

## Слабозатухающие волны в квазидвумерных проводниках

В. Г. Песчанский, Х. А. Ролдан Лопес\*, Д. А. Торяник

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,  
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47  
E-mail: peschansky@ilt.kharkov.ua

\* Universidad Nacional de Trujillo, Facultad de Ciencias Físicas y Matemáticas,  
Juan Pablo II Ave. Ciudad Universitaria, Trujillo, Peru

Статья поступила в редакцию 24 декабря 1996 г.

Электронный перенос электромагнитного поля в глубь слоистого проводника наиболее эффективен, если электрическое поле волны поляризовано вдоль нормали к слоям.

Електронний перенос електромагнітного поля у глибину шаруватого провідника є найбільш ефективним, якщо електричне поле хвилі поляризовано вздовж нормалі до шарів.

PACS: 72.80.Lc

Слоистые проводники органического происхождения обладают квазидвумерным электронным энергетическим спектром, а их кинетические характеристики существенно анизотропны.

Специфика квазидвумерного энергетического спектра носителей заряда

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n(p_x, p_y) \cos(anp_z/h) \quad (1)$$

приводит к появлению ряда своеобразных эффектов в магнитном поле.

Коэффициенты при косинусах в зависимости энергии носителей заряда  $\epsilon$  от их квазиимпульса  $\mathbf{p}$  в формуле (1), как правило, быстро убывают с ростом номера  $n$ , и максимальное значение функции  $\epsilon_1(p_x, p_y)$  на поверхности Ферми  $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_F$  равно  $\eta\epsilon_F \ll \epsilon_F$  ( $\eta$  — параметр квазидвумерности электронного энергетического спектра), так что скорость движения носителей заряда вдоль нормали к слоям

$$v_z = - \sum_{n=1}^{\infty} (an/h) \epsilon_n(p_x, p_y) \sin(anp_z/h) \quad (2)$$

много меньше их скорости вдоль слоев.

Помещенные в постоянное внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  слоистые проводники оказываются более прозрачными, чем в его отсутствие. В сильном магнитном поле, когда радиус кривизны траектории электронов проводимости  $r$  много меньше не только длины их свободного пробега  $l$ , но и длины волны  $1/k$ , имеет место ориентационный эффект — существенная зависимость кинетических характеристик проводника от ориентации магнитного поля относительно слоев. При некоторых значениях угла  $\theta$  между вектором магнитного поля и нормалью к слоям  $\mathbf{n}$  существенно изменяется асимптотическое поведение высокочастотной электропроводности и акустоэлектронных коэффициентов, что приводит к значительному увеличению длины затухания электромагнитных [1–4] и акустических [5] волн. Однако и при

$$1 \ll kr \ll kl \quad (3)$$

магнитное поле также стимулирует акустическую прозрачность слоистых проводников [6–9].

В отличие от акустической прозрачности в области магнитных полей, удовлетворяющих условию (3), при  $\theta$ , существенно отличном от  $\pi/2$ , слабое затухание на скин-глубине  $\delta$  электромагнитных волн, распространяющихся

вдоль оси  $x$ , возможно лишь при избранных значениях магнитного поля

$$H_n = kcD_p/2\pi e(n + 1/4), \quad (4)$$

где  $c$  — скорость света;  $e$  — заряд электрона;  $D_p$  — диаметр поверхности Ферми в направлении ортогональном магнитному полю и волновому вектору  $\mathbf{k}$ ; целое число  $n$  велико, но все же много меньше  $1/\eta$ . При этом магнитное поле  $\mathbf{H} = (0, H \sin \theta, H \cos \theta)$  должно быть достаточно сильным, чтобы период  $T = 2\pi/\Omega$  движения электрона по орбите  $\varepsilon = \text{const}$  и  $p_H = \mathbf{p}\mathbf{H}/H = \text{const}$  был много меньше времени его свободного пробега  $\tau$ . При такой геометрии эксперимента, когда магнитное поле ортогонально волновому вектору электромагнитной волны, падающей на поверхность проводника  $x_s = 0$ , электроны проводимости способны унести информацию о поле в скин-слое в глубь образца на расстояние порядка длины их свободного пробега в виде узких всплесков, предсказанных Азбелем [10]. При  $\eta \ll \delta/r$  поле во всплеске по порядку величины совпадает с полем в скин-слое в достаточно широком диапазоне частот [11].

При значительном отклонении магнитного поля от нормали к слоям электронные орбиты становятся сильно вытянутыми в направлении «открытости» поверхности Ферми и условие  $T \ll \tau$  может стать невыполнимым при сколь угодно большой величине  $H$ . При  $\theta$  близком к  $\pi/2$  влияние магнитного поля на динамику носителей заряда становится весьма малым в меру малости параметра квазидвумерности  $\eta$ , и всплесковый механизм Азбеля заменяется переносом переменного поля электронами, быстро движущимися в глубь образца, в виде квазиволн Ройтера—Зондгеймера [12].

Значительная часть электронов проводимости при  $\theta = \pi/2$  движется по открытым орбитам в импульсном пространстве  $p_y = \text{const}$ , и веер всевозможных направлений их дрейфа заполняет всю плоскость  $xy$ . При этом даже в сильном магнитном поле связь фурье-образов плотности электрического тока  $\mathbf{j}(k)$  и электрического поля  $\mathbf{E}(k)$

$$j_i(k) = \sigma_{ij}(k)E_j(k) + \int dk' Q_{ij}(k, k') E_j(k') \quad (5)$$

оказывается нелокальной и даже при чисто зеркальном отражении носителей заряда поверхностью образца  $x_s = 0$  ядро  $Q_{zz}(k, k')$  отлично от нуля, а  $\sigma_{ij}(k)$  имеет вид

$$\sigma_{ij}(k) = \frac{2e^3 H}{c(2\pi\hbar)^3} \int dp_z \int_0^T dt \int_{-\infty}^t dt' v_i(t) v_j(t') \times \\ \times \exp(v(t' - t) \cos ik[x(t') - x(t)]). \quad (6)$$

Здесь  $v = 1/\tau - i\omega$ , а  $t$  или  $t'$  — времена движения заряда в магнитном поле согласно уравнениям

$$\frac{\partial p_x}{\partial t} = -\frac{eH v_z}{c}; \quad \frac{\partial p_z}{\partial t} = \frac{eH v_x}{c}. \quad (7)$$

При  $\eta \ll 1$  изменение во времени скорости электронов  $v_x$  не превышает  $v\eta^{1/2}$ , где  $v$  — характерная фермиевская скорость, так что вдали от седловых точек поверхности Ферми можно считать, что электрон без ускорения перемещается в импульсном пространстве вдоль оси  $p_z$  на расстояние, равное периоду элементарной ячейки, за время

$$T = \frac{2\pi\hbar c}{aeHv_x} = \frac{2\pi v}{\Omega_0 v_x}. \quad (8)$$

Нетрудно убедиться, что компоненты тензора  $\sigma_{ij}(k)$  при сколь угодно малых  $\eta$  обладают корневой особенностью вида

$$\sigma_{zz}(k) = \left( \frac{\omega_0^2 \eta^2}{v} \right) \{ (\alpha_+^2 - 1)^{-1/2} + (\alpha_-^2 - 1)^{-1/2} \}; \quad (9)$$

$$\Delta\sigma_{yy}(k) = v (\omega_0/kv)^2 \{ (kv/v)^2 + 1 \}^{1/2}; \quad (10)$$

где  $\omega_0$  — частота плазменных колебаний носителей заряда, малосущественные численные множители порядка единицы опущены, а  $\alpha_{\pm} = i(kv \pm \Omega_0)/v$ .

Аналогичной особенностью обладает также и ядро интегрального оператора  $Q_{ij}(k, k')$  как функция  $k$ .

На расстояниях от поверхности образца, значительно превышающих характерный радиус кривизны траектории электрона в магнитном поле  $r = v/\Omega_0$  либо смещение электрона за период волны  $2\pi v/\omega$ , электромагнитное поле убывает пропорционально  $x^{-3/2} \exp(-x/l)$ . Медленно убывающее переменное электрическое поле  $E_z(x)$  при  $\Omega_0 \gg \omega$  на больших расстояниях  $x$  осциллирует с изменением  $H$ :

$$E_z(x) =$$

$$= E_z(0)\eta^{-4/3}\left(\frac{\omega_0}{c}\right)^{-4/3}\left(\frac{v}{\omega}\right)^{2/3}r^{-1/2}x^{-3/2}\exp\left(\frac{ix}{r}-\frac{x}{l}\right),$$

$$r \ll x \ll r/\eta. \quad (11)$$

Затухание электрического поля  $E_y(x)$  на длине свободного пробега носителей заряда при  $\eta \ll 1$  имеет вид

$$E_y(x) = E_y(0)\left(\frac{\omega_0}{c}\right)^{-4/3}\left(\frac{v}{\omega}\right)^{2/3}l^{-1/2}x^{-3/2} \times \exp\left(-\frac{x}{l} + \frac{i\omega x}{v}\right); v/\omega \ll x \ll v/\omega\eta \quad (12)$$

и не содержит величину магнитного поля.

Осцилляционная зависимость  $E_y(x)$  от магнитного поля проявляется лишь в малых поправках, пропорциональных  $\eta^2$ . Численные множители порядка единицы, зависящие от конкретного вида закона дисперсии электронов проводимости, в формулах (11) и (12) опущены.

Столь существенная зависимость интенсивности проникающей в глубь образца волны от ее поляризации позволяет использовать даже тонкие пластины слоистого проводника, толщина которых существенно больше скин-глубины, но меньше или порядка длины свободного пробега носителей заряда, в качестве

фильтров, пропускающих волну определенной поляризации.

1. В. Г. Песчанский, С. Н. Савельева, Х. Кхеир Бек, *ФТТ* **34**, 1630 (1992).
2. В. Г. Песчанский, Х. Кхеир Бек, С. Н. Савельева, *ФНТ* **18**, 1012 (1992).
3. V. G. Peschansky, H. Kheir Bek, S. N. Savel'eva, and D. A. Torjanik, *Phys. Low-Dim. Struct.* **8**, 81 (1994).
4. В. Г. Песчанский, Г. Эспехо, Т. Бедасса, *ФНТ* **21**, 971 (1995).
5. В. М. Гохфельд, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ЖЭТФ* **108**, 2147 (1995).
6. O. V. Kirichenko and V. G. Peschansky, *J. Phys. (France)* **4**, 823 (1994).
7. О. Галбова, Г. Ивановски, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **22**, 425 (1996).
8. О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *Письма в ЖЭТФ* **54**, 845 (1996).
9. О. Галбова, Г. Ивановски, О. В. Кириченко, В. Г. Песчанский, *ФНТ* **23**, 173 (1997).
10. М. Я. Азбель, *ЖЭТФ* **38**, 400 (1960).
11. M. A. Lur'e, V. G. Peschansky, and K. Jiasemides, *J. Low Temp. Phys.* **56**, 277 (1984).
12. G. E. H. Reuter and E. H. Sondheimer, *Proc. R. Soc. London* **195**, 336 (1948).

#### Weakly-damping waves in quasi-two-dimensional conductors

V. G. Peschansky, J. A. Roldan Lopez,  
and D. A. Torjanik

Transfer of electromagnetic field in depth of layered conductor by charge carriers with quasi-2D energy spectrum is specially efficient, when electric field polarized across to layers.