Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 6, стр. 423 – 426   20 сентября 1974 г.

ВРАЩЕНИЕ СПИНА ЧАСТИЦ В ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВАХ

В.Г.Барышевский

Показано, что в оптически активной среде возникает поворот вектора поляризации частицы, кинематически аналогичный естественному вращению плоскости поляризаций света.

Пусть через оптически активную среду движется частица, обладающая спином. Встает вопрос, возникнет ли вращение вектора поляризации спина вокруг направления ее движения, кинематически аналогичное естественному вращению плоскости поляризации света?

Возможность появления вращения спина частицы, движущейся через оптически активную среду, видна уже из классической модели оптически активного вещества [1], в которой молекулы представляют собой проводящие спирали. Пусть вдоль оси спирали с постоянной скоростью движется заряженная частица. Она индуцирует в спирали круговой ток, который в свою очередь приводит к появлению в точке расположения частицы магнитного поля параллельного оси спирали. Ясно, что под действием указанного магнитного поля спин частицы будет прецессировать.

Перейдем к более подробному рассмотрению обсуждаемого явления. В общем случае оптически активной изотропной среды тензор диэлектрической проницаемости ϵ_{ij} имеет вид

$$\epsilon_{ij}(\omega, \mathbf{k}) = \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}\right)\epsilon^{tr}(\omega, \mathbf{k}) + \frac{k_i k_j}{k^2}\epsilon^{l}(\omega, \mathbf{k}) + i f(\omega, \mathbf{k}) e_{ijl} k_l, \tag{1}$$

где e_{ijl} – антисимметричный единичный тензор, k_i – компоненты волнового вектора $\mathbf{k}$. Магнитное поле $\mathbf{B}$ генерируемое зарядом частицы, движущейся со скоростью $\mathbf{v}$, в точке ее расположения может быть найдено из уравнений Максвелла и определяется равенством

$$B_z = -\frac{e\beta^3}{2\pi^2}\int d^3k \frac{q^2 k_z^2 f(k_z v, \mathbf{k})}{(k^2 - k_z^2\beta^2\epsilon^{tr}(k_z v, \mathbf{k}))^2 - k_z^4\beta^4 k^2 f^2(k_z v, \mathbf{k})}, \quad (2)$$

где $\beta = v/c$, $q^2 = k_x^2 + k_y^2$, ось z системы координат направлена параллельно скорости $\mathbf{v}$.

Как видим, магнитное поле на частице B_z отлично от нуля только при $f \neq 0$, т. е. в оптически активной среде.

Для конкретного вычисления B_z воспользуемся тем, что в случае слабой пространственной дисперсии [2] $f(k_z v, \mathbf{k}) \approx f(k_z v, 0)$ и $\epsilon^{tr}(k_z v, \mathbf{k}) \approx$

$\approx \epsilon^{tr}(k_t v, 0)$. С учетом сказанного и, вводя новую переменную $k_z v = \omega$, мы можем методом, используемым в теории ионизационных потерь [3], провести интегрирование по $d\omega$, что дает в линейном по f приближении:

$$B_z = -\frac{ie}{c^3}\int_{\omega(0)}^{\omega(q_0)} \omega^2\left(\frac{\epsilon^{tr}(\omega)}{c^2} - \frac{1}{v^2}\right)\frac{\frac{\partial}{\partial\omega}(\omega^2 f(\omega))}{\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\omega^2\left(\frac{\epsilon^{tr}(\omega)}{c^2} - \frac{1}{v^2}\right)\right)}d\omega. \quad (3)$$

Интегрирование в (3) идет по чисто мнимым значениям ω, $\hbar q_0$ – импульс обрезания; о выборе пределов интегрирования см. [3].

Рассмотрим далее два случая (ср. [3]): 1. Предположим, что скорость частиц удовлетворяет условию $v^2 > c^2/\epsilon_0$, где $\epsilon_0 = \epsilon^{tr}(0)$ электростатическое значение диэлектрической проницаемости. Используя микроскопическую теорию оптической активности [1] можно записать для $f(\omega)$ следующее выражение:

$$f(\omega) = \frac{1}{\omega^2}\sum_n \frac{g_{n0}}{\omega^2 - \omega_{n0}^2}, \quad (4)$$

где $g_{n0} = \frac{16\pi c\rho}{3\hbar}\omega_{n0}^2 R_{n0}$, ρ – плотность молекул в $см^3$, $R_{n0} =$ $= \mathrm{Im}\langle 0 | d | n \rangle \langle n | m | 0 \rangle$ – вращательная сила перехода $n \to 0$, $\mathbf{d}$ – оператор электрического момента, $\mathbf{m}$ – оператор магнитного дипольного момента молекулы, $\sum_n R_{n0} = 0$, $\omega_{n0} = \omega_n - \omega_0$.

При помощи (3, 4) можно получить

$$B_z = \frac{2e\sqrt{1-\beta^2}}{3c^3\sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m}}}\sum_n g_{n0}. \quad (5)$$

2. Предположим теперь, что выполняется условие $v^2 < c^2/\epsilon_0$. В этом случае явное выражение для B_z можно получить, если

$$|\epsilon^{tr}(\omega) - 1| << \frac{c^2}{v^2}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right).$$

В результате:

$$B_z = -\frac{evq_0}{2c^3\sqrt{1-\beta^2}} \sum_n \frac{g_{n0}}{\dfrac{v^2 q_0^2}{1-\beta^2} + \omega_{n0}^2} + \frac{e}{2c^3} \sum_n \frac{g_{n0}}{\omega_{n0}} \operatorname{arctg} \frac{vq_0}{\omega_{n0}\sqrt{1-\beta^2}}. \tag{6}$$

При $v \to 0$ B_z стремится к нулю как v^3.

При v близких к c

$$B_z \approx \frac{\pi e}{4c^3} \sum_n \frac{g_{n0}}{\omega_{n0}}. \tag{7}$$

В этом случае поле B_z постоянно и не зависит от энергии частицы.

Отличие магнитного поля на частице от нуля приводит к возникновению прецессии ее спина на частоте (в системе покоя частицы)

$$\Omega = 2\mu B_z/\hbar$$

Отсюда угол поворота θ спина на длине l в лабораторной системе дается выражением

$$\theta = \frac{2\mu B_z}{\hbar}\sqrt{1-\beta^2}\frac{l}{v}. \tag{8}$$

Таким образом угол поворота спина на длине l при возрастании скорости от нуля вначале возрастает, а затем в области больших энергий при стремлении $v \to c$ вновь стремится к нулю.

Оценим величину эффекта. Используя для вращательной силы перехода R_{n0} значение $R_{n0} \approx 0{,}6 \cdot 10^{-37}$ [1], $\sqrt{1-\beta^2} \sim 10^{-1}$, $\mu = \mu_{\text{электрона}}$, $\omega_{n0} \approx 10^{17}$, получаем для угла поворота на единицу длины оценку $\theta = 10^{-5}$ *рад/см*.

Отметим в заключение, что в принципе прецессия спина частицы возникает не только при ее движении в оптически активной среде, но и в любой среде, вращающей плоскость поляризации фотона (например, вследствие эффекта Фарадея, парамагнитного вращения, вращения плоскости поляризации γ-квантов в поляризованной электронной мишени [4] и в мишени с поляризованными ядрами, в частности мессбауэровскими [5]).

Автор выражает глубокую благодарность И.И.Гуревичу, В.Л.Любошицу и М.И.Подгорецкому за полезное обсуждение.

Белорусский
государственный университет
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
1 июля 1974г.

Литература

[1] У.Козман. Введение в квантовую химию, ИИЛ, 1960.

[2] В.П.Силин, А.А.Рухадзе. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Атомиздат, 1961.

[3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Физматгиз, 1959.

[4] В.Г.Барышевский, В.Л.Любошиц. ЯФ, 2, 666, 1965.

[5] В.Г.Барышевский. ЯФ, 4, 1045, 1966; 6, 714, 1967.