

ледних заменой $\epsilon_i/N_i \sim N_i$ в множителях перед гиперболическими функциями. При этом S -поляризованные ПП на границе раздела двух СР существовать не могут. Заметим, что S -поляризованные ПП на границе раздела линейной однородной среды со СР могут наблюдаться [4].

Авторы выражают благодарность участникам семинара Ю. М. Иванченко за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

- [1] Vinogradov A. V., Zeldovich B. Ya. // Appl. Opt. 1977. Vol. 16. N 1. P. 89—93.
- [2] Андреев А. В., Ковьев Э. К., Матеев Ю. А., Пономарев Ю. В. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. Вып. 10. С. 412—414.
- [3] Camley R. E., Milli D. L. // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 29. N 4. P. 1695—1706.
- [4] Hang Shi, Chien-hua Tsai. // Sol. St. Commun. 1984. Vol. 52. N 12. P. 953—954.
- [5] Сотин В. Е., Шевцов В. М. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 8. С. 475—479.
- [6] Арутюнян Г. М., Неркарарян Х. В. // Опт. и спектр. 1984. Т. 56. Вып. 1. С. 167—169.
- [7] Виноградов А. В., Кожеевников И. В. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. Вып. 10. С. 405—407.
- [8] Андреев А. В. // УФН. 1985. Т. 145. Вып. 1. С. 113—136.
- [9] Попов Е., Машев Л. // Opt. commun. 1985. Vol. 52. N 6. P. 393—396.
- [10] Bulgakov A. A., Kovtun V. R. // Sol. St. Commun. 1985. Vol. 56. N 9. P. 781—785.
- [11] Ломтев А. И., Большинский Л. Г. // УФЖ. 1986. Т. 31. Вып. 1. С. 34—37.

Донецкий
физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
16 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
6 мая 1988 г.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ХОЛЛОВСКОЙ СРЕДЕ

А. И. Ломтев

Наблюдение квантованного эффекта Холла (КЭХ) в трехмерной полупроводниковой сверхрешетке (СР) [1] стимулирует теоретические и экспериментальные исследования электродинамических свойств таких объектов и обуславливает актуальность их изучения с целью приложений в низкотемпературной микроэлектронике и НЧ или радиотехнике.

В последнее время опубликован ряд интересных работ по исследованию холловской среды [2—8], в которых предсказаны и обнаружены их новые уникальные свойства. Эти свойства обусловлены спецификой тензора проводимости ХС σ_{ij} , все диссипативные компоненты которого в режиме КЭХ равны нулю тождественно [9] $\sigma_{ii} \equiv 0$, а холловская проводимость $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \sigma_H$ отлична от нуля и при $H_{ext} = H_y = hcnd/v_e$ квантована $\sigma_H = e^2 \nu / hd$ (d — период СР, ν — объемная плотность электронов в ней, ν — целое число).

Покажем возможность распространения на плоской границе раздела ХС с изотропным диэлектриком бездиссипативных (в пределе $T=0$) низкочастотных ПЭВ, обязанных своим существованием квантовому магнитному полю. Такая структура характеризуется обобщенным тензором диэлектрической проницаемости

$$\epsilon_{ij}(\omega, z) = \begin{cases} \epsilon_1 \delta_{ij}, & z < 0, \\ \epsilon_{ii} = \epsilon_2(\omega), \quad \epsilon_{xy} = i4\pi\tau_H \omega^{-1}, & z > 0. \end{cases} \quad (1)$$

Здесь ϵ_1 и $\epsilon_2(\omega)$ — диэлектрические проницаемости диэлектрика, занимающего полупространство $z < 0$, и ХС, заполняющей полупространство $z > 0$. Внешнее магнитное поле H_{ext} ортогонально слоям СР и параллельно оси OZ .

В силу однородности системы вдоль направления OY амплитуды полей не зависят от координаты y .

На классе монохроматических волн

$$\{\mathcal{E}(x, z, t); \mathcal{H}(x, z, t)\} = \{E(z), H(z)\} \exp[i(kx - \omega t)], \quad (2)$$

распространяющихся вдоль оси OX с частотой $\omega = k_0 c$ и поверхностным волновым вектором k , решения уравнений Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{H} = -ik_0 \varepsilon \mathbf{E}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = ik_0 \mathbf{H}, \quad (3)$$

локализованные вблизи границы раздела, в диэлектрике представляют суперпозицию линейно поляризованных TM - и TE -мод

$$E_x(z) = A \exp(q_0 z), \quad H_y(z) = i\varepsilon_1 k_0 q_0^{-2} \partial E_x(z) / \partial z, \quad E_z(z) = -ik_0 q_0^{-2} \partial E_x(z) / \partial z \quad (\text{для } TM\text{-моды}), \\ E_y(z) = B \exp(q_0 z), \quad H_x(z) = ik_0^{-1} \partial E_y(z) / \partial z, \quad H_z(z) = k_0^{-1} k E_y(z) \quad (\text{для } TE\text{-моды}), \quad (4)$$

где $q_0(k, \omega) = (k^2 - k_0^2 \varepsilon_1)^{1/2}$, $\text{Re } q_0 > 0$, A и B — постоянные амплитуды.

В ХС решения уравнений (3) на классе полей (2) являются суперпозицией право и лево эллиптически поляризованных мод

$$E_x(z) = \sum_{j=1}^2 C_j E_{xj}(z), \quad E_y(z) = ik_0 P_0 \sum_{j=1}^2 \beta_j E_{xj}(z), \\ H_x(z) = -P_0 \sum_{j=1}^2 \beta_j \partial E_{xj}(z) / \partial z, \\ H_y(z) = -ik_0 P_0^2 \partial E_x(z) / \partial z, \\ E_z(z) = ik P_0^2 \varepsilon_2^{-1}(\omega) \partial E_x(z) / \partial z, \\ H_z(z) = ik P_0 \sum_{j=1}^2 \beta_j E_{xj}(z). \quad (5)$$

Здесь $E_{xj}(z) = C_j \exp(-q_j z)$; $j = 1, 2$; $\beta_{1,2} = \pm 1$; $P_0^2 = \varepsilon_2(\omega) / (k_0^2 \varepsilon_2(\omega) - k^2)$; C_j — постоянные амплитуды, а $q_{1,2}$ равны $q_{1,2}^2(k, \omega) = k^2 - k_0^2 \varepsilon_2(\omega) \pm (4\pi \varepsilon_H / c P_0)$, $\text{Re } q_{1,2} > 0$.

Граничные условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического $E_x(z)$, $E_y(z)$ и магнитного $H_x(z)$, $H_y(z)$ полей (4), (5) при $z=0$ позволяют получить дисперсионное уравнение ПЭВ на ХС $Q(\Omega)$

$$P^{-2\varepsilon_1} - Q_1 Q_2 + (2q)^{-1} (Q_1 + Q_2) (P^{-2\varepsilon_1} - q^2) = 0, \quad (6)$$

где введены безразмерные величины $q = q_0 d$, $P = P_0 d^{-1}$, $Q_{1,2} = q_{1,2} d$, зависящие от приведенных частоты $\Omega = k_0 d$ поверхностного волнового вектора $Q = kd$.

В пределе $\sigma_H \rightarrow 0$ уравнение (6) расщепляется на спектры поверхностных TM - ($Q_0 \varepsilon_1 + q \varepsilon_2(\omega) = 0$, где $Q_1 = Q_2 = Q_0$) и TE - ($Q_0 + q = 0$) мод, распространяющихся вдоль границы раздела двух изотропных диэлектрических сред [10] (TE -моды при этом не реализуются).

Специфика спектра возбуждений проявляется в конкретной форме записи $\varepsilon_2(\Omega)$ в дисперсионном уравнении (6), согласно которому ПЭВ на ХС существуют лишь в такой спектральной области, где $\varepsilon_2(\Omega)$ отрицательна. В области низких частот такая ситуация имеет место, например, вблизи узкой линии фонового резонанса Ω_{T0} , когда $\varepsilon_2(\Omega)$ СР хорошо аппроксимируется функцией

$$\varepsilon_2(\Omega) = \varepsilon_\infty + (\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \frac{\Omega_{T0}^2}{(\Omega_{T0}^2 - \Omega^2)}, \quad (7)$$

где ε_∞ и ε_0 — высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости, Ω_{T0} — приведенная частота длинноволновых оптических фононов.

На рис. 1 показана частотная зависимость диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2(\Omega)$ и заштрихована область существования поверхностных мод, которая ограничена по оси частот корнями уравнений $\varepsilon_2(\Omega = \Omega_{T0}) = -\infty$ и $\varepsilon_2(\Omega = \Omega_s) = -\varepsilon_1$, т. е. $\Omega_{T0} < \Omega < \Omega_s$, где Ω_s определяется соотношением $\Omega_s = [(\varepsilon_0 + \varepsilon_1) / (\varepsilon_\infty + \varepsilon_1)]^{1/2} \Omega_{T0}$, являющимся аналогом соотношения Лиддайна—Сакса—Теллера [11].

В режиме КЭХ дисперсионное уравнение (6) описывает спектр бездиссипативных ($\sigma_{ii} = 0$) ПЭВ $Q(\Omega)$ и обладает вещественными решениями лишь тогда, когда разности $P^{-2\varepsilon_1} - Q_1 Q_2$ и $P^{-2\varepsilon_1} - q^2$ имеют противоположные знаки.

В сильных магнитных полях при $1 \leq v < v_c = (\hbar c / e^2) \varepsilon_1 \Omega_s$ наблюдается одна область существования ПЭВ — область A_1 , в которой $q^2 < P^{-2\varepsilon_1} < Q_1 Q_2$ и Ω пробегает все значения

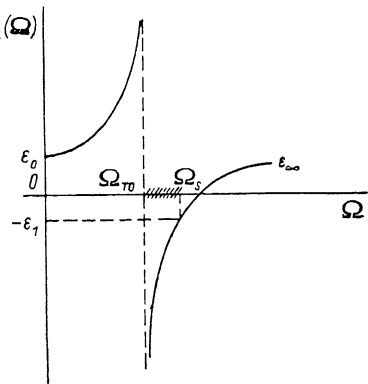


Рис. 1.

из интервала $\Omega_{T0} < \Omega < \Omega_s$. С уменьшением H_{ext} при $\nu > \nu_c$ реализуются две области существования ПЭВ (непрерывно переходящие одна в другую): область A_1 , где также $q^2 < < P^{-2}\epsilon_1 < Q_1Q_2$, но Ω изменяется в интервале $\Omega_{T0} < \Omega < \Omega_0$, и область A_2 , в которой $q_2 > > P^{-2}\epsilon_1 > Q_1Q_2$ и Ω принимает значения из интервала $\Omega_0 < \Omega < \Omega_s$. Границей областей A_1 и A_2 являются решения строгих равенств $q^2 = \epsilon_1/P^2 = Q_1Q_2; \Omega_0 = 2\nu e^2/\hbar c (\epsilon_1 + |\epsilon_2(\Omega_0)|)$ и $Q_0 = [2\epsilon_1 |\epsilon_2(\Omega_0)| / (|\epsilon_2(\Omega_0)| - \epsilon_1)]^{1/2} \Omega_0$, лежащие на спектральной ветви. В модели $\epsilon_2(\Omega)$ (7) значение Ω_0 с ростом величины ν убывает. Следовательно, область A_2 впервые появляется при $\nu \geq \nu_c$, когда $\Omega_0 \leq \Omega_s$.

Численный анализ спектра ПЭВ проведен для границы раздела СР на основе GaAs и вакуума с использованием характерных для них величин диэлектрических проницаемостей [1]: $\epsilon_0 = 12.9$, $\epsilon_\infty = 10.9$, $\epsilon_1 = 1$. Для периода СР $d = 10^{-4}$ м приведенная частота попереч-

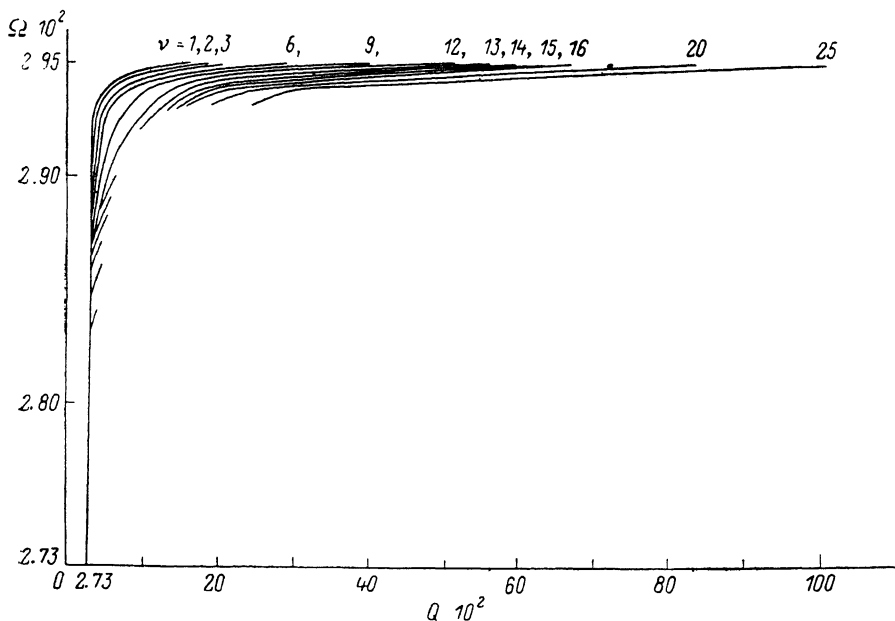


Рис. 2.

ных фононов $\Omega_{T0} = 2.73 \cdot 10^{-2}$, причем $\Omega_s = 2.95 \cdot 10^{-2}$ и $\nu_c = 4.0421933$. Спектр ПЭВ для каждого значения ν содержит одну восходящую ветвь (рис. 2). В области сильных магнитных полей при $1 \leq \nu < \nu_0 = 13$ эти ветви непрерывны. С уменьшением H_{ext} при $\nu > \nu_0$ на спектральной ветви появляется щель запрещенных значений поверхностного волнового вектора Q , величина которой с ростом ν (с уменьшением магнитного поля) увеличивается.

Аналогичные ПЭВ могут существовать на границе раздела изотропного диэлектрика с магнитнопротропным, а также с холловским трехмерным диэлектриком [12] или с проводящей средой в сильном магнитном поле $H_{ext} \gg m^*c/e\tau$, для которых в определенных интервалах температур и магнитных полей имеют место неравенства $\sigma_{i,i} \ll \sigma_H$. Однако в таких системах малая диссипация ($\sigma_{i,i} \neq 0$) приведет к слабому затуханию поверхностных мод.

В заключение отметим, что ПЭВ на границе раздела двух различных ХС существовать не могут.

Автор искренне признателен Ю. М. Иванченко, В. А. Москаленко, С. А. Москаленко и участникам руководимых ими семинаров С. Б. Борисову, А. И. Дьяченко, А. М. Гришину, З. Д. Квон, А. А. Лисянскому, И. Л. Любчанскому, А. Л. Сукстанскому, П. И. Хаджи за внимание и обсуждение результатов работы, а также Л. Г. Большинскому за проведение численных расчетов.

Литература

- [1] Stormer H. L., Eisenstein J. P., Gossard A. C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 56. N 1. P. 85—88.
- [2] Вендлер Л., Каганов М. И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 7. С. 345—346.
- [3] Тальянский В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. Вып. 2. С. 96—98.
- [4] Волков В. А., Михайлов С. А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. Вып. 9. С. 389—390.

- [5] Волков В. А., Галченко Д. В., Галченко А. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. Вып. 5. С. 255—257.
- [6] Говорков С. А., Резников М. И., Сеничкин А. П., Тальянский В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 8. С. 380—382.
- [7] Волков В. А., Галченко Д. В., Галченко Л. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 11. С. 510—513.
- [8] Говорков С. А., Резников М. И., Медведев Б. К. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 5. С. 252—255.
- [9] Луцкий В. Н., Каганов М. И., Шук А. Я. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. Вып. 2. С. 721—729.
- [10] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.
- [11] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В. М. Аграновича и Д. Л. Миллса. М.: Наука, 1985. 526 с.
- [12] Мурзин С. С. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. Вып. 1. С. 45—47.

Донецкий
физико-технический институт
АН УССР

Поступило в Редакцию
26 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
6 мая 1988 г.

01; 08

Журнал технической физики, т. 59, в. 2, 1989 г.

К ВОПРОСУ О САМОФОКУСИРОВКЕ ЗВУКА В СРЕДАХ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ВТОРОЙ ВЯЗКОСТЬЮ

Н. Е. Молевич, А. Н. Оравский

В [1] показано, что в стационарном колебательно-неравновесном газе вторая вязкость может стать отрицательной. Это приводит к отрицательному коэффициенту поглощения и самофокусировке звука. В [1] самофокусировка рассматривалась для звука низкой частоты $\omega < 1/\tau_0$ (τ_0 — время колебательной релаксации). Как будет видно ниже, самофокусировка звука в неравновесной среде возможна не только при $\omega\tau_0 < 1$, но и в любом частотном диапазоне, для которого еще существует отрицательное поглощение звука.

Прежде всего дадим более общее, чем в [1], определение коэффициента второй вязкости в неравновесной среде. Согласно [2], коэффициент второй вязкости ξ задает связь возмущения давления в звуковой волне P с дивергенцией скорости v

$$P = c_0^2 \rho - \xi (\omega \operatorname{div} v), \quad (1)$$

где c_0 — низкочастотная равновесная скорость звука, ρ — возмущение плотности газа. В неравновесном колебательно-возбужденном газе для произвольной частоты звука коэффициент ξ можно определить из дисперсионного соотношения, полученного в [3]

$$\xi(\omega) = \frac{\xi_0}{1 - i\omega\tau_0 \frac{C_{p00}}{C_p^0}}, \quad (2)$$

где

$$\xi_0 = \frac{\tau_0 \rho_0 (c_\infty^2 - c_0^2) C_{v\infty}}{C_p^0} \quad (3)$$

— низкочастотный коэффициент второй вязкости ($\omega\tau_0 \ll 1$) [1]; τ_0 — время колебательной релаксации; ρ_0 , T_0 — стационарные значения плотности и температуры газа; m — молекулярная масса; $c_0 = (C_p^0 T_0 / C_v^0 m)^{1/2}$; $c_\infty = (C_{p\infty} T_0 / C_{v\infty} m)^{1/2}$ — скорость высокочастотного звука ($\omega\tau_0 \gg 1$); $C_{v\infty}$, $C_{p\infty}$ — высокочастотные теплоемкости при постоянном объеме и давлении; $C_v^0 = C_{v\infty} + C_k - (\mathcal{E}_p^0 - \mathcal{E}_k^0 / T_0) \hat{\epsilon}_0$, $C_p^0 = C_p^0 + 1 - (\mathcal{E}_p^0 - \mathcal{E}_k^0 / T_0)$ — низкочастотные теплоемкости при постоянном объеме и давлении; C_k — равновесная колебательная теплоемкость; \mathcal{E}_p^0 , \mathcal{E}_k^0 — значения равновесной и стационарной колебательной энергии в расчете на одну частицу; $\hat{\epsilon}_0 = \partial \ln \tau_0 / \partial \ln T_0$.