ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-1999

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц

О ВРАЩЕНИИ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ γ-КВАНТОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ ЭЛЕКТРОННУЮ МИШЕНЬ

ЯФ, 1965, т2, в4, с 666-667

1965

Р-1999

В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц

О ВРАЩЕНИИ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ γ-КВАНТОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ ЭЛЕКТРОННУЮ МИШЕНЬ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

Хорошо известно, что как магнитное, так и естественное вращение плоскости поляризации света связано с тем, что состояния с правой и левой круговыми поляризациями обладают различными показателями преломления.

Оба упомянутых эффекта в конечном итоге обусловлены влиянием электронной структуры атомов и молекул на взаимодействие электромагнитных волн с веществом.

[illegible], и [illegible] за оптическую область спектра, когда частота электромагнитных волн становится порядка больше средней энергии электронов в атомах и молекулах, взаимодействие излучения с веществом сводится, очевидно, к взаимодействию фотонов со свободными электронами и ядрами. Легко понять, что при этом структура атомов и молекул становится несущественной и, следовательно, обычное вращение плоскости поляризации, которое рассматривается в оптике, должно исчезать.

В связи с этим мы хотели обратить внимание на то, что именно при больших энергиях γ -квантов (порядка 0,1 – 5 Мэв) в поляризованной электронной мишени возможен другой механизм изменения поляризации фотонов, аналогичный ядерной прецессии спина нейтронов /1/.

Рассмотрим прохождение пучка γ -квантов через среду с поляризованными электронами. Очевидно, что состояниям фотона с правой и левой круговыми поляризациями должны соответствовать, вообще говоря, различные комплексные показатели преломления n_1 и n_2. При этом

$$\Delta n = n_2 - n_1 = \frac{2\pi N c^2}{\omega^2}\,[\,f_-(0) - f_+(0)\,], \tag{1}$$

где $f_+(0)$ и $f_-(0)$ – амплитуды упругого рассеяния без переворота спина на угол 0° фотонов соответственно с правой и левой круговыми поляризациями на поляризованных электронах, N – число электронов в единице объема, ω – частота фотона.

Для комптоновского рассеяния вперед на частице со спином ½ S -матрица может быть записана в следующем виде /2,3/:

$$S_{\mu\nu} = f_1(\omega)\,(\vec{e}_\mu^{\,*}\,\vec{e}_\nu) + i f_2(\omega)\,\vec{\sigma}\cdot[\vec{e}_\mu^{\,*}\,\vec{e}_\nu\,], \tag{2}$$

где $\vec{e}_\mu$ и $\vec{e}_\nu$ – векторы поляризации в состояниях μ и ν, $\vec{\sigma}$ – оператор спина частицы.

Известно, что для состояния с правой круговой поляризацией

$$\vec{e}_+ = \frac{\vec{e}_1 + i\vec{e}_2}{\sqrt{2}}, \qquad (3)$$

а для состояния с левой круговой поляризацией

$$\vec{e}_- = \frac{\vec{e}_1 - i\vec{e}_2}{\sqrt{2}}. \qquad (4)$$

Здесь $\vec{e}_2 = [\vec{e}_1 \vec{\ell}]$, где $\vec{\ell}$ – единичный вектор в направлении распространения пучка γ -квантов.

Учитывая это, легко показать, что

$$f_+ = f_1(\omega) - f_2(\omega)(\vec{p}\ \vec{\ell}),$$
$$f_- = f_1(\omega) + f_2(\omega)(\vec{p}\ \vec{\ell}), \qquad (5)$$

где $\vec{p}$ – средний вектор поляризации электронов. Величина $(\vec{p}\vec{\ell})$ в реальных случаях может быть порядка 0,1 [5].

Предположим, что в вакууме фотоны были линейно поляризованы вдоль направления $\vec{e}_1$. Тогда в среде для вектора поляризации $\vec{e}_1'$ мы можем написать следующее выражение:

$$\vec{e}_1' = [(\frac{\vec{e}_1 + i\vec{e}_2}{2}) e^{-i\frac{\omega}{2c}\Delta n x} + (\frac{\vec{e}_1 - i\vec{e}_2}{2}) e^{i\frac{\omega}{2c}\Delta n x}] e^{i\frac{n_1+n_2}{2c}\omega x} =$$
$$= e^{i\frac{\omega}{c}\frac{n_1+n_2}{2}x}[\vec{e}_1 \cos(\frac{2\pi N c}{\omega}(\vec{p}\ \vec{\ell}) f_2(\omega) x) + \vec{e}_2 \sin(\frac{2\pi N c}{\omega}(\vec{p}\ \vec{\ell}) f_2(\omega) x)], \qquad (6)$$

где x – расстояние от границы раздела вакуум-электронная мишень, которое отсчитывается вдоль направления распространения фотонов в среде.

Если $\mathrm{Im}\, f_2(\omega) = 0$, что возможно только при некоторых значениях частоты ω, имеет место чистое вращение плоскости поляризации фотона. Полный поворот вектора поляризации происходит на длине

$$d = \frac{4\pi c}{\omega |\Delta n|}. \qquad (7)$$

Нетрудно видеть, что правому вращению при этом соответствует положительный знак величины $f_2(\omega)(\vec{p}\vec{\ell})$, а левому вращению – отрицательный знак этой величины.

В общем случае $\mathrm{Im}\, f_2(\omega) \neq 0$, т.е. коэффициенты поглощения для состояний с правой и левой круговой поляризацией различны [4]. Так как при этом в формулу (6) входят тригонометрические функции от комплексного аргумента, зависимость поляризации фотона от расстояния x несколько усложняется. Если в вакууме фотоны по-прежнему поляризованы вдоль направления $\vec{e}_1$, для параметров Стокса [5,6] в среде имеют место следующие формулы:

$$\epsilon_1 = r\cos 2\phi, \qquad \epsilon_3 = r\sin 2\phi,$$
$$\epsilon_2 = \sqrt{1-r^2}, \qquad (8)$$

где

$$\phi = \frac{2\pi N c}{\omega}(\vec{p}\ \vec{\ell})\,\mathrm{Re}\, f_2(\omega)\, x, \qquad r = (\mathrm{ch}\frac{4\pi N c}{\omega}(\vec{p}\ \vec{\ell})\,\mathrm{Im}\, f_2(\omega)\, x)^{-1}.$$

Здесь ϵ_2 –степень круговой поляризации, $r=\sqrt{\epsilon_1^2+\epsilon_3^2}$ – степень линейной поляризации. При $x=0$ – $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_3 = 0$, $\epsilon_2 = 0$.

Мы видим, что в случае неравенства нулю мнимой части функции $f_2(\omega)$ линейная поляризация фотона в среде переходит в эллиптическую. При этом ϕ –угол поворота большой оси эллипса относительно первоначального направления $\vec{e}_1$. Отсюда ясно, что полный поворот большой оси эллипса происходит на длине, равной

$$d = \left(\frac{Nc}{\omega} (\vec{p}\ \vec{\zeta})\, \mathrm{Re}\, f_2(\omega) \right)^{-1}. \tag{9}$$

В случае $\mathrm{Im}\, f_2(\omega)=0$, формула (9) совпадает с (7).

Заметим, что при $x \to \infty$, очевидно, $\epsilon_2 = 1$, что соответствует полному поглощению фотонов с правой или с левой круговой поляризацией.

Из соотношений (6), (8), (9) непосредственно следует, что величина изменения поляризации γ -квантов при их прохождении через поляризованную электронную мишень зависит только от функции $f_2(\omega)$. Что касается функции $f_1(\omega)$ (см. формулу (21)), то к интересующему нас эффекту она никакого отношения не имеет.

Таким образом, наша задача сводится к определению функции $f_2(\omega)$ в рамках квантовой теории комптон-эффекта на электроне. Легко убедиться в том, что в первом борновском приближении $f_2(\omega)=0$. Следовательно, за возможное изменение поляризации γ -квантов при их прохождении через среду с поляризованными электронами ответственны следующие члены разложения $f_2(\omega)$ по электромагнитной константе связи. Мы ограничимся учетом членов порядка $\alpha^2 \frac{h}{mc} = \alpha r_0$, где $\alpha = \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$ – постоянная тонкой структуры, $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$ – электромагнитный радиус электрона, m – масса электрона[x)]. В этом приближении из оптической теоремы следует соотношение

$$\mathrm{Im}\, f_2(\omega) = \frac{\omega}{4\pi c} \; \frac{\sigma_{\downarrow\uparrow}(\omega) - \sigma_{\uparrow\uparrow}(\omega)}{2}, \tag{10}$$

где $\sigma_{\uparrow\uparrow}$ и $\sigma_{\downarrow\uparrow}(\omega)$ – значения полных сечений комптоновского рассеяния соответственно для параллельной и антипараллельной ориентаций спинов и электрона, вычисленные в первом порядке по α без учета радиационных поправок.

В работе /7/ было показано, что

$$\frac{\sigma_{\downarrow\uparrow}(\omega) - \sigma_{\uparrow\uparrow}(\omega)}{2} = \frac{\pi r_0^2}{\kappa^2} \left[2\kappa - (1+\kappa) \ln(1+2\kappa) + \frac{2\kappa^3}{(1+2\kappa)^2} \right]. \tag{11}$$

Здесь $\kappa = \frac{h\omega}{mc^2}$ – безразмерный параметр.

Чтобы вычислить реальную часть $f_2(\omega)$, воспользуемся дисперсионным соотношением, приведенном в работе /2/:

---

x) Функция $f_1(\omega)$, в отличие от $f_2(\omega)$, отлична от нуля уже в борновском приближении. С точностью до членов порядка α^3 она не зависит от частоты и равна $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$.

$$\mathrm{Re}\, f_2(\omega) = \frac{\omega^3}{c}(\Delta\mu)^2 + \frac{2\omega^3}{\pi}\int_0^\infty \frac{\mathrm{Im}\, f_2(\omega')}{\omega'^2(\omega'^2-\omega^2)}\, d\omega', \qquad (12)$$

где $\Delta\mu$ – аномальный магнитный момент частицы. Для электрона /6/

$$\Delta\mu = \frac{eh}{2mc}\,\frac{\alpha}{2\pi},$$

и, следовательно, первый член в формуле (12) имеет порядок величины $\alpha^2 r_0$. Поэтому мы можем его опустить, и тогда

$$\mathrm{Re}\, f_2(\omega) = \frac{\omega^3}{2\pi^2 c}\int_0^\infty \frac{\sigma_{\downarrow\uparrow}(\omega') - \sigma_{\uparrow\uparrow}(\omega')}{\omega'(\omega'^2-\omega^2)}\, d\omega'. \qquad (13)$$

Подставляя (11) в (13), получаем

$$\mathrm{Re}\, f_2(\omega) = -\frac{\omega}{2\pi c}\, r_0^2\, \psi(\kappa),$$

$$\psi(\kappa) = 1 + 4\kappa^2\left[\frac{\ln 4\kappa^2}{(1-4\kappa^2)^2} + \frac{1}{1-4\kappa^2}\right] + \int_0^\infty \frac{2y - (1+y)\ln(1+2y)}{y(y^2-\kappa^2)}\, dy \qquad (14)$$

Если угол между вектором поляризации $\vec{p}$ и волновым вектором фотона равен нулю, период вращения большой оси эллипса определяется по формуле

$$d = \frac{2\pi}{N\, r_0^2 |\psi(\kappa)|\, |\vec{p}\,|}. \qquad (15)$$

Вычисления показывают, что в области энергий $0{,}4 < \kappa < 4$ функция $\psi(\kappa)$ положительна и меняется в пределах $0{,}2 \div 0{,}3$ при этом имеет место левое вращение. При $\psi(\kappa) = 0{,}3$ в намагниченном железе ($N \approx 2\cdot 10^{24}\,\text{см}^{-3}$, $|\vec{p}\,| \approx 0{,}08$ /5/) величина $d \approx 1700$ см. Таким образом, для пластинки из железа толщиной 10 см угол поворота достигает двух градусов, что, в принципе, может быть обнаружено экспериментально.

При $\kappa \approx 2$ величина $\mathrm{Im}\, f_2(\omega)$ близка к нулю /6/ и, следовательно, имеет место чистое вращение плоскости поляризации фотона. Заметим в заключение, что, в принципе, аналогичный эффект имеет место и на поляризованных протонах. Однако, несмотря на то, что гиромагнитное отношение для аномального магнитного момента протона порядка единицы, из-за большой массы протона амплитуда $|f_2(\omega)|$ существенно меньше αr_0 и не превышает 10^{-17} см.

Авторы выражают глубокую благодарность М.И.Подгорецкому за постановку вопроса и ценное обсуждение, а также Б.Н.Валуеву и С.Б.Герасимову за существенные замечания.

Литература

1. В.Г.Барышевский, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ, 47, 1050 (1964).
2. M. Gell-Mann, M.L.Goldberger, W.E.Thirring. Phys. Rev., 95, 1612 (1954).
3. Л.И.Лапидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 38, 201 (1960).
4. S.B.Gunst, L.A.Page. Phys. Rev., 92, 970 (1953).
5. H.A.Tolhoek. Rev. Mod. Phys., 28, 277 (1956).
6. А.И.Ахиезер, В.Б.Берестецкий. Квантовая электродинамика. Физматгиз, 1959.
7. Г.М.Гандельман. ЖЭТФ, 25, 429 (1953).

Рукопись поступила в издательский отдел
12 февраля 1965 г.