

ПОЛНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЦИКЛОТРОННЫХ ПОЛЯРИТОНОВ В ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ

В.В.Попов¹⁾, Т.В.Теперик

*Саратовское отделение Института радиотехники и электроники РАН
410019 Саратов, Россия*

Поступила в редакцию 1 июля 1999 г.

Рассматривается отражение электромагнитной волны от двумерной (2D) электронной системы в магнитном поле. Предсказан эффект полного преобразования $p(s)$ -поляризованной падающей волны в отраженную волну с ортогональной поляризацией в условиях возбуждения циклотронных поляритонов в 2D системе. При большой концентрации электронов в 2D системе величина эффекта остается весьма значительной и в присутствии электронного рассеяния.

PACS: 73.20.Mf

Эффекты преобразования поляризации электромагнитной волны при ее прохождении через магнитоактивную двумерную (2D) электронную систему, как правило, малы [1–3] из-за того факта, что в этом случае мала область взаимодействия волны с поляризационно-активной средой. Однако преобразование поляризации может существенно (резонансным образом) возрасти в условиях, когда внешняя электромагнитная волна возбуждает собственные колебания в 2D системе.

В работе [4] наблюдался резонансный эффект Фарадея в системе 2D электронных дисков, обусловленный возбуждением краевых магнитоплазменных колебаний. Полученные в [4] результаты, свидетельствуют о том, что величина эффекта возрастает в несколько раз в условиях магнитоплазменного резонанса. В то же время, мощность преобразования поляризации волны в экспериментах [4] остается сравнительно малой (менее 10% от мощности падающей волны). Малость резонансного эффекта в этом случае связана, скорее всего, с рассогласованием распределений поля внешней (однородной в плоскости 2D системы) электромагнитной волны и поля неоднородных краевых магнитоплазменных колебаний, в результате чего значительно снижается эффективность возбуждения последних.

Резонансное преобразование поляризации электромагнитной волны при возбуждении однородных поперечных плазменных колебаний электронов в тонкой полупроводниковой пленке рассматривалось в работе [5]. При этом величина эффекта оказывается пропорциональной малому параметру d/λ , где d – толщина пленки, λ – длина электромагнитной волны, что, естественно, снижает эффективность резонансного преобразования поляризации в тонких слоях.

Ограничения, связанные с толщиной электронного слоя, в принципе, не возникают в том случае, если внешняя электромагнитная волна возбуждает собственные колебания, обусловленные движением электронов в плоскости однородной электронной системы. В работе [6] теоретически показано, что при возбуждении магнито-

¹⁾ e-mail: popov@ire.san.ru

плазменных поляритонов в 2D электронной системе внешней электромагнитной волной в геометрии нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) возможно почти полное преобразование падающей $p(s)$ -поляризованной волны в волну с $s(p)$ -поляризацией. Однако, согласно [6], полное преобразование поляризации возникает только в пределе слабой связи поля внешней волны с 2D электронной системой. При этом необходимо выполнение сразу двух резонансных условий, отвечающих соответственно возбуждению магнитоплазменных поляритонов и циклотронных колебаний в 2D электронном слое. Очевидно, что совокупность указанных условий приводит к весьма жестким требованиям к параметрам возможного эксперимента по наблюдению полного преобразования поляризации. Кроме этого, диссипация энергии электромагнитной волны из-за рассеяния электронов в реальной 2D системе может привести практически к полному разрушению слабой связи внешней волны с колебаниями 2D электронной плазмы в геометрии НПВО.

В настоящей работе теоретически исследуется явление резонансного преобразования поляризации электромагнитной волны при возбуждении ею циклотронных поляритонов [7] в 2D электронной системе. Так как циклотронные поляритоны являются излучающими колебаниями, они могут возбуждаться при падении внешней электромагнитной волны непосредственно на поверхность 2D системы без применения каких-либо дополнительных устройств (например, структуры с НПВО). При этом в отличие от геометрии НПВО циклотронные поляритоны в 2D системе оказываются сильно связанными с внешней падающей волной, что существенно расширяет возможности наблюдения рассмотренных ниже эффектов.

В рассматриваемой нами структуре 2D электронный слой расположен в плоскости $x - y$ на границе раздела сред с диэлектрическими постоянными ϵ_1 и ϵ_2 . Будем считать, что статическое магнитное поле H_0 направлено вдоль оси Z из среды 2 в среду 1. Пусть из среды 1 на границу раздела сред 1 и 2 под углом θ к оси Z падает внешняя плоская однородная электромагнитная волна с p -поляризацией, отвечающей расположению вектора электрического поля волны в плоскости падения (плоскость $x - z$).

Введем коэффициенты преобразования мощности падающей волны в виде соотношений нормальных к плоскости 2D системы компонент векторов потоков энергии:

$$\begin{aligned} R_{pp} &= \frac{P_{1z}^{(p)}}{P_{0z}^{(p)}}, & R_{sp} &= \frac{P_{1z}^{(s)}}{P_{0z}^{(p)}}, \\ T_{pp} &= \frac{P_{2z}^{(p)}}{P_{0z}^{(p)}}, & T_{sp} &= \frac{P_{2z}^{(s)}}{P_{0z}^{(p)}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где нижние индексы 0, 1 и 2 относятся соответственно к падающей, отраженной и прошедшей волнам, а верхние индексы p и s соответствуют волнам с p - и s -поляризацией (в последнем случае вектор электрического поля волны перпендикулярен плоскости падения). Очевидно, что величины R_{sp} и T_{sp} имеют смысл коэффициентов преобразования поляризации волны.

Для вычисления потоков энергии в прошедших и отраженных волнах необходимо решить уравнения Максвелла в средах 1 и 2 с граничными условиями на поверхности раздела сред, учитывающими отклик магнитоактивной 2D электронной плазмы. Поскольку такая процедура является весьма громоздкой и в то же время достаточно

стандартной, приведем сразу окончательный результат:

$$\begin{aligned}
 R_{pp} &= \frac{1}{A^2} \left| (K_{0z} + K_{2z} + 4\pi\sigma_{\perp}/c)(K_{0z}\varepsilon_2 - K_{2z}\varepsilon_1 + \right. \\
 &\quad \left. + K_{0z}K_{2z}4\pi\sigma_{\perp}/c) + K_{0z}K_{2z}(4\pi\sigma_{\times}/c)^2 \right|^2, \\
 R_{sp} &= \frac{4\varepsilon_2 K_{z0}^2}{A^2} \left| K_{2z}4\pi\sigma_{\times}/c \right|^2, \\
 T_{pp} &= \frac{4\varepsilon_1\varepsilon_2 K_{z0}}{A^2} \operatorname{Re}(K_{2z}) \left| K_{2z} + K_{0z} + 4\pi\sigma_{\perp}/c \right|^2, \\
 T_{sp} &= \frac{4\varepsilon_1 K_{z0}}{A^2} \operatorname{Re}(K_{2z}) \left| K_{2z}4\pi\sigma_{\times}/c \right|^2,
 \end{aligned} \tag{2}$$

где $A = \left| (K_{0z} + K_{2z} + 4\pi\sigma_{\perp}/c)(K_{0z}\varepsilon_2 + K_{2z}\varepsilon_1 + K_{0z}K_{2z}4\pi\sigma_{\perp}/c) + K_{0z}K_{2z}(4\pi\sigma_{\times}/c)^2 \right|$, c – скорость света, K_{0z} и K_{2z} – нормальные к плоскости 2D системы компоненты безразмерного волнового вектора соответственно падающей и прошедшей волн, определяемые выражениями

$$\begin{aligned}
 K_{0z} &= \sqrt{\varepsilon_1} \cos \theta, \\
 K_{2z} &= \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2 \theta}.
 \end{aligned} \tag{3}$$

Нормальная компонента волнового вектора отраженной волны K_{1z} не входит явно в окончательные выражения (2) в результате использования равенства $K_{1z} = -K_{0z}$. Компоненты тензора проводимости 2D электронной плазмы в магнитном поле в модели Друде определяются выражениями

$$\sigma_{\perp} = \sigma_0 \frac{1 - i\omega\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 - i\omega\tau)^2}, \quad \sigma_{\times} = -\sigma_0 \frac{\omega_c\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 - i\omega\tau)^2}, \tag{4}$$

где ω – круговая частота волны; $\omega_c = |e|H_0/m^*c$ – циклотронная частота; $\sigma_0 = e^2 N_s \tau / m^*$ – проводимость 2D электронной системы на постоянном токе в отсутствие внешнего магнитного поля; e , m^* , N_s и τ – соответственно заряд, эффективная масса, поверхностная концентрация и феноменологическое время релаксации импульса электронов в 2D системе.

Как известно [7], величины волновых векторов циклотронных поляритонов в плоскости 2D системы лежат в диапазоне $0 < K_x < \sqrt{\max(\varepsilon_1, \varepsilon_2)}$. Внешняя электромагнитная волна, падающая под углом θ из среды 1, возбуждает в 2D системе вынужденные колебания с продольными волновыми векторами $K_x = \sqrt{\varepsilon_1} \sin \theta$. Для того, чтобы иметь возможность исследовать весь диапазон изменения величины волнового вектора циклотронных поляритонов, положим $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$. Очевидно, что при $\theta \geq \theta_R$, где $\theta_R = \arcsin \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1}$, реализуется режим полного внутреннего отражения волны от границы раздела сред. При этом, как следует из (3), величина K_{2z} принимает мнимые значения.

Наиболее интересным является поведение коэффициента преобразования поляризации волны R_{sp} . Соответствующие кривые для случая отсутствия электронного рассеяния в 2D системе ($1/\tau = 0$) приведены на рис.1. Остальные параметры, используемые в расчетах, характерны для гетероструктур GaAs/AlGaAs с 2D электронным

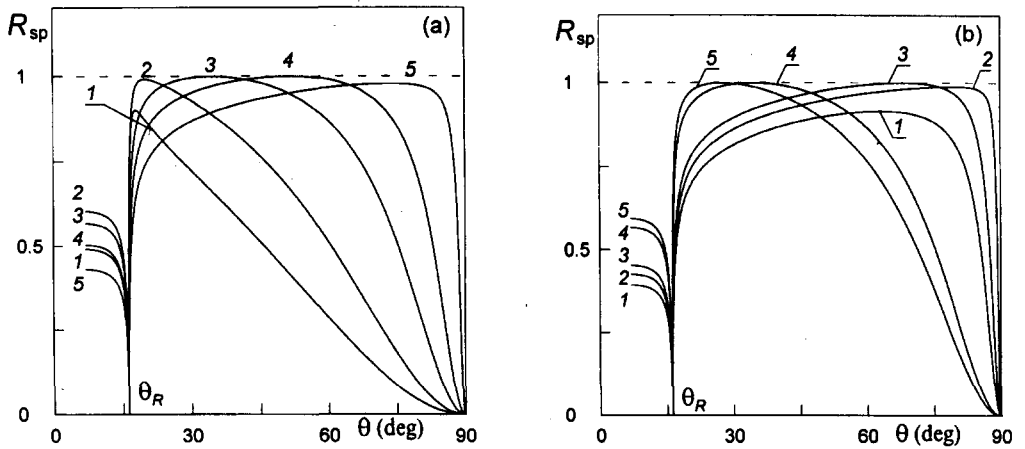


Рис.1. Зависимости коэффициента преобразования поляризации в отраженной волне от угла падения: а) $N_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; H_0 (кГс): 44 (1), 45 (2), 46 (3), 46.5 (4), 47 (5), б) $H_0 = 46$ кГс; $N_s (10^{12} \text{ см}^{-2})$: 0.8 (1), 0.9 (2), 1 (3), 2 (4), 3 (5); $\omega/2\pi c = 60 \text{ см}^{-1}$, $\epsilon_1 = 12.8$, $\epsilon_2 = 1$, $m^* = 0.07m_0$, где m_0 – масса свободного электрона

газом. Выбор величин статического магнитного поля, отвечающих представленным результатам, диктуется условием резонансного возбуждения циклотронных поляритонов $\omega \simeq \omega_c$ [7]. Из рис.1 следует, что коэффициент R_{sp} существенно возрастает в режиме полного внутреннего отражения и достигает единицы при некотором угле падения $\theta > \theta_R$. Для сравнения укажем, что вдали от резонансных значений статического магнитного поля расчеты дают коэффициент преобразования поляризации менее 10^{-3} для любого угла падения волны. При резонансе (рис.1) крайне высокий коэффициент преобразования поляризации сохраняется в достаточно широком диапазоне изменения угла падения волны. Это объясняется сравнительно слабой зависимостью частоты циклотронных поляритонов от продольного волнового вектора $K_x = \sqrt{\epsilon_1} \sin \theta$ [7]. Очевидно, что при полном преобразовании поляризации выполняется условие $R_{pp} = 0$. Расчеты показывают, что в точке $R_{pp} = 0$ ($R_{sp} = 1$) значения амплитуд компонент поля отраженной волны с p -поляризацией переходят через нуль с изменением их фазы на π .

Как видно из рис.1, эффект преобразования поляризации отсутствует при $\theta = \theta_R$. Формально это связано с тем, что при $\theta = \theta_R$ поперечная компонента волнового вектора K_{2z} обращается в нуль (см. выражение (3)) и, следовательно, формулы (2) дают $R_{sp} = T_{sp} = 0$. Физическое объяснение указанного факта заключается в том, что при $K_{2z} = 0$ электромагнитное поле в среде 2 представляет собой плоскую однородную волну (с p -поляризацией), распространяющуюся в направлении x с волновым вектором $K_x = \sqrt{\epsilon_2}$. Очевидно, что в этой волне отсутствует параллельная плоскости 2D системы компонента электрического поля. Отсюда следует, что при $\theta = \theta_R$ полное электрическое поле и токи в плоскости 2D системы равны нулю и поэтому 2D система не влияет на процесс отражения волны.

На диаграмме рис.2 темным тоном выделены области параметров ω - θ , в которых коэффициент преобразования поляризации R_{sp} превышает значение 0.99 для различных значений поверхностной концентрации электронов в 2D системе. На этом же рисунке изображены дисперсионные зависимости $\omega[K_x(\theta)]$ циклотронных поляритонов

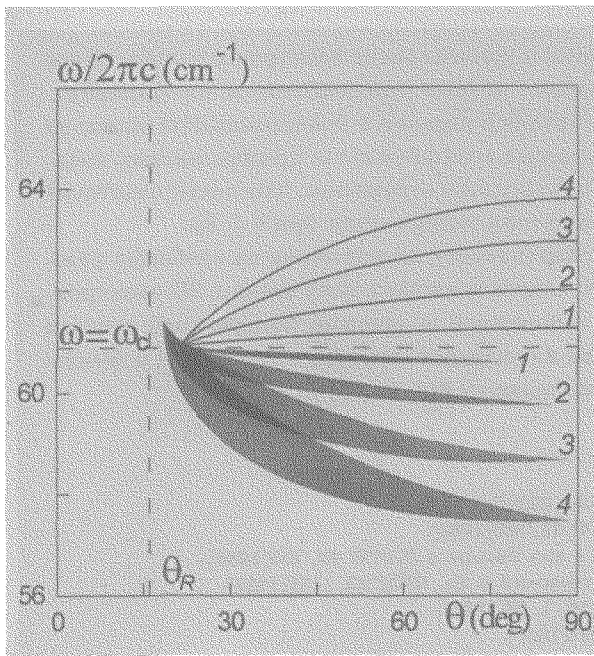


Рис.2. Диаграмма областей параметров $\omega - \theta$ с наибольшей эффективностью преобразования поляризации и дисперсионные кривые для циклотронных поляритонов при $\epsilon_1 = 12.8$, $\epsilon_2 = 1$, $H_0 = 46$ кГс и $N_s (10^{12} \text{ см}^{-2})$: 0.2 (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4)

нов для тех же значений поверхностной концентрации. При малой концентрации электронов эффективное преобразование поляризации происходит вблизи частоты циклотронных поляритонов ($\omega \simeq \omega_c$) для любого угла падения волны. Это соответствует случаю слабой связи, когда внешняя волна индуцирует сравнительно малые токи в 2D системе. С ростом концентрации электронов связь внешней волны с 2D системой возрастает и диапазон частот, в котором происходит эффективное преобразование поляризации, увеличивается. При этом полное преобразование поляризации происходит на частотах, отличающихся от частот собственных колебаний 2D системы.

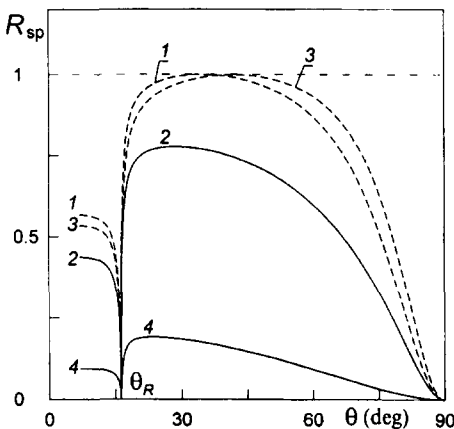


Рис.3. Кривые 1 и 3 отвечают случаю отсутствия электронного рассеяния в 2D системе ($1/\tau = 0$); кривые 2 и 4 соответствуют значению $1/\tau = 10^{11} \text{ с}^{-1}$. Кривые 1 и 2: $N_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $H_0 = 46$ кГс, кривые 3 и 4: $N_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $H_0 = 45.3$ кГс. Остальные параметры те же, что и на рис.1

Влияние рассеяния электронов в 2D системе на эффективность преобразования поляризации демонстрирует рис.3. Видно, что высокая эффективность преобразования сохраняется и в присутствии электронного рассеяния при большой концентрации электронов в 2D системе. В то же время при слабой связи внешней волны с цикло-

тронными колебаниями в 2D системе (малая концентрация электронов) электронное рассеяние практически полностью подавляет эффект преобразования поляризации.

В заключение заметим, что решение задачи о падении s -поляризованной волны на 2D электронную систему дает те же значения коэффициентов преобразования поляризации ($R_{ps} = R_{sp}$) в режиме полного внутреннего отражения, что свидетельствует о взаимном характере процесса преобразования поляризации при $\theta \geq \theta_R$.

Авторы благодарны Ю.А.Косевичу, обратившему их внимание на проблему резонансного преобразования поляризации электромагнитного излучения в 2D электронных системах. Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы "Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки на 1997-2000 годы" по проекту 696.3.

-
1. R.F.O'Connell and G.Wallace, Phys. Rev. **B26**, 2231(1982).
 2. В.А.Волков, С.А.Михайлов, Письма в ЖЭТФ **41**, 389(1985).
 3. В.А.Волков, Д.В.Галченков, Л.А.Галченков и др., Письма в ЖЭТФ **43**, 255(1986).
 4. Л.А.Галченков, И.М.Гродненский, М.В.Костовецкий и др., ФТП **22**, 1196(1988).
 5. М.И.Бакунов, С.И.Жуков, Письма в ЖТФ **16**, 1, 69(1990).
 6. Yu.A.Kosevich, Solid State Commun. **104**, 321(1997).
 7. В.В.Попов, Т.В.Теперик, Г.М.Цымбалов, Письма в ЖЭТФ **68**, 200(1998).