Письма в ЖЭТФ

Т. 9 | 1969 | Вып. 2

О РАДИОФИЗИЧЕСКИХ МЕТОДАХ ИЗМЕРЕНИЯ МАССЫ ПОКОЯ ФОТОНА[1)]

М.Е.Герценштейн, Л.Г.Соловей

Недавно И.Ю.Кобзарев и Л.Б.Окунь [1], а также Л.С.Марочник [2] рассмотрели вопрос об экспериментальной верхней границе для массы покоя фотона m_γ. Из данных ракетных измерений статического магнитного поля Земли [3] следует лучшая экспериментальная оценка $\lambda = \frac{\hbar}{m_\gamma c} > 0{,}89 \cdot 10^5$ *км*, что соответствует частоте $\Omega = c/\lambda < 3{,}4$ *сек*$^{-1}$, $m_\gamma < 4 \cdot 10^{-48}$ *г*.

В настоящей работе будет показано, что радиофизические методы могут дать значительно лучшую оценку λ. Уравнения электродинамики при наличии массы покоя будут:

$$F^{ik}_{\ ,k} - \Lambda^2 A^i = -\frac{4\pi}{c} j^i, \quad F_{ik} = A_{k,1} - A_{i,k}; \qquad A^i = (\phi, \mathbf{A})$$

$$F^{ik} = (-\mathbf{E}, \mathbf{H}); \qquad \Lambda = 1/\lambda = m_\gamma c/\hbar. \tag{1}$$

Обозначения – согласно [4], "жонглирование" пространственными индексами связано с переменой знака. При $\Lambda \neq 0$ из уравнения непрерывности $j^i_{\ ,i} = 0$ следует добавочное условие на потенциалы $A^i_{\ ,i} = 0$ [5], которое приводит к волновому уравнению для вектора A^i:

$$A^i_{\ ,i} = 0, \quad F^{ik}_{\ ,k} = -A^{i,k}_{\ \ ,k} = \Box A^i; \qquad \Box = \Delta - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}. \tag{2}$$

Ищем решение (2) в виде плоских волн $e^{-ik_l x^l}$, и рассматриваем только продольную ветвь, определяемую условием:

$$k^a \parallel A^{(a)}(\mathbf{k}); \qquad (\Box - \Lambda^2)A^i = 0. \tag{3}$$

Рассмотрим неособое решение:

$$k^a \neq 0, \qquad A^a(\mathbf{k}) \neq 0. \tag{4}$$

[1)] Доложено вне программы на GR-5.

Используя соотношение $A^l_l = 0$, имеем

$$A^a_{(\mathbf{k})} = (k^0 k^a / k^2) A^0 (\mathbf{k}), \quad \mathrm{E} = i\Lambda^2 A^0(\mathbf{k})(\mathbf{k}/k^2) = i\mathrm{A}(\Lambda^2/k^0), \quad \mathrm{H}=0. \quad (5)$$

Электрическое поле пропорционально Λ^2 и очень мало. Малость электрического поля приводит к тому, что при распространении волн в проводящей среде мал вызываемый волной ток и мало затухание:

$$(\Box - \Lambda^2)\mathrm{A} = -\frac{4\pi\sigma}{c^2}\mathrm{E} = -\frac{4\pi}{c}\Lambda^2\frac{i\sigma}{k_0}\mathrm{A}, \qquad k^0 = \omega/c,$$

$$k = \frac{\omega}{c}\sqrt{1 - \Lambda^2\left[\frac{1}{k_0^2} - \frac{4\pi\sigma}{k^{03}c}\right]}; \qquad \mathrm{Im}k \simeq \frac{2\pi\sigma}{c}\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2. \quad (6)$$

Кроме волн, существует еще решение – аналог плазменных колебаний:

$$A^0 = 0, \quad \mathrm{A} \neq 0, \quad \frac{\partial \mathrm{A}}{\partial \mathrm{r}} = 0, \quad \mathrm{E} = i\omega\mathrm{A} \sim e^{-i\Lambda c t} \quad (7)$$

и статические решения. При радиофизическом эксперименте обычно пользуются монохроматическими колебаниями частоты f, $\omega = 2\pi f \gg \Omega$ и поэтому статические решения и решение выражений (7) нас не интересуют.

Известно, что поперечные электромагнитные волны не проходят через металлические экраны, и их затухание в экранах может быть точно рассчитано [6]. Прохождение продольных волн через металлические экраны и может быть использовано для измерения массы покоя фотона. Рассмотрим теперь процесс взаимодействия контуров продольными волнами. Если эксперимент ставится в ближней зоне, то он может быть полностью описан с помощью Лагранжиана взаимодействия, который равен

$$L = -\frac{1}{c}\int A_l j^{l*} dv + \text{компл. сопр.} = +\frac{1}{c}\int \mathrm{A}\mathrm{j}^* dv - \int \rho^* \phi\, dv. \quad (8)$$

Потенциал A удовлетворяет уравнению

$$\Delta\mathrm{A} + k_1^2\mathrm{A} = -\frac{4\pi}{c}\mathrm{j}; \qquad k_1 = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \Lambda^2} \quad (9)$$

$$\mathrm{A} = -\frac{1}{k_1^2}(\Delta\mathrm{A} + \frac{4\pi}{c}\mathrm{j}) = -\frac{1}{k_1^2}\{\mathrm{grad\ div\,A} + \frac{4\pi}{c}\mathrm{j} - \mathrm{rot\ rot\ A}\}. \quad (9)$$

Вихревое слагаемое в уравнениях (9) при наличии металлических экранов должно быть опущено. Интегрируя первое слагаемое в уравнении (8) по частям и опуская поверхностный интеграл, имеем

$$L = \frac{1}{ck_1^2}\int \mathrm{div}\,\mathbf{j}^*\mathrm{div}\,\mathbf{A}dv - \int\rho^*\phi dv - \frac{4\pi}{c^2k_1^2}\int \mathbf{j}\,\mathbf{j}^*dv +$$

$$+ \text{кс} = L_{\text{взаим}} + L_{\text{сам}},$$

$$L_{\text{взаим}} = \int\left\{\frac{1}{c^2k_1^2}\frac{\partial\rho^*}{\partial t}\frac{\partial\phi}{\partial t} - \rho^*\phi\right\}dv + \text{кс} =$$

$$= \frac{\Lambda^2}{k_1^2}\int(\rho^*\phi + \rho\phi^*)dv. \tag{10}$$

При этом мы опустили член самовоздействия

$$L_{\text{сам}} = \frac{4\pi}{c^2}\int \mathbf{j}\,\mathbf{j}^*dv, \tag{11}$$

который не важен при рассмотрении взаимодействия двух контуров.

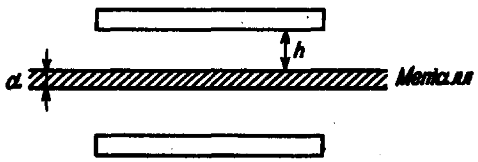

Рис. 1

Таким образом, лагранжиан взаимодействия пропорционален электростатической энергии зарядов, взаимодействующих в вакууме, без металлических экранов. Поэтому при составлении эквивалентной схемы необходимо найти матрицу взаимной емкости C_{lk} и взять ее с множителем

$$\left(\frac{\Lambda}{k_1}\right)^2 \simeq \left(\frac{\Lambda}{k^\circ}\right)^2; \quad L_{\text{u}} = \left(\frac{\Lambda}{k^\circ}\right)^2 \Sigma C_{lk}U_lU_k \quad , \tag{12}$$

где U_l – напряжения на контурах. Рассмотрим два контура, емкости которых имеют обкладки на различных сторонах тонкого металлического экрана (рис. 1). Для емкости связи получаем:

$$C_{\text{св}} = (\Omega/\omega)^2C_{\text{геом}} = (\Omega/\omega)^2(S/4\pi d), \qquad h >> d;$$

$$(C_{\text{св}}/C_{01}C_{02}) \simeq (\Omega/\omega)^4(h/d)^2, \tag{13}$$

где S – площадь обкладок. Эквивалентная схема показана на рис. 2, для напряжения на втором контуре имеем при резонансе:

$$U_2 = i(\omega C_{св} g_2)U_1 = i\,\Omega^2/\omega^2(\omega C_{геом} g_2)U_1 \;. \qquad (14)$$

Поэтому возможно, применяя синхронное детектирование с сигналом генератора, измерить в отдельности $\mathrm{Re}\Lambda^2$ и $\mathrm{Im}\Lambda^2$. При слабой связи и отсутствии других емкостей в контурах имеем для переходного затухания:

$$P_2/P_1 = (\omega C_{св})^2/g_1 g_2 = (\Omega/\omega)^4 (C^2_{геом}/C_{01}C_{02})Q_1 Q_2, \qquad (15)$$

где Q – добротность. Мощность P_2 может быть индицирована, если она превышает уровень шумов $P_ш = kT_ш B$, $B = 1/2\tau$ – полоса при синхронном детектировании, τ – время наблюдения. Оценим чувствительность метода:

$$(\Omega/\omega)_{min} = \sqrt[4]{\frac{kT_ш}{2\tau P_1}}(\theta_1\theta_2)^{-1/4}\left(\frac{C^2_{геом}}{C_{01}C_{02}}\right)^{-1/4} . \qquad (16)$$

Примем следующие значения:

$T_ш = 300°$K, $\tau = 10^6$ *сек* (10 суток), $P_1 = 40$ *вт*.
$Q_1 = 100$, $Q_2 = 100$, $(C^2_{геом}/C_{01}C_{02}) = 10$.

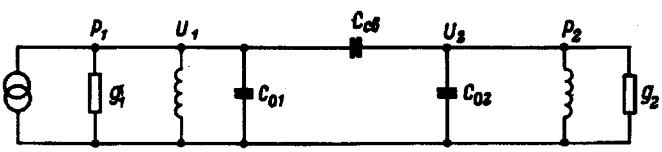

Рис. 2

Что дает: $(\Omega/\omega)_{min} = 0{,}48\cdot10^{-8}$. Если измерения ведутся на частоте 100 *кгц* ($f = 10^5$ *гц*), то

$$\Omega < 3{,}0\cdot10^{-3}\ 1/сек^{-1}, \quad m_\gamma < 3{,}5\cdot10^{-51}\ г,$$

что примерно на три порядка лучше, чем в [3]. Принятые нами значения не являются предельными. Уменьшение рабочей частоты связано с значительными техническими трудностями.

Авторы выражают свою глубокую признательность акад. В.Л.Гинзбургу, проф. Я.А.Смородинскому и д-ру физ.-мат. наук Д.А.Киржницу за интерес к рассматриваемому вопросу и ценные замечания.

Всесоюзный
научно-исследовательский институт
физико-технических
и радиотехнических измерений

Поступило в редакцию
18 ноября 1968 г.

Литература

[1] И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. УФН, 95, 131, 1968.

[2] Л.С.Марочник. Астрономический журнал, 45, № 1, 213, 1968.

[3] A.S.Goldhaber, M.M.Nieto. Phys. Rev. Lett., 21, 567, 1968.

[4] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля. М., Изд. Наука, 1967, изд. V.

[5] Д.Д.Иваненко, А.А.Соколов. Классическая теория поля. Гостехиздат, 1949.

[6] Дж. А.Стрэттон. Теория электромагнетизма. ОГИЗ, 1948.