

основаны на кулоновском взаимодействии. Кроме того, оба являются процессами квадратичной рекомбинации (последний — при не слишком низких температурах). Поэтому количество холодных носителей $n_1 \sim G^{1/2}$, в то время как количество теплых, еще остывающих носителей $n_2 \sim G$. Ясно, что при увеличении G наступит момент, когда теплых электронов станет больше, чем холодных: $n_2 > n_1$ при

$$G > G_1 \approx \tau_c^{-2} \kappa^{-1}, \quad (5)$$

где τ_c — время остывания, а κ — кинетический коэффициент рекомбинации, связанный с временем жизни $\tau = (\kappa n_1)^{-1}$. При $G > G_1$ в функции распределения может возникнуть максимум при энергии, определяемой из уравнения $\tau_c(\varepsilon) = \tau(\varepsilon)$ [16].

Естественно, что складывающееся при этом неравномерное распределение уже не должно зависеть от T . Поэтому наличие изломов на кривых рис. 6 подтверждает правильность предложенного объяснения. (Слабая температурная зависимость левее излома может объясняться, например, изменениями в системе рассеивателей.)

С этой точки зрения понятно и действие электрического поля при темпах генерации $G \leq G_1$. Нагрев полем приводит к тому же эффекту (инверсии), что и понижение температуры: увеличить τ_c можно как включив нагрев и замедлив этим скорость охлаждения электронов, так и понизив конечную температуру охлаждения.

Механизм искажения функции распределения, приводящий к инверсии под влиянием электрического поля при низких темпах генерации G (инверсия G_2 , см. рис. 5), вероятно, несколько иной. Из-за большой величины $m^* s^2$ электроны с малыми ε могут отдавать приобретаемую от поля энергию в основном при электрон-экситонных или тройных электрон-электронных столкновениях. Если эти столкновения слишком редки из-за низкой концентрации возбуждений, то под действием электрического поля должно произойти эффективное обеднение дна подзоны Ландау.

При больших темпах генерации электрон-электронные столкновения стабилизируют функцию распределения, делают ее больцмановской и сводят роль разогрева к отрыву эффективной электронной температуры T_e от температуры ванны T . Поэтому инверсия осцилляций не наступает вплоть до низкотемпературного пробоя.

Может возникнуть вопрос, почему, эффективно выполняя перемешивание электронов в области $G \sim 10^{17} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$, электрон-электронные столкновения не справляются с этой задачей при больших накачках $G \geq G_1$, когда плотность возбуждений выше. Возможно, дело в том, что в этих случаях существуют разные интервалы энергий. Электрическое поле при $G \approx G_2$ искажает распределение вблизи самого дна подзоны, в то время как при $G \geq G_1$ функция распределения искажается в области $\varepsilon > kT$.

Список литературы

1. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **55** 792 (1968)
2. Александров А С и др. *ЖЭТФ* **64** 231 (1973)
3. Каган Ю *ЖЭТФ* **38** 1854 (1960)
4. Левинсон И Б *ФТТ* **6** 2113 (1964)
5. Yamada E, Kurosawa T *J. Phys. Soc. Jpn.* **34** 603 (1973)
6. Рыжий В И *ЖЭТФ* **64** 643 (1973)

7. Mani R G et al. *Nature* **420** 646 (2002); Zudov M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 046807 (2003); Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 096803 (2003); Dorozhkin S I *Письма в ЖЭТФ* **77** 681 (2003); Willett R L, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. Lett.* **93** 026804 (2004)
8. Dorozhkin S I *Письма в ЖЭТФ* **77** 681 (2003); Dmitriev I A et al., *cond-mat/0310668*; Diotel J et al., *cond-mat/0407298*
9. Гантмахер В Ф, Зверев В Н *ЖЭТФ* **71** 2314 (1976)
10. Gantmakher V F, Zverev V N, in *Landau Level Spectroscopy* Vol. 2 (Modern Problems in Condensed Matter Sci., Vol. 27.2, Eds G Landwehr, E I Rashba) (Amsterdam: North-Holland, 1991) p. 1135
11. Гантмахер В Ф и др. *Изв. АН СССР. Сер. Физ.* **42** 1160 (1978); Гантмахер В Ф, Зверев В Н, Шовкун Д В *ФТП* **22** 575 (1988)
12. Гантмахер В Ф, Зверев В Н *ЖЭТФ* **69** 695 (1975)
13. Зверев В Н *ФТТ* **19** 2015 (1977)
14. Коган Ш М, Шадрин В Д, Шульман А Я *ЖЭТФ* **68** 1377 (1975)
15. Гершензон Е М, Ладыжинский Ю П, Мельников А П *ФТП* **7** 1100 (1968)
16. Ладыжинский Ю П *ФТТ* **11** 2282 (1969)

PACS numbers: 72.20.-i, 72.20.My, 72.40.+w

Абсолютная отрицательная проводимость, индуцированная микроволновым излучением, и состояния с нулевым сопротивлением в двумерных электронных системах: история и современное состояние

В.И. Рыжий

1. Введение

Приведен краткий обзор истории эффекта абсолютной отрицательной проводимости в полупроводниковых структурах и результатов последнего времени. Основное внимание уделено проявлению этого эффекта в двумерных электронных системах, помещенных в магнитное поле и подверженных микроволновому излучению. Обсуждаются состояния с нулевой проводимостью (zero-conductance) и нулевым сопротивлением (zero-resistance), которые были обнаружены в недавних экспериментах.

На возможность появления отрицательной проводимости на постоянном токе в неравновесной электронной системе, т.е. на ситуацию, когда ток \mathbf{J} течет в направлении, противоположном электрическому полю \mathbf{E} , впервые указал Крёмер в конце 1950-х годов [1] в связи с отрицательной электронной массой. В этом случае обычная проводимость $\sigma_D = \mathbf{J}\mathbf{E}/E^2 < 0$, что и означает, фактически, эффект абсолютной отрицательной проводимости (АОП). Этот эффект следует отличать от эффекта отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), который проявляется во многих полупроводниковых структурах, в частности, в диодах Ганна. Разнообразные и вполне реалистические механизмы АОП в двумерных и трехмерных электронных системах (ДЭС и ТЭС, соответственно), в которых существенное отклонение от равновесия было вызвано внутризонным и межзонным поглощением света, были предложены более 30 лет назад [2–7] (см. также [8]). Механизм АОП в ДЭС, помещенной в магнитное и микроволновое поля, связанный с примесным рассеянием двумерных электронов, сопровождающимся поглощением микроволновых фотонов, был впервые предложен автором настоящего

доклада в [9]. Было показано, что диссипативная проводимость на постоянном токе (диагональная компонента тензора проводимости) является осциллирующей функцией отношения частоты микроволнового излучения Ω к циклотронной частоте $\Omega_c = eH/mc$, где $e = |e|$ — заряд электрона, m — эффективная масса электрона, H — напряженность магнитного поля, c — скорость света. При частоте излучения, несколько превосходящей Ω_c или ее гармоники, фотостимулированное примесное рассеяние электронов с переходами между уровнями Ландау приводит к вкладу в диссипативный ток, который направлен против электрического поля. При достаточной мощности излучения этот механизм рассеяния может преобладать и приводить к АОП, когда $\Omega \geq \Lambda\Omega_c$, где $\Lambda = 1, 2, 3, \dots$ Возможные изменения вольт-амперной характеристики ДЭС при увеличении мощности излучения представлены на рис. 1.

Ранние попытки экспериментального наблюдения эффекта АОП, связанного с различными механизмами его возникновения, оказались безуспешными, хотя некоторые особенности в транспортных процессах в ДЭС и ТЭС, изучаемые в то время, могли быть отнесены именно к косвенному проявлению этих механизмов. Затем наступила эра квантового эффекта Холла, и исследования АОП надолго ушли в тень.

Но вот недавно Мани и др. [10] и Зудов и др. [11] экспериментально обнаружили эффект исчезающего электрического сопротивления холловского мостика в ДЭС с высокой подвижностью ($\mu \sim 10^7 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$) при низкой температуре ($T \sim 0,1 \text{ К}$), помещенного в весьма слабое магнитное поле и облучаемого микроволновым излучением с частотой несколько десятков ГГц. Измеренные зависимости продольного сопротивления R_{xx} от магнитного поля представлены на рис. 2 [10, 11]. При достаточно высокой мощности излучения сопротивление R_{xx} пропадает в некоторых диапазонах магнитного поля. Ввиду известного соотношения между продольным удельным сопротивлением ρ_{xx} и продольной проводимостью σ_{xx} , т.е. диссипативной проводимостью, нулевые значения $R_{xx} \propto \rho_{xx}$ соответствуют нулевым значениям σ_{xx} . Из этого следует, что измерения проводимости ДЭС, выполненные на диске Корбино, должны также давать ее нулевые значения в некотором интервале магнитных полей. И действительно, вскоре после обнаружения состояний с нулевым сопротивлением (НС) Янг и др. [12] обнаружили состояния с нулевой проводимостью (НП) (рис. 3). Несколько позднее указанные

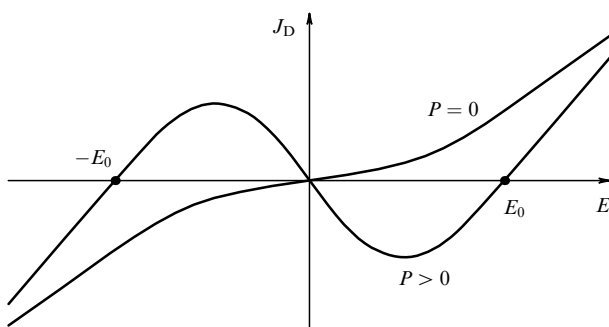


Рис. 1. Схематический вид вольт-амперной характеристики в отсутствие микроволнового излучения ($P = 0$) и в присутствии излучения ($P > 0$).

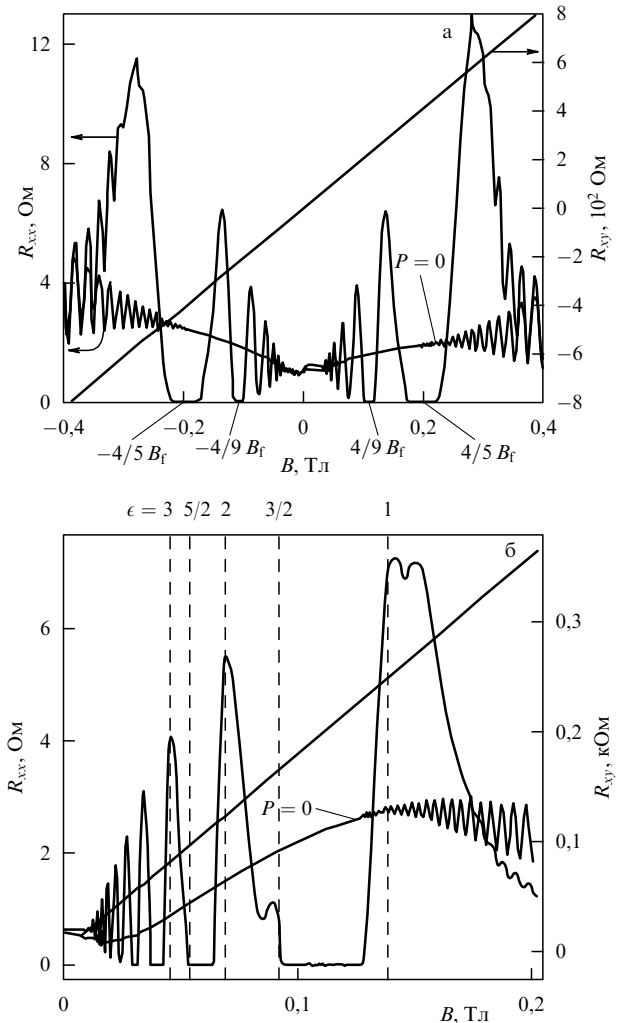


Рис. 2. Зависимость сопротивления ДЭС от магнитного поля без микроволнового излучения ($P = 0$) и с излучением. Из работы Мани и др. [10] (а) и из работы Зудова и др. [11] (б). Гладкая, почти прямая линия соответствует холловскому сопротивлению.

явления наблюдали и другие экспериментальные группы.

Как было отмечено Захаровым [13] и рассматривалось в ранних работах по АОП в ТЭС [14] и ДЭС [7, 15], однородное состояние систем с АОП является неустойчивым вследствие того, что вольт-амперная характеристика (ВАХ) с АОП, например, такая, как на рис. 1, имеет область с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) около нулевого значения поля $E = 0$. Эта неустойчивость обычно приводит к образованию доменов электрического поля и стратификации линий тока (см., например, обзор Волкова и Когана [16]). Именно это обстоятельство позволило Андрееву и др. [17] и Волкову и др. [18] предположить, что состояния с НС и НП являются пространственно-неоднородными и возникают вследствие развития неустойчивости в исходных однородных состояниях с АОП. Само же возникновение АОП связывалось с рассеянием двумерных электронов на примесях, сопровождаемым взаимодействием с фотонами, т.е. как раз с тем механизмом, который был предложен в [9, 19]. Пространственное распределение электрического поля и плотности тока, отвечающее

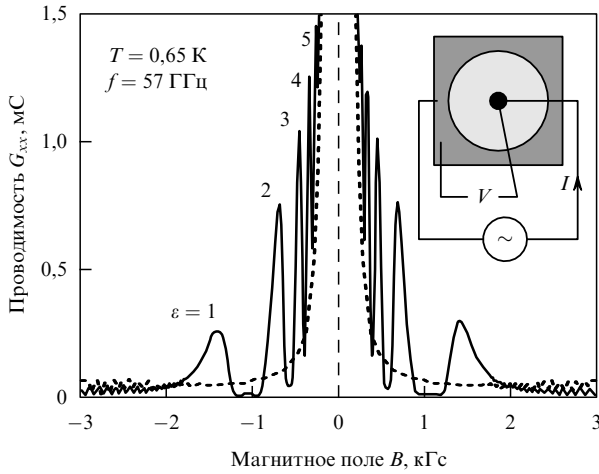


Рис. 3. Проводимость ДЭС, измеренная на диске Корбино без излучения (пунктир) и с излучением (сплошная линия), в зависимости от магнитного поля [12].

состояниям НС и НП и возникающее в результате неустойчивости, определяется видом ВАХ, в частности, величиной E_0 , и параметрами диффузионных процессов. Примеры подобных структур схематически представлены на рис. 4 [20]. Недавние экспериментальные находки [10–12] вызвали шквал как экспериментальных (например, [21–25]), так и теоретических работ (например, [26–34]). В частности, ранние теоретические исследования АОП, основанной на примесном рассеянии при взаимодействии с фотонами, были обобщены с учетом уширения уровней Ландау и большой мощности излучения [28–30] (см. также [19, 35]). Квазиклассическая модель, справедливая для больших факторов заполнения и достаточно сильного электрического поля (когда длинномасштабные флуктуации определяют диссипативный ток), была развита Вавиловым и Алейнером [31]. Была выяснена также возможная роль рассеяния на акустических фононах [32–34]. В настоящей работе предпринята попытка воссоздать целостную картину

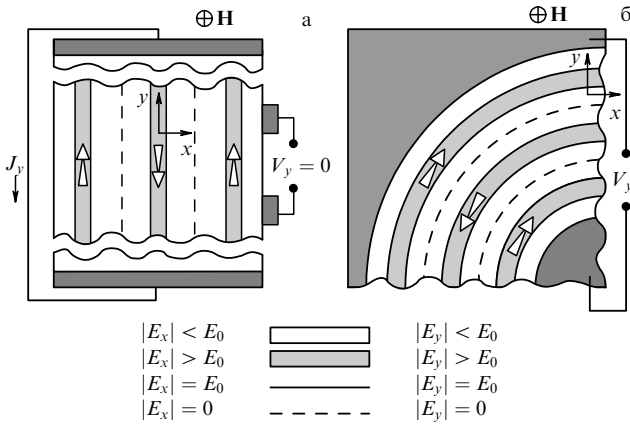


Рис. 4. Схематический вид возможных доменных структур в ДЭС [20], соответствующий состояниям с нулевым сопротивлением в конфигурации холловского мостика (J_y — входной ток, $V_y = 0$ — измеряемое напряжение) (а) и состояниям с нулевой проводимостью в диске Корбино (V_y — приложенное напряжение) (б). Стрелки указывают направление холловского тока.

наблюдаемых эффектов, основанную как на ранних, так и на недавних теоретических изысканиях, а также последних экспериментальных фактах [36–40].

2. Магнитотранспорт и осцилляции Шубникова–де Гааза

Гамильтониан невзаимодействующих электронов в скрещенных однородных и постоянных электрических и магнитных полях $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ без учета спина может быть представлен в виде

$$\mathcal{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + i \frac{e}{c\hbar} H \rho \right)^2 \right] + eE\rho. \quad (1)$$

Здесь \hbar — постоянная Планка; оси ρ и ξ лежат в плоскости ДЭС, они направлены, соответственно, вдоль суммарного (полного) электрического поля \mathbf{E} , которое включает как приложенное, так и холловское поле, и перпендикулярно обоим полям \mathbf{E} и \mathbf{H} , т.е. в направлении холловского дрейфа. Энергетический спектр, задаваемый гамильтонианом (1), определяется квантовыми числами N и ρ_k (или N и k) и дается (без учета зеемановского расщепления) следующей формулой:

$$\varepsilon_{N, \rho_k} = \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega_c + eE\rho_k. \quad (2)$$

Здесь $N = 0, 1, 2, \dots$ — номер уровня Ландау, $\rho_k = -L^2 k + F/m\Omega_c^2$ — координата центра электронной орбиты в направлении полного электрического поля, $F = -eE$, $L = (c\hbar/eH)^{1/2}$ — квантовый ларморовский радиус. Первое слагаемое в правой части выражения (2) — это кинетическая энергия, а второе — потенциальная энергия. Волновая функция представляется в виде

$$\psi_{N, \rho_k}(\rho, \xi) \propto \exp(ik\xi) \varphi_N \left(\frac{\rho - \rho_k}{L} \right), \quad (3)$$

где $\varphi_N(x/L)$ — волновая функция квантового осциллятора. Естественно, уравнения (1)–(3) справедливы, если приближение эффективной массы применимо для ДЭС, т.е. когда отношение E/H не слишком велико: $E/H \ll \sqrt{\varepsilon_g/2mc^2}$ [41], где ε_g — ширина запрещенной зоны.

Диссипативное перемещение электронов в направлении электрического поля происходит в результате прыжков центров ларморовских орбит, вызванных рассеянием. Эти прыжки сопровождаются изменением потенциальной энергии на величину $\delta\varepsilon = -F\delta\rho$, где $\delta\rho = \rho_k - \rho'_k$ — смещение центра орбиты. Когда доминирует примесное рассеяние и уширение уровней Ландау несущественно, длина прыжка при переходе между состояниями N, ρ_k и N', ρ'_k определяется из закона сохранения энергии (без учета процессов с переворотом спина):

$$F\delta\rho = A\hbar\Omega_c, \quad (4)$$

где $A = N' - N$. Матричные элементы переходов и, следовательно, вероятности процессов рассеяния определяются перекрытием волновых функций (3), отвечающих разнесенным в пространстве состояниям (т.е. с различным положением центра ларморовской орбиты ρ_k). Для переходов между нижними уровнями Ландау

соответствующие матричные элементы убывают экспоненциально для длины прыжка $\delta\rho > L$, поскольку тогда $|M_i|^2 \propto \exp(-\delta\rho^2/2L^2)$. Благодаря этому вклад каждого отдельного акта рассеяния на примесях дает вклад в диссипативный ток, равный

$$\delta J_D^{\text{inter}} \propto -e\delta\rho \exp\left(-\frac{\delta\rho^2}{2L^2}\right). \quad (5)$$

В реалистических ситуациях, когда $|E| < E_c = \hbar\Omega_c/eL$, существенны только переходы между ближайшими уровнями Ландау. В этом случае, рассматривая уравнения (4), (5) и используя борновское приближение для описания примесного рассеяния, можно прийти к формуле, полученной Тавгером и Ерухимовым [42], для диссипативного тока, вызванного межуровневыми переходами в невырожденной ДЭС:

$$J_D^{\text{inter}} \propto \frac{\Gamma_i\Omega_c}{e^2|E|EL^2} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\hbar\Omega_c}{eEL}\right)^2\right] \propto \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{E_c}{E}\right)^2\right]. \quad (6)$$

Здесь Γ_i характеризует частоту электрон-примесного рассеяния. Экспоненциальная зависимость от электрического поля в (6) возникает именно для переходов между уровнями Ландау, которые и определяют проводимость в достаточно сильном поле. Подобные переходы могли бы быть названы зинеровским туннелированием [43]. Если это туннелирование происходит через резонансные уровни на примесях [44], то рассчитанная ВАХ остается экспоненциальной. Недавно теория межуровневых переходов в сильном поле была вновь использована для объяснения новых осцилляций магнетосопротивления в относительно слабом магнитном поле [43]. Очень важно отметить неаналитическую зависимость тока от электрического поля в выражении (6). В слабых полях диссипативная проводимость $\sigma_D = J_D/E$ стремится к нулю, в сильных полях, превосходящих E_c , она резко возрастает [42]. В вырожденной ДЭС, когда энергия Ферми ε_F значительно превосходит расстояние между уровнями Ландау $\hbar\Omega_c$, иными словами, когда заполнено много уровней Ландау, перескоки электронов с $\delta\rho \sim L_F = L\sqrt{2N_F+1}$ могут дать основной вклад в диссипативный ток. Здесь $N_F = \varepsilon_F/\hbar\Omega_c$ — фактор заполнения. В этом случае существенный рост в диссипативном токе наступает при $E \geq E_c^{(F)} = \hbar\Omega_c/L_F \approx E_c/\sqrt{2N_F}$.

Однако в относительно слабых полях, когда $E < E_b = \hbar\Gamma/eL$ или $E < E_b^{(F)} = \hbar\Gamma/eL_F$, где Γ есть уширение уровней Ландау, вклад внутриподзонных переходов может стать существенным, так что диссипативный ток $J = J^{\text{intra}} + J^{\text{inter}}$. Более того, в достаточно слабых полях роль переходов внутри уровней Ландау становится определяющей, и уширение уровней Ландау необходимо учитывать. Диссипативная проводимость ДЭС, связанная с рассеянием на примесях, была рассмотрена автором настоящего доклада [45] (см. также [15]). В работе [45] предполагалось, что уширение уровней Ландау вызвано преимущественно электрон-электронным взаимодействием ($\Gamma \approx \Gamma_{ee} > \Gamma_i$). Это может быть оправдано, по крайней мере, в тех случаях, когда поверхностная концентрация электронов в ДЭС того же порядка, что и поверхностная концентрация доноров. Надо к тому же учесть, что доноры отделены от ДЭС довольно толстым

спейсером. С помощью метода функций Грина, в котором взаимодействие электронов с примесями рассматривалось как возмущение, а электрическое поле учитывалось точно при использовании волновых функций (3), было получено следующее выражение для диссипативного тока, вызванного внутриподзонными переходами, при выполнении условий $\Gamma_i < \Gamma \ll \Omega_c$ и $E < E_b$ [45]:

$$J_D^{\text{intra}} \propto E\Gamma_i \sum_N b_N^{(i)} \left(-\frac{\partial f_N}{\partial \zeta_F}\right). \quad (7)$$

Здесь $f_N = [\exp(N\hbar\Omega_c/T - \zeta_F) + 1]^{-1}$ — фермиевская функция распределения, $\zeta_F = \varepsilon_F/T$ — нормированная на температуру T энергия Ферми, коэффициенты $b_N^{(i)}$ зависят от матричных элементов примесного потенциала.

В случае $E \geq E_c \gg E_b$ модели, использованные в [42], а также в [15, 45], приводят к той же формуле для диссипативного тока. Таким образом, формула (7) соответствует примесному рассеянию с переходами внутри уровней Ландау (см. также [46]). В слабых полях $E \ll E_c$, $E_c^{(F)}$ для переходов между уровнями Ландау требуется довольно большая величина смещения центра ларморовской орбиты $\delta\rho$. Такие прыжки характеризуются экспоненциально малой вероятностью из-за малого перекрытия волновых функций начального и конечного состояний. Это обуславливает большую роль электрон-электронного рассеяния для реализации переходов внутри уровней Ландау. Хотя подобное рассеяние не изменяет полный импульс системы и непосредственно не приводит к диссипативной проводимости, оно выступает посредником в передаче импульса рассеивающим центрам и таким образом существенно влияет на проводимость [47, 48]. Имея в виду упомянутый механизм внутриуровневого примесного рассеяния при участии межэлектронного рассеяния, легко понять связь диссипативного тока с джоулевым нагревом. Действительно, изменение потенциальной энергии, вызванное смещением центра ларморовской орбиты, приводит к росту кинетической энергии электронной системы. Насколько я представляю, эта задача не может быть решена с учетом только примесного рассеяния (даже вне борновского приближения). Аналогичных затруднений не возникает в трехмерном случае, когда потенциальная энергия, приобретенная от электрического поля в результате смещения центров орбит, идет на увеличение кинетической энергии движения вдоль магнитного поля.

Когда $\Omega_c \gg \Gamma_i$, величины характерных полей E_c и E_b значительно различаются: $E_b \ll E_c$. Например, для ДЭС в гетероструктуре AlGaAs/GaAs, полагая $H = 0,2$ Тл и $\Gamma = 10^{10}$ с⁻¹, можно получить $E_b \approx 1$ В см⁻¹ и $E_c \approx 60$ В см⁻¹. Для числа заполненных зон $N_F = 50$ соответствующие значения на уровне Ферми равны $E_b^{(F)} \approx 0,1$ В см⁻¹ и $E_c^{(F)} \approx 6$ В см⁻¹.

Диссипативная проводимость в слабых полях, когда переходы между уровнями Ландау (зинеровское туннелирование) подавлены, может быть обусловлена также рассеянием на акустических фононах [20, 49–51]. Главный результат этих работ состоит в том, что акустическое рассеяние электронов внутри уровня Ландау "включается" только в том случае, если электрическое поле превосходит пороговое значение $E_a = sH/c$, где s и c — скорости звука и света, соответственно. Это условие соответствует скорости холловского дрейфа $v_H = eE/H$, превосходящей скорость звука s . Для $E > E_a$ переходы

внутри уровней Ландау, вызванные рассеянием на акустических фонах, могут давать существенный вклад в диссипативную проводимость.

Используя соотношение (7) и принимая в расчет, что

$$\frac{\partial f_N}{\partial \zeta_F} = \frac{\exp(N\hbar\Omega_c/T - \zeta_F)}{[1 + \exp(N\hbar\Omega_c/T - \zeta_F)]^2},$$

диссипативную проводимость в слабом поле можно представить как

$$\sigma_D \propto \Gamma_i \sum_N \frac{b_N^{(i)} \exp(N\hbar\Omega_c/T - \zeta_F)}{[1 + \exp(N\hbar\Omega_c/T - \zeta_F)]^2}. \quad (8)$$

Как видно из выражения (8), для температуры $T < \hbar\Omega_c$ диссипативная проводимость является сильно осциллирующей функцией как циклотронной частоты Ω_c , так и фермиевской энергии ζ_F . Это и есть хорошо известные осцилляции Шубникова–де Гааза в ДЭС, которые в начале 1960-х наблюдали Фаулер и др. [52] (обзор ранних экспериментальных работ приведен в [46]). Из уравнения (8) видно, что σ_D достигает максимума при $\varepsilon_F = N\hbar\Omega_c$, в то же время, минимум достигается при условии $\varepsilon_F = (N + 1/2)\hbar\Omega_c$, причем в минимуме

$$\sigma_D \propto \exp\left(-\frac{\hbar\Omega_c}{2T}\right). \quad (9)$$

Таким образом, диссипативная проводимость в слабых полях обусловлена электронными переходами внутри уровней Ландау и имеет активационную зависимость от температуры с энергией активации $\varepsilon_A = \hbar\Omega_c/2$. Для достаточно низких температур диссипативная проводимость проявляет гигантские осцилляции Шубникова–де Гааза, имея экспоненциально малые значения в минимумах, отвечающих квантовому эффекту Холла, когда $\varepsilon_F \approx (N + 1/2)\hbar\Omega_c$.

3. АОП, вызванная рассеянием электронов с участием фотонов

Микроволновое излучение с частотой Ω , близкой к циклотронной частоте Ω_c или ее гармоникам, может значительно влиять на диссипативную проводимость ДЭС. Поскольку диссипативная проводимость зависит от распределения электронов по энергии, которое часто может характеризоваться некоей эффективной электронной температурой, поглощение фотонов может заметно изменять проводимость. Однако, как было предсказано в [9], микроволновое излучение может эффективно влиять также и на процессы рассеяния электронов, в частности на примесное рассеяние. Более того, процессы такого рассеяния, в которых электрон поглощает или излучает некоторое количество фотонов, могут изменить не только величину диссипативной проводимости, но и ее знак, т.е. приводить к АОП при достаточно большой мощности излучения. Это утверждение проиллюстрировано на рис. 5 (левая часть), где представлены переходы между уровнями Ландау, рассмотренные в [19, 26, 40]. Эффект АОП обусловлен следующими обстоятельствами [9, 19]. Если центр электронной орбиты смещается в направлении электрической силы ($\delta\rho > 0$, $\delta\varepsilon < 0$), то потенциальная энергия уменьшается. В равновесии преобладают именно подобные перемещения, и ток течет в направлении электрического поля. Однако в

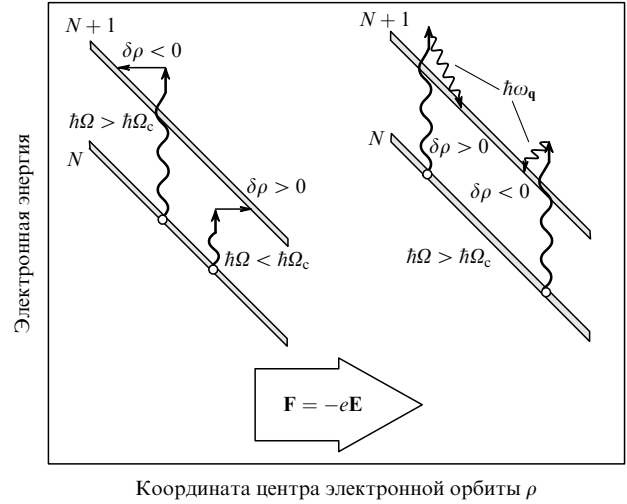


Рис. 5. Переходы между уровнями Ландау с поглощением одиночных фотонов. Слева: фотостимулированное примесное рассеяние для $\Omega > \Omega_c$ и $\Omega < \Omega_c$; справа: фотостимулированное рассеяние на акустических фонах (показаны переходы только для $\Omega > \Omega_c$).

некоторых случаях преобладают перемещения в противоположном направлении ($\delta\rho < 0$, $\delta\varepsilon > 0$), приводя к возникновению тока в противоположном направлении. Действительно, при поглощении L фотонов и переходе на более высокий уровень Ландау часть поглощенной энергии идет на увеличение кинетической энергии, тогда как часть, пошедшая на увеличение потенциальной энергии, равна $\delta\varepsilon = \hbar(\Omega - L\Omega_c)$. Таким образом, в каждом акте поглощения или излучения фотона происходит смещение центра $\delta\rho$, задаваемое выражением (ср. с (4))

$$F\delta\rho = L\hbar\Omega_c \pm \hbar\Omega. \quad (10)$$

Как отсюда следует, для процессов примесного рассеяния с поглощением $L = 1, 2, 3, \dots$ фотонов при $\Omega > L\Omega_c$ величина $\delta\rho < 0$. Поскольку падающее микроволновое излучение является сильно неравновесным, иными словами, его "температура" значительно выше температуры электронов и решетки, процессы с поглощением фотонов преобладают над процессами испускания. В результате этого перемещение электронных орбит происходит в направлении, противоположном электрической силе, и возникает АОП.

Чтобы рассчитать вклад процессов примесного рассеяния с участием фотонов в проводимость, можно воспользоваться гамильтонианом

$$\mathcal{H}_\varepsilon = -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + i \frac{e}{\hbar c} H \rho \right)^2 \right] + eE\rho + e\mathcal{E}(t)(e_\rho\rho + e_\xi\xi). \quad (11)$$

Здесь $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E} \cos \Omega t$ — переменное электрическое поле микроволнового излучения, которое учитывается в дипольном приближении, e_ρ, e_ξ — компоненты комплексного вектора поляризации.

Гамильтониан (11) приводит к квазистационарным состояниям, которые характеризуются квазиэнергией. Вероятность перехода электрона из состояния (N, ρ_k) в состояние (N', ρ'_k) при рассеянии на примеси с поглоще-

нием M реальных фотонов пропорциональна величине

$$|\mathcal{M}_i^{(M)}|^2 = J_M^2(\xi_\Omega) |\mathcal{M}_i|^2. \quad (12)$$

Здесь $J_M(x)$ — функция Бесселя, $\xi_\Omega \propto L_E$, где $L_E = (e\mathcal{E}/m\Omega^2)\sqrt{\Phi(\Omega/\Omega_c)}$ — амплитуда классических осцилляций центра электронной орбиты в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях под действием переменного электрического поля E , $\Phi(\omega) = \omega(1 + \omega^2)/(1 - \omega^2)$. В действительности функция Бесселя в (12) возникает в результате вычисления матричного элемента рассеяния при использовании точных волновых функций электронов в обоих, переменном и статическом, электрических полях. Каждый акт подобного рассеяния учитывает поглощение и испускание произвольного числа виртуальных фотонов и M реальных фотонов. Уравнение (12) выражает две особенности рассеяния с участием фотонов [53]. Во-первых, величина $|\mathcal{M}_i^{(M)}|^2$, а следовательно, и вероятность процессов с участием M реальных фотонов, не пропорциональна $|E|^{2M}$, а является более сложной функцией. Естественно, для малой мощности излучения справедлив подход по теории возмущений, например, матричный элемент с участием одного реального фотона становится равным $|\mathcal{M}_i^{(1)}|^2 \propto J_1^2(\xi_\Omega) \propto \xi_\Omega^2 \propto |E|^2$. Во-вторых, даже вероятность рассеяния без поглощения или излучения реальных фотонов ($M = 0$), тем не менее, зависит от микроволнового поля.

Выражение (12) было использовано в различных работах [27–30, 35] для вычисления диссипативной проводимости. Функция $\Phi(\Omega/\Omega_c)$ имеет особенность при $\Omega = \Omega_c$. Эта особенность устраняется благодаря свойству функции Бесселя ($J_M(x)$ стремится к нулю, если $x \rightarrow 0$) или влиянию столкновений на движение электрона по циклотронной орбите.

Для достаточно сильного поля, когда $E > E_b$, $E_b^{(F)}$, уширением уровней Ландау можно пренебречь. В этом случае можно получить выражение для диссипативного тока, вызванного примесным рассеянием с участием фотонов, аналогичное выражению, полученному в работе [9]:

$$J_D^{\text{inter}} \propto \Gamma_i \sum_{A, M > 0} \left| I_A^M \left[\mathcal{E}, T, \frac{\hbar(N\Omega_c - M\Omega)}{e|E|L} \right] \right|^2 \times \frac{\hbar(\Lambda\Omega_c - M\Omega)}{e|E|EL} \exp \left[-\frac{\hbar^2(\Lambda\Omega_c - M\Omega)^2}{2e^2 E^2 L^2} \right]. \quad (13)$$

Здесь множитель $|I_A^M|^2$ определяет вклад переходов с изменением номера уровня Ландау на величину A и испусканием или поглощением M реальных фотонов. Естественно, для малой мощности излучения $P \propto E^2$ величина $|I_A^M|^2 \propto E^{2M} \propto P^M$. В частности, для ДЭС с малым фактором заполнения при $E \ll E_c$, когда переходы между уровнями Ландау без поглощения или испускания фотонов имеют экспоненциально малую вероятность, для умеренной мощности излучения следует учитывать только однофотонные процессы ($M = 1$), что дает следующее простое выражение для диссипативного тока (ср. с выражением (6)):

$$J_D^{\text{inter}} \propto P \frac{\Gamma_i(\Omega_c - \Omega)}{e^2 |E|EL^2} \exp \left[-\frac{\hbar^2(\Omega_c - \Omega)^2}{2e^2 E^2 L^2} \right]. \quad (14)$$

Уравнение (13) приводит к осцилляциям в зависимости диссипативного тока от циклотронной частоты Ω_c и частоты излучения Ω . Осцилляции вызваны преобладающим вкладом окрестности циклотронного резонанса или его гармоник: $\Lambda\Omega_c \approx M\Omega$. Следует, однако, отметить, что все резонансные слагаемые обращаются в нуль в точном резонансе. Тем не менее в окрестности резонанса имеется максимум фотопроводимости при значении $\Lambda\Omega_c$, несколько превышающем $M\Omega$, и минимум при значении $\Lambda\Omega_c$, несколько меньшем, чем $M\Omega$. Как следует из (13), фототок в минимуме отрицателен, следовательно, если по абсолютной величине он превосходит вклад нерезонансных переходов, включая переходы внутри уровней Ландау, то полный ток направлен против электрического поля, т.е. возникает АОП. Положения максимумов и минимумов показаны на вставке на рис. 6 [9]. Для полей $E \ll E_c$, $E_c^{(F)}$ максимумы и минимумы особенно отчетливы. Для малых факторов заполнения максимумы и минимумы фотопроводимости соответствуют отстройке частоты, равной $\Lambda\Omega_c - M\Omega \approx \pm eEL_F/\hbar$. Рассматривая зависимость матричных элементов и, следовательно, зависимость $|I_A^M(\varepsilon, T, \eta)|^2$ от указанных аргументов, можно прийти к выводу, что для вырожденной ДЭС и при большом факторе заполнения $N_F \gg 1$ наиболее важными являются перескоки центров ларморовских орбит с $\delta\rho \sim L_F \gg L$. В результате этого положения максимумов и минимумов определяются соотношением $\Lambda\Omega_c - M\Omega \approx \pm eEL_F/\hbar$.

В случае слабого электрического поля $E \ll E_b$, $E_b^{(F)}$ форма осцилляций, в частности, положение экстремумов, определяется уширением уровней Ландау. Тогда диссипативный ток в присутствии излучения может быть записан в виде

$$J_D^{\text{inter}} \propto E\Gamma_i \sum_{A, M} \frac{|\bar{I}_A^M(\varepsilon, T)|^2 (\Lambda\Omega_c - M\Omega)}{[(\Lambda\Omega_c - M\Omega)^2 + \Gamma^2]^2}, \quad (15)$$

где величина $|\bar{I}_A^M|^2$ играет ту же роль, что и величина $|I_A^M|^2$ в выражении (13).

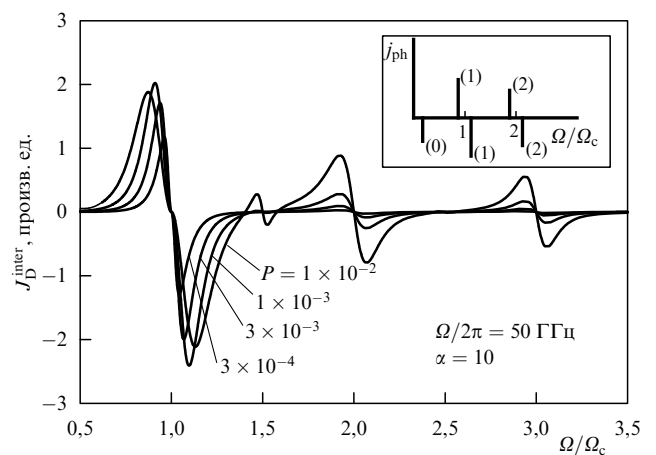


Рис. 6. Фототок при микроволновом облучении как функция обратной циклотронной частоты Ω/Ω_c , вычисленный для нормированной мощности излучения P и частоты излучения $\Omega/2\pi = 50$ ГГц для параметра уширения уровней Ландау $\alpha = 10$ [28]. На вставке показаны положения максимумов и минимумов при поглощении одного фотона ($M = 1$) [9]. Числа в скобках соответствуют порядку резонансов A .

На рисунке 6 представлены рассчитанные зависимости фототока от частоты излучения, близкой к циклотронной частоте, для переходов, изображенных на рис. 5а. Заметны небольшие максимумы и минимумы около $\Omega/\Omega_c \approx 1,5$, соответствующие поглощению двух фотонов. Эти максимумы и минимумы становятся более отчетливыми при увеличении мощности излучения. Подобные осциллирующие зависимости были получены также в [26, 29, 30]. Как хорошо видно на рис. 6, увеличение амплитуды осцилляций происходит в довольно большом диапазоне мощности излучения. В результате при определенной мощности фототок, обусловленный рассеянием между уровнями Ландау с участием фотонов, может превысить ток, вызванный переходами внутри уровней Ландау. Тогда вблизи минимумов возникает АОП со всеми вытекающими из этого последствиями. При дальнейшем увеличении мощности излучения нарастание максимумов и минимумов замедляется, может даже наступить их уменьшение. Теоретические зависимости на рис. 6 близки к экспериментальным данным.

Как было отмечено выше, микроволновое излучение может влиять на упругое примесное рассеяние внутри уровней Ландау в ДЭС (даже когда в процессах не участвуют реальные фотоны). Этот эффект обсуждался недавно в работе [28]. Математически подобный случай для ТЭС был рассмотрен много лет назад [53]. Объяснить эффект можно следующим образом. Увеличение амплитуды переменного поля приводит к увеличению ларморовской орбиты и тем самым к "расплыванию" волновой функции электрона. В результате этого матричный элемент примесного рассеяния уменьшается, приводя к уменьшению вероятности такого рассеяния. Действительно, матричный элемент примесного рассеяния без поглощения или излучения реальных фотонов есть $|\mathcal{M}_i^{(0)}|^2 = J_0^2(\xi_\Omega) |\mathcal{M}_i|^2$. Этот матричный элемент уменьшается при увеличении ξ_Ω и даже становится равным нулю при $\xi_\Omega = 2,4$. Из этого следует, что микроволновое излучение способно подавлять примесное рассеяние, приводя к подавлению диссипативной проводимости вне циклотронного резонанса и его гармоник (ср. с эффектом подавления туннелирования между квантовыми ямами в присутствии излучения [54]). Этот эффект может быть особенно важным для относительно малых частот излучения $\Omega < \Omega_c$ в условиях, когда диссипативная проводимость определяется преимущественно примесным рассеянием внутри уровней Ландау. Подобное подавление диссипативной проводимости и осцилляций Шубникова–де Гааза в ДЭС с весьма высокой подвижностью недавно наблюдалось в экспериментах [55, 56]. Модуляции осцилляций Шубникова–де Гааза, вызванные микроволновым излучением, наблюдали и другие авторы (см., например, [57]). Можно показать, что в этом случае диссипативная проводимость может быть представлена в виде

$$\sigma_D \approx \sigma_D^0 \left[1 - \left(\frac{P}{\bar{P}} \right) \mathcal{F} \left(\frac{\Omega_c}{\Omega} \right) \right]. \quad (16)$$

Здесь σ_D^0 — диссипативная проводимость в отсутствие излучения, даваемая, например, формулой (8) и проявляющая осцилляции Шубникова–де Гааза; $\bar{P} = m\Omega^4 \hbar / 4\pi\alpha\varepsilon_F$ — характерная микроволновая мощность, $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Согласно выражению (16), диссипативная прово-

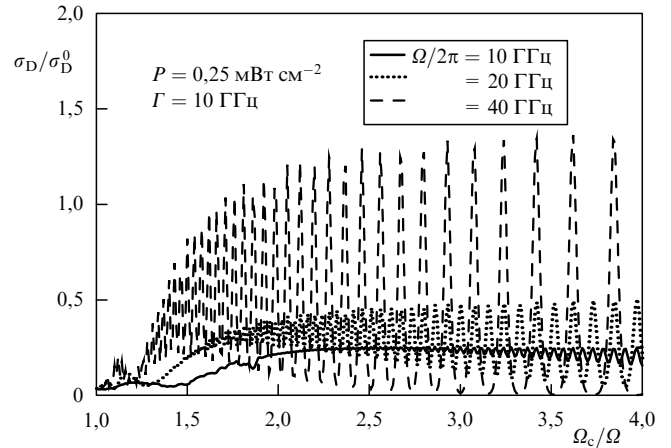


Рис. 7. Зависимость проводимости, определяемой переходами внутри уровней Ландау, от магнитного поля для различной частоты микроволнового излучения.

димость и амплитуда осцилляций Шубникова–де Гааза значительно уменьшаются, если мощность излучения P приближается к \bar{P} . Как следует из (16) и показано на рис. 7, эффект подавления диссипативной проводимости и ее осцилляций при фиксированном магнитном поле (т.е. при фиксированной циклотронной частоте) усиливается с уменьшением частоты микроволнового излучения. Подставляя эффективную массу $m = 6 \times 10^{-29}$ г (GaAs) и поверхностную концентрацию электронов $\Sigma = 3 \times 10^{11}$ см $^{-2}$ (как в [56]), для частоты излучения $f = \Omega/2\pi = 20$ ГГц (при этом $\varepsilon_F/\hbar\Omega = 125$), получаем $\bar{P} = 0,7$ мВт см $^{-2}$. Естественно, формула (16) справедлива при не слишком высоких интенсивностях излучения. При большой мощности излучения зависимость σ_D от P/\bar{P} становится нелинейной.

Рассеяние на фонах может влиять на процессы переноса в ДЭС с высокой подвижностью. Из-за этого рассеяние на акустических фонах при участии фотонов может также давать вклад в фотопроводимость. Этот механизм был рассмотрен недавно [32–34] как возможная альтернатива рассеянию на примесях. Необходимость его рассмотрения была вызвана высокой чувствительностью к температуре осцилляций фотопроводимости и состояний с нулевым сопротивлением и проводимостью. Некоторые возможные переходы, связанные с рассеянием на акустических фонах при участии фотонов, схематически представлены на рис. 5 (правая часть). Как было показано в [33, 34], рассеяние на фонах также приводит к осциллирующей зависимости фотопроводимости от циклотронной частоты и частоты излучения с максимумами и минимумами около циклотронного резонанса и его гармоник. Более того, этот механизм может приводить к отрицательному вкладу в проводимость (в минимумах). Однако положение максимумов и минимумов противоположно тому, которое получается для примесного рассеяния и наблюдается в экспериментах, а именно, для рассеяния на фонах максимумы и минимумы расположены соответственно при $\Delta\Omega_c \leq M\Omega$ и $\Delta\Omega_c \geq M\Omega$. Из этого можно заключить, что акустическое рассеяние не ответственно за возникновение АОП и состояний с нулевой проводимостью и сопротивлением, наблюдаемых в экспериментах. Тем не менее рассеяние на фонах может быть причиной

подавления АОП при увеличении температуры, когда максимумы примесной проводимости подавляются минимумами акустической проводимости и наоборот.

4. Обсуждение результатов

Подавление осцилляций фотопроводимости, приводящее к исчезновению АОП (и, следовательно, состояний с нулевой проводимостью и сопротивлением) при увеличении температуры, а также нелинейная зависимость амплитуды максимумов и минимумов от мощности излучения, могут быть отнесены к увеличению уширения уровней Ландау с ростом температуры и усилением процессов рассеяния, включающих стимулированное испускание фотонов [39, 40].

Как было отмечено выше, диапазон изменения напряженности электрического поля в доменных структурах и величина среднего поля существенно зависят от значения $E = E_0$, при котором полный диссипативный ток обращается в нуль (см. рис. 1). Можно сказать, что существует два возможных механизма резкого нарастания локального тока при увеличении локального электрического поля. Одним из них является "включение" примесного рассеяния с переходами между уровнями Ландау, в этом случае $E_0 \approx E_c$ при небольшом числе заполненных уровней и $E_0 \approx E_c^{(F)}$ при большом факторе заполнения. Другой возможностью является "включение" рассеяния внутри уровней Ландау с испусканием акустических фононов, которое наступает, когда скорость холловского дрейфа превышает скорость звука, в этом случае $E_0 \approx E_a$. Независимо от причины изменения знака диссипативного тока среднее поле $\langle E \rangle$ меньше или даже гораздо меньше локального поля в домене.

В рамках представленной модели можно предложить правдоподобное объяснение того, почему эффект АОП, приводящий к возникновению состояний с нулевой проводимостью, наблюдается в экспериментах именно при условиях $\mu \sim 10^7 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $T \sim 1 \text{ K}$, $H \sim 0,1 \text{ Tл}$. На наш взгляд, причины этого следующие:

(а) *Слабое рассеяние на акустических фононах и удаленных донорах, а также малая величина отношения T/ε_F .* Это приводит к малому уширению уровней Ландау, малой величине темновой проводимости, связанной с переходами внутри уровней Ландау, и отчетливому разделению уровней даже в слабом магнитном поле.

(б) *Циклотронный резонанс при весьма малой частоте микроволнового излучения, обусловленный малым, но отчетливым разделением уровней Ландау.* Это обеспечивает сильное влияние микроволнового поля на движение электронов.

(в) *Большой циклотронный радиус из-за слабого магнитного поля и большого фактора заполнения.* Это приводит к длинным перескокам центров ларморовских орбит при примесном рассеянии, особенно на остаточных примесях в слое ДЭС. Это же обстоятельство обуславливает сильное влияние микроволнового поля на такие перескоки.

(г) *Сильное примесное рассеяние с участием фотонов вследствие факторов (б) и (в).* В результате АОП возникает при сравнительно малой мощности излучения, поскольку требуемая мощность $\sim \Omega^3$, т.е. она резко возрастает при увеличении частоты.

Хотя представленный сценарий возникновения состояний с нулевой проводимостью и сопротивлением в ДЭС, основанный на концепции АОП, обусловленной

примесным рассеянием с участием фотонов, выглядит вполне правдоподобным, необходимы дальнейшие как теоретические, так и экспериментальные исследования. Прежде всего, требуется тщательное измерение остаточного сопротивления в состояниях с нулевым сопротивлением и остаточной проводимости в состояниях с нулевой проводимостью. Необходимы исследования фотопроводимости, АОП и состояний с НС и НП в ДЭС при более высоких магнитных полях, что потребует больших частот и, соответственно, мощностей излучения. Наконец, необходимы прямые наблюдения доменной структуры. Вероятно, эти структуры можно наблюдать по сдвигу межзонного магнитопоглощения в электрическом поле [41].

5. Заключение

Основные имеющиеся в настоящее время экспериментальные факты, касающиеся осциллирующей зависимости микроволновой фотопроводимости от частоты излучения (или магнитного поля) и возникновения состояний с нулевой проводимостью и нулевым сопротивлением в двумерных электронных системах с высокой подвижностью, могут быть объяснены с привлечением теории возникновения абсолютной отрицательной проводимости при фотостимулированном примесном рассеянии, на которое оказывает влияние электрон-электронное рассеяние и рассеяние на акустических фононах.

Автор признателен Р.А. Сурису, А.В. Чаплику, А. Satou и В.В. Вьюркову за сотрудничество, К. von Klitzing, В.А. Волкову, С.А. Студеникину, R.G. Mani, R.R. Du, С.И. Дорожкину, X.L. Lei, М.И. Дыкману и И.А. Алейнеру за дискуссии, а также М. Cohen и И. Хмыровой за замечания к статье.

Список литературы

1. Krömer H *Phys. Rev.* **109** 1856 (1958)
2. Елесин В Ф, Манькин Э А *Письма в ЖЭТФ* **3** 26 (1966)
3. Елесин В Ф, Манькин Э А *Письма в ЖЭТФ* **50** 1381 (1966)
4. Рыжий В И *Письма в ЖЭТФ* **7** 28 (1968)
5. Елесин В Ф *Письма в ЖЭТФ* **7** 229 (1968)
6. Елесин В Ф *ЖЭТФ* **55** 792 (1968)
7. Гладун А Д, Рыжий В И *ЖЭТФ* **57** 978 (1969)
8. Эпштейн Э М *Письма в ЖЭТФ* **5** 235 (1967)
9. Рыжий В И *ФТТ* **11** 2577 (1969)
10. Mani R G et al. *Nature* **420** 646 (2002)
11. Zudov M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 046807 (2003)
12. Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 096803 (2003)
13. Захаров А Л *ЖЭТФ* **38** 665 (1960)
14. Елесин В Ф, Манькин Э А *ФТТ* **8** 3621 (1966)
15. Рыжий В И, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: МФТИ, 1970)
16. Волков А Ф, Коган Ш М *УФН* **96** 633 (1968)
17. Andreev A V, Aleiner I L, Millis A J *Phys. Rev. Lett.* **91** 056803 (2003)
18. Bergeret F S, Huckestein B, Volkov A F *Phys. Rev. B* **67** 241303(R) (2003)
19. Рыжий В И, Сурис Р А, Шамхалова Б С *ФТП* **20** 2078 (1986)
20. Ryzhii V, Satou A *J. Phys. Soc. Jpn.* **72** 2718 (2003)
21. Dorozhkin S I *Письма в ЖЭТФ* **77** 681 (2003)
22. Studenikin S A et al. *Solid State Commun.* **129** 341 (2004)
23. Mani R G et al. *Phys. Rev. B* **69** 161306(R) (2004)
24. Willett R L, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. Lett.* **93** 026804 (2004)
25. Studenikin S A et al. *IEEE Trans. Nanotechnol.* (2005) (in press)
26. Durst A C et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 086803 (2003)
27. Shi J, Xie X C *Phys. Rev. Lett.* **91** 086801 (2003)
28. Ryzhii V, Suris R J. *Phys.: Condens. Matter* **15** 6855 (2003)
29. Lei X L, Liu S Y *Phys. Rev. Lett.* **91** 226805 (2003)
30. Lei X L *J. Phys.: Condens. Matter* **16** 4045 (2004)

31. Vavilov M G, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **69** 035303 (2004)
32. Шикин В *Письма в ЖЭТФ* **77** 281 (2003)
33. Ryzhii V, Vyurkov V *Phys. Rev. B* **68** 165406 (2003)
34. Ryzhii V *Phys. Rev. B* **68** 193402 (2003)
35. Шамхалова Б С, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: МФТИ, 1987)
36. Fitzgerald R *Phys. Today* **56** 24 (2003)
37. Ryzhii V, Suris R, Shchamkhalova B *Physica E* **22** 13 (2004)
38. Durst A C, Girvin S M *Science* **304** 1752 (2004)
39. Ryzhii V *Physica E* **24** 96 (2004)
40. Ryzhii V, Chaplik A, Suris R *Письма в ЖЭТФ* **80** 412 (2004)
41. Аронов А Г, Пикус Г Е *ЖЭТФ* **51** 281 (1966)
42. Тавгер Б А, Ерухимов М Ш *ЖЭТФ* **51** 528 (1966)
43. Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 076801 (2002)
44. Pokrovsky V L, Pryadko L P, Talapov A L *J. Phys.: Condens. Matter* **2** 1583 (1990)
45. Рыжий В И *ФТП* **3** 1704 (1969)
46. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
47. Dykman M I, Fang-Yen C, Lea M J *Phys. Rev. B* **55** 16249 (1997)
48. Dykman M I, Pryadko L P *Phys. Rev. B* **67** 235104 (2003)
49. Ерухимов М Ш *ФТП* **3** 194 (1969)
50. Streda P, von Klitzing K J. *Phys. C: Solid State Phys.* **17** L483 (1984)
51. Балев О Г *ФТТ* **32** 871 (1990)
52. Fowler A B et al. *Phys. Rev. Lett.* **16** 901 (1966)
53. Малов А Д, Рыжий В И *ФТТ* **14** 2048 (1972)
54. Keay B J et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4102 (1995)
55. Dorozhkin S I et al., cond-mat/0409228
56. Mani R G, cond-mat/0410227
57. Du R R et al., cond-mat/0409409; to be publ. in *Int. J. Mod. Phys. B*

PACS numbers: 72.20.-i, 73.40.-e, 73.43.Qt

Фотоотклик в магнетопроводимости высокосовершенных двумерных электронных систем на облучение электромагнитными волнами миллиметрового диапазона

С.И. Дорожкин

1. Обзор современного состояния проблемы

В докладе сделан обзор современного состояния исследований фотоотклика в магнетопроводимости двумерных электронных систем с акцентом на экспериментальных особенностях этого явления, включая самые последние результаты, недавно появившиеся в архиве препринтов cond-mat, а также изложена модель фотоотклика, основывающаяся на неравновесной функции распределения электронов, которая может возникнуть в результате облучения. Высказана гипотеза возникновения состояний с близким к нулю магнетосопротивлением в результате быстрой релаксации инверсного по энергии распределения электронов, происходящей в пределах одного уширенного уровня Ландау.

Большой интерес к исследованию поведения магнетосопротивления высокосовершенных двумерных электронных систем в высокочастотном электромагнитном поле обусловлен открытием в 2002 г. [1] стимулированного излучением гигантских осцилляций магнетосопротивления (ГОМ) с близкими к нулю значениями сопротивления в основных минимумах (пример таких осцилляций приведен на рис. 1). Положение осцилляций в магнитном поле примерно соответствует положению гармоник циклотронного резонанса $\omega = n\omega_c^{(n)}$. Здесь ω — частота излучения, $n = 1, 2, 3, \dots$, $\omega_c^{(n)} = eH^{(n)}/m^*c$ — циклотронная частота в поле $H^{(n)}$ (m^* — эффективная

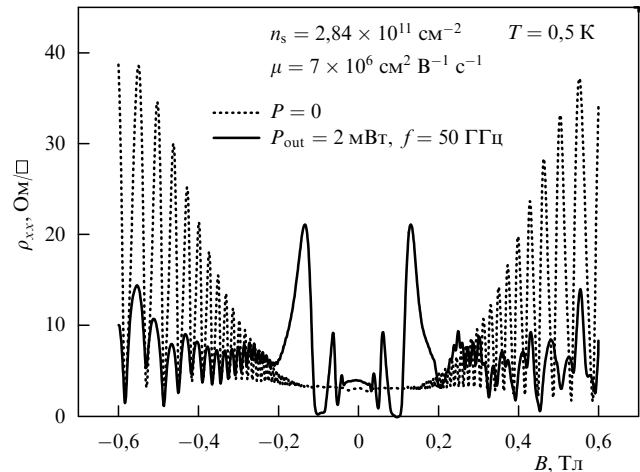


Рис. 1. Магнетосопротивление ρ_{xx} двумерной электронной системы около одиночного гетероперехода GaAs/AlGaAs в отсутствие (точечная кривая) и в присутствии (сплошная кривая) излучения частотой 50 ГГц. Параметры эксперимента указаны на рисунке. Мощность излучения здесь (2 мВт) и везде далее приведена из выхода из генератора.

масса электронов). Таким образом гигантские осцилляции магнетосопротивления оказываются периодическими по обратному магнитному полю. Существенным внешним отличием ГОМ от осцилляций Шубникова — де Гааза и квантового эффекта Холла является отсутствие, соответственно, осцилляций и квантованных плато в холловском сопротивлении, которое практически не меняется под облучением (рис. 2а). Наблюдение состояний с близким к нулю магнетосопротивлением послужило основанием для авторов работы [1] предположить возникновение сверхпроводимости в условиях эксперимента. Гигантские осцилляции и состояния с близким к нулю магнетосопротивлением почти одновременно наблюдались в работе [2] и через короткое время были воспроизведены в работе [3]. Надо сказать, что подобные ГОМ осцилляции фототока для двумерных систем, находящихся в квантующем магнитном поле, были предсказаны много лет назад в нелинейном по электрическому полю режиме [4], а позже это предсказание было распространено и на магнетосопротивление [5] (подробнее см. материалы доклада В.И. Рыжия в этом номере журнала). Так что сразу после опубликования работы [1], в общем, было понятно, что нет необходимости привлекать идею сверхпроводимости для объяснения этих экспериментов. В появившейся вскоре работе [6] были выполнены одновременные измерения диагональной ρ_{xx} и холловской ρ_{xy} компоненты тензора магнетосопротивления, а также диссипативной компоненты σ_{xx} тензора магнетопроводимости, и было показано, что между компонентами этих тензоров выполняется обычная связь $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$, так что в условиях эксперимента ($\rho_{xx} \ll \rho_{xy}$) в минимумах ГОМ к нулю одновременно идут величины магнетосопротивления ρ_{xx} и магнетопроводимости σ_{xx} . В результате сопротивление образцов геометрии Корбино (кольцо из двумерной системы с омическими контактами по внутренней и внешней окружностям), использовавшихся в экспериментах [6], в состояниях с близким к нулю значением ρ_{xx} , напротив, сильно возрастает (так как сопротивление образца геометрии Корбино пропорционально σ_{xx}^{-1}),