

01;07

Оптические свойства поляризованного дираковского вакуума

© С.Г. Оганесян

НПО "Лазерная техника", Ереван

Поступило в Редакцию 7 июля 1997 г.

В окончательной редакции 22 января 1998 г.

Исследовано прохождение лазерного излучения через дираковский вакуум, поляризованный сильным электрическим полем. Вычислены показатель преломления вакуума и угол поворота плоскости поляризации излучения. Оценена возможность измерения сильных электрических полей.

Оптические свойства пучков свободных электронов ([1] § 13,48) позволяют исследовать их внутреннюю структуру. Отметим, что, согласно Дираку [2], вакуум также является множеством свободных электронов, заполняющих все возможные уровни с отрицательными энергиями. В настоящей работе показано, что оптические свойства дираковского вакуума (ДВ) можно использовать для исследования (в частности, для измерения напряженностей) очень сильных полей $E_0 < E_{cr} = m^2 c^3 / e \hbar = 1.3 \cdot 10^{16}$ В/см (в обратном случае $E_0 > E_{cr}$ происходит пробой вакуума). Пусть ДВ поляризован сильным постоянным электрическим полем \mathbf{E}_0 . Пропустим через эту область эллиптически поляризованное лазерное излучение

$$E_{1x} = E_1 \sin(\omega t - kz), \quad E_{1y} = E_2 \cos(\omega t - kz). \quad (1)$$

Для описания этой системы будем использовать лагранжиан Гейзенберга–Эйлера [2], разложенный в ряд с точностью до четвертого порядка по полю

$$L' = R [(\mathbf{E}^2 - \mathbf{H}^2)^2 + 7(\mathbf{E}\mathbf{H})^2].$$

Здесь $R = \alpha / 360 \pi^2 E_{cr}^2$, $\alpha = e^2 / \hbar c$, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_1$. Отметим, что этот лагранжиан пригоден для описания как постоянных, так и переменных полей, если частота изменения последних $\omega \ll mc^2 / \hbar$ [3]. Вычислим поляризацию $\mathbf{P} = \partial L' / \partial \mathbf{E}$ и намагниченность $\mathbf{I} = \partial L' / \partial \mathbf{H} \mathbf{D}V$.

Выделяя затем в токе $\mathbf{j} = c \operatorname{rot} \mathbf{I} + \partial \mathbf{P} / \partial t$ слагаемые, осциллирующие на частоте ω , и подставляя их в уравнение Максвелла, находим тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей ДВ

$$\begin{aligned}\varepsilon_{ij} &= (1 + 8\pi RE_0^2)\delta_{ij} + 16\pi RE_{0i}E_{0j}, \\ \mu_{ij} &= (1 - 8\pi RE_0^2)\delta_{ij} + 56\pi RE_{0i}E_{0j}\end{aligned}\quad (2)$$

(отметим, что при расчетах мы пренебрегали влиянием DV на поле \mathbf{E}_0). Чтобы упростить дальнейший анализ, предположим, что поле \mathbf{E}_0 направлено вдоль оси x . В этом случае уравнения для x и y проекцией поля разделяются

$$\frac{\partial^2 E_{x,y}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_{x,y}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial j_{x,y}}{\partial t},$$

где $j_x = 4RE_0^2 \partial E_x / \partial t$, $j_y = 14RE_0^2 \partial E_y / \partial t$. Очевидно, что лазерное излучение, линейно поляризованное вдоль осей x и y , имеет различные показатели преломления

$$n_{\parallel} = 1 + 8\pi RE_0^2, \quad n_{\perp} = 1 + 28\pi RE_0^2. \quad (3)$$

Если же лазерное излучение поляризовано по эллипсу (1), то под действием поля E_0 происходит поворот его осей на угол

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left[\frac{2\delta}{\delta^2 - 1} \sin \left(\frac{\alpha E_0^2 z}{9 E_{cr}^2 \lambda} \right) \right]. \quad (4)$$

Здесь z — размер области взаимодействия полей, $\delta = E_2/E_1$ — отношение главных осей эллипса, $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина волны лазерного излучения. Очевидно, что измерение показателей преломления (3) или угла поворота (4) позволяет однозначно определить напряженность постоянного электрического поля E_0 . Отметим, что полученные результаты справедливы и для переменного поля $E_0(t)$, если характерное время его изменения меньше времени взаимодействия полей $\tau = z/c$.

Пусть электрическое поле, напряженность которого $E_0 = 1.3 \cdot 10^{15}$ В/см (или $E_0 = 0.1E_{cr}$) локализовано в области, размер которой порядка a . Пусть длина волны лазерного излучения $\lambda = a/10$, а отношение главных осей его эллипса поляризации $\delta = 1.1$. В этом случае угол поворота плоскости эллипса (4) $\varphi = 4.2 \cdot 10^{-4}$ рад.

Отметим, что угол поворота φ быстро убывает по мере уменьшения напряженности поля E_0 . Если $E_0 = 1.3 \cdot 10^{14}$ V/cm (или $E_0 = 0.01E_{cr}$), то $\varphi = 4.2 \cdot 10^{-6}$ rad.

Работа была выполнена при поддержке Международного научно-технического центра, грант № А-87.

Список литературы

- [1] *Harutunian V.M., Oganesyanyan S.G.* / Phys. Rep. 1976. V. 270. P. 217.
- [2] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Релятивистская квантовая теория. Ч. II. М., 1971. 287 с.
- [3] *Гриб А.А., Мамаев С.Г., Мостепененко В.М.* Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях. М., 1988. 290 с.