Доклады Академии наук СССР
1955. Том 102, № 3

ФИЗИКА

Академик Л. ЛАНДАУ и член-корреспондент АН СССР И. ПОМЕРАНЧУК

О ТОЧЕЧНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

В основе квантовой электродинамики лежит идея о точечном взаимодействии между квантами и электронами. Как известно, при таком взаимодействии непосредственное вычисление приводит к бесконечностям. В последние годы была создана релятивистски-инвариантная теория возмущений (1) и показано, что на ее основе можно разработать однозначную процедуру, приводящую к конечным выражениям для тех эффектов, для которых раньше получались бесконечности. Иной подход к решению уравнений квантовой электродинамики был развит в (2). Он исходит из рассмотрения точечного взаимодействия как предела некоторого «размазанного» взаимодействия с конечным радиусом, когда этот радиус уменьшается до нуля. При этом константа e_1, стоящая в виде множителя при взаимодействии является функцией радиуса «размазыванья» $1/\Lambda$. С ростом Λ (приближение к центру частицы) e_1 растет. Это связано с очевидным свойством поляризации вакуума уменьшать всякий заряд, «внесенный» в вакуум (см. также (3)).

Пока $e_1^2 \ll 1$, связь между e_1 и перенормированным зарядом e осуществляется при помощи D-функции, найденной в (2). Фурье-компонента этой функции равна

$$D(k^2) = \frac{1}{k^2} \frac{1}{1 + \frac{\nu e_1^2}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{k^2}}. \tag{1}$$

Здесь ν — эффективное число различных слабо взаимодействующих частиц в природе (подробнее по этому поводу см. (2)). Формула (1) справедлива, когда $k^2 \gg m^2$ (m — масса электрона). Если же $k^2 \ll m^2$, то в (1) k^2 нужно заменить на m^2.

Связь между e_1^2 и e^2, как известно, получается из соотношения:

$$e^2 = e_1^2 \lim_{k^2 \to 0} k^2 D(k^2) = \frac{e_1^2}{1 + \frac{\nu e_1^2}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{m^2}}. \tag{2}$$

Выражения (1) и (2) переходят в более простые:

$$D(k^2) = \frac{3\pi}{\nu e_1^2} \frac{1}{\ln \frac{\Lambda^2}{k^2}} \frac{1}{k^2}; \tag{3}$$

$$e^2 = \frac{3\pi}{\nu} \frac{1}{\ln \frac{\Lambda^2}{m^2}}, \tag{4}$$

когда выполнено условие

$$\frac{\nu e_1^2}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{k^2} \gg 1. \tag{5}$$

При e_1^2 не очень малых по сравнению с единицей это условие удовлетворяется уже для таких k^2, которые не исчезающе малы по сравнению Λ^2.

Обратная пропорциональность D функции e_1^2 указывает на возможность пренебречь в лагранжиане системы электронов и квантов действием свободного электромагнитного поля *.

В самом деле, во взаимодействие поля с электронами входит $e_1 A$, а в свободное поле само A. Если отбрасывается действие свободного поля, то среднее значение по физическому вакууму от

$$\langle T A(X) A(Y) \rangle \tag{6}$$

должно быть обратно пропорционально e_1^2. С другой стороны, (6) лишь несущественным множителем отличается от D-функции, которая таким образом оказывается обратно пропорциональной e_1^2. Именно этот результат и зафиксирован в (3).

Если лагранжиан свободного поля перестает играть существенную роль уже при $e_1^2 \ll 1$, то представляется естественным думать, что при дальнейшем возрастании e_1^2 роль свободного поля будет еще меньше. Поэтому D-функция должна быть обратно пропорциональна e_1^2 и при $e_1^2 > 1$. Отсюда следует, что $e_1^2 D$ не зависит от e_1^2 и поэтому всегда имеет вид:

$$e_1^2 D = \frac{3\pi}{\nu \ln \frac{\Lambda^2}{k^2}} \frac{1}{k^2}. \tag{7}$$

(если только k^2 не очень близко к Λ^2). (2) и (7) приводят к следующей связи e_1^2 и e^2:

$$e^2 = \frac{3\pi}{\nu \ln \frac{\Lambda^2}{m^2}} \to 0, \quad \Lambda^2 \to \infty. \tag{8}$$

Обращение e в нуль может быть пояснено следующим образом. Пусть в сфере радиуса $1/\Lambda$ находится сколь угодно большой заряд $e_1(\Lambda)$. Тогда на расстоянии $1/k$ всего лишь в несколько раз большем, чем $1/\Lambda$, будет заряд $\sqrt{e_1^2 k^2 D(k^2)} \approx \sqrt{\frac{3\pi}{\nu \ln \frac{\Lambda^2}{k^2}}}$, равный по порядку величины единице. Это означает, что «внесенный» заряд e_1, имеющий протяжение $1/\Lambda$, окружается плотным облаком размерами также порядка $1/\Lambda$, образованным заполяризованными зарядами, в результате чего полный заряд внутри радиуса $2/\Lambda$ будет порядка единицы. (Ситуация здесь напоминает ту, которая осуществляется вблизи кулонова центра с зарядом бо́льшим, чем $\sqrt{137}$.)

Быстрое падение e_1^2 до единицы фактически означает отсутствие широкой области сильного взаимодействия в электродинамике, обсуждаемой в ([2]). Только существование этой области могло бы сделать $e^2 \neq 0$.

Мы приходим к фундаментальному выводу, что из формальной квантовой электродинамики, повидимому, следует равенство нулю заряда электрона. Оговорка «повидимому» относится к некоторой нестрогости изложенной выше аргументации.

---

* При этом подразумевается, что k^2 не очень близко к Λ^2.

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.

Физические следствия из внутренних противоречий квантовой электродинамики могут быть различными.

Энергии Λ_0, при которых

$$e^2 \approx \frac{3\pi}{\nu \ln \frac{\Lambda_0^2}{m^2}}, \tag{8a}$$

во всяком случае, очень велики. При этих энергиях эффекты гравитационного взаимодействия могут превышать электромагнитные. Соблазнительна идея, что «кризис» электродинамики происходит именно при тех энергиях, при которых гравитационное взаимодействие сравнивается с электромагнитным. Поскольку эффективный заряд в критической зоне порядка единицы, это соответствует

$$\varkappa \Lambda_0^2 \sim 1, \tag{9}$$

где $\varkappa$ — гравитационная постоянная, (8а) и (9) дают для ν значение $\nu \approx 12$. При такой точке зрения величина физического заряда e автоматически определялась бы из теории. Если $\nu < 12$, гравитационные эффекты наступят значительно раньше, чем эффективный заряд станет порядка единицы. Напротив, при $\nu > 12$ гравитационные эффекты не «спасут» электродинамики, так как они наступят слишком поздно.

Вывод о том, что $e = 0$, был нами получен из рассмотрения только чисто электромагнитных взаимодействий. Не исключена возможность того, что учет неэлектромагнитных взаимодействий частиц (типа $\mu - e$-распада * и др.) может сильно изменить свойства электродинамики при больших энергиях, что соответственно отразится на перенормировке заряда.

Изложенный выше способ рассмотрения вопроса о перенормировке заряда не переносится непосредственно на мезонную теорию ([4]). Если, однако, обращение e в нуль есть отражение общих свойств всякого точечного взаимодействия, то современная мезонная теория окажется полностью несостоятельной. При этом надо иметь в виду, что из-за большого значения g^2 роль гравитации в мезонной области совершенно ничтожна. По той же причине в мезонных теориях нет области применимости теории возмущений. В электродинамике такая область заведомо есть ввиду малости e^2, и ее свойства не могут серьезно измениться при любом изменении электродинамики в области больших энергий.

Исправление существующих теорий в том случае, если из теории следует, что g наряду с e также равно нулю, потребовало бы введения совершенно новых физических представлений. Такие представления должны были бы дать возможность отразить в теории свойства протяженных элементарных частиц. Это означает, что в физику была бы введена новая универсальная длина, которая автоматически ограничивала бы Λ сверху. Существование новой длины должно было бы проявиться не только в мезонной области, но и в чисто электромагнитных процессах. Не исключена поэтому возможность того, что все электромагнитные процессы, сопровождаемые большими передачами импульса, происходят совсем иначе, чем предсказывает совре-

---

* На возможную роль этого взаимодействия обратил наше внимание Я. Б. Зельдович.

менная теория. Эти отклонения могут наступить в таких условиях, когда передаваемый импульс в системе центра инерции порядка нескольких сот мегаэлектронвольт, если новая длина $\lesssim 10^{-13}$ см. Таким образом, эксперимент типа комптон-эффекта при энергиях порядка $(2—5)\cdot 10^{10}$ эв мог бы явиться решающим для современной теории поля. Аналогичную роль могут играть такие явления, как аннигиляция позитронов очень большой энергии ($10^{10}—10^{11}$ эв), рассеяние на большие углы электронов электронами той же области энергий и другие эффекты при тех же условиях. Важные сведения для теории могут дать эксперименты, сделанные при меньших энергиях, на зато с большой точностью.

Надо, однако, подчеркнуть, что обычное тормозное излучение или образование пар γ-квантами даже в области сверхбольших энергий не может пролить свет на область применимости электродинамики. Дело в том, что, как хорошо известно ([5]), тормозное излучение обязано в системе покоя электрона его взаимодействию с мягкими квантами ($\omega \sim m$) совершенно независимо от того, чему равна начальная энергия частицы в лабораторной системе. Такого же типа соображения относятся и к явлению образования пар.

Поступило
2 III 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Р. Фейнман, Сборн. Новейшее развитие квантовой электродинамики, ИЛ, 1954, стр. 138—205; Ю. Швингер, там же, стр. 12—108, Ф. Дайсон, там же, стр. 205—238; Phys. Rev., **75**, 486 (1949); A. Salam, Phys. Rev., **82**, 217 (1951). [2] Л. Д. Ландау, А. А. Абрикосов, И. М. Халатников, ДАН, **95**, № 3 (1954); **95**, № 4 (1954); **95**, № 6 (1954), **96**, № 2 (1954). [3] H. Lehmann, Nuovo Cimento, **11**, 342 (1954). [4] А. А. Абрикосов, А. Д. Галанин, И. М. Халатников, ДАН, **97**, 793 (1954). [5] C. F. v. Weizsäcker, Zs. Phys., **88**, 612 (1934).