

Высокочастотный эффект Холла и поперечно-электрические гальваномангнитные волны в двумерных электронных системах с постоянным током¹⁾

А. С. Петров²⁾, Д. А. Свинцов

Московский физико-технический институт, лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов,
141701 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 4 марта 2024 г.

После переработки 19 апреля 2024 г.

Принята к публикации 20 апреля 2024 г.

Получен тензор электродинамической проводимости для двумерной электронной системы с дрейфом на постоянном токе с учетом высокочастотного эффекта Холла (взаимодействия постоянного тока с переменным магнитным полем). Мы демонстрируем ограничения квазистатического подхода, пренебрегающего этим эффектом. С помощью электродинамической проводимости мы обнаруживаем новую двумерную поперечную электрическую (ТЕ) электромагнитную моду. Эта мода является невязанной с дисперсией $\omega = \mathbf{k}\mathbf{u}_0$ и проявляется в понижении коэффициента отражения ДЭС на резонансной частоте. Кроме того, мы предсказываем двулучепреломление падающей затухающей ТЕ-волны в системе двумерной электронной системы с дрейфом и обнаруживаем намеки на черенковское усиление в низкочастотном пределе. Также обсуждаются предельные случаи, когда квазистатический подход уместен.

DOI: 10.31857/S1234567824100112, EDN: VMJWIY

Электромагнитные (ЭМ) волны в изотропных диэлектриках поперечны. Если мы введем проводящую среду (плазму) в диэлектрическую среду, ЭМ волны станут более сложными и могут быть описаны как суперпозиция ТМ (поперечных магнитных) и ТЕ (поперечных электрических) мод. Первые широко известны как плазменные волны, или плазмоны, поскольку они включают в себя не только колебания ЭМ полей, но и колебания плотности электрического заряда и тока в проводящих средах. В свою очередь, ТЕ-волны обычно включают в себя только колебания тока, а не плотности заряда³⁾.

В объемной изотропной плазме ни ТМ-, ни ТЕ-моды не могут распространяться на частотах ω ниже плазменной частоты ω_{3d} даже в отсутствие диссипации. В то же время в анизотропных средах это условие сильно ослабляется. Например, объемная плазма в магнитном поле поддерживает геликоны [1, 2], низкочастотные ТЕ-моды с высокой добротностью ($\omega\tau \ll 1$, где τ – эффективное время релаксации импульса носителя заряда). Геликоны впервые наблюдались в натрии [3], а год спустя были связаны

со свистящими атмосфериками [4], ~ 10 кГц колебаниями, которые распространяются вдоль магнитного поля Земли и могут обогнуть Землю несколько раз прежде, чем исчезнуть.

Хотя приложение внешнего магнитного поля является наиболее простым способом введения ТЕ-мод в плазму, оно может быть не самым эффективным. Менее распространенные варианты включают пропускание через образец постоянного электрического тока, что приводит к образованию гальваномангнитных волн (ГМВ) сверхнизкой частоты. Эти волны были предсказаны Морозовым и Шубиным в 1964 году [5] и наблюдались Копыловым в 1979 г. [6] в монокристаллах Вi. Термин *магнитный* в ГМВ отражает магнитную природу возвращающей силы в этой волне. Спектр ГМВ задается простым соотношением [6]

$$\omega = \mathbf{k}\mathbf{u}_0 - ic^2k^2/4\pi\sigma_v, \quad (1)$$

где $\mathbf{k}$ – волновой вектор, $\mathbf{u}_0$ – постоянная скорость дрейфа, c – скорость света, σ_v – статическая (объемная) проводимость Друде. Подставляя типичные параметры для кристалла висмута в (1), получаем $\nu = \text{Re } \omega \simeq 600$ рад/с; $\text{Im } \omega \simeq -100$ рад/с, тогда как $1/\tau \simeq 1$ ТГц. В дополнение к этому довольно необычному поведению, ГМВ обладают встроенной невязанностью: уравнение (1) обязывает волновой вектор иметь положительную проекцию на скорость

¹⁾См. дополнительный материал к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru

²⁾e-mail: petrov.as@mipt.ru

³⁾Это утверждение легко проверяется на основании уравнения непрерывности $i\omega\rho = (i\mathbf{k}, \hat{\sigma}\mathbf{E})$. Обычно тензор проводимости диагонален и для ТЕ мод имеем $\rho = 0$.

дрейфа, что подтверждается экспериментом [6]. К слову, похожие свойства проявляют и термомагнитные волны, распространяющиеся вдоль градиента температуры в объемных полупроводниках [7, 8], однако обсуждение этих мод выходит за рамки настоящей работы.

Два приведенных примера (геликоны и ГМВ) убеждают нас в том, что большие длины распространения при низких $\omega\tau$ -факторах представляют собой естественную особенность ТЕ-мод. Это происходит из-за того, что ток и электрическое поле ТЕ-волн сдвинуты по фазе на $\pi/2$, причем сдвиг не зависит от $\text{Re } \sigma^4$. Таким образом, ТЕ электромагнитные волны в объемной плазме представляют собой уникальные объекты с многообещающими применениями из-за больших длин распространения.

Несмотря на яркие свойства в объемной плазме, ТЕ-моды практически не исследованы в двумерных электронных системах (ДЭС). Причиной этого может быть тот факт, что обычные ДЭС (с параболической дисперсией электронов) не могут поддерживать ТЕ-моды. Действительно, Фалько и Хмельницкий показали [9], что ТЕ-мода может распространяться вдоль ДЭС только в том случае, если поверхностная проводимость ДЭС σ имеет емкостную природу, т.е.

$$\text{Im } \sigma(\omega) < 0, \quad (2)$$

временная зависимость $e^{-i\omega t}$ предполагается на протяжении всей статьи. Лишь недавно, в 2007 г., С. А. Михайлов и К. Циглер отметили [10], что электрон-дырочная плазма в графене может быть использована, чтобы удовлетворить это, казалось бы, невыполнимое условие и таким образом дать шанс для наблюдения ТЕ волн. И эта мода действительно была обнаружена в графене несколько лет спустя [11]. Дальнейшие работы были посвящены изучению ТЕ волн в графене при наличии постоянного тока, перпендикулярного волновому вектору [12, 13].

В то же время, ТЕ волны в анизотропных ДЭС с параболическим спектром изучены слабо. Так, нам известны лишь намеки на существование поперечных магнитозвуковых волн в вязких двумерных электронных жидкостях [14–16].

В этой статье мы показываем, что взаимодействие постоянного дрейфа носителей заряда в ДЭС с магнитным полем ТЕ-волны (которое можно назвать высокочастотным эффектом Холла) оказывает

заметное влияние на высокочастотную проводимость и электромагнитные свойства 2DES. Мы выводим соответствующий *электродинамический* тензор проводимости и прогнозируем образование двумерных ГМВ, аналогичных (1). Мы устанавливаем распределение поля в этих модах и исследуем отклик ДЭС на возбуждающее излучение с учетом этого взаимодействия. Кроме того, мы показываем, что этот эффект ответственен за двойное лучепреломление эванесцентной ТЕ-волны, падающей на ДЭС, и обнаруживаем намеки на черенковское усиление в пределе низких частот.

1. Теоретическая модель. Мы рассматриваем бесконечную ДЭС с однородной плотностью носителей заряда n_0 , зажатую между двух материалов с диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_i и $\mu_i, i = 1, 2$. Постоянный ток $j_0 = n_0 u_0$ направлен вдоль оси Ox (рис. 1).

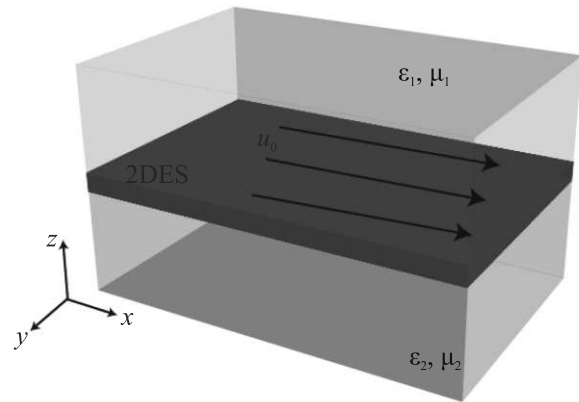


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематичное изображение системы, в которой существует двумерная ГМВ. ДЭС с однородной плотностью носителей заряда помещена в однородное электрическое поле, направленное вдоль оси x , что приводит к возникновению постоянного тока с дрейфовой скоростью u_0 . ДЭС помещена между диэлектриков с проницаемостями ϵ_1, ϵ_2 и μ_1, μ_2 . Для простоты в большей части работы полагается $\epsilon_1 = \epsilon_2, \mu_1 = \mu_2 = 1$

1.1. Электродинамическая проводимость ДЭС при наличии дрейфа. Общим свойством любой системы, которое определяет ее отклик на внешние электромагнитные поля и, таким образом, несет информацию о собственных модах системы, является диэлектрическая функция или, что то же самое, проводимость. Проводимость рассматриваемой системы выведем из линеаризованного уравнения Эйлера

$$-i\tilde{\omega} m \mathbf{v}_\omega = \mathbf{F}_L + m(\mathbf{u}_0, \nabla) \mathbf{v}_\omega, \quad (3)$$

где $\mathbf{F}_L$ – сила Лоренца, m – эффективная масса электрона, $\tilde{\omega} = \omega + i/\tau_p, 1/\tau_p$ – эффективное время ре-

⁴)Этот факт можно доказать, комбинируя закон электромагнитной индукции и закон Ампера: $q^2 \mathbf{E} = 4\pi i \omega / c^2 \mathbf{j}$ для ТЕ волн.

лаксации импульса носителя заряда по отношению к столкновениям с примесями и фононами и $\mathbf{v}_\omega$ – временная Фурье-компонента скорости в волне. Обычно в отсутствие внешнего магнитного поля на носители заряда действует только электрическая составляющая силы Лоренца. Однако при наличии фонового дрейфа существенна и магнитная составляющая; в частности, эта составляющая приводит к образованию электромагнитных (непотенциальных) плазменных неустойчивостей в газовой плазме [17] или полупроводниках [18]. Имея это в виду, мы перепишем уравнение (3) следующим образом:

$$-i\tilde{\omega}m\mathbf{v}_\omega = -e\mathbf{E}_\omega - \frac{e}{c}\mathbf{u}_0 \times \mathbf{B}_\omega + m(\mathbf{u}_0, \nabla)\mathbf{v}_\omega, \quad (4)$$

где $\mathbf{E}_\omega$ и $\mathbf{B}_\omega$ – временные Фурье компоненты электрического и магнитного полей волны, соответственно.

Далее мы проделываем следующие операции: (1) применяем закон Фарадея и выражаем $\mathbf{B}_\omega$ через $\mathbf{E}_\omega$, (2) проводим двумерное преобразование Фурье в плоскости ДЭС и (3) выражаем плотность тока в волне $\mathbf{j} = n_0\mathbf{v} + \mathbf{u}_0n$ ($\mathbf{v}$ и n – это возмущения скорости и плотности носителей заряда в волне) через электрическое поле:

$$\mathbf{j} = \hat{\sigma}^{ED}\mathbf{E}, \quad (5)$$

где все величины, ассоциированные с волной, подразумеваются их $(\mathbf{k}, \omega)$ -компонентами Фурье, $\mathbf{k}$ – волновой вектор в плоскости ДЭС, и электродинамический тензор проводимости $\hat{\sigma}^{ED}$ дается выражением

$$\hat{\sigma}^{ED} = \frac{\sigma_0}{\tilde{\omega} - k_x u_0} \begin{pmatrix} \frac{\omega^2 + (k_y u_0)^2}{(\omega - k_x u_0)} & k_y u_0 \\ k_y u_0 & \omega - k_x u_0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $\sigma_0 = ie^2 n_0 / m\omega$ – динамическая проводимость свободной ДЭС. Поучительно будет сравнить $\hat{\sigma}^{ED}$ с квазистатическим тензором проводимости $\hat{\sigma}^{QS}$ (когда высокочастотный эффект Холла не принимается во внимание):

$$\hat{\sigma}^{QS} = \frac{\sigma_0}{\tilde{\omega} - k_x u_0} \begin{pmatrix} \frac{\omega^2}{(\omega - k_x u_0)} & \frac{\omega k_y u_0}{(\omega - k_x u_0)} \\ 0 & \omega \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Приведенный выше тензор несимметричен, что означает киральность такой системы (см. дополнительные материалы). Конечно, постоянный ток не может привести киральность, поэтому квазистатическое приближение (7) следует использовать осторожно. Тем не менее, это приближение работает хорошо, пока

$$\mathbf{j}_\omega^{ED} - \mathbf{j}_\omega^{QS} \propto \frac{u_0}{c}\mathbf{B}_\omega \rightarrow 0. \quad (8)$$

Таким образом, все предыдущие результаты, полученные для ТМ плазмонов ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{E}_\omega$, $\mathbf{B}_\omega = 0$) в ДЭС с дрейфом (например, [19–24]) остаются верными, равно как и некоторые строгие электродинамические модели, построенные для специальных конфигураций волновых векторов, дрейфа и поля волны; к примеру, $E_y = 0$ в [25].

1.2. Поиск собственных мод. В этом разделе нашей целью будет отыскание собственных мод структуры, изображенной на рис. 1 с проводимостью ДЭС $\hat{\sigma}^{ED}$. Для этого мы полагаем, что ДЭС расположена в плоскости $z = 0$, обозначаем верхнее полупространство $z > 0$ символом I и нижнее полупространство $z < 0$ символом II, и ищем собственные моды в виде линейной комбинации ТЕ и ТМ волн:

$$\mathbf{E}_I = \left[\text{TE}_I \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ \cos \alpha \\ 0 \end{pmatrix} + \text{TM}_I \begin{pmatrix} -ik_z \cos \alpha / k \\ -ik_z \sin \alpha / k \\ 1 \end{pmatrix} \right] \mathcal{E}_I(\mathbf{r}, t); \quad (9)$$

$$\mathbf{E}_{II} = \left[\text{TE}_{II} \begin{pmatrix} -\sin \alpha \\ \cos \alpha \\ 0 \end{pmatrix} + \text{TM}_{II} \begin{pmatrix} ik_z \cos \alpha / k \\ ik_z \sin \alpha / k \\ 1 \end{pmatrix} \right] \mathcal{E}_{II}(\mathbf{r}, t), \quad (10)$$

где $\text{TE}_{I,II}$ и $\text{TM}_{I,II}$ – амплитуды электрического поля ТЕ и ТМ волн в соответствующих областях,

$$\mathcal{E}_{I,II}(\mathbf{r}, t) = \exp(ik \cos \alpha x + ik \sin \alpha y \mp k_z z - i\omega t), \quad (11)$$

α – угол между волновым вектором и вектором скорости дрейфа, $k_z = \sqrt{k^2 - k_0^2}$, и $k_0 = \sqrt{\epsilon\omega/c}$.

Затем мы вычисляем соответствующие магнитные поля с помощью закона Фарадея и применяем граничные условия к тангенциальным компонентам электрического и магнитного полей. В результате мы приходим к линейной системе, которая приобретает диагональный вид, если заменить переменные на $\text{TE}_\pm = 1/2(\text{TE}_I \pm \text{TE}_{II})$ и $\text{TM}_\pm = 1/2(\text{TM}_I \pm \text{TM}_{II})$:

$$\begin{pmatrix} \hat{M}_1 & 0 \\ 0 & \hat{M}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \{\text{TE}_-, \text{TM}_+\}^T \\ \{\text{TE}_+, \text{TM}_-\}^T \end{pmatrix} = 0, \quad (12)$$

где верхний индекс T обозначает транспонирование,

$$\hat{M}_1 = \begin{pmatrix} -\sin \alpha & -i\kappa_z \cos \alpha / \kappa \\ \cos \alpha & -i\kappa_z \sin \alpha / \kappa \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$\kappa_z = k_z / k_0, \quad \kappa = k / k_0,$$

$$\hat{M}_2 = \begin{pmatrix} -i \sin \alpha \Sigma_{xx} + i \cos \alpha \Sigma_{xy} + \kappa_z \sin \alpha & \cos \alpha \Sigma_{xx} \kappa_z / \kappa + \sin \alpha \Sigma_{xy} \kappa_z / \kappa - i \cos \alpha / \kappa \\ -i \sin \alpha \Sigma_{yx} + i \cos \alpha \Sigma_{yy} - \kappa_z \cos \alpha & \cos \alpha \Sigma_{yx} \kappa_z / \kappa + \sin \alpha \Sigma_{yy} \kappa_z / \kappa - i \sin \alpha / \kappa \end{pmatrix}, \quad (14)$$

и $\Sigma_{ij} = 2\pi\sigma_{ij}/c$.

Легко проверить, что $\det \hat{M}_1 = 0$ тогда и только тогда, когда $k_z = 0$, что соответствует расходимости волн при $z = \pm\infty$. Поэтому мы заключаем, что $\text{TE}_- = \text{TM}_+ = 0$, или $\text{TE}_I = \text{TE}_{II} = \text{TE}$, $\text{TM}_I = -\text{TM}_{II} = \text{TM}$, и приходим к

$$\hat{M}_2 \begin{pmatrix} \text{TE} \\ \text{TM} \end{pmatrix} = 0. \quad (15)$$

Таким образом, дисперсионное уравнение имеет вид

$$\det \hat{M}_2 = 0. \quad (16)$$

Для начала рассмотрим простой случай $\alpha = 0$ (волновой вектор волны сонаправлен с дрейфом). Тогда $\Sigma_{xy} = \Sigma_{yx} = 0$ и уравнение (16) упрощается до

$$\begin{pmatrix} 0 & \Sigma_{xx}\kappa_z - i \\ i\Sigma_{yy} - \kappa_z & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \text{TE} \\ \text{TM} \end{pmatrix} = 0, \quad (17)$$

Система выше имеет нетривиальные решения, если

$$\Sigma_{xx}\kappa_z - i = 0, \quad \text{TE} = 0 \quad (\text{TM волна}), \quad (18)$$

что соответствует

$$i\Sigma_{yy} - \kappa_z = 0, \quad \text{TM} = 0 \quad (\text{TE волна}). \quad (19)$$

Первое из уравнений выше определяет обычный ТМ плазмон с частотой, сдвинутой из-за эффекта Доплера

$$(\omega - ku_0)(\tilde{\omega} - ku_0) = \omega_{2d}^2/\varepsilon, \quad (20)$$

где $\omega_{2d}^2 = 2\pi e^2 n_0 |k_z|/m$ – фундаментальная 2D плазменная частота, которую мы полагаем независимой от ε по определению.

В свою очередь, уравнение (19) соответствует двумерной ТЕ гальваномагнитной волне с дисперсией

$$\omega_{TE} = \mathbf{k}\mathbf{u}_0 - \frac{i}{\tau_p} \frac{1}{1 + A^2}, \quad (21)$$

где $A = \omega_{2d}/|k_z|c$ – фактор запаздывания [26–28]. Заметим, что $\text{Im } \sigma_{xx}(\omega_{TE}) > 0$ одновременно с $\text{Im } \sigma_{yy}(\omega_{TE}) < 0$, что не противоречит условию Фалько и Хмельницкого (2), выведенного для изотропных ДЭС.

Мы видим, что уравнения (1) и (21) имеют много общего. Действительно, 3D дисперсия (1) была выведена для статической проводимости, и учет ее динамической части привел бы к аналогу уравнения (21) с единственным отличием $\omega_{2d} \rightarrow \omega_{3d} = \sqrt{4\pi e^2 n_{3d}/m}$, n_{3d} – 3D плотностью носителей заряда.

Что касается случая $\alpha \neq 0$, та же дисперсия (21) справедлива в наиболее практичном пределе $u_0/c \ll 1, kc \gg \omega, \omega_{2d}$ (см. дополнительные материалы, раздел II). В качестве иллюстрации мы приводим численное решение уравнения (16) для ДЭС в гетероструктуре GaAs/AlGaAs на рис. 2 с параметрами расчета, указанными в подписи к рисунку. В этом случае профили мод будут ТЕ, ТМ-смешаны.

Основное отличие между 2D и 3D ГМВ является количественным, что проиллюстрировано на рис. 3. Из этого рисунка, синяя ось, мы видим, что ГМВ становятся слабозатухающими в длинноволновом пределе, и в этом пределе декремент затухания 3D ГМВ примерно в $n_{3d}/n_{2d} = 10^6$ раз ниже декремента 2D ГМВ.

В то же время, даже в длинноволновом пределе (см. рис. 3) добротность 2D ГМВ крайне мала из-за идентичных зависимостей мнимой и действительной частей частоты от волнового вектора: $\text{Re } \omega \propto k$ и $\text{Im } \omega \propto A^{-2} \propto k$, где последнее соотношение является следствием корневой зависимости спектра фундаментальной моды 2D плазменных волн. Это маленькое значение может быть увеличено с помощью увеличения дрейфа (что увеличит $\text{Re } \omega$) или увеличения концентрации носителей заряда (что уменьшит $\text{Im } \omega$), однако даже при экстремальных значениях добротность будет порядка 10^{-3} . Более изощренным способом уменьшить потери 2D ГМВ может стать введение магнитного окружения [29–31], что было недоступно для 2D ГМВ. Наши оценки показывают, что магнитная среда снижает коэффициент потерь в квадратный корень из магнитной проницаемости раз, что может увеличить добротность максимум на порядок. Дальнейшие исследования влияния магнитного окружения на 2D ГМВ будут изложены в последующих работах.

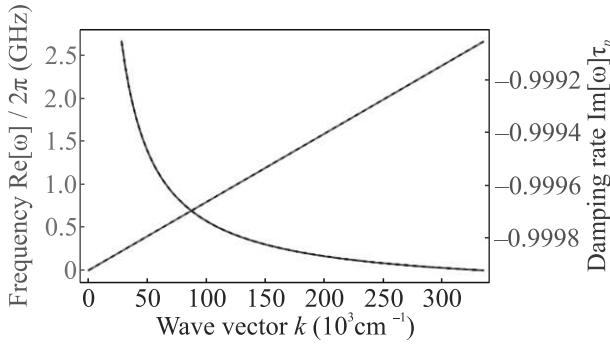


Рис. 2. (Цветной онлайн) Численное решение (сплошная линия) уравнения (16) и теоретические кривые (21) для ДЭС в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с параметрами $m^* = 0.067m_e$, m_e – масса свободного электрона, $\epsilon = 1$ для простоты, $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $u_0 = 10^5 \text{ см/с}$, $\alpha = \pi/3$, $\tau_p = 1 \text{ пс}$

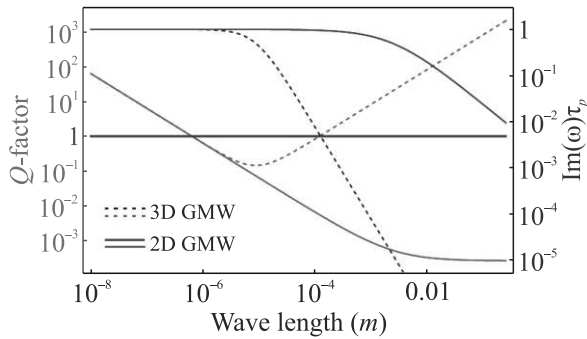


Рис. 3. (Цветной онлайн) Сравнение добротностей и темпов затухания 2D и 3D ГМВ. Зеленые линии соответствуют зеленой оси, синие линии – синей оси. Референсная пурпурная линия $Q = 1$ соответствует зеленой оси. Числовые параметры ДЭС такие же, что и в рис. 2 за исключением скорости дрейфа, которая здесь взята равной 10^7 см/с (примерно скорость насыщения в GaAs) и $\alpha = 0$

1.3. *Взаимодействие ДЭС с дрейфом с ЭМ излучением.* Обнаруженная ТЕ ГМВ обладает общей чертой всех ТЕ волн: она уменьшает коэффициент отражения падающих волн [2, 11]. В качестве примера мы рассматриваем эванесцентную волну $\mathbf{E}_{ev} = E_0 \mathbf{e}_y e^{-i\omega t + ik_x x + k_z z}$, которая падает на систему из рис. 1. Эванесцентная волна может быть получена, например, в конфигурации Отто (как это было сделано в работе [11]). В результате появляются отраженная и прошедшая волны:

$$\mathbf{E}_{r,t} = \{r, t\} E_0 \mathbf{e}_y e^{-i\omega t + ik_x x \mp k_z z}. \quad (22)$$

Граничные условия на ДЭС записываются так:

$$1 + r = t; \quad (23)$$

$$-1 + r + t = \frac{2i\omega}{k_z c} \frac{2\pi\sigma_{yy}}{c} t, \quad (24)$$

откуда мы находим коэффициент отражения:

$$r = \frac{A^2}{A^2 + \frac{\tilde{\omega} - \mathbf{k}\mathbf{u}_0}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{u}_0}}. \quad (25)$$

Мы видим, что при $\omega = \mathbf{k}\mathbf{u}_0$ коэффициент отражения обращается в нуль (а коэффициент прохождения равен единице). Это означает, что при выполнении “условия резонанса” $\omega = \mathbf{k}\mathbf{u}_0$ падающая волна не чувствует 2D систему и свободно проходит через нее, в отличие от обычных плазмонов. Однако в реальных экспериментах коэффициент отражения не будет точно равен нулю при “ТЕ-резонансе”, поскольку всегда существует контраст диэлектрических проницаемостей $\epsilon_1 \neq \epsilon_2$.

Мы также решили задачу, когда волновой вектор падающей ТЕ-волны в плоскости не параллелен дрейфу: $\mathbf{k} = \mathbf{e}_x k \cos \alpha + \mathbf{e}_y k \sin \alpha$. В этом случае падающая волна испытывает двулучепреломление и в сигналах отражения и прохождения помимо волны ТЕ-поляризации появляется волна ТМ-поляризации (10). Соответствующие коэффициенты прохождения и отражения ($r_{TE,TM}$ и $t_{TE,TM}$ соответственно) находятся обычным образом из уравнений Максвелла.

На рисунке 4 мы строим нормированный коэффициент отражения $|r_{TE}^{ED}|$ ТЕ волны (т.е., $\mathbf{E}_{ev} \propto \mathbf{e}_x(-\sin \alpha) + \mathbf{e}_y \cos \alpha$), падающей на ДЭС. $|r_{TE}^{ED}|$ нормирован на $|r_{TE}^{QS}|$, где верхний индекс обозначает модель проводимости, взятую для расчета. Из рисунка 4 мы видим ту же линию “ТЕ резонанса” $\omega = \mathbf{k}\mathbf{u}_0$, соответствующую условию $r_{TE}^{ED} = 0$, как и в случае нормального падения $\alpha = 0$, формула (25). Очевидно, что квазистатическая модель не воспроизводит этот результат. Быстрый рост $|r_{TE}^{ED}|/|r_{TE}^{QS}|$ в нижней части графика связан с нефизической зависимостью $r_{TE}^{QS} \propto \omega$ для низких частот. Отметим, что коэффициенты отражения существенно различаются по величине.

Интересно, что даже в квазистатическом пределе, родине проводимости $\hat{\sigma}^{QS}$, тензор квазистатической проводимости может приводить к ошибочным результатам. Так, мы обнаружили поразительное различие между r_{TM}^{QS} и r_{TM}^{ED} в пределе $kc \gg \omega$:

$$r_{TM}^{QS} \equiv 0; \quad (26)$$

$$r_{TM}^{ED} \propto i|\mathbf{k} \times \mathbf{u}_0|/\omega = iku_0 \sin \alpha/\omega. \quad (27)$$

Из этих уравнений мы заключаем, что электродинамический подход предсказывает двулучепреломление падающей ТЕ-волны, тогда как квазистатический подход игнорирует этот эффект. Кроме того, мы наблюдаем, что r_{TM}^{ED} возрастает как $1/\omega$, что

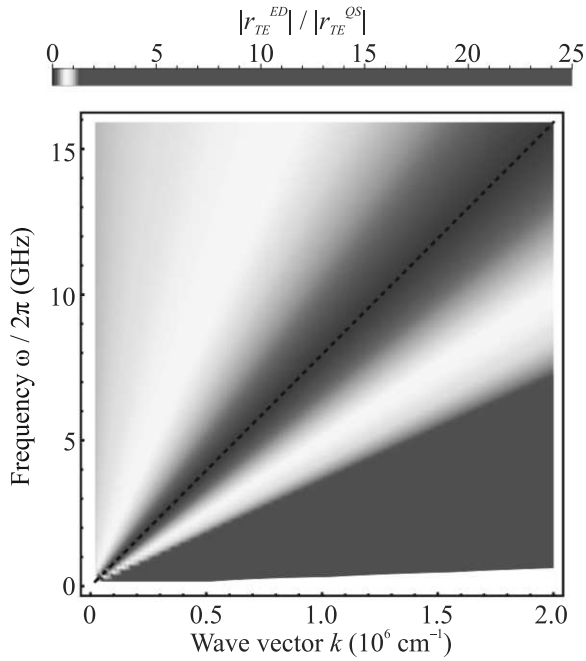


Рис. 4. (Цветной онлайн) Нормированный коэффициент отражения $|r_{TE}^{ED}|$ ТЕ волны, падающей на ДЭС, полученный на основе электродинамической (6) проводимости. Черная штриховая линия соответствует действительной части дисперсии (21). Параметры расчета такие же, что и на рис. 2. Значения нормированы на $|r_{TE}^{QS}|$, т.е. коэффициент отражения ТЕ волны в той же конфигурации, но рассчитанный с помощью квазистатической проводимости; $|r_{TE}^{QS}|$ – это гладкая функция в приведенной области значений ω, k

можно объяснить черенковским усилением падающей волны в низкочастотном пределе $\omega < ku_0$. Подробное обсуждение этого эффекта выходит за рамки настоящей работы и будет представлено в другом месте.

2. Общие замечания и заключения. Наше описание основано на гидродинамическом уравнении (3). Это приближение имеет долгую историю [32] и формально применимо, когда частота электрон-электронных столкновений $\nu_{ee} \gg \omega/2\pi, 1/\tau_p$. Примечательно, что ν_{ee} может достигать значений порядка ТГц [33], что оправдывает применение гидродинамической модели в этом диапазоне частот и для относительно чистых образцов ($\tau_p \geq 1$ пс). Однако применимость гидродинамического подхода еще шире, поскольку он соответствует сохранению только нулевой и первой угловых гармоник импульса функции распределения. Это приближение становится асимптотически точным в длинноволновом пределе $kv_F/|\omega + i\nu_{ee}| \ll 1$, где v_F – скорость Ферми.

Большинство наших оценок соответствовало дрейфовой скорости $u_0 = 10^3$ м/с в гетероструктурах GaAs/AlGaAs. Для типичного порядка подвижности $\mu = 10^4$ м²/В·с [34] и характерного размера образца $L = 100$ мкм это значение соответствует $u_0 L/\mu = 10$ мВ напряжения между истоком и стоком.

В работе мы исследовали взаимодействие постоянного дрейфа носителей заряда с переменным магнитным полем в ДЭС (высокочастотный эффект Холла) и получили ранее неизвестный тензор электродинамической проводимости $\hat{\sigma}^{ED}$ (6). Этот тензор симметричен, в отличие от асимметричного тензора квазистатической проводимости, который предполагает нефизическую киральность. Помимо этого недостатка, квазистатическая модель не может предсказать двулучепреломление падающей ТЕ-волны на ДЭС даже в квазистатическом пределе $\omega \ll kc$, а также черенковское усиление; все эти эффекты можно описать только с помощью $\hat{\sigma}^{ED}$.

Кроме того, мы показали, что высокочастотный эффект Холла приводит к образованию новой электромагнитной моды – двумерной ТЕ гальваномагнитной волны (ГМВ). Эта волна существует вблизи ДЭС с постоянным током и имеет линейную дисперсию (21). Темп ее затухания зависит от длины волны и может стать меньше стандартного темпа затухания $1/2\tau_p$ 2D фундаментального плазмона в пределе длинных волн. Однако добротность в этом пределе угасает с той же скоростью, что ставит открытым вопрос о надлежащем выборе окружения ДЭС (например, магнитного), позволяющего снизить потери. В отличие от 2D ТМ-плазмонов, 2D ТЕ ГМВ проявляется в *понижении* коэффициента отражения падающей ЭМ волны.

Хотя квазистатическая проводимость может быть использована для описания ТМ плазменных волн, хотелось бы указать на неуместность этого действия, поскольку математические выражения для $\hat{\sigma}^{QS}$ и $\hat{\sigma}^{ED}$ имеют сопоставимую сложность.

Мы полагаем, что полученные результаты существенно дополняют наши представления об электромагнитных свойствах ДЭС в присутствии постоянного тока.

Авторы благодарят В. Муравьева за предоставление ссылок [6, 8], которые и послужили отправной точкой для данной работы. АСП также благодарит Г. Алымова, И. Моисеенко и Д. Аверьянова за плодотворные беседы.

Финансирование работы. Работы поддержаны грантом Российского научного фонда, проект # 23-72-01013.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. O.V. Konstantinov and V.I. Perel, ZhETF **38**, 161 (1960).
2. B.W. Maxfield, Am. J. Phys. **37**(3), 241 (1969).
3. R. Bowers, C. Legendy, and F. Rose, Phys. Rev. Lett. **7**(9), 339 (1961).
4. R. A. Helliwell and M. G. Morgan, Proceedings of the IRE **47**(2), 200 (1959).
5. A. I. Morozov and P. Shubin, Sov. Phys. JETP **19**, 484 (1964).
6. V. N. Kopylov, JETP Lett. **29**(1), 23 (1979).
7. L. E. Gurevich and B. L. Gelmont, ZhETF **46**, 884 (1964).
8. V. N. Kopylov, JETP Lett. **28**(3), 121 (1978).
9. V. I. Falko and D. E. Khmel'nitskii, ZhETF **95**, 847 (1989).
10. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, Phys. Rev. Lett. **99**(1), 016803 (2007).
11. S. G. Menabde, D. R. Mason, E. E. Kornev, C. Lee, and N. Park, Sci. Rep. **6**(1), 21523 (2016).
12. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, and D. V. Fateev, J. Phys. Condens. Matter **34**(29), 295301 (2022).
13. I. M. Moiseenko, V. V. Popov, and D. V. Fateev, J. Phys. Condens. Matter **35**(25), 255301 (2023).
14. P. S. Alekseev and A. P. Alekseeva, Phys. Rev. Lett. **123**(23), 236801 (2019).
15. D. A. Bandurin, E. Mönah, K. Kapralov, I. Y. Phinney, K. Lindner, S. Liu, J. H. Edgar, I. A. Dmitriev, P. Jarillo-Herrero, D. Svintsov, and S. D. Ganichev, Nat. Phys. **18**(4), 462 (2022).
16. K. Kapralov and D. Svintsov, Phys. Rev. B **106**(11), 115415 (2022).
17. A. B. Mikhailovskii, *Electromagnetic instabilities in an inhomogeneous plasma*, IOP Publishing Bristol, Philadelphia and N.Y. (1992).
18. J. Pozhela, *Plasma and Current Instabilities in Semiconductors: International Series on the Science of the Solid State*, Pergamon Press, Oxford, N.Y., Toronto, Sydney, Paris, Frankfurt (1981), v. 18.
19. M. Dyakonov and M. Shur, IEEE Trans. Electron Devices **43**(3), 380 (1996).
20. V. Yu. Kachorovskii and M. S. Shur, Solid-State Electronics **52**(2), 182 (2008).
21. M. I. Dyakonov, Semiconductors **42**, 984 (2008).
22. O. Sydoruk, R. R. A. Syms, and L. Solymar, Appl. Phys. Lett. **97**(26), 263504 (2010).
23. A. S. Petrov and D. Svintsov, Phys. Rev. B **99**(19), 195437 (2019).
24. A. S. Petrov and D. Svintsov, Phys. Rev. Appl. **17**(5), 054026 (2022).
25. S. A. Mikhailov, Phys. Rev. **58**(3), 1517 (1998).
26. I. Kukushkin, J. Smet, S. A. Mikhailov, D. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **102**(8), 081301 (2020).
27. V. Muravev, P. Gusikhin, A. Zarezin, A. Zabolotnykh, V. Volkov, and I. Kukushkin, Phys. Rev. **102**(8), 081301 (2020).
28. I. V. Zagorodnev, A. A. Zabolotnykh, D. A. Rodionov, and V. A. Volkov, Nanomaterials **13**(6), 975 (2023).
29. I. S. Sokolov, D. V. Averyanov, O. E. Parfenov, A. N. Taldenkov, I. A. Karateev, A. M. Tokmachev, and V. G. Storchak, J. Alloys Compd. **884**, 161078 (2021).
30. I. S. Sokolov, D. V. Averyanov, O. E. Parfenov, A. N. Taldenkov, M. G. Rybin, A. M. Tokmachev, and V. G. Storchak, Small **19**, 2301295 (2023).
31. I. S. Sokolov, D. V. Averyanov, O. E. Parfenov, A. N. Taldenkov, A. M. Tokmachev, and V. G. Storchak, Carbon **218**, 118769 (2024).
32. A. D. Boardman, *Electromagnetic surface modes*, John Wiley & Sons Chichester, N.Y., Brisbane, Toronto, Singapore (1982).
33. L. Zheng and S. D. Sarma, Phys. Rev. B **53**, 9964 (1996).
34. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, Phys.-Uspekhi **63**(10), 975 (2020).