А. И. Серый
УО «Брестский государственный университет
имени А. С. Пушкина», Брест, Беларусь

ЭФФЕКТ БАРЫШЕВСКОГО – ЛЮБОШИЦА ПРИ НИЗКИХ ОТЛИЧНЫХ ОТ НУЛЯ ТЕМПЕРАТУРАХ

Введение

Эффект Барышевского – Любошица представляет собой вращение плоскости линейной поляризации фотонов вследствие различия между амплитудами комптоновского рассеяния фотона на электроне для сонаправленных и противоположно направленных спинов фотона и электрона. Эффект был теоретически предсказан В. Г. Барышевским и В. Л. Любошицем [1, с. 89] в 1965 г., а в начале 1970-х гг. обнаружен экспериментально в жестком рентгеновском диапазоне.

Для магнитных полей с малыми значениями индукции, когда можно пренебречь квантующим воздействием магнитного поля на волновые функции и уровни энергии электронов, эффект Барышевского – Любошица возникает во втором порядке теории возмущений по электромагнитной константе связи α [1, с. 92]. Для квантующих магнитных полей данный эффект возникает уже в первом порядке теории возмущений по α; результаты соответствующих исследований были опубликованы, в частности, в [2, 3], причем усреднение по импульсам электронов либо не проводилось, либо осуществлялось в приближении абсолютного нуля температуры.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

В настоящей работе выполнено усреднение полученных ранее результатов при низкой, но отличной от нуля температуре. Часть идей, лежащих в основе данной работы, принадлежат В. Г. Барышевскому и В. В. Тихомирову.

1. Исходные соотношения

Пусть плоскополяризованный фотон с частотой ω движется в поляризованном по спину электронном газе в магнитном поле с индукцией B под углом θ к силовым линиям магнитного поля, направленны по оси z. Обозначая массу электрона через m_e, импульс электрона через p_z, магнетон Бора через μ_B, элементарный заряд через e, запишем выражение для угла $d\varphi$ поворота плоскости поляризации фотона на единицу пройденного пути dl для случая, когда $\hbar\omega < m_e c^2$ [3, с. 39–41]:

$$\frac{d\varphi}{dl} = \frac{\alpha m_e c \mu_B B}{4\hbar^2\omega} \exp\left(-\frac{\hbar\omega^2 \sin^2\theta}{2cBe}\right) \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\hbar\omega^2 \sin^2\theta}{cBe}\right)^{n-1} \int_{-w_1}^{+w_1} \left(\widetilde{R}_n(w) - \widetilde{S}_n(w)\right) dw, \quad (1)$$

$$\widetilde{R}_n(w) = \frac{\Omega_1(w)\left(\Omega_2(w)\cos\theta - 2\sqrt{2n}\,w\sin^2\theta\right)}{\Omega_3(w)\left(\Omega_1^2(w) + \dfrac{\Gamma_n^2}{\hbar^2\omega^2}\left(1 + 4n\dfrac{\mu_B B}{m_e c^2} + \left(w + \dfrac{\hbar\omega}{m_e c^2}\cos\theta\right)^2\right)\right)}, \quad (2)$$

$$\widetilde{S}_n(w) = \left(-\Omega_2(w)\cos\theta + 2\sqrt{2n}\,w\sin^2\theta\right) / \left(\widetilde{\Omega}_1^{(-)}(w)\,\Omega_3(w)\right), \quad (3)$$

$$w = p_z/(m_e c),\ \Omega_1(w) = \widetilde{\Omega}_1^{(+)}(w) + \Gamma_n^2/\left(4\hbar\omega m_e c^2\right),\ \widetilde{\Omega}_1^{(\pm)}(w) = Q_n \pm \Omega_2(w),$$

$$\Omega_2(w) = 2\left(\sqrt{1+w^2} - w\cos\theta\right),\ \Omega_3(w) = \sqrt{1+w^2} + \hbar\omega/\left(m_e c^2\right),$$

$$Q_n = \hbar\omega\sin^2\theta/\left(m_e c^2\right) - 4n\mu_B B/(\hbar\omega),\ \Gamma_n \approx 16(2n-1)\alpha(\mu_B B)^2/\left(3 m_e c^2\right). \quad (4)$$

2. Усреднение по импульсам при конечной температуре

Соотношения (1–4) были получены в приближении абсолютного нуля температуры в пределе полной спиновой поляризации электронов, причем значение w_1 в (1) соответствует предельному (конечному) значению импульса. При конечной температуре T электроны могут

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

находиться на возбужденных уровнях, поэтому полная спиновая поляризация, строго говоря, невозможна.

Вместе с тем, можно учесть вклад во вращение со стороны только тех электронов, спиновая поляризация которых ничем не скомпенсирована. Для этого запишем энергию электрона в пренебрежении его аномальным магнитным моментом во внешнем квантующем магнитном поле [4, с. 41]:

$$\varepsilon = \sqrt{c^2 p_z^2 + m_e^2 c^4 + 2 m_e c^2 \mu_B B (2n + 1 + 2s)}, \tag{5}$$

где n – номер уровня Ландау, $s = \pm 1/2$ – спиновое квантовое число. Учитывая, что при одинаковом $|p_z|$ равны значения энергии у электронов с $n = n_0$, $s = +1/2$, и $n = n_0 + 1$, $s = -1/2$, получаем, что в эффект Барышевского–Любошица при любой температуре вносят вклад только электроны с $n = 0$, $s = -1/2$, для которых

$$\varepsilon = \sqrt{c^2 p_z^2 + m_e^2 c^4}, \tag{6}$$

поскольку суммарный спин остальных электронов близок к нулю. Тогда усреднение по импульсам в (1) должно осуществляться только для этих электронов на основе вычисления интеграла (k – постоянная Больцмана, χ – химический потенциал электронного газа)

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\widetilde{R}_n(w) - \widetilde{S}_n(w)\right)\left(\exp((\varepsilon - \chi)/(kT)) + 1\right)^{-1} dw, \; w = \sqrt{\varepsilon^2 - m_e^2 c^4} \Big/ \left(m_e c^2\right). \tag{7}$$

Для интеграла в (7) при выполнении замен

$$\varepsilon' = \varepsilon - m_e c^2 = \sqrt{c^2 p_z^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2, \; \chi' = \chi - m_e c^2 \tag{8}$$

выполняются условия применимости приближенной формулы [5, с. 596–597]

$$\int_0^{+\infty} \frac{\varphi(\varepsilon') d\varepsilon'}{\left(\exp((\varepsilon' - \chi')/(kT)) + 1\right)} \approx \int_0^{\chi'} \varphi(\varepsilon') d\varepsilon' + \frac{(\pi k T)^2}{6} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \varepsilon'}\right)_{\varepsilon' = \chi'}, \; kT/\chi' << 1. \tag{9}$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Тогда при $kT/\chi' << 1$ для интеграла в (7) можно приближенно записать

$$I \approx \int_{-w_1}^{+w_1} \left(\widetilde{R}_n(w) - \widetilde{S}_n(w)\right) dw + \frac{(\pi kT)^2}{6} \left(\frac{d\left(\widetilde{R}_n(w) - \widetilde{S}_n(w)\right)}{dw} \right)_{w=w_1} \left(\frac{dw}{d\varepsilon'} \right)_{\varepsilon'=\chi'} =$$

$$= \int_{-w_1}^{+w_1} \left(\widetilde{R}_n(w) - \widetilde{S}_n(w)\right) dw + \frac{(\pi kT)^2 \chi}{6 m_e c^2 \sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4}} \left(\frac{d\left(\widetilde{R}_n(w) - \widetilde{S}_n(w)\right)}{dw} \right)_{w=w_1},$$

$$w_1 = \sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4} \Big/ \left(m_e c^2\right). \qquad (10)$$

Общее аналитическое выражение для интеграла в (10) было получено в [2, с. 34; 3, с. 41–42] (с последующей подстановкой другого значения w_1, соответствующего T = 0 К). Для производной с учетом (2)–(4) получаем

$$\left(d\widetilde{R}_n(w)/dw\right)_{w=w_1} = \left(AE_n + C_n\left(A\cos\theta - 2\sqrt{2n}\sin^2\theta\right)\right) / \left(DE_n\right) -$$

$$- B_n C_n D^{-2} E_n^{-2} \left(E_n \chi^{-1} \sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4} + 2D\Gamma_n^2 \left(\sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4} + \hbar\omega\cos\theta\right)\left(\hbar^2\omega^2 m_e c^2\right)^{-1}\right), \qquad (11)$$

$$\left(d\widetilde{S}_n(w)/dw\right)_{w=w_1} = -\chi^{-1} D^{-1} \sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4}\cos\theta +$$

$$+ \left(2\sqrt{2n}\sin^2\theta\left(F_n D - G_n\left(m_e c^2\right)^{-1}\sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4}\right) + Q_n G_n \cos\theta\right) / \left(F_n^2 D^2\right), \qquad (12)$$

$$A = 2\left(\frac{\sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4}}{\chi} - \cos\theta \right),$$

$$B_n = \frac{2\left(\chi\cos\theta - \sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4}\left(\cos^2\theta + \sqrt{2n}\sin^2\theta\right)\right)}{m_e c^2},$$

$$C_n = Q_n + 2\left(\chi - \sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4}\cos\theta\right)\left(m_e c^2\right)^{-1} + \Gamma_n^2\left(4\hbar\omega m_e c^2\right)^{-1},$$

$$D = (\chi + \hbar\omega)\left(m_e c^2\right)^{-1},$$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

$$E_n = C_n^2 + \Gamma_n^2 \hbar^{-2} \omega^{-2} \left(1 + 4n\mu_B B \left(m_e c^2 \right)^{-1} + \left(\sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4} + \hbar\omega \cos\theta \right)^2 \left(m_e c^2 \right)^{-2} \right),$$

$$F_n = Q_n - 2\left(\chi - \sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4} \cos\theta \right)\left(m_e c^2 \right)^{-1}, \; G_n = F_n \chi^{-1} \sqrt{\chi^2 - m_e^2 c^4} - 2DA. \quad (13)$$

При этом взаимосвязь χ с концентрацией электронов n_e при низких температурах можно выразить в виде [6, с. 11]

$$n_e \approx \frac{m_e \mu_B B}{6\pi^2 \hbar^3 c} \sum_{n=0}^{j} \left(2 - \delta_{0n} \right) \left(6\sqrt{\chi^2 - H} - (\pi k T)^2 H \left(\chi^2 - H \right)^{-3/2} \right), \quad (14)$$

$$j = \left[\left(\chi^2 - m_e^2 c^4 \right) / \left(4 m_e c^2 \mu_B B \right) \right], \; H = H(n, B) = m_e^2 c^4 + 4 m_e c^2 \mu_B B n. \quad (15)$$

3. Обсуждение результатов

Вычисление угла поворота $d\varphi/dl$ можно осуществлять следующим образом. При фиксированных значениях T, B, ω, θ задавать χ и вычислять n_e в соответствии с (14) и (15), а $d\varphi/dl$ – в соответствии с (1), (10-13) и с результатами [2, с. 34; 3, с. 41–42]. Это позволит найти в параметрическом виде $d\varphi/dl$ как функцию аргументов T, B, ω, θ, n_e.

Вопрос об экспериментальной проверке полученных результатов заслуживает дальнейших исследований.

Заключение

В данной работе получена формула для угла поворота плоскости поляризации фотона на единицу пройденного пути в поляризованном по спину электронном газе в квантующем магнитном поле при низких конечных температурах путем усреднения полученных ранее в [2, 3] результатов по импульсам электронов с применением приближенных формул вычисления интегралов при низких температурах. По сравнению с результатами, полученными в приближениях нулевого импульса электронов и абсолютного нуля температуры, данные результаты представляют больший интерес с точки зрения их будущей экспериментальной проверки.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ

Литература

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

2. Серый, А. И. О комптоновском вращении в магнитном поле с учетом ширины резонанса. / А. И. Серый // Веснік Брэсцкага універсітэта. Серыя 4 «Фізіка. Матэматыка». – 2012. – № 2. – С. 30–36.

3. Серый, А. И. О некоторых поляризационных эффектах в астрофизической плазме. / А. И. Серый // Веснік Брэсцкага універсітэта. Серыя 4 «Фізіка. Матэматыка». – 2014. – № 1. – С. 30–43.

4. Секержицкий, В. С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях: монография / В. С. Секержицкий; Брест. гос. ун-т имени А. С. Пушкина. – Брест: Издательство БрГУ, 2008. – 198 с.

5. Румер, Ю. Б. Термодинамика, статистическая физика и кинетика: учеб. пособие. / Ю. Б. Румер, М. Ш. Рывкин. – 2-е изд., испр. и доп. – Новосибирск: Изд-во Новосиб. ун-та, 2000. – 608 с.

6. Серый, А. И. О вычислении степени спиновой поляризации релятивистского электронного газа в квантующем магнитном поле при низких отличных от нуля температурах / А. И. Серый // Наука, образование, инновации: актуальные вопросыи современные аспекты: сборник статей VII Международной научно-практической конференции. В 2 ч. Ч. 1. – Пенза: МЦНС «Наука и Просвещение». – 2021. – 224 с. – С. 9–12.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ