

РАЗВИТИЕ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ *)*Син-Итиро Томонага*

1. В 1932 г., когда я только еще начинал свою научную работу ассистентом у Нишины, Дирак опубликовал статью в журнале «Proceedings of the Royal Society»¹. В этой статье он обсуждал новую формулировку релятивистской квантовой механики и, в свете ее, вопрос о взаимодействии электронов с электромагнитным полем. К тому времени исчерпывающая теория этого взаимодействия формально была завершена работами Гейзенберга и Паули². Однако Дирак не был удовлетворен этой теорией и пытался построить новую теорию, исходя из положений, несколько отличных от общепринятых. Гейзенберг и Паули рассматривали (электромагнитное) поле, как некую динамическую систему, поддающуюся описанию в рамках гамильтонова формализма. При этом взаимодействие поля с частицами можно было описать, вводя понятие об энергии взаимодействия, так что можно было применять обычные методы гамильтоновой квантовой механики. Наоборот, Дирак полагал, что поле и частицы должны играть существенно различные роли, т. е., цитируя его, «роль поля состоит в том, чтобы обеспечить средства для наблюдений за системой частиц», а потому «мы не можем с тем же основанием полагать, что поле является динамической системой такого же типа, как и частицы, т. е. что поле можно наблюдать точно так же, как частицы».

Основываясь на такой философской точке зрения, Дирак предложил новую теорию, так называемую многовременную теорию, которая, помимо того, что она была конкретным примером его философии, обладала намного более удовлетворительной и красивой формой, нежели все существовавшие в то время теории. Действительно, с релятивистской точки зрения все другие теории имели один общий недостаток, который проистекал из использования гамильтонова формализма. Гамильтонова динамика была развита на основе нерелятивистских концепций, в которых время и пространство существенно отличаются друг от друга. Физические законы в ней формулируются при помощи описания изменений состояния динамической системы с течением времени. Или, используя квантовомеханические термины, можно сказать, что это — формализм для описания того, как амплитуда вероятности меняется с течением времени t .

Теперь в качестве примера рассмотрим систему, состоящую из N частиц. Пусть координаты каждой частицы равны соответственно $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N$. Тогда амплитуда вероятности системы является функцией N переменных $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N$ и, кроме того, функцией момента времени t ,

*) Sin-Itiro Tomonaga. Development of Quantum Electrodynamics, Personal Recollections. Nobel Lecture, May 6, 1966. Preprint Les Prix Nobel en 1965, The Nobel Foundation, Stockholm, 1966. Перевод И. М. Дрёмина.

в который рассматривается эта амплитуда. Таким образом, эта функция содержит только одну временную переменную, тогда как число пространственных переменных равно N . Однако в теории относительности время и пространство должны рассматриваться на совершенно одинаковых основаниях, так что указанное выше неравноправие явно не удовлетворительно. В то же время теория Дирака, не использующая гамильтонов формализм, дает возможность рассматривать различные временные переменные для каждой частицы, так что амплитуда вероятности может быть выражена как функция от $r_1, t_1, r_2, t_2, \dots, r_N, t_N$. Соответственно этому теория удовлетворяет требованию принципа относительности о том, что время и пространство должны рассматриваться на равных правах. Причиной, почему эта теория называется многовременной теорией, служит то обстоятельство, что используются N различных временных переменных.

Эта статья Дирака привлекла мое внимание новизной философии и красотой теории. Нишина также проявил большой интерес к этой статье и предложил, чтобы я исследовал возможности предсказать какие-либо новые явления с помощью этой теории. Тогда я начал проводить вычисления с целью проверить, можно ли вывести из этой теории формулу Клейна — Нишины или же возникнет некая модификация этой формулы. Однако я мгновенно обнаружил, даже не доводя до конца вычислений, что из этой теории следует тот же ответ, который был получен ранее. В действительности эта новая теория Дирака была математически эквивалентна старой теории Гейзенберга — Паули. В процессе вычислений я понял, что при помощи некоего унитарного преобразования можно перейти от одной теории к другой. Эквивалентность этих двух теорий была также обнаружена Розенфельдом³ и Дираком, Фоком и Подольским⁴, о чем вскоре было опубликовано в их статьях.

Хотя дираковский многовременный формализм и оказался эквивалентным теории Гейзенберга — Паули, однако он обладал тем преимуществом, что предоставлял нам возможность обобщить интерпретацию амплитуды вероятности. Именно, тогда как в старой теории можно было вычислить лишь вероятность нахождения частиц в точках с координатами r_1, r_2, \dots, r_N в один и тот же момент t , то теперь можно было вычислить более общую вероятность того, что первая частица в момент времени t_1 находится в точке r_1 , вторая — в точке r_2 в момент времени t_2 , N -я — в точке r_N в момент времени t_N . Впервые это обсуждалось Блохом⁵ в 1934 г.

2. В многовременной теории, развитой Дираком, электроны рассматривались как частицы. В то же время в квантовой механике любую частицу можно рассматривать согласно волновой картине. В теории Гейзенберга — Паули электроны фактически описывались как волны. Было хорошо известно, что такое волновое описание зачастую более удобно, нежели описание в терминах частиц. Поэтому возник вопрос о том, можно ли переформулировать теорию Гейзенберга — Паули таким образом, чтобы описывая как волны не только электромагнитное поле, но и электроны, сделать ее удовлетворительной с релятивистской точки зрения.

Как указал Дирак, теория Гейзенберга — Паули строится на гамильтоновом формализме, а потому амплитуда вероятности содержит только одну временную переменную, т. е. амплитуда вероятности задана как функция от значений поля в различных точках пространства и от одной общей времененной переменной. Однако понятие об общем времени в разных точках пространства не имеет релятивистского ковариантного смысла.

В 1942 г. Юкава⁶ написал статью, в которой он подчеркивал неудовлетворительность положений квантовой теории поля именно в этом пункте.

Он считал, что для устранения этого недостатка теории надо использовать идею о функции обобщенных преобразований, выдвинутую Дираком⁷. Я не буду останавливаться здесь на понятии о функции обобщенных преобразований. Однако, вкратце, идея Юкавы состояла в том, чтобы в качестве основы новой теории ввести некое понятие, которое являлось бы обобщением общепринятой концепции об амплитуде вероятности. Но, как указал сам Юкава, при этом мы сталкиваемся с той трудностью, что причину и следствие уже не удается достаточно четко отделить друг от друга. Согласно Юкаве эта неразличимость причины и следствия стала бы существенной чертой квантовой теории поля, ибо без отказа от каузального способа мышления, в котором причина и следствие четко различаются, не удалось бы разрешить те многочисленные трудности, появляющиеся в квантовой теории поля, о которых я буду говорить ниже. Однако я думал, что, вероятно, можно было бы (не производя таких резких изменений, которые пытались сделать Юкава и Дирак) исправить эту неудовлетворительную и неприятную черту теории Гейзенберга — Паули — приписывание общего времени разным точкам пространства. Другими словами, должна была бы, как я думал, существовать возможность так определить явно релятивистски ковариантную амплитуду вероятности, чтобы не быть вынужденным отказываться от каузального способа мышления. Надеясь на это, я вспомнил о многовременной теории Дирака, которая очаровала меня десятью годами раньше.

При рассмотрении системы N частиц в многовременной теории Дирака мы приписываем время t_1 первой частице, t_2 — второй, и так далее. При этом мы вводим N различных времен t_1, t_2, \dots, t_N вместо одного времени t . Подобным же образом я пытался выяснить, можно ли в квантовой теории поля вместо одного общего времени приписать разные времена различным точкам пространства. И действительно, мне удалось показать, что такая процедура возможна⁸.

Но поскольку число точек пространства в теории поля бесконечно (в отличие от конечного числа частиц в теории, пользующейся понятием частиц), то и временных переменных в амплитуде вероятности также стало бесконечно много. Однако оказалось, что это не приводит к каким-либо существенным трудностям. Новая амплитуда вероятности, содержащая бесконечно много временных переменных, могла быть интерпретирована совершенно аналогично тому, как это было сделано Блохом в случае многовременной теории Дирака. Кроме того, оказалось, что сформулированная таким образом теория полностью ковариантна. Эта ковариантная формулировка была абсолютно эквивалентна теории Гейзенберга — Паули: было показано, что точно так же, как в случае многовременной теории, можно перейти от одной формулировки к другой при помощи унитарного преобразования. Я начал эту работу в 1942 г., а завершил ее в 1946 г.

3. Как я упоминал выше, квантовой теории полей присущи многие трудности. В частности, всегда появляются бесконечности, которые обусловлены реакцией поля в различных процессах. Первым из явлений, которое привлекло мое внимание как проявление реакций поля, была электромагнитная масса электрона. Электрон, обладая зарядом, создает вокруг себя электромагнитное поле. В свою очередь это поле — так называемое собственное поле электрона — взаимодействует с электроном. Это взаимодействие мы и называем реакцией поля. Благодаря реакции поля истинная масса электрона отличается от первоначально заданной (затравочной) массы. Избыток массы, обусловленный этой реакцией поля, называется электромагнитной массой электрона.

Экспериментально наблюдаемая масса представляет собой сумму первоначальной и этой электромагнитной массы. Понятие об электромагнитной массе появлялось уже в лоренцовской классической теории электрона. Лоренц вычислил в рамках классической теории электромагнитную массу и в результате получил, что эта масса обращается в бесконечность в случае точечного (нулевого радиуса) электрона. С другой стороны, электромагнитная масса много раз вычислялась в квантовой теории. Здесь я упомяну в особенности о работе Вайскопфа⁹. Согласно его результатам, квантовомеханическая электромагнитная масса оказалась бесконечной. И хотя степень расходимости была намного слабее, нежели в случае лоренцовской теории, однако наблюдаемая масса, которая содержит эту добавочную массу, была бы бесконечной. Конечно, это противоречило бы эксперименту.

Для того чтобы преодолеть трудность с бесконечно большой электромагнитной массой, Лоренц рассмотрел не точечный электрон, а электрон с конечными размерами. Однако в рамках релятивистской квантовой теории рассмотрение электрона конечных размеров представляется весьма трудным. Многие пытались использовать различные приемы преодоления этой трудности с бесконечностями, однако никому не удалось этого достичь.

Следующая проблема, которая привлекала внимание физиков в связи с реакцией поля, состояла в определении того, каково влияние реакции поля в процессах рассеяния электронов. В качестве конкретного примера рассмотрим рассеяние электронов внешним полем. Обычно воздействием реакций поля на рассеиваемый электрон пренебрегают, предполагая, что оно пренебрежимо мало. Тогда поведение рассеяния, предсываемое на основе теоретических расчетов (например, формула Резерфорда), очень хорошо согласуется с экспериментом. Но что же произойдет, если учесть влияние реакции поля? Эта теоретическая проблема была исследована в нерелятивистской теории Браунбеком и Вайнманом¹⁰, а также Паули и Фирцем¹¹, и в релятивистской теории Данковым¹².

Тогда как Данков в своих релятивистских расчетах использовал приближенный метод — теорию возмущений, Паули и Фирц рассмотрели эту проблему таким образом, что сначала точно выделили наиболее важную часть реакции поля. При этом они использовали метод контактного преобразования, который был похож на метод, предложенный на год раньше Блохом и Нордсиком¹³. Так как Паули и Фирц рассматривали нерелятивистскую модель, а затем упростили задачу, использовав так называемое дипольное приближение, то их расчеты были особенно ясными. Как нерелятивистские, так и релятивистские вычисления указали по меньшей мере на несколько бесконечностей в процессах рассеяния*).

Сделанные этими авторами выводы были фатальными для теории. Влияние реакции поля и в этой задаче становилось бесконечно большим. Вклад реакции поля в величину, называемую поперечным сечением рассеяния и выраженную количественно поведение рассеяния, вместо того чтобы становиться пренебрежимо малым, был бесконечно большим. Это, конечно, не согласуется с экспериментом.

Такое обескураживающее состояние дел породило во многих сильное недоверие к квантовой теории поля. Существовали даже такие экстрем-

*). Основная цель работ Блоха и Нордсика, а также Паули и Фирца, состояла в устранении инфракрасной катастрофы, которая была одной из расходимостей, возникавших в теории. Поскольку эта трудность была преодолена в их статьях, то мы ограничимся здесь обсуждением других расходимостей, так называемых ультрафиолетовых расходимостей.

мистские точки зрения, что сама концепция реакции поля не имеет ничего общего с истинными законами природы.

С другой стороны, существовала также и точка зрения, согласно которой реакция поля не является полностью бессмысленным понятием, а должна играть важную роль в процессах рассеяния, хотя появление расходимостей и обнаружило некий дефект теории. Гейзенберг¹⁴ в своей статье, опубликованной в 1939 г., подчеркивал, что реакция поля должна быть существенной в рассеянии мезонов на нуклонах. Как раз в это время я учился в Лейпциге, и я еще живо помню, как Гейзенберг с энтузиазмом объяснял мне эту идею и передал мне верстки своей статьи, которая была послана в печать. Под влиянием Гейзенberга я решил, что именно проблема реакции поля, будучи отнюдь не бессмысленной, требует фронтальной атаки.

Итак, возвратившись из Лейпцига в Японию, я занялся исследованием природы бесконечностей, возникающих в процессах рассеяния, одновременно продолжая упомянутую выше работу по формулировке ковариантной теории поля. Мне хотелось узнать, какова связь бесконечности, появляющейся в процессе рассеяния, с массовой бесконечностью. Если вы прочтете упомянутые выше статьи Блоха и Нордсика, а также Паули и Фирца, то обнаружите, что один из членов, содержащих бесконечные величины, сначала выделяется при помощи контактного преобразования. Именно этот член оказывается модифицирующим массу. Помимо бесконечности такого сорта появляется, согласно Паули и Фирцу, другой тип бесконечности, характерный для процесса рассеяния. На этом пути я исследовал ряд простых моделей, которые не были реалистическими, но их можно было точно решить. С помощью этих моделей удалось понять, что наиболее сильно расходящиеся члены в процессе рассеяния имеют тот же вид, что и выражение, описывающее изменение массы вследствие реакций поля. Поэтому оба они должны быть проявлением одного и того же эффекта. Другими словами, по крайней мере часть бесконечностей, возникающих в процессах рассеяния, можно было бы объединить в бесконечность, связанную с массой частицы. При этом остаются лишь бесконечности, обусловленные собственно процессом рассеяния. Они оказались расходящимися слабее, нежели массовая бесконечность.

Так как эти выводы были сделаны на основе нерелятивистских или нереалистичных моделей, то все же еще существовало сомнение, получится ли то же самое и для случая релятивистских электронов, взаимодействующих с электромагнитным полем. Данков пытался найти ответ на этот вопрос. Он вычислил, в рамках релятивистской теории, бесконечности, появляющиеся в процессах рассеяния, и определил, какие из них можно объединить в массовые бесконечности и какие остаются как бесконечности, обусловленные собственно процессом рассеяния. Он обнаружил, что среди последних остается член, который расходится по крайней мере столь же сильно, как и массовая бесконечность. Это отличалось от выводов, полученных из искусственно придуманных моделей.

Действительно, в случае релятивистского электрона и электромагнитного поля существует два типа реакций поля. Один из них следовало бы назвать «массовым типом», а другой — «типом поляризации вакуума». Реакция поля массового типа изменяет массу электрона, добавляя к затравочной электромагнитную массу, как это было вычислено Вайскопфом. В то же время реакция поля типа поляризации вакуума меняет заряд электрона по сравнению с его первоначальным значением A , как обсуждалось в последующих статьях Вайскопфа¹⁵ и других авторов.

В заряде электрона появляются бесконечные члены, если учесть эффект поляризации вакуума. Однако в целях простоты я остановлюсь ниже на расходимостях типа поляризации вакуума лишь очень коротко.

4. Тем временем Саката¹⁶ предложил в 1946 г. многообещающий метод устранения расходимостей в массе электрона, основанный на идее о связующей силе. Идея состояла в том, что предполагалось существование неизвестного поля, типа мезонного поля, которое взаимодействует с электроном наряду с электромагнитным полем. Саката назвал его полем связующей силы^{*)} потому, что масса электрона, обусловленная взаимодействием этого поля с электроном, хотя и обращалась в бесконечность, но была отрицательной. Поэтому наличие такого поля могло бы в некотором смысле стабилизировать электрон. Саката указал на возможность того, что электромагнитная масса и эта отрицательная новая масса сокращают друг друга, так что бесконечность можно устраниć, если выбрать соответствующим образом константу связи этого поля с электроном. Таким образом, казалось, что трудность, которая в течение долгого времени беспокоила всех, исчезла, по крайней мере в вопросе о массе. (Позже мы обнаружили, что та же самая идея была независимо от Сакаты предложена Пайсом¹⁷ в США.) Меня больше всего интересовало, можно ли на основе той же идеи о сокращении положительных и отрицательных вкладов устраниć бесконечности, возникающие в процессах рассеяния электронов.

Пример вычисления того, как реакция поля влияет на процесс рассеяния, был уже приведен Данковым. Единственное, что надо было сделать, это — заменить в вычислениях Данкова электромагнитное поле на поле связующей силы. Я мобилизовал работавших со мной молодых сотрудников, и мы вместе проделали эти вычисления¹⁸. Как и ожидалось, в сечении рассеяния действительно появлялись бесконечности с отрицательным знаком. Однако когда мы сравнили их с теми бесконечностями положительного знака, которые Данков получил для электромагнитного поля, то эти два типа бесконечностей не сокращались полностью друг с другом. Следовательно, согласно полученному нами результату теория Сакаты приводила к сокращению бесконечностей только в массовых членах, но не в процессах рассеяния. Кроме того, было известно, что бесконечности типа поляризации вакуума также не сокращаются при введении поля связующей силы.

К сожалению, Данков в своей статье не опубликовал подробно детали вычислений. Поэтому, рассматривая этот круг вопросов, мы чувствовали необходимость проделать вновь вычисления Данкова наряду с расчетом влияния поля связующей силы. Как раз в это время мне удалось обнаружить более простой метод вычислений.

Этот новый метод вычислений состоял в применении техники контактных преобразований в рамках ранее упомянутого формализма ковариантной теории поля. В некотором смысле он был релятивистским обобщением метода Паули — Фирца. Он обладал тем преимуществом, что, как было показано в их статье, электромагнитная масса выделялась с самого начала.

Наш новый метод расчета вообще не отличался по содержанию от метода теории возмущений, использованного Данковым, но при этом вычисления становились более ясными. Действительно, то, на что тратилось несколько месяцев при расчетах типа проведенных Данковым, могло теперь быть проделано за несколько недель. Именно благодаря

^{*)} Это поле называют также компенсирующим нейтральным скалярным полем, С-мезонным полем или *f*-полем. (Прим. перев.)

этому методу мы обнаружили ошибку в вычислениях Данкова. В самом начале мы также делали эту же ошибку. При помощи этого нового, более ясного метода мы заметили, что среди различных членов, появлявшихся как у Данкова, так и в наших первоначальных расчетах, был пропущен один член. Да, был опущен всего лишь один член, но это обстоятельство оказалось решающим для окончательного вывода. Действительно, когда мы исправили ошибку, то бесконечности, появлявшиеся в процессах рассеяния электрона из-за наличия электромагнитного поля и поля связующей силы, сокращались полностью, за исключением лишь расходимостей типа поляризации вакуума.

5. Когда была обнаружена эта злополучная ошибка Данкова, то мы вынуждены были пересмотреть его выводы о связи расходимостей в процессах рассеяния с расходимостями массы и, в частности, вывод о том, что в процессах рассеяния остается часть бесконечностей, которые не могли бы быть приписаны изменению массы. В действительности оказалось, что после исправления ошибки бесконечности массового типа, появлявшиеся в процессах рассеяния, можно было свести полностью к изменению массы, а оставшаяся часть реакции поля относилась уже к собственно рассеянию и была сходящейся¹⁹. Другими словами, наиболее сильно расходящаяся часть бесконечностей, появлявшихся в процессах рассеяния, могла быть приписана как в релятивистском, так и в нерелятивистском случаях бесконечности массы. Причина, почему остающаяся часть была конечной в релятивистском случае, заключалась в том, что наивысшая расходимость была только порядка $\log \infty$, а после введения этой расходимости в массовый член остаток оказывался сходящимся. Огромное значение этого метода контактных преобразований состояло в том, что, как только была выделена бесконечность в массе, получалась теория, свободная от расходимостей.

На этом пути стала абсолютно очевидной природа различных бесконечностей. Хотя я не описывал здесь бесконечность типа поляризации вакуума, но она, как было упомянуто выше, также появляется в процессах рассеяния. Однако Данков уже обнаружил, что эта бесконечность может быть приписана изменению заряда электрона. Таким образом, окончательный вывод состоял в том, что все бесконечности, появляющиеся в процессах рассеяния, могут быть приписаны или бесконечности электромагнитной массы, или бесконечности заряда электрона — и никаких других бесконечностей в теории не существует. Очень приятно, что в теории нет никаких расходимостей, за исключением двух бесконечностей в массе и заряде электрона. Нельзя, конечно, утверждать, что в теории вообще нет расходимостей, поскольку масса и заряд в действительности бесконечны. Однако следует заметить, что если свести бесконечности, появляющиеся в процессах рассеяния, к модификации массы и заряда, то все остающиеся члены уже будут конечными. Далее, если исследовать структуру теории, то после того как бесконечности объединены с массой и зарядом, видно, что единственными появляющимися в теории значениями массы и заряда служат величины, измененные под влиянием реакции поля; первоначальные значения и добавки, обусловленные реакциями поля, никогда не появляются по отдельности.

Эта ситуация приводит к следующей возможности. Теория, конечно, не обеспечивает разрешения трудностей с бесконечностями, т. е. поскольку те части измененных масс и заряда, которые обусловлены реакциями поля, содержат расходимости, то, исходя лишь из теории, нельзя вычислить ни массу, ни заряд. Однако наблюдаемые на эксперименте значения массы и заряда не равны их первоначально заданным величинам, а это — те значения массы и заряда, которые содержат добавку вследствие реакций

поля, и именно они являются конечными величинами. С другой стороны, масса и заряд, появляющиеся в теории, как было упомянуто выше, заданы величинами, измененными под действием реакций поля. Благодаря этому обстоятельству, и, особенно, поскольку теория не способна дать конечный ответ о модифицированных массе и заряде, можно принять феноменологическую процедуру, состоящую в подстановке вместо этих величин их экспериментальных значений. Когда теория оказывается некомпетентной в какой-либо своей части, то обычная процедура состоит в том, чтобы в этой части полагаться на эксперимент. Эта процедура называется в нашем случае перенормировкой массы и заряда, и наш метод показал возможность того, что с помощью перенормировки теория может привести к конечным результатам, даже если в ней и имеются некоторые дефекты.

Идея перенормировок далеко не нова. Многие явно или неявно использовали эту идею; и слово «перенормировки» можно найти уже в статье Данкова. В его расчетах вследствие допущенной ошибки оказалось, что расходимости в рассеянии оставались даже после перенормировки массы электрона. Эта ошибка была поистине злополучной; если бы он провел вычисления правильно, то история теории перенормировок была бы совершенно другой.

6. Это был период 1946—1948 гг., вскоре после окончания мировой войны, и в Японии трудно было получать информацию из-за границы. Однако вскоре мы получили известие о том, что в США Льюис и Эпштейн²⁰ обнаружили ошибку Данкова и пришли к тем же выводам, которые сделали мы, и что Швингер²¹ построил ковариантную теорию поля, аналогичную нашей, и он, возможно, проводил разные вычисления с помощью ее. В частности, капля по капле просачивались новости о том, что был открыт так называемый лэмбовский сдвиг²², являющийся проявлением реакции электромагнитного поля, и что Бете²³ вычислял его теоретически. Первая информация о лэмбовском сдвиге была получена не из «Physical Review», а из еженедельного американского журнала, в котором один столбец был посвящен популярному изложению достижений науки. Это сообщение о лэмбовском сдвиге побудило нас провести более точные вычисления, нежели пробные вычисления Бете.

Явление лэмбовского сдвига обусловлено тем, что энергетические уровни атома водорода несколько сдвинуты по сравнению с уровнями, следующими из теории Дирака. Бете считал, что именно реакции поля были ответственны за этот сдвиг. Согласно его расчетам реакции поля приводили к бесконечному сдвигу уровней, но он думал, что окажется возможным сделать этот сдвиг конечным с помощью перенормировки массы, и пробный расчет привел к значению, которое почти согласовалось с экспериментом.

Проблема сдвига уровня отличается от проблемы процессов рассеяния. Однакоказалось убедительным, что перенормировка, которая эффективно работала при устранении бесконечностей в процессе рассеяния, окажется плодотворной и в этом случае. Действительно, метод контактного преобразования, предложенный Паули и Фирцем, приспособленный затем для задачи рассеяния, можно было бы применить и здесь, таким образом прояснив вычисления Бете и подтвердив правильность его идеи. Поэтому метод ковариантных контактных преобразований, при помощи которого мы вновь проделали вычисления Данкова, оказался бы пригодным и для проведения релятивистских расчетов лэмбовского сдвига. Это было нашим предсказанием.

Вычисление лэмбовского сдвига было проделано в США многими авторами²⁴. В их числе Швингер, обладавший мощной математической

техникой, полностью используя метод ковариантных контактных преобразований, очень умело вычислил не только лэмбовский сдвиг, но и другие величины, такие, как аномальный магнитный момент электрона. После долгих трудоемких вычислений, менее искусных, нежели расчеты Швингера, мы²⁵ получили для лэмбовского сдвига результат, который находился в согласии с тем, что было вычислено американцами. Более того, Фейнман²⁶ разработал удобный метод, основанный на весьма остроумной идее, который можно было бы применить для того, чтобы расширить приближение, рассмотренное в работах Швингера и нашей группы, на более высокие порядки. А Дайсон²⁷ показал, что все бесконечности, появляющиеся в квантовой электродинамике, можно устранить с помощью процедуры перенормировок во всех приближениях вплоть до сколь угодного порядка. Далее, многими было показано, что этот метод, предложенный Фейнманом и развитый Дайсоном, применим не только в квантовой электродинамике, но и в статистической механике, и в физике твердого тела. И в этих областях физики он дал новые мощные методы исследования. Однако, возможно, эта сторона вопроса будет обсуждаться Швингером и Фейнманом, и поэтому мне нет смысла объяснять все это. Итак, я рассказал вам о том, как я играл крошечную, частную роль в недавнем развитии квантовой электродинамики. На этом я хотел бы закончить свое выступление.

Токийский университет

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **136**, 453 (1961).
2. W. Heisenberg, W. Pauli, Zs. f. Phys. **56**, 1 (1929).
3. L. Rosenfeld, Zs. f. Phys. **76**, 729 (1932).
4. P. A. M. Dirac, V. Fock, B. Podolsky, Phys. Z. USSR **2**, 468 (1932).
5. F. Bloch, Phys. Z. USSR **5**, 301 (1943).
6. H. Yukawa, Kagaku **12**, 249 (1943).
7. P. A. M. Dirac, Phys. Z. USSR **3**, 64 (1933).
8. S. Tomonaga, Progr. Theor. Phys. **1**, 27 (1946).
- Z. Koba, T. Tati, S. Tomonaga, Progr. Theor. Phys. **2**, 101, 198 (1947).
- S. Kanazawa, S. Tomonaga, Progr. Theor. Phys. **3**, 1, 101 (1948).
9. V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **56**, 72 (1939).
10. W. Brauneck, E. Weinmann, Zs. f. Phys. **110**, 369 (1938).
11. W. Pauli, M. Fierz, Nuovo cimento **15**, 267 (1938).
12. S. M. Dancoff, Phys. Rev. **55**, 959 (1939).
13. F. Bloch, A. Nordstieck, Phys. Rev. **52**, 54 (1937).
14. W. Heisenberg, Zs. f. Phys. **113**, 61 (1939).
15. V. F. Weisskopf, Kgl. Danske Vid. Sels. **14**, 6 (1936).
16. S. Sakata, Progr. Theor. Phys. **1**, 143 (1946).
17. A. Pais, Phys. Rev. **70**, 796 (1946).
18. D. Ito, Z. Koba, S. Tomonaga, Progr. Theor. Phys. **3**, 276 (1948).
- Z. Koba, G. Takeda, Progr. Theor. Phys. **3**, 407 (1948).
19. Z. Koba, S. Tomonaga, Progr. Theor. Phys. **3**, 290 (1948).
- T. Tati, S. Tomonaga, Progr. Theor. Phys. **3**, 391 (1948).
20. H. W. Lewis, Phys. Rev. **73**, 173 (1948).
- S. T. Epstein, Phys. Rev. **73**, 179 (1948).
21. J. Schwinger, Phys. Rev. **73**, 416 (1948); **74**, 1439 (1948); **75**, 651 (1949); **76**, 790 (1949).
22. W. E. Lamb, R. C. Rutherford, Phys. Rev. **72**, 241 (1947).
23. H. A. Bethe, Phys. Rev. **72**, 339 (1947).
24. N. M. Kroll, W. E. Lamb, Phys. Rev. **75**, 388 (1949).
- J. B. French, V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **75**, 1241 (1949).
25. H. Fukuda, T. Miyamoto, S. Tomonaga, Progr. Theor. Phys. **4**, 47, 121 (1949).
26. R. P. Feynman, Phys. Rev. **74**, 1430 (1948); **76**, 769 (1949).
27. F. J. Dyson, Phys. Rev. **75**, 486 (1949); **75**, 1736 (1949).