

Существование коллективных и одночастичных эффектов в фотоотклике двумерного электронного газа на СВЧ облучение

С. И. Дорожкин¹⁾, А. А. Быков⁺, И. В. Печенежский, А. К. Бакаров⁺

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

⁺Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 25 апреля 2007 г.

Исследован фотоотклик в магнетосопротивлении двумерной электронной системы с высокой плотностью электронов на электромагнитное излучение субмиллиметрового диапазона. Обнаружены эффект подавления осцилляций Шубникова-де Гааза излучением, имеющий сложную зависимость от магнитного поля, и индуцированные излучением осцилляции магнетосопротивления. Подавление наиболее выражено в отдельных узких областях по магнитному полю, хорошо соответствующих ожидаемым положениям магнетоплазменных резонансов в исследованном образце, а также вблизи положения циклотронного резонанса. Наблюдено “окно” в фотоотклике, находящееся вблизи значения поля, предсказываемого на основании одночастичного электронного спектра, состоящего из уширенных уровней Ландау. Индуцированные излучением осцилляции, “окно” в фотоотклике и подавление осцилляций Шубникова-де Гааза вблизи циклотронного резонанса описаны на основании теории, основным компонентом которой является неравновесное заполнение одноэлектронных состояний. Таким образом продемонстрировано, что наблюдаемая картина фотоотклика формируется одночастичными и коллективными (магнетоплазменными) эффектами.

PACS: 73.40.–с, 73.43.–f

В последнее время магнетотранспортные свойства двумерных электронных систем с высокой подвижностью электронов, облучаемых СВЧ, привлекают очень большое внимание исследователей. Это прежде всего связано с обнаружением индуцированных излучением осцилляций магнетосопротивления (ИОМ) [1, 2], в основных минимумах которых магнетосопротивление может стремиться к нулю при понижении температуры [3, 4]. Положение этих осцилляций соответствует положению гармоник циклотронного резонанса, когда круговая частота излучения ω кратна циклотронной частоте ω_c : $\omega = j\omega_c$ ($j = 1, 2, 3, \dots$). Возникновение ИОМ, скорее всего, отражает эффект соизмеримости энергии фотона и периода одночастичного электронного спектра и никак не может быть объяснено простым разогревом электронной системы. Более того, ИОМ практически не коррелируют с особенностями в поглощении энергии излучения, как это недавно было очень наглядно продемонстрировано в экспериментах с циркулярно поляризованным излучением [5]. В то же время, при измерении магнетосопротивления в образцах с меньшей подвижностью электронов [6, 7], а также поглощения в образце (см., например, работу [8] и ссылки в ней), основные особенности возникали при совпаде-

нии частоты излучения с частотой одной из магнетоплазменных мод, которая зависит от размеров образца и плотности двумерных электронов. Предположительным механизмом возникновения особенностей в магнетосопротивлении в этом случае является нагрев электронной системы [7]. В общем случае частоты магнетоплазменных резонансов могут сильно отличаться от положения циклотронного резонанса и его гармоник; вероятно, поэтому в обсуждаемых экспериментах [6–8] отсутствовали какие-либо особенности в магнитном поле, соответствующем циклотронному резонансу.

Хотя уже в одном из первых сообщений [1] об обнаружении ИОМ дополнительно к осцилляциям наблюдались одиночные особенности, приписанные авторами магнетоплазменному резонансу, вопрос о существовании этих двух качественно различных эффектов до сих пор подробно не изучался. Подобная ситуация существует и в теории. В настоящее время предложены два основных подхода к описанию ИОМ: на основании не прямых (сопровождающихся рассеянием на флуктуациях потенциала) оптических переходов [9–12], либо с помощью неравновесной стационарной функции распределения электронов по энергии [13, 14], существенно отличающейся от тепловой. Обе теории описывают ИОМ в приближении независимых электронов, и к настоящему времени предпри-

¹⁾e-mail: dorozh@issp.ac.ru

няты лишь отдельные попытки [15] объяснить этот эффект в терминах коллективных возбуждений. В то же время положение особенностей, связанных с поглощением на магнетоплазонах, удается неплохо описать теоретически [8] с учетом (при необходимости) эффектов запаздывания. Приведенный краткий обзор показывает, что вопрос о сосуществовании одночастичных и коллективных эффектов в фотоотклике двумерных электронных систем, измеряемом по их магнетосопротивлению, до настоящего времени изучен совершенно недостаточно.

В данной работе мы приводим результаты, демонстрирующие сосуществование ИОМ и нескольких магнетоплазменных мод, резонансное поглощение излучения которыми приводит к подавлению осцилляций Шубникова-де Гааза (ОШдГ). ОШдГ дополнительно оказываются сильно подавлены вблизи положения циклотронного резонанса, соответствующего отсутствию коллективных эффектов. Кроме того, наблюдаются “окна” по магнитному полю, в которых излучение слабо влияет на магнетосопротивление, а положение этих “окон” соответствует ожидаемому в рамках одночастичного спектра, состоящего из уширенных за счет беспорядка уровней Ландау.

Нами был исследован образец, имеющий форму мостика Холла с шириной токонесущего канала $W = 50$ мкм и с расстоянием между потенциометрическими выводами $L = 250$ мкм. Структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии и представляла собой одиночную GaAs-квантовую яму толщиной 130 \AA , ограниченную AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Источником электронов служили два дельта-слоя, легированные кремнием. Они располагались в сверхрешетках по обе стороны от квантовой ямы, на расстоянии 215 \AA от нее. Плотность двумерных электронов составляла $n_s = 9.2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижность была равна $\mu = 1.2 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Измерения проводились при температурах из интервала $T = 0.6\text{--}4.2 \text{ К}$ в криостате с откачкой паров ^3He , оснащенный сверхпроводящим соленоидом. Электромагнитное излучение заводилось в криостат по тонкостенной трубке из нержавеющей стали диаметром 20 мм и длиной около 1 м. Образец устанавливался внутри трубки на расстоянии примерно 10 мм от ее открытого конца. Плоскость двумерной системы была перпендикулярна оси трубки и направлению магнитного поля. Перед образцом с целью усиления напряженности электромагнитного поля падающей на него волны устанавливался рупор из медной фольги, обращенный узкой стороной к образцу. В качестве источника излучения использовалась лампа обратной волны, работающая в диапа-

зоне 323–538 ГГц и обеспечивающая в этом диапазоне номинальную мощность излучения от 1 до 3 мВт на выходе из лампы. Магнетосопротивление измерялось при помощи усилителя с синхронным детектором на переменном токе с частотой 67 Гц и амплитудой 0.1 мкА.

На рис.1 приведены зависимости удельного магнетосопротивления ρ_{xx} от величины магнитного по-

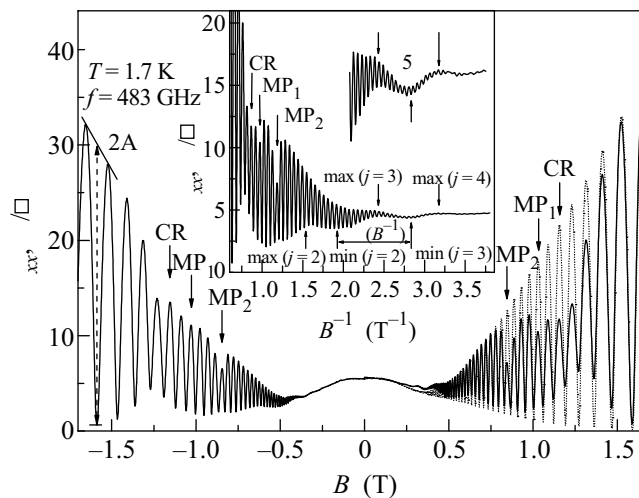


Рис.1. Удельное магнетосопротивление ρ_{xx} под облучением частоты $f = \omega/2\pi = 483$ ГГц (сплошная кривая) и в его отсутствие (пунктирная кривая). Стрелка CR соответствует расчетному положению циклотронного резонанса для электронов с эффективной массой $m^* = 0,067 m_e$, а стрелки MP_1 и MP_2 отмечают поля, в которых излучение максимально подавляет ОШдГ. Показана процедура определения удвоенной амплитуды $2A$ ОШдГ. Температура измерений $T = 1.7$ К. На вставке часть кривой под облучением приведена как функция от обратного магнитного поля. Для наглядности участок кривой приведен в увеличенном масштабе. Вертикальными стрелками помечены положения максимумов и минимумов ИОМ, определенные, как описано в тексте. Период ИОМ по обратному магнитному полю, вычисленный из соотношения $\omega = j\omega_c$, показан горизонтальной стрелкой $\Delta(B^{-1})$

ля B , полученные при облучении образца электромагнитным излучением с частотой $f = 483$ ГГц, а также в отсутствие излучения. Облучение приводит к уменьшению амплитуды ОШдГ, причем этот эффект зависит от магнитного поля немонотонным образом. Возникающая в результате картина включает в себя следующие особенности. 1) Сильное подавление амплитуд ОШдГ вблизи ожидаемого положения циклотронного резонанса (стрелки с надписью CR), а также при некоторых меньших значениях магнитного поля (две хорошо выраженные особенности в подавлении отмечены на рисунке стрелками MP_1 и

MP₂). Необходимо отметить, что подавление ОШдГ происходит по-разному для особенностей вблизи циклотронного резонанса CR и обозначенных как MP. В первом случае амплитуда осцилляций подавляется в более широкой области по магнитному полю, при этом магнетосопротивление сильно меняется как в максимумах, так и в минимумах. Во втором случае в основном уменьшаются максимумы осцилляций, причем в заметно более узких интервалах магнитного поля. 2) Возникновение ИОМ, то есть осциллирующей зависимости магнетосопротивления, периодичной по обратному магнитному полю (см. вставку к рис.1) с периодом, примерно соответствующим соотношению $\omega = j\omega_c$. Положения экстремумов ИОМ, указанные на рис.1, определялись после усреднения экспериментальных кривых относительно ОШдГ. В пределах экспериментальной погрешности определения экстремумов, которую мы оцениваем примерно в 5%, значение эффективной массы, получаемое из периода ИОМ, совпадает с известным значением $m^* = 0.067 m_e$ для электронов в GaAs. На вставке горизонтальной стрелкой показана соответствующая такой массе величина периода ИОМ по обратному магнитному полю $\Delta(B^{-1})$.

Рис.1 демонстрирует, что все перечисленные эффекты облучения проявляются при обоих направлениях магнитного поля [16]. Кроме того, мы проверили, что они воспроизводятся при измерениях с разных пар контактов на образце. Эти факты свидетельствуют об объемном характере исследуемых явлений и возможности их описания в терминах магнетосопротивления.

Совокупность точек, в которых ОШдГ максимально подавлены излучением различной частоты, показана на рис.2. Изображенные точки соответствуют частотам излучения и полям, в которых амплитуда ОШдГ, измеренная под облучением и нормированная на ее темновое значение, имеет как функция магнитного поля хорошо выраженные минимумы (пример такой зависимости имеется на рис.3). Точность измерения этих точек, указанная на рис.2, фактически определяется полупериодом ОШдГ, так как амплитуды осцилляций могут быть определены только в положениях минимумов и максимумов. Прямая линия CR соответствует положению циклотронного резонанса, вычисленному для электронов с эффективной массой $m^* = 0.067 m_e$. Остальные линии соответствуют положениям магнетоплазменных резонансов и рассчитаны по формуле [18]

$$f_{mp,n}(B) = \sqrt{\frac{n_s e^2}{2\pi m^* \epsilon_{eff}} \frac{n\pi}{W} + \left(\frac{\omega_c}{2\pi}\right)^2}. \quad (1)$$

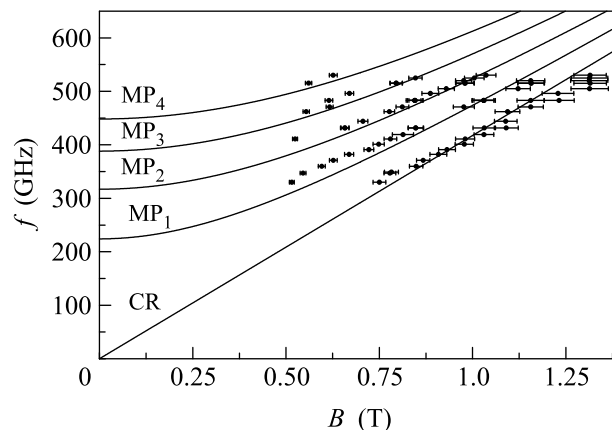


Рис.2. Положения точек максимального подавления ОШдГ при различных частотах излучения f (символы). Сплошные линии проведены в соответствии с описанием в тексте

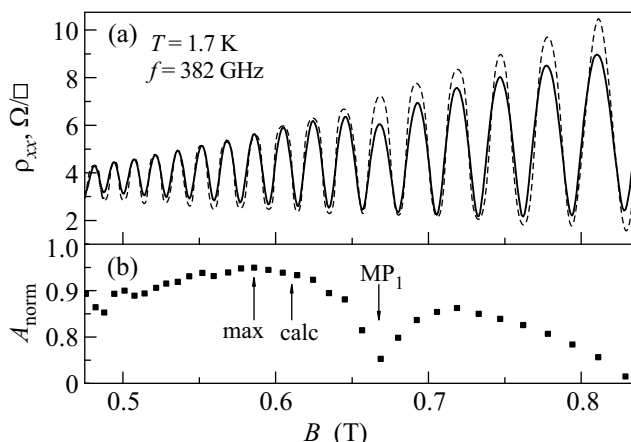


Рис.3. (а) Удельное магнетосопротивление ρ_{xx} в зависимости от магнитного поля B при температуре $T = 1.7$ К под воздействием излучения с частотой $f = 382$ ГГц (сплошная кривая) и без облучения (пунктирная кривая). (б) Амплитуда ОШдГ A_{norm} в условиях облучения, нормированная для каждой осцилляции на ее темновое значение. Стрелкой “max” отмечено положение минимально подавленной осцилляции, а стрелкой “calc” – положение “окна”, определенное из соотношения $\omega = 3\omega_c/2$

Здесь $\epsilon_{eff} = (\epsilon_{GaAs} + \epsilon_{vac})/2 = (12.8 + 1)/2 = 6.9$ – эффективная диэлектрическая проницаемость среды, $n = 1, 2, 3, 4$. Различные магнетоплазменные моды, характеризуемые номером n , соответствуют разным стоячим волнам поперек холловского мостика ширины W . Из рисунка видно, что экспериментальные точки группируются вблизи положений циклотронного и магнетоплазменных резонансов, вычисленных без использования подгоночных параметров. Этот факт убеждает нас, что отмеченные особеннос-

ти в подавлении ОШдГ действительно связаны с резонансным поглощением излучения магнетоплазмонами, а также с резонансным переходом в одночастичном спектре при $\omega = \omega_c$.

Ярким проявлением одночастичных механизмов в фотоотклике двумерных электронных систем на СВЧ излучение является возникновение “окон”, то есть областей по магнитному полю, в которых магнетосопротивление нечувствительно к излучению [21]. Причиной возникновения “окон” является отсутствие в одночастичном спектре состояний, разделенных по энергии величиной $\hbar\omega$. “Окна” возникают при одном и том же значении магнитного поля сразу для серии частот излучения, удовлетворяющих соотношению $\omega_j = (j - 1/2)\omega_c$, причем частота ω_1 должна превышать некоторое пороговое значение, определяемое однородным уширением уровней Ландау. Это пороговое значение однозначно связано с величиной поля, при котором возникают “окна”. Хотя наблюдение этого эффекта в чистом виде в нашем случае затруднено вследствие дополнительного подавления ОШдГ за счет поглощения излучения при магнетоплазменных резонансах, тем не менее, нам удалось его зафиксировать. На рис.3 приведены записи магнетосопротивления под влиянием облучения и в его отсутствие (рис.3а), а также зависимость от поля амплитуды ОШдГ под облучением, нормированной на темновое значение (рис.3б). Эта зависимость немонотонна. В частности, на ней хорошо виден минимум, связанный с магнетоплазмонным резонансом (MP_1). Мы же хотим обсудить максимум, в котором значение нормированной амплитуды близко к единице, то есть воздействие излучения на ОШдГ минимально. Положение максимума оказывается близким к значению магнитного поля (помечено на рис.3б стрелкой “calc”), в котором выполнено соотношение $\omega = 3\omega_c/2$. Существенно, что вблизи этого значения магнитного поля практически совпадают и средние значения магнетосопротивления под облучением и без него (то есть соответствующие кривые почти тождественны). Возможно, что согласие между расчетным и экспериментальными положениями максимума (на рис.3 различие составляет 4%) было бы лучше, если бы не магнетоплазменный резонанс, приводящий к появлению минимума при $B = 0.67$ Тл.

Индукцированные излучением осцилляции и “окна” естественным образом получаются при численных расчетах в рамках теории неравновесного заполнения электронных состояний на уширенных беспорядком уровнях Ландау. На рис.4 приведены рассчитанные кривые магнетосопротивления под облучением и без него (детали расчета представлены в рабо-

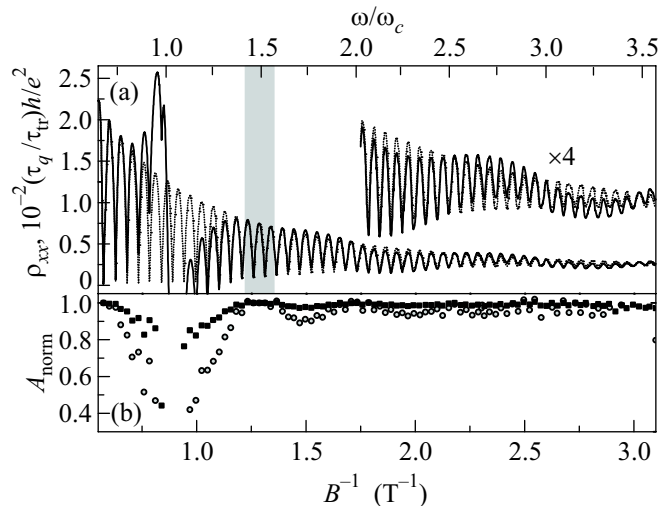


Рис.4. (а) Удельное магнетосопротивление ρ_{xx} в зависимости от обратного магнитного поля B^{-1} , рассчитанное в модели неравновесного заполнения электронных состояний (τ_{tr} – транспортное время релаксации, τ_q – время свободного пробега электрона в нулевом магнитном поле [14]). Пунктирная кривая получена в отсутствие облучения ($\mathcal{P}_\omega^{(0)} = 0$), сплошная – для мощности $\mathcal{P}_\omega^{(0)} = 0.024$ и частоты $f = 483$ ГГц. Соответствующие значения параметра ω/ω_c приведены на верхней шкале. Двумя вертикальными линиями ограничено “окно” – область магнитного поля, в которой обе кривые совпадают. Параметры расчета: $n_s = 9.2 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, $T = 1.7$ К, $4\Gamma/\hbar\omega_c = \sqrt{0.59/B}$ [Тл]. (б) Рассчитанные зависимости от магнитного поля величины нормированной амплитуды ОШдГ A_{norm} . Значения, представленные квадратами, соответствуют кривой под облучением на рис.(а); кружки получены для более высокой мощности излучения $\mathcal{P}_\omega^{(0)} = 0.1$

те [22]). Как видно из рис.4, в результате неравновесного заполнения уровней Ландау появляются ИОМ, а ОШдГ оказываются наиболее подавлены вблизи положения циклотронного резонанса. Любопытно, что при $\omega/\omega_c > 2$ и небольших мощностях излучения появление ИОМ практически не сопровождается уменьшением амплитуды ОШдГ, которое становится заметным только при дальнейшем увеличении мощности (см. рис.4б). В области “окна” магнетосопротивление не зависит от мощности излучения, совпадая с темновым. Результаты расчетов, приведенные на рис.4, получены при значении параметра Γ , характеризующего уширение уровней Ландау, которое соответствует появлению “окна” при $B = 0.59$ Тл, как это наблюдалось в нашем эксперименте (см. рис.3а). Параметр, характеризующий мощность излучения, был выбран таким, чтобы рассчитанная амплитуда ИОМ была близка к наблюдаемой.

Новым экспериментальным результатом нашей работы является подавление ОШдГ в положении магнетоплазменных резонансов. Остальные эффекты излучения в том или ином виде наблюдались ранее. Так, изучению подавления ОШдГ в области циклотронного резонанса была посвящена работа [23]. Основным результатом этой работы, однако, является демонстрация сосуществования всех этих эффектов в одном эксперименте. Произведенный нами расчет в рамках одночастичного подхода воспроизводит ИОМ, сильное подавление ОШдГ в положении циклотронного резонанса, а также существование и расположение “окна” в фотоотклике. Положения дополнительных особенностей в амплитуде ОШдГ под облучением хорошо соответствуют положениям магнетоплазменных резонансов в исследованном образце.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований (проекты # 07-02-01024 и # 04-02-16789) и ИНТАС за поддержку данной работы.

1. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons, and J. L. Reno, *Phys. Rev. B* **64**, 201311(R) (2001).
2. P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui et al., *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2193 (2001).
3. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., *Nature* **420**, 646 (2002).
4. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
5. J. H. Smet, B. Gorshunov, C. Jiang et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 116804 (2005).
6. E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann et al., *Phys. Rev. B* **48**, 17145 (1993).
7. I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet et al., *Phys. Rev. B* **73**, 113310 (2006).
8. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 156801 (2003).
9. В. И. Рыжий, *ФТТ* **11**, 2577 (1969) [*Sov. Phys. - Solid State* **11**, 2078 (1970)].

10. V. I. Ryzhii, R. A. Suris, and B. S. Shchamkhalova, *Phiz. Tekh. Poluprovodn.* **20**, 2078 (1986) [*Sov. Phys. Semicond.* **20**, 1299 (1986)].
11. A. C. Durst, S. Sachdev, N. Read, and S. M. Girvin, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 086803 (2003).
12. M. G. Vavilov and I. L. Aleiner, *Phys. Rev. B* **69**, 035303 (2004).
13. С. И. Дорожкин, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 681 (2003).
14. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner et al., *Phys. Rev. B* **71**, 115316 (2005).
15. В. А. Волков, Э. Е. Тахтамиров, *ЖЭТФ* **131**, 681 (2007).
16. Небольшая асимметрия сплошной кривой на рис.1 относительно нуля магнитного поля может быть связана с неоднородностью образца, вызывающей подмешивание в продольное магнетосопротивление холловской компоненты, а также с возбуждением краевых магнетоплазмонов [17], что приводит к появлению в измеряемом экспериментально сигнале вклада, несимметричного по знаку поля.
17. I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 236803 (2004).
18. Поскольку нашей целью является лишь демонстрация существования магнетоплазменных эффектов в нашем эксперименте, мы намеренно пользуемся результатом упрощенной теории (см., например, формулу в работе [6] и ссылки в ней), игнорирующей, в частности, эффекты запаздывания, которые в нашем случае не должны играть заметной роли в силу небольшой по сравнению с единицей величиной параметра $\alpha = \sqrt{\frac{2n_s e^2 W}{m^* c^2}} \approx 0.2$, характеризующего роль этих эффектов [19, 20].
19. S. A. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **70**, 165311 (2004).
20. S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B* **71**, 035320 (2005).
21. S. I. Dorozhkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* **71**, 201306(R) (2005).
22. И. В. Печенежский, С. И. Дорожкин, И. А. Дмитриев, *Письма в ЖЭТФ*, **85**, 94 (2007) [*JETP Lett.* **85**, 86 (2007)].
23. A. E. Kovalev, S. A. Zvyagin, C. R. Bowers et al., *Solid State Commun.* **130**, 379 (2004).