тотного поля накачки. Положение максимума шума при малых $\vec{H}_p$ в полях, близких к полю анизотропии пленки, находится в соответствии с исследованиями по ферромагнитному резонансу в радиочастотном диапазоне [5, 6].

Зависимости шума от $\vec{H}_{0\perp}$ при заданных значениях H_p приведены на рис. 3. С увеличением поперечного поля шум резко снижается, однако при достаточно малых $\vec{H}_p$ наблюдается возрастание шума при некотором значении $\vec{H}_{0\perp}$, причем с ростом амплитуды перемагничивающего поля максимум шума смещается в сторону меньших значений $\vec{H}_{0\perp}$. При очень малых амплитудах высокочастотного поля максимум шума наблюдается при значении поля $\vec{H}_{0\perp} \sim \vec{H}_k$ для любых частот поля накачки.

Смещение положения максимума шума по полю при увеличении $\vec{H}_p$ в сторону меньших значений $\vec{H}_{0\perp}$ объясняется влиянием интенсивного высокочастотного поля на магнитные свойства пленки, приводящим к возникновению резонансного поглощения при более низких значениях постоянного поля, на что было указано в работе [6].

Заметим, что спектр шума при наложении поперечного поля не приобретает равномерный характер [3]. Причина этого заключается в том, что поперечное поле не исключает корреляцию между импульсами перемагничивания. При $\vec{H}_{0\perp} \sim 1{,}5$ *а/см* интенсивность шума практически не меняется в широком интервале перемагничивающих полей. Таким образом, поперечное магнитное поле значительно снижает шумы перемагничивания пленок, что может быть использовано для уменьшения флуктуаций в различных устройствах на основе тонких магнитных пленок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Родичев А. М. «Физика металлов и металловед.», **79**, вып. 6, 903, 1960.
2. Телеснин Р. В., Колотов О. С., Погожев В. А. «Физика металлов и металловед.», **19**, вып. 1, 52, 1965.
3. Жигальский Г. П., Потемкин В. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 4, 105, 1966.
4. Потемкин В. В., Жигальский Г. П. «Изв. вузов», радиофизика, 6, 1967.
5. Turner E., Hasty T. E. J. Appl. Phys., **32**, 10, 1807, 1961.
6. Лесник А. Г., Левин Г. И. «Изв. АН СССР», сер. физич., **29**, 4, 560, 1965.

Поступила в редакцию
13.7 1967 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 538.567

Д. В. ГАЛЬЦОВ, Ю. Г. ПАВЛЕНКО

КЛАССИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ НЕРЕЗОНАНСНОГО ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В ряде работ [1, 2] были получены методом коэффициентов Эйнштейна формулы для мощности поглощения электромагнитных волн электронами, движущимися в однородном магнитном поле, при наличии затухания, характеризуемого эффективным временем жизни τ. Было показано, что благодаря конечности τ при некотором отклонении от резонанса ($\omega > \omega_p$) мощность поглощения становится отрицательной, т. е. возникает эффект усиления, наблюдавшийся уже неоднократно на эксперименте (см., например, [3]). Поскольку этот эффект имеет чисто классическую природу (на что указывает отсутствие $\hbar$ в окончательных формулах [1, 2]), то он может быть рассчитан в рамках классической электродинамики. Задача при этом сводится к нахождению вещественной части тензора проводимости σ'_{ij} с учетом наличия релаксации.

Для неравновесной добавки $\delta f(\vec{p}, \vec{r}, t)$ к функции распределения $f_0(p_\perp, p_z)$, $(\vec{H}_0 \parallel Oz)$ имеем, очевидно, уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta f + \vec{v}\frac{\partial}{\partial \vec{r}}\delta f + \frac{e}{c}[\vec{v}\vec{H}_0]\frac{\partial}{\partial \vec{p}}\delta f = -e\left(\vec{E}^{\sim} + \frac{1}{c}[\vec{v}\vec{H}^{\sim}]\right)\frac{\partial f_0}{\partial \vec{p}} - \frac{\delta f}{\tau}. \quad (1)$$

Это уравнение простой заменой $\delta f = \delta f' e^{-t/\tau}$ сводится к уравнению без интеграла столкновений, решение которого хорошо известно [4,5]. В формулу для σ_{ij} [5] войдет, таким образом, экспоненциальный множитель $e^{-t/\tau}$:

$$\sigma_{ij}(\vec{k}\,\omega) = -e^2N\int d\vec{p}\int_0^\infty dt\, v_i(t)\left[\left(1-\frac{\vec{k}\vec{v}}{\omega}\right)\frac{\partial f_0}{\partial p_j}+\right.$$

$$\left.+\frac{v_j}{\omega}\vec{k}\frac{\partial f_0}{\partial\vec{p}}\right]\cdot\exp\left(i\omega t-\vec{k}\int_0^t\vec{v}\,(t')\,dt'-\frac{t}{\tau}\right). \tag{2}$$

Считая, как обычно, $\vec{k}=\{k_x,\, 0,\, k_z\}$ и выполняя интегрирование по t, получим для интересующих нас компонентов тензора σ'_{ij} выражения

$$\sigma'_{ij} = -\frac{e^2N}{2c}\int d\vec{p}\sum_{s=-\infty}^{\infty}A_{ij}^s\, g\,\hat{f}_0(\vec{p}),$$

$$A_{xx}^s=\frac{s^2\,\omega_c^2}{k_x^2}J_s^2(z),\qquad A_{yy}^s=v_\perp^2\,J_s'^2(z),$$

$$A_{zz}^s=v_z^2\,J_s^2(z),\qquad A_{xz}^s=A_{zx}^s=v_z\frac{s\omega_c}{k_x}J_s^2(z), \tag{3}$$

$$z=k_x\,v_\perp/\omega_c;\qquad \omega_c=eH_0c/E,$$

где

$$g=2\tau\left[1-\tau^2(\omega-s\omega_c-k_z\,v_z)^2\right]^{-1};\ \hat{f}_0=\frac{1-\beta_z\cos\theta}{\beta_\perp}\cdot\frac{\partial f_0}{\partial p_\perp}+\cos\theta\,\frac{\partial f_0}{\partial p_z}.$$

Мощность поглощения внешнего поперечного неполяризованного электромагнитного поля, характеризующегося спектральной плотностью интенсивности $I(\vec{k})$, может быть найдена по формуле

$$dP_{\text{погл}}=\frac{2\pi}{c}I(\vec{k})\left(\delta_{ij}-\frac{k_ik_j}{k^2}\right)\sigma'_{ij}\,d\omega\,dO. \tag{4}$$

Выполняя суммирование, получим

$$dP_{\text{погл}}=-\pi e^2NI(\vec{k})\int d\vec{p}\sum_s\hat{f}_0(\vec{p})\,g\times$$

$$\times\left[\beta_\perp^2\,J_s'^2+\left(\frac{s\omega_c}{\omega}\operatorname{ctg}\theta-\beta_z\sin\theta\right)^2J_s^2\right]. \tag{5}$$

При дельтообразном распределении электронов по $p_\perp$ и p_z, в случае, когда время τ можно считать не зависящим от импульса, формула (5) дает

$$dP_{\text{погл}}^{(s)}=\frac{4\pi e^2c}{E}\,\frac{s\omega_c}{\omega}\,\frac{\tau}{1+x^2}\left(R_s+\frac{\tau x}{1+x^2}\,Q_s\right)I(\vec{k})\,d\omega\,dO,$$

$$x=\tau\,(s\omega_c+k_z\,v_z-\omega)=\tau\,(\omega_{if}-\omega), \tag{6}$$

$$R_s=J_s'(z)\,J_s(z)\cdot\frac{s^2-z^2}{z}-\beta_\perp^2\frac{\omega_{if}}{s\omega_c}J_s'^2(z)+\left(\frac{s\omega_c}{\omega}\operatorname{ctg}\theta-\beta_z\sin\theta\right)^2\times$$

$$\times\left\{\frac{(\beta_z\,\omega_{if}-\omega\cos\theta)+\dfrac{\cos\theta}{\omega}(\omega^2\cos^2\theta-\omega_{if}^2)}{s\omega_c\sin\theta\left(\dfrac{s\omega_c}{\omega}\operatorname{ctg}\theta-\beta_z\sin\theta\right)}J_s^2(z)+\frac{z}{\beta_\perp^2}J_s'(z)\,J_s(z)\right\},$$

$$Q_s = \frac{\omega_{if}^2 - \omega^2 \cos^2\theta}{s\omega_c}\left[\beta_\perp^2 J_s'^2(z) + \left(\frac{s\omega_c}{\omega}\operatorname{ctg}\theta - \beta_z \sin\theta\right)^2 J_s^2(z)\right].$$

Полученное выражение совпадает, как и следовало ожидать, с результатами квантовомеханического рассмотрения.

Авторы благодарят проф. А. А. Соколова за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schneider I. Phys. Rev. Lett., **2**, 504, 1959.
2. Соколов А. А., Тернов И. М. ДАН СССР, **166**, 133, 1966. См. также Синхротронное излучение, сб. статей под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова, «Наука», 1966.
3. Гапонов А. В., Гольденберг А. А., Григорьев Д. П., Орлова И. М., Панкратова Т. Г., Петелин М. И. Письма ЖЭТФ, **2**, 430, 1965.
4. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электродинамика плазмы и плазмоподобных сред. М., Госатомиздат, 1961.
5. Шафранов В. Д. «Вопросы теории плазмы», т. 3. М., Госатомиздат, 1963.

Поступила в редакцию
25.7 1967 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 517.9 : 535.4

В. В. КРАВЦОВ

ЗАДАЧА ДИФРАКЦИИ НА ПРОЗРАЧНОМ НЕОДНОРОДНОМ ТЕЛЕ

Основным методом решения задачи дифракции на постороннем включении является метод интегральных уравнений. Краевая задача (внешняя) сводится к интегральному уравнению первого или второго рода для наведенного на поверхности постороннего включения тока. Полученное интегральное уравнение решается в большинстве случаев численно, а поле вне препятствия вычисляется при помощи квадратур. В настоящей работе предлагается метод решения задачи дифракции на теле, характеристики которого являются функциями координат. Метод состоит в сведении краевой задачи с условиями сопряжения на поверхности к интегральному уравнению первого рода.

Рассмотрим простейший случай. Пусть волна, создаваемая точечным источником, падает на некоторую область D, характеристики которой являются функциями точки. Внешнее пространство, т. е. D_e, будем считать однородным и изотропным. Обозначим поле в области D_e через $v(M)$, поле в области D — через $u(M)$. Для определения этих полей рассмотрим следующую краевую задачу:

$$\begin{gathered}
\Delta v + k^2 v = -4\pi\delta(M, M_0) \quad \text{в} \quad D_e, \\
Lu = \operatorname{grad}(K(M)\operatorname{div} u) + q(M)u = 0 \quad \text{в} \quad D, \\
u|_S = v|_S, \\
p_1(M)\left.\frac{\partial u}{\partial n}\right|_S = p_2(M)\left.\frac{\partial v}{\partial n}\right|_S, \\
\frac{\partial v}{\partial r} + ikv = O\left(\frac{1}{r}\right) \quad \text{при} \quad r \to \infty,
\end{gathered} \tag{1}$$

где M_0 — точка расположения источника, функции $K(M)$, $q(M)$, $p_1(M)$ и $p_2(M)$ связаны с характеристиками среды в области D. Будем предполагать, что поставленная задача имеет и при этом единственное решение.