$$U(z) = U_1(z)\int\limits_{z_0}^{z}\frac{\varepsilon(t)}{U_1^2(t)}\,dt. \qquad (5)$$

Используя разложение диэлектрической проницаемости (3) и решения $U_1(z)$ (4) в степенные ряды, получим

$$\int\limits_{z_0}^{z}\frac{\varepsilon(t)}{U_1^2(t)}\,dt = \left[-\frac{\varepsilon'(0)}{2}z^{-2} + \frac{\varepsilon''(0)}{6}z^{-1} + O(\ln z)\right]\Bigg|_{z_0}^{z}. \qquad (6)$$

Хотя в разложениях (4) и (6) присутствуют члены, пропорциональные второй производной ε и способные изменить характер роста E_y, при подстановке (4) и (6) в общее решение (5) эти члены взаимно уничтожаются, так что

$$U(z) = -\frac{\varepsilon'(0)}{2} + O(z^2\ln z). \qquad (7)$$

Таким образом, окончательное выражение (7) общего решения $U(z)$ принципиально не отличается от решения для линейного закона ε, и характер поведения компоненты E_y остается неизменным при отклонении закона ε от линейного

Приведенный результат указывает на пригодность кусочно-линейной аппроксимации реальных плазменных слоев, по крайней мере, при малом шаге аппроксимации всюду, включая окрестность простого нуля диэлектрической проницаемости плазмы. Что касается результатов работы [2], то сделанное нами замечание относится только к исследованию поля в окрестности нуля ε (см. стр. 78—80 в [2]) и не затрагивает основного содержания [2]. Подчеркнем также, что эталонная функция $\varkappa_H(z) = U(z)/\sqrt{\varepsilon(z)}$, введенная в [2], при учете второй производной ε должна, как указано в [2], в окрестности $\varepsilon \sim 0$ приближаться функциями Уиттекера, а не функциями Ханкеля первого рода, тем не менее окончательное выражение для решения $U(z)$ или магнитного поля при этом сохраняет вид (7).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М, 1967.
2. Г. И. Макаров, Асимптотические представления решений уравнений Максвелла в гладких ионосферных слоях, сб. Проблемы дифракции и распространения волн, 1, изд. ЛГУ, 1962.

Московский энергетический институт

Поступила в редакцию 25 октября 1968 г.

УДК 538.3

О ВЛИЯНИИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ПРОЛЕТАЮЩЕЙ ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ФЕРРОМАГНЕТИКА И ВАКУУМА

К. А. Рязанцев

Излучение Вавилова—Черенкова в гиротропных ферромагнетиках было впервые рассмотрено в работе Барьяхтара и Каганова [1] (см. также [2]), в которой приведены потери энергии частицы на возбуждение как «медленных» (длинноволновых) спиновых волн с частотами $\sim \Omega_0 = \gamma M_0(\beta_0 + H_0/M_0)$, так и «быстрых» (коротковолновых) спиновых волн с $\omega \sim \alpha\gamma M_0 k^2$. Выход в вакуум генерируемого в ферромагнетике черенковского излучения обсуждался в [3] и в [4]. Но и в [3] и в [4] пространственная дисперсия тензора магнитной проницаемости, а следовательно, и возможность возбуждения «быстрых» спиновых волн не учитывались.

В этой заметке рассмотрено излучение заряженной частицы, пролетающей границу вакуум—ферромагнетик, с учетом возбуждения «быстрых» спиновых волн.

Пусть заряженная частица движется со скоростью $\boldsymbol{v}$ перпендикулярно границе раздела вакуума и ферромагнетика, заполняющего полупространство $z > 0$, против оси z, совпадающей с осью гиротропии Тензор магнитной проницаемости ферромагнетика имеет вид [5]

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & i\mu' & 0 \\ -i\mu' & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad \mu = 1 + \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad \mu' = -\frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}, \tag{1}$$

где $\omega_0 = \gamma M_0(\alpha k^2 + \beta_0 + H_0/M_0)$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, β_0 и $\alpha = v_s^2 \hbar / Q_c \gamma M_0$ — постоянные анизотропии и обменного взаимодействия, $v_s = Q_c a/\hbar$ — максимальная при $k \sim 1/a$ фазовая скорость спиновых волн, Q_c — величина порядка температуры Кюри.

Электрические свойства ферромагнетика будем характеризовать скалярной диэлектрической проницаемостью ε. При учете пространсвенной дисперсии магнитной проницаемости, кроме обычных граничных условий для полей, нужно наложить определенное граничное условие на магнитный момент $\boldsymbol{m}$. Мы примем простейшее (см. [5]) $m_{z=0} = 0$. Процедура вычислений подробно описана в [6], поэтому приведем сразу же выражение для спектральной плотности излучения в вакууме в элемент телесного угла $d\Omega$ для частот $\omega \gg \Omega_0$, учитывая влияние «быстрых» спиновых волн лишь в тех членах, которые вносят вклад в излучение Черенкова*:

$$\frac{d^2W}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2 \beta^2}{\pi^2 c} \sin^2\theta \cos^2\theta \, |\xi + \eta|^2. \tag{2}$$

Здесь θ — угол между $\boldsymbol{v}$ и направлением на точку наблюдения, $\beta = v/c$, ξ только поправками порядка Ω_0/ω отличается от соответствующей величины в выражении для спектральной плотности переходного излучения на границе вакуума и диэлектрика с проницаемостью ε, а η при $|(1 - \beta\lambda_3)\lambda_3| \ll 1$ с той же точностью равно

$$\eta = + \frac{v_s^2 \hbar \omega_M}{2c^2 Q_c} \frac{\varepsilon \cos\theta}{1 - \beta\lambda_3} \left(\varepsilon \cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}\right)^{-1} \left(\cos\theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}\right)^{-1}, \tag{3}$$

λ^2 вводится соотношением $\lambda^2 = c^2 k_\perp^2/\omega^2 - c^2 k_\perp^2/\omega^2$, $\lambda_{1,2,3}$ — корни уравнения

$$\lambda^4 + \left(\mu_0 s_0^2 + s_1^2\right)\lambda^2 + s'^2 s_0^2 = 0,$$

$$s_0^2 = \varepsilon - \sin^2\theta, \quad s_1^2 = \varepsilon\mu - \sin^2\theta, \quad s'^2 = \varepsilon(\mu^2 - \mu'^2) - \mu \sin^2\theta, \quad k_\perp^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\sin^2\theta, \tag{4}$$

которые с точностью до членов $\sim \Omega_0/\omega$ равны

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2}^2 &= \varepsilon - \sin^2\theta, \\ \lambda_3^2 &= \frac{c^2}{v_s^2} \frac{\omega - \Omega_0}{\hbar \omega^2} Q_c - \sin^2\theta, \end{aligned} \tag{5}$$

четвертый корень мнимый

Из (2) и (5) следует, что при

$$1 - \beta\lambda_3 = 0$$

«коротковолновое» черенковское излучение трансформируется на границе ферромагнетика в поперечную волну и может, в принципе, наблюдаться в вакууме в направлении, определяемом соотношением

$$\sin^2\theta_c = \frac{c^2}{v_s^2} \frac{\omega - \Omega_0}{\hbar \omega^2} Q_c - \frac{1}{\beta^2}. \tag{6}$$

Неравенство $\sin^2\theta_c \geqslant 0$ определяет интервал частот излучения $\Omega_0 \leqslant \omega < \leqslant \left(v^2/v_s^2\right)(Q_c/\mu_0 M_0)\gamma M_0 - \Omega_0$, генерируемого в ферромагнетике, а из неравенства $\sin^2\theta_c \leqslant 1$ следует, что при $v < v_s$ черенковская спиновая волна на границе ферромагнетика трансформируется в поперечную в интервале $\Delta\omega \sim \beta^2 \times$

* Излучение в вакууме имеет, вообще говоря, эллиптическую поляризацию, причем отношение интенсивности излучения, поляризованного в плоскости, содержащей траекторию частицы и точку наблюдения, к интенсивности излучения, поляризованного в перпендикулярной плоскости, порядка ω^2/Ω_0^2.

$\times \left[\left(v^2/v_s^2\right)(Q_c/\mu_0 M_0)\gamma M_0 - \Omega_0\right]$ вблизи верхней границы излучаемых частот и наблюдается в вакууме.

Ввиду ограниченности спектра спиновых волн при скоростях движения, больших v_s, трансформации спиновых волн всех частот, возбуждаемых частицей, не происходит. Что касается «медленных» спиновых волн, то, как показано в [4], они распространяются под тупым углом к направлению движения частицы и не выходят в вакуум ни при движении частицы из среды в вакуум, ни при обратном движении.

В заключение автор выражает благодарность И. А. Гилинскому за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Барьяхтар, М. И. Каганов, ЖЭТФ, **35**, 706 (1958).
2. К. А Рязанцев, И. А Гилинский. Изв. высш уч зав — Радиофизика, **11**, № 10, 1600 (1968)
3. В. М Яковенко, УФЖ, **8**, 705 (1963).
4. К. А Рязанцев, Изв высш уч зав. — Радиофизика (в печати).
5. А И. Ахиезер, В Г. Барьяхтар, С В Пелетминский, Спиновые волны, изд. Наука, М., 1967.
6. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, **33**, 1403 (1957).

Новосибирский государственный
педагогический институт

Поступила в редакцию
6 января 1969 г.