почти все существенные открытия были сделаны или независимо также сделаны им». Назовем такие «азбучные» в современной теории вещи, как **δ-функция** (1927а), общая теория преобразований от одного представления к другому (1927а), квантование по Ферми — Дираку (1926), вторичное квантование (1927б), релятивистское волновое уравнение для одной частицы во внешнем поле (1928а, б), спиноры (1928а), античастицы (1930а, 1931), многовременной формализм и релятивистски инвариантная форма записи для системы электронов, взаимодействующих с электромагнитным полем (1932б).

Однако главным препятствием на пути переноса методов квантовой механики на полевые системы были не технические трудности, а, по-видимому, необходимость преодолеть психологический барьер противопоставления двух форм материи — частиц и поля,— представлявшихся с классической позиции совершенно различными сущностями. Весьма показательно в этом смысле, что — в то время как представление о фундаментальном понятии операторнозначного поля уже появляется у Дирака в 1926 г., когда он пишет: «Могло бы оказаться возможным построить электромагнитную теорию, в которой потенциалы поля в определенной точке x_0, y_0, z_0, t_0 пространства-времени представлялись бы матрицей с постоянными элементами, зависящими от x_0, y_0, z_0, t_0» (1926), и в 1927 г. Дирак подвергает описывающие поле переменные вторичному квантованию (1927б) — спустя шесть лет он решительно возражает против того, что Гейзенберг и Паули «...рассматривают само поле, как динамическую систему, поддающуюся гамильтоновой трактовке, ... так что можно применять обычный метод гамильтоновой квантовой механики. Против такой точки зрения, ... могут быть выдвинуты серьезные возражения... Мы не можем допустить, что поле есть динамическая система на равных основах с частицами... Поле должно было бы появиться в теории как нечто более элементарное и фундаментальное» (1932а).

Фактически в эти 15—20 лет происходил мучительный процесс создания новой фундаментальной парадигмы (и привыкания к ней), в которой классические частицы и поля стали выступать на совершенно равных правах в качестве двух разных проявлений одного унитарного объекта — квантованного поля. Новое понимание основного способа устройстваприрды создавалось разными людьми по маленьким кусочкам, которые только постепенно складывались в единую картину. Метод вторичного квантования амплитуд разложения в интеграл Фурье, развитый Дираком (1927б) в применении к электромагнитному полю и Иорданом (1927) и Иорданом и Клейном (1927) в применении к полю электронов, развился в общую теорию произвольного свободного квантового поля. С другой стороны, Гейзенберг и Паули (1929, 1930) построили общую схему квантования поля с произвольным лагранжианом (канонический формализм), не обладающую явной релятивистской ковариантностью. Для взаимодействия электронов с электромагнитным полем этот недостаток был преодолен в многовременном формализме Дирака, Фока и Подольского (1932б). В то же время унитарные взгляды получили независимую опору со стороны физики элементарных частиц. Ферми (1934) истолковал процесс **β-распада** как рождение электрона и новой частицы — нейтрино. Юкава (1935), использовав идею Тамма (1934) и Иваненко (1934) об обменной природе ядерных сил, предложил для объяснения сил притяжения между нуклонами ввести новые частицы — мезоны (которые, как тогда думали, были вскоре обнаружены в космических лучах). Тем самым количество и разнообразие объектов, подпадающих под понятие квантованного поля, быстро возрастало.

Тем не менее последовательная и законченная формулировка новой парадигмы не спешила появиться. Если мы обратимся к обзорам конца первого этапа, то увидим, что Паули (1941) излагает в основном (и практически в современном виде) теорию свободных квантованных полей и ограничивается лишь кратким упоминанием результатов некоторых расчетов процессов взаимодействия, даже не пытаясь дать общую постановку задачи. В книге Вентцеля (1943) задача о взаимодействии электронов с электромагнитным полем все еще трактуется с помощью многовременного формализма, и лишь в одном из последних параграфов в ней фигурирует вторично-квантованное электронно-позитронное поле.

Практические расчеты реальных эффектов проводились в основном с помощью развитой Дираком (1926, 1927б) теории возмущений, зависящих от времени, соответствующей методу вариации постоянных в теории линейных дифференциальных уравнений. После появления релятивистского уравнения Дирака (1928а, б) был рассчитан целый ряд эффектов электромагнитного взаимодействия электронов: рассеяние света на электроне (Клейн и Нишина, 1929; Тамм, 1930), аннигиляция пары электрон — позитрон Дираком (1930б), Таммом (1930), Оппенгеймером (1930) (авторы полагали, что они рассчитывают аннигиляцию электронов и протонов). Бете и Гайтлер (1934) сосчитали тормозное излучение электронов в поле ядра и образование пар γ-лучами в поле ядра. Последний эффект был вычислен также Рака́ (1934, 1936) и Нишиной, Томонагой и Сакатой (1934). Рассеяние электронов на электронах было исследовано Мёллером (1932).

Во всех этих случаях результаты выполненных в низшем порядке теории возмущений расчетов оказались в хорошем согласии с опытом, подтверждая тем самым разумность развиваемой теории. Однако попытки уточнить предсказания, вычисляя следующие приближения, привели к интегралам, расходящимся при больших импульсах,— *ультрафиолетовым расходимостям.*

Согласно Паули (1933), Эренфест сразу после появления работы Дирака (1927б) заметил, что она содержит в себе представление о точечном электроне и приведет поэтому к бесконечной собственной энергии для него. То же самое подчеркивает и Дирак (1932а), отмечая, что в классической задаче о взаимодействии электрона с полем излучения «уравнения, определяющие поле, порождаемое электроном, совершенно определенны и недвусмысленны, но уравнения, определяющие движение электрона, выражают его ускорение через полевые величины в той точке, где расположен электрон, и именно эти полевые величины в классической картине бесконечны и не определены». В определенном смысле эти пессимистические предсказания оправдались. Правда Вайскопфу (1934) удалось показать, что с учетом диракова вакуума собственная энергия электрона расходится только логарифмически, так что даже при обрезании на шварцшильдовом радиусе ее добавка к «механической» массе остается малой: но любое обрезание должно было нарушить релятивистскую инвариантность теории.

В своем сольвейском докладе 1933 г. Дирак (1934а) указал, что в его теории внешние заряды должны поляризовать вакуум, в результате чего «электрические заряды, нормально наблюдаемые для электрона, протона и других электризованных частиц, не суть заряды, действительно несомые этими частицами и фигурирующие в фундаментальных уравнениях, но меньше их». Проведенное им вычисление этого нового физического эффекта опять свелось к логарифмически расходящемуся интегралу, обрезание которого на импульсах порядка 100 mc (что соответствует классическому радиусу электрона) дало «радиационную поправку» к заряду электрона, уменьшающую его примерно на 1/137 часть. К бесконечному результату приводили и вычисления собственной «полевой» энергии фотона, что также нарушало и градиентную инвариантность.

Уже в середине 30-х годов высказывались предположения (Вайскопф, 1936; Эйлер, 1936), что бесконечности в высших порядках для наблюдаемых эффектов суть следы этих фундаментальных ультрафиолетовых расходимостей и что их можно исключить, вычитая из бесконечной величины для связанного электрона аналогичную бесконечную величину для свободного (Крамерс, 1938; Штюкельберг, 1935, 1938). В этом состояла основная идея метода перенормировки; однако вычитание одних бесконечностей из других — это настолько деликатная и в то же время не вполне естественная операция, что для ее широкого признания был необходим несомненный успех в объяснении наблюдаемых эффектов. Четким шагом в этом направлении явилась знаменитая работа Бете (1947), в которой был рассчитан так называемый тонкий сдвиг S-уровня в водородоподобных атомах, а также исследование Швингера (1948), содержащее ряд других результатов, в том числе радиационную поправку к магнитному моменту электрона. Оба этих эффекта были незадолго до этого надежно установлены в эксперименте благодаря применению микроволновой техники к задачам атомной спектроскопии. Важную роль в становлении метода перенормировок сыграло появление новой, явно ковариантной формы основных уравнений квантовой электродинамики, возникшей примерно в это же время благодаря трудам Томонаги (1946), Швингера (1948, 1949), Фейнмана (1948а, б, 1949а, б) и Дайсона (1949а, б), ознаменовавшим начало нового этапа развития квантовой теории поля, которая в течение последующего десятилетия практически полностью приняла свой современный облик.

2. КВАНТОВЫЕ ПОЛЯ

Квантовое (иначе — квантованное) поле представляет собой своеобразный синтез понятий классического поля типа электромагнитного и поля вероятности квантовой механики. По современным представлениям оно является наиболее фундаментальной и универсальной формой материи, лежащей в основе всех ее конкретных проявлений.

Представление о классическом поле возникло в недрах теории электромагнетизма Фарадея — Максвелла в процессе отказа от эфира как материального носителя электромагнитных процессов, отказа, вызванного отрицательными результатами опыта Майкельсона и созданием специальной теории относительности (СТО). Принципиально новый момент состоял в том, что поле понадобилось считать не формой движения какой-либо среды, а специфической формой материи с весьма непривычными свойствами: в отличие от частиц, классическое поле беспрепятственно создается и уничтожается (испускается и поглощается зарядами), обладает бесконечным числом степеней свободы и не локализуется в определенных точках, но может распространяться в пространстве, передавая взаимодействие (сигнал) от одной частицы к другой с конечной скоростью (не превосходящей скорости света c).

С логической точки зрения неизбежность понятия поля непосредственно следует из вытекающей из СТО невозможности передачи сигналов со скоростью, большей скорости света; отказ от ньютонова actio in distans, т. е. мгновенного действия частиц друг на друга на расстоянии, приводит к необходимости заполнить пространство между взаимодействующими частицами особым передающим это взаимодействие от точки к точке агентом — релятивистским полем. Для математического описания релятивистского поля надо выбрать некоторое представление группы Лоренца, «векторы» которого непрерывно зависят от точки пространства и момента времени.

Возникновение квантовых идей привело к пересмотру классических электромагнитных представлений о механизме излучения и поглощения света и к тому выводу, что эти процессы происходят не непрерывно, а путем испускания и поглощения дискретных порций электромагнитного поля — фотонов. Сложившуюся противоречивую картину, когда электромагнитному полю пришлось сопоставить частицы (фотоны) и одни явления поддавались интерпретации лишь в терминах электромагнитных волн, а другие — лишь с помощью представления о частицах, называли корпускулярно-волновым дуализмом. Разрешения этого противоречия надо было искать на пути последовательного применения правил квантовой механики к электромагнитному полю: в замене динамических переменных электромагнитного поля — потенциалов $\mathbf{A}$, φ и полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — квантовыми операторами, подчиняющимися соответствующим перестановочным соотношениям (1926)*). Именно это и было сделано в работе Дирака «Квантовая теория испускания и поглощения излучения» (1927б), в которой был разработан новый метод квантового описания ансамбля одинаковых систем, названный методом вторичного квантования, смысл которого состоит в том, что роль динамических координат играют не координаты отдельной системы, а числа (т. е. количества) систем в определенных состояниях, так называемые «числа заполнения». Применение этого метода к разложенному на осцилляторы электромагнитному полю, взаимодействующему с источниками, позволило впервые вычислить коэффициенты

*) Подобным образом цитируются иногда только работы Дирака.

A и B Эйнштейна последовательным, не опирающимся на принцип соответствия, образом и установить, что «гамильтониан, описывающий взаимодействие атома с электромагнитными волнами, можно сделать совпадающим с гамильтонианом задачи о взаимодействии атома с ансамблем частиц, движущихся со скоростью света и подчиняющихся статистике Бозе — Эйнштейна»,— была разрешена проблема корпускулярно-волнового дуализма. Однако основное значение этой работы состоит в том, что в ней возник совершенно новый физический объект — *квантовое поле*, удовлетворяющее уравнениям классической электродинамики, но имеющее своими значениями квантовомеханические операторы, действующие на шредингерову функцию, которую в этом случае часто называют амплитудой состояния. Именно поэтому мы считаем появление этой работы днем рождения квантовой теории поля.

Вторым истоком общего понятия квантового поля явилась квантовомеханическая волновая функция нерелятивистской частицы, удовлетворяющая известному уравнению, предложенному Шрёдингером. Напомним, что она является не самостоятельной физической величиной, а амплитудой состояния частицы, через билинейные выражения в которой выписываются вероятности любых относящихся к частице физических величин. Таким образом, в квантовой механике с каждой материальной частицей оказалось связанным новое волновое поле — правда, теперь поле амплитуд вероятностей.

Распространение методов квантовой механики на задачи, содержащие не одну, а N частиц, привело к необходимости рассматривать распространение поля амплитуд вероятностей не в обычном трехмерном пространстве, а в конфигурационном пространстве $3N$ измерений (соответственно $4N$ измерений в релятивистском случае). Использование подобного способа описания приводит к довольно громоздким математическим конструкциям, не отличающимся прозрачностью. И в этом случае применение предложенного Дираком (1927б) метода вторичного квантования, который был распространен Вигнером и Иорданом (1928) на ансамбли фермионов, позволяет, если рассматриваемые N частиц удовлетворяют принципу неразличимости, внести вместо поля амплитуд в $3N$-мерном пространстве новое поле в обычном 3-мерном пространстве, являющееся оператором в смысле квантовой механики. Иными словами, уже нерелятивистская квантовая теория естественным образом приводит нас в многочастичных проблемах к тому же понятию операторнозначного квантового поля, правда, нерелятивистского и с сохраняющимся числом частиц.

Открытие Дираком (1928а, б) релятивистского волнового уравнения для электрона — это целая глава в новой истории физики, требующая специальной статьи для своего описания, и мы коснемся здесь только тех аспектов, которые непосредственно затрагивают теорию поля. Как не раз говорил сам Дирак, тут произошел не такой редкий в истории науки случай, когда уравнение оказалось гораздо «умнее» своего создателя, когда его действительное богатство содержания вышло далеко за рамки первоначальных целей. Задача, которую ставил перед собой Дирак, формулируя свое уравнение, была достаточно скромной — написать такое уравнение, которое правильно описывало бы поведение одного релятивистского электрона во внешних силовых полях и давало бы естественное объяснение его спину,— и эта задача была исчерпывающе решена. Однако попутно были сделаны три крупнейших открытия, значение двух из которых было выяснено далеко не сразу.

Прежде всего, был заново открыт (не только для физиков, но и для интересующихся физикой математиков) новый класс неприводимых представлений группы Лоренца — спиноры *). Второе открытие, сразу оцененное,

*) Любопытно, что Дирак, по-видимому, придавал этому так мало значения, что в своей первой работе (1928а) он даже не выписывает явно закон преобразования своих волновых функций при преобразовании Лоренца, ограничиваясь, в лучшем математическом стиле, доказательством теоремы существования такого линейного преобразования компо-

состояло в том, что для частиц, описываемых спинорным представлением, спин есть, если можно так выразиться, кинематическая неизбежность. Третье — существование у уравнения, наряду с «порядочными» собственными состояниями с положительной энергией, такого же спектра с энергиями $\leqslant -mc^2$, воспринималось сперва как тяжелейший дефект теории и только после ложных попыток (1930а, б) нашло, наконец, в основном усилиями Дирака (1931, 1934б), свою правильную интерпретацию. Во-первых, в релятивистской теории строго говоря вообще нельзя ставить задачу одного тела, частицы— и это, пожалуй, самое характерное отличие релятивистской квантовой теории от нерелятивистской — могут, подобно квантам электромагнитного поля, рождаться и уничтожаться. Во-вторых, оказалось, что для всякой заряженной релятивистской частицы обязательно существует двойник — античастица, так что может появляться (и уничтожаться) пара.

Последние, самые глубокие следствия уравнения Дирака становятся очевидными, если применить к нему метод вторичного квантования. Поскольку электроны подчиняются принципу Паули и описываются ферми-статистикой, то следовало применить метод Вигнера и Иордана (1928). Соответствующая работа была выполнена Дираком (1934б) и Гейзенбергом (1934), в результате чего в арсенал теории вошло четырехкомпонентное операторнозначное спинорное поле, которое описывало электроны и позитроны уже совершенно симметричным образом.

Глядя назад, легко судить, что этого было достаточно, чтобы осознать, что вообще каждому сорту релятивистских частиц следовало бы соотнести операторное поле, осуществляющее то или иное локальное представление группы Лоренца и имеющее квантовомеханический операторный смысл. Такое операторное поле совершенно аналогично квантованному электромагнитному полю, отличаясь от него лишь, вообще говоря, другим поведением относительно преобразований Лоренца, может быть, способом квантования и значениями постоянных в уравнениях движения. Подобно электромагнитному полю, оно призвано описывать всю совокупность неразличимых частиц (и неразличимых античастиц) данного сорта.

Однако в действительности, как отмечалось во введении, новая парадигма завоевывала всеобщее признание лишь с большим трудом и свое законченное выражение нашла, пожалуй, лишь в первой серии работ Швингера (1948, 1949а, б). Лишь к этому времени — в сильной степени под влиянием наглядности фейнмановских диаграмм — в сознание физиков проникает картина единого универсального строения всей материи. На смену как полям, так и частицам классической физики приходят единые физические объекты — квантованные поля в обычном пространстве - времени, по одному для каждого сорта частиц или полей. Что же касается взаимодействия, элементарным актом всегда оказывается взаимодействие нескольких полей одного или разных сортов в одной пространственно-временной точке или — на корпускулярном языке — мгновенное и локальное превращение одних частиц в другие, в то время как привычное взаимодействие в виде сил, действующих со стороны одной частицы на другую, есть вторичный эффект (Дирак, 1932а), возникающий благодаря тому, что две частицы обмениваются в результате последовательных актов испускания и поглощения третьими частицами, вообще говоря, иного сорта.

нент ψ, после совершения которого уравнение принимает в новой системе отсчета прежнюю форму. Само слово *спинор* было придумано П. Эренфестом, который обратился летом 1929 г. к Б. Ван-дер-Вардену с недоуменным вопросом: «Существует ли подобно тензорному анализу доступный для изучения спинорный анализ?» (Ван-дер-Варден, 1960), ответом на который явилась работа Ван-дер-Вардена «Спинорный анализ» (1929), и только несколько лет спустя выяснилось, что в чистой математике аналогичные величины были открыты Э. Картаном (1913) шестнадцатью годами раньше.

3. ВОЛНОВЫЕ ПОЛЯ И КАНОНИЧЕСКОЕ КВАНТОВАНИЕ

В соответствии с двойственной природой квантовых полей, в систематическом изложении можно отправляться или от полевых, или от корпускулярных исходных представлений.

В *полевом подходе* надо сперва построить теорию соответствующего классического поля, затем подвергнуть ее каноническому квантованию по образцу Гейзенберга и Паули (1929, 1930) и, наконец, разработать для получающегося квантованного поля корпускулярную интерпретацию.

Основным исходным понятием тут будет поле $u^a(x)$, определенное в каждой 4-точке $x = (x^0 = ct, \mathbf{x})$ и осуществляющее какое-либо достаточно простое тензорное или спинорное представление группы Лоренца (скалярное, векторное, биспинорное и т. п.). Индекс a нумерует как компоненты этого представления, так и возможные внутренние степени свободы. Соответствующая ковариантная теория строится (безразлично — в классическом случае или в квантовом при использовании гейзенбергова представления) практически автоматически с помощью четырехмерного лагранжева формализма, в котором время и пространственные координаты совершенно симметрично рассматриваются как независимые переменные (механика с конечным числом степеней свободы над «четырехмерным временем»). Выбирают локальный (т. е. зависящий лишь от компонент поля $u^a(\mathbf{x})$ и их первых производных $\partial u^a(x)/\partial x^\mu = \partial_\mu u^a(x) = u^a{}_{,\mu}(x)$, взятых все в одной точке x) лагранжиан $L(x) = L(u^a(x), u^a{}_{,\mu}(x))$, требуют его инвариантности относительно группы Пуанкаре и группы преобразований внутренних симметрии (если такие есть), интегрированием по 4-объему получают действие

$$S = \int_R L(x)\,\mathrm{d}^4x \tag{1}$$

и требуют его экстремальности $\delta S = 0$ относительно произвольных вариаций $\delta u^a(x)$, обращающихся в нуль на границах области интегрирования R. В результате приходят к явно ковариантным уравнениям движения

$$\frac{\partial L}{\partial u^a(x)} - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x^\mu}\frac{\partial L}{\partial u^a{}_{,\mu}(x)} = 0. \tag{2}$$

Далее апеллируют к теореме Нётер (1918), согласно которой из инвариантности действия (1) для произвольной области интегрирования R относительно k-параметрической непрерывной группы преобразований функций поля $u^a(x)$ и независимых переменных x^μ следует существование k явно указываемых теоремой нетеровых токов J^μ_i $(i = 1, \ldots, k)$ с равной нулю дивергенцией. Ориентированный в будущее поток каждого нётерова тока через любую, уходящую вдоль пространственных направлений в бесконечность, пространственно-подобную гиперповерхность образует характеризующую поле интегральную величину — нётеров заряд,— не зависящую от выбора гиперповерхности. Отсюда следует: 1) что нётеровы заряды суть интегралы движения, 2) что они ведут себя по отношению к преобразованиям группы контравариантно параметрам преобразования.

В релятивистской теории поля всегда требуют инвариантности действия относительно 10-параметрической группы Пуанкаре, поэтому обязательно сохраняются 10 нетеровых зарядов, которые Дирак назвал фундаментальными динамическими величинами: из инвариантности относительно четырех сдвигов следует сохранение четырех компонент вектора энергии-импульса P_μ, а из инвариантности относительно шести поворотов следует сохранение шести компонент 4-момента — трех компонент трехмерного момента $M^i = \varepsilon^{ijk}M_{jk}/2$ и трех лоренцовых моментов («бустов») $N_k = M_{0k}/c$.

Теория становится богаче содержанием, если действие остается инвариантным и при выполнении над рассматриваемым полем других, не входящих в группу Пуанкаре непрерывных преобразований — преобразований внутренних симметрий,— из теоремы Нётер вытекает тогда существование новых сохраняющихся зарядов. Так, часто принимают, что функции поля комплексны, налагают на лагранжиан условие эрмитовости и требуют инвариантности действия относительно калибровочного преобразования первого рода (фазового преобразования) $u^a \to e^{i\alpha}u^a$, $\overset{*}{u}{}^a \to \overset{*}{u}{}^a e^{-i\alpha}$, где α — не зависящая от x фаза. Тогда оказывается, что как следствие теоремы Нётер сохраняется заряд

$$Q = i \int d\mathbf{x} \sum_a \left(\overset{*}{u}{}^a \frac{\partial L}{\partial \overset{*}{u}{}^a_{,0}} - u^a \frac{\partial L}{\partial u^a_{,0}} \right).$$

Поэтому комплексные функции $u^a(x)$ можно использовать для описания заряженных полей; той же цели можно, конечно, достичь и расширяя область значений, пробегаемых индексом ^{a}, так, чтобы они указывали и направление в изотопическом пространстве, и требуя от действия инвариантности относительно вращений в нем. Все сказанное пока в равной мере относилось как к классическому полю, так и к квантовому полю, рассматриваемому в представлении Гейзенберга.

Каноническое квантование, согласно развитому Дираком еще в первой его квантовомеханической работе 1925 г. пониманию квантовой механики, состоит, для любой классической динамической системы, в том, что все ее динамические переменные, наблюдаемые A, B, . . ., начинают рассматриваться, не как обычные с-числа, а как объекты новой алгебры, q-числа, не коммутирующие между собой. Для сохранения динамического аппарата гамильтоновой механики, в частности, всех свойств скобок Пуассона, надо, чтобы квантовые скобки Пуассона любой пары q-чисел были бы пропорциональны их коммутатору, т. е. надо осуществить замену

$$A_c,\ B_c,\ \ldots;\ \{A_c,\ B_c\},\ \ldots \Rightarrow A_q,\ B_q,\ \ldots;\ \{A_q,\ B_q\} = \\ = \frac{i}{\hbar}(A_qB_q - B_qA_q) \equiv \frac{i}{\hbar}[A_q,\ B_q],\ \ldots$$

При этом квантовые скобки Пуассона для канонически сопряженных координат и импульсов сохраняют свои классические значения:

$$\{p_a,\ p_b\}_q = i\hbar^{-1}[p_a,\ p_b]_- = 0,\quad \{q_a,\ q_b\}_q = i\hbar^{-1}[q_a,\ q_b]_- = 0, \\ \{p_a,\ q_b\}_q = i\hbar^{-1}[p_a,\ q_b]_- = \delta_{ab}.$$

Для гамильтоновой трактовки полевой системы уже нельзя рассматривать в вариационном принципе (1) время и пространственные координаты как равноправные независимые переменные, т. е. приходится разрушить четырехмерную симметрию, оставив одно время, а пространственные координаты принять за нумерующие степени свободы непрерывные индексы *) (механики с континуальным числом степеней свободы над одномерным временем) и писать в соответствии с этим

$$S = \int dt\mathscr{L}\,(u^a(\mathbf{x},\ t),\ u^a_{,i}(\mathbf{x},\ t);\ \dot{u}^a(\mathbf{x},\ t)),$$

где функция Лагранжа (точнее — функционал Лагранжа) есть

$$\mathscr{L}\,(u^a(\mathbf{x},\ t),\ u^a_{,i}(\mathbf{x},\ t);\ \dot{u}^a(\mathbf{x},\ t)) = \\ = \int\limits_{t=\mathrm{const}} d^3\mathbf{x}L\,(u^a(\mathbf{x},\ t);\ u^a_{,\mu}(\mathbf{x},\ t)) = \int d^3\mathbf{x}L\,(\mathbf{x},\ t).$$

*) В СТО разбиение 4-мира на пространство и время неоднозначно: за пространство в данный момент времени можно принимать пространственно-подобную гиперповерхность из любого однопараметрического семейства, такого, что через каждую точку x проходит одна поверхность. В 1949 и 1962 гг. Дирак исследовал, какие возможности возникают, если такие поверхности выбрать отличными от координатных плоскостей.

Обобщенными координатами будет теперь бесконечный набор значений всех компонент поля $u^1, \ldots, u^A$ во всех точках $\mathbf{x}$ пространства в некоторый момент времени t, канонически сопряженными им импульсами — (функциональные) производные функции Лагранжа по обобщенным скоростям

$$\pi_b(\mathbf{x},\ t) = \frac{\delta \mathscr{L}(t)}{\delta \dot{u}^b(\mathbf{x},\ t)} = \frac{\partial L(\mathbf{x},\ t)}{\partial \dot{u}^b(\mathbf{x},\ t)}, \tag{3}$$

а функцией Гамильтона (гамильтонианом)

$$\mathscr{H}(\pi,\ u) = \int d^3\mathbf{x} \sum_a \pi_a(\mathbf{x},\ t)\,\dot{u}^a(\mathbf{x},\ t) - \mathscr{L} = \int d^3\mathbf{x} \left(\sum_a \pi_a \dot{u}^a - L \right),$$

где имеется в виду, что все обобщенные скорости $\dot{u}^a(\mathbf{x},\ t)$ выражены с помощью (3) через обобщенные координаты $u^a(\mathbf{x},\ t)$ и импульсы $\pi_b(\mathbf{x},\ t)$.

Теперь можно применить к полевой системе общий способ канонического квантования, заменив классические обобщенные координаты и импульсы q-числами, удовлетворяющими перестановочным соотношениям (Гейзенберг и Паули, 1929, 1930):

$$u^a(\mathbf{x},\ t)\,\pi_b(\mathbf{y},\ t) \mp \pi_b(\mathbf{y},\ t)\,u^a(\mathbf{x},\ t) = i\hbar\delta(\mathbf{x}-\mathbf{y})\,\delta^a_b, \tag{4}$$

причем выбор знака «—» или «+» соответствует квантованию по Бозе — Эйнштейну или Ферми — Дираку (см. ниже).

Выше предполагалось, что уравнения (3) можно разрешить относительно всех обобщенных скоростей. Если из них можно определить не все скорости, то остающиеся соотношения оказываются уравнениями, наложенными на обобщенные импульсы и координаты,— связями. Такой случай встретился уже при квантовании электромагнитного поля и потребовал немалой изобретательности (Гейзенберг и Паули, 1929, 1930; Ферми, 1929, 1930), чтобы обойти его искусственными построениями. Регулярный способ построения гамильтонова формализма и проведения квантования для систем со связями был разработан Дираком, начиная с 1950 г. (1950, 1951а, 1958, 1964). В последующие годы он получил решающее значение для построения теории калибровочных полей (см. ниже).

Гамильтонова форма теории, в рамках которой формулируются канонические перестановочные соотношения (4), нарушает, как уже подчеркивалось, явную релятивистскую симметрию из-за выделенной роли времени и апелляции к конкретной системе отсчета; поэтому сохранение релятивистской инвариантности требует специального доказательства *). Кроме того, соотношения (4) ничего не говорят о коммутационных свойствах полей в 4-точках, разделенных времениподобными интервалами — значения полей в таких точках связаны причинными зависимостями и их перестановки можно определить только решая уравнения движения совместно с (4).

4. СВОБОДНЫЕ ПОЛЯ

Для свободных полей, когда лагранжиан квадратичен по функциям поля, а уравнения движения (2) линейны, такая задача разрешима в общем виде и позволяет установить — и при том в релятивистски симметричной форме — перестановочные соотношения полей в двух произвольных 4-точках x и y:

$$u^a(x)\,u^b(y) \mp u^b(y)\,u^a(x) = -iP^{ab}\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)\Delta_m(x-y); \tag{5}$$

здесь $\Delta_m(x)$ — инвариантная перестановочная функция Иордана и Паули (1928) (явные выражения для нее были исследованы Дираком в работе 1934б),

*) Доказательство инвариантности перестановочных соотношений (4) было проведено Л. Розенфельдом (1930). По свидетельству Г. Вентцеля (1960), Паули говаривал об этом доказательстве: «Ich warne Neugierige» (Я предостерегаю любопытных.)

удовлетворяющая уравнению Клейна — Гордона ($\square - m^2$) $\Delta_m = 0$, а P^{ab} — свой для всякого поля полином, обеспечивающий удовлетворение правой частью перестановочных соотношений (5) уравнений движения (2) по x и по y.

В *корпускулярном подходе* к релятивистскому квантовому описанию свободных частиц состояния частицы должны образовывать неприводимое представление группы Пуанкаре. Неприводимое представление группы характеризуется заданием значений операторов Казимира (операторов, коммутирующих со всеми десятью генераторами группы P^μ, M^i, N^j), у группы Пуанкаре их два: квадрат массы $m^2 = P^\mu P_\mu$ и квадрат обычного 3-спина (для нулевой массы роль второго «казимира» играет оператор спиральности); задавая их значения мы фиксируем представление, т. е. «сорт» частицы. Спектр первого из них непрерывен — квадрат массы может иметь любые неотрицательные значения $m^2 \geqslant 0$; спектр спина дискретен, он может принимать только целые или полуцелые значения 0, 1/2, 1, ... Кроме того, надо задать еще поведение при отражении нечетного числа координатных осей. Если никаких других характеристик задавать не требуется, то говорят, что частица не имеет внутренних степеней свободы, и называют ее истинно нейтральной. В противном случае частица обладает зарядами того или иного сорта.

Чтобы фиксировать состояние частицы внутри представления, в квантовой механике надо задать значения полного набора коммутирующих операторов; для свободной частицы удобно выбрать три составляющих импульса $\mathbf{p}$ и проекцию s спина l_s на какое-либо направление. Таким образом, состояние одной свободной истинно-нейтральной частицы полностью характеризуется заданием 6-ти чисел m, l_s, p_x, p_y, p_z, s, первые два из которых характеризуют представление, а следующие четыре — состояние в нем. Для заряженных частиц добавляются дальнейшие квантовые числа, которые мы обозначим одной буквой t.

Прямолинейное распространение этих соображений на системы n частиц вело бы к использованию n шестерок, по одной на каждую частицу. В 1927 г. Дирак предложил использовать для характеристики состояния ансамбля из n одинаковых частиц не состояния каждой из них, а числа частиц $n_{\mathbf{p},s,t}$ *) — числа заполнения — в каждом из одночастичных состояний (1927б). «Интерпретация» зависящей от таких переменных волновой функции даст не просто ожидаемые числа частиц в любом состоянии, но вероятность любого заданного распределения частиц между различными состояниями; действительно, эта вероятность будет равна квадрату модуля нормированного решения волнового уравнения. Именно в вероятносаях таких распределений проявляется отступление квантовых статистик Бозе — Эйнштейна (или Ферми — Дирака (1926)) от классической. Эту процедуру называют *вторичным квантованием,* по-видимому потому, что у Дирака (1926, 1927б) она была проведена как переход к квантовому описанию электромагнитного поля в уже квантовой задаче взаимодействия электронов с этим полем.

В представлении чисел заполнения состояние $|\, n_{\mathbf{p},s,t}\rangle$ записывают как результат

$$|n_{\mathbf{p},\, s,\, t}\rangle = (n_{\mathbf{p},\, s,\, t})^{-1/2}\,[a^+(\mathbf{p},\, s,\, t)]^{n_{\mathbf{p},\, s,\, t}}|0\rangle \tag{6}$$

действия на *вакуумное состояние* (т. е. состояние, в котором вовсе нет частиц) *операторов рождения* a^+ ($\mathbf{p}$, s, t). Операторы рождения a^+ и эрмитово-сопряженные им *операторы уничтожения* a^- были введены Дираком в той же работе (1927б), от чего мы отсчитываем век квантовой теории поля**).

*) Мы не пишем более индексы, характеризующие представление в целом.

**) Исторически любопытно, что в этой работе Дирак все время пытается перейти от естественно возникших у него еще на классической стадии переменных a и a^* к канонической паре действие — угол, но каждый раз это оказывается неудобным, и приходится возвращаться обратно. Сейчас видно, что работа только бы выиграла от удаления всех этих связанных с каноническими переменными «броуновских блужданий».

Они удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$[a^-(\mathbf{p}, s, t), a^+(\mathbf{p}', s', t')]_\mp = \delta_{ss'}\delta_{tt'}\delta(\mathbf{p}-\mathbf{p}'), \tag{7}$$

где знак «—» отвечает квантованию по Бозе — Эйнштейну (Дирак, 1927б), а знак «+» — квантованию по Ферми — Дираку (Иордан, 1927; Вигнер и Иордан, 1928). Сами числа заполнения суть собственные значения операторов числа частиц $\hat{n}_{\mathbf{p},s,t} = a^+(\mathbf{p}, s, t)\, a^-(\mathbf{p}, s, t)$. Таким образом, амплитуда состояния системы, содержащей по одной частице с квантовыми числами $\mathbf{p}_1$, s_1, t_1; $\mathbf{p}_2$, s_2, t_2; . . ., записывается как

$$|\mathbf{p}_1, s_1, t_1; \ldots; \mathbf{p}_k, s_k, t_k; \ldots\rangle = a^+(\mathbf{p}_1, s_1, t_1) \ldots a^+(\mathbf{p}_k, s_k, t_k) \ldots |0\rangle.$$

Операторы рождения и уничтожения $a^\pm$ описывают частицы с определенными значениями импульсов и спинов. Чтобы принять во внимание локальные свойства, надо перевести $a^\pm$ в координатное представление. В качестве функций преобразования удобно использовать классические решения уравнений движения (2) подходящего свободного поля с тензорными (или спинорными) индексами a и внутренними индексами τ. Тогда операторами рождения и уничтожения в координатном пространстве будут

$$u^{a\tau(+)}(x) = (2\pi)^{-3/2} \int d^3\mathbf{p}\, e^{ipx} u^{a\tau}_{s,t}(\mathbf{p})\, a^{(+)}_{s,t}(\mathbf{p});$$
$$u^{a\tau(-)}(x) = (2\pi)^{-3/2} \int d^3\mathbf{p}\, e^{-ipx} \overset{*}{u}{}^{a\tau}_{s,t}(\mathbf{p})\, a^{(-)}_{s,t}(\mathbf{p}); \tag{8}$$
$$p^0 = +(\mathbf{p}^2 + m^2)^{1/2}.$$

Эти операторы, однако, еще непригодны для построения локальной теории поля — их коммутатор или антикоммутатор не обращаются в нуль для пространственно-подобных пар точек x и y *), поэтому значения (8) в разных пространственных точках при одном времени нельзя выбирать в качестве гамильтоновых переменных. Формальная причина этого лежит в том, что δ-функцию можно сконструировать только из полного набора решений уравнения (2), а такой набор содержит, как убедились на примере уравнения Дирака, как положительные, так и отрицательные частоты, в то время как операторы (8) содержат лишь частоты одного знака каждый. Поэтому для образования локального поля обязательно приходится строить суперпозицию операторов рождения и уничтожения (8).

Для истинно нейтральных частиц это можно сделать непосредственно, определяя соответствующее таким частицам локальное лоренц-ковариантное поле как

$$u^a(x) = u^{a(+)}(x) + u^{a(-)}(x). \tag{9}$$

Для заряженных частиц, однако, так поступить нельзя — операторы a^+ и a^- в (8) будут один увеличивать, а другой — уменьшать заряд, и их линейная комбинация не будет обладать в этом смысле определенными свойствами. Поэтому для образования соответствующего локального поля приходится привлекать в пару к операторам рождения a_t^+ операторы уничтожения $a_{\bar{t}}^-$ не тех же частиц, а новых (помечаем относящиеся к ним величины чертой сверху) частиц, реализующих то же самое представление группы Пуанкаре, т. е. обладающих в точности теми же массой и спином, но отличающихся от первоначальных только знаком заряда (всех зарядов), и писать

$$v^{a\tau} = u^{a\tau(+)} + \bar{u}^{a\tau(-)}, \quad \overset{*}{v}{}^{a\tau} = \bar{u}^{a\tau(+)} + u^{a\tau(-)}. \tag{10}$$

Простые выкладки показывают теперь, что для полей целого спина, полевые функции которых осуществляют однозначное представление группы

*) Он пропорционален не функции Паули — Иордана Δ_m, а функциям $\Delta^{(\pm)}_m(x-y)$, не исчезающим вне светового конуса.

Лоренца, при квантовании по Бозе — Эйнштейну, т. е. при использовании верхнего знака в перестановках (7), коммутаторы $[u(x), u(y)]$ —или $[v(x), v^*(y)]$— пропорциональны функции Δ_m и исчезают вне светового конуса; то же достигается для осуществляющих двузначные представления полей полуцелого спина для антикоммутаторов $[u(x), u(y)]_+$ (или $[v(x), v^*(y)]_+$), если использовать в (7) квантование по Ферми — Дираку с нижним знаком +.

Напротив, попытка квантовать поле целого спина по Ферми — Дираку приводит к невозможности определить локальные гамильтоновы переменные, а попытка квантовать поле полуцелого спина по Бозе — Эйнштейну — к невозможности построить положительно-определенное выражение для энергии. Эти утверждения составляют содержание теоремы Паули (1940) о связи спина и статистики.

Выражаемая формулами (8) — (10) связь между операторами $a^{\pm}$, рождающими и уничтожающими свободные частицы в стационарных квантово-механических состояниях и удовлетворяющими линейным волновым уравнениям (2) лоренц-ковариантными функциями поля $u(x)$ или $v(x)$, $v^*(x)$ есть точное математическое описание корпускулярно-волнового дуализма.

Новые, рождаемые операторами $a^{\pm}_{\bar{t}}$ частицы, без которых нельзя было построить локальные поля (10), называют — по отношению к первоначальным — *античастицами* *). Неизбежность существования античастицы для каждой частицы — один из главных выводов релятивистской квантовой теории свободных полей.

Формулы (9), (10) ведут еще к одному очень важному следствию. Они доказывают, что в локальных полевых функциях обязательно смешаны операторы рождения и уничтожения. Такое же смешивание происходит поэтому и в лагранжиане или гамильтониане, в которые локальные поля входят как целое — в результате и там и там возникают члены, содержащие неравные числа операторов рождения и уничтожения частиц определенного сорта**). Такие члены будут иметь отличные от нуля матричные элементы между состояниями, содержащими неравное число частиц. В релятивистской квантовой теории частицы могут *рождаться* и *уничтожаться* — совершенно так же, как создается и поглощается зарядами классическое поле. При этом заряженные частицы рождаются и поглощаются с обязательным сохранением полного заряда.

5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПОЛЕЙ

Решения (8) — (10) уравнений свободного поля пропорциональны операторам рождения и уничтожения стационарных состояний частиц, т. е. могут описывать только такие ситуации, когда с частицами ничего не происходит. Чтобы включить в рассмотрение случаи, когда одни частицы влияют на движение других, либо превращаются в другие, нужно сделать уравнения движения нелинейными, т. е. ввести в лагранжиан кроме квадратичных членов еще и члены L_{int} более высоких степеней.

С точки зрения изложенной пока теории такие лагранжианы взаимодействия L_{int} могли бы быть любыми функциями полей и их первых производных, удовлетворяя лишь ряду простых условий:

1) *Локальности взаимодействия,* требующей, чтобы $L_{\text{int}}(x)$ зависел бы от различных полей $u^a(x)$ и их первых производных только в одной точке $x = (\mathbf{x}, t)$ пространства-времени.

---

*) И наоборот, первоначальные частицы t являются античастицами по отношению к античастицам $\bar{t}$: частицы и античастицы входят в описание на совершенно равных правах (Дирак, 1934б; Гейзенберг, 1934). Истинно нейтральные частицы в такой идеологии служат античастицами сами себе.

**) Исключение составляют квадратичные гамильтонианы свободного поля: при разумном выборе переменных, маркирующих частицы, не сохраняющие число частиц члены в них уничтожаются.

2) *Релятивистской инвариантности,* для выполнения которой L_{int} должен быть скаляром относительно лоренцевых преобразований.

3) *Инвариантности относительно* преобразований из групп *внутренних симметрий, если* таковые имеются у рассматриваемой модели. Сюда, в частности, входит, для теорий с комплексными полями, требование эрмитовости лагранжиана и его инвариантности относительно допустимых в такой теории калибровочных преобразований первого рода (т. е. глобальных фазовых преобразований).

Кроме того, можно требовать инвариантности теории относительно некоторых дискретных преобразований, таких, как пространственное отражение P, временно́е отражение T и зарядовое сопряжение C, заменяющее частицы на античастицы. Г. Людерс (1954) и В. Паули (1955) доказали CPT-теорему, согласно которой всякое, удовлетворяющее условиям 1—3), взаимодействие полей, проквантованных согласно теореме Паули, обязательно должно быть инвариантным и относительно одновременного выполнения этих трех дискретных преобразований.

Многообразие лагранжианов взаимодействия, удовлетворяющих условиям 1) — 3), столь же широко, как, например, многообразие допустимых функций Лагранжа в классической механике, и к началу 50-х годов казалось, что все они равноправны и что теория не дает никаких указаний на то, какие из них и почему осуществляются в природе. Поэтому сразу же после блестящей реализации в КЭД программы перенормировок расходимостей на основе ковариантной теории возмущений были предприняты многочисленные попытки переноса нового метода на другие взаимодействия. Результаты оказались довольно обескураживающими — в большинстве других случаев процедура перенормировки не срабатывала. Паули в докладе 1950 г. (Паули, 1953) составил целую таблицу, указывающую, в каких вариантах мезонной теории при вычислении каких эффектов и в каком порядке теории возмущений перенормировка переставала помогать. Это, естественно, усиливало скептические взгляды, согласно которым процедура перенормировки составляла не более, чем «заметание трудностей под шкаф», в то время как действительное лечение болезни расходимостей возможно лишь за счет коренной модификации теории на основе «радикальной новой идеи».

Однако с ходом времени восторжествовали взгляды тех, кто — сознательно или бессознательно — решил обратить недостаток метода в его преимущество. Если, как выяснилось, для многих теоретических моделей перенормировки не срабатывают, то не будем винить перенормировки, а воспримем это как указание на то, что такие — *неперенормируемые* — теории не могут осуществляться в природе. Возникшее в результате таких рассуждений условие

4) *перенормируемости* оказывается весьма ограничительным, и его добавление к 1—3) оставляет допустимыми лишь лагранжианы взаимодействия L_{int} вида полиномов невысокой степени по рассматриваемым полям, причем поля сколько-нибудь высоких спинов вообще исключаются. Таким образом, взаимодействие в перенормируемой квантовой теории поля не допускает — в разительном отличии от классической теории или квантовой механики — никаких произвольных функций. Как только конкретный набор полей, их трансформационные свойства, выбраны, весь произвол в L_{int} ограничивается фиксированным числом констант связи.

Выбрав конкретный набор полей и удовлетворяющее условиям 1 — 4) выражение для L_{int}, мы фиксируем конкретную модель взаимодействующих полей. В представлении Гейзенберга полная система уравнений для нее будет состоять из вытекающих из полного лагранжиана уравнений движения (2) — связанной системы дифференциальных уравнений в частных производных с нелинейными членами взаимодействия и самодействия — и канонических перестановочных соотношений (4). Точное решение такой задачи удается найти лишь в крайне малом числе физически малосодержательных случаев (например, для некоторых моделей в 2-мерном пространстве-времени). Поэтому практическая ценность непосредственного квантования в форме (4) невелика.

С другой стороны, можно, как и в обычной квантовой механике, перейти с помощью унитарного преобразования $\Psi(t)=e^{i\mathscr{H}t}\Phi$ от гейзенбергова представления с постоянными амплитудами состояния к шрёдингерову, в котором амплитуда состояния эволюционирует со временем в соответствие с уравнением Шрёдингера *)

$$i\frac{\partial\Psi(t)}{\partial t}=\mathscr{H}\Psi(t), \tag{11}$$

а операторы поля постоянны.

В квантовой теории поля наиболее удобным оказывается третье представление, введенное Дираком еще в 1926 г., а в релятивистски инвариантной форме Томанагой (1946) и Швингером (1948), которое обычно называют *представлением взаимодействия* (реже — *представлением Дирака).* Чтобы перейти к нему, разделяют полный лагранжиан системы L на свободный L_0, квадратичный по полям и их производным, и лагранжиан взаимодействия L_{int}, в соответствие с чем и полный гамильтониан $\mathscr{H}$ превратится в сумму гамильтониана свободного движения $\mathscr{H}_0$ и гамильтониана взаимодействия $\mathscr{H}_1$. Подставляя теперь в (11) решение в форме

$$\Psi(t)=e^{-i\mathscr{H}_0t}\Phi(t), \tag{12}$$

приходим для $\Phi(t)$ — вектора состояния в представлении Дирака — к уравнению Шрёдингера

$$i\frac{\partial\Phi(t)}{\partial t}=H(t)\Phi(t), \tag{13}$$

где

$$H(t)=e^{i\mathscr{H}_0t}\mathscr{H}_1e^{-i\mathscr{H}_0t} \tag{14}$$

— шрёдингеров гамильтониан представления взаимодействия — зависит, как видно из (14), от времени. Если выразить его через поля в представлении взаимодействия

$$u^a(\mathbf{x},\ t)=e^{i\mathscr{H}_0t}u^a(\mathbf{x})\,e^{-i\mathscr{H}_0t}, \tag{15}$$

то он будет зависеть от них точно так же, как $\mathscr{H}_1$ от шрёдингеровых полей $u^a(\mathbf{x})$.

Эволюция же полей $u^a(\mathbf{x},\ t)$ описывается гейзенберговыми уравнениями движения для свободного поля

$$i\frac{\partial u(\mathbf{x},\ t)}{\partial t}=[u(\mathbf{x},\ t),\ H_0]_-,$$

ибо

$$H_0=e^{i\mathscr{H}_0t}\mathscr{H}_0e^{-i\mathscr{H}_0t}=\mathscr{H}_0, \tag{16}$$

совпадающими с линейными явно релятивистски ковариантными уравнениями (2) лагранжева описания. Таким образом — и это очень существенное преимущество представления взаимодействия,— не возникает никаких трудностей с приданием квантованию ковариантного вида. Все величины в теории выражаются через свободные поля (15), перестановочные соотношения которых записываются в явно ковариантной форме (5).

---

*) Дирак в своих работах 1964, а также 1966 гг. подчеркивал необоснованность такого преобразования. «Аргументы в пользу эквивалентности гейзенберговой и шрёдингеровой картины,— писал он в своих «Лекциях по квантовой теории поля» (1966),— имеют силу только в том случае, если выражение $e^{i\mathscr{H}t}$ существует, и, умножая на него один вектор состояния, можно получить другой. Для гамильтонианов, с которыми мы встречаемся в квантовой теории поля, из-за трудностей с расходимостями имеются веские основания считать, что дело обстоит не так, и поэтому эти две картины не эквивалентны».

Общее решение (13) можно записать в форме $\Phi(t) = S(t, t_0)\,\Phi(t_0)$, где оператор эволюции $S(t, t_0)$ удовлетворяет по t тому же уравнению (13) и может быть записан в виде хронологической экспоненты:

$$S(t, t_0) = T\left\{\exp\left(-i\int_{t_0}^{t} H(t')\,\mathrm{d}t'\right)\right\}. \tag{17}$$

Для сравнения с опытом наибольший интерес представляет задача о рассеянии, для которой нужен оператор эволюции за бесконечный интервал времени, преобразующий стационарное состояние $\Phi_{-\infty}$, в котором система пребывала до рассеяния при $t\to-\infty$, в стационарное состояние $\Phi_{+\infty}$, в которое она приходит после рассеяния при $t\to+\infty$:

$$\Phi_{+\infty} = S\Phi_{-\infty}, \tag{18}$$

— матрица рассеяния (Гейзенберг, 1943). Через квадраты его матричных элементов

$$M_{\mathrm{fi}} = \langle\overset{*}{\Phi}{}_{\mathrm{f}}' S\Phi_{\mathrm{i}}\rangle \tag{19}$$

выражаются вероятности переходов из данного начального состояния $\Phi_{-\infty}$ в некоторое конечное состояние Φ_{f}', т. е. эффективные сечения рассеяния либо иных процессов. Выполняя в (17) предельный переход $t\to+\infty$, $t_0\to-\infty$ и выражая гамильтониан $H(t)$ через пространственный интеграл от лагранжиана взаимодействия $H(t) = -\int\limits_{t} \mathrm{d}^3\mathbf{x}L(x)$*)
(индекс int здесь и ниже мы опустим), где имеется в виду, что лагранжиан взаимодействия записан не через гейзенберговы поля, а в виде той же функции полей (15) в представлении Дирака, придем к компактному выражению для матрицы рассеяния

$$S = \mathrm{T}\left\{\exp\left(-i\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}tH(t)\right\} = \mathrm{T}\left\{\exp\left(i\int_{\infty}\mathrm{d}^4xL(x)\right)\right\}, \tag{20}$$

обладающему явной релятивистской инвариантностью.

Матрица рассеяния позволяет находить вероятности физических процессов, не вникая в детали временной эволюции, описываемой амплитудой $\Phi(t)$. Мы получили ее, интегрируя уравнение (13) (Томонага, 1946; Швингер, 1948, 1949а, б), но этот путь не является единственным. Фейнман (1949а, б) нашел выражения для последовательных членов разложения экспонент в (20) в ряд, опираясь на идеологию лагранжевой формы квантовой механики, разработанной им (Фейнман, 1948) в развитие представлений, сформулированных Дираком еще в 1933 г. Третий способ был намечен Штюкельбергом (Штюкельберг и Ривье, 1949; Штюкельберг и Грин, 1951), который предложил строить матрицу рассеяния, не обращаясь к уравнениям движения, а, используя вместо этого явно формулируемые физические требования. Решающую роль в осуществлении этой программы сыграло условие причинности Боголюбова (1955), которое позволило разработать (Боголюбов и Ширков, 1955а,б, 1957) последовательную теорию матрицы рассеяния, включающую формулу (20). Это направление положило начало аксиоматической теории поля.

Надо, однако, подчеркнуть, что выражение (20), несмотря на свою изящную форму (или — благодаря ей) не есть готовое для дальнейшего использования решение, а, скорее, только краткая символическая запись. Это

---

*) Такое преобразование требует в некоторых случаях уточнения смысла хронологического произведения (Медведев и др., 1972).

видно хотя бы из того, что для беспрепятственного и автоматического вычисления матричных элементов (19) необходимо представить матрицу рассеяния в форме не хронологического, а нормального произведения. Задача преобразования одного произведения в другое и составляет истинную трудность, и решается пока только приближенными методами.

6. ТЕОРИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ

По этой причине приходится прибегать к предположению о слабости взаимодействия, принимая, что лагранжиан взаимодействия L_{int} пропорционален малой константе взаимодействия g. Тогда можно разложить хронологическую экспоненту в (20) в степенной ряд теории возмущений

$$S = 1 + \sum_{n \geqslant 1} g^n S_n,$$

и матричные элементы (19) в каждом порядке теории возмущений будут выражаться через матричные элементы хронологических произведений соответствующего числа лагранжианов взаимодействия

$$\int \langle \Phi_f^* \mathrm{T} \{L(x_1) L(x_2) \ldots L(x_n)\} \Phi_i \rangle \, \mathrm{d}x_1 \ldots \mathrm{d}x_n,$$

т. е. надо будет преобразовывать к нормальной форме не экспоненту, а простые полиномы конкретного вида.

Основой такого преобразования служит формула

$$\mathrm{T}\{u(x_1)\, u(x_2)\} = :u(x_1)\, u(x_2): + \underbrace{u(x_1)}\, u(x_2), \qquad (21)$$

выражающая Т-произведение двух операторов поля через их нормальное произведение :...: и хронологическую свертку или пропагатор Штюкельберга — Фейнмана $\underbrace{u(x_1)}\, u(x_2) = -i\Delta^c(x_1 - x_2)$. Обобщение (21) на Т-произведение произвольного числа операторов (Вик, 1950) состоит просто в том, что в правой части надо выписать и сложить нормальные произведения со всеми возможными количествами и расположениями сверток.

Практическое вычисление матричных элементов и интегралов по $x_1, \ldots, x_n$ от них выполняется с помощью техники, предложенной Р. Фейнманом в 1949 г. Эта техника включает знаменитые фейнмановы диаграммы (графы) и правила соответствия. Здесь каждое квантовое поле $u_a(x)$ характеризуется своим пропагатором $\Delta^c_{aa'}(x - y)$, изображаемым на диаграммах линией (внутренней), соединяющей вершины, к которым относятся вошедшие в свертку поля, а каждое взаимодействие, изображаемое на диаграмме вершиной, характеризуется константой связи и матричным множителем из соответствующего $L(x)$. Сумме по всем комбинациям сверток отвечает теперь сумма по всем возможным диаграммам.

Популярность правил Фейнмана, помимо простоты применения, обусловлена их наглядностью. Диаграммы позволяют как бы воочию увидеть процесс распространения (линии) и взаимопревращения (вершины) частиц — реальных в изображаемых внешними линиями начальных и конечных состояниях и виртуальных — на внутренних линиях. Мы коснулись широко употребляемого понятия виртуальной частицы. В обычной квантовомеханической теории возмущений виртуальными называют промежуточные состояния, при переходе в которые энергия не обязательно сохраняется за счет квантовомеханического соотношения неопределенностей энергия-время, благодаря кратковременности пребывания в них. В используемой в теории поля инвариантной теории возмущений для сохранения релятивистской симметрии эта неопределенность переносится с энергии на массу. Пропагатор Штюкельберга — Фейнмана есть функция Грина уравнения $\hat{L}_{ab} u^b(x) = 0$, которому удовлетворяет поле $u^a(x)$, т. е. определяется уравнением

$$\hat{L}_{ab} \Delta^c_{bb'}(x) = (\Box - m^2)\, \Delta^c(x) = -\delta(x). \qquad (22)$$

Поэтому ее фурье-образ содержит полюс $(k^2 - m^2 + i\varepsilon)^{-1}$, а не $\delta(k^2 - m^2)$-функцию, т. е. отличен от нуля и при $k^2 \neq m^2$. С этой оговоркой фейнмановские диаграммы можно действительно считать, пожалуй, лучшим из возможных способов описания квантовополевых процессов на классическом языке.

Особенно простые выражения получаются для матричных элементов любого процесса в первом неисчезающем порядке теории возмущений, которым соответствуют так называемые древесные диаграммы, не имеющие замкнутых петель,— в них вовсе нет интегрирований по импульсам. Для

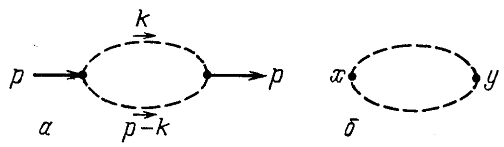

Рис. 1. Однопетлевая диаграмма Фейнмана с двумя скалярными линиями в импульсном представлении (*а*), в координатном представлении (*б*)

основных процессов КЭД такие матричные элементы были, как уже упоминалось, сосчитаны еще в начале 30-х годов и оказались в разумном согласии с опытом (уровень соответствия $10^{-2} - 10^{-3} \sim \alpha$).

Однако попытки вычисления радиационных поправок к этим выражениям, например к формуле Клейна — Нишины — Тамма для комптоновского рассеяния, натолкнулись на весьма специфические трудности. Таким поправкам отвечают на современном языке диаграммы с замкнутыми петлями, содержащие интегралы по импульсам виртуальных частиц, которые в большинстве случаев расходятся в ультрафиолетовой области. Таким образом, сами поправки формально оказываются не только не малыми, но бесконечными.

Так, например, фейнманов интеграл

$$I(p) = \frac{i}{\pi^2} \int \frac{d^4k}{(m^2 - k^2 - i\varepsilon)\,[m^2 - (p-k)^2 - i\varepsilon]}, \qquad (23)$$

отвечающий простейшей однопетлевой диаграмме с двумя скалярными линиями (рис. 1, *а*), оказывается расходящимся. Как видно, в данном случае, расходимость имеет логарифмический характер, так что, если ввести обрезание на верхнем пределе $|k| \to \infty$ интегрирования, можно написать

$$I_\Lambda(p) = \frac{i}{\pi^2} \int\limits_{|k| \leqslant \Lambda} \frac{d^4k}{(m^2 - k^2 - i\varepsilon)\,[m^2 - (p-k)^2 - i\varepsilon]} \xrightarrow[\Lambda \to \infty]{} \ln \Lambda^2 + I_{\text{кон}}(p), \qquad (24)$$

где $I_{\text{кон}}$ — конечное выражение.

Для того чтобы пояснить природу возникшей расходимости, заметим, что интеграл (23) пропорционален фурье-образу диаграммы, записанной в координатном представлении, которая, согласно рис. 1, *б*, равна квадрату пропагатора скалярного поля $\Delta^c(x - y)$. В окрестности светового конуса этот пропагатор имеет особенность

$$\Delta^c(x - y) \sim \frac{1}{4\pi}\,\delta(\lambda) - \frac{i}{4\pi^2}\,\frac{1}{\lambda}, \quad \lambda = (x - y)^2 \qquad (25)$$

и, как видно, представляет собой обобщенную функцию. Операция умножения таких объектов не определена, что и проявляется в расходимости интеграла $I(p)$. По соотношению дополнительности фурье-преобразования большим значениям импульсной переменной k отвечают малые значения 4-интервала λ. Потому физические истоки ультрафиолетовых расходимостей квантовой теории поля лежат в представлении о локальности взаимодействия. Можно сказать, что такие расходимости являются квантовополевыми аналогами бесконечной собственной энергии электромагнитного поля точечного электрона классической электродинамики.

7. РАСХОДИМОСТИ И ПЕРЕНОРМИРОВКИ

Как отмечалось во введении, проблема ультрафиолетовых расходимостей возникла уже на заре существования квантовой электродинамики и была,— во всяком случае, с точки зрения получения однозначных конечных выражений для большинства физически интересных величин — решена в конце 40-х годов на основе идеи о перенормировках.

Суть использованного для исключения ультрафиолетовых расходимостей метода перенормировок состоит в том, что бесконечные эффекты квантовых флуктуации, отвечающих интегрированиям по замкнутым петлям диаграмм, могут быть выделены в аддитивные структуры (подобные первому члену в (24)), которые, как удалось показать, сводятся к поправкам к исходным значениям массы m_0 и заряда e_0 электрона. Иными словами, масса m и константа связи $\alpha = e^2$ меняются за счет взаимодействия с квантовыми вакуумными флуктуациями, т. е., как говорят, перенормируются:

$$m_0 \to m = m_0 + \Delta m = m_0 Z_m, \tag{26}$$

$$\alpha_0 \to \alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha = \alpha_0 Z_\alpha. \tag{27}$$

Из-за расходимостей как радиационные поправки Δm, $\Delta\alpha$, так и мультипликативные факторы перенормировок Z_m и Z_α, оказываются сингулярными.

Для конструктивной реализации программы перенормировок обычно применяют технический прием введения вспомогательной регуляризации, подобный использованному выше импульсному обрезанию. Использование регуляризации позволяет не иметь дела с бессмысленными выражениями вида (23) и проводить промежуточные выкладки на основе конечных, «регуляризованных» приближений, аналогичных (24). По завершению вычислений для возвращения к реальному случаю регуляризацию снимают (например, устремляя импульс обрезания Λ к бесконечности).

Помимо обрезания в квантовой теории поля используются и другие виды регуляризации, например регуляризация Паули — Вилларса (1949), аналитическая регуляризация и размерная регуляризация. Последняя состоит в замене интегрирования по 4-импульсному многообразию некоторой символической операцией, формально соответствующей интегрированию в пространстве импульсов с нецелым числом измерений $D = 4 - 2\varepsilon$, меньшим четырех. Бесконечномалый параметр этой регуляризации е в конце вычислений устремляется к нулю. В последние годы размерная регуляризация, введенная 'т Хоофтом и Вельтманом (1972), получила широкое распространение при вычислениях в квантовополевых моделях, обладающих калибровочной симметрией. Дело в том, что в общем случае введение регуляризации приводит к нарушению свойств симметрии исходной теории, например, введение импульсного обрезания нарушает релятивистскую инвариантность. Технически удобно иметь дело с регуляризацией, «минимально» нарушающей различные свойства инвариантности, среди которых в наши дни важное место занимает калибровочная.

После введения регуляризации выражения типа Δm, Δg, Z_i оказываются явно зависящими от параметра регуляризации и становятся сингулярными лишь в пределе снятия регуляризации. В практических вычислениях для устранения расходимостей обычно используют прием введения в исходный лагранжиан дополнительных слагаемых — так называемых контрчленов. Для этого выражают затравочные массы m_0 и константы связи g_0 через физические m и g формальными соотношениями, обратными (26), (27). Разлагая их в ряды по физическому параметру взаимодействия

$$\begin{aligned} m_0 &= m + gM_1 + g^2M_2 + \ldots, \\ g_0 &= g + g^2G_1 + g^3G_2 + \ldots, \end{aligned} \tag{28}$$

подбирают (сингулярные в пределе снятия регуляризации) коэффициенты M_l, G_l таким образом, чтобы скомпенсировать расходимости в последовательных членах разложения матрицы рассеяния.

Класс моделей квантовой теории поля, для которых такую программу удается последовательно провести во всех порядках теории возмущений и в которых, таким образом, все без исключения ультрафиолетовые расходимости удается убрать в контрчлены (т. е., в конечном итоге в факторы перенормировки масс и констант связи), называют классом перенормируемых теорий. В таких теориях все матричные элементы и функции Грина после завершения перенормировки оказываются выраженными несингулярным образом через физические значения масс и констант связи, а также кинематические или пространственно-временные аргументы.

В перенормируемых моделях, к которым из физически интересных теорий относится квантовая электродинамика, а также освященная традицией псевдоскалярная модель пион-нуклонного взаимодействия юкавского типа, тем самым оказалось возможным совершенно абстрагироваться от «затравочных» параметров исходного лагранжиана, а также от ультрафиолетовых расходимостей, рассматриваемых по отдельности, и полностью характеризовать результаты расчетов заданием конечного числа физических значений масс частиц и констант связи.

Обоснование этой точки зрения появилось в результате тщательного анализа математической природы квантовополевых бесконечностей, опирающегося на теорию обобщенных функций Соболева — Шварца. Ультрафиолетовые расходимости с этой точки зрения являются отражением неопределенности произведений пропагаторов (являющихся обобщенными функциями) при совпадении значений их пространственно-временных аргументов. На этой основе Боголюбовым и его учениками (Боголюбов и Парасюк 1955; Боголюбов и Ширков 1955б; Парасюк 1956; Степанов 1965) была разработана техника такого доопределения произведений причинных пропагаторов, которое обеспечило конечность матрицы рассеяния в произвольных порядках теории возмущений. Итоговое утверждение составляет содержание теоремы Боголюбова — Парасюка (1955, 1957) о перенормировках, а его рецептурная часть — так называемая R-операция — является практической основой получения конечных и однозначных результатов без обращения к контрчленам.

Перенормируемые модели, основанные, как правило, на лагранжианах с безразмерными константами связи, характеризуются логарифмическим характером расходящихся вкладов в перенормировку констант связи и масс фермионов и квадратично расходящимися радиационными поправками к массам скалярных (псевдоскалярных) частиц.

С другой стороны, в неперенормируемых моделях, примером которых могут служить теперь уже отошедшая в прошлое формулировка слабого взаимодействия на основе четырехфермионного лагранжиана Ферми (1934) или же квантовая теория гравитации, не удается собрать все расходимости в агрегаты, перенормирующие небольшое или хотя бы конечное число констант, т. е., на языке R-операции выразить все матричные элементы через соответствующие физические значения масс и зарядов. Неперенормируемым теориям перенормировка не помогает.

8. УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫЕ АСИМПТОТИКИ И РЕНОРМГРУППА

Ультрафиолетовые расходимости в КТП тесно связаны с высокоэнергетическими асимптотиками перенормированных выражений. Например, логарифмической расходимости $\ln \Lambda^2$ регуляризованного фейнмановского интеграла (24) отвечает логарифмическая асимптотика

$$\ln(\mu^2 p^{-2}) + \mathrm{const} + O(m^2 p^{-2}) \quad \text{при} \quad p^2 \gg m^2 \tag{29}$$

его конечной части $I_{\text{кон}}(p)$, а, следовательно, и соответствующего перенормированного выражения. При этом численный коэффициент перед ультрафиолетовым импульсным логарифмом в асимптотике (29) в точности равен коэффициенту перед расходящимся логарифмом в регуляризованном интеграле (24).

Поскольку в перенормируемых моделях с безразмерными константами связи расходимости имеют в основном логарифмический характер, ультрафиолетовые асимптотики более сложных фейнмановских интегралов имеют здесь типичную структуру полиномов по степеням ультрафиолетовых логарифмов

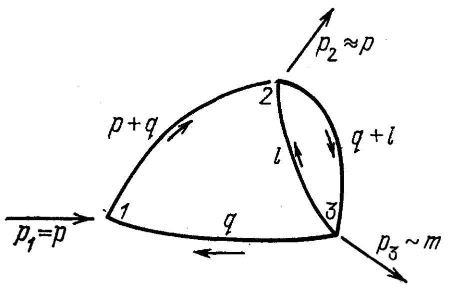

Рис. 2. Двухпетлевая диаграмма в скалярной модели φ^4, рассматриваемая в асимптотике $|p_1| \sim |p_2| = p \gg m$, $p_3 \sim m$

$l = \ln(p^2/\mu^2)$, где p — большой 4-импульс, а μ — некоторый параметр размерности массы, естественным образом возникающий в процессе вычитания бесконечностей. В качестве примера рассмотрим интеграл

$$\left(\frac{i}{\pi^2}\right)^2 \int \frac{dq}{(m^2-q^2)[m^2-(p+q)^2]} \int \frac{dl}{(m^2-l^2)[m^2-(q+l)^2]}, \tag{30}$$

соответствующий 2-петлевой диаграмме, изображенной на рис. 2.

Нетрудно видеть, что «внутренний» интеграл по 4-импульсу l совпадает с рассмотренным выше однопетлевым интегралом (23). Если провести его регуляризацию и вычитание в первую очередь, то мы получим для (30)

$$\frac{i}{\pi^2} \int \frac{dq}{m^2-q^2} \frac{I_{\text{кон}}(q)}{m^2-(p+q)^2}.$$

Учитывая, что $I_{\text{кон}}(q)$ при больших q имеет логарифмическую асимптотику (29), видим, что рассматриваемый 2-петлевой интеграл $I^2(p)$ в целом расходится как квадрат логарифма $\ln^2 \Lambda$. В соответствии с этим после вычитания

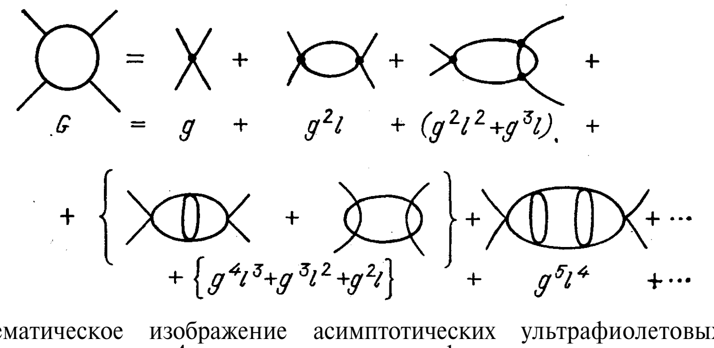

Рис. 3. Схематическое изображение асимптотических ультрафиолетовых вкладов в 4-хвостную вершинную функцию

его конечная часть будет иметь ультрафиолетовую асимптотику вида l^2. В общем случае ν-петлевая фейнмановская диаграмма после перенормировки расходимостей в ультрафиолетовой области представима полиномом степени ν

$$I^\nu(p) \approx a_\nu l^\nu + b_\nu l^{\nu-1} + \ldots + z_\nu + O\left(\frac{m^2}{p^2}\right).$$

Рассмотрим теперь совокупность диаграмм с «заданной кинематикой», т. е. с фиксированным числом внешних линий и соответствующих 4-импульсных аргументов, например подобную изображенной на рис. 3. Такая совокупность образует сильносвязную, или одночастично-неприводимую, вершинную функцию, через которую может быть выражен матричный элемент подходящего физического процесса.

Ультрафиолетовая асимптотика $G(p)$ определяется соответствующей суммой по ν:

$$G(p;\ q)=g\sum_{\nu}a_{\nu}(gl)^{\nu}+g^{2}\sum_{\nu}b_{\nu-1}(gl)^{\nu-1}+\ldots \tag{31}$$

Первый член правой части представляет сумму так называемых старших или «главных» логарифмов, второй член — сумму «следующих за главными» логарифмов и т. д. Ясно, что при достаточно больших значениях p^2 рост логарифма l компенсирует малость параметра теории возмущений g. Вследствие этого для определения асимптотики G необходимо уметь определять достаточно высокие члены возникающих сумм и выполнять бесконечное суммирование. Суммирование главных логарифмов в КЭД впервые было проведено Ландау, Абрикосовым и Халатниковым (1954) путем решения системы приближенных интегральных уравнений для пропагаторов и вершинной функции. Общий метод определения главных и последующих логарифмических вкладов дает ренормализационная группа.

В основе метода лежит свойство инвариантности перенормированных матричных элементов и полных (т. е. включающих радиационные поправки) функций Грина, в том числе вершинных, относительно так называемых ренормализационных, или перенормировочных, преобразований. Ренормгруппа была открыта Штюкельбергом и Петерманом (1953). Ее образуют непрерывные однопараметрические преобразования константы (констант) связи и сопутствующие им преобразования пропагаторов и вершинных функций.

Математический аппарат ренормгруппы может быть сформулирован с помощью функциональных уравнений, впервые записанных для КЭД Гелл-Манном и Лоу (1954), которые выражают закон групповой композиции или на языке соответствующих дифференциальных уравнений, введенных Боголюбовым и Ширковым (1955в, г). В этом формализме центральную роль играет специфическая функция — так называемая эффективная, или инвариантная, константа связи $\bar{g}(k^2)$. Эта функция представляет собой квантовый аналог числовой константы g, входящей в исходный лагранжиан. Поясним суть дела на примере КЭД. Вакуумные флуктуации приводят здесь к эффекту пространственной экранировки электрического заряда электрона e, аналогичному явлению экранировки стороннего заряда, внесенного в поляризуемую среду в электростатике. Для измерения заряда электрона его следует поместить в электромагнитное поле и «прощупать» с помощью квантов этого поля. При этом оказывается, что квант-пробник на пути к электрону может виртуально диссоциировать на электрон-позитронную пару, которая и образует эффективный диполь квантовополевого вакуума, производящий эффект экранировки, который является функцией расстояния от электрона. Тем самым за счет вакуумных флуктуации числовой параметр — заряд электрона e — превращается в функцию эффективного заряда $\bar{e}(r)$. Обычно используют квадрат фурье-образа этой функции $\bar{\alpha}(k^2)$, которая оказывается растущей функцией своего аргумента, что качественно соответствует картине классической экранировки.

Сравнение с опытом позволяет теперь определить значение функции $\bar{\alpha}$ при каком-либо фиксированном значении ее аргумента $k^2=\mu^2$, так что $\bar{\alpha}(\mu^2)=\alpha_{\mu}$. Параметр μ размерности массы характеризует 4-импульс фотона (или частоту электромагнитного поля), используемого для измерения заряда электрона. Обычно принятый в классической электродинамике способ определения заряда соответствует выбору $\mu=0$, так что $\bar{\alpha}(0)=1/137$. Это «милликеновское» значение обычно также используется для параметризации физических результатов в КЭД. В общем случае, однако, для такой параметризации можно использовать любую пару значений μ и α_μ, физически эквивалентную (т. е. лежащих на одной и той же кривой $\bar{\alpha}(k^2)$, в плоскости k^2, α, фиксированной условием $\bar{\alpha}(0) = 1/137$) милликеновскому значению. Различные параметризации совершенно равноправны между собой и измеряемые на опыте физические величины (вероятности процессов), не зависят от конкретного выбора той или иной из них. Эта свобода выбора и отвечает ренормализационной инвариантности. Ренормгрупповое преобразование соответствует переходу от одной из параметризаций $[\mu_1, \bar{\alpha}(\mu_1^2) = \alpha_1]$ к какой-либо другой $[\mu_2, \bar{\alpha}(\mu_2^2) = \alpha_2]$.

Метод ренормализационной группы позволяет эффективно комбинировать информацию из теории возмущений со свойствами ренорминвариантности. Технически это выполняется на основе дифференциальных групповых уравнений. В итоге получают выражения, которые, с одной стороны, обладают надлежащим групповым свойством, а с другой — соответствуют использованным членам теории возмущений.

Например, в КЭД эффективный заряд $\bar{\alpha}$ в нижнем порядке теории возмущений представляется выражением

$$\bar{\alpha}(x, \alpha) = \alpha + \alpha^2 (3\pi)^{-1} \ln x, \quad x = -p^2\mu^{-2} \gg 1. \tag{32}$$

Основанное на нем однопетлевое ренормгрупповое приближение

$$\alpha_1(x, \alpha) = \frac{\alpha}{1 - (\alpha/3\pi) \ln x}, \tag{33}$$

имеющее вид геометрической прогрессии, представляет собой результат вычисления суммы первого слагаемого правой части (31).

Выражение (33), впервые полученное к середине 50-х годов (Ландау и др., 1954) еще до создания метода ренормгруппы, приобрело широкую известность, поскольку рассматривалось некоторыми авторами (см., например, (Ландау и Померанчук, 1955) и (Ландау, 1955)) как свидетельство внутренней трудности локальной квантовой электродинамики. Как видно, это выражение обладает так называемым «призрачным» полюсом при $p^2 = -\mu^2 \exp(3\pi/\alpha)$, положение и знак вычета которого противоречат ряду общих свойств локальной КТП. С возможным существованием подобного полюса тесно связана проблема так называемого «нуль-заряда», т. е. обращения в нуль величины перенормированного заряда при любом фиксированном значении затравочного заряда в исходном лагранжиане. Трудность призрачного полюса трактовалась в середине 50-х годов как доказательство внутренней противоречивости КЭД, а обобщение этого результата на перенормируемые традиционные пион-нуклонные модели сильных взаимодействий — как указание на противоречивость всей локальной КТП в целом.

Однако такие кардинальные заключения, сделанные лишь на основе формул приближения «главных» логарифмов, оказываются поспешными. Если исходить из двухпетлевого приближения

$$\bar{\alpha}(x, \alpha) = \alpha + \frac{\alpha^2}{3\pi} l + \frac{\alpha^3}{9\pi^2} l^2 + \frac{\alpha^3}{12\pi^2} l, \quad l = \ln x, \tag{34}$$

т. е. учесть «следующие за главными» логарифмические вклады, то метод ренормгруппы приводит к выражению

$$\bar{\alpha}_2(x, \alpha) = \frac{\alpha}{1 - (\alpha/3\pi)\, l + (3\alpha/4\pi) \ln [1 - (\alpha/3\pi)\, l]}, \tag{35}$$

представляющему собой сумму первых двух бесконечных сумм из правой части (8.3). Как видно, при росте произведения αl двухпетлевая поправка в знаменателе (8.7) становится существенной и сдвигает положение призрачного полюса. Как можно показать в рамках метода ренормгруппы, область применимости выражений (33) и (35) ограничена условием $\bar{\alpha} \ll 1$. Таким образом, парадокс феномена призрачного полюса, или обращения заряда в нуль оказывается призрачным — решить, действительно ли эта трудность появляется в теории, можно было бы только, если бы мы умели получать недвусмысленные результаты в области сильной связи $\bar{\alpha} \gtrsim 1$. До тех пор нам остается лишь тот вывод, что, в применении к спинорной электродинамике, теория возмущений не является, несмотря на безусловную малость параметра разложения α, логически замкнутой теорией.

Для квантовой электродинамики, впрочем, эту проблему можно была считать чисто академической (Ландау, 1955), поскольку согласно (33) даже при гигантских энергиях $\sim 10^{15}$—10^{16} ГэВ, рассматриваемых в современных попытках объединения взаимодействий, условие $\bar{\alpha} \ll 1$ не нарушается. Гораздо серьезнее представлялось положение в квантовой мезодинамике — теории взаимодействия псевдоскалярных мезонных полей с фермионными нуклонными, представлявшейся к началу 60-х годов единственным кандидатом на роль перенормируемой модели сильных взаимодействий. В ней эффективная константа связи была велика при обычных энергиях, а явно неправомочное рассмотрение по теории возмущений приводило к тем же трудностям нуль-заряда.

В результате всех описанных исследований сложилась несколько пессимистическая точка зрения на дальнейшие перспективы перенормируемых КТП. Представлялось, что качественное разнообразие перенормируемых КТП ничтожно — для любой перенормируемой модели все эффекты взаимодействия — для малых констант связи и умеренных энергий — ограничивались ненаблюдаемым изменением констант свободных частиц и тем, что между состояниями с такими частицами возникали квантовые переходы, к вероятностям низшего приближения которых теперь можно было вычислять (малые) поправки старших. К большим же константам связи, или асимптотически большим энергиям, имеющаяся теория — опять независимо от конкретной модели — была неприменима. Единственным (правда, блестящим) удовлетворяющим этим ограничениям приложением к реальному миру оставалась квантовая электродинамика. Надежды новых результатов связывались только, может быть, с развитием негамильтоновых методов (например, аксиоматических) или же методов, не использующих разложения по постоянной связи. Большие надежды возлагались на дисперсионные соотношения и исследование аналитических свойств S-матрицы. Многие физики стали искать выхода из трудностей на пути неканонических направлений — нелинейных, нелокальных, недефинитных и т. п.

Источником новых взглядов на положение в квантовой теории поля явилось открытие новых теоретических фактов, связанных с неабелевыми калибровочными полями.

9. КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПОЛЯ *)

Неабелевы калибровочные поля были введены Ц. Н. Янгом и Р. Л. Миллсом в 1954 г. по аналогии с электромагнитным полем, исходя примерно из следующих соображений.

Если теория инвариантна относительно некоторой группы глобальных калибровочных преобразований фигурирующих в ней полей $u^a(x)$ (например, относительно поворотов в изотопическом пространстве или лоренцевых поворотов системы отсчета, или т. п.), то мы всегда можем превратить эту глобальную инвариантность в локальную, т. е. допустить свои повороты в

*) Вопросы ранней истории вхождения концепции калибровочного поля в физику освещены в обзоре Окуня (1984); специально хотелось бы отметить работу Фока (1926), которому принадлежит конкурирующий термин «градиентное преобразование».

каждой 4-точке x, если заменим всюду обычные производные на «удлиненные»

$$\partial_\mu u^a(x) \to (D_\mu u)^a \equiv \partial_\mu u^a - igB^{ab}_{0\mu}u^b, \tag{36}$$

добавляя к набору полей системы «чисто градиентное» компенсирующее поле

$$B^{ab}_{0\mu}(x) = i\,(\Lambda^{-1}(x))^{ac}\,\partial_\mu \Lambda^{cb}(x). \tag{37}$$

Тогда для удлиненных (ковариантных) производных будет выполняться такой же закон преобразования, что и для самих полей $u^a(x)$, если преобразовывать поле B_0 по правилу

$$B'^{ab}_{0\mu}(x) = (S^{-1})^{ac}\,B^{cd}_{0\mu}(x)\,S^{db} + i\,(S^{-1})^{ac}\,\partial_\mu S^{cb}, \tag{38}$$

обобщающему калибровочное преобразование электромагнитного потенциала. Такая процедура возможна всегда и не влечет за собой никаких физических следствий.

Новый эффект возникает, если мы расширим понятие калибровочного поля, перейдя от «чисто градиентного» поля B_0 к произвольно зависящему от координат полю B:

$$B_{0\mu}(x) \Rightarrow B_\mu(x),$$

не представимому обязательно в форме (37), но с теми же самыми квантовыми числами и с тем же законом преобразования (38). Нетривиальность расширения проявляется в том, что ковариантные производные (36) перестают быть перестановочными, и их коммутатор образует калибровочно-ковариантный объект, преобразующийся по присоединенному представлению группы G, — тензор напряженностей калибровочного поля

$$F_{\mu\nu} = -i\,(D_\mu D_\nu - D_\nu D_\mu) = \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu + ig\,(B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu) \tag{39}$$

(легко видеть, что для «чисто градиентного» поля (37) он равен нулю). Такое расширение меняет теоретическую схему и может быть оправдано (или — опровергнуто) только согласием или несогласием с опытом, который дает примеры и того и другого *).

Динамика взаимодействия полей материи $u^a(x)$ с калибровочным полем полностью характеризуется тем, что в их лагранжиане обычные производные заменяются удлиненными D_μ, и добавляется инвариантный лагранжиан свободного калибровочного поля

$$L(B) = -\frac{1}{4}\,\mathrm{Tr}\,(F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}). \tag{40}$$

Потенциал $B^{ab}_\mu(x)$ вставить в лагранжиан нельзя, поскольку это нарушило бы калибровочную инвариантность. Поэтому кванты поля Янга — Миллса, как и кванты электромагнитного поля, безмассовы.

В отличие от абелева электромагнитного случая поле Янга — Миллса не диагонально по групповому индексу, и испускание (или поглощение) янг-миллсова кванта влечет за собой изменение «зарядового» состояния испускающей частиц. Однако главное отличие состоит в том, что тензор неабелева поля $F^{ab}_{\mu\nu}$ нелинейно выражается через потенциал B^{ab}_μ, вследствие чего нелинейными оказываются уже уравнения движения «свободного» поля в отсутствие материи: говорят, что сами кванты поля Янга — Миллса заряжены. Из-за этого у них нет привычных решений типа плоских волн, описывающих свободные частицы, от которых мы обычно отталкиваемся при квантовании.

Зато хорошо знакомая по случаю электромагнитного поля трудность с сингулярностью лагранжиана полностью переходит в теорию Янга—Миллса.

*) Позитивный опыт давно дает электродинамика. Негативным примером может служить, скажем, закон сохранения барионного заряда, которому, насколько мы можем судить, не отвечает никакого безмассового калибровочного поля.

Из (39) и (40) видно, что обобщенные импульсы $\pi_0^{ab}(x)$, канонически сопряженные компоненте $B_0^{ab}(x)$ потенциала, тождественно обращаются в нуль. Таким образом, включающая калибровочные поля теория представляет собой систему со связями, что делает ее квантование обычными методами невозможным *). Это обстоятельство, равно как и видимое отсутствие в природе безмассовых векторных частиц — помимо фотонов,— ограничило интерес кнеабелевым полям, и более десяти лет их рассматривали скорее как изящную безделушку, не имеющую отношения к реальному миру.

Положение изменилось ко второй половине 60-х годов, когда в рамках разработанной Дираком (1950, 1951а, 1958, 1964, 1966) обобщенной гамильтоновой динамики, научившей нас, как надо переходить к квантовому описанию для систем со связями, удалось проквантовать поле Янга — Миллса методом континуального интегрирования, выяснив, что как чистое безмассовое поле Янга — Миллса, так и такое поле, взаимодействующее с фермионами, перенормируемы.

Континуальный интеграл для формулировки квантовой динамики был введен Фейнманом (1948а), который опирался на ту высказанную Дираком еще в 1933 г. идею, что временну́ю эволюцию квантовой системы за конечный интервал времени можно представить в виде композиции большого числа эволюции по малым временным интервалам. Функция конечного преобразования предстает при этом в форме многократного интеграла от произведения большого числа «элементарных» функций преобразования по возможным значениям динамических переменных в промежуточные моменты времени. Уменьшая размеры малых временны́х интервалов и неограниченно увеличивая число промежуточных интегрирований, приходим к новому представлению квантовых амплитуд через бесконечнократные интегралы. В квантовой механике систем с малым числом степеней свободы эти интегралы известны как интегралы по путям, а в квантовой теории поля как функциональные интегралы. В квантовой теории поля континуальный интеграл является функциональным интегралом, поскольку интегрирование проводится по всевозможным значениям полевых функций во всем пространстве-времени. Оказалось, что новый объект обладает многими свойствами обычного интеграла, допуская, например, интегрирование по частям, а также замену переменных интегрирования. Именно вследствие этого формализм континуального интеграла оказался удобным при исследовании эффектов преобразования полевых функций, чем и объясняется его роль при квантовании калибровочных полей.

Вслед за квантованием чистого поля Янга —Миллса (Попов и Фаддеев, 1967, а также де Витт, 1967) удалось решить задачу «мягкого» введения массы квантам калибровочного поля, не нарушающего калибровочной симметрии. Этот прием использует идею о так называемом спонтанном нарушении симметрии, разработанную Боголюбовым (1961) для задач квантовой статистики и состоящую в том, что при выполнении определенных условий могут реализоваться несимметричные решения задач, обладающих определенной симметрией. Для квантовополевого воплощения механизма спонтанного нарушения симметрии пришлось прибегнуть к использованию дополнительного скалярного поля, нарушающего стабильность симметричного нижнего состояния системы полей. Это поле называется полем Хиггса, а прием, доставляющий массу квантам калибровочных полей,— механизмом Хиггса (1964).

В конце 60-х — начале 70-х годов было также установлено ('т'Хоофт, 1971; Славнов, 1972), что механизм Хиггса не нарушает свойства перенормируемости калибровочных квантовых взаимодействий. Это позволило уже в конце 60-х годов построить объединенную перенормируемую теорию слабых

---

*) В электромагнитном случае эту трудность обходят с помощью впервые примененного Ферми (1929, 1932) искусственного приема. Для поля Янга — Миллса этот прием приводит к нарушению унитарности (Фейнман, 1963).

и электромагнитных взаимодействий — так называемую модель Салама — Вайнберга — Глэшоу *).

Группой симметрии этой модели является прямое произведение U (1) на SU (2), в соответствии с чем она содержит две константы связи g_1 и g_2 **). Переносчиками слабого взаимодействия в ней являются тяжелые векторные бозоны — кванты неабелева калибровочного поля группы SU (2). За прошедшие полтора десятилетия модель получила хорошее подтверждение на опыте. Триумфальным моментом явилось экспериментальное открытие промежуточных векторных $W^{\pm}$ и Z^0-частиц, со значениями масс ~80—90 ГэВ, предсказанными теорией. К настоящему времени остается нерешенным вопрос обнаружения квантов поля Хиггса — так называемых хиггсовских скалярных мезонов.

Вслед за построением объединенной SU (2) $\times$ U (1)-теории в начале 70-х годов было обнаружено замечательное свойство неабелевых квантовых полей — свойство асимптотической свободы. Если рассматривать нелинейные члены самодействия поля Янга — Миллса как малое возмущение к «линейному» приближению плоских волн, на базе которого производится квантование, то возникающие при учете этого самодействия радиационные поправки обладают необычайными свойствами. Знаки главных логарифмических вкладов от этих поправок оказываются противоположными знаку таких поправок в КЭД (и других известных перенормируемых моделях). Так, например, в калибровочной теории группы SU (3), при наличии n сортов фермионных полей материи, однопетлевое приближение теории возмущений для эффективной константы связи имеет вид

$$\bar{\alpha}_s(k^2,\ \alpha_s) = \alpha - \alpha^2\beta(n)\ln\frac{k^2}{\mu^2},\quad \beta(n) = \frac{33-2n}{12\pi}.$$

Этому соответствует ренормгрупповая формула

$$\bar{\alpha}_s(k^2) = \frac{\alpha_s}{1+\alpha_s\beta(n)\ln(k^2/\mu^2)}. \tag{42}$$

Как видно, при достаточно малых значениях n числовая константа $\beta(n)$ положительна и переход к ультрафиолетовому пределу оказывается свободным от трудности призрачного полюса, причем в пределе $k^2 \to \infty$ эффективная $\bar{\alpha}_s$ стремится к нулю.

Этот феномен самовыключения сильного кварк-глюонного взаимодействия на малых расстояниях, обнаруженный Гроссом и Вильчеком, а также Политцером в 1973 г. и получивший название асимптотической свободы, позволил понять партонную структуру адронов, установленную в конце 60-х годов в опытах по глубоконеупругому лептон-адронному рассеянию. Вследствие этого он явился одним из краеугольных камней при закладке здания современной теории сильных взаимодействий на хромодинамическом фундаменте.

Симметрийной основой квантовой хромодинамики (далее — КХД) выступает группа SU (3) преобразований в пространстве внутренних, так называемых цветовых переменных. Гипотеза о новом квантовом числе была введена (Боголюбов, Струминский, Тавхелидзе, 1965, а также Хан и Намбу, 1965) для того, чтобы разрешить проблему соответствия кварковой составной модели адронов с запретом Паули. В соответствии с этой гипотезой каждый из кварков должен существовать в трех модификациях, причем «правила сложения» для новой степени свободы напоминают, как было затем замечено, пра-

---

*) Начиная примерно с этого места, ссылки на оригинальные работы приобретают спорадический характер. Для более полного представления мы отсылаем читателя к обзорным публикациям, приведенным в конце нашего списка литературы.

**) Электромагнитная константа выражается их комбинацией:

$$e = g_1 g_2 (g_1^2 + g_2^2)^{-1/2}. \tag{41}$$

вила сложения цветов спектра. На языке этой аналогии с кварками ассоциируют три основных цвета, а наблюдаемые адроны, которые все суть синглеты цветовой группы, оказываются бесцветными или белыми. Цвет таким образом непосредственно не наблюдаем.

Гипотеза калибровочного механизма кварковых взаимодействий приводит к новому калибровочному векторному полю, кванты которого — глюоны — переносят взаимодействие. Подобно кваркам глюоны несут цветовой заряд, но существуют в 8-ми разновидностях. Новый калибровочный механизм занял место механизма Юкавы как основы сильных взаимодействий.

Более детальное сравнение с опытом при значениях переданного импульса $Q^2 \gg 100$ ГэВ^2 показало, что в этой области $\alpha_s \leqslant 1/5$, вследствие чего связь оказывается достаточно слабой для того, чтобы можно было использовать перенормированную теорию возмущений. Здесь вместо (42) обычно используют запись

$$\bar{\alpha}_s(Q^2) = \frac{1}{\beta \ln(Q^2/\Lambda^2)}, \quad \Lambda^2 = \mu^2 \exp\left(-\frac{\beta}{\alpha}\right). \tag{43}$$

Причем так называемый параметр шкалы квантовой хромодинамики, характеризующий область выхода в сильную связь, оказывается примерно равным $\Lambda \approx 200$—100 ГэВ. Выход из области слабой связи происходит при уменьшении Q^2 примерно до значений ~10 ГэВ^2, что соответствует расстояниям $\sim 10^{-14}$ см. Здесь мы попадаем в область традиционных адронных представлений, где, как хорошо известно, кварк-глюонные степени свободы не проявляются.

Таким образом, перед новой теорией, уже давшей количественное описание сильных взаимодействий в области больших переданных импульсов, стоит задача объяснения основных свойств физики адронов, а также феномена ненаблюдаемости кварков и глюонов — явления удержания, или конфайнмента. Пока еще не имеется надежных сведений о том, что дает КХД в области малых передач и больших расстояний. Здесь приходится использовать гипотезу о том, что нелинейные эффекты глюодинамики приводят к такому возрастанию сил притяжения между цветными объектами с ростом расстояния, которое не позволяет кваркам и глюонам расходиться на расстояния, превышающие 10^{-14} см.

Актуальность задач сильной связи привела к развитию методов исследования калибровочных теорий, не использующих представления о слабости взаимодействия и метод теории возмущений. Такой непертурбативный подход к КХД был развит на основе представления континуального интеграла.

Важные результаты были получены с помощью развитой несколько ранее для задач квантовой статистики процедуры вычисления континуального интеграла методом функционального перевала, аналогичному методу перевала в теории функций комплексного переменного. Для ряда достаточно простых моделей этим путем было выяснено, что квантовополевые величины, рассматриваемые как функции константы связи g, имеют вблизи точки $g = 0$ особенность характерного типа $e^{-1/g}$, и что — в полном соответствии с этим — коэффициенты f_n степенных разложений $\sum_n f_n g^n$ теории возмущений растут при больших n факториально: $f_n \sim n!$. Тем самым была конструктивно подтверждена высказанная еще в начале 50-х годов гипотеза о неаналитичности теории по заряду.

В подобных вычислениях важную роль играют аналитические решения нелинейных классических уравнений движения для полевых функций, имеющие локализованный характер (солитоны и — в евклидовом варианте — инстантоны). Эти решения, доставляющие минимум функционалу действия, являются аналогом стационарных точек в обычном методе перевала. Разлагая полевые переменные интегрирования в окрестности этих «перевальных» решений, сводят задачу к линеаризованным уравнениям поля, решения которых необходимы для приближенного вычисления континуального интеграла по «линии наискорейшего спуска» в функциональном пространстве.

На квантовом языке речь идет о структуре вакуумного состояния калибровочной системы нелинейных полей, состояния, которому соответствуют отличные от нуля вакуумные средние произведений полевых операторов (см., например, обзоры Вайнштейна и др., 1977,1982). Эти конденсатные средние представляют собой непертурбативные эффекты, неалитически зависящие от константы связи.

Косвенные сведения о подобных эффектах получают с помощью правил сумм, а также в рамках представления функционального интеграла с помощью специальных методов так называемой контурной динамики, в которой вместо векторных полевых функций $B_\mu(x)$, зависящих от точки x в 4-мерном пространстве-времени, вводят новые динамические переменные (вильсоновскую петлю), функционально зависящие от значений B_μ на некотором замкнутом контуре Г, расположенном в **пространственно-временно́м многообразии.** Таким путем удается на единицу уменьшить размерность множества независимых переменных и, в ряде случаев, значительно упростить формулировку квантовой задачи.

Ряд успешных исследований недавно был выполнен с помощью численного вычисления континуальных интегралов, приближенно представленных в виде повторных интегралов высокой кратности. Для такого представления вводят дискретную решетку в исходном пространстве (конфигурационных) переменных. Подобные, как их называют, вычисления на решетке для реалистических моделей требуют использования ЭВМ особо большой мощности, вследствие чего начинают становиться доступными лишь в самое последнее время. Здесь, в частности, методом Монте-Карло был проведен обнадеживающий расчет масс и аномальных магнитных моментов адронов на основе квантово-хромодинамических представлений.

Таким образом, исследование полевой модели, предложенной Янгом и Миллсом, выяснило, что удовлетворяющие требованию перенормируемости модели могут обладать совершенно неожиданным богатством содержания. В частности, произошло разрушение наивной веры в то, что спектр взаимодействующей системы качественно аналогичен спектру свободной и отличается от него только сдвигом уровней и, может быть, появлением небольшого числа связанных состояний. Оказалось, что спектр системы со взаимодействием (адроны) может не иметь ничего общего со спектром свободных частиц (кварки и глюоны) и поэтому может даже не давать совсем никаких указаний на то, поля каких сортов надо включать в элементарный микроскопический лагранжиан.

Здесь уместно подчеркнуть, что как установление этих важнейших качественных особенностей, так и проведение подавляющей части количественных расчетов в КХД основаны на комбинации вычислений по теории возмущений с требованиями ренормгрупповой инвариантности. Иными словами, метод ренормгруппы стал, наряду с перенормированной теорией возмущений, одним из основных расчетных средств современной КТП.

10. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оглядываясь назад, можно сказать, что, после примерно 30-летнего периода поступательного развития, в середине 50-х годов для квантовой теории поля наступили «смутные времена», когда получили значительное распространение различные полуфеноменологические и даже альтернативные подходы, а термины «теория элементарных частиц» и «квантовая теория поля» для большинства физиков имели различное содержание. Однако в этот период в недрах теории происходили малозаметные поверхностному наблюдателю глубинные процессы, которые из-за своей оторванности от сиюминутных физических нужд получили тогда официальный статус «теоретической теории».

В конце концов эти процессы привели к фундаментальным достижениям, связанным в первую очередь с созданием квантовой теории калибровочных полей, в результате чего примерно с конца 60-х годов ситуация стала меняться в обратную сторону. Квантовая теория поля, дополненная принципом калибровочной симметрии и базирующаяся на новой, кварковой, основе, быстро вернулась на авансцену, заняв прочные позиции не только в электродинамике, но и в теории слабых и сильных ядерных взаимодействий. Тем самым спираль развития частиц и их взаимодействий как бы совершила оборот, поднявшись на новую качественную ступень.

С идейной точки зрения главный результат сводится к открытию простого и универсального механизма построения динамики релятивистских квантовых полей, основанного на калибровочной симметрии: «в основе динамики лежит симметрия». Реализация этого тезиса существенно упростила логическую основу теории взаимодействия полей, придала ей черты универсальности. Однако этот прогресс возник на довольно сложной основе.

Явная формулировка калибровочной динамики, органически связанной с групповым характером симметрийных преобразований, существенно использует язык теории непрерывных групп. Наряду с этим разработка формализма квантования калибровочных полей привела к более широкому употреблению представления функционального интеграла. Вследствие этого математический аппарат теории групп Ли, а также и методы функционального анализа к настоящему времени превратились в повседневный рабочий инструмент в области теории частиц.

В то же время простота калибровочного механизма базируется на довольно сложных физических понятиях. Здесь мы имеем в виду два совершенно различных фактора. Один из них связан с общей мотивировкой локальных калибровочных преобразований, апеллирующей к ненаблюдаемости фазы комплексного поля. Второй — с невозможностью прямо наблюдать цветовую степень свободы, лежащую в основе калибровочной симметрии, приводящей к КХД, и тем самым к только опосредствованной — через интерпретацию происходящего внутри адронов — наблюдаемости кварков и глюонов.

Таким образом можно проследить две тенденции. Одна из них, в данном контексте — определяющая, заключается в последовательном упрощении логической схемы теории частиц, уменьшении числа независимых основных физических предположений и параметров, происходящем на фоне стремительного роста количества наблюдательных фактов и закономерностей (в том числе числа частиц, квантовых чисел, приближенных симметрии). Вторая, сопутствующая — в значительной степени затрудняющая распространение новых идей и их восприятие широкими кругами физиков,— состоит в усложнении математического аппарата и повышении степени физической абстракции. КТП становится все более опосредствованной. К неадекватности понятия траектории электрона добавилась отмеченная выше невозможность асимптотического — в свободном состоянии — наблюдения квантов полей сильных взаимодействий и квантового числа «цвет». Все более утверждается представление о вакууме как о сложном состоянии, имеющем мало общего с физической пустотой. Можно сказать, что в современной теории микромира мы встречаемся с более высоким, по сравнению с квантовой механикой, уровнем абстракции основополагающих физических представлений. Эта, непрерывно меняющаяся, картина замечательным образом перекликается с предвидениями Дирака, приведенными в начале этой статьи.

Имеется, однако, и еще один важный аспект, на который следует обратить внимание. Последовательное повышение уровня математизации являлось характерной чертой теоретической физики на протяжении всей ее истории. Аккумулятором новых математических методов, а в некоторых случаях и стимулятором их развития в недрах самой математики, всегда служили наиболее передовые разделы физической теории. Такую роль в недавнем прошлом играли теории электромагнетизма, кинетическая теория материи, теория относительности и квантовая механика. Приняв эстафету, КТП широко использовала обобщенные функции, теорию непрерывных групп и функциональный интеграл. Следует отметить, что КТП не только быстро «осваивает» новые разделы математики, но и без промедления «передает» вновь созданные теоретические методы в прочие разделы физической теории.

Известным примером такого рода являются техника диаграмм Фейнмана, а также связанное с ней представление функционального интеграла, уже в 50-х годах использованные в квантовой статистике, а затем и в некоторых других направлениях теоретической физики, рассматривающих системы с большим числом степеней свободы.

Яркую иллюстрацию дает метод ренормгруппы. Спустя три десятилетия после его открытия в КТП он превратился в плодотворный метод исследования в теории критических явлений, теории турбулентности, некогерентной теории переноса, теории перколяции и других, физически далеких друг от друга областях теоретической физики.

Еще одним примером может служить практика использования современных быстродействующих ЭВМ для проведения алгебраических преобразований и аналитических и символьных вычислений. Эта область применения вычислительных машин, реализованная примерно в середине столетия, в 70-х годах была успешно применена к задаче аналитического вычисления диаграмм Фейнмана в высших порядках теории возмущений, для чего были созданы специальные системы программ. В дальнейшем, в значительной мере благодаря усилиям теоретиков-полевиков, появились системы программ для аналитических вычислений более общего характера. Эти универсальные системы получили разнообразные применения в различных разделах теоретической физики, механики и математики.

Таким образом, можно сказать, что КТП выступает в пионерской роли создателя и распространителя новейшей «математической технологии» в области точных наук, в значительной мере определяя математический уровень современного естествознания.

В то же время, как отмечалось выше, современная теория частиц и их взаимодействий играет роль генератора все более сложных физических представлений и образов, которые постепенно входят в употребление в соседних областях, например в астрофизике и в физике ядра, проникая в сознание физиков других специальностей, а вслед за тем и более широкой аудитории.

Возвращаясь к существу современного состояния КТП, отметим, что,- несмотря на весьма впечатляющие успехи, перед ней стоят серьезные нерешенные проблемы.

В стандартной теории электрослабых взаимодействий все больше беспокойства вызывает проблема хиггсова бозона, который ускользает от экспериментального наблюдения. Здесь следует сказать, что сам механизм Хиггса, доставляющий массу W- и Z-бозонам путем «мягкого» нарушения калибровочной симметрии, несмотря на известную элегантность, нарушает общий тезис о том, что динамика определяется симметрией, и в целом выглядит довольно искусственным приемом.

В теории сильных взаимодействий не удается получить убедительное объяснение фундаментальному свойству конфайнмента кварков и глюонов, исходя из основных уравнений КХД. Лишь в самое последнее время появились качественные указания на возможность получения явления удержания на основе квантовохромодинамических расчетов, проведенных методом Монте-Карло на решетке. В целом задача понимания структуры вакуумного состояния неабелевых калибровочных полей еще далека от решения.

Следует подчеркнуть, что существенный прогресс, достигнутый в основном за последние 15 лет, относится почти исключительно к механизму взаимодействия полей и частиц. Что же касается количественного описания свойств частиц (например, значений масс); исходя из первых принципов, то здесь, успехи являются пока еще более скромными.

Напомним, что прогресс в наблюдении свойств частиц и резонансных состояний дал в руки теоретикам обильный материал, который привел к обнаружению новых квантовых чисел (изотопический спин, странность, чарм и т. п.) и построению отвечающих им так называемых нарушенных симметрии и соответствующих систематик. Это в свою очередь дало толчок к поискам субструктуры многочисленных адронов и резонансных состояний. В итоге такие «элементарные частицы 50-х годов», как нуклоны и пи-мезоны, перестали быть элементарными, но не получили еще достаточно убедительного количественного объяснения своих характеристик. Упомянутые выше первые попытки расчета масс адронов и их магнитных моментов на основе КХД вычислений на решетке в случае их окончательного успеха приведут к тому, что эти параметры будут теоретически выражены через массы кварков и значение константы их взаимодействия с глюонами.

Хорошей иллюстрацией является степень нарушенности изотопической симметрии, проявляющейся в разности ΔM заряженных и нейтральных мезонов и барионов (например, р и n $K^{\pm}$ и K^0). Взамен первоначального, с современной точки зрения наивного, представления о том, что эта разность (в силу численного соотношения $\Delta M/M \sim \alpha$) имеет электромагнитное происхождение, пришло убеждение, что она обусловлена разностью Δm масс u- и d-кварков. Даже в случае успеха количественной реализации этой идеи, как видно, проблема не решается полностью — она лишь отодвигается вглубь с уровня адронов на уровень кварков. Подобным же образом трансформируется формулировка старой загадки мюона: «Зачем нужен мю-мезон и почему он, будучи аналогичен электрону, в двести раз его тяжелее?». Этот вопрос, перенесенный на кварк-лептонный уровень, приобрел большую общность и относится уже не к паре частиц, а к трем «поколениям», однако не изменил своей сущности.

Обратимся теперь к ближайшим перспективам развития КТП и к наиболее актуальным из стоящих перед ней проблем.

В 70-е годы возникли и получили значительное развитие два направления, связанные с «великим объединением взаимодействий» и с суперсимметрией.

В основу первого из них положена идея объединения сильного взаимодействия квантовой хромодинамики с объединенным электрослабым взаимодействием при энергиях $|Q| \sim M_X \approx 10^{15}$ ГэВ и выше. Отправной точкой здесь явилось то, что согласно формулам ренормгруппы (см. выше (42)) эффективный параметр связи КХД $\bar{\alpha}_3\,(Q^2)$, также как и второй эффективный заряд $\bar{\alpha}_2\,(Q^2)$ объединенной теории электрослабых взаимодействий, убывает с ростом Q^2, тогда как $\bar{\alpha}_1$ (в области достаточно низких энергий примерно соответствующий $\bar{\alpha}_{\text{КЭД}}$; см. (41)) растет, причем таким образом, что если проэкстраполировать известные количественные зависимости в область сверхвысоких энергий, то окажется, что эти функции $\bar{\alpha}_i$ (i = 1, 2, 3), различающиеся в области современного эксперимента по порядку величины, при энергиях порядка M_X сравниваются друг с другом. Соответствующие значения оказываются равными $\bar{\alpha}_i\,(M_X^2) \sim 1/40$. Сопоставляя этот факт с тем обстоятельством, что все известные нарушенные симметрии являются тем более точными, чем выше энергия, предполагают, что такое равенство эффективных констант не является случайным, но что в области энергий больше M_X имеется некоторая высшая симметрия, описываемая группой G, которая расщепляется до наблюдаемых ныне симметрии SU (2) $\times$ U (1) и SU_c (3) за счет массовых членов, причем массы, нарушающие симметрию, по порядку величины, равны M_X.

Другие соображения в пользу существования единой группы симметрии связаны со значениями электрических зарядов элементарных частиц или, если угодно, с вопросом о том, почему в природе существует минимальный электрический заряд, такой что $\bar{\alpha}_{\text{КЭД}}\,(Q^2 = 0) = 1/137$. После возникновения квантовой механики забрезжила надежда, что последовательная квантовая теория электромагнитного поля должна была бы дать тут какой-либо ответ; так, напомним, именно этой надеждой была инспирирована работа Дирака (1931), в которой был введен монополь — результатом, однако, явилось установление не величины электрического заряда, но только соотношения между значениями зарядов электрического и магнитного. Такие попытки предпринимались и в дальнейшем, например Гейзенбергом (1953—1959) в его известной серии исследований по построению нелинейной теории.

Все положение существенно изменилось, однако, когда в нашем представлении об основных структурных элементах материи место протонов и нейтронов недвусмысленно заняли кварки. Оказалось, что заряд электрона *не есть* минимальный «элементарный заряд», что другие элементарные частицы могут обладать *другими* (и меньшими) зарядами. Тем самым любую надежду получить значение элементарного заряда из внутренней логики «будущей электродинамики» следовало признать тщетной — электродинамика допускает существование разных зарядов у разных элементарных частиц, это есть экспериментальный факт. Но сам вопрос не исчез, он только перешел в другую плоскость — если электродинамика совместна с разными зарядами элементарных частиц, то почему заряды лептонов и кварков находятся в простых рациональных отношениях? Нам представляется, что вряд ли тут может существовать объяснение, отличное от того, что лептоны и кварки должны быть связаны какими-то преобразованиями симметрии (которые становятся явными только при достаточно высоких энергиях), так что отношения электрических зарядов суть «клебши» соответствующей группы *). Об энергиях, при которых восстанавливается симметрия, из этих соображений, естественно, ничего сказать нельзя.

В некоторых вариантах великого объединения, например при $G = SU(5)$, возникает возможность переходов между кварками и лептонами, что приводит к несохранению барионного заряда и, в частности, к нестабильности протона. Однако несмотря на интенсивные поиски, каких-либо указаний на существование этого эффекта до сих пор не обнаружено.

В основе второго направления лежит симметрия относительно преобразований, перепутывающих между собой бозонные поля целого спина с фермионными полями полуцелого спина, называемая суперсимметрией. Такие преобразования образуют группу, которая является нетривиальным расширением группы Пуанкаре. Соответствующая алгебра генераторов, которая наряду с обычными (векторными и тензорными) генераторами группы Пуанкаре содержит спинорные генераторы, а также их антикоммутаторы, была открыта Ю. А. Гольфандом и Е. П. Лихтманом (1971). Первые суперсимметричные квантовополевые модели были построены в начале 70-х годов.

Полевые представления группы суперсимметрии — так называемые суперполя Φ — задаются на многообразиях, включающих, помимо четырех обычных координат x_μ, четное число особых алгебраических объектов — образующих нильпотентной алгебры Грассмана с инволюцией θ_i, $\bar{\theta}_j$, точно антикоммутирующих между собой элементов, являющихся двухкомпонентными спинорами (спинорами Вейля) относительно преобразований группы Пуанкаре. Суперполя $\Phi(x, \theta, \bar{\theta})$ всегда могут быть представлены полиномами по θ, $\bar{\theta}$, которые в силу нильпотентности содержат небольшое число членов. Коэффициенты $\varphi(x), \psi(x), \ldots$ этих разложений, являющиеся полями в обычном смысле, называют «составляющими полями». С точки зрения

*) Противоположное утверждение — что отсутствие простых рациональных отношений между зарядами лептонов и кварков означало бы неадекватность всех обсуждавшихся в литературе моделей великого объединения — устанавливается в работе Окуня, Волошина и Захарова (1983).

группы Пуанкаре одно суперполе Ф эквивалентно определенному набору конечного числа бозе- и ферми-полей. Суперполевая модель со взаимодействием (или самодействием) равносильна серии взаимодействий составляющих полей — взаимодействий, константы которых жестко связаны друг с другом.

Особо интересными оказываются такие модели, содержащие в качестве составляющих неабелевы калибровочные поля. Эти модели, обладающие как калибровочной, так и суперсимметрией, называют суперкалибровочными. В суперкалибровочных моделях наблюдается замечательный факт сокращения ультрафиолетовых расходимостей. Обнаружены модели, в которых лагранжиан взаимодействия, будучи выражен через составляющие поля, представляется суммой выражений, каждое из которых по отдельности является перенормируемым и генерирует теорию возмущений с логарифмическими расходимостями, однако расходимости, отвечающие сумме диаграмм Фейнмана с вкладами различных членов виртуального суперполя, компенсируют друг друга. Это свойство полного сокращения расходимостей может быть поставлено в параллель известному факту понижения степени ультрафиолетовой расходимости собственной массы электрона в КЭД при переходе от первоначальных нековариантных вычислений конца 20-х годов к фактически ковариантной теории возмущений, учитывающей позитроны в промежуточных состояниях. Аналогия усиливается возможностью использования суперсимметричных правил Фейнмана, когда компенсирующиеся расходимости не появляются вовсе.

Факт полного сокращения ультрафиолетовых расходимостей в произвольных порядках теории возмущений, установленный для ряда суперкалибровочных моделей, породил надежду на теоретическую возможность суперобъединения элементарных взаимодействий, т. е. такого, построенного с учетом суперсимметрии, объединения всех четырех взаимодействий, включая гравитационное, при котором не только исчезнут неперенормируемые эффекты «обычной» квантовой гравитации, но и полностью объединенное взаимодействие окажется свободным от ультрафиолетовых расходимостей. Физической ареной суперобъединений являются масштабы порядка планковских ($Q \sim 10^{19}$ ГэВ, $R_{\text{Pl}} \sim 10^{-33}$ см).

Для реализации этой идеи рассматривают суперкалибровочные модели, базирующиеся на суперполях, устроенных таким образом, что максимальный спин составляющих их обычных полей равен двум. Соответствующее составляющее поле отождествляют с гравитационным. Подобные модели называют супергравитационными.

Не имея возможности вдаваться здесь в сколько-нибудь подробное обсуждение работ этого активно развивающегося и черезвычайно модного сейчас направления *), отметим, что современные попытки построения конечных супергравитаций используют представления о пространствах Минковского с числом измерений, большим четырех, а также о струнах и суперструнах. Иными словами, «привычная нам» локальная КТП на расстояниях меньше планковских превращается в квантовую теорию одномерных протяженных объектов, вложенных в пространства высшего числа измерений.

Следует добавить, что инициатива «суперфизической» (суперсимметрии, объединения и суперобъединения, суперструны) стратегии пока базируется исключительно на внутренних, чисто теоретических, мотивах. Никаких экспериментальных свидетельств в пользу необходимости суперфизики до сих пор не обнаружено. Если же, однако, это произойдет, то мы окажемся свидетелями торжества методологической установки Дирака (1939б), кото-

*) Практический полный номер УФН был посвящен суперсимметрии ровно два года тому назад. Статьи о суперструнах содержатся в декабрьском номере за прошлый год.

рая наиболее лаконично была сформулирована им в 1956 г. при посещении кафедры теоретической физики Московского университета: «Physical law should have mathematical beauty».

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва
Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна (Московская обл.)

СПИСОК АННОТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Приводимый список ни в коей мере не претендует на полноту. Равным образом не претендуют на исчерпывающее отражение содержания сопровождающие работы краткие аннотации. Мы стремились отметить лишь то, что представлялось нам интересным для наших целей. Мы не отважились при этом на составление подробного перечня для современного этапа, начиная примерно с 60-х годов, ввиду слишком большого количества важных оригинальных исследований, которые к тому же зачастую публиковались параллельно и независимо. Поэтому для получения исторической перспективы в вопросах новейшего развития квантовой теории поля мы предпочитаем отослать заинтересованного читателя к обзорным публикациям и книгам, замыкающим список литературы.

1913

Cartan E.//Bull. Soc. Math, de France. T. 41. P. 53.

Открытие того, что мы теперь называем спинорными представлениями групп.

1918

Nöther E.// Nachr. Ges. Wiss. **Gött.** Math.-phys. Kl. S. 235; перевод://Вариационные принципы механики. —М.: Физматгиз, 1959.— С. 611.— (Далее цит.как ВПМ [1918].)

Теоремы Нётер.

1925

Dirac P. A. M. The Fundamental Equations of Quantum Mechanics//Proc. Roy. Soc. Ser. A. V. 109. P. 642—653; перевод://УФН. 1977. Т. 122. С. 611—621.

Введена квантовая алгебра, отличающаяся от классической только некоммутативностью. Устанавливается, что коммутатор есть квантовый аналог скобки Пуассона. Это суть *единственные* изменения, нужные для перехода от классической механики к квантовой.

1926

Dirac P. A. M.//On the Theory of Quantum Mechanics//Ibidem. V. 112. P. 661—677.

Установлено, что для системы из многих одинаковых частиц допустимы два класса решений — симметричные в номерах частиц, которые ведут к статистике Бозе — Эйнштейна, и антисимметричные, ведущие к новой статистике (Ферми — Дирака), которая строится. Построена теория возмущений, зависящих от времени. Вводится различие между «тождествами» и «уравнениями» — зачаточная форма различия между операторными равенствами и дополнительными условиями, выполняющимися лишь после умножения справа на волновую функцию.

Fock V. A. **Über** die invariante Form der Wellen- und der Bewegungsgleichungen **für einen** geradenen Massenpunkt//Zs. Phys. Bd 39. S. 226.

Первое, насколько нам известно, введение полного калибровочного преобразования, в котором добавление 4-градиента к электромагнитному потенциалу (градиентное преобразование II рода) компенсируется умножением волновой функции заряженной материальной точки на зависящую от координат фазу (градиентное преобразование I рода).

1927

Dirac P. A. M.:

а) The Physical Interpretation of the Quantum Dynamics//Proc. Roy. Soc. V. 113. P. 621 — 641.

δ-функция и все правила обращения с ней. Матрицы с непрерывной нумерацией строк и столбцов. Различные представления и общая теория преобразований. Шрёдингеровы функции как функции преобразования от *q*-представления к такому, в котором диагоналей гамильтониан.

б) The Quantum Theory of Emission and Absorption of Radiation//Ibidem. V. 114. P. 243 — 265.

С помощью введенного метода вторичного квантования теория взаимодействия материальной системы с классическим поперечным электромагнитным полем превращена в теорию взаимодействия с новым физическим объектом — квантовым полем. В квантовую теорию поля перенесено представление о точечном взаимодействии. Использовано представление взаимодействия. Дальше развита теория возмущений, зависящих от времени. Введено умножение на конечный фазовый объем.

в) The Quantum Theory of Dispersion//Ibidem. P. 710—728.

Впервые явно выписан гамильтониан, включающий квантовое поле — вектор-потенциал. Исследуется процесс рассеяния, для чего учитывается первый порядок теории возмущений от члена $\mathbf{A}^2$ в гамильтониане и второй порядок для членов, линейных в $\mathbf{A}$. Появляются первые указания на расходимости.

J o r d a n P. Zur Quantenmechanik der Gasentartung//Zs. Phys. Bd 44. S. 473.

Два способа вторичного квантования. Может быть построена квантовомеханическая теория материи, в которой электроны представляются квантовыми волнами в обычно. 3-мерном пространстве.

J o r d a n P., K l e i n O.//Ibidem. Bd 45. S. 751.

Квантование электронного поля и запись кулонова взаимодействия.

1928

D i r a c P. A. M.:

а) The Quantum Theory of the Electron//Proc. Roy. Soc. Ser. A. V. 117. P. 610—624; перевод://Тр. ИИЕТ АН СССР.- М.: Изд-во АН СССР, 1959.— Т. 22. С. 34—52.

Уравнение Дирака. Линейный гамильтониан, матрицы, доказательство релятивистской инвариантности. Лишние решения. Спин. Движение в центральном поле (постнерелятивистское приближение).

б) The Quantum Theory of the Electron. II/Ibidem. V. 118. P. 351—361; перевод:// Ibidem.-С. 53-68.

Теорема о сохранении заряда — равенство нулю дивергенции 4-тока. Правила отбора. Приложения к эффекту Зеемана.

J o r d a n P., P a u l i W.//Zs. Phys. Bd 47. S. 151; перевод://П а у л и В. Труды по квантовой теории. [Т. 2] Статьи 1928—1952.—М.: Наука, 1977,—С. 7.— (Далее цит. как Паули В. [1928] *)).

Квантовая электродинамика без зарядов. Перестановки полей **E** и **H**. Операторнозначные функционалы. Инвариантная Δ-функция для нулевой массы как релятивистское обобщение дираковой δ-функции.

W i g n e r E., J o r d a n P.//Ibidem. S. 631.

Вторичное квантование фермионов.

1929

F e r m i E. Sopra l'electrodinamica quantistica//Rend. Acad. Lincei. V. 9. P. 881; перевод: Ф е р м и Э. Научные труды.— М.: Наука, 1971.— Т. 1. С. 302.— (Далее цит. как Ферми Э. [1929]).

Удовлетворяющие волновому уравнению потенциалы электромагнитного поля в лоренцевой калибровке записываются в виде разложения по осцилляторам. Пишутся гамильтониан и уравнения движения для поля, взаимодействующего с нерелятивпстскими зарядами в конфигурационном пространстве.

H e i s e n b e r g W., P a u l i W.Zur Quantendynamik der Wellenfelder.//Zs. Phys. Bd 56. S. 1; перевод://Паули В. [1928].—С. 30.

Излагается общая лагранжева и гамильтонова форма уравнений с-поля, сохранение энергии и импульса. Проводится каноническое квантование (по Бозе или по Ферми), выписываются квантовые канонические уравнения движения, законы сохранения энергии и импульса. Устанавливается инвариантность коммутационных соотношений относительна бесконечно малого преобразования Лоренца (с. 6 текста). Затем выписывается полная система уравнений спинорной электродинамики. Для борьбы с обращением p_4 в нуль делается малая некалибровочноинвариантная добавка $\varepsilon\,(\partial Q_\alpha/\partial x_\alpha)^2$, $\varepsilon \to 0$. Развивается метод подсчета эффектов по теории возмущений (по образцу Дирака).

V a n d e r W a r d e n B. L. Spinoranalyse//Nachr. Ges. Wiss. Gött. Math.-phys. Kl. S. 100.

Спинорное исчисление.

K l e i n O., N i s h i n a Y.//Zs. Phys. Bd 52. P. 853.

Рассеяние света на электроне — формула Клейна — Нишины.

1930

D i r a c P. A. M.:

а) A Theory of Electrons and Protons//Proc. Roy. Soc. Ser. A. V. 126. P. 360—365; перевод: //УФН. 1930. Т. 10. С. 581—591.

Интерпретация состояний с отрицательной энергией: все они заняты, но одно освободившееся состояние — дырка — ведет себя как частица с положительной энергией

*) В квадратных скобках указан год, под которым полностью описан перевод. (*Примеч. ред.*)

и положительным зарядом. «Итак, мы *приходим к выводу, что дырки в распределении электронов с отрицательной энергией суть протоны».* Несимметрия масс должна быть обязана взаимодействию.

б) On the Annihilation of Electrons and Protons//Proc. Gambr. Phil. Soc. V. 26. P. 361-375.

Вычисляется вероятность аннигиляции электрона и протона, понимаемого как дырка. Результат (совпадающий с современным расчетом электрон-позитронной аннигиляции) бессмысленно велик. Надежда — не поможет ли аккуратный учет взаимодействия.

в) Note on Exchange Phenomena in the Thomas Atom//Ibidem. V. 26. P. 376—385.

Матрица плотности.

г) The Principles of Quantum Mechanics.— Oxford: Clarendon Press, 1930, 1935, 1947, 1958; переводы://Дирак П. А. М. Основы квантовой механики,—М.; Л.; ГТТИ; 1932; ОНТИ, 1937; Принципы квантовой механики.— М.: Физматгиз, 1960; Наука, 1974, 1979.

Fermi E. Sopra l'electrodinamica quantistica//Rend. Acad. Lincei. V. 12. P. 431; перевод://Ферми Э. [1929].— С. 359.

Метод работы 1929 г. обобщается на заряды, описываемые уравнениями Дирака. Дополнительное условие трактуется, как действующее на волновую функцию. Получается эффективный гамильтониан, содержащий взаимодействие только с поперечным полем (как в работе Дирака (19276)) и кулоново взаимодействие в виде особого члена.

Heisenberg W., Pauli W. Zur Quantentheorie der Wellenfelder. II/Zs. Phys. Bd 59. S. 168; перевод://Паули В. [1928].— С. 89.

«Борьба» с калибровочным произволом квантовой электродинамики. Фиксированная калибровка типа кулоновой и сложное доказательство того, что можно сохранить лоренцову инвариантность, если сопровождать лоренцово преобразование подходящим изменением калибровки.

Oppenheimer J. P.//Phys. Rev. V. 35. P. 939.

Аннигиляция электронов и протонов.

Tamm I.//Zs. Phys. Bd 62. S. 545; перевод://Тамм И. Е. Собрание научных трудов.— М: Наука, 1975.- [Т.] II. С. 24.- (Далее цит.как Тамм И. Е. [1930]).

Рассеяние света на электроне (формула Клейна — Нишины) с подробным обсуждением роли промежуточных состояний с отрицательной энергией. Аннигиляция электронов и протонов.

Rosenfeld L.//Ibidem. Bd 63. S. 574.

Доказательство инвариантности квантования Гейзенберга — Паули.

1931

Dirac P. A. M. Quantized Singularities in the Electromagnetic Field//Proc. Roy. Soc. Ser. A. V. 133. P. 60—72.

Введения монополя. Во введении новая интерпретация дырок — это должны быть частицы с той же массой, что и электрон, но с положительным зарядом: «анти-электроны».

1932

а) Dirac P. A. M. Relativistic Quantum Mechanics//Ibidem. V. 136. P. 453—464.

Попытка построить последовательную квантовую электродинамику, отличную от предложенной Гейзенбергом и Паули, которая не удовлетворяла Дирака в первую очередь из-за симметричной трактовки поля и частиц. Одновременно Дирак надеялся разрешить трудность классической теории с неопределенностью поля, действующего на точечный электрон. В дальнейшем выяснилось, что развиваемая схема в принципе эквивалентна теории Гейзенберга — Паули.

б) Dirac P. A. M., Fock V. A., Podolsky B. On Quantum Electrodynamics// Phys. Zs. Sowjet. Bd 2. S. 468—479; перевод://Фок В. А. Работы по квантовой теории поля.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1957.— С. 70—82,— (Далее цит. как Фок В. А. [1932]).

Так называемый «многовременной формализм» — наиболее популярная форма описания поля с частицами вплоть до появления работ Швингера.

Fermi E.Quantum Theory of Radiation//Rev. Mod. Phys. V. 4. P. 87—132; перевод:// Ферми Э. [1929].-С. 375.

Первый обзор по квантовой электродинамике — «Biblia rosa», как его называли ученики Ферми (Понтекорво, 1971). Электромагнитное поле разложено на осцилляторы. Частицы — в конфигурационном пространстве.

Fock V. Konfigurationsraum und zweite Quantelung//Zs. Phys. Bd 75. S. 622; перевод:// Фок В. А. [1932].- С. 25.

Последовательно строятся основные соотношения метода вторичного квантования и показывается, что в конфигурационном пространстве этому методу соответствует метод фоковских столбцов.

Mφller C.//Ann. d. Phys. Bd 14. S. 532.
Вывод формулы для рассеяния электронов на электронах.

1933

Dirac P. A. M. The Lagrangian in Quantum Mechauics//Phys. Zs. Sowjet. Bd 3. S. 64—72.
Квантовая эволюция в виде интеграла по траекториям. Из этой работы родился метод функционального интегрирования.

Heitler W., Sauter F.//Nature. V. 132. P. 892.
Тормозное излучение и рождение пар в поле ядра.

Pauli W. Paul Ehrenfest//Naturwissenschaften. Bd 21. S. 841; перевод://Паули В. Физические очерки.—М.: Наука, 1975.—С. 213.
Некролог.

1934

Dirac P. A. M.:
а) Théorie du positron//Septième Conseil de Physique Solvay: Structure et propriétés des noyaux atomiques. 22—29 October 1933. — Paris: Gauthier-Villars. — P. 203-230.
Логарифмическая зависимость от импульса эффективного заряда электрона.
б) Discussion of the Infinite Distribution of Electrons in the Theory of the Positron//Proc. Cambr. Phil. Soc. V. 30. P. 150—163.
Описывающая распределение электронов по положительным и отрицательным уровням матрица плотности так переопределяется, что в ней остаются только вклады от занятых положительных и пустых отрицательных уровней, т. е. от реальных электронов и позитронов. Подробно исследуются явные выражения и сингулярности функций Δ и Δ_1 с не равной нулю массой.

Bethe H., Heitler W.//Proc. Roy. Soc. V. 146. P. 83.
Тормозное излучение и рождение пар.

Fermi E. Versuch einer Theorie der β-Strahlen//Zs. Phys. Bd 88. S. 161—171; перевод://Ферми Э. [1929].—С. 525.
Теория β-распада. Впервые делается допущение, что частицы материи, а не поля — электроны (и нейтрино) — могут рождаться. («Никакой аналогии с рождением пары: если позитрон считать дираковской дыркой, то последний процесс ... нужно понимать просто как квантовый переход электрона из состояния отрицательной энергии в состояние положительной».)

Fock V. Zur Quantene Elektrodynamik//Phys. Zs. Sowjet. Bd 6. S. 325; перевод:// Фок В. А. [1932].-С. 88.
Разработан метод описания системы с неопределенным числом частиц с помощью производящего функционала, известный теперь как метод функционалов Фока. Первое применение(к квантовой электродинамике) аппарата вариационного дифференцирования.

Heisenberg W.//Zs. Phys. Bd 90. S. 209; Bd 92. S. 692.
Симметричная интерпретация электрона и позитрона. Вторичное квантование.

Nishina Y., Tomonaga S., Sacata S.//Sci. Paper. Inst. Phys. and Chem. Res. Japan. V. 24. P. 17.
Рождение пар в поле ядра.

Racah G.//Nuovo Cimento. V. 11. n° 7.
Рождение пар.

Weisskopf V.//Zs. Phys. Bd 89. S. 27; Bd 90. S. 817.
Собственная энергия электрона с учетом дираковa вакуума расходится логарифмически.

Tamm I.//Nature. V. 133. P. 981; перевод://Тамм И. Е. [1930].— [Т.] I. С. 287.

Iwanenko D.//Ibidem. P. 981.

Две параллельные публикации, в которых высказана идея об обменном характере ядерных сил и показано, что обмен νe-парами между n и p приводит к слишком слабым эффектам, непригодным для объяснения ядерных взаимодействий.

1935

Stückelberg E. C. G.//Ann. d. Phys. Bd 21. S. 367.
Первые идеи о перенормировках.

Y u k a w a H.//Proc. Phys. and Math. Soc. Japan. V. 17. P. 48.
Мезонная теория ядерных сил.

1936

D i r a c P. A, M. Relativistic Wave Equations//Proc. Roy. Soc. Ser. A. V. 155. P. 447—459.

E u l e r E.//Ann. d. Phys. Bd 25. S. 398.

Предположение, что бесконечности в старших порядках связаны с расходимостью собственных массы и заряда.

H e i s e n b e r g W., E u l e r E.//Zs. Phys. Bd 98. S. 714.
Логарифмическая расходимость ε_0 для вакуума, т. е. логарифмическая расходимость заряда.

W e i s s k o p f V.//Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.-fys. Medd. V. 14. No. 6.
То же.

R a c a h G.//Nuovo Cimento. V. 13. P. 69.
Рождение пар.

1937

F o c k V. Die Eigenzeit in der klassischen und in der Quantenmechanik//Phys. Zs. Sowjet. Bd 12. S. 404; перевод://Фок В. А. [1932]. —С. 141.
Предложено представление решения уравнения Дирака с электромагнитным полем в виде интеграла по собственному времени (метод собственного времени Фока).

1938

D i r a c P. A. M. Classical Theory of Radiating Electrons//Proc. Roy. Soc. Ser. A. V. 167. P. 148—169.
Релятивистская теория классического точечного электрона.

K r a m e r s H A.//Nuovo Cimento. V. 15. P. 108.
Вычитание бесконечностей.

S t ü c k e l b e r g E. C. G.//Helv. Phys. Acta. V. 9. P. 225.
Идеи перенормировок.

1939

D i r a c P. A, M.:

а) La théorie de l'électron et du champ électromagnetique//Ann. Inst. H. Poincaré. T. 9. P. 13—49.
λ-процесс.

б) The Relation between Mathematics and Physics//Proc. Roy. Soc. Edinburgh. V. 59. P. 122—129.

W e i s s k o p f V.//Phys. Rev. V. 56. P. 72.
Объяснение деталей механизма уменьшения расходимости собственной массы электрона до логарифмической.

1940

P a u l i W. The Connection between Spin and Statistics//Phys. Rev. V. 58. P. 716; перевод://Паули В. [1928].— С. 354.
. Теорема о связи спина и статистики.

1941

P a u l i W. Relativistic Field Theories of Elementary Particles//Rev. Mod. Phys. V. 13. P. 203; перевод: П а у л и В. Релятивистская теория элементарных частиц.— М.: ИЛ, 1947 («тонкий серый» Паули); также://Паули В. [1928].—С. 3.
Многие годы обзор рассматривался как стандартное изложение теории свободных нолей: лагранжев формализм и законы сохранения в общей форме, квантование фурье-разложений и через инвариантные перестановочные функции для полей спина 0; 1 и 1/2, включение взаимодействия с электромагнитным полем.

1942

D i r a c P. A. M. The Physical Intqrpretion of. Quantum Mechanics//Proc. Roy. Soc. Ser. A. V. 180. P. 1—40.— (Bakerian Lecture 1941).
Теория с индефинитной метрикой.

1943

D i r a c P. A. M. Quantum Electrodynamics//Comm. Dublin Inst. Adv. Stud. Ser. A. No. 1. P. 1—36.

Лекции, излагающие квантовую электродинамику с использованием λ-процесса и индефинитной метрики.

H e i s e n b e r g W. Die «beobachtbaren Größen» in der Theorie der Elementarteilchen//Zs. Phys. Bd 120. S. 513, 673.

Введение понятия матрицы рассеяния и попытка построить теорию, отказывающуюся от детального описания временной эволюции.

P a u l i W. On Dirac's New Method of Field Quantization//Rev. Mod. Phys. V. 15. P. 175; перевод://Паули В. [1928].— С. 498.

Подробное изложение предложенного Дираком метода построения теории с использованием индефинитной метрики.

W e n t z e l G. Einfuhrung in die Quantentheorie der Wellenf elder.—Wien: F.Deuticke; перевод: В е н т ц е л ь Г. Введение в квантовую теорию волновых полей.— М.: Гостехиздат, 1947.

Первая монография по квантовой теории поля.

1946

T o m o n a g a S.//Progr. Theor. Phys. V. 1. P. 27; перевод://Новейшее развитие квантовой электродинамики.— М.: ИЛ, 1954.— С. 1.— (Далее цит. как НРКЭ [1946]).

Инвариантная теория возмущений.

1947

B e t h e H.//Phys. Rev. V. 72. P. 339; перевод://Сдвиг уровней атомных электронов и дополнительный магнитный момент электрона согласно новейшей квантовой электродинамике: Сб. статей под ред. Д. Д. Иваненко.— М.: ИЛ, 1950— С. 82. — (Далее цит. как СУАЭ [1947]).

Первый нерелятивистский расчет величины лэмбовского сдвига с помощью вычитательной процедуры.

1948

D i r a c P. A. M.:

а) Quantum Theory of Localizable Dynamical Systems//Ibidem. V. 73. P. 1092—1103.

Гамильтонов формализм на кривых пространственно-подобных гиперповерхностях для систем, гамильтониан которых представим как интеграл от плотности, коммутирующий в пространственно-подобных точках.

б) The Theory of Magnetic Poles//Ibidem. V. 74. P. 817—830.

Развита общая теория зарядов и магнитных полюсов, взаимодействующих через посредство электромагнитного поля. Полюса рассматриваются как концы ненаблюдаемых струн. Вводятся описывающие струну переменные.

F e y n m a n R. P.:

а) Space-Time Approach to Quantum Mechanics//Rev. Mod. Phys. V. 20. P. 367; перевод://Вопросы причинности в квантовой механике.— М.: ИЛ, 1955,—С. 167.

Формулировка нерелятивистской квантовой механики через континуальный интеграл по траекториям.

б) Phys. Rev. V. 74. P. 1430; перевод://НРКЭ [1946].—С. 201.

Введена релятивистски-инвариантная регуляризация фотонного пропагатора.

S c h w i n g e r J.//Ibidem. P. 1439; перевод://НРКЭ [1948].— С. 12.

Ковариантная формулировка квантовой электродинамики в представлении взаимодействия.

1949

D i r a c P. A. M. Forms of Relativistic Dynamics//Rev. Mod. Phys. V. 21. P. 392—399.

Для квантования теорию нужно привести в гамильтонову форму; тогда условием релятивистской инвариантности служит реализация фундаментальными динамическими переменными системы алгебры Ли группы Пуанкаре. Удобно, когда часть генераторов не меняет гиперповерхности, на которой задается гамильтонова механика. Это условие выполняется для трех форм поверхностей — пространственно-подобной гиперплоскости, гиперболоида и светового фронта. Строятся три соответствующих формы динамики.

D y s o n F.//Phys. Rev. V. 75. P. а) 454, б) 1736; переводы://а) СУАЭ [1947].— С. 94; б) НРКЭ [1946].- С. 205.

а) Показана эквивалентность ковариантных теорий Томонаги, Швингера и Фейнмана; б) общая теория S-матрицы и перенормировки.

Feynman R. P.//Phys. Rev. V. 76. P. а) 749, б) 769; переводы://НРКЭ [1946].— а) С. 138; б) G. 161.
а) Развивается представление о позитронах как электронах, движущихся попятно во времени; б) диаграммы и правила соответствия в квантовой электродинамике.

French J. B., Weisskopf V. F.//Phys. Rev. V. 75. P. 1240; перевод://СУАЭ [1947].—С. 123.
Релятивистски инвариантное вычисление лэмбовского сдвига.

Kroll N., Lamb W.//Ibidem. P. 388.
Первое релятивистски инвариантное вычисление расщепления уровней $2\,^2S_{1/2}$ и $2\,^2P_{1/2}$.

Schwinger J.//Phys. Rev. а) V. 75. P. 651; б) V. 76. P. 790; переводы://НРКЭ [1946].- С. а) 40; б) 78.
а) Развитая в работе 1948 г. ковариантная формулировка КЭД применена к анализу поляризации вакуума и собственных энергий электрона и фотона; б) вычисление аномального магнитного момента электрона в однопетлевом приближении.

Stückelberg E.G. G., Rivier D.//Helv. Phys. Acta. V. 22. P. 215.
Матрица рассеяния вводится непосредственно без обращения к гамильтонову формализму.

Pauli W., Willars F.//Rev. Mod. Phys. V. 21. P. 434; перевод://Паули В. [1928].— С. 578; также://СУАЭ [1947].—С. 139.
Регуляризация Паули — Вилларса.

1950

Dirac P. A. M. Generalized Hamiltonian Dynamics//Can. J. Math. Y. 2. P. 129—148; перевод://ВПМ [1918].- С. 705—722.
Первый вариант построения гамильтоновой теории для систем со связями.

Wick G. C.//Phys. Rev. V. 80. P. 268; перевод://НРКЭ [4946].— С. 245.
Теоремы Вика.

1951

Dirac P. A. M.:
а) The Hamiltonian Form of Field Dynamics//Can. J. Math. V. 3. P. 1—23.
Гамильтонова динамика для полевой теории на кривых пространственно-подобных гиперповерхностях строится на основе общего способа построения гамильтоновой механики со связями.
б) A New Classical Theory of Electrons. I//Proc. Roy. Soc. Ser. A. V. 209. P. 291—296.
Предлагается рассматривать условие калибровки как уравнение Гамильтона — Якоби для электронов.

Stückelberg E.G. G., Green T.//Helv. Phys. Acta. V. 24. P. 153.
Продолжение работы Штюкельберга и Ривье 1949 г.

1953

Pauli W. Etat actual de la theorie quantique des champs: La renonnalisation//Particules fondamentales et noyaus.—Paris, 1950.—Colloq. Intern. Centre Rech. Sci. Paris. T. 38. P. 67; перевод://Паули В. [1928].—С. 620.
Весьма скептическая точка зрения на метод перенормировки, который по мнению автора себя исчерпал.

Stückelberg E. C. G., Petermann A.//Helv. Phys. Acta. V. 26. P. 499.
Открыта конечная «группа нормализации» в КТП, связанная с конечным произволом операции перенормировки и указано на возможность написания дифференциальных уравнений.

1954

Gell-Mann M., Low F.//Phys. Rev. V. 93. P. 1300.
Функциональные уравнения ренормализационной группы для эффективного заряда в КЭД. Общее решение этого уравнения и качественный анализ возможных ультрафиолетовых асимптотик.

Lüders G.//Kgl. Danske Videnskab. Selskab., Mat.-fys. Medd. V. 28. No. 5.
Теорема Людерса — Паули.

Yang C. N.. Mills R. L.//Phys. Rev. V. 96. P. 191.
Поле Янга — Миллса.

Ландау Л. Д., Абрикосов А. А., Халатников И. М.//ДАН СССР. Т. 95. С. 773, 1177; Т. 96. С. 261.

Цикл работ, в которых били получены ультрафиолетовые асимптотики КЭД в приближении «главных логарифмов».

1955

Боголюбов Н. Н.//Изв. АН СССР. Сер. физ. Т. 19. С. 237.

Дана явная формулировка условия микроскопической причинности для матрицы рассеяния, выраженная через ее вариационные производные — условие причинности Боголюбова.

Боголюбов Н. Н., Парасюк О. С.//ДАН СССР. Т. 100. С. 25, 429.
Леммы и теорема об R-операции.

Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В.//:
а) УФН. Т. 55. С. 149.

Аксиоматическая теория возмущений для матрицы рассеяния, основанная на условии причинности Боголюбова.

б) УФН. Т. 57. С. 2.

Использование R-операции в низших порядках теории возмущений для квантовой электродинамики.

в) ДАН СССР. Т. 103. С. 203.

Получены функциональные ренормгрупповые уравнения КЭД для общего случая; установлена связь работ Штюкельберга — Петерманна (1953) и Гелл-Манна — Лоу (1954); впервые получены дифференциальные групповые уравнения и сформулирована программа систематического улучшения результатов обычной теории возмущений.

г) Ibidem. С. 391.

На основе дифференциальных ренормгрупповых уравнений получены однопетлевая и ранее неизвестная двухпетлевая сумма ультрафиолетовых логарифмов для эффективного заряда КЭД, а также однопетлевая ультрафиолетовая асимптотика и инфракрасная асимптотики для электронного пропагатора в поперечной калибровке.

Ландау Л. Д. Квантовая теория поля//Нильс Бор и развитие физики.— М.: ИЛ, 1958.-С. 75.

Перевод статьи, опубликованный в 1955 г., содержит сводку результатов по анализу ультрафиолетовых расходимостей и асимптотик в КЭД, которая рассматривается как локальный предел конечной теории с «размазанной» областью взаимодействия. Обсуждаются полученные ранее формулы, содержащие суммы главных логарифмов, а также связь затравочного и перенормированного заряда электрона, приводящая к трудности «нуль-заряда».

Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.//ДАН СССР. Т. 102.С. 489.
Обсуждается проблема нуля заряда в КЭД.

Pauli W.//Niels Bohr and the Development of Physics.— London: Pergamon Press.— P. 30; перевод.//Паули В. [1928].—С. 634; также://Нильс Бор и развитие физики.-М.: ИЛ, 1958.—С. 46.
Теорема Людерса — Паули.

1956

Боголюбов Н. Н., Парасюк О. С.//Изв. АН СССР. Сер. мат. Т. 20. С. 585

Парасюк О. С.//Ibidem. С. 843.

1957

Bogolubov N. N., Parasiuk O. S.//Acta Math. V. 97. P. 227.
Обзорная статья по R-операции.

Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантования полей.— М.: Гостехиздат.
Первое издание монографии по современной квантовой теории поля.

1958

Dirac P. A. M. Generalized Hamilton Dynamics//Proc. Roy. Soc. Ser. A. V. 246. P. 326—332.
Гамильтонова теория для системы со связями.

1953—1959

Гейзенберг В. и др. Серия работ, собранных в переводе: Гейзенберг В. Нелинейная квантовая теория поля.— М.: ИЛ, 1959.

Настойчиво проводившаяся Гейзенбергом и его учениками попытка построить единую теорию взаимодействующих полей, описывающую все многообразие существующих в природе элементарных частиц. Основой служило уравнение для фермионной операторной функции с четырехфермионным взаимодействием, при рассмотрении которого без использования теории возмущений авторы пытались получить все остальные частицы, как разные собственные состояния одной системы.

1960

Bogolubov N. N. On Some Problems of the Theory of Superconductivity//Physica. Suppl. V. 26. P. SI.— (Congress on Many Particle Problems, Utrecht, Netherland.)

Для квантового описания спонтанного нарушения симметрии сформулирован метод квазисредних (первая публикация).

Wentzel G.//Theoretical Physics in the Twentieth Century. — New York; London Intersci. Publishers. — P. 48; перевод://Теоретическая физика 20 века.— М.: ИЛ, 1962.-С. 60.

Van der Warden B. L.//Ibidem.— P. 199; перевод: Ван-дер-Варден Б. Л.// Ibidem.—C. 231.

1961

Боголюбов Н. Н. Квазисредние в задачах статистической физики: Препринт ОИЯИ Д-781.— Дубна; то же://Боголюбов Н. Н. Избранные труды по статистической физике.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1979.— С. 193.

Метод квазисредних и спонтанное нарушение симметрии.

1963

Feynman R. P.//Acta Phys. Polon. V. 24. P. 697.

Нарушение унитарности при квантовании Янга — Миллса способом Ферми.

1964

Dirac P. A. M. Lectures on Quantum Mechanics.— New York: Academic Press; перевод: Дирак П. А. М. Лекции по квантовой механике,— М.: Мир, 1968; также в книге://Дирак П. А. М. Принципы квантовой механики.—М.: Наука, 1979.— Р. 408—475.

Систематическое изложение обобщенной гамильтоновой динамики.

Higgs P. W.//Phys. Rev. Lett. V. 12. P. 132.

Механизм Хиггса.

De Witt B.//Ibidem. P. 742.

Восстановление диаграммы с петлями по диаграммам типа деревьев.

1965

Боголюбов Н. Н., Струминский Б. А., Тавхелидзе А. Н. К вопросу о составных моделях в теории элементарных частиц: Препринт ОИЯИ Д-1968.- Дубна.

Для решения проблемы спина и статистики для кварков предложено новое квантовое число, получившее впоследствии название «цвет».

Степанов Б. М.//Изв. АН СССР. Сер. мат. Т. 29. С. 1037.

На основе теоремы Хана — Банаха о расширении линейного функционала показана возможность построения сходящихся выражений для элементов S-матрицы без использования вспомогательной регуляризации.

Feynman R. P., Hibbs A. R. Quantum Mechanics and Path Integrals.—New York; McGraw-Hill; перевод: Фейнман Р., Хиббс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям.— М.: Мир, 1968.

Квантовая механика в методе функционального интегрирования.

Нап М., Nambu Y.//Phys. Rev. Ser. B. V. 139. P. 1006.

Цветовые степени свободы для кварков и глюонов.

1966

Dirac P. A. M. Lectures on Quantum Field Theory.—New York: Academic Press; перевод: Дирак П. А. М. Лекции по квантовой теории поля.— М.: Мир. 1971.

Изложение квантовой теории поля в гейзенберговой картине без использования техники Фейнмана или Швингера.

Heisenberg W. Introduction to the Unified Field Theory.—London; New York; Sydney: Intersci. Publishers; перевод: Гейзенберг В. Введение в единую полевую теорию элементарных частиц.— М.: Мир, 1968.

1967

Попов В. Н., Фаддеев Л. Д. Препринт ИТФ АН УССР.— Киев;// Phys. Lett. Ser. B. V. 5. P. 30.

Правила квантования калибровочных полей в методе функционального интегрирования.

De Witt B.//Phys. Rev. V. 160. P. 1113, 1195.

Правила квантования калибровочных и гравитационного полей.

1969

Фаддеев Л. Д.//Интеграл Фейнмана для скалярных лагранжианов//ТМФ. Т. 1. С. 3.

Для развитой ранее Дираком обобщенной гамильтоновой динамики развит общий способ квантования методом функционального интегрирования.

1971

Гольфанд Ю. А., Лихтман Е. П.//Письма ЖЭТФ. Т. 13. С. 452.

Алгебра группы суперсимметрии как расширение алгебры группы Пуанкаре.

Понтекорво Б. М.//Ферми Э. [1929].— С. 374.

Вступительные замечания к статье о квантовой теории излучения.

Slavnov A. A.//Nucl. Phys. Ser. B. V. 31. P. 301..

Регуляризация с помощью высших производных,

Taylor J. C.//Ibidem. V. 33. P. 436.

Перенормировка калибровочных теорий.

't Hooft G.//Ibidem. V. 35. P. 167.

Квантование полей Янга — Миллса со спонтанно нарушенной симметрией.

1972

Медведев Б. В., Павлов В. П., Поливанов М. К., Суханов А. Д.// ТМФ. Т. 13. С. 3.

Виково и дайсоново Т-произведения.

Славнов А. А. ТМФ. Т. 10. С. 99. Т. 13. С. 174.

Перенормировка теории Янга — Миллса, включая случай спонтанного нарушения симметрии. Обобщенные тождества Уорда.

Jost R.//Aspects of Quantum Theory/Eds A. Salam, E. P. Wigner.— Cambridge: Cambr. Univ. Press.— P. 61.

't Hooft G., Veltman M.//Nucl. Phys. Ser. B. V. 44. P. 189; V. 50. P. 318.

Размерная регуляризация.

1973

Gross D., Wilchek F.//Phys. Rev. Ser. D. V. 8. P. 3633.

Politzer V. 0.//Ibidem. P. 3636.

Асимптотическая свобода.

Dolgov A. D., Zakharov V. I., Okun L. B.//Phys. Lett. Ser. B. V. 47. P. 258.

Выбор трех сопоставляемых кварком цветов с учетом сходства SU(3)-симметрии со свойствами сложения цветов.

1974

't Hooft//Nucl. Phys. Ser. B. V. 79. P. 276.

П о л я к о в А. М.//Письма ЖЭТФ. Т. 20. С. 430.
Монополи.

1975

B e l a v i n A. A., P o l y a k o v A. M., S c h w a r z A. S., T y u p k i n Yu. S.//Phys. Lett. Ser, B. V. 59. P. 85.
Инстантоны,

1978

D i r a c P. A. M, Directions in Physics. — New York; London; Sydney; Toronto:John Wiley and Sons; перевод: Д и р а к П. А. М. Пути физики.— М.: Энергоатомиздат, 1983.

1980

W e i s s k o p f V. F. Growing up with Field Theory: Preprint. June 1980; перевод:// УФН. 1982. Т. 138. С..455.
Личные воспоминания о полувековом пути квантовой электродинамики.

1983

O k u n L. B., V o l o s h i n M. B., Z a k h a r o v V. I.//Phys. Lett. Ser. B. V. 138. P. 115.
Из великого объединения естественно следует электрическая нейтральность материи.

О б з о р н а я л и т е р а т у р а п о н о в е й ш е м у р а з в и т и ю т е о р и и к в а н т о в а н н ы х п о л е й

Квантовые калибровочные поля

1974

P o l i t z e r V. O. Asymptotic Freedom: an Approach to Strong Interactions//Phys. Rep. V. 14C. P. 129.
Обзор по асимптотической свободе.

1978

С л а в н о в А. А., Ф а д д е е в Л. Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей.—М.: Наука; 2-е изд., 1987.
Содержит аннотированные литературные указания.

1984

О к у н ь Л. Б. Введение в калибровочные теории: Лекции, прочитанные на школе ОИЯИ - ЦЕРН. Табор, ЧССР, 5–18 июня 1983.- М.: МИФИ.
Обзор по калибровочным теориям, содержащий подробное изложение истории их возникновения. Дополнен репродукциями работ, важных для становления калибровочных представлений.

Квантовая хромодинамика

1977

В а й н ш т е й н А. И., В о л о ш и н М. Б., З а х а р о в В. И., Н о в и к о в В. А., О к у н ь Л. Б., Ш и ф м а н М. А. Чармоний и квантовая хромодинамика// УФН. Т. 123. С. 217.

1983

Г о в о р к о в А. Б. Парастатистика и внутренние симметрии//Физ. ЭЧАЯ. Т. 14. С. 1229.

1984

В о л о ш и н М. Б., Т е р - М а р т и р о с я н К. А. Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц.— М.: Энергоатомиздат.

1986

И н д у р а й н Ф. Квантовая хромодинамика.— М.: Мир.

Хиггсовские частицы

1980

В а й н ш т е й н А. И., З а х а р о в В. И., Ш и ф м а н М. А. Хиггсовские частицы// УФН. Т. 131. С. 537.

1985

А н с е л ь м А. А., У р а л ь ц е в Н. Г.. Х о з е В. А. Хиггсовские частицы//УФН. Т. 145. С. 185.

Непертурбативные эффекты в КХД

1982

Арефьева И. Я. Калибровочные поля вне теории возмущений//Труды 15-й международной школы молодых ученых.— Дубна: ОИЯИ. Д2,4-83-179.— С. 314.
Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Новиков В. А., Шифман М. А. КХД и масштабы адронных масс//Физ. ЭЧАЯ. Т. 13. С. 542.
Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А. Инстантонная азбука//УФН. Т. 136. С. 553.

1987

Кройц М. Кварки, глюоны, решетки.— М.: Мир.

Объединенная теория электрослабых взаимодействий

1980

Вайнберг С. Идейные основы единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий//УФН. Т. 132. С. 209.
Глэшоу Ш. На пути к объединенной теории — нити в гобелене//Ibidem. С. 219.
Салам А. Калибровочное объединение фундаментальных сил//Ibidem. С. 229
Нобелевские лекции по физике 1979 г.

1981

Окунь Л. Б. Лептоны и кварки.— М.: Наука.

Великое объединение взаимодействий

1977

Арбузов Б. А., Логунов А. А. Строение элементарных частиц и связи между различными силами природы//УФН. Т. 123. С. 505.

1980

Матинян С. Г. На пути объединения слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий//УФН. Т. 130. С. 3.

1982

Джорджи Х. Единая теория элементарных частиц и сил//УФН. Т. 136. С. 287.

Суперсимметрия

1975

Мезинческу Л., Огиевецкий В. И. Симметрия между бозонами и фермионами и суперполя//УФН. Т. 117. С. 637.

1978

Славнов А. А. Суперсимметричные калибровочные теории и их возможные приложения к слабым и электромагнитным взаимодействиям//УФН. Т. 124. С. 487.

1985

Генденштейн Л. Э., Криве И. В. Суперсимметрия в квантовой механике//УФН. Т. 146. С. 553.
Высоцкий М.И. Суперсимметричные модели элементарных частиц — физика для ускорителей нового поколения//Ibidem. С. 591.
Ходос А. Теория Калуцы — Клейна: общий обзор//Ibidem. С. 647.
Арефьева М. Я., Волович И. В. Суперсимметрия: теория Калуцы — Клейна, аномалии, суперструны//Ibidem. С. 655.
Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А. Инстантоны против суперсимметрии//Ibidem. С. 683.

Суперструны

1986

Барбашов Б. М., Нестеренко В. В. Суперструны — новый подход к единой теории фундаментальных взаимодействий//УФН. Т. 150. С. 489.
Казаков Д. И. Суперструны, или За пределами стандартных представлений//Ibidem. С. 561.
Грин М. Теория суперструн в реальном мире//Ibidem. С. 577.
Энтони С. Суперструны: всеобъемлющая теория?//Ibidem. С. 579.