

## Магнитоплазменные волны в инверсионных слоях с локальными состояниями электронов

Н. В. Глейзер, А. М. Ермолаев, Бабак Хакики

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Статья поступила в редакцию 15 апреля 1997 г.

Вычислены спектр и декремент затухания плазменных и магнитоплазменных волн в двумерном электронном газе при низких температурах с учетом локальных состояний электронов на примесных атомах. Показано, что локализация электронов приводит к понижению частоты длинноволновых плазмонов и к перестройке спектра магнитоплазмонов в окрестности резонансных частот переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями. В результате максимум плазменного поглощения смещается в область низких частот, а магнитоплазменный максимум расщепляется. Характеристики плазмонов и магнитоплазмонов вычислены для значений параметров инверсионного слоя на границе кремния и двуокиси кремния.

Розраховано спектр та декремент згасання плазмових та магнітоплазмових хвиль у двовимірному електронному газі при низьких температурах з врахуванням локальних станів електронів на домішкових атомах. Показано, що локалізація електронів приводить до зниження частоти довгохвильових плазмонів та до перебудови спектра магнітоплазмонів поблизу частот переходів електронів між рівнями Ландау і локальними рівнями. Характеристики плазмонів і магнітоплазмонів обчислено для значень параметрів інверсійного шару на границі кремнію і двоокису кремнію.

PACS: 73.20.Mf, 73.40.Qv

### 1. Введение

Двумерные плазмоны в инверсионном слое на границе кремния и двуокиси кремния впервые наблюдались при низких температурах в работе [1]. Авторы этой работы возбуждали плазменные волны линейно поляризованным инфракрасным излучением, падающим перпендикулярно решетке, нанесенной на поверхность полупрозрачного затвора [1,2]. Поскольку длина волны излучения значительно превосходит толщину инверсионного слоя, его можно рассматривать как проводящую плоскость  $z = 0$  с двумерным тензором проводимости. Расчеты [2], выполненные в приближении бесконечной проводимости затвора и пренебрежении эффектами запаздывания, показали, что частота плазмона равна

$$\omega_p(q) = \left\{ \frac{4\pi e^2 n q}{m} \left[ \epsilon_s \operatorname{cth}(q d_s) + \epsilon_d \operatorname{cth}(q d_d) \right]^{-1} \right\}^{1/2}, \quad (1)$$

где  $m$  и  $e$  — эффективная масса и заряд электрона;  $n$  — плотность электронов в инверсионном слое;  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_d$  — статические диэлектрические про-

ницаемости полупроводника и диэлектрика;  $d_s$  и  $d_d$  — их толщины;  $\mathbf{q}$  — двумерный волновой вектор. Бесстолкновительное затухание длинноволновых плазмонов в двумерном вырожденном электронном газе отсутствует. Их затухание определяется, в основном, столкновениями электронов с примесными атомами. Декремент затухания равен  $\nu/2$ , где  $\nu$  — частота столкновений, обусловленная потенциальным электрон-примесным рассеянием. Поглощение электромагнитного излучения инверсионным слоем определяется вещественной частью величины  $\bar{\sigma}(q, \omega) = \sigma(q, \omega)/\epsilon(q, \omega)$ , где  $\sigma$  и  $\epsilon$  — проводимость и диэлектрическая проницаемость двумерного электронного газа, зависящие от волнового вектора  $\mathbf{q}$  и частоты  $\omega$  [2]. В окрестности частоты (1) имеем

$$\operatorname{Re} \bar{\sigma}(q, \omega) = \frac{e^2 n \gamma_q}{2m} \left[ (\omega - \omega_q)^2 + \gamma_q^2 \right]^{-1}, \quad (2)$$

где  $\omega_q$  — спектр плазмонов (1), а  $\gamma_q$  — декремент затухания. Из этой формулы видно, что плазменные волны проявляются в существовании отчетливого максимума на графике зависимости погло-

щения от частоты, который накладывается на высокочастотный друдевский фон [2]

$$\text{Re } \bar{\sigma} = e^2 n v / (m \omega^2).$$

В магнитном поле, перпендикулярном инверсионному слою, плазменный резонанс превращается в магнитоплазменный. Такой резонанс впервые наблюдался в работе [3]. Он проявляется в существовании максимума на графике зависимости поглощения  $P$  от напряженности магнитного поля или частоты излучения. Максимум расположен на частоте магнитоплазмона [2]

$$\omega_q^{(0)} = [\omega_c^2 + \omega_p^2(q)]^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\omega_c$  — циклотронная частота электронов. Ширина максимума равна

$$\gamma_q^{(0)} = \frac{v}{2} (1 + \omega_c^2 / \omega_q^{(0)2}). \quad (4)$$

В окрестности максимума вещественная часть  $\bar{\sigma}$ , как и в отсутствие магнитного поля, описывается формулой (2), только  $\omega_q$  и  $\gamma_q$  равны (3) и (4).

В работах [1–3] отмечено, что обнаруженные экспериментально свойства плазмонов и магнитоплазмонов в инверсионном слое на границе Si–SiO<sub>2</sub> удовлетворительно описываются классическими формулами (1)–(4) лишь при достаточно большой плотности электронов. При малой плотности ( $n < 10^{16} \text{ м}^{-2}$ ) заметны отклонения от классической теории проводимости двумерного электронного газа. В частности, в работе [1] замечено, что при малых плотностях электронов плазменный пик на кривой  $P(\omega)$  смещен от значения, полученного по формуле (1), в область низких частот. По мнению авторов [1], такое смещение обусловлено увеличением эффективной массы  $m$  или локализацией электронов. В работе [3] показано, что при малых  $n$  магнитоплазменный пик расщепляется на два пика. Один из них расположен ниже максимума, описываемого формулой (3), а другой — выше. Для объяснения этого явления были учтены эффекты нелокальности проводимости двумерного электронного газа в магнитном поле [2,4]. Проводимость содержит поправку порядка  $(ql)^2$  ( $l$  — магнитная длина), имеющую резонанс на частоте  $2\omega_c$ . Взаимодействие магнитоплазмона с субгармонической структурой циклотронного резонанса приводит к расщеплению магнитоплазменного пика [4]. Однако, как отмечено в [2,4], это взаимодействие слишком слабое, чтобы объяснить наблюдаемое расщепление. Поэтому проблему линии плазменного

поглощения в инверсионных слоях нельзя считать решенной окончательно.

В настоящей статье рассмотрено влияние локальных состояний электронов в поле примесных атомов на спектр и затухание плазмонов и магнитоплазмонов в двумерном электронном газе. Используются модель и метод расчета, описанные в работах [5,6]. Показано, что локализация электронов приводит к смещению плазменного пика на графике  $P(\omega)$  в область низких частот. Учет резонансных переходов электронов между уровнями Ландау и локальными уровнями обуславливает перестройку спектра магнитоплазмонов в окрестности резонансных частот, аналогичную кроссовой ситуации в теории связанных волн [7]. Это приводит к расщеплению магнитоплазменного пика, о котором речь шла выше.

В разд. 2 рассмотрены свойства магнитоплазмонов вблизи частоты  $\omega_+ = \omega_c + \omega_0$  резонансных переходов электронов с локального уровня на расположенный над ним уровень Ландау ( $\omega_0$  — расстояние между уровнем Ландау и отщепленным от него притягивающей примесью локальным уровнем). Окрестность частоты  $\omega_- = \omega_c - \omega_0$  переходов уровень Ландау — локальный уровень рассмотрена в разд. 3. Спектр и затухание плазмонов с учетом локализации электронов в отсутствие магнитного поля приведены в разд. 4. В заключении резюмированы результаты работы, проведено сравнение теории с опытом.

## 2. Влияние локальных состояний электронов на свойства двумерных магнитоплазмонов

В работе [6] показано, что локальные состояния электронов в квантующем магнитном поле, перпендикулярном инверсионному слою, проявляются в существовании резонансных слагаемых в тензоре высокочастотной проводимости двумерного электронного газа. Например, вблизи частоты  $\omega_+ = \omega_c + \omega_0$  переходов электронов между локальным уровнем и уровнем Ландау поперечная проводимость  $\sigma_{xx}$  содержит слагаемое

$$\delta\sigma = i \frac{e^2 n \alpha_+ \omega_+}{m \omega} (\omega - \omega_+ + i\Gamma)^{-1}, \quad (5)$$

где

$$\alpha_+ = \frac{n_j N_T N_{-1}}{2\pi n \omega_0^2 \omega_+ l^2} \left[ 1 + (1 + N^{-1})(1 + 2\omega_c / \omega_0)^{-2} \right] \times \left[ \hat{f}(\epsilon_{N-1}^l) - \hat{f}(\epsilon_N) \right] \quad (6)$$

— сила осциллятора резонансного перехода;  $\Gamma$  — ширина локального уровня с номером  $N-1$ , участ-

вующего в переходах. Здесь  $n_i$  — плотность примесных атомов;  $r_N$  — вычет амплитуды электрон-примесного рассеяния в полюсе  $\epsilon_N^i - i\Gamma$  [6];  $f$  — функция Ферми; квантовая постоянная принята равной единице. Разность функций Ферми в (6) учитывает принцип Паули при переходах электронов с локального уровня  $\epsilon_{N-1}^i$  на уровень Ландау  $\epsilon_N$ . Предполагается, что граница Ферми  $\epsilon_F$  двумерных электронов расположена между уровнями  $\epsilon_{N-1}$  и  $\epsilon_N^i$ , а  $ql \ll 1$ . Тогда в выражении для силы осциллятора остается лишь одно слагаемое (6), а пространственной дисперсией проводимости (5) можно пренебречь.

Выражение (5) необходимо учесть в дисперсионном уравнении для магнитоплазменных волн [2]:

$$\epsilon(q, \omega) = 1 + \frac{4\pi iq}{\omega} \sigma_{xx}(q, \omega) \times (\epsilon_s \operatorname{cth} qd_s + \epsilon_d \operatorname{cth} qd_d)^{-1} = 0. \quad (7)$$

Это уравнение может быть представлено в виде

$$1 - A_+(x^2 - \omega_c^2/\omega_+^2)^{-1} = \alpha_+ A_+ x^{-2}(x-1)^{-1}, \quad (8)$$

где

$$x = \omega/\omega_+,$$

$$A_+ = 4\pi e^2 n q [m\omega_+^2(\epsilon_s \operatorname{cth} qd_s + \epsilon_d \operatorname{cth} qd_d)]^{-1}. \quad (9)$$

Если локальные уровни отсутствуют ( $\alpha_+ \rightarrow 0$ ), то решением уравнения (8) является функция (3). Учет локализации электронов приводит к перестройке спектра магнитоплазмонов в окрестности частоты  $\omega_+$ . Дело в том, что прямая  $\omega = \omega_+$  пересекает дисперсионную кривую (3) в точке

$$q_0 = \frac{m\omega_0^2}{4\pi e^2 n} \left( 1 + 2 \frac{\omega_c}{\omega_0} \right) (\epsilon_s + \epsilon_d),$$

где принято  $qd_s \gg 1$ ,  $qd_d \gg 1$ . Поэтому в окрестности этой точки имеет место крессовая ситуация, аналогичная обнаруженной в спектре решетки с квазилокальными колебаниями [7]. Уравнение (8) имеет два вещественных положительных корня  $x_1$  и  $x_2$ , один из которых расположен ниже частоты магнитоплазмона (3), а другой — выше. На рис. 1 приведены результаты численного решения дисперсионного уравнения (8) для значений параметров инверсионного слоя на границе Si-SiO<sub>2</sub> в магнитном поле с индукцией  $B = 0,1$  Тл. Штриховая кривая изображает функ-

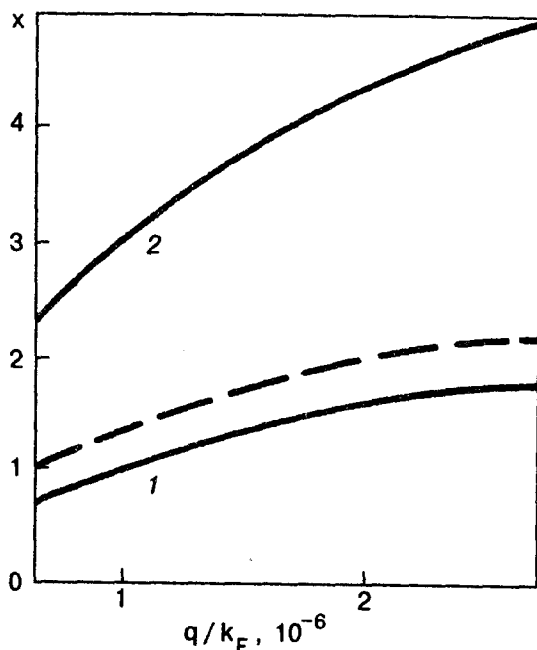


Рис. 1. Расщепление дисперсионной кривой магнитоплазмона (3) (штриховая кривая) на низкочастотную (1) и высокочастотную (2) ветви в поле  $B = 0,1$  Тл.

цию (3), а нижняя и верхняя —  $x_1$  и  $x_2$  как функции отношения волнового числа  $q$  к фермиевскому волновому числу  $k_F$ . Использованы следующие значения параметров:  $m = 0,2m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона);  $\omega_0/\omega_c = 0,1$ ;  $n = 10^{16}$  м<sup>-2</sup>;  $\epsilon_s + \epsilon_d = 15$ ;  $n_i/n = 0,1$ . В этом случае  $N = 196$ , что позволяет пренебречь влиянием магнитного поля на вычет амплитуды рассеяния. В отсутствие поля он равен [6]

$$r = 2\pi|\epsilon_l|/m,$$

где  $\epsilon_l$  — положение локального уровня в поле притягивающей примеси. Расчет  $r$  выполнен для  $\epsilon_F/|\epsilon_l| = 2$ . При таких значениях параметров получаем  $q_0 = 1,5 \cdot 10^2$  м<sup>-1</sup>,  $\omega_+ = 9,8 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>.

Декремент затухания магнитоплазмонов со спектром  $\omega_q^{(i)}$  ( $i = 1, 2$  — номер ветви) равен  $\gamma_q^{(i)} = \gamma_q^{(0)} + \delta\gamma_q^{(i)}$ , где

$$\delta\gamma_q^{(i)} = \frac{\omega_0^4 \alpha_+}{2\omega_+^2} (1 + 2\omega_c/\omega_0)^2 \Gamma [(\omega_q^{(i)} - \omega_+)^2 + \Gamma^2]^{-1}. \quad (10)$$

Слагаемое (10) в декременте, обусловленное локальным уровнем, имеет максимум на частоте  $\omega_+$  переходов электронов с локального уровня  $\epsilon_{N-1}^i$  на уровень Ландау  $\epsilon_N$ .

Существование двух корней дисперсионного уравнения (8) означает, что плазменный максимум на графике зависимости поглощения электро-

магнитного излучения от частоты расщепляется на два максимума. В окрестности  $i$ -го максимума поглощение пропорционально

$$\begin{aligned} \text{Re } \bar{\sigma}_i(q, \omega) = \\ = \frac{m(\epsilon_s + \epsilon_d)^2 \gamma_q^{(i)}}{32\pi^2 e^2 n q^2} (\omega_q^{(i)2} - \omega_c^2)^2 [(\omega - \omega_q^{(i)})^2 + \gamma_q^{(i)2}]^{-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Положение максимума (11) определяется законом дисперсии магнитоплазмонов  $\omega_q^{(i)}$ , а ширина — декрементом затухания  $\gamma_q^{(i)}$ .

### 3. Магнитоплазмоны в окрестности частоты

$$\omega_- = \omega_c - \omega_0$$

Проводимость вблизи частоты  $\omega_- = \omega_c - \omega_0$  резонансных переходов электронов с уровня Ландау на соседний локальный уровень отличается от (5) резонансной частотой и силой осциллятора [6]. Последняя равна

$$\begin{aligned} \alpha_- = \frac{n_i N r_N}{2\pi m n \omega_0^2 \omega_-^4} [1 + (1 - N^{-1})(1 - 2\omega_c / \omega_0)^{-2}] \times \\ \times [f(\epsilon_{N-1}) - f(\epsilon_N^I)], \end{aligned}$$

где теперь  $N$  — номер локального уровня, участвующего в переходах.

Дисперсионное уравнение (7) для магнитоплазменных волн в окрестности частоты  $\omega_-$  получается из уравнения (8) заменой индекса «+» на «-». Это уравнение имеет два корня  $y_{1,2} = \omega_{1,2} / \omega_-$ , расположенные ниже и выше (3). На рис. 2 приведено решение дисперсионного уравнения для значений параметров, использованных в разд. 2, и  $B = 1$  Тл. В этом случае  $N = 20$  и вычет  $r_N$  необходимо вычислять с учетом магнитного поля. Если  $\omega_0 \ll \omega_c$ , он равен [6]

$$r = 2\pi(l\omega_0)^2.$$

Вклад локального уровня в декремент затухания магнитоплазмонов получаем из формулы (10) заменой индекса «+» на «-» и изменением знака перед  $\omega_c$ . Он приводит к максимуму на фоне плавной зависимости декремента (4) от частоты плазмона. Положение максимума определяется резонансной частотой  $\omega_-$ , а ширина — уширением локального уровня. Отношение максимального значения декремента (10) к (4) при указанных в разд. 2 значениях параметров и  $\nu = \Gamma = 10^{11} \text{ с}^{-1}$  равно 3,3.

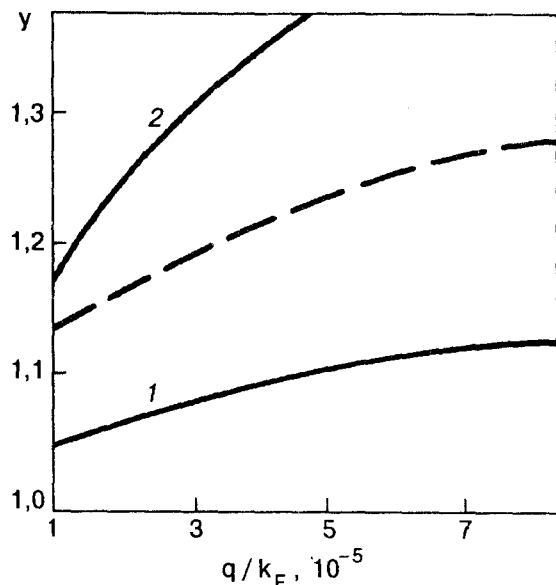


Рис. 2. Низкочастотная (1) и высокочастотная (2) ветви спектра магнитоплазмонов в окрестности частоты  $\omega_-$  в поле  $B = 1$  Тл. Штриховая кривая — спектр (3) в отсутствие локальных уровней.

Как и в разд. 2, магнитоплазменный пик на графике зависимости поглощения от частоты расщепляется на два пика. Поглощение вблизи максимума пропорционально выражению (11), в которое необходимо подставить полученные в этом разделе частоту  $\omega_q^{(i)}$  и декремент затухания  $\gamma_q^{(i)}$  магнитоплазменных волн. Отношение максимального значения поглощения к фону

$$\text{Re } \bar{\sigma} = \frac{e^2 n \nu}{m} (\omega^2 + \omega_c^2)(\omega^2 - \omega_c^2)^{-2}$$

равно  $k_1 = 0,02$  для низкочастотной ветви и  $k_2 = 21,4$  для высокочастотной ветви на рис. 2. Отметим, что это отношение для магнитоплазмона без учета локализации электронов равно  $k_0 = 0,6$ . Расчеты выполнены для приведенных выше значений параметров и  $q = 10^4 \text{ м}^{-1}$ . В этом случае  $\omega_p = 3,2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ;  $\omega_q^{(0)} = 9,5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ;  $\omega_- = 8 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ .

### 4. Плазменные волны в отсутствие магнитного поля

Предположим, что в энергетическом спектре двумерных электронов имеется один локальный уровень  $\epsilon_l = -\omega_g$ , отщепленный притягивающей примесью от нижнего края зоны проводимости. За счет локального уровня мнимая часть высокочастотной проводимости вырожденного электронного газа содержит вклад [6]

$$\text{Im } \delta\sigma = \frac{e^2 n_i}{\pi \omega^3} (\epsilon_l + \omega) \times \ln \left| \frac{\epsilon_F - \epsilon_l - \omega}{\epsilon_F - \epsilon_l} \right| - (\omega \rightarrow -\omega), \quad (12)$$

в котором  $(\omega \rightarrow -\omega)$  обозначает слагаемое, отличающееся от предыдущего другим знаком частоты. Учитывая (12), представим дисперсионное уравнение (7) в виде

$$1 - bu^{-2} = c\varphi_a(u), \quad (13)$$

где

$$u = \omega / (\epsilon_F + \omega_g);$$

$$\varphi_a(u) = u^{-4} \left[ u \ln \left| \frac{1-u}{1+u} \right| - a \ln |1-u^2| \right];$$

$$a = (1 + \epsilon_F / \omega_g)^{-1},$$

$$b = 4\pi e^2 n q [m(\epsilon_F + \omega_g)^2 (\epsilon_s + \epsilon_d)]^{-1},$$

$$c = 2b \frac{n_i}{n} (1 + \epsilon_F / \omega_g)^{-1}.$$

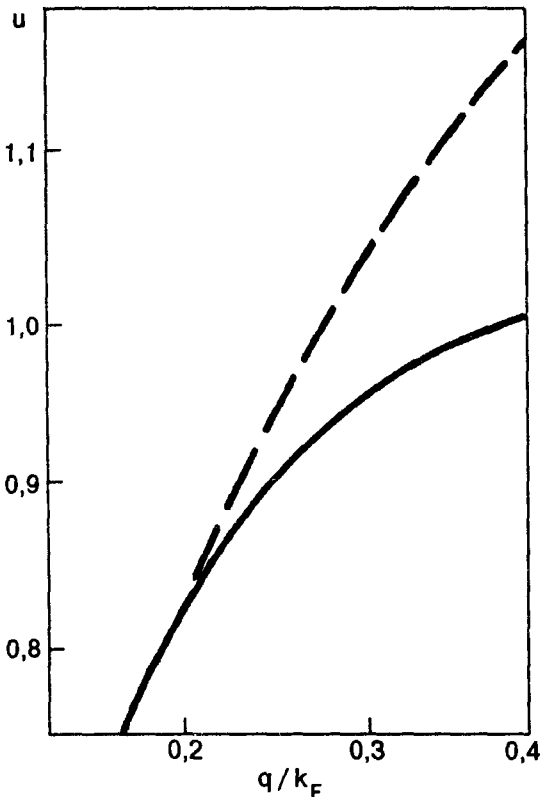


Рис. 3. Дисперсия плазмонов с учетом локального уровня. Штриховой линией изображена дисперсионная кривая (1) в отсутствие локализации электронов.

На рис. 3 приведено решение дисперсионного уравнения (13) для длинноволновых плазмонов в вырожденном электронном газе. Используются приведенные выше значения параметров. Видно, что учет локализации электронов приводит к понижению частоты плазмонов. Такой эффект наблюдался [1] в инверсионном слое на границе Si - SiO<sub>2</sub> при малой плотности электронов. Расстояние между дисперсионными кривыми на рис. 3 равно

$$\Delta u = \frac{n_i}{n} b^{1/2} (1 + 2\epsilon_F / \omega_g) (1 + \epsilon_F / \omega_g)^{-2}.$$

Отсюда получаем относительное отклонение частоты плазмонов от (1), равное  $\Delta\omega / \omega = 0,06$ .

Декремент затухания плазмонов с законом дисперсии  $\omega_q$  равен

$$\gamma_q = \frac{\nu}{2} + \frac{m\omega_q^2}{2e^2 n} \text{Re } \delta\sigma(\omega_q), \quad (14)$$

где

$$\text{Re } \delta\sigma(\omega) = \frac{e^2 n_i}{\omega^3} \Theta(\epsilon_l + \omega) \times$$

$$\times (\epsilon_l + \omega) [f(\epsilon_l) - f(\epsilon_l + \omega)] + (\omega \rightarrow -\omega),$$

$\Theta$  — функция Хевисайда. Из формулы (14) видно, что вклад в декремент  $\delta\gamma$ , обусловленный локальным уровнем, имеет порог на частоте  $\omega_g$  активации локализованных электронов. Вблизи порога  $\delta\gamma \propto \omega - \omega_g$ . По мере понижения температуры порог смещается в точку  $\epsilon_F + \omega_g$  в соответствии с принципом Паули. При  $q/k_F = 0,04$  и приведенных в разд. 2 значениях параметров относительная величина максимума декремента (14) равна  $2\delta\gamma/\nu = 6$ .

Плазменное поглощение с учетом локального уровня определяется формулой (2), в которую необходимо подставить полученные в этом разделе закон дисперсии и декремент затухания плазмонов. При  $q/k_F = 0,04$ ,  $n = 0,4 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ ,  $\nu = 0,5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  относительная величина плазменного максимума равна  $(\omega_q / \nu)^2 = 70$ .

### Заключение

В настоящей статье рассмотрено влияние локализации электронов в поле изолированных примесных атомов на спектр и затухание плазменных и магнитоплазменных волн в двумерном электронном газе. Рассмотрено также плазменное поглощение электромагнитного излучения, падающего на электронный слой. Показано, что

локализация электронов приводит к понижению частоты длинноволновых плазмонов по сравнению с ее значением в отсутствие локальных уровней. Такое понижение наблюдалось в работе [1] при изучении плазмонов в инверсионном слое на границе кремния и двуокиси кремния и объяснялось вымораживанием носителей на локальные уровни. Но дело не только в этом. Ионизация электромагнитным полем локализованных на примесях электронов сопровождается появлением заметного вклада в высокочастотную проводимость, который необходимо учитывать в дисперсионном уравнении для плазмонов. Это также приводит к понижению частоты плазмонов, которое проявляется в смещении плазменного пика в область низких частот на зависимости поглощения от частоты. Приведенная в разд. 4 оценка величины смещения удовлетворительно согласуется с полученной экспериментально [1], однако теория дает завышенное значение максимума.

В квантующем магнитном поле, перпендикулярном электронному слою, существует система локальных уровней, чередующихся с уровнями Ландау. Переходы электронов между этими уровнями, индуцированные электромагнитным полем, приводят к резонансным добавкам к проводимости двумерного электронного газа. Вблизи частот резонансных переходов происходит перестройка спектра магнитоплазмонов, аналогичная кроссовой ситуации в теории связанных волн. В результате происходит расщепление магнитоплазменного максимума на зависимости поглощения от частоты. Такое расщепление наблюдалось в работе [3], авторы которой изучали зависимость поглощения от магнитного поля в инверсионных слоях на границе Si - SiO<sub>2</sub>. Расчеты показывают, что если частота излучения  $\omega$  фиксирована (как и в работе [3], положим ее равной 3,7 мэВ), то резонансные поля  $B_1$  и  $B_2$ , при которых по-

глошение максимально, равны  $B_1 = 6,88$  Тл и  $B_2 = 5,69$  Тл. Положения максимумов и расстояние между ними  $\Delta B = 1,2$  Тл хорошо согласуются с полученными экспериментально [3]. Однако, как и в случае нулевого магнитного поля, теория дает завышенные значения максимумов. По-видимому, это связано с существованием механизмов рассеяния электронов в инверсионных слоях, не учтенных в этой работе.

1. S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 980 (1977).
2. Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, Мир, Москва (1985).
3. T. N. Theis, J. P. Kotthaus, and P. J. Sales, *Solid State Commun.* **24**, 273 (1977).
4. T. Ando, *Solid State Commun.* **27**, 895 (1978).
5. Э. А. Канер, А. М. Ермолаев, *ЖЭТФ* **92**, 2245 (1987).
6. Н. В. Глейзер, А. М. Ермолаев, *ФНТ* **23**, 73 (1997).
7. А. М. Косевич, *Теория кристаллической решетки*, Вища школа, Харьков (1988).

#### Magnetoplasma waves in inversion layers with local states of electrons

N. V. Gleiser, A. M. Ermolaev, and Babak Hagnighi

The spectrum and damping of plasma and magnetoplasma waves in two-dimensional electron gas are calculated taking into account the local states of electrons in impurity atoms. It is shown that localization of the electrons leads to a decrease in the long-wave length plasmons frequency and to the rebuilding of the magnetoplasmon spectrum in the vicinity of the frequencies of the resonant transitions between the Landau levels and local levels. As a result the maximum of plasma absorption shifts towards low frequencies and the magnetoplasma maximum splits. The characteristics of plasmons and magnetoplasmons were calculated for the parameters of the inversion layer at the silicon-silicon dioxide boundary.