

Квантовая структура электрослабых взаимодействий (Нобелевская премия по физике 1999)

Ю.П. Степановский
Институт теоретической физики
ННЦ "Харьковский Физико-Технический Институт"
Academicheskaya St. 1, Kharkov, 310108, Ukraine
e-mail:yustep@kipt.kharkov.ua

Содержание

1. Введение. Нобелевские лауреаты по физике 1999	571
2. Что описывает Стандартная Модель?	572
3. Краткая история и предистория Стандартной Модели	574
3.1. Первое объединение. Уравнения Максвелла (1864)	574
3.2. Уравнение Дирака (1928)	574
3.3. Позитроны Дирака (1930). Позитроны и графики Фейнмана (1949)	576
3.4. Математические трудности	577
3.5. Квантовая электродинамика: от устранимых бесконечностей (1930) до неустранимых нулей (1955)	580
3.6. Фермиевская теория β -распада (1934)	581
3.7. Поля Янга-Миллса (1954)	582
3.8. Открытие несохранения четности (1956)	583
3.9. Фейнман и квантовая гравитация (1962)	585
3.10. Универсальная теория электрослабых взаимодействий (1967-1968)	587
4. Заключение. От Стандартной Модели к Стандартной Теории	588
5. Приложение 1. О движении вспять во времени	590
6. Приложение 2. Насколько слабы слабые взаимодействия	591

Аннотация

Статья содержит краткое изложение современных теоретических представлений о фундаментальных взаимодействиях в микромире, известных как Стандартная Модель. Рассказывается об истории возникновения Стандартной Модели как квантовой теории калибровочных полей и роли нобелевских лауреатов по физике 1999 г. Г.'т Хоофта и М.Вельтмана в доказательстве математической непротиворечивости Стандартной Модели.

1. Введение. Нобелевские лауреаты по физике 1999

В 1999 году Шведская Королевская Академия Наук присудила Нобелевскую премию по физике [1]

- Герарду 'т Хоофту (1946 г. рожд., Утрехт, Нидерланды),

- Мартину Й.Х. Вельтману (1931 г. рожд., Бильтховен, Нидерланды),

за выяснение квантовой структуры электрослабых взаимодействий в физике.

Теория электрослабых взаимодействий возникла в конце 70-ых годов. В 1979 г. за построение этой теории С.Л. Глэшоу, А. Салам и С. Вайнберг по-

лучили Нобелевскую премию "за вклад в объединенную теорию слабых и электромагнитных взаимодействий между элементарными частицами, в том числе за предсказание слабых нейтральных токов". В 1983 г. в ЦЕРН'е в опытах на встречных протон-антипротонных пучках были открыты переносчики слабых взаимодействий — массивные векторные W^\pm и Z^0 бозоны, предсказанные теорией. За это открытие К. Руббиа и С. ван дер Мер получили Нобелевскую премию в 1984 г. Однако, когда теория электрослабых взаимодействий возникла, не было ясно, имеет ли она математический смысл, т.е. можно ли производить разумные вычисления в этой теории, можно ли справиться с бесконечностями, обычно возникающими при расчетах физических величин в квантовой теории взаимодействующих полей. Вельтман и 'т Хоофт [2-5] на рубеже 80-ых годов решили эту сложную проблему и доказали, что теория электрослабых взаимодействий — математически непротиворечивая физическая теория, в которой можно производить расчеты и делать предсказания с большой точностью. В действительности, 'т Хоофт и Вельтман сделали большее: они выяснили, что математическая непротиворечивость теории электрослабых взаимодействий связана с калибровочной инвариантностью этой теории. 'т Хоофт и Вельтман "поставили теорию частиц на твердую математическую основу" [1], или, как сказал один из физиков еще 20 с лишним лет назад: "Работа 'т Хоофта превратила вайнберг-саламовскую лягушку в прекрасного принца" [6]. Методами, развитыми 'т Хоофтом и Вельтманом, удалось доказать непротиворечивость Стандартной Модели, включающей в себя не только теорию электрослабых взаимодействий, но и квантовую хромодинамику — современную теорию сильных взаимодействий. Основываясь на исследованиях 'т Хоофта и Вельзмана, Стандартной Модели и прецизионных экспериментальных данных, полученных в ЦЕРН'е на ускорителе LEP (Large Electron Positron), удалось предсказать массу самого тяжелого из кварков, топ кварка, открытого в 1995 г. в Национальной лаборатории им. Ферми (США).

2. Что описывает Стандартная Модель?

— Стандартная модель, стандартная модель... — сказал Фейнман. — Стандартная модель, это та, в которой говорится, что у нас есть электродинамика, есть слабое взаимодействие и есть сильное взаимодействие? О'Кей.

— Ведь это серьезное достижение — объединить их вместе.

— Но они не объединены.

— Не связаны вместе в один теоретический пакет?

— Нет.

— Но что же тогда такое $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$?

— Три теории, — сказал Фейнман. — Сильные взаимодействия, слабые взаимодействия, электромагнитные ... Сейчас все эти парни пытаются связать их вместе. Пытаются. Но не связали. О'Кей?

Из интервью с Р. Фейнманом, [7]

Сейчас мы уверены в том, что мы уже поняли основные силы в Природе. Мы смогли объединить электрослабую модель с квантовой хромодинамикой и получить аккуратное описание Природы, названное Стандартной Моделью.

Г.'т Хоофт [9]

По меньшей мере 20 лет отделяют слова Фейнмана, в раздражении сказанные им назойливому исторiku науки, и слова 'т Хоофта из лекции, прочитанной им в 1998 году. За это время отношение к Стандартной Модели радикально изменилось, в основном за счет многочисленных экспериментальных подтверждений ее предсказаний. Слова Фейнмана относятся ко времени, когда Стандартная Модель была одной из многих возможных претенденток на роль объединяющей теории и не было никаких экспериментальных ее подтверждений. Тем более замечательно, что уже в то время велась серьезная работа по анализу математической непротиворечивости Стандартной Модели, начатая Вельтманом и его молодым аспирантом 'т Хоофтом. Конечно же, у них были предшественники, причем первый важный вклад в решение проблемы внес Фейнман¹. К этому мы еще вернемся. Те же, кто хотят услышать историю Стандартной Модели, можно сказать, из первых уст, могут обратиться к двум лекциям 'т Хоофта [9, 10] 1998 года: "Славные дни физики: перенормировка калибровочных теорий" и "Когда была открыта асимптотическая свобода? или Реабилитация квантовой теории поля". Следует также отметить статью С. Вайнберга [11] в Scientific American (декабрь 1999 г.): "Объединенная физика в 2050 г.", где рассказывается об успехах Стандартной Модели и о перспективах ее объединения с общерелятивистской теорией тяготения, что, повидимому, потребует привлечения

¹В настоящей статье Р. Фейнман будет часто упоминаться и цитироваться. Это естественно, поскольку "влияние как его теорий, так и его личности ощущается в каждом разделе современной физики элементарных частиц [8]".

радикально новых идей. Стандартная Модель, ее достижения и границы применимости обсуждаются также в недавней статье (декабрь 1999 г.) В.А. Рубакова [12]: "Физика частиц и космология: состояние и надежды".

Стандартная Модель описывает электрослабое взаимодействие лептонов и кварков, которое переносится фотонами и калибровочными векторными W^\pm и Z^0 бозонами, а также сильное взаимодействие кварков, которое переносится глюонами. Стандартная Модель описывает также взаимодействия между состоящими из кварков мезонами и барионами и их распады. Перечислим лептоны, кварки, калибровочные бозоны, а также простейшие мезонные и барионные мультиплеты, которые описываются Стандартной Моделью. Кроме лептонов l и кварков q существуют соответствующие античастицы \bar{l} и \bar{q} , кроме того, каждый кварк существует в трех экземплярах, которые условно называются красным, зеленым и синим, в связи с чем теория, описывающая взаимодействие кварков и глюонов, называется квантовой хромодинамикой.

Лептоны(l) и кварки(q)

$$\begin{pmatrix} e^- & \mu^- & \tau^- \\ \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0,511 & 105,7 & 1777 \\ < 0,000015 & < 0,17 & < 18 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} u & c & t \\ d & s & b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sim 5 & 1300 & 175000 \\ \sim 10 & 170 & 4300 \end{pmatrix}$$

(Слева от обозначений кварков и лептонов приведены их массы в МэВ-ах.)

Калибровочные бозоны

$$\begin{array}{l|l} \gamma, & m=0, \\ g, & m=0, \end{array} \left| \begin{array}{l} W^\pm - , \\ Z^0 - , \end{array} \right. \begin{array}{l} m=80,4, \\ m=91,2. \end{array}$$

Мезоны со спинами 0 и 1 ($M = \bar{q}q$)

$$\begin{pmatrix} \bar{s}d & \bar{s}u \\ \bar{u}d & \bar{u}u, \bar{d}d, \bar{s}s \\ \bar{u}s & \bar{d}s \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} K^0 & K^+ \\ \pi^- & \eta, \pi^0, \eta' \\ \pi^+ & \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} K^- & \bar{K}^0 \\ K^{*0} & K^{*+} \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \rho^- & \omega, \rho^0, \varphi \\ \rho^+ & \\ K^{*-} & \bar{K}^{*0} \end{pmatrix}$$

Барионы со спинами 1/2 и 3/2 ($B = qqq$)

$$\begin{pmatrix} ddu & duu \\ dds & dus & uus \\ dss & uss \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} ddd & ddu & duu & uuu \\ dds & dus & uus \\ dss & uss \\ sss \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} n & p \\ \Sigma^- & \Sigma^0, \Lambda & \Sigma^+ \\ \Xi^- & \Xi^0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \Delta^- & \Delta^0 & \Delta^+ & \Delta^{++} \\ \Sigma^{*-} & \Sigma^{*0} & \Sigma^{*+} \\ \Xi^{*-} & \Xi^{*0} \\ \Omega^- \end{pmatrix}$$

Выше приведены мезоны и барионы, составленные из самых легких кварков, два октета мезонов, со спинами 0 и 1, октет барионов со спинами 1/2 и декуплет барионов со спинами 3/2. В приведенных мультиплетах кварки связаны в состоянии с орбитальным моментом, равным нулю, т.е. в S -состоянии, а могут связываться в состояниях с более высокими орбитальными моментами. Кроме того, наблюдаются и изучаются мезоны и барионы, составленные из более тяжелых кварков, таким образом, количество "элементарных частиц", описываемых Стандартной Моделью, очень велико. О Стандартной Модели рассказывается во многих книгах [17]–[28], постоянно обновляемое подробное описание Стандартной Модели можно найти по URL-адресу [29]. Краткое описание современного состояния физики элементарных частиц представляет собой обзор [30].

Схематически место Стандартной Модели в физике фундаментальных взаимодействий можно изобразить следующим образом (более подробная схема есть и обсуждается в упомянутой статье Вайнберга, знаком вопроса обозначена будущая объединенная теория всех взаимодействий):

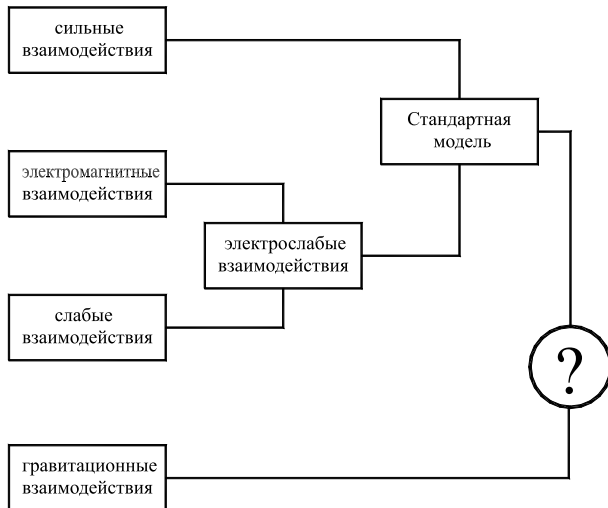


Рис. 1.

3. Краткая история и предистория Стандартной Модели

Я передаю вам весьма условный миф, который физики рассказывают своим студентам, а эти студенты — своим студентам, и все это совсем не обязательно имеет отношение к реальному историческому развитию, которого я в действительности не знаю!

Р. Фейнман [31]

3.1. Первое объединение. Уравнения Максвелла (1864)

В истории человечества (если посмотреть на нее, скажем, через десять тысяч лет) самым значительным событием XIX столетия, несомненно, будет открытие Максвеллом законов электродинамики. На фоне этого важного научного открытия гражданская война в Америке в том же десятилетии будет выглядеть мелким провинциальным происшествием.

Р. Фейнман [32]

Изучая эту чудесную теорию, нельзя не почувствовать, что ее математическим формулам присуща самостоятельная жизнь и собственное сознание, что они умнее нас, умнее даже их создателя, что они дают нам больше, чем в них было заложено вначале.

Г. Герц [33]

После опытов Эрстеда (1820) и Ампера (1820) и открытия электромагнитной индукции Фараде-ем (1831), стало ясно, что электричество и магнетизм — это частные проявления чего то более общего, получившего название электромагнетизма. Построение единой теории электромагнитных явлений, осуществленное Дж.К. Максвеллом, было началом Новой физики, первым шагом к современной теории фундаментальных взаимодействий — Стандартной Модели.

Уравнения Максвелла, описывающие электромагнитное поле в вакууме (будем считать, что $c = \hbar = 1$, $x_4 = it$),

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= -\text{rot} \vec{E}, \text{div} \vec{H} = 0, \\ \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \text{rot} \vec{H}, \text{div} \vec{E} = 0,\end{aligned}\quad (1)$$

понадобятся нам в 4-мерной форме

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial x_\rho} F_{\mu\nu} + \frac{\partial}{\partial x_\mu} F_{\nu\rho} + \frac{\partial}{\partial x_\nu} F_{\rho\mu} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial x_\nu} F_{\mu\nu} &= 0,\end{aligned}\quad (2)$$

где $F_{ik} = \varepsilon_{ikl} H_l$, $F_{4k} = -F_{k4} = iE_k$. Выразим тензор электромагнитного поля $F_{\mu\nu}$ через векторный потенциал A_μ ,

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial}{\partial x_\mu} A_\nu - \frac{\partial}{\partial x_\nu} A_\mu. \quad (3)$$

Соотношение (3) калибровочно инвариантно относительно калибровочного преобразования

$$A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu + \frac{\partial}{\partial x_\mu} \varphi, \quad (4)$$

где φ — произвольная скалярная функция. (О различных формах записи уравнений Максвелла и о роли калибровочной инвариантности в дробном квантовом эффекте Холла (Нобелевская премия по физике 1998) см. [34] и [35].)

3.2. Уравнение Дирака (1928)

Развитие релятивистской теории электрона можно рассматривать сейчас примером того, как неверные доводы приводят иногда к ценному результату.

Р.А.М. Дирак [?]

Dirak сам подробно рассказал о том, как он пришел к своей теории электрона [37]. Дирака по принципиальным соображениям не удовлетворяло релятивистское обобщение уравнения Шредингера, волновое уравнение Клейна-Гордона

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x_\mu^2} - m^2\right)\psi(x) \equiv (\square - m^2)\psi(x) = 0, \quad (5)$$

поскольку он считал, что в квантово-механическое волновое уравнение производная по времени должна входить в первой степени, а не во второй. Дирак считал, что волновая функция электрона в момент времени t выражается через волновую функцию в момент времени 0 с помощью унитарного преобразования $U(t)$ ($U^+ = U^{-1}$),

$$\psi(t) = U(t)\psi(0). \quad (6)$$

Дифференцируя (6), найдем, что

$$\frac{d}{dt}\psi(t) = \frac{dU(t)}{dt}\psi(0) = \frac{dU(t)}{dt}U^{-1}(t)\psi(t). \quad (7)$$

Таким образом, волновая функция электрона должна подчиняться уравнению

$$i\frac{d}{dt}\psi(t) = H\psi(t), \quad H = H^+ = i\frac{dU}{dt}U^{-1}. \quad (8)$$

Дирак искал релятивистское волновое уравнение вида (8). "В течение нескольких месяцев эта задача оставалась нерешенной, и ответ возник совершенно неожиданно, явив собой один из примеров незаслуженного успеха [37]". Развлекаясь с недавно появившимися в физике матрицами Паули

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

удовлетворяющими соотношениям,

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 &= \sigma_2^2 = \sigma_3^2 = -I, \\ \sigma_1\sigma_2 + \sigma_2\sigma_1 &= 0, \\ \sigma_2\sigma_3 + \sigma_3\sigma_2 &= 0, \\ \sigma_3\sigma_1 + \sigma_1\sigma_3 &= 0, \end{aligned} \quad (10)$$

или в компактной форме

$$\sigma_i\sigma_k + \sigma_k\sigma_i = 2\delta_{ik}I, \quad i, k = 1, 2, 3, \quad (11)$$

Дирак обнаружил, что можно извлечь корень квадратный из суммы квадратов трех величин в форме, линейной по этим величинам. Например,

$$\sqrt{2^2 + 3^2 + 5^2} = 2\sigma_1 + 3\sigma_2 + 5\sigma_3. \quad (12)$$

Но Дираку нужно было извлечь корень квадратный из суммы квадратов четырех чисел, т.к. гамильтониан H релятивистского электрона

$$H = \sqrt{\vec{p}^2 + m^2} = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 + m^2}. \quad (13)$$

Дирак понял, что не нужно ограничиваться тремя 2×2 -матрицами Паули, а нужно ввести четыре 4×4 -матрицы Σ_μ , удовлетворяющие таким же соотношениям (11) как и матрицы Паули,

$$\Sigma_\mu\Sigma_\nu + \Sigma_\nu\Sigma_\mu = 2\delta_{\mu\nu}I, \quad \mu, \nu = 1, 2, 3, 4. \quad (14)$$

Теперь уравнение (8) можно записать в виде

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(x) = \sqrt{\hat{p}_1^2 + \hat{p}_2^2 + \hat{p}_3^2 + m^2}\psi(x) = (\hat{p}_1\Sigma_1 + \hat{p}_2\Sigma_2 + \hat{p}_3\Sigma_3 + m\Sigma_4)\psi(x), \quad (15)$$

где \hat{p}_i — дифференциальные операторы, $\hat{p}_i = -i\frac{\partial}{\partial x_i}$. Таким образом, Дирак получил уравнение

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi(x) = (-i\frac{\partial}{\partial x_1}\Sigma_1 - i\frac{\partial}{\partial x_2}\Sigma_2 - i\frac{\partial}{\partial x_3}\Sigma_3 + m\Sigma_4)\psi(x). \quad (16)$$

Умножая (16) на Σ_4 , используя соотношения (14) и вводя обозначения

$$-i\Sigma_4\Sigma_i \equiv \gamma_i, \quad \Sigma_4 \equiv \gamma_4, \quad (17)$$

получим уравнения Дирака в релятивистски ковариантной форме

$$(\gamma_\mu\frac{\partial}{\partial x_\mu} + m)\psi(x) = 0, \quad (18)$$

где 4×4 -матрицы *матрицы Дирака* γ_μ удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$\gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = 2\delta_{\mu\nu}. \quad (19)$$

Волновая функция электрона представляет собой 4-компонентную величину — *биспинор*.

В 1957 г., в связи с тем, что было решено перевести на русский язык классические работы Дирака по теории электрона, Дирак прислал небольшую статью (чуть более страницы текста) [36], в которой объяснил, в чем были ошибочны его доводы. Дирак не знал, что, кроме электронов существуют позитроны, мюоны, нейтрино, и что взаимодействуя друг с другом, или с электромагнитным полем, электроны могут порождать эти, или другие частицы.

"Необходимо, чтобы полная волновая функция, описывающая многие частицы, изменялась в зависимости от времени, согласно закону унитарного преобразования. Однако из этого ни в коем случае не следует, что волновая функция отдельного электрона должна изменяться согласно этому закону. [36]"

3.3. Позитроны Дирака (1930). Позитроны и графики Фейнмана (1949)

В основе теории позитронов лежит предположение о существовании неопределенного и бесконечного числа электронов с отрицательной кинетической энергией, причем ни бесконечно-большой заряд, ни бесконечно-большая масса этих электронов ничем себя не проявляют, а сами электроны служат лишь для заполнения бесконечного числа "клеток" в фазовом пространстве. Я должен признаться, что мною овладевает необычайное смущение, когда я пытаюсь осмыслить это основное положение теории, и я думаю, что я не одинок в этом чувстве.

В.А. Фок [38]

Однажды в аспирантуру в Принстоне мне позвонил проф. Уилер и сказал: "Фейнман! Я знаю, почему у всех электронов одинаковый заряд и одинаковая масса". — "Почему же?" — "Потому что все это один и тот же электрон".

Р. Фейнман [39]

Выводя свое уравнение, Дирак исходил из релятивистской связи между энергией ε и импульсом \vec{p}

$$\varepsilon^2 = \vec{p}^2 + m^2. \quad (20)$$

Но из (20) следует, что

$$\varepsilon = \pm \sqrt{\vec{p}^2 + m^2}, \quad (21)$$

причем от знака минус избавиться никак не удавалось². Получалось, что существуют состояния с отрицательной энергией, в которые электроны с положительной энергией не могут не переходить под действием каких-либо возмущений. Поскольку состояния с отрицательной энергией представлялись абсурдными, Дирак предположил, что почти все эти состояния заняты электронами, причем [38],

Эта совокупность электронов, сидящих на отрицательных уровнях энергии, вследствие своей однородности, не может восприниматься нашими органами чувств и измерительными приборами и только лишь *незанятые* электронами уровни с

²Только через 43 года Дираку удалось найти релятивистское волновое уравнение, не имеющее решений с отрицательной энергией [41]. Дирак не знал, что Э. Майорана нашел уравнение, обладающее решениями только с положительными энергиями, еще в 1932 г. [42]

отрицательной энергией, являясь чем-то исключительным, каким-то нарушением однородности, могут быть замечены нами...

Дирак отождествил эти незанятые состояния с отрицательной энергией ("дырки") с позитронами, открытыми в 1932 г. Теория Дирака давала возможность рассчитывать вероятности образования и аннигиляции электронно-позитронных пар, вероятности рассеяния фотонов на электронах, позитронах на электронах. Теория представляла собой вполне определенную схему для количественного описания всех наблюдаемых явлений. Противоречий с экспериментом не возникало, т.к. еще не существовали экспериментальные методы, позволяющие проверить более тонкие черты теории, такие, например, как воздействие электромагнитного поля на вакуум (поляризация вакуума). В развитии теории участвовали лучшие представители теоретической мысли: Бор, Паули, Гейзенберг, Иордан, Ферми, Ландау, Пайерлс, Клейн, Фок, Фирц, Оппенгеймер, Розенфельд, Вайскопф, Вентцель и др. Однако никто не считал теорию удовлетворительной. Как вспоминал Г. Вентцель [40], "Принципиальные трудности теории тяжелым грузом лежали на нашей совести".

В 1940 г. 22-летний Р. Фейнман был аспирантом 26-летнего Дж.А. Уилера. Уилер был не единственным, кому пришла мысль рассмотреть позитрон как электрон с отрицательной энергией, движущийся попятно во времени. Так, Г.А. Зисман в 1940 г. [43, 44], а Э.К.Г. Штюкельберг в 1941 г. [45] опубликовали статьи, в которых развивали это представление [45], статья же Фейнмана "Теория позитронов", первая в серии статей, посвященных решению проблем квантовой электродинамики [46], была опубликована в 1949 г. Фейнман сослался на Штюкельберга, но статьи Фейнмана содержали не только новый подход к трактовке позитронов, но и новую трактовку квантовой электродинамики. В 1965 г. Р.Ф. Фейнман, вместе с Дж.С. Швингером и С. Томонагой получил Нобелевскую премию "за фундаментальные работы по квантовой электродинамике, имевшие глубокие последствия для физики элементарных частиц". В 1948 г. вышла статья Фейнмана "Пространственно-временной подход к нерелятивистской квантовой механике" [47], основанная на материалах диссертации "Принцип наименьшего действия в квантовой механике", защищенной Фейнманом в 1942 г. Эта статья содержала новую трактовку квантовой механики ("фейнмановское интегрирование по путям"), которая сыграла решающую роль в работах 'т Хоофта и Вельтмана по доказательству непротиворечивости теории электрослабых взаимодействий.

Рассмотрим следующий рисунок.

На этом рисунке изображена мировая линия

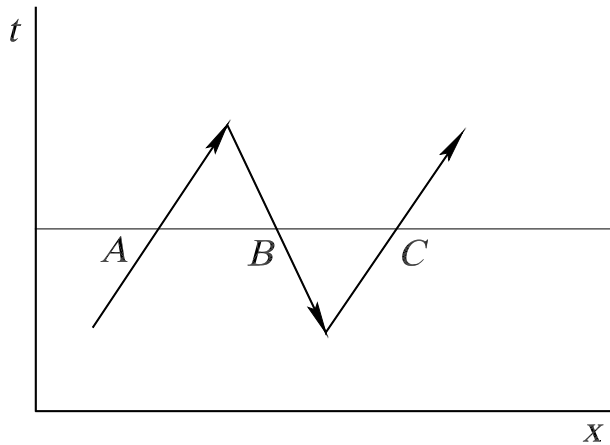


Рис. 2.

электрона, существующего в фиксированный момент времени (отмеченный горизонтальной линией) в трех экземплярах: в виде двух электронов (A и C) и позитрона (B).

Мировые линии C , B и A составляют вместе одну непрерывную мировую линию с "позитронной частью" B , направленной попятно во времени. Если следить за зарядом, а не за частицами, то эту непрерывную мировую линию нужно рассматривать в целом, а не разбивать на части. Здесь дело обстоит так же, как в том случае, когда летящий низко над дорогой пилот видит некоторое время вместо одной дороги три, хотя на самом деле имеется только двойной поворот одной и той же дороги [46].

Фейнман сформулировал правила ("правила Фейнмана") для расчета вероятностей различных физических процессов в квантовой электродинамике, причем каждому процессу сопоставлялась бесконечная совокупность картинок ("диаграмм Фейнмана"), соответствующих различным членам бесконечного ряда теории возмущений, по которой производились расчеты. Простейшие диаграммы соответствовали первым членам теории возмущений, причем похожим картинкам соответствовали похожие формулы. Рассмотрим некоторые диаграммы Фейнмана (Рис. 3):

Эти диаграммы описывают соответственно следующие процессы (время на диаграммах направлено вверх, пунктирные линии соответствуют фотонам):

- a — рассеяние электрона на электроне;
- b — рассеяние электрона на позитроне;
- c — рассеяние позитрона на позитроне;

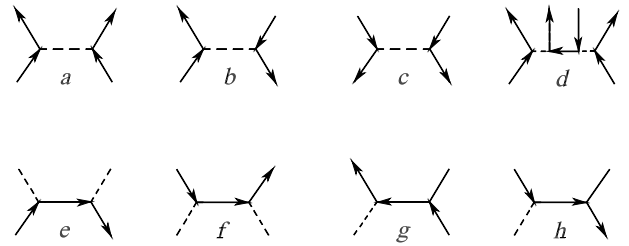


Рис. 3.

- d — образование электронно-позитронной пары при рассеянии электрона на электроне;
- e — аннигиляция электронно-позитронной пары в два фотона;
- f — образование электронно-позитронной пары двумя фотонами;
- g — рассеяние фотона на электроне;
- h — рассеяние фотона на позитроне.

3.4. Математические трудности

Математическую строгость авторы считают не только ненужной, но и весьма вредной... Отрицательное отношение авторов к математической строгости распространяется, повидимому, и на строгость в рассуждениях вообще... Если число неверных выводов в данной книге сравнительно невелико, то это приходится приписывать простоте предмета и тому факту, что желаемый результат известен авторам наперед.

Из рецензии В.А. Фока на "Механику" Л. Ландау и Л. Пятагорского [48]

Кто сказал, что физики должны быть хорошими математиками? Почему у нас такая плохая физика? Потому что у нас отбирают физиков с математическим уклоном. Все великие физики были плохими математиками.

П.Л. Капица [49]

В.А. Фок был слишком строг. И П.Л. Капица совсем прав. Э. Ландау писал, что даже физик, который "часто вынужден самостоятельно разбираться в новом математическом материале, может лишь тогда уверенно сойти с протоптанной тропы, когда он научится ходить, т.е. различать неверное от верного, предположение от доказательств (или, как некоторые изящно говорят, — нестрогие доказательства от строгих). [50]" "В математике строгость еще не составляет всего, но где ее нет, там

нет ничего;”— писал А. Пуанкаре — “нестрогое доказательство — это ничто! Думаю, что с этим никто спорить не станет. Но если толковать эту истину слишком буквально, то окажется, что, например, до 1820 г. не было вообще математики — утверждение, несомненно преувеличенное. [51]” “Если бы мы были безумно разумны, если бы мы были любопытны без нетерпения, вероятно, нам никогда не удалось бы создать науку.” — это слова того же А. Пуанкаре [51]. В 1905 А.М. Ляпунов, возражая А. Пуанкаре, сказавшему, что “нельзя требовать в механике той же строгости, как и в чистом анализе”, писал: “Я думаю, что если в некоторых случаях и допустимо пользоваться неясными рассуждениями, когда желают установить новый принцип, который логически не следует из того, что уже принято, ... однако же невозможно так поступать, когда надо решать определенную задачу (механики или физики), которая поставлена математически совершенно точно. [52]” (Подробности спора Ляпунова и Пуанкаре и переписку между ними можно найти в [53] и [54].)

А как поступать, когда надо решать определенную задачу (механики или физики), которая не поставлена математически совершенно точно, что чаще всего и бывает? Сложные взаимоотношения физики и математики, которые дополнительно друг к другу (по Бору, как *истина* и *ясность*) могут быть выражены с помощью соотношения неопределенностей [55]:

$$\Delta Mathematics \times \Delta Physics \geq Constant. \quad (22)$$

Еще одна дополнительность между физиками и математиками хорошо отражена в следующем разговоре [7]:

Однажды ассистент Дирака сказал Дайсону: “Я бросаю физику ради математики; я нахожу физику сумбурной, нестройной, непонятной”. Дайсон ³ ответил: “Я бросаю математику ради физики, исключительно по той же самой причине.”

Еще история, свидетельствующая о том, что физики и математики воспринимают мир по-разному [56]

Физик и математик летят на одном самолете... Пролетая над Канзасом, оба увидели далеко внизу черную овцу. Физик записал в блокноте: “В Канзасе водится черная овца”. Математик также сделал соответствующую запись в своем блокноте: “Где-то на Среднем Западе водится овца, черная сверху”.

³Ф. Дайсон стал аспирантом Р.Фейнмана и активно участвовал в разработке новых идей в квантовой электродинамике.

Шутки шутками, но есть и серьезные проблемы. В 1964 Р. Фейнман согласился принять участие в работе Комиссии по отбору новых школьных учебников по математике [57]. Фейнману привезли 140 кг учебников, которые заняли 5 метров книжных полок. Чувство гражданского долга заставило Фейнмана прочитать все эти книги. Это был сплошной вздор. Слова ради слов, определения ради определений, громоздкие обозначения для множеств, которые никогда и никому не смогут понадобиться. Фейнман считал, что трудно придумать что-нибудь более глупое, чем спрашивать у детей, равносильны ли множество девочек и множество леденцов на палочках, вместо того, чтобы спросить, например, хватит ли леденцов на всех девочек.

Но, как и многие иные извращения, девочки и леденцы на палочках и другие подобные глупости легко покоряли мир и, появившись сначала во Франции, вскоре на десятилетия заняли господствующее положение в преподавании математики во многих странах, в том числе в России и в Украине⁴. О том, к каким катастрофическим последствиям это привело см. статьи В.И. Арнольда [60, 61] и его же статьи в книге [62].

Примечателен оптимистический конец статьи В.И. Арнольда [60]. Он надеется, что в конце концов общество откажется от услуг схоластов-математиков, занимающихся “бесполезной аксиоматической болтовней” и “преподаватель математики, не одолевший хотя бы части томов курса Ландау и Лифшица, станет тогда таким же ископаемым, как сейчас — не знающий разницы между открытым и замкнутым множеством.” С последними словами трудно не согласиться: теоретическая физика, при всех ее несовершенствах, всегда была одним из источников развития математики как нормальной “естественной” (а не “противоестественной”, по терминологии Ландау) науки.

Уровень строгости, принятый у физиков (и совсем не по злему умыслу!), хорошо виден на одном простом примере. В квантовой электродинамике электромагнитное поле представляется как совокупность бесконечного количества гармонических осцилляторов. Рассмотрим одномерный случай, и пусть (чтобы иметь дело с дискретным спектром, а не с непрерывным, что сложнее) вся Вселенная состоит из отрезка длиной L и электромагнитное

⁴Один пример из российской жизни (рассказывал Я.А. Смородинский). В подмосковном городе Дубне учительница учила детей складывать дроби следующим образом: сложить числители и разделить на сумму знаменателей. Когда учительнице рассказали, что в Москве дроби складывают не так, учительница пришла в школу и сказала ученикам: “Дети! Пришло новое распоряжение из Москвы — дроби складывать по другому!” Но, как известно, в США многие студенты-первокурсники уже давно складывают дроби так, как будто бы их учила учительница из Дубны [58]. Да что там дроби! К настоящему времени “многие утратили способность читать и понимать даже умеренно сложный печатный материал!” [59].

поле (в одномерном случае простое скалярное поле) обращается в нуль на концах этого отрезка. Тогда частоты волн, заполняющих нашу Вселенную, и соответствующих гармонических осцилляторов должны быть кратны $\omega_0 = \pi c/L$,

$$\omega_n = n\omega_0 = n\pi \frac{c}{L}. \quad (23)$$

Но каждый гармонический осциллятор обладает энергией нулевых колебаний $E_0(\omega) = \hbar\omega/2$, в соответствии с соотношением неопределенностей

$$\Delta p \Delta x \geq \frac{\hbar}{2}, \quad (24)$$

согласно которому,

$$E(\omega) = \overline{E(\omega)} = \frac{\overline{p^2}}{2m} + \frac{m\omega^2 \overline{x^2}}{2} = \frac{(\Delta p)^2/m + m\omega^2(\Delta x)^2}{2} \geq \sqrt{\omega^2(\Delta p)^2(\Delta x)^2} \geq \frac{\hbar\omega}{2}. \quad (25)$$

Сумма энергий всех нулевых колебаний всех осцилляторов во всей Вселенной

$$E_0(L) = \sum_{\omega} E_0(\omega) = \frac{\hbar\omega_0}{2} \sum_{n=1}^{\infty} n = \pi \frac{\hbar c}{2L} (1 + 2 + 3 + \dots) \quad (26)$$

бесконечна. Поместим теперь в нашу Вселенную на расстоянии a две бесконечные параллельные проводящие пластины (в нашем случае две точки), на которых (в которых) поле обращается в нуль, и вычислим энергию нулевых колебаний между пластинами (точками),

$$E_0(a) = \sum_{\omega} E_0(\omega) = \pi \frac{\hbar c}{2a} (1 + 2 + 3 + \dots), \quad (27)$$

которая, естественно, также бесконечна. Вычтем теперь из последнего выражения энергию нулевых колебаний всей Вселенной, приходящуюся на длину a , $E_0(L)/L \times a$,

$$\Delta E = E_0(a) - E_0(L) \frac{a}{L}. \quad (28)$$

Наше выражение для ΔE совершенно бессмысленно, и как недавно справедливо заметил один из экспертов по физике нулевых колебаний, "прибавление минус бесконечности к плюс бесконечности — кошмар для математика — может слегка смутить даже физика-теоретика [63]". Может, но не каждого. В 1948 Х. Казимир регуляризировал бессмысленные бесконечные ряды (26) и (27) следующим образом [64, 65]:

$$\sum_{\omega} E(\omega) \rightarrow \lim_{\lambda \rightarrow 0} \sum_{\omega} e^{-\lambda E(\omega)} E(\omega). \quad (29)$$

Воспользовавшись тем, что

$$\sum_{n=1}^{\infty} n e^{-x n} = \frac{1}{4 \operatorname{sh}^2(x)} \Big|_{x \rightarrow 0} \approx \frac{1}{x^2} - \frac{1}{12} + \frac{x^2}{240} + \dots, \quad (30)$$

получим для ΔE конечное выражение

$$\Delta E = -\frac{\pi}{24} \frac{\hbar c}{a}. \quad (31)$$

Для случая двух параллельных проводящих пластин Х. Казимир получил следующее выражение для ΔE на единицу площади пластин,

$$\Delta E/S = -\frac{\pi^2}{720} \frac{\hbar c}{a^3}, \quad (32)$$

и, соответственно, следующее выражение для силы взаимодействия между пластинами (силы Казимира),

$$F/S = -\frac{\pi^2}{240} \frac{\hbar c}{a^4}. \quad (33)$$

В 1997 г. сила Казимира между двумя пластинами была измерена с 5-процентной точностью при расстояниях между пластинами от 0,6 до 6 микрон [66], хотя есть сомнения в том, что точность столь велика [67]. В 1998 проблемы физики нулевых колебаний обсуждались на конференции: "Эффект Казимира: 50 лет спустя" [68], в которой принимал участие сам Казимир.

На примере эффекта Казимира мы видим, что даже в простейших случаях в квантовой теории поля приходится иметь дело с плохо определенными рядами, а к чему приводит неаккуратное обращение даже с обыкновенными рядами можно увидеть из примера [69], взятого из статьи по квантовой электродинамике,

$$1 = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{x}{x} = \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{e^{\ln x}}{x} = \lim_{x \rightarrow \infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\ln x)^n}{n! x} = \sum_{n=0}^{\infty} \lim_{x \rightarrow \infty} \frac{(\ln x)^n}{n! x} = 0. \quad (34)$$

Многие интегралы, возникающие в квантовой теории поля, являются сингулярными интегралами, которые лишены смысла, пока не оговорен способ их вычисления. Рассмотрим простейший такой интеграл [70],

$$\int \frac{dp_1 dp_2 dp_3 dp_4}{(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 - p_4^2 + m^2)^3} = \frac{i\pi^2}{2m^2} \quad (35)$$

(имеется ввиду интегрирование по всему бесконечному четырехмерному пространству). Мы видим, что интеграл по вещественной области и с вещественным подынтегральным выражением равен чисто мнимому числу. Это связано с тем, что этот интеграл (по вполне обоснованной договоренности) сначала вычисляется по переменной p_4 по вполне определенному контуру в комплексной p_4 -плоскости, а уже затем по d^3p .

Хуже, когда интеграл не только имеет неинтегрируемые особенности внутри области интегрирования, но и расходится на бесконечности. Рассмотрим, в качестве примера интеграл

$$\int \frac{dp_1 dp_2 dp_3 dp_4}{(p_1^2 + p_2^2 + p_3^2 - p_4^2 + m^2)^2}. \quad (36)$$

После интегрирования по соответствующему контуру в комплексной плоскости p_4 остается расходящийся на бесконечности интеграл по d^3p , который можно регуляризовать, взяв его по шару достаточно большого, но конечного радиуса $\Lambda \gg m$. Тогда для интеграла (36) получится следующий логарифмически расходящийся результат (с точностью до членов порядка Λ^{-2}) [71],

$$\int \frac{d^4p}{(p^2 + m^2)^2} \rightarrow i\pi^2 \left(\ln \frac{\Lambda^2}{m^2} - 1 \right). \quad (37)$$

Расходящиеся интегралы, регуляризованные тем, или иным образом, в квантовой электродинамике складываются и вычитаются, после чего, после соответствующей переинтерпретации, получаются конечные результаты, не зависящие от параметра обрезания Λ и с удивительной точностью совпадающие с экспериментальными наблюдениями. Когда удастся показать, что можно свести концы с концами при вычислениях и на любой разумно поставленный вопрос получить разумный ответ, тогда говорят, что "теория поставлена на твердую математическую основу". Разумеется, в пределах строгости, принятой в теоретической физике. Дальше мы увидим, что "поставить на твердую математическую основу" теорию электрослабых взаимодействий оказалось гораздо сложнее, чем справиться с аналогичными проблемами в квантовой электродинамике.

3.5. Квантовая электродинамика: от устранимых бесконечностей (1930) до неустранимых нулей (1955)

Этот прием — оставлять только то, что имеет конечную величину и какой-то смысл, и отбрасывать бесконечно большие величины — был доведен до такой степени

"совершенства", что один из физиков (Роберт Сербер) иронически заметил: "Если число обращается в бесконечность, это не означает, что им можно пренебречь".

Л. Купер [72]

Полученный нами результат указывает на логическую незамкнутость квантовой электродинамики. Следует подчеркнуть при этом, что указываемая здесь несостоятельность теории вызвана непосредственно не бесконечностями (что считалось последние 25 лет), а обращением физического взаимодействия в нуль.

Л.Д. Ландау и И.Я. Померанчук [73]

В классической электродинамике в формулу, связывающую обобщенный (канонический) 4-импульс P_μ и обычный (неканонический) 4-импульс $p_\mu = m u_\mu$ (где u_μ — 4-скорость), входит 4-вектор электромагнитного потенциала $A_\mu(x)$,

$$P_\mu = p_\mu + e A_\mu. \quad (38)$$

В уравнение Дирака (18) входят операторы обычных импульсов $\hat{p}_\mu = \hat{P}_\mu - e A_\mu$, но дифференциальными операторами мы должны считать не обычные, а канонические импульсы $\hat{P}_\mu, \hat{p}_\mu = -i \frac{\partial}{\partial x_\mu}$. Поэтому уравнение Дирака, описывающее электрон, взаимодействующий с электромагнитным полем, имеет вид:

$$\left\{ \gamma_\mu \left(\frac{\partial}{\partial x_\mu} - i e A_\mu \right) + m \right\} \psi(x) = 0. \quad (39)$$

Если мы выразим тензор электромагнитного поля через 4-потенциал A_μ с помощью соотношения (3) и наложим на 4-потенциал условие Лоренца

$$\frac{\partial A_\mu(x)}{\partial x_\mu} = 0, \quad (40)$$

то уравнения Максвелла (2) примут простой вид (в эти уравнения следует еще добавить 4-вектор тока $j_\mu(x)$, который выражается в виде билинейной комбинации полей ψ и ψ^*):

$$\square A_\mu(x) = -4\pi j_\mu(x). \quad (41)$$

Но электромагнитное поле состоит из фотонов, при взаимодействии электронов с электромагнитным полем и друг с другом излучаются фотоны и рождаются другие электроны и позитроны. Это означает, что величины $A_\mu(x)$ и $\psi(x)$ не могут быть обычными числами, а должны быть квантовомеханическими операторами, удовлетворяющими определенным коммутационным соотношениям и действующими на квантовомеханические векторы состояния. При этом сразу же возникают трудности,

связанные с тем, что приходится квантовать "систему со связями". Эти трудности возникают даже, если строить теорию свободного электромагнитного поля, т.е. считать, что токи и заряды отсутствуют. В этом случае коммутационные соотношения для операторов электромагнитных потенциалов $A_\mu(x)$ имеют вид [71]:

$$[A_\mu(x), A_\nu(x')] = -\frac{i}{2\pi} \delta[(x-x')^2] \text{sgn}(t-t'), \quad (42)$$

где $\delta(x)$ — δ -функция Дирака. Вычислим теперь производную $\partial/\partial x_\mu$ от обеих частей равенства (42). Согласно (40), с одной стороны мы получим нуль, с другой же стороны нуля не получим. Таким образом, коммутационное соотношение (42) находится в противоречии со "связью" (40). В квантовой электродинамике выйти из затруднения можно, считая, что условие Лоренца выполняется не для операторов, а накладывается, как ограничение, на квантовомеханический вектор состояния, описывающий многофотонную систему ("условие Ферми" [74], 1932). Аналогичные, но гораздо большие затруднения, возникли в теории электрослабых взаимодействий.

Однако в квантовой электродинамике сразу после ее возникновения проявили себя и другие серьезные затруднения — бесконечности, возникающие при расчетах различных физических величин. Первым с бесконечностями столкнулся Дирак в 1930 г. в своей теории позитрона [38]. Он попытался вычислить, какое перераспределение электрического заряда вызовет внешнее электромагнитное поле в вакууме, заполненном бесконечным числом электронов с отрицательной энергией. При этом Дирак столкнулся с логарифмически расходящимся интегралом, аналогичным интегралу (37). Затем расходящиеся интегралы стали возникать у всех, кто пытался уточнить расчеты, в первом порядке теории возмущений хорошо соответствующие наблюдаемым данным, в частности, бесконечные значения получались для массы и заряда электрона. Вначале бесконечности просто отбрасывались, как не имеющие физического смысла, однако к 1947 г. микроволновая электроника достигла такого уровня, что удалось измерить энергетический сдвиг в 1057,9 МГц (*лэмбовский* сдвиг) между $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$ уровнями атома водорода, по теории Дирака равный нулю. Кроме того, оказалось, что магнитный момент электрона μ не равен магнетону Бора $\mu_B = e\hbar/2mc$, а несколько отличается от него (современное значение $\mu/\mu_B = 1,001159652193(10)$). Это требовало объяснений. Нужно было научиться вычислять *радиационные поправки* к квантовоэлектродинамическим эффектам. Выяснилось, что все расходимости в квантовой электродинамике сводятся к двум типам бесконечностей, и если одну из них (объединив с массой m , входящей в уравнение

Дирака) считать наблюдаемой массой электрона, а другую отождествить с наблюдаемым зарядом электрона, то конечные результаты расчетов будут содержать только конечные величины и прекрасно описывать экспериментальные данные. Теории, которые содержат конечное число расходимостей, от которых можно избавиться с помощью аналогичной процедуры, получили название *перенормируемых*. Теории, в которых число типов бесконечностей неограничено, были названы *неперенормируемыми*. (В принципе, *перенормировка* необходима даже в том случае, если никаких расходимостей нет, т.к. наблюдаемые значения физических констант не обязаны совпадать с *затравочными* значениями, т.е. с теми, которые входят в исходные уравнения теории.)

В середине 60-ых годов, после того как в работах Фейнмана, Швингера и Дайсона была разработана последовательная процедура перенормировки массы и заряда и вычислены радиационные поправки к основным физическим эффектам, в работах Ландау, Абрикосова, Халатникова, Фрадкина, Померанчука была обнаружена новая принципиальная трудность в квантовой электродинамике: оказалось, что перенормированный заряд электрона не зависит от затравочного и выражается формулой

$$e^2 = \frac{3\pi}{\ln \frac{\Lambda^2}{m^2}}, \quad (43)$$

где Λ — параметр обрезания, стремящийся к бесконечности. Видно, что при $\Lambda \rightarrow \infty$ $e^2 \rightarrow 0$.

Этот результат, получивший название "нуль-заряд" или "московский нуль", был воспринят теми, кто отнесся к нему серьезно, как окончательный приговор квантовой электродинамике и вообще квантовой теории поля и лагранжеву и гамильтонову формализмам, используемым в квантовой теории поля. "... мы с необходимостью приходим к выводу, что гамильтонов метод в квантовой механике изжил себя и должен быть похоронен, конечно, со всеми почестями, которые он заслужил", — объявил Ландау [75]. Но правы оказались те, кто скептически отнесся к "московскому нулю". Оказалось, что квантовая электродинамика не логически незамкнутая теория, как думали Ландау и Померанчук, а физически незамкнутая: электромагнитные взаимодействия должны быть объединены с другими взаимодействиями, а в объединенной теории проблема "нуль-заряда" не возникает (о проблеме нуль-заряда и дальнейшем развитии теории см. обзор [76]).

3.6. Фермиевская теория β -распада (1934)

После семинара, на котором выступали теоретики, ученики Оппенгеймера, Фер-

ми сказал Сегре, что был совершенно подавлен своей неспособностью понять, о чем идет речь, и только последняя фраза несколько утешила его; фраза эта была — "Вот в этом и состоит фермиевская теория бета-распада".

Б. Понтекорво [77]

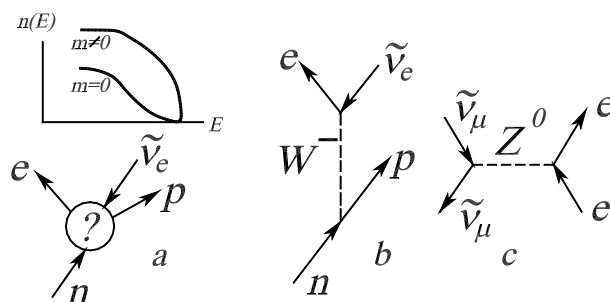
В 1930 г. Паули высказал гипотезу, что при β -распаде атомных ядер испускается нейтрино. Эта гипотеза решала проблему с кажущимся несохранением энергии при β -распаде, кроме того, если не учитывать нейтрино, то не выполнялся бы закон сохранения углового момента, например, при β -распаде нейтрона на протон, электрон и электронное антинейтрино,

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (44)$$

Нейтрон был открыт в 1932 г. В 1934 г. Э. Ферми построил первую теорию β -распада, в которой учитывал существование нейтрона и нейтрино (понятия об антинейтрино тогда еще не было) [78]. (В 1933 г. Ферми попытался опубликовать краткое изложение своей теории в Nature, но редактор журнала возвратил рукопись, как слишком абстрактную, далекую от физической реальности и не представляющую интереса для читателей.) После фундаментальной статьи 1932 г. по квантовой электродинамике Ферми и теорию β -распада попытался построить аналогичным образом. Он рассмотрел гамильтониан (оказавшийся неправильным), описывающий взаимодействие четырех частиц со спином 1/2, волновые функции которых удовлетворяют уравнению Дирака, и исследовал кинематику β -распада, не зависящую от вида гамильтониана. Позднее оказалось, что, в рамках предположений Ферми, можно было написать 5 различных (а впоследствии и 10) гамильтонианов или любую их суперпозицию. (Правильный гамильтониан ($V - A$ -взаимодействие) был угадан Фейнманом и Гелл-Манном только в 1958 г. и несколько ранее найден Маршаком и Сударшаном с помощью детального количественного анализа экспериментов по слабым взаимодействиям [79].)

Рассмотрим следующий рисунок.

На рисунке слева схематически изображен β -распад нейтрона с неизвестным в 1934 г. гамильтонианом, а также рисунок из статьи Ферми, говорящий о том, что, если график энергетического спектра электронов при β -распаде прижимается к горизонтальной оси, то масса нейтрино (антинейтрино) равна нулю, если же этот график пересекает горизонтальную ось под конечным углом, то масса нейтрино (антинейтрино) не равна нулю. На рисунке справа изображен β -распад нейтрона так, как он представляется в Стандартной Модели, т.е.



Теория Ферми

Стандартная Модель

Рис. 4.

с участием промежуточного W^- -бозона. Кроме того, изображено предсказанное Стандартной Моделью рассеяние антинейтрино на электроны, которое наблюдалось в 1973 г. (об этой и других ядерных реакциях связанных с нейтральными слабыми токами см. [22]).

3.7. Поля Янга-Миллса (1954)

Симметрия, группы Ли и калибровочная инвариантность играют главные роли в определении основных сил физической вселенной. Я назвал это принципом, согласно которому симметрия диктует взаимодействия.

Ч. Янг [80]

Уравнение Дирака (39) и уравнения Максвелла (2) инвариантны относительно одновременного умножения волновой функции на некоторый фазовый множитель, зависящий от координат и времени (калибровочного преобразования первого рода), и градиентного преобразования 4-потенциала $A_\mu(x)$ (калибровочного преобразования второго рода)

$$\begin{aligned} \psi(x) &\rightarrow \psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x), \\ A_\mu(x) &\rightarrow A'_\mu(x) = A_\mu(x) + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \alpha(x). \end{aligned} \quad (45)$$

Работа Янга и Миллса [81] возникла из попыток обобщить калибровочную инвариантность (45) за пределы электромагнетизма. Янг и Миллс рассмотрели случай, когда каждая компонента дираковской волновой функции в свою очередь является многокомпонентной, т.е. волновая функция $\psi(x)_{\alpha a}$ имеет два индекса, биспинорный $\alpha = 1, 2, 3, 4$ и изотопический $a = 1, 2$. У Янга и Миллса $a = 1, 2$ означало протон и нейтрон, но $a = 1, 2$ может соответствовать нейтрино и электрону (электрослабая теория), или $a = 1, 2, 3$ может соответствовать красному, зеленому и синему кваркам

(квантовая хромодинамика). Янг и Миллс потребовали, чтобы теория была инвариантна относительно калибровочных преобразований вида

$$\psi'(x)_a = \Lambda(x)_a^b \psi(x)_b, \quad (46)$$

или, если опустить индексы,

$$\psi'(x) = \Lambda(x)\psi(x), \quad (47)$$

где матрица $\Lambda(x)$ — некоторая унитарная $n \times n$ -матрица, а в общем случае матрица, реализующая представление некоторой непрерывной группы (группы Ли). Тогда, чтобы уравнение Дирака

$$\{\gamma_\mu (\frac{\partial}{\partial x_\mu} - i\varepsilon B_\mu) + m\}\psi(x) = 0. \quad (48)$$

были инвариантно относительно преобразования (47), мы должны потребовать, чтобы величины B_μ преобразовывались при этом преобразовании следующим образом,

$$B'_\mu = \Lambda B_\mu \Lambda^{-1} - \frac{i}{\varepsilon} \frac{\partial \Lambda}{\partial x^\mu} \Lambda^{-1}. \quad (49)$$

Обобщением электромагнитного поля является тензор калибровочного поля

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu + i\varepsilon(B_\mu B_\nu - B_\nu B_\mu), \quad (50)$$

простым образом преобразующийся при преобразованиях (47), $G'_{\mu\nu} = \Lambda G_{\mu\nu} \Lambda^{-1}$.

Матрица $\Lambda(x)$ может быть простым фазовым множителем

$$\Lambda(x) = e^{i\alpha(x)}. \quad (51)$$

Таким калибровочным преобразованиям соответствует калибровочное электромагнитное поле $F_{\mu\nu}$ с потенциалом $B_\mu \equiv A_\mu$. Потенциалы Янга-Миллса $B_\mu(x)$ представляют собой $n \times n$ -матрицы. Таким образом, если теория инвариантна относительно калибровочных унитарных $U(n)$ -преобразований, то в такой теории возникают n^2 калибровочных векторных (аналогичных электромагнитному) полей. Обычно из унитарного преобразования $U(n)$ выделяются фазовое преобразование (51), обозначаемое, как $U(1)$, и унитарное преобразование $SU(n)$ с определителем, равным единице: $U(n) = U(1) \times SU(n)$. Тогда преобразованию $U(1)$ соответствует калибровочное электромагнитное поле, а преобразованию $SU(n)$ сопоставляются $n^2 - 1$ калибровочных полей. Электрослабая теория основывается на группе $U(1)$ и группе $SU(2)$, перемешивающей нейтрино и электроны, этим группам соответствуют 4 калибровочных поля: фотоны, W^\pm и Z^0 бозоны. Квантовая хромодинамика основывается на группе $SU(3)$, перемешивающей кварки трех

цветов, этой группе соответствуют 8 калибровочных полей — глюонов. Таким образом, Стандартная Модель — это калибровочно инвариантная теория, в основе которой лежит калибровочная группа $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Поскольку группы с коммутативным умножением называются абелевыми, а с некоммутативным — неабелевыми, то электродинамику называют абелевой калибровочной теорией, а Стандартную Модель — неабелевой калибровочной теорией.

3.8. Открытие несохранения четности (1956)

Я получил эту рукопись (имеется в виду статья Ли и Янга [82]) и прочел ее. Я прочел ее дважды и сказал: "Очень интересно" или еще что-то в этом роде. Но у меня не хватило воображения воскликнуть: "Бог ты мой, да ведь если это правда, то открыта совсем новая страница физики!"

Ф. Дайсон [83]

В апреле 1956 г. в Нью-Йорке происходила Ро-честерская конференция по ядерной физике. Фейнман был участником конференции. Обсуждалась животрепещущая проблема — "проблема $\tau - \theta$ ": две частицы, одна τ , другая θ , распадались одна — на два, другая — на три π -мезона,

$$\tau \rightarrow \pi + \pi + \pi, \quad \theta \rightarrow \pi + \pi. \quad (52)$$

Было похоже на то, что τ и θ — это одна и та же частица, но этого не могло быть, поскольку это запрещалось законом сохранения четности. Однажды вечером сосед Фейнмана по гостиничному номеру физик-экспериментатор Мартин Блок сказал Фейнману: "Что вы все носитесь с этой вашей четностью, а, может быть, она не сохраняется?" На следующее утро, на конференции, когда Оппенгеймер сказал, что проблему $\tau - \theta$ не решить без новых, диких идей, поднялся Фейнман и сказал: "Вот тут Мартин Блок спрашивает, а что будет, если четность не сохраняется?" Поднялся Ли (Lee, of Lee and Yang, как потом рассказывал Фейнман [84]) и произнес что-то сложное и непонятное, что именно, Фейнман не понял, но оказалось, что вопрос не лишен смысла. В мае 1956 г. Ли и Янг, к своему большому изумлению, изучив литературу, обнаружили, что никаких экспериментальных доказательств того, что четность сохраняется в слабых взаимодействиях, нет. В июне они отправили в Physical Review статью: "Вопрос о сохранении четности в слабых взаимодействиях" [82]. В этой статье они написали, что, поскольку экспериментов, подтверждающих или опровергающих сохранение четности в слабых взаимодействиях, нет, хорошо бы такие эксперименты провести. Ли и Янг предложи-

ли конкретные эксперименты по проверке сохранения четности, но желающих их проделать не было. Несохранение четности означало бы асимметрию правого и левого в природе на уровне элементарных частиц. Это представлялось совершенно невероятным. "Мы твердо уверены в том, что, если мы нашли левый ботинок, то где-то под кроватью валяется и правый, несмотря на то, что почти у всех мужчин и у всех женщин сердце находится слева", — писал Гамов по поводу несохранения четности [85]. Но эксперименты были все же проведены. Одной из первых, принявшей вызов своих друзей Ли и Янга, была Цзянь Сюн Ву. Ву и ее коллеги убедительно показали: да, четность не сохраняется, да, в природе существует асимметрия между правым и левым, проявляющаяся в слабых взаимодействиях при распаде атомных ядер. В 1957 Цзун Дао Ли и Чжэн Нин Янг получили нобелевскую премию по физике "за их проницательное исследование так называемых законов четности, которое привело к важным открытиям в физике элементарных частиц".

Почему не может одна и та же частица распадаться и на два и на три π -мезона? Потому что волновая функция π -мезона не скаляр, а псевдоскаляр и изменяет знак при отражениях пространственных координат, т.е. при замене правого на левое: π -мезон обладает отрицательной четностью. Поэтому, если волновая функция распадающейся частицы — скаляр, то она распадается на два π -мезона, а если псевдоскаляр, то на три. Четность, т.е. произведение четностей частиц до распада и после распада, сохраняется. Но сохраняется почему? Потому что предполагается, что гамильтониан взаимодействия, ответственный за распад, является скаляром. Но опыт показал, что гамильтониан — не обязательно скаляр, что гамильтониан — это сумма скаляра и псевдоскаляра. Вот почему 5 возможностей написать гамильтониан взаимодействия четырех частиц со спином $1/2$ в теории Ферми сразу же превратились в 10: к 5 возможностям составить из волновых функций скаляр прибавилось 5 возможностей составить из них псевдоскаляр (предполагается, как это делал и Ферми, что производные от волновых функций в гамильтониан не входят).

Но оказалось, что из этих 10 возможностей природа выбрала одну, причем самую простую. Аргументы в пользу этой возможности Фейнман и Гелл-Манн привели в статье [86]. Для того, чтобы понять эти аргументы, нужно вернуться к уравнению Дирака (18). В том же 1928 г., когда появилась статья Дирака с его уравнением, вышла книга Г. Вейля "Теория групп и квантовая механика" [87]. В этой книге Вейль не просто изложил теорию уравнения Дирака. Вейль увидел то, чего не заметил Дирак и что оказалось впоследствии очень важным именно в теории слабых взаимодействий. Вейль понял, что дираковская 4-компонентная волновая функ-

ция не преобразуется по неприводимому представлению собственной ортохронной группы Лоренца, т.е., что не все 4 компоненты волновой функции перемешиваются друг с другом при вращениях и движениях релятивистских систем координат. В своей книге Вейль записал 4-компонентное уравнение Дирака в виде пары двух 2-компонентных уравнений,

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\sigma} \frac{\partial}{\partial \vec{x}}\right) \psi_R + im \psi_L &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} - \vec{\sigma} \frac{\partial}{\partial \vec{x}}\right) \psi_L + im \psi_R &= 0, \end{aligned} \quad (53)$$

где ψ_R и ψ_L — 2-компонентные величины, спиноры, которые при собственных ортохронных преобразованиях преобразуются независимо друг от друга. В пределе $m = 0$ уравнения (53) переходят в два неперепутывающиеся уравнения,

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{\sigma} \frac{\partial}{\partial \vec{x}}\right) \psi_R &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} - \vec{\sigma} \frac{\partial}{\partial \vec{x}}\right) \psi_L &= 0. \end{aligned} \quad (54)$$

Все четыре компоненты ψ_R и ψ_L необходимы для описания релятивистского электрона. В 1929 г. Вейль писал, что "можно обойтись двумя компонентами, если отказаться от симметричности левого и правого" [88]. Но для этого не было никаких оснований до тех пор, пока не было открыто несохранение четности.

Если рассмотреть решения уравнений (54) в виде плоских волн

$$\begin{aligned} \psi_R &= e^{i\vec{p}\vec{x} - iEt} u_R, \\ \psi_L &= e^{i\vec{p}\vec{x} - iEt} u_L, \end{aligned} \quad (55)$$

то, с учетом того, что $E^2 = p^2$, уравнения (54) переписутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{p} u_R &= u_R, \\ \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{p} u_L &= -u_L. \end{aligned} \quad (56)$$

Последние уравнения обладают простым физическим смыслом: первое уравнение описывает частицу со спином, направленным по импульсу, т.е. право (R) поляризованную (правоспиральную), второе же уравнение описывает лево (L) поляризованную частицу (левоспиральную), с чем и связаны наши обозначения.

Фейнман всегда питал слабость к двухкомпонентным спинорам Вейля. Возможна такая точка зрения на уравнения Дирака в форме Вейля (53). Эти уравнения позволяют выразить ψ_R через ψ_L , или, наоборот, ψ_L через ψ_R . Все наблюдаемые физические величины можно выразить либо через ψ_L , либо через ψ_R , хотя при этом как бы будет нарушаться зеркальная симметрия. Но в случае слабых

взаимодействий она все равно будет нарушаться. Фейнман и Гелл-Манн попробовали написать гамильтониан четырехчастичного взаимодействия в теории Ферми только через левые компоненты волновых функций, не используя, как и раньше, производных от волновых функций [86]. Оказалось, что вместо 10 возможностей, которые возникают, если волновые функции 4-компонентные, для 2-компонентных функций остается только одна единственная возможность и именно она реализуется в природе.

Итак, оказалось, что в теорию слабых взаимодействий дираковские волновые входят только своими левыми компонентами. Это утверждение справедливо для лептонов (электронов, нейтрино и др.) и, как впоследствии выяснилось, кварков, а также для соответствующих античастиц. Если частица обладает массой, то ψ_L и ψ_R — это не волновые функции частиц, а только как бы куски волновых функций. Но, если массы равны нулю, то это волновые функции частиц, обладающих левой и правой спиральностью. В этом случае (например, в случае безмассового нейтрино) то, что в слабых взаимодействиях участвуют только левоспиральные частицы, должно интерпретироваться следующим образом (см. Рис. 5): левоспиральная частица (нейтрино) движется вперед во времени, если же она повернет вспять во времени, т.е. станет античастицей (антинейтрино), то она будет восприниматься как правоспиральная. При рождении пары частица-античастица частица будет рождаться левоспиральной, античастица — правоспиральной.

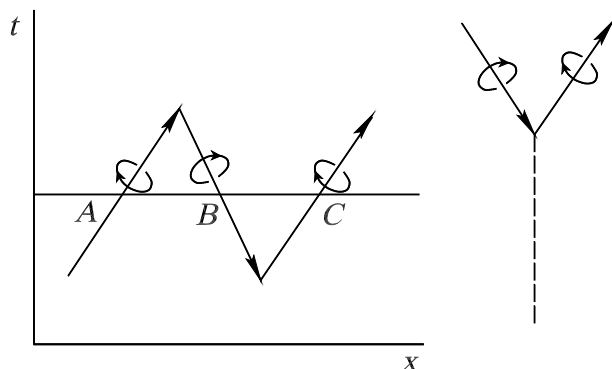


Рис. 5.

Если при распаде ядра, или какой либо частицы, электроны, позитроны, мюоны рождаются высокоэнергетичными, что случается очень часто, то их массами можно пренебречь, и они, как нейтрино, или антинейтрино, рождаются лево- или правоспиральными. Иногда возникают конфликты такого рода: например, при распаде π^- -мезона на электрон и электронное антинейтрино, $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$, электрон рождается с большой энергией (по сравнению с массой покоя) и поэтому должен быть левоспиральным, нейтрино же всегда правоспираль-

но. В системе покоя π^- -мезона электрон и антинейтрино разлетаются в разные стороны вдоль прямой и проекции их спиновых моментов на эту прямую дадут единицу, что несовместимо с законом сохранения момента, поскольку спиновый момент π^- -мезона равен нулю. При распаде же π^- -мезона на мюон и мюонное антинейтрино, $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$, мюон рождается с энергией, сравнимой с энергией покоя, и не обязан быть левополяризованным. В связи со сказанным, наблюдаемая вероятность первого процесса в 10000 раз меньше, чем второго. При распадах же W^- -бозона на электрон, мюон, τ -лептон и соответствующие антинейтрино все три распада равновероятны. В этом случае все продукты распада высокоэнергетичны и проекции их спиновых моментов на прямую, вдоль которой они разлетаются, равны единицы. Но спиновый момент W^- -бозона как раз и равен единице, поэтому с законом сохранения момента все в порядке.

3.9. Фейнман и квантовая гравитация (1962)

Я ничего не извлек из конференции. Я ничего не узнал. Очень мало стоящих людей работает в этой области, т.к. в ней нет экспериментов. В результате здесь собралось масса болванов (126), и это вредно для моего кровавого давления: здесь говорят и серьезно обсуждают такую чушь, что возражения приходят мне в голову уже после заседаний (например, во время ужина). Все здесь задают мне вопросы, или рассказывают о своей "работе". "Работа" всегда: (1) совершенно невосприимчива, (2) двусмысленна и неопределенна, (3) что-то правильное и совершенно очевидное, но получено с помощью длинных и сложных вычислений и выдается за выдающееся открытие, (4) вследствие своей глупости авторы объявляют неправильными очевидные и бесспорные факты, которые давно установлены и много раз подтверждены (что самое худшее: никакие аргументы не действуют на идиотов), (5) делается попытка сделать что-нибудь, вероятно, невозможное, но, бесспорно, бесполезное, которая в конце концов проваливается, или (6) полная чепуха... Обещаю больше не ездить ни на какие конференции по гравитации!

Из письма Р. Фейнмана жене из Варшавы [90]

В 1962 Р. Фейнман еще не был нобелевским лауреатом, но уже был знаменитостью, о нем ходили легенды [89].

”Фейнман с утра, еще не встав с постели, начинает играть на барабане. Потом, одевшись, играет на трубе, снова барабанит попеременно с интегралами, которые он вычисляет между делом... Чувство ритма у него достигает такой силы, что он может ударить по столу правой рукой любое число раз, а левой в это время отбивает другой заданный ритм. И так, в интервале от 1 до 20. Например, правой рукой будет отбивать 19, а левой 13; или 7 и 10. Сколько вы ему закажете для правой и левой рук — столько он отобьет.

В 1955 г. Фейнман был приглашен на конференцию по физике в Москву. Академия наук Советского Союза взялась оплатить его расходы на поездку. Фейнман с энтузиазмом принял приглашение. Ландау и другие советские физики с нетерпением ждали приезда Фейнмана. Но Фейнман оказался ”невъездным”: он не только прославился тем, что вскрывал сейфы с атомными секретами, но еще и дружил с советским атомным шпионом Клаусом Фуксом и наотрез отказался давать показания против Оппенгеймера [7].

Но время шло, и в 1962 г. Фейнману разрешили съездить в Польшу, на конференцию по гравитации. Фейнман был в шоке от Польши, от конференции, от ”науки”, которая там обсуждалась. Позднее Фейнман окрестил подобную науку ”наукой самолетопоклонников” [57].

У тихоокеанских островитян есть религия самолетопоклонников. Во время войны они видели, как приземляются самолеты, полные всяких хороших вещей, и они хотят, чтобы так было и теперь. Поэтому они устроили что-то вроде взлетно-посадочных полос, по сторонам их разложили костры, построили деревянную хижину, в которой сидит человек с деревяшками в форме наушников на голове и бамбуковыми палочками, торчащими как антенны — он диспетчер, — и они ждут, когда прилетят самолеты. Они делают все правильно. По форме все верно. Все выглядит так же, как и раньше, но все это не действует. Самолеты не садятся.

Люди, которые занимаются ”наукой самолетопоклонников”, т.е. наукой, которая наукой не является, пишут статьи, защищают диссертации, устраивают конференции, ”следуют всем внешним правилам и формам научного исследования, но упускают что-то главное, так как самолеты не приземляются” [57].

Фейнман был не прав, оценив конференцию в Варшаве как совершенно бесполезную. Его лекция на конференции, ”Квантовая теория гравитации”,

записанная на магнитофонную пленку и опубликованная в польском физическом журнале [91], оказалась очень важной для дальнейшего развития квантовой теории калибровочных полей.

Фейнман начал свою лекцию с рассказа о том, сколь малы гравитационные квантовые эффекты в обычной атомной физике. Так, например, гравитационное взаимодействие между протоном и электроном немного изменяет уровни энергии атома водорода. Насколько немного? — Сдвиг фазы волновой функции электрона в атоме водорода равен 43 секундам за сто времен жизни Вселенной! Атом из двух нейтронов, связанных силой тяготения, имел бы боровский радиус в 10^8 световых лет! Энергия такой системы равнялась бы 10^{-70} постоянных Ридберга! Фейнман сказал, что он хотел бы обсудить возможность вычисления лэмбовского сдвига в такой системе, величина которого должна быть порядка 10^{-120} , и рассказал о проблемах, которые при этом возникли. Прежде всего, попытки Фейнмана написать матричные элементы, соответствующие не сложным на вид диаграммам, оканчивались неудачей из-за невероятной громоздкости соответствующих формул в теории гравитации. Фейнман вспомнил, что существует теория Янга-Миллса, очень похожая на теорию тяготения, такая же нелинейная и с подобной калибровочной группой симметрии. Он начал выписывать матричные элементы для теории Янга-Миллса. Это оказалось намного легче, хотя все равно получались громоздкие выражения. Для того, чтобы написать матричный элемент для диаграммы Рис. 6b в случае полей Янга-Миллса Фейнману понадобился день (на этой диаграмме волнистые линии соответствуют либо гравитону, либо кванту поля Янга-Миллса).



Рис. 6.

Написать же подобный матричный элемент для случая гравитации Фейнман пытался снова и снова и понял, что не сможет это сделать никогда. Фейнман попросил, чтобы этот матричный элемент ему выписала вычислительная машина (в 1962 г. машины только начинали производить аналитические вычисления). ”Интегралы я потом взял сам”, — рассказывал Фейнман. Какие же интегралы брал Фейнман? Фейнман хотел проверить выполняется ли условие унитарности в квантовой гравитации или в квантовой теории полей Янга-Миллса. В обычной квантовой механике условие унитарности приводит к *оптической теореме*, т.е. связи между мнимой частью амплитуды рассеяния на нулевой угол и полным сечением рассеяния [75]. Фейнману же

нужно было проверить аналогичную связь между мнимой частью матричного элемента с замкнутой петлей такого вида, как на Рис. 6а и интегралами от произведений матричных элементов древесных диаграмм без петель. Оказалось, что условие унитарности не выполняется. Это была серьезная трудность. Фейнман нашел неожиданный выход из положения: нужно из матричного элемента с внутренней петлей вычесть матричный элемент с петлей, соответствующей некоторой фиктивной частице с аномальной статистикой (на Рис. 7 эта петля изображена волнистой линией).



Рис. 7.

К сожалению, здесь мы должны остановиться. Когда присутствовавший на конференции в Варшаве Девитт попросил Фейнмана объяснить подробнее, как же пришел он к такому выводу, Фейнман сказал: "Хорошо, сейчас я покажу вам, что и я умею писать формулы, которые никто не понимает." Фейнман выписал несколько функциональных интегралов ("интегралов по путям"), связанных с рассматриваемыми им матричными элементами, и показал, откуда берутся фиктивные частицы. Эти формулы содержали важные идеи, развитые позднее в работах Девитта [93] и Фаддеева и Попова [94, 95].

Позднее Фейнман более обстоятельно изложил свои исследования по квантовой теории гравитации и полей Янга-Миллса [96], но прошедшие 10 лет он был занят другими проблемами и в 1972 г. даже плохо представлял себе, как много уже сделано в данной области.

3.10. Универсальная теория электрослабых взаимодействий (1967-1968)

Уже давно я усвоил правило, что если теоретик говорит универсальный, то это, скорее всего, означает несусветную чепуху.

Из письма В. Паули А. Саламу [6]

А. Салам задумался над проблемами слабых взаимодействий в сентябре 1956 г., когда он слушал лекции Янга, в которых тот развивал (свои и Ли) идеи о нарушении лево-правой симметрии в слабых взаимодействиях. Саламу удалось передать бумаги, в которых он излагал свои мысли о природе нейтрино, В. Паули. Реакция Паули не была неожиданной: "Передайте наилучшие пожелания моему

другу Саламу и посоветуйте ему заниматься чем-нибудь получше" [6]. (Подробности о том, как возникла и развивалась теория электрослабых взаимодействий см. в нобелевских лекциях Вайнберга [97], Глэшоу [98] и Салама [6].) Уже тогда Салам, и почти в то же время Вайнберг, стали осознавать роль калибровочной инвариантности в том, чтобы теория могла считаться теорией, т.е. была перенормируемой. Было совершенно ясно, что ни теория Ферми, ни прямое обобщение этой теории с введением массивных бозонов, переносящих взаимодействие, не являются перенормируемыми. Для того, чтобы теория была перенормируемой, она должна была быть калибровочно инвариантной (это еще нужно было доказать), т.е. теорией типа квантовой электродинамики или теории Янга-Миллса. Но в калибровочно инвариантной теории переносчики взаимодействия — безмассовые, как фотоны. Нужно было, сохранив калибровочную инвариантность, сделать переносящие взаимодействие бозоны массивными. В 1964 г. появилась работа Хиггса [99], в которой была высказана важная идея: массу калибровочного поля можно получить, с помощью *спонтанного* нарушения симметрии. Оставался открытым вопрос о перенормируемости такой теории, но оставалась надежда.

В конце концов, в 1967-1968 гг. Саламом и Вайнбергом была предложена следующая модель электрослабых взаимодействий (будем рассматривать только два лептона — электрон и нейтрино). Считается, что электрон и нейтрино — безмассовые, что левое нейтрино и левый электрон объединяются в некоторый дублет

$$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} \quad (57)$$

и что правый электрон e_R является синглетом. Далее, считается, что теория инвариантна относительно калибровочных преобразований $U(1)$,

$$L \rightarrow L' = e^{i\alpha(x)} L, \quad e_R \rightarrow e'_R = e^{i\alpha(x)} e_R \quad (58)$$

и калибровочных преобразований $SU(2)$

$$L \rightarrow L' = \Lambda(x) L. \quad (59)$$

Калибровочные преобразования (58) приводят к существованию безмассового векторного поля B_μ , а калибровочные преобразования (59) к существованию трех безмассовых полей $W_\mu^+ = B_\mu^+$, $W_\mu^- = B_\mu^-$ и B_μ^3 , т.е. всего возникает 4 векторных калибровочных поля. Поля W^\pm представляют собой поля заряженных W^\pm -бозонов, а линейные комбинации

$$\begin{aligned} Z_\mu^0 &= -B_\mu \sin \Theta_W + B_\mu^3 \cos \Theta_W, \\ A_\mu &= B_\mu \cos \Theta_W + B_\mu^3 \sin \Theta_W, \end{aligned} \quad (60)$$

где Θ_W — угол Вайнберга, представляют собой Z^0 -бозон и фотон. Угол Вайнберга определяется формулой

$$\sin^2 \Theta_W = 1 - M_W^2/M_Z^2. \quad (61)$$

Далее, с помощью механизма Хиггса, создаются массы у W^\pm и Z^0 бозонов и у электрона, а фотон и нейтрино остаются безмассовыми. Для этого в теорию вводится дублет скалярных хиггсовских полей, одного заряженного и одного нейтрального,

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}, \quad (62)$$

и производится спонтанное нарушение симметрии. Спонтанное нарушение симметрии, всего лишь, означает следующее: величины ϕ^+ и ϕ^0 , вообще говоря, могут быть любыми функциями координат, но полагаются равными $\phi^+ = 0$, а $\phi^0 = m$, где m — масса электрона (так, если нам нужно поставить стул в какой-нибудь угол квадратной комнаты, то мы "спонтанно нарушим симметрию", поставив стул в какой-нибудь определенный угол).

Выпишем калибровочно инвариантные уравнения, описывающие взаимодействие электронно-нейтринного поля с полями калибровочных бозонов и полем Хиггса,

$$(D_t + \vec{\sigma} \vec{D}) \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R = 0, \quad (63)$$

$$(D_t - \vec{\sigma} \vec{D}) e_R + i(\phi^{+*} \nu_L + \phi^{0*} e_L) = 0,$$

где

$$(D_\mu)_a^b = \frac{\partial}{\partial x_\mu} I_a^b - i\varepsilon (B_\mu)_a^b, \quad (64)$$

$(B_\mu)_a^b$ — 2×2 -матрица, содержащая четыре калибровочных поля, ε — константа электрослабого взаимодействия, через которую выражается заряд электрона и константа слабого взаимодействия. Далее, спонтанно нарушив симметрию, мы получим из (63) уравнения Вейля (53) для электрона с массой m и уравнения Вейля (53) для безмассового левого нейтрино. Уравнения (63) должны быть дополнены уравнениями, описывающими взаимодействие калибровочных бозонов с электронно-нейтринным полем и с полем Хиггса и уравнениями, описывающими взаимодействие поля Хиггса с калибровочными бозонами и электронно-нейтринным полем. Нарушение спонтанной симметрии создаст теперь массы у W^\pm и Z^0 бозонов (причем, разные) и оставит фотон безмассовым.

Возникшая как модель, электрослабая теория, получившая название Стандартной Модели электрослабых взаимодействий, предсказывала новые частицы и взаимодействия, что впоследствии было подтверждено экспериментом, но, после того как

эта теория была сформулирована, оставался открытым вопрос, теория ли это, т.е. перенормируема ли она.

4. Заключение. От Стандартной Модели к Стандартной Теории

До сих пор наши модели могли рассматриваться только как сильно упрощенные карикатуры на реальный мир. Сейчас, впервые, мы можем трактовать то, что у нас получилось как теорию, а не как модель. Стандартная Модель с большой точностью корректна. Она может быть названа Стандартной Теорией.

Г.'т Хоофт [9]

Рассмотренные нами уравнения (63) плюс невыписанные уравнения электрослабой теории представляют собой уравнения обычной, некантованной теории поля. (Мы рассмотрели только электрослабое взаимодействие электронов и нейтрино. Электрослабое взаимодействие других лептонов и кварков устроено аналогичным образом.) Эти уравнения нужно было проквантовать, т.е. заменить все входящие в эти уравнения величины, являющиеся обычными функциями координат и времени, соответствующими операторами. Возникла проблема квантования "системы со связями", которую многие годы фундаментально и обстоятельно исследовал П.А.М. Дирак [100], так и не предложивший практической схемы квантования, пригодной для квантования электрослабой теории. Далее, нужно было показать, что проквантованная теория является разумной теорией, что неизбежно возникающие в ней бесконечности могут быть устранены процедурой перенормировки, т.е. что в теории возникает ограниченное число бесконечных величин и что все они могут быть заменены на конечные величины, обладающие определенным физическим смыслом.

К сожалению, рассказ о том, как это было сделано, требует слишком много места и времени, и мы можем остановиться только на том, кто, когда и что сделал. Члены Нобелевского Комитета по физике, писавшие обоснование для вручения Нобелевской премии 1999 г. Г.'т Хоофту и М. Вельтману также испытывали подобные затруднения. В этом году, в отличие, например, от предыдущего года, обоснование Нобелевского комитета не содержит ни одной формулы. Стоит привести отрывок из этого обоснования [101].

Квантовая структура "безмассовой теории Янга-Миллса" исследовалась несколькими

авторами. Среди тех, кто на ранней стадии исследований внес важный вклад в эту область, были Р.П. Фейнман, Б.С. Девитт, Л.Д. Фаддеев и В.Н. Попов.

В настоящее время слабые взаимодействия описываются, вместе с электромагнитными взаимодействиями, Стандартной Электрослабой Моделью, которая представляет собой неабелеву калибровочную теорию, наделенную структурой, подобной структуре квантовой электродинамики. В этой модели имеется три семейства кварков и лептонов и четыре векторных бозона. Два из этих бозонов (W^+ и W^- бозоны) несут электрический заряд и являются тяжелыми, один — тяжелый и нейтральный (Z бозон), и четвертый — это фотон. Массы вводятся с помощью так называемого механизма Хиггса. Модель предсказывает существование частицы со спином нуль, названной хиггсовским бозоном, который еще предстоит открыть. Далее, теория Ферми получается как низкоэнергетический предел Электрослабой Модели, если учитывать только взаимодействия, переносимые W^+ и W^- бозонами...

Вклад Г.т Хоофта и Вельтмана имел огромное влияние на развитие физики частиц. Они показали, что неабелевы калибровочные теории могут иметь смысл, и создали метод расчета квантовых поправок в этих теориях. Это было основополагающее открытие, которое привело к возможности рассчитывать квантовые поправки ко многим процессам и сравнивать результаты с экспериментальными наблюдениями или делать предсказания...

Вернемся к 1962 г. и к лекции Фейнмана в Варшаве [91]. Фейнман обнаружил, что некритическое перенесение схемы квантования полей в квантовой электродинамике на более сложные теории приводит к нарушению унитарности, ковариантности и калибровочной инвариантности в этих теориях, и что все это можно спасти, если ввести в теорию фиктивные частицы с аномальной статистикой, которые появляются только в петлях, возникающих в матричных элементах, соответствующих высшим порядкам теории возмущений. Но Фейнман не пошел дальше однопетлевого приближения. Присутствовавший на конференции Девитт заставил Фейнмана рассказать, как он пришел к выводу о фиктивных частицах. Через два года Девитт разобрался, что делать с двумя петлями, а концу 1965 г. он получил явное решение задачи во всех порядках в виде функционального интеграла. Верный ученик Швингера, Девитт в течение нескольких ме-

сяцев писал длинную и малопонятную статью, которая, из-за долгой волокиты в редакции *Physical Review* вышла только в конце 1967 г. [93], а двумя неделями позже появилась статья Фаддеева и Попова [94], также отправлявшихся от лекции Фейнмана, содержащая по существу то же решение, также в виде функционального интеграла. В двухстраничном тексте статьи Фаддеева и Попова обстоятельно было продумано каждое слово, а вскоре появилась их более подробная публикация [95], в которой, среди других усовершенствований, содержалось интегральное представление возникающего в теории функционального якобиана через интеграл по антикоммутирующим переменным Березина [102], которые впоследствии получили название духов Фаддеева-Попова. Девитт не был знаком с интегралом Березина, о чем потом сильно сожалел. Вскоре появилась подробная и глубокая статья [103], посвященная квантованию систем со связями, в том числе квантованию полей Янга-Миллса. Позднее Попов [106, 107] и Фаддеев [108] с соавторами опубликовали книги, в которых излагались, как результаты Фаддеева и Попова так и дальнейшее развитие предмета. И Девитт [104] и Фаддеев [105] впоследствии прокомментировали историю публикации своих фундаментальных статей.

Вспомним теперь, что в 1967 г. еще никто, в том числе и создатели этой модели, не воспринимали модель электрослабых взаимодействий как серьезного претендента на роль электрослабой теории. Она могла иметь отношение к действительности, но с таким же успехом могла его и не иметь. Л.Д. Фаддеев писал по этому поводу [105]:

Как раз в 67 г. теория полей Янга-Миллса, наконец, привлекла внимание широкого круга физиков в связи со знаменитой ныне объединенной теорией электромагнитных и слабых взаимодействий Вейнберга-Салама-Глэшоу. Я знал С.Вейнберга по работам и личной встрече в 64 г. на конференции по физике высоких энергий в Дубне и написал ему письмо, в котором обращал его внимание на нашу с Витей Поповым работу. В ответ я получил оттиск с изложением его модели и просьбу посмотреть, не годятся ли наши методы для ее квантования. Однако ни он, ни я не обратили серьезного внимания на наши взаимные работы. В результате объединение наших идей было проведено только Г.т Хоофтом несколько лет спустя.

То, почему за кропотливое и чрезвычайно трудоемкое исследование модели электрослабых взаимодействий взялся именно Г.т Хоофт, объясняется очень просто: Девитту, Фаддееву, Вейнбергу было

уже за 30, у них было много других дел, идей и забот, а молодому аспиранту 'т Хоофту — 22, и ему повезло: его руководитель М. Вельтман нашел, как оказалось, очень удачную тему для его диссертации.

Девитт, Фаддеев и Попов построили последовательную схему квантования безмассовых полей Янга-Миллса. В 1971 г. 'т Хоофт показал [3], что общие методы квантования безмассовых полей Янга-Миллса практически без изменения переносятся на случай спонтанно нарушенной симметрии. В 1972 г. 'т Хоофт и Вельтман [4, 5] разработали последовательную процедуру перенормировки ряда теории возмущений, применяемой при расчетах вероятностей различных процессов, описываемых Стандартной Моделью электрослабых взаимодействий. Стандартная Модель получила право называться Стандартной Теорией электрослабых взаимодействий. Разумеется, окончательно это право она получила после того, как ее многочисленные предсказания были подтверждены экспериментально.

Конечно же, кроме 'т Хоофта и Вельтмана, в те же годы (и даже раньше) вклад в разработку квантовой теории калибровочных полей, кроме Фейнмана, Девитта, Фаддеева и Попова, внесли работы и многих других авторов. Перечислим только тех, кого, комментируя их вклад, перечисляет сам 'т Хоофт в своих лекциях [9, 10]: М.В. Терентьев и В.С. Ваяшин (1965), С. Манделстам (1968), И.Б. Хрипович (1969), Е.С. Фрадкин и И.В. Тютин (1970), Дж. Тейлор (1971), Б.В. Ли (1972), А.А. Славнов (1972). Было бы нелегко оценить вклад каждого из участников этой большой и серьезной работы в развитие проблемы. Ссылки на работы 'т Хоофта и Вельтмана есть во всех книгах и статьях, в которых обсуждается проблема квантования калибровочных полей, за одним исключением: книга [109], посвященная квантованию систем со связями, в том числе квантованию теории Янга-Миллса и теории гравитации, почему-то ни одной ссылки на 'т Хоофта и Вельтмана не содержит. Из недавних книг по теории систем со связями и калибровочных полей следует упомянуть книгу [110].

После 1972 г. начался новый этап развития квантовой теории калибровочных полей: эта теория была успешно применена в квантовой хромодинамике в области асимптотической свободы, т.е. в случае асимптотического уменьшения расстояния между кварками и глюонами, когда сильное (цветовое) взаимодействие ослабевает до такой степени, что становится применимой и может быть развита теория возмущений [111, 112]. Успехи теории электрослабых взаимодействий и квантовой хромодинамики, объединившихся в Стандартной Модели, привели к реабилитации квантовой теории поля, которую чуть (хоть и с почестями!) не похоронили в середине 50-ых годов.

В своей лекции [9] 'т Хоофт сравнил состояние физики фундаментальных взаимодействий в 60-ые годы с доисторическими временами, когда на Земле сосуществовали огромные динозавры и маленькие незаметные млекопитающие. Ничто не предвещало тогда, что в процессе эволюции динозавры вымрут, а крохотные млекопитающие останутся. Подобно этому, теория Янга-Миллса, квантовая теория гравитации представлялись ничтожными маленькими животными, по сравнению с окружавшими их гигантскими динозаврами: различными моделями сильных взаимодействий, алгебрами токов, аксиоматическими подходами, дуальностью и аналитичностью. Все это привлекало гораздо больше внимания, чем казавшиеся совершенно незначительными млекопитающие. Но млекопитающие оказались более важными на более поздних этапах эволюции: они выжили, а большинство динозавров уже исчезло.

5. Приложение 1. О движении вспять во времени

В 1989 г. Моррис, Торн и Юртсевер привели аргументы в пользу принципиальной возможности создания "машины времени", позволяющей двигаться по замкнутым петлям в пространстве-времени и тем самым путешествовать в прошлое [113]. Считается, что существование петель во времени не означает крушения принципа причинности, что все события в многообразиях, в которых можно построить машину времени, должны быть строго самосогласованными, и это устраняет парадоксы типа "возвращение человека в собственное прошлое и убийство самого себя" [114]. Вопрос о "машине времени" не потерял привлекательности и в наши дни [115]. И хотя не возникает никаких трудностей оттого, что микрочастицы могут двигаться назад во времени [116], все же с этим не так просто в макром мире.

В 1933 г. ленинградский математик О.А. Вольберг написал увлекательный очерк о теории относительности Эйнштейна [117]. В этом очерке вначале рассматривается Мир Номер Первый, в котором метрика не псевдоевклидова ($x^2 - c^2t^2$), а евклидова ($x^2 + c^2t^2$), а скорость света c такова, что эффекты теории относительности проявляются в обыденном мире. Переход в систему отсчета, движущуюся со скоростью v , осуществляется в евклидовом мире простым поворотом на угол $\alpha = \arctg(v/c)$. В таком мире возможно движение вспять во времени, а что из этого получается О.А. Вольберг описывает следующим образом (отрывок из очерка Вольберга приводится с некоторыми сокращениями).

Крушение мира N 1

Мы ехали во всю прыть наших неказистых кляч. Прямая и ровная дорога шла густым лесом. Местность считалась "нечистой": говорили, что здесь пошаливают... Со мной ехал мистер Барнэй. Он сидел на облучке, повернувшись ко мне, спиной к лошадям, и что-то рассказывал. Вдруг он вскрикнул, схватился за грудь и опрокинулся назад. (Это событие на графике (Рис. 8) изображено точкой A , оси X и Y и X' и Y' — пространственные и временные оси мистера Барнэя и Клио соответственно.)

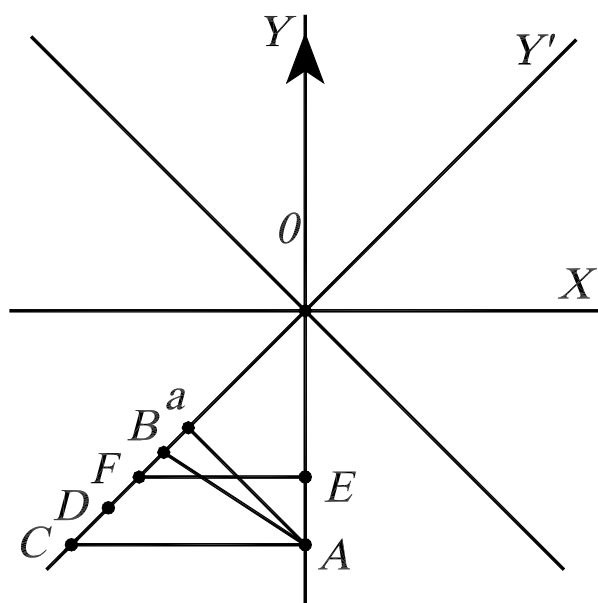


Рис. 8.

— Что с ним? — воскликнул я.

— Убит. Пуля попала в сердце, — ответил кучер.

— Кто же стрелял?

— Вероятно, это негодяй Клио *собирается выстрелить*. — (Выстрел Клио изображен точкой B).

— Вы говорите "собирается"; но ведь мистер Барнэй уже убит!

— Да, убит. Я и говорю, что убийцей будет Клио. Поглядите, вон он скачет за нами (точка C). Держу пари, что он нас догонит через 10 минут (это будущее событие изображено точкой O)...

Я оглянулся. Вдали по дороге, нагоняя нас, быстро несли всадник. На всем скаку он поднял ружье и начал прицеливаться (точка D). Я невольно пригнулся и намеревался соскочить на дно повозки.

— Не бойтесь, он целится в Барнэя, — сказал кучер, ткнув кнутом в сторону трупа, лежащего у моих ног.

— Зачем же в него стрелять, раз он уже мертв? — спросил я.

— Чудак вы! Ведь Клио нас догоняет, значит — мистер Барнэй для него еще жив. (Смерть Барнэя с точки зрения Клио одновременно с событием a , которому предшествует событие D).

— В таком случае надо его укрыть, — воскликнул я, хватаясь за труп и стараясь стащить его вниз.

— Чего же его прятать, когда он мертв? — возразил кучер.

Опасность вышибла из моей головы все представления и понятия, относящиеся к новому миру, которые, как мне казалось, я твердо усвоил. Мне стало конфузливо за глупости, которые я говорил. Вдруг блестящая мысль осенила меня.

— Погодите же, — закричал я. — Я сейчас подстрелю этого негодяя.

Сказано — сделано. Бац! (Точка E на графике). Клио свалился мертвый (точка F).

— Он не успел выстрелить, — радостно воскликнул я. — Выстрел, который должен был убить мистера Барнэя, никогда не будет произведен.

— Разумеется, — согласился кучер. — После смерти не выстрелишь.

— Значит, мистер Барнэй спасен!

— Где там спасен, когда у него в сердце пуля сидит. Нет, его не воскресишь. Он уже похолодел...

Негодяй Клио послал пулю в мистера Барнэя из будущего в прошлое, и в момент E , когда происходят описанные события, пуля (подобно электрону на Рис. 2) существует в трех экземплярах: в ружье Клио (точка e), в сердце мистера Барнэя (точка E) и в процессе полета из будущего в прошлое, из ружья Клио в сердце мистера Барнэя (отрезок BA) (траектория пули в пространстве-времени изображена жирным отрезком со стрелкой).

6. Приложение 2. Насколько слабы слабые взаимодействия

Попытаемся ответить не вопрос, что больше выделяет тепла (на единицу массы), Солнце или котенок?

Вопрос с Солнцем решается очень просто, раскрываем справочный том Physical Review [118] по элементарным частицам и в нем легко находим, что масса Солнца равна $1,98892(25) \times 10^{30}$ кг. В следующей строчке находим, что светимость Солнца равна $3,846 \times 10^{26}$ Вт. В результате находим, что светимость/кг для Солнца порядка 2×10^{-4} Вт/кг.

С котенком сложнее. Раскрыв книгу [119], мы узнаем, что пытливая научная мысль еще в 1879 г. установила связь между поверхностью (в дм^2) и массой тела (в кг) млекопитающих,

$$S = kM^{2/3},$$

где k для кошек и собак равно 10, для человека 11, для ежа 7,5⁵. Далее мы узнаем, что для собак интенсивность метаболизма примерно равна $1000/(\text{дм}^2)$ и предположив, что то же справедливо для кошек, найдем, что "светимость"/кг для котенка примерно равна 5 Вт/кг.

Таким образом, светимость Солнца в 25000 раз меньше, чем "светимость" котенка. Котенок (массой в один кг) выделит количество тепла, необходимое для того, чтобы вскипятить чайник (с 3 л воды), за двое суток, один кг Солнца выделит такое же количество тепла за 160 лет. Один же кг рабочего вещества водородной бомбы, сгорая, вскипятит 10 миллионов чайников!

Солнце выделяет так мало тепла, потому что процесс сгорания водорода



является слабым процессом, процессы метаболизма в организме животного — это химические, т.е. электромагнитные процессы, а выделение энергии при взрыве водородной бомбы происходит за счет сильных процессов. Кроме того, реакция (I) на несколько порядков подавлена тем, что протонам, чтобы сблизиться на ядерные расстояния, приходится преодолевать большой кулоновский барьер, поскольку средняя энергия протонов на Солнце (при температуре 15 миллионов К) равна всего лишь 2 кэВ.

Рассмотрим еще одну реакцию идущую на Солнце,



осуществленную в октябре 1932 г. в харьковском УФТИ (Дж. Кокрофт и Э. Уолтон, которые расщепили ядро лития в апреле 1932 г. в Кембридже, в 1951 г. получили за это Нобелевскую премию).

⁵ Автор книги [119], известный американский ученый, написавший не один шедевр по физиологии животных, щедро делится с читателями следующими математическими наблюдениями: "Площадь поверхности шара объемом V равна $4,836 V^{0,67}$, и это относится к шару любых размеров в любой системе единиц (² и ³ или квадратный фут и кубический фут и т.д.). Сходным образом площадь поверхности любого куба связана с его объемом как $6 V^{0,67}$ ".

Рядом с реакциями (I) и (II) указаны времена [120] (для типичной для солнечного ядра плотности 150 г/см^3), за которые количество водорода и лития на Солнце уменьшаются в два раза. Хорошо видна разница между слабым и сильным процессом.

Реакция (I) примечательно в следующем отношении. В этой реакции протон, энергия покоя которого на 1,3 МэВ меньше, чем энергия покоя нейтрона, превращается в нейтрон, который связывается с другим протоном в дейтрон. В реакции рождается позитрон, энергия покоя которого равна 0,5 МэВ. Т.о., для того, чтобы реакция могла произойти, нужно, как минимум, $1,3+0,5=1,8$ МэВ энергии, которую есть откуда взять, поскольку, когда нейтрон и протон связываются в дейтрон, выделяется энергия, равная 2,2 МэВ. Но если бы в Природе интенсивность ядерного взаимодействия между нейтроном и протоном была немного меньше (на 2%), то энергия связи дейтрона стала бы равной 1,8 МэВ и Солнце бы (как и другие звезды) погасло. А если бы интенсивность ядерного взаимодействия была бы несколько больше, чем она есть, было бы возможно существование ${}^2\text{He}$ и пошла бы сильная (и электромагнитная) реакция $p+p \rightarrow {}^2\text{He}+\gamma$. Солнце (если бы оно возникло) мгновенно бы взорвалось.

Мы видим (другие аналогичные примеры и обсуждение вопроса см. в [121]), что для того, чтобы Вселенная могла существовать в том виде, в каком она существует (а особенно для возникновения разумной жизни во Вселенной), нужна тонкая взаимосогласованная игра физических констант и физических законов, и что может быть сформулирован следующий антропный принцип: *законы Природы устроены таким образом, чтобы во Вселенной могла возникнуть (разумная) жизнь (которая могла бы эти законы осознать)*.

Список литературы

- [1] <http://www.almaz.com/nobel>
- [2] Veltman M. Perturbation Theory of Massive Yang-Mills Fields // Nucl. Phys. - 1968. - V. B7. - P. 637-650.
- [3] 't Hooft G. Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields // Nucl. Phys. - 1971. - V. B35. - P. 167-188.
- [4] 't Hooft G., Veltman M. Regularization and Renormalization of Gauge Fields // Nucl. Phys. - 1972. - V. B44. - P. 189-213.
- [5] 't Hooft G., Veltman M. Combinatorics of Gauge Fields // Nucl. Phys. - 1972. - V. B50. - P. 318-353.
- [6] Салам А. Калибровочное объединение фундаментальных сил // УФН. - 1980. - Т. 132, Вып. 2. - С. 3229-253.

- [7] *Gleick J.* Genius: Richard Feynman and modern physics. — London: Abacus. — 1995. — 534 P.
- [8] Лауреаты Нобелевской премии. Энциклопедия. -М. Прогресс. - 1992. - Т.1. - 854 С., - Т.2. - 740 С.
- [9] 't Hooft G. The Glorious Days of Physics — Renormalization of Gauge Theories, - 21 P. hep-th/9812203
- [10] 't Hooft G. When Was Asymptotic Freedom Discovered? The Rehabilitation of Quantum Field Theory, - 17 P. hep-th/9808154
- [11] Weinberg S. A Unified Physics by 2050? <http://www.sciam.com/1999/1299issue/1299weinberg.html>
- [12] Рубаков В.А. Физика частиц и космология: состояние и надежды // УФН. - 1999. - Т. 169, N 12. - С. 1299-1329.
- [13] Тейлор Дж. Калибровочные теории элементарных частиц. -М.: Мир. - 1978. - 206 С.
- [14] Ахиезер А.И., Рекало М.П. Биография элементарных частиц. - Киев: Наукова думка. - 1983. - 208 С.
- [15] Окунь Л.Б. $\alpha \beta \gamma \dots Z$ Элементарное введение в физику элементарных частиц. -М.: Наука. - 1985. - 112 С.
- [16] Хуанг К. Кварки, лептоны и калибровочные поля. -М.: Мир. - 1985. - 382 С.
- [17] Ахиезер А.И., Рекало М.П. Элементарные частицы. -М.: Наука. - 1986. - 256 С.
- [18] Индурайн Ф. Квантовая хромодинамика. -М.: Мир. - 1986. - 284 С.
- [19] Хелзен Ф., Мартин А. Кварки и лептоны. -М.: Мир. - 1987. - 456 С.
- [20] Готтфрид К., Вайскопф В. Концепции физики элементарных частиц. -М.: Мир. - 1988. - 240 С.
- [21] Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц, 2-е изд. -М.: Наука. - 1988. - 272 С. (1-е изд., 1984)
- [22] Рекало М.П. Нейтральные слабые токи. - Киев: Наукова думка. - 1988. - 326 С.
- [23] Кейн Г. Современная физика элементарных частиц. -М.: Мир. - 1990. - 358 С.
- [24] Лидер Э., Предацци Э. Введение в калибровочные теории и "новая физика". -Киев: Наукова думка. - 1990. - 456 С.
- [25] Окунь Л.Б. Лептоны и кварки, 2-е изд. -М.: Наука. - 1990. - 350 С. (1-е изд., 1981)
- [26] Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий. -М.: Энергоатомиздат. - 1991. - 428 С.
- [27] Ахиезер А.И., Пелетминский С.В. Теория фундаментальных взаимодействий. -Киев: Наукова думка. - 1993. - 570 С.
- [28] Ахиезер А.И., Степановский Ю.П. От квантов света до цветных кварков. -Киев: Наукова думка. - 1993. - 120 С.
- [29] <http://pdg.lbl.gov/>
- [30] Окунь Л.Б. Современное состояние физики элементарных частиц // УФН. - 1998. - Т. 168, N 6. - С. 625-629.
- [31] Фейнман Р. КЭД — странная теория света и вещества. -М.: Наука. - 1988. - 140 С.
- [32] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике, вып. V. -М.: Мир. - 1966. - 296 С.
- [33] Григорьян А.Т., Вяльцев А.Н. Генрих Герц. -М.: Наука. - 1968. - 310 С.
- [34] Степановский Ю.П. От уравнений Максвелла до фазы Берри и сонолюминисценции: проблемы теории электромагнитного и других безмассовых полей // Электромагнитные явления. - 1998. - Т. 1, N 2. - С. 180-219.
- [35] Степановский Ю.П. Дробный квантовый эффект Холла (Нобелевская премия по физике 1998) // Электромагнитные явления. - 1998. - Т. 1, N 3. - С. 427-442.
- [36] Дирак П.А.М. Современное состояние релятивистской теории электрона // Труды Института истории естествознания и техники. - 1959. - Т. 22. - С. 32-33.
- [37] Дирак П.А.М. Воспоминания о необычайной эпохе. -М.: Наука. - 1990. - 208 С.
- [38] Дирак П.А.М. Теория позитрона. — В кн.: Атомное ядро. (Сборник докладов I Всесоюзной ядерной конференции, Ленинград, 1933.) — Ленинград-Москва: Гостехтеориздат. - 1934. - С.120-154.
- [39] Фейнман Р. Характер физических законов. - М.: Мир. - 1968. - 232 С.
- [40] Вентцель Г. Квантовая теория полей (до 1947 г.). — В кн.: Теоретическая физика 20 века. -М.: Мир. - 1962. - С. 60-93.

- [41] Dirac P.A.M. A Positive Energy Relativistic Wave Equation // Proc. Roy. Soc. London. - 1971. - V. A322. - P. 435-445.
- [42] Majorana E. Teoria relativistica di particelle con momento intrinseco arbitrario // Nuovo Cimento. - 1932. - V. 9. - P. 335-342 (Перевод в кн.: Мишель Л., Шааф М. Симметрия в квантовой физике. -М.: Мир. - 1974. - с. 238-237).
- [43] Зисман Г.А. Теория позитронов I // ЖЭТФ. - 1940. - Т. 10. - С. 1163-1171.
- [44] Зисман Г.А. Теория позитронов II // ЖЭТФ. - 1940. - Т. 11. - С.631-641.
- [45] Stüeckelberg E.C.G. Remarque à propos de la création de paires de particules en théorie de relativité // Helv. Phys. Acta. - 1941. - V. 14. - P. 588-594.
- [46] Feynman R. Theory of Positrons // Phys. Rev. - 1949. - V. 76. - P. 749-759 (Статья III в сборнике переводов "Новейшее развитие квантовой электродинамики". -М.: ИЛ. - 1954. - С. 138-160).
- [47] Feynman R. Space-time Approach to the Non-relativistic Quantum Mechanics // Rev. Mod. Phys. - 1948. - V. 20, N 2. - P. 367-387 (Статья X в сборнике переводов "Вопросы причинности в квантовой механике". -М.: ИЛ. - 1955. - С. 167-207).
- [48] Фок В.А. Л.Ландау и Л.Пятагорский. Механика. // УФН. - 1946. - Т.28, Вып. 2-3. - С. 377-383.
- [49] Все простое — правда... (Афоризмы и изречения П.Л.Капицы, его любимые притчи, поучительные истории, анекдоты) -М.: Издательство МФТИ. - 1994. - 152 С.
- [50] Ландау Э. Основы анализа. -М.: ИЛ. - 1947. - 182 С.
- [51] Пуанкаре А. О науке. -М.: Наука. - 1983. - 560 С.
- [52] Ляпунов А.М. Об одной задаче Чебышева. — В кн.: Ляпунов А.М. Собрание сочинений. Т.III. -М.: Изд. АН СССР. - 1953. - С.209-236.
- [53] Цыкало А.Л. Александр Михайлович Ляпунов. -М.: Наука. - 1988. - 336 С.
- [54] Смирнов В.И., Юшкевич А.П. Переписка А.М.Ляпунова с А.Пуанкаре и П.Дюэмом // Историко-математические исследования. - 1985. - Вып. XXIX. - С. 265-284.
- [55] Gross D.J. Physics and Mathematics at the Frontier // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. - 1988. - V. 85. - P. 8371-8375.
- [56] Смаллиан Р.М. Как же называется эта книга? -М.: Мир. - 1981. - 240 С.
- [57] Фейнман Р. "Вы, конечно, шутите, мистер Фейнман!" // УФН. - Т. 148, Вып. 3. - С. 509-526.
- [58] Орир Дж. Физика. -М.: Мир. - 1981. Т. 1. - 336 С.
- [59] Бреннан Р. Словарь научной грамотности. - М.: Мир. - 1997. - 368 С.
- [60] Арнольд В.И. О преподавании математики // УМН. - Т.53, Вып. 1. - С. 229-234.
- [61] Арнольд В.И. Математика и физика: родитель и дитя или сестры? // УФН. - 1999. - Т.169, - N 12. С.1311-1323.
- [62] Арнольд В.И. Избранное-60. -М.: Фазис. - 1997. - 770 С.
- [63] Visser M. What is the 'Zero-point Energy' (or 'Vacuum Energy') in Quantum Physics? <http://www.sciam.com/askexpert/physics/physics33.html>
- [64] Casimir H.B.G. On the Attraction Between Two Perfectly Conducting Planes // Proc. Kongl. Ned. Akad. Wet. - 1948. - B. 51. - P. 793-796.
- [65] Мостепаненко В.М., Трунов Н.Н. Эффект Казимира и его приложения. -М.: Энергоатомиздат. - 1990. - 216 С.
- [66] Lamoreaux S.K. Demonstration of the Casimir Force in 0,6 to 6 μm range // Phys. Rev. Lett. - 1997. - V. 78. - P. 5-8.
- [67] Lambrecht A., Reynaud S. Comment on 'Demonstration of the Casimir Force in 0,6 to 6 μm range' <http://xxx.lanl.gov/quant-ph/9912085>
- [68] The Casimir Effect 50 Years Later. — Singapore: World Scient. Publ. Co., - 1999. - 392 С.
- [69] Caianiello E.R. Some Remarks on Ultraviolet Divergencies. — In: Max Plank Festschrift - 1958. - P. 297-307. -Berlin: VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften. - 1959.
- [70] Feynman R. Space-time Approach to Quantum Electrodynamics // Phys. Rev. 1949. - V. 76. - P. 769-787 (Статья IV в сборнике переводов "Новейшее развитие квантовой электродинамики". -М.: ИЛ. - 1954. - С. 161-204).
- [71] Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. -М.: Наука. - 1969. - 624 С.
- [72] Купер Л. Физика для всех. -М.: Мир. - 1974. -Т. 2. - 379 С.

- [73] Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. О точечных взаимодействиях в квантовой электродинамике // Докл. АН СССР. - 1955. - Т. 102. - С. 489-493.
- [74] Fermi E. Quantum Theory of Radiation // Rev. Mod. Phys. - 1932. - V. 4. - P. 87-132. — Статья 48 в кн.: Ферми Э. Научные труды. -М.: Наука. - 1971. Т. I. - С.375-427.
- [75] Ландау Л.Д. Фундаментальные проблемы. — В кн.: Теоретическая физика 20 века. -М.: Мир. - 1962. - С. 285-289.
- [76] Берестецкий В.Б. Нуль-заряд и асимптотическая свобода // УФН. - 1976. - Т. 120. - С. 439-454.
- [77] Понтекорво Б., Покровский В. Энрико Ферми в воспоминаниях учеников и друзей. -М.: Наука. - 1972. - 160 С.
- [78] Fermi E. Versuch einer Theorie der β -Strahlen // Zs. für Phys. - 1934. - B. 88. - S.161-171. — Статья 58 в кн.: Ферми Э. Научные труды. -М.: Наука. - 1971. - Т. I. - С.525-541.
- [79] Фейнман Р. Что мы знаем о слабых взаимодействиях // УФН. - 1976. - Т. 119, Вып. 4. - С. 689-713.
- [80] Янг Ч. Вклад Германа Вейля в физику. — В кн.: Вейль Г. Пространство, время, материя. -М.: Янус. - 1996. - С. 431-444.
- [81] Yang C.N., Mills R.L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance // Phys. Rev. - 1954. - V. 96. - P. 191-195. — Статья 1 в сборнике статей "Элементарные частицы и компенсирующие поля". -М.: Мир. - 1964. - С. 28-38.
- [82] Lee T.D., Yang C.N. Question of Parity Conservation in Weak Interactions // Phys. Rev. - 1956. - P. 254-258. — Статья 1 в сборнике статей "Новые свойства симметрии элементарных частиц". -М.: ИЛ. - 1957. - С. 13-26.
- [83] Гарднер М. Этот правый, этот левый мир. - М.: Мир. - 1967. - 266 С.
- [84] Feynman R.P. 'Surely You're Joking Mr.Feynman!' -London: Vintage. - 1992. - 350 P.
- [85] Gamov G. Biografia fisyki. -Warszawa: Wiedza Powszechna. - 1967. - 348 S.
- [86] Feynman R., Gell-Mann M. Theory of the Fermi Interaction // Phys. Rev. - 1958. - V. 109. - P. 193-198.
- [87] Weyl H. Gruppentheorie und Quantenmechanik. -Leipzig: S.Hirzel. - 334 S. — (Вейль Г. Теория групп и квантовая механика. -М.: Наука. - 1986. - 496 С.)
- [88] Weyl H. Elektron und Gravitation // Zs. für Phys. - 1929. - B. 56. - S.330-352. (Перевод в кн.: Герман Вейль Избранные труды. -М.: Наука. - 1984. - С.198-218.)
- [89] Андроникашвили Э. Воспоминания о жидком гелии. -Тбилиси: Ганат Леба. - 1980. - 328 С.
- [90] Feynman R.P. 'What Do You Care What Other People Think?' -London: Crafton. - 1992. - 256 P.
- [91] Feynman R. Quantum Theory of Gravitation // Acta Physica Polonica. - 1963. - V. XXIV, Fasc. 6 (12). - P. 697-722.
- [92] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. -М.: Наука. - 1974. - 752 С.
- [93] De-Witt B. Quantum Theory of Gravity.II. // Phys. Rev. - 1967. - V. 162. - P. 1195-1238. (Глава 24 в книге Девитт Б.С. Динамическая теория групп и полей. -М.: Наука. - 1987. - С. 245-260.)
- [94] Faddeev L.D., Popov V.N. Feynman Diagrams for Yang-Mills Fields // Phys. Lett. - 1967. - V. B25. - P. 29-30.
- [95] Попов В.Н., Фаддеев Л.Д. Теория возмущений для калибровочно инвариантных полей. -Киев. - 1967. - 30 С. (Препринт. АН УССР. Институт теоретической физики. N31.)
- [96] Feynman R. Problems in Quantizing the Gravitational Field, and the Massless Yang-Mills Field. — In: Magic Without Magic: John Archibald Wheeler: A collection of essays in honor of his sixtieth birthday. -San Francisco. - 1972. - P. 377-408.
- [97] Вайнберг С. Идеиные основы единой теории слабых и электромагнитных взаимодействий // УФН. - 1980. - Т. 132, Вып. 2. С. 201-217.
- [98] Глэшоу Ш. На пути к объединенной теории — нити в гобелене // УФН. - 1980. - Т. 132, Вып. 2. - С. 219-228.
- [99] Higgs P.W. Broken Symmetries Massless Particles and Gauge Fields // Phys. Lett. - 1964. -B 12. - P. 132-133.
- [100] Дирак П.А.М. Лекции по квантовой механике. -М.: Мир. - 1968. 0 84 С. (включены также в кн.: Дирак П.А.М. Принципы квантовой механики. -М.: Наука. - 1979. - С. 408-475.)

- [101] *Jarlskog C.* Background Information on the 1999 Nobel Prize in Physics, 2 P. <http://www.almaz.com/nobel>
- [102] *Березин Ф.А.* Метод вторичного квантования, 2-е изд. -М.: Наука. - 1986. - 220 С. (1-е изд., 1965 г.)
- [103] *Фаддеев Л.Д.* Интеграл Фейнмана для сингулярных лагранжианов // ТМФ. - 1969. - Т. 1, - N 1. - С. 3-18.
- [104] *Девитт Б.С.* Динамическая теория групп и полей. -М.: Наука. - 1987. - 288 С.
- [105] *Фаддеев Л.Д.* 30 лет в математической физике // Труды Математического института им. В.А.Стеклова. - 1987. - Т. CLXXVI. - С. 4-29.
- [106] *Коноплева Н.П., Попов В.Н.* Калибровочные поля. 2-е изд. -М.: Атомиздат. - 1980. - 240 С. (1-е изд., 1972 г.)
- [107] *Попов В.Н.* Континуальные интегралы в квантовой теории поля и статистической физике. -М.: Атомиздат. - 1976. - 256 С.
- [108] *Славнов А.А., Фаддеев Л.Д.* Введение в квантовую теорию калибровочных полей, 2-е изд. -М.: Наука. - 1980. - 272 С. (1-изд., 1977)
- [109] *Гитман Д.М., Тютин И.В.* Каноническое квантование систем со связями. -М.: Наука. - 1986. - 216 С.
- [110] *Прохоров Л.В., Шабанов С.В.* Гамильтонова механика калибровочных систем. -Санкт-Петербург: Изд. С.-Петерб. универс. - 1997. - 292 С.
- [111] *Gross T.D., Wilchek F.* Ultraviolet Behavior of Non-abelian Gauge Theories // Phys. Rev. Lett. - 1973. - V. 30. - P. 1343-1346.
- [112] *Politzer H.D.* Reliable Perturbation Results for Strong Interactions // Phys. Rev. Lett. - 1973. - V. 30. - P. 1346-1349.
- [113] *Morris M.S., Thorne K.S., Yurtsever U.* Wormholes, Time Machines, and the Weak Energy Condition // Phys. Rev. Lett. - 1988. - V. 61. - P. 1446-1452.
- [114] *Новиков И.Д.* Анализ работы машины времени // ЖЭТФ. - Т. 95. - С. 769-776.
- [115] *Chown M.* All the World's a Time Machine // New Scientist. - 1998. 7 March. - P. 38-41.
- [116] *Фейнман Р.Ф.* Почему существуют античастицы // УФН. - 1989. - Т. 157, Вып. 1. - С. 163-183.
- [117] *Вольберг О.А.* Занимательная прогулка в страну Эйнштейна. — В кн.: *Перельман Я.И.* Занимательная механика. -Ленинград: Время. 1933. - С.177-221.
- [118] *Astrophysical Constants* // Phys. Rev. - 1994. - V. 50. - P. 1234-1235.
- [119] *Шмидт-Нильсен К.* Размеры животных: почему они так важны? -М.: Мир. - 1987. - 260 С.
- [120] *Ядерная астрофизика.* -М.: Мир. - 1986. - 520 С.
- [121] *Ожунь Л.Б.* Фундаментальные константы физики // УФН. - 1991. - Т. 161, - N 9. - С. 197-194.