

МАГНИТОФОНОННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ GaAs И БАРЬЕРАМИ ИЗ СВЕРХРЕШЕТОК AlAs/GaAs(δ -Si)

И. Л. Дричко^а, И. Ю. Смирнов^{а*}, М. О. Сафончик^а, М. А. Шахов^а, А. К. Бакаров^б,
А. А. Быков^б

^а Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия

^б Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова
Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 6 ноября 2024 г.,
после переработки 6 ноября 2024 г.
Принята к публикации 8 ноября 2024 г.

Исследованы магнитофононные осцилляции сопротивления (MPR), связанные с резонансным рассеянием электронов на оптических фононах при температурах 77–240 К, а также и резонансным рассеянием электронов на акустических фононах (PIRO) при температурах 10–25 К на одних и тех же образцах с квантовой ямой GaAs и барьерами из сверхрешеток AlAs/GaAs, легированных Si. При исследованиях MPR было показано, что резонансное рассеяние электронов происходит на объемных продольных оптических фононах и не зависит от размерности системы, а также и от межподзонных переходов в системах с двумя подзонами пространственного квантования. Однако величина амплитуды осцилляции с номером $N=1$ в двумерных структурах зависит от соотношения механизмов рассеяния, т. е. от их строения. Что касается PIRO, то в образцах с двумя подзонами пространственного квантования резонансное рассеяние электронов на продольных акустических фононах наблюдается на фоне межподзонных переходов (MISO), что вызывает их интерференцию.

DOI: 10.31857/S0044451025020087

1. МАГНИТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС СОПРОТИВЛЕНИЯ НА ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ

1.1. Введение

В 1961 г. Гуревич и Фирсов [1] теоретически предсказали магнитофононный резонанс сопротивления на оптических фононах в трехмерных полупроводниках. И уже в 1963 году этот эффект был обнаружен авторами работ [2, 3] в кристаллах n -InSb. Почти через 20 лет, в 1980 г., магнитофононный резонанс (MPR) на оптических фононах был открыт и в двумерных системах: одиночных гетеропереходах и сверхрешетках GaAs/AlGaAs [4]. После его откры-

тия MPR активно изучался на разных объектах, в частности на системах с квантовой ямой GaAs, авторами работ [5–10]. Во всех этих работах экспериментально определялась напряженность магнитных полей, при которых возникают осцилляции сопротивления $\rho_{xx}(B)$. Поскольку положение максимумов осцилляций в магнитном поле должно соответствовать условию

$$\omega_{LO} = N\omega_c, \quad \omega_c = \frac{eB}{m^*c}, \quad (1)$$

где ω_{LO} — частота оптического фонона, ω_c — циклотронная частота, m^* — эффективная масса, N — номер осцилляции, то некоторые авторы [5] использовали экспериментально определенные значения этих магнитных полей для вычисления эффективной массы, подставляя в формулу частоту оптических фононов $\omega_{LO}=293 \text{ см}^{-1}$. Если рассмотреть, как соотносятся значения частоты оптических фононов,

* E-mail: ivan.smirnov@mail.ioffe.ru

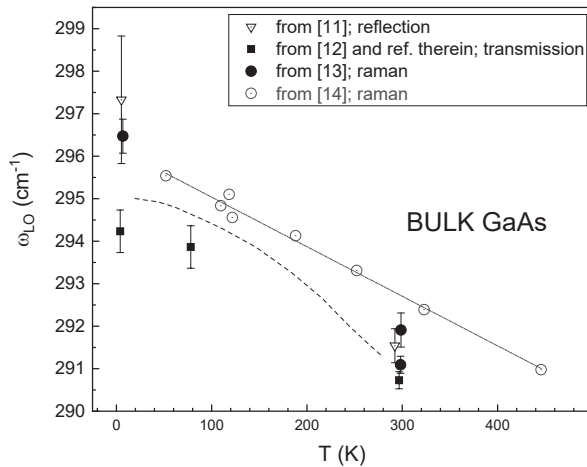


Рис. 1. Зависимости частот продольного оптического фонона от температуры, измеренные разными авторами и разными методами (ИК-спектроскопия отражения [11], ИК-спектроскопия прохождения [12] и ссылки там, рамановская спектроскопия [13, 14])

определенные разными авторами и разными методами (рис. 1), то станет понятным, что таким образом определенная величина эффективной массы зависит от выбора частоты оптического фонона.

Авторы работ [4–7], наоборот, вычисляли частоту оптических фононов, используя значение эффективной массы, определенное из циклотронного резонанса. Надо заметить, что во всех этих работах значения магнитного поля B для положения пика осцилляции с $N=1$ были одинаковы и в пределах погрешности равнялись $B = (23 \pm 1.5)$ Тл.

Теория MPR на оптических фононах для гетероперехода была построена в работе [15]. Расчет показал, что амплитуда осцилляции сопротивления $\Delta\rho_{xx}$, связанная с MPR, в гетеропереходе GaAs–AlGaAs должна составлять примерно 20% от ρ_{xx} . Однако во всех экспериментах амплитуда осцилляций MPR была мала, $\Delta\rho_{xx}/\rho_{xx} < 1\%$, и определялась с помощью сложной компьютерной обработки.

Для двумерных объектов типа GaAs/AlGaAs с одной зоной пространственного квантования теория магнитофононного резонанса была построена в работе [16], в которой учитывалось электрон-электронное взаимодействие. Результатом работы было утверждение, что резонансное рассеяние электронов в двумерной структуре происходит на частоте оптических фононов, которая отличается от частоты объемного продольного оптического фонона и сдвинута к частоте поперечного. Однако из экспериментальной работы [12] следует, что максимум ос-

цилляции сопротивления с $N = 1$ и в трехмерном образце также возникает в магнитном поле, напряженность которого укладывается в те же пределы, что и для двумерных систем. Поскольку было показано, что резонансное рассеяние электронов в кристаллах происходит на объемных продольных оптических фононах, то можно полагать, что и в двумерных объектах резонансное рассеяние осуществляется также на этих фононах.

Если в работах [5–10] исследования магнитофононного резонанса проводились на квантовых ямах GaAs с одной заполненной энергетической подзоной размерного квантования, то в настоящей работе сообщается о наблюдении магнитофононных резонансов на оптических фононах в одиночных квантовых ямах GaAs с двумя заполненными энергетическими подзонами.

1.2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Объектами исследования были две структуры с квантовыми ямами (КЯ) n -GaAs и барьерами из короткопериодных сверхрешеток AlAs/GaAs [17] (см. рис. 2).

Несмотря на одинаковую концентрацию электронов и их подвижность в квантовых ямах ($n = 8.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $\mu \sim 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) в исследованных образцах, разная ширина ям определяла разное строение их энергетических зон: в первом образце возникли две зоны пространственного квантования с концентрациями $6.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, разделенные энергетическим зазором $\Delta_{SAS} = 15.5 \text{ мэВ}$ [18]. Во втором образце с широкой (46 нм) квантовой ямой сформировалась двухслойная система из-за кулоновского расталкивания электронов к боковым гетерограницам. Такая система также характеризуется двухподзонным энергетическим спектром, хотя энергия разделения подзон в этом случае гораздо меньше, чем в первом образце, $\Delta_{SAS} = 1.45 \text{ мэВ}$, а концентрации электронов в подзонах мало различались: $4.27 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3.93 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Измерения проводились в импульсном магнитном поле до 30 Тл, перпендикулярном плоскости образца, длительностью 12 мс при $T \approx 77\text{--}240 \text{ К}$ на постоянном (на время действия магнитного поля) токе, величина которого не превышала 1 мА. В обоих образцах наблюдались осцилляции сопротивления ρ_{xx} в зависимости от магнитного поля (рис. 3, 4 а). Максимальная амплитуда осцилляций наблюдалась

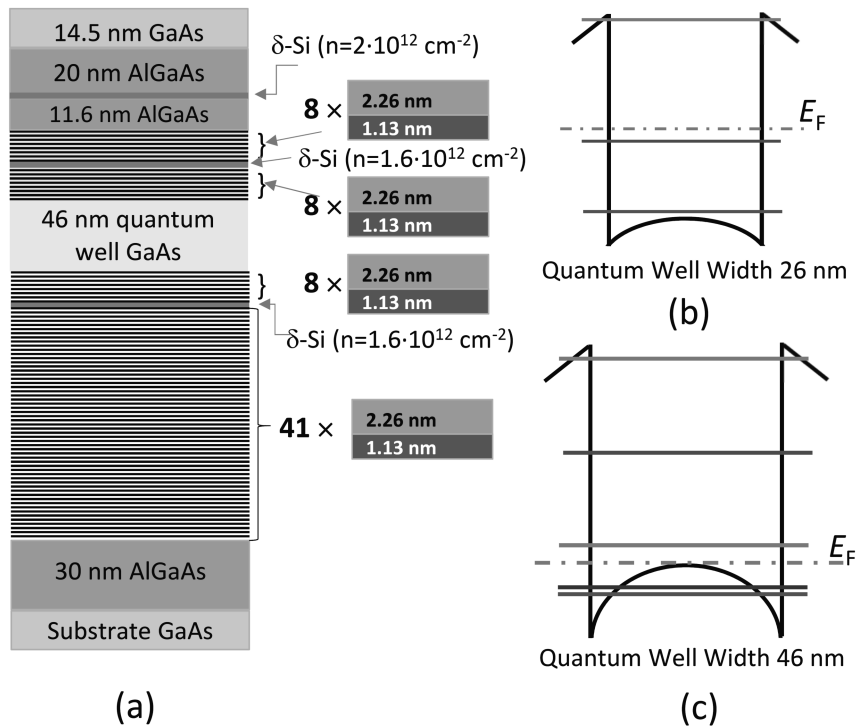


Рис. 2. Строение структур (одинаковое для обоих образцов) (а). Образцы различались лишь шириной ямы: в образце 1 ширина ямы была 26 нм, а во втором 46 нм. Энергетические схемы для образцов 1 (b) и 2 (c)

при $T \sim 240$ К для образца 1 и при $T \sim 150$ К для образца 2.

Зависимость магнитосопротивления от магнитного поля в области осцилляций можно описать формулой [12]

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_{xx}} \propto \cos\left(\frac{2\pi\omega_{LO}}{\omega_c}\right) \exp\left(-\frac{\gamma\omega_{LO}}{\omega_c}\right). \quad (2)$$

Эта формула была получена для трехмерного образца, но она оказалась применима и для двумерного случая [6–8]. Величина γ не зависит от магнитного поля, но зависит от температуры и подвижности носителей в образце. Действительно, величина γ оказалась разной для разных образцов. В наших же образцах $\gamma \sim 1.5$.

Положение пика осцилляции с $N = 1$ в образце 2 соответствует магнитному полю $B = 22$ Тл, т. е. той же области магнитных полей, которые наблюдались в работах [5–10]. Этот факт подтверждает, что наблюдаются именно магнитофоннные осцилляции, обусловленные резонансным взаимодействием электронов с продольными оптическими фононами.

Максимумы осцилляций в образце 1 на рис. 3 несколько сдвинуты по магнитным полям в большую сторону, что мы объясняем малостью эффекта

и, возможно, влиянием второй зоны пространственного квантования.

В соответствии с формулой (2) амплитуда осцилляций должна расти с ростом магнитного поля. Однако если амплитуды трех ($N=2, 3, 4$) последних осцилляций растут с ростом магнитного поля как $\exp(-\gamma\omega_{LO}/\omega_c)$, то амплитуда осцилляции с $N=1$ ($B \simeq 22$ Тл) не только не выросла по сравнению с амплитудой осцилляции с $N=2$, но оказалась даже меньше нее в обоих образцах. С этой

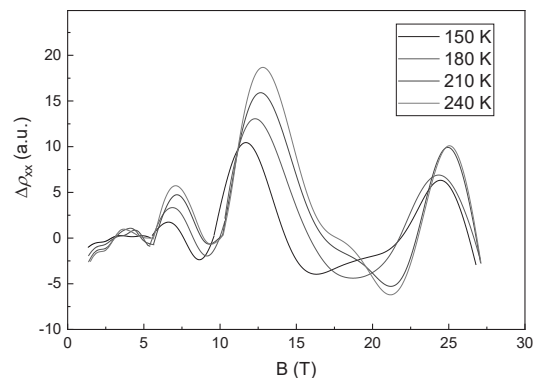


Рис. 3. Магнитофоннные осцилляции в образце 1 при разных температурах

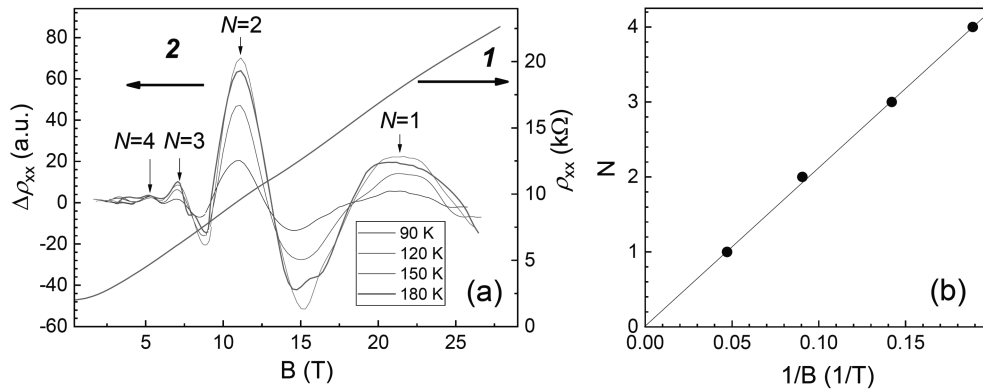


Рис. 4. *a* — Магнитофонные осцилляции в образце 2 при разных температурах: 1 — экспериментальная зависимость $\rho_{xx}(B)$ при $T=180$ K; 2 — зависимости осциллирующей части $\Delta\rho_{xx}(B)$ при разных температурах; стрелки показывают номера пиков магнитофонного резонанса. *b* — Зависимость номера осцилляции от обратного магнитного поля, демонстрирующая их периодичность по $1/B$

проблемой сталкивались все, кто изучал магнитофонный резонанс в двумерных структурах GaAs. Чтобы понять причину этого явления, в работе [8] было экспериментально и теоретически исследовано влияние механизмов рассеяния на амплитуду магнитофонных осцилляций в больших и малых магнитных полях. Было показано, что в больших магнитных полях при слабом упругом рассеянии резонансное рассеяние на оптических фононах резко увеличивает ширину уровня Ландау, что приводит к уменьшению плотности состояний и, соответственно, к уменьшению амплитуды осцилляции с $N=1$ и даже к ее исчезновению. В малых магнитных полях этот эффект отсутствует. Экспериментальная часть работы [8] демонстрирует зависимость амплитуды первого максимума MPR от ширины спейсера. Чем больше ширина спейсера, тем меньше амплитуда первого максимума. Действительно, при увеличении ширины спейсера уменьшается влияние упругого рассеяния на ширину уровней Ландау и становится преобладающей роль неупругого рассеяния на оптических фононах.

Теперь рассмотрим, как устроены исследуемые структуры. Выше упоминалось, что в изучаемых структурах барьеры к квантовым ямам n -GaAs выполнялись из короткопериодных сверхрешеток GaAs/AlAs. Источником свободных электронов в такой гетероструктуре служили два δ -легированных слоя GaAs, которые располагались в сверхрешеточных барьерах с двух сторон от квантовой ямы n -GaAs на расстоянии 29.4 нм от ее границ. В этом случае подавление упругого рассеяния электронов на случайном потенциале ионизированных доноров достигается не только пространственным разделе-

нием областей легирования и транспорта, но еще и экранирующим действием X -электронов, локализованных в AlAs-слоях. В этом состоит отличие от работы [8], где уменьшение роли упругого рассеяния достигалось лишь увеличением ширины спейсера. Хотя надо отметить, что в работе [8] при очень большой величине спейсера осцилляции с $N=1$ пропадали совсем, а в исследованных здесь структурах величина пика этой осцилляции $N=1$ была лишь в два раза меньше пика осцилляции $N=2$.

Таким образом установлено, что напряженность магнитного поля, при котором наблюдаются осцилляции магнитофонного резонанса на оптических фононах в структурах GaAs, не зависит от размерности системы. Данный факт означает, что в двумерных объектах с квантовой ямой GaAs резонансное рассеяние электронов в температурной области 90–180 K происходит на объемных продольных оптических фононах. Межподзонное рассеяние электронов не влияет на качественное поведение магнитофонных резонансов на оптических фононах, а в области температур 90–180 K в магнитном поле $B \simeq 22$ Тл неупругое рассеяние электронов преобладает над упругим.

2. МАГНИТОФОННЫЙ РЕЗОНАНС СОПРОТИВЛЕНИЯ НА АКУСТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ

2.1. Введение

В этих же образцах, но в диапазоне температур от 10 до 25 K и стационарном магнитном поле до 2 Тл, перпендикулярном плоскости образца, так-

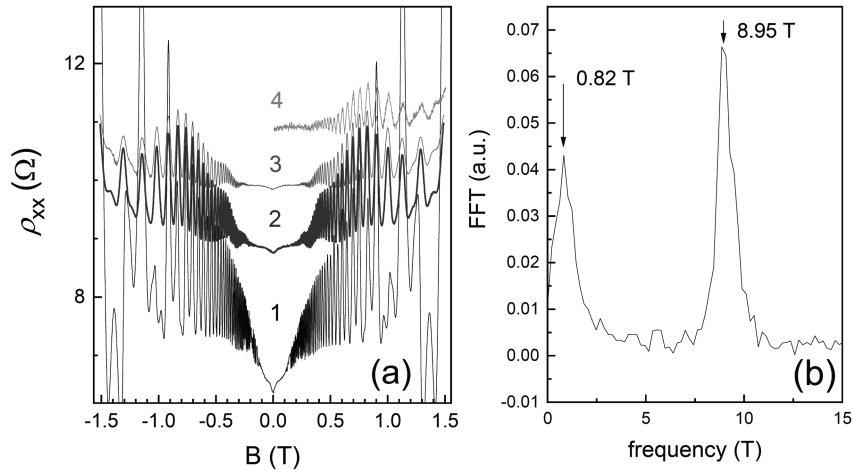


Рис. 5. Зависимость ρ_{xx} от магнитного поля для разных температур: 4 К — кривая 1, 12 К — кривая 2, 16 К — кривая 3, 20 К — кривая 4 для образца 1; б) фурье-анализ осцилляций при $T=20$ К

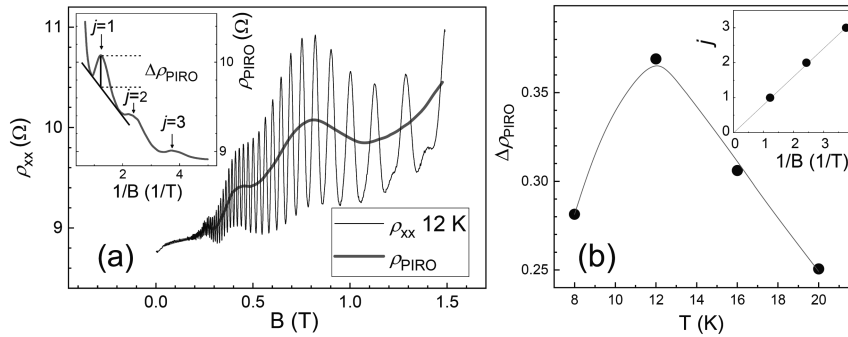


Рис. 6. а — Выделение медленных осцилляций для образца 1 при $T=12$ К из экспериментальной зависимости $\rho_{xx}(B)$. Вставка: зависимость амплитуды выделенной медленной осцилляции от $1/B$, стрелки с цифрами обозначают номера осцилляций. б — Зависимость пика амплитуды первой осцилляции от температуры. Вставка: зависимость номера осцилляций от $1/B$

же наблюдаются осцилляции магнитосопротивления, периодичные по обратному магнитному полю. Если положение осцилляций при магнитофононном резонансе на оптических фононах в магнитном поле не зависит от концентрации носителей заряда, то при этом типе осцилляций их положение определяется фермиевским волновым вектором k_F . Поглощая или испуская акустический фонон, электрон прыгает между уровнями Ландау, и максимум вероятности таких переходов реализуется при рассеянии электрона назад, когда фононный волновой вектор достигает величины $2k_F$ в 2D-плоскости, т. е. качественно эти осцилляции можно объяснить резонансным поглощением и испусканием акустических фононов (PIRO). Условие, определяющее положение осцилляций в магнитном поле при этом эффекте,

$$2k_F u = j\omega_c, \quad (3)$$

где u — скорость акустических фононов, j — целое положительное число.

Магнитофононный резонанс на акустических фононах впервые наблюдался в 2001 году в работе [19]. Затем он был исследован экспериментально и теоретически в работах [20–26]. Сначала его происхождение объяснялось резонансным взаимодействием электронов с интерфейсными акустическими фононами [19, 20]. Однако затем расчеты [24] показали, что наиболее вероятным является взаимодействие электронов с объемными акустическими фононами.

Теория магнитофононного резонанса на акустических фононах в объектах с двухподзонным спектром была рассмотрена в работе [25], где было показано, что магнитосопротивление такой системы должно состоять из суммы классического магнитосопротивления и квантового вклада, связанного

с резонансным рассеянием электронов на фононах внутри каждой из подзон (intrasubband), а также резонансным рассеянием на фононах, приводящим к межподзонным переходам (intersubband).

2.2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Измерения зависимости сопротивления от магнитного поля до 2 Тл, перпендикулярного плоскости образца, были проведены на постоянном токе, величиной 1 мкА, в тех же самых объектах в области температур 4–25 К. На рис. 5 представлены экспериментальные зависимости ρ_{xx} от магнитного поля при разных температурах.

Как видно на рис. 5 а, на фоне картины межподзонных осцилляций (MISO) наблюдаются дополнительные медленные осцилляции, о чем свидетельствует и фурье-анализ, представленный на рис. 5 б. Осцилляции Шубникова–де Гааза при этих температурах сдвинуты в область более высоких магнитных полей. Действительно, первый пик фурье-анализа наблюдается при $B = 8.95$ Тл, положение которого позволяет вычислить разностную концентрацию носителей в зонах пространственного квантования $\Delta n = (6.2\text{--}1.9) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а знание Δn позволяет определить энергию межподзонного разделения Δ_{SAS} :

$$\begin{aligned}\Delta n &= \frac{2e}{hc} B = 4.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}, \\ \Delta_{SAS} &= \frac{\pi \hbar^2}{m^*} \Delta n = 15.5 \text{ мэВ}.\end{aligned}\quad (4)$$

Второй пик соответствует положению первой осцилляции PIRO в магнитном поле 0.82 Тл. Модуляция амплитуды межподзонных осцилляций (MISO) с частотой (PIRO) демонстрирует их значительную интерференцию.

На рис. 6 показан процесс выделения медленных осцилляций (PIRO) при $T = 12$ К.

Расчеты, приведенные в работе [26] для подобного образца, показали, что до 0.8 Тл магнитофононный резонанс на акустических фононах (PIRO) определяется резонансным рассеянием на фононах электронов только первой подзоны (intrasubband) с $n = 6.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Если это так, то из наклона линейной зависимости $j(1/B) = k_F u / \omega_c$ (вставка к рис. 6 б) можно определить величину скорости звука u . Оказалось, что определенная из наклона величина $u \approx 5.1 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ близка к величине продольной скорости звука, распространяющегося в плоскости (100) в направлении [110] [27]. Кроме того, как было

показано в работе [22], для амплитуды магнитофононных осцилляций на акустических фононах:

$$\Delta \rho_{PIRO} \propto \tau_{ph}^{-1}(T) \cdot \exp \left[-\frac{2\pi}{\omega_c \tau_q^{ee}(T)} \right], \quad (5)$$

где τ_{ph} — время релаксации электронов при рассеянии на акустических фононах, τ_q^{ee} — компонента квантового времени жизни, обусловленного электрон-электронным рассеянием. Поскольку для этого образца $1/\tau_{ph}(T) \propto T^{1.8}$, а $1/\tau_q^{ee} = 3.8 T^2 / E_F$ [26], в этой формуле зависимость $\tau_{ph}^{-1}(T)$ определяет температурный рост амплитуды $\Delta \rho_{PIRO}$, а множитель $\exp[-2\pi/\omega_c \tau_q^{ee}(T)]$ — ее подавление с ростом температуры, что и наблюдается на рис. 6 б для первой осцилляции.

Мы полагаем, что положение максимумов медленных осцилляций в магнитном поле, величина скорости акустической волны, определенной в этом эксперименте, а также температурная зависимость максимума амплитуды первого пика подтверждают, что наблюдаемые медленные осцилляции связаны с резонансным рассеянием электронов на объемных акустических фононах.

Приведенные экспериментальные результаты близки к результатам работы [26], проведенной на подобном образце. На образце 2 с широкой ямой мы не смогли отличить межподзонные осцилляции от осцилляций PIRO.

Таким образом, наблюдаемый в температурной области 8–20 К в образце с одиночной квантовой ямой и двумя подзонами пространственного квантования магнитофононный резонанс на акустических фононах определяется резонансным рассеянием электронов на продольных акустических фононах в первой подзоне. Возникновение этих осцилляций вызывают интерференционный вклад MISO-PIRO в магнитосопротивление.

Благодарности. Авторы благодарны Ю. М. Гальперину и Р. В. Парфеньеву за обсуждение результатов и внимательное прочтение рукописи.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гуревич, Ю. А. Фирсов, ЖЭТФ **40**, 198 (1961).
2. S. M. Puri and T. H. Geballe, Bull. Am. Phys. Soc. **8**, 309 (1963).
3. С. С. Шалыт, Р. В. Парфеньев, В. М. Муждаба, ФТТ **6**, 647 (1964).

4. D. C. Tsui, Th. Englert, A. Y. Cho et al., *Phys. Rev. Lett.* **44**, 341 (1980).
5. D. C. Tsui, Th. Englert, J. C. Portal et al., *Sol. St. Commun.* **44**, 1301 (1982).
6. Giyuu Kido, Noboru Miura, Hideo Ohno et al., *J. Phys. Soc. Jpn.* **51**, 2168 (1982).
7. M. A. Brummell, R. J. Nicholas, M. A. Hopkins et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 77 (1987).
8. D. R. Leadley, R. J. Nicholas, J. Singleton et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 589 (1994).
9. C. Faugeras, D. K. Maude, G. Martinez et al., *Phys. Rev. B* **69**, 073405 (2004).
10. R. J. Nicholas, in *Landau Level Spectroscopy*, vol. 27.2, ed. by G. Landwehr and E. I. Rashba, Elsevier, Amsterdam, (1991), p. 777.
11. M. Hass and B. W. Henvis, *J. Phys. Chem. Solids* **23**, 1099 (1962).
12. R. Stradling and R. Wood, *J. Phys. C* **1**, 1711 (1968).
13. A. Mooradian and G. B. Wright, *Sol. St. Commun.* **4**, 431 (1966).
14. B. Jusserand and J. Sapriel, *Phys. Rev. B* **24**, 7194 (1981).
15. R. Lassnig and W. Zawadzki, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **16**, 5435 (1983).
16. V. V. Afonin, V. L. Gurevich, and R. Laiho, *Phys. Rev. B* **62**, 15913 (2000).
17. А. А. Быков, И. С. Стрыгин, А. В. Горан и др., *Письма в ЖЭТФ* **112**, 475 (2020).
18. A. V. Goran, A. A. Bykov, A. I. Toropov et al., *Phys. Rev. B* **80**, 193305 (2009).
19. M. A. Zudov, I. V. Ponomarev, A. L. Efros et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3614 (2001).
20. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров и др., *Письма в ЖЭТФ* **81**, 646 (2005).
21. А. А. Быков, А. В. Горан, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 630 (2009).
22. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. B* **102**, 086808 (2009).
23. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin et al., *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1709 (2012).
24. O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **80**, 075318 (2009).
25. O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **81**, 195301 (2010).
26. A. A. Bykov, A. V. Goran, and S. A. Vitkalov, *Phys. Rev. B* **81**, 155322 (2010).
27. S. Adachi, *J. Appl. Phys.* **58**, R1 (1985).