Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 5 — 1968

УДК 539.184.25

К. П. СТАНЮКОВИЧ

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ

Из квантовой электродинамики известно, что определение наблюдаемого заряда (e) электрона как-то связано с его основным не наблюдаемым зарядом (e_1). Вследствие поляризации вакуума величина e уменьшается, и именно эту измененную величину мы и наблюдаем как заряд e.

Л. Д. Ландау показал, что связь между зарядами e_1 и e [1] имеет вид

$$e^2 = \frac{e_1^2}{1 + \frac{2n}{3\pi}\frac{e_1^2}{\hbar c}\ln\frac{r_1}{r_2}}, \tag{1}$$

где n — некоторое число, характеризующее «сорта» поляризуемых виртуальных частиц, r_2 — минимальный, r_1 — максимальный радиус «обрезания».

В этом соотношении величины n, r_1, r_2 являются несколько произвольными. Зная e, можно вычислить e_1. Ландау в одном из вариантов предположил, что

$$\frac{e_1^2}{\hbar c} = 1, \quad r_1 = r_0 = \frac{\hbar}{mc}; \quad r_2 \simeq L \simeq \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}}, \tag{2}$$

где $r_0 \approx 10^{-13}$ *см* — радиус частицы (комптоновская длина), $L \approx 10^{-33}$ *см* — так называемая планковская длина.

Выбирая $n = 12$, получим значение e_1, которое хорошо согласуется с наблюдаемой величиной.

Запишем соотношение

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{r_0}{L} = \frac{\hbar}{mc}\sqrt{\frac{c^3}{G\hbar}} = \sqrt{\frac{\hbar c}{Gm^2}} = \frac{m_L}{m} = 10^{20}. \tag{3}$$

Здесь $m_L = \sqrt{\frac{\hbar G}{G}} \approx 10^{-5}$ *гр* есть масса так называемого планкеона [2] или, по терминологии М. А. Маркова, максимиона [3], т. е. частицы, размеры которой совпадают с его гравитационным радиусом и радиусом внутренней кривизны; $m \approx 10^{-25}$ *гр* есть масса порядка массы π-мезона. На расстоянии $L \approx 10^{-33}$ *см* при $m = m_L$ силы гравитационного взаимодействия сравнимы с кулоновыми силами и сильным взаимодействием.

Как было показано в [2] и [4], при $r = L$ внутренние квантовые флуктуации также сравнимы с внешними термодинамическими флуктуациями гравитационного поля. Видимо, при меньших r уже необходимо учитывать квантовые гравитационные эффекты и поэтому дальнейшее применение обычной теории относительности уже бесполезно; величина L может характеризовать размеры частиц в гравитационном поле [4].

Напишем (1) в виде

$$\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{e_1^2/\hbar c}{1 + \frac{2n}{9\pi}\frac{e_1^2}{\hbar c}\ln\left(\frac{m_L}{m}\right)^3}, \tag{4}$$

а поскольку

$$\ln\left(\frac{m_L}{m_\pi}\right)^3 = \ln\left(\frac{\hbar c}{Gm^2}\right)^3 = 3\ln\frac{L}{r_0} = \ln 60 = 60 \cdot 2{,}3 = 138,$$

то при

$$\frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}, \quad \frac{e_1^2}{\hbar c} = 1, \quad \frac{2n}{9\pi}\,138 + 1 = 137,$$

и мы действительно получим

$$n = \frac{136}{138} \cdot \frac{9\pi}{2} \simeq 14.$$

При этом $3\ln\frac{m_L}{m} = 3\ln\frac{r_1}{r_2} \approx 137$, что дает для e_1^2 значение $\hbar c = e_1^2$ и как бы определяет таким образом постоянную тонкой структуры:

$$\alpha = \frac{e^2}{e_1^2} = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Теперь можно интерпретировать e_1^2 не как наблюдаемый заряд, а как «заряд», появляющийся при взаимодействиях с электромагнитным полем.

Поскольку поляризация вакуума аналогична поляризации диэлектрика, то в качестве модели, учитывающей как поляризацию вакуума при $L < r < r_0$, так и поляризацию внешней реальной среды при $r_0 < r < a$ ($a \approx 20^{27}$ *см* размеры метагалактики), включая поляризацию гравитационного поля, можно принять единую поляризацию во всем пространстве. Эта поляризация подчиняется закону

$$|\delta_p| = e|/4\pi r^3, \tag{5}$$

где $|\delta_p|$ — плотность поляризованных зарядов. При этом

$$\int\limits_v \delta_p dv = \frac{1}{4\pi}\int\limits_v \frac{e}{r^3}dv = 0, \tag{6}$$

но

$$e^* = \int\limits_v |\delta_p|\,dv = \frac{4\pi|e|}{4\pi}\int\limits_v \frac{r^2dr}{r^3} = |e|\int\limits_{r_2}^{r_1}\frac{dr}{r} = e\ln\frac{r_1}{r_2}.$$

Выберем теперь $r_1 = a$, $r_2 = L$, а поскольку $a = r_0 T_m$ (где $T_m = \omega t_m = 10^{23} \cdot 10^{17} = 10^{40}$ — безразмерное мировое время), придем к результату

$$e^* = e \ln r_0 T_m \sqrt{\frac{c^3}{G\hbar}}. \tag{7}$$

Так как

$$\sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} = \sqrt{\frac{G_0\hbar_0}{c^3 T_m}} = \frac{r_0}{\sqrt{T_m}},$$

то

$$e^* = \frac{3}{2} e \ln T_m = e \ln T_m^{3/2}. \tag{8}$$

Поскольку $T_m \sim 10^{40}$, то $\ln T_m^{3/2} = \ln 10^{60} \sim 138$. При этом

$$e^* = 138e. \tag{9}$$

Поскольку T_m известно не очень точно, то, полагая $ee^* = \hbar c = 137e^2$, найдем $T_m = 10^{39,7}$. Взаимодействие заряда e с «полевым зарядом» e^* будет

$$ee^* = 137e^2 = \hbar c \tag{10}$$

и величину $\frac{ee^*}{c} = \hbar$ можно интерпретировать как квант действия.

Однако трудно себе представить, что взаимодействие электромагнитного поля (квантов) с зарядом e явится взаимодействием «через все пространство», даже имея в виду принцип Маха. Однако к аналогичному результату легко прийти и из более очевидных и понятных соображений.

Будем считать, что все пространство внутри частицы при $L < r < r_0$ поляризовано, пусть плотность числа диполей, соответствующая плотности числа гравитонов внутри частицы, есть $n = \frac{3N_g}{4\pi r_0^3}$, где N_g — полное число диполей или гравитонов «внутри» частицы. Тогда полная напряженность поля внутри частицы будет

$$E_п = \int_v E n dv = 4\pi \int_v E n r^2 dr = \frac{3N g}{r_0^3} \int_L^{r_0} E r^2 dr,$$

а поскольку $E = \frac{2\bar{e}\bar{d}}{r^3}$, где $\bar{e}$ — эффективная величина заряда диполя, $\bar{d}$ — размеры диполя, то будем иметь

$$E_п = \frac{3N_g}{r_0^3} 2\bar{e}\bar{d} \ln \frac{r_0}{L} = \ln \left(\frac{r_0}{L}\right)^3 \frac{2\bar{e}\bar{d}N_g}{r_0^3}. \tag{11}$$

Очевидно, что при этом должно выполняться условие равенства всех зарядов полному, т. е. $2\bar{d}\bar{e}N_g = r_0 e$. Отсюда следует

$$E_п = \frac{e}{r_0^2} \ln \left(\frac{r_0}{L}\right)^3 = \frac{e}{r_0^2} \ln \frac{a}{L} = E_0 \ln \frac{a}{L} = 137E_0, \tag{12}$$

где $E_0 = \frac{e}{r_0^2}$ — напряженность кулоновского поля частицы.

Возможна и такая модель: согласно нашим представлениям, частица может состоять из $N_g = T_m = 10^{40}$ гравитонов с зарядом $\bar{e} = eT_m^{-1/2} = eN_g^{-1/2}$, а $2\bar{d} = L = r_0 T_m^{-1/2}$, то, действительно

$$2\bar{d}\bar{e}N_g = r_0 e.$$

Модель кварков также может дать такой же результат. Эффективный заряд, соответствующий значению $E_п$, определяется, как очевидно, из подобия $\frac{e_п^*}{e} = \frac{E_п}{E_0} = \ln\frac{a}{L} = 137$, что вновь подтверждает ранее сделанное вычисление.

Поскольку

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \ln 10^{-60} = \ln T_m^{-3/2} = \ln\frac{L}{a} = \ln\left(\frac{r_0}{a}\right)^{3/2} = \ln\left(\frac{r_0}{2}\sqrt{\frac{R}{3}}\right)^{3/2}, \quad (13)$$

где $R = 12/a^2$ — скалярная кривизна, то это означает, что постоянная такой структуры есть функция мирового времени или кривизны. На подобную возможность уже ранее было обращено внимание [4]. При этом и размеры боровских «орбит» могут увеличиваться $\sim \ln Tm$, что влечет за собой далеко идущие следствия, например, логарифмическое расширение во времени звезд и планет, образование новых устойчивых и неустойчивых элементов с течением времени, поскольку максимальный номер возможного элемента $z_{\max} = \frac{1}{\alpha} \sim \ln T_m$.

В заключение отметим, что рядом исследователей было обращено внимание на следующие эмпирические формулы [5, 6]:

$$10^{40} \approx e^{\frac{2}{3}137}, \quad (14)$$

$$\frac{e^2}{Gm_L^2} \approx \left(\frac{4}{3}\pi\right)^{\frac{1}{2\alpha}} = \left(\frac{\pi}{3}\right)^{\frac{1}{2\alpha}} 2^{\frac{1}{\alpha}} = \left(\frac{\pi}{3}\right)^{\frac{137}{2}} 2^{137}. \quad (15)$$

Первое соотношение непосредственно является следствием формулы (13). Второе также можно вывести из (13) с помощью простых преобразований.

В самом деле, (15) всегда можно написать в виде

$$\frac{e^2}{Gm_e^2} = \left(\frac{4}{3}\frac{\pi}{e^{4/3}}\right)^{\frac{137}{2}} e^{\frac{2}{3}137} \simeq 10^{40}\left(\frac{4\pi}{3e^{4/3}}\right)^{\frac{137}{2}} \approx 10^{42}.$$

Таким образом, теоретическая основа этих эмпирических формул достаточно понятна.

Заметим, что имеет место важное соотношение

$$r_0^3 c^3 \sqrt{R} \approx Gh, \quad (16)$$

которое легко выводится из теории гравитационного излучения. Можно предположить, что постоянная Ферми для слабых взаимодействий также связана с гравитационной постоянной. В самом деле характерная длина l, характеризующая слабые взаимодействия, равна

$$l = \sqrt{\frac{\Phi}{\hbar c}} \approx 10^{-16} \text{ см}, \quad (17)$$

где $\Phi = 10^{-48}$ *эрг·см*^{3} — постоянная Ферми. Полагая, с другой стороны, что

$$l = \sqrt{\alpha}\, r_{op} = \sqrt{\alpha'}\ \frac{\hbar}{m_p c} = \sqrt{\frac{e^{2'}}{\hbar c}\frac{\hbar}{m_p c}},$$

найдем

$$\Phi = \hbar c l^2 = \frac{e^2\hbar^2}{m_p^2 c^2} = e^2 r_{op}^2 = d^2, \tag{18}$$

где d — дипольный момент частицы. Отсюда становится очевидным, что постоянная Ферми может быть связана со своеобразным дипольным излучением и реакцией частиц. С другой стороны, поскольку

$$\frac{1}{\alpha} = \ln T_m^{3/2} = \ln\frac{a}{L} = \ln\sqrt{\frac{12c^3}{G\hbar R}}, \tag{19}$$

то

$$\Phi = \hbar c r_{op}^2 \alpha = \frac{\hbar c r_{op}^2}{\ln\sqrt{\frac{12c^3}{G\hbar R}}}, \tag{20}$$

что устанавливает связь между Φ и G, $\hbar$, c.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д. Квантовая теория поля. В сб.: «Нильс Бор и развитие физики». М., ИЛ, 1958.
2. Станюкович К. П. ДАН СССР, **168**, № 4, 1966.
3. Марков М. А. ЖЭТФ, № 9 (3), 1966.
4. Станюкович К. П. Гравитационное поле и элементарные частицы, ч. 1, § 6 и 9. М., «Наука», 1965.
5. Сб. «Строение звездных систем» (статья О. Германа и Е. Шукинга). М., ИЛ, 1965.
6. Ивантер И. Г. ЖЭТФ, № 6, 1959.

Поступила в редакцию
29.9 1967 г.

Кафедра
теоретической физики