К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОЙ РОЛИ ГРАВИТАЦИИ В ПРОБЛЕМЕ МАССЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

П.И.Фомин

Одна из задач полевой теории - объяснить массы элементарных частиц, т.е. выразить их через константы взаимодействия и мировые постоянные. В современной квантовой теории поля для этого, однако, недостает постоянной размерности длины или эквивалентной, с этим, в частности, связано наличие расходимостей в теории. В настоящее время предпринимаются поиски "элементарной длины", но вместе с тем остается открытым старый и фундаментальный вопрос, не решает ли проблему учет гравитации и гравитационной постоянной γ. В этой заметке мы хотим привести некоторые соображения в пользу возможного положительного ответа на этот вопрос.

Известно, что с участием γ можно построить длину, например, одним из следующих способов:

$$\ell_1 = ec^{-2}\gamma^{1/2} = 1{,}38.10^{-34}\ \text{см}, \tag{1}$$

$$\ell_2 = \hbar^{1/2}c^{-3/2}\gamma^{1/2} = \sqrt{137}\,\ell_1 . \tag{2}$$

Чрезвычайная малость этих длин является обычно аргументом для отрицания роли гравитации в структуре элементарных частиц. Мы покажем, однако, что один из предложенных в последнее время подходов к проблеме массы требует привлечения длины именно масштаба (I) - (2). Речь идет о "динамической модели элементарных частиц, основанной на аналогии со сверхпроводимостью" Намбу и Иона-Ласинио [I]. В этой модели масса фермиона возникает с помощью механизма, формально аналогичного механизму появления энергетической щели в теории сверхпроводимости, и между массой m и константой соответствующего взаимодействия F имеет место характерное соотношение

$$m = M \exp(-B/F), \tag{3}$$

где В - численный множитель, а М - величина размерности массы, которая должна строиться из фундаментальных постоянных, входящих в теорию (в моделях, рассмотренных Намбу и сотрудниками, выражения для массы расходятся и место М в (3) занимает параметр обрезания).

Мы ограничимся рассмотрением наиболее изученного электромагнитного взаимодействия. Оно является основным для электрона и, по-видимому, мюона, и поэтому массы этих частиц естественно пытаться выразить через постоянные c, $\hbar$, e и некоторую длину L.

Полагая $F = e^2/\hbar c = 1/137$, $M = e^2/Lc^2$, получаем

$$m = \frac{e^2}{Lc^2} \exp\left(-B\frac{\hbar c}{e^2}\right). \tag{4}$$

Предполагая, что В не сильно отличается от единицы, приходим к выводу, что L на несколько десятков порядков меньше классического радиуса e^2/mc^2. Этому условию удовлетворяют константы (I) и (2), и поэтому естественно попытаться взять одну из них, возможно, с некоторым множителем, в качестве L. Рассмотрим вначале обе возможности:

$$m = A_1 e \gamma^{-1/2} \exp(-B_1 \hbar c/e^2), \tag{5}$$

$$m = A_2 e^2 (\hbar c \gamma)^{-1/2} \exp(-B_2 \hbar c/e^2). \tag{6}$$

Легко проверить, что массы электрона и мюона могут быть выражены с одинаковым успехом как с помощью (5), так и (6) при значениях коэффициентов А и В, близких к единице. Важно, однако, что выражения (5) и (6) существенно различно ведут себя при $\hbar \to 0$: первое остается конечным, а второе расходится. Это означает, что выбрать между ними должно позволить уже классическое рассмотрение. Дело сводится к вопросу, конечна ли полевая энергия сосредоточенного заряда в классической электродинамике с учетом гравитации. Этот вопрос, несмотря на многочисленные попытки, пока не имеет общепризнанного решения. Мы станем здесь на точку зрения, развитую недавно в работе Пелетминского и автора (будет опубликовано), согласно которой в создании полевой массы заряженной частицы принимает участие лишь поле, находящееся вне сингулярной поверхности. Как можно показать, только эта часть поля участвует в динамике частицы. Это связано с тем обстоятельством, что внешнее силовое воздействие не может достичь сингулярной поверхности за конечное время.

Соответствующее значение полевой массы оказывается равным $e\gamma^{-1/2}$. Этот подход приводит, следовательно, к варианту (5) и определяет множитель A_I. Мы имеем, таким образом:

$$m = e\gamma^{-1/2} \exp(-B\hbar c/e^2). \qquad (7)$$

Это выражение дает массу электрона при $B=0{,}3581$ и массу мюона при $B=0{,}3192$.

Отметим, что (7) с точностью до коэффициента B совпадает с эмпирической формулой Ивантера [2].

Автор благодарен А.И.Ахиезеру и Я.Б.Зельдовичу за обсуждения.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
14 января 1966 г.

Литература

[1] Y.Nambu, G.Jona-Lasinio. Phys. Rev., 122, 345, 1961.

[2] И.Г.Ивантер. ЖЭТФ, 36, 1940, 1958.

Т01648. Подписано к печати 1/II-1966г. Тираж 1150 экз. Зак. 42
Формат бумаги 70 х 108 1/16. Печ.л.2,5. Бум.л.1,25. Уч.-изд.л.2,2

Офсетное производство 3-й типографии издательства "Наука"
Москва, Армянский пер., 2