А.И. СЕРЫЙ
Беларусь, Брест, БрГУ имени А. С. Пушкина
E-mail: alexey_sery@mail.ru

ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ НА ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОНОВ

Введение. Вращение плоскости поляризации фотонов в веществе возможно вследствие эффектов Фарадея или Барышевского–Любшица, причем во втором случае должна иметь место спиновая поляризация электронов [1, с. 88–89].

В земных экспериментах, когда магнитное поле отсутствует либо оказывает влияние на структуру уровней энергии электрона в атоме (не нарушая целостность атома, т.е. движение электронов остается финитным по всем 3 простанст-венным направлениям), указанные эффекты наблюдаются в разных частях спект ра: эффект Фарадея преобладает в видимом диапазоне, а эффект Барышевского–Любшица – в жестком рентгеновском. В этом случае он возникает во втором порядке теории возмущений по электромагнитной константе связи α [1, с. 88–94].

При магнитных полях, реализуемых в астрофизических условиях, когда существенную роль играет квантование Ландау, привычная структура вещества нарушается, а движение электронов теряет финитность в направлении силовых линий магнитного поля. В этом случае появляется возможность резонансного комптоновского рассеяния, когда промежуточный (виртуальный) электрон попадает на какой-либо уровень Ландау [2, с. 321]. Если частота фотона далека от резонанса, то преобладает эффект Барышевского–Любшица, который возникает уже в первом порядке теории возмущений по α (результаты исследований изложены в [3, p. 420–422]). Если же частота близка к резонансной, то возникает сложное взаимодействие двух эффектов.

Постановка задачи и алгоритм расчета. Таким образом, требуется рассчитать угол поворота плоскости поляризации на единицу пройденного фотоном пути $d\varphi/dx$ в среде с поляризованными по спину электронами вдоль направления вектора поляризации в приближении полной поляризации в квантующем магнитном поле во втором порядке теории возмущений по α для частот, близких к резонансным.

Исследование этого случая представляет интерес по следующим причинам: 1) при вычислении амплитуды комптоновского рассеяния вперед в пренебрежении магнитным полем использовались дисперсионное соотношение Гелл-Мана – Голдбергера – Тирринга, оптическая теорема и формула Гандельмана для разности комптоновских сечений при параллельных и антипараллельных спинах электрона и фотона (т. е. общий алгоритм известен); 2) в случае квантующего магнитного поля можно, сохраняя прежнюю структуру алгоритма, вместо формулы Гандельмана использовать приближенную дифференциальную формулу Фомина–Холодова для резонансного комптоновского сечения [2, с. 324], которую легко проинтегрировать по углам, особенно в пределе полной спиновой поляризации электронов, когда необходимо вычислить только одно сечение, поскольку при взаимодействии фотона, движущегося параллельно силовым линиям магнитного поля, с любым электроном получается одно и то же соотношение направлений спинов фотона и электрона (при полной поляризации не существует электронов, которые находились бы на нижнем уровне Ландау с магнитными моментами, направленными против магнитного поля).

Также следует отметить, что дисперсионное соотношение Гелл-Мана – Голдбергера – Тирринга применено в [1, с. 93] в модифицированном виде во избежание расходимости интеграла. В случае квантующего магнитного поля представляется целесообразным поступить аналогично.

Результаты расчетов. Выражение для сечения комптоновского рассеяния вблизи резонанса равно (где r_0 – электромагнитный радиус электрона, B_0 – швингеровское значение индукции магнитного поля, m – масса электрона)

$$\sigma(\omega, B) = \frac{16\pi r_0^2 b^2}{9\left((\kappa - b)^2 + (4\alpha/3)^2 b^4\right)}, \tag{1}$$

где

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}, b = \frac{B}{B_0}, \kappa = \frac{\hbar\omega}{mc^2}, B_0 = \frac{m^2c^3}{e\hbar}, r_0 = \frac{e^2}{mc^2}. \tag{2}$$

Т.е. сечение зависит не только от частоты фотона ω, но и от индукции магнитного поля B. По структуре формула похожа на формулу Брейта-Вигнера, где ширина резонанса зависит от индукции магнитного поля.

Применяя алгоритм, аналогичный использованному в [1, с. 92–94], получаем

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{2\pi n_e r_0^2}{\alpha}(\vec{p}\cdot\vec{n})\left(G_1 + \frac{b}{3\pi}\cdot G_2(b,\kappa)\right), \tag{3}$$

где

$$G_2(b,\kappa) = \frac{\frac{2}{3}\alpha b\left(4b\kappa\ln\kappa + \left(G_3(b)+\kappa^2\right)\ln\left(G_3(b)\right)\right) + \left(G_3(b)-\kappa^2\right)\left(\frac{\pi}{2} + arctg\left(\frac{3}{4\alpha b}\right)\right)}{\left(b^2-\kappa^2\right)^2 + b^4\left(\frac{4}{3}\alpha\right)^2\left(b^2+G_3(b)+2\kappa^2\right)},$$

$$\vec{p}\cdot\vec{n} = 1, G_1 = \frac{1}{4}\left(\frac{\alpha}{2\pi} - 0{,}328\frac{\alpha^2}{\pi^2}\right)^2, \; G_3(b) = b^2 + \left(\frac{4}{3}\alpha\right)^2 b^4. \tag{4}$$

При этом n_e – число электронов в единице объема, $\vec{p}$ – средний вектор поляризации электронов в атоме, $\vec{n}$ – единичный вектор в направлении распространения фотонов.

Заключение. Во втором порядке теории возмущений по электромагнитной константе связи с использованием модифицированного дисперсионного соотношения Гелл-Мана – Голдбергера – Тирринга и оптической теоремы получено решение задачи о величине вращения плоскости поляризации фотонов в полностью поляризованном электронном газе в магнитном поле со значениями индукции, при которых существенно квантование Ландау. При расчетах использована приближенная формула, полученная Фоминым и Холодовым для резонансного сечения эффекта Комптона.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барышевский, В. Г. Ядерная оптика поляризованных сред / В. Г. Барышевский. – М. : Энергоатомиздат, 1995. – 320 с.

2. Фомин, П. И. Резонансное комптоновское рассеяние во внешнем магнитном поле / П. И. Фомин, Р. И. Холодов // ЖЭТФ. – 2000. – Т.117, вып. 2. – С. 319–325.

3. Sery, A. I. To the Problem of Compton Rotation of Photons in a Strong Magnetic Field: Limit of Total Spin Polarization of Electrons / A. I. Sery // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. – 2014. – Vol. 17, № 4. – P. 420–422.