

ИЗУЧЕНИЕ КВАНТОВОГО ВРЕМЕНИ В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ INAS/ALSB С ОДНОЙ И ДВУМЯ ЗАПОЛНЕННЫМИ ПОДЗОНАМИ

Е.Р. Бурмистров, М.М. Афанасова

eugeni.conovaloff@yandex.ru

Рязанский Государственный Университет имени С.А. Есенина, 390000 Рязань, Россия

Поступила 14.09.2019

Статья посвящена исследованию механизмов рассеяния носителей заряда в гетероструктуре InAs/AlSb. Целью статьи является разработка и дополнение существующей теории, которая в полной мере описывает квантово-механические процессы в изучаемых структурах. Основное содержание исследования составляет анализ квантового времени релаксации, формирующийся по двум независимым каналам внутри – и межподзонного рассеяния. Проведённый расчёт квантового времени показал, что разработанная теория учитывает рассеяние двумерных носителей в активном слое InAs на шероховатостях гетерограницы. Вследствие того, что подвергнутые сильным магнитным полям гетероструктуры рассматривались в условиях двух заполненных подзон размерного квантования, значительное внимание уделено исследованию уширительного времени уровней Ландау. Установлено, что время межподзонной релаксации порядка 10^{-15} с, а квантовое время релаксации порядка 10^{-14} с. В качестве исследовательской задачи авторами была определена попытка получить теоретические значения квантового времени, которые в высокой степени согласуются с данными, полученными аналитически.

Ключевые слова: время релаксации, уровни Ландау, гетероструктуры, межподзонное рассеяние, шероховатости, квантование.

УДК 537.9

DOI: 10.31145/2224-8412-2020-20-1-46-56

1. Введение

Влияние границы раздела на проводящие свойства гетероструктур было изучено в работах Г.Кремера и Ж.Алфёрова. Исследования позволили установить, что шероховатости – это не пространственные локализации атомов на гетерограницах, а локализации положительных ионов примеси в пригранич-

ных слоях. Стоит отметить, что создание гетероструктур хорошего качества приводит к незначительному влиянию шероховатостей гетерограницы на кинетику электронов в квантовой яме. В ранних работах были аналитически изучены процессы рассеяния двумерных электронов на основе результатов, полученных из осцилляций Шубникова де Гааза [1,2]. Подвергнутые исследованиям структуры рассматривались в условиях одной заполненной подзоны размерного квантования. Данная особенность ограничивает возможные каналы рассеяния двумерных носителей в гетероструктуре InAs/AlSb, оставляя не изученным вопрос межподзонного резонансного взаимодействия.

Проведённый в условиях данного исследования квантово – механический расчёт потенциалов рассеяния и матриц плотностей позволил получить численную оценку кинетическим параметрам двумерного электронного газа (ДЭГ). В работе предложен теоретический метод расчёта времени релаксации, который формируется по двум независимым каналам внутри- и межподзонного рассеяния. В ходе научного исследования установлено, что метод позволяет вносить в свою структуру изменения, связанные с условиями поставленной задачи. С учётом данной особенности метод расчёта квантового времени релаксации носит универсальный характер. Высказано предположение, что разработанная теория может быть использована для исследования кинематических процессов двумерных носителей в квантовых ямах с несимметричным распределением вероятности волновых функций.

2. Теоретическая модель

Гетероструктуры, подвергнутые исследованиям, рассматривались с учётом двух заполненных подзон размерного квантования. Заполнение нескольких подзон размерного квантования приводит к дополнительным эффектам, основным из которых является межподзонное рассеяние. При заполнении первой подзоны время релаксации имеет значение порядка $\sim 10^{-14}$ с, а при двух заполненных подзонах порядка $\sim 10^{-13}$ с. В первом случае рассеяние на шероховатостях – доминирующий процесс в условиях квантующих магнитных полей. Во втором случае подвижность ограничена межзонным рассеянием и e-e рассеянием на подзонах в активном слое InAs/AlSb. Изотропия двумерной поверхности Ферми даёт возможность использовать аппарата тензорного исчисления. Для легированной гетероструктуры InAs/AlSb с двумя заполненными подзонами время релаксации даётся выражением [3]

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{K_{00}K_{11} - K_{01}K_{10}}{E_{F0}K_{11} - E_{F1}K_{01}}, \quad \frac{1}{\tau_1} = \frac{K_{00}K_{11} - K_{01}K_{10}}{E_{F1}K_{00} - E_{F0}K_{10}},$$

где K_{00} -компонента тензора рассеяния, характеризующая вклад первой подзоны в процессы рассеяния с квантовым временем релаксации τ_q ; K_{11} –

компонента тензора рассеяния, характеризующая вклад второй подзоны; E_i – положение энергетических подзон, отсчитываемых относительно E_F ; $E_{F_i} = E_F - E_i$.

С учётом введенных обозначений

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{K_{00}K_{11} - K_{01}K_{10}}{(E_F - E_0)K_{11} - (E_F - E_1)K_{01}}, \quad \frac{1}{\tau_1} = \frac{K_{00}K_{11} - K_{01}K_{10}}{(E_F - E_1)K_{00} - (E_F - E_0)K_{10}}$$

Компоненты тензора рассеяния определяются из упрощённого кинетического уравнения Больцмана

$$K_{ij} = \delta_{ij} \sum_i K_{ij}^1 - K_{ij}^2,$$

где

$$K_{ij}^1 = \frac{k_{F_i}^2}{2\pi\hbar} \int_0^\pi |V_{ij}(q_{ij})|^2 d\theta \quad K_{ij}^2 = \frac{k_{F_i}k_{F_j}}{2\pi\hbar} \int_0^\pi \cos\theta |V_{ij}(q_{ij})|^2 d\theta$$

В квантовой яме симметрия волновых функций приводит к тому, что форм-фактор отличен от нуля только в том случае, когда сумма индексов i, j, n и m четная. Компоненты тензора рассеяния с учётом межподзонного рассеяния могут быть вычислены через соотношения:

$$\begin{aligned} K_{00}^1 &= \frac{k_{F_0}^2}{2\pi\hbar} \int_0^\pi |V_{00}(q_{00})|^2 d\theta & K_{01}^1 &= \frac{k_{F_0}^2}{2\pi\hbar} \int_0^\pi |V_{01}(q_{01})|^2 d\theta \\ K_{10}^1 &= \frac{k_{F_1}^2}{2\pi\hbar} \int_0^\pi |V_{10}(q_{10})|^2 d\theta & K_{01}^2 &= \frac{k_{F_0}k_{F_1}}{2\pi\hbar} \int_0^\pi \cos\theta |V_{01}(q_{01})|^2 d\theta \\ K_{11}^1 &= \frac{k_{F_1}^2}{2\pi\hbar} \int_0^\pi |V_{11}(q_{11})|^2 d\theta & K_{10}^2 &= \frac{k_{F_1}k_{F_0}}{2\pi\hbar} \int_0^\pi \cos\theta |V_{10}(q_{10})|^2 d\theta \\ K_{00}^2 &= \frac{k_{F_0}k_{F_0}}{2\pi\hbar} \int_0^\pi \cos\theta |V_{00}(q_{00})|^2 d\theta & K_{11}^2 &= \frac{k_{F_1}k_{F_1}}{2\pi\hbar} \int_0^\pi \cos\theta |V_{11}(q_{11})|^2 d\theta \end{aligned}$$

Матричный элемент рассеяния на шероховатостях

$$|V_{ij}(q_{ij})|^2 = \pi\Delta^2\Lambda^2\Delta V^2 \exp\left(\frac{q_{ij}^2\Lambda^2}{4}\right) \left\{ \sum_{n,m} (\varepsilon^{-1})_{ij,mn} \varphi_i(z_B) \varphi_j(z_B) \right\}^2,$$

где $V_{ij}(q) = \sum_{n,m} (\varepsilon_{ij,mn})^{-1} \widetilde{V}_{nm}(q)$, где $V_{ij}(q)$ – матричный элемент экранированного потенциала; $\widetilde{V}_{nm}(q)$ – матричный элемент незэкранированного кулоновского потенциала; $\varepsilon_{ij,mn}$ – матрица диэлектрической проницаемости в приближении хаотических фаз; Δ, Λ – параметры шероховатости; $\varphi_i(z_B), \varphi_j(z_B)$ –

подзональные волновые функции в барьере; $q_{ij} = \sqrt{k_i^2 + k_j^2 - 2k_i k_j \cos\theta}$ – изменение волнового вектора, обусловленное упругим рассеянием от i к j подзоны.

Матрица диэлектрической проницаемости определяется [3]

$$\varepsilon_{ij,mn}(q) = \delta_{in}\delta_{jm} + \frac{q_s}{q} H_{ij,nm}(q) \chi_{ij}(q),$$

$$H_{ij,nm}(q) = \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' \varphi_i(z) \varphi_j(z) \exp(-q(z-z')) \varphi_n(z') \varphi_m(z'),$$

$$\chi_{ij}(q) = \begin{cases} 1 - \Theta(q - 2k_{F_i}) \sqrt{1 - \left(\frac{2k_{F_i}}{q}\right)^2}, & i = j \\ \frac{q^2 + k_0^2 - \sqrt{(q^2 + k_0^2) - (2k_{F_i}q)^2}}{2q^2}, & k_{F_i} \leq k_0, \quad i \neq j \\ 1 - \frac{\Theta(q - k_+)}{q^2} \sqrt{(q^2 - k_+^2)(q^2 - k_-^2)}, & k_{F_i} > k_0, \end{cases}$$

где $H_{ij,nm}(q)$ – форм-фактор; $\chi_{ij}(q)$ – матрица статической поляризации; Θ -функция Хевисайда; $q_s = \frac{m^* e^2}{2\pi \varepsilon_s \varepsilon_0 \hbar^2}$; $k_0^2 = 2m^*(E_1 - E_0)/\hbar^2$; $k_+ = |k_{F_0} + k_{F_1}|$; $k_- = |k_{F_0} - k_{F_1}|$.

Определим матричный элемент рассеяния в первой подзоне размерного квантования. Матрица диэлектрической проницаемости даётся формулой

$$\varepsilon_{00,00}(q) = 1 + \frac{m^* e^2}{2(\sqrt{2k_0^2 - 2k_0^2 \cos\theta})\pi \varepsilon_s \varepsilon_0 \hbar^2} H_{00,00}(q) \chi_{00}(q)$$

Матрица статической поляризации для данного случая

$$\chi_{00}(q) = 1 - \Theta(q - 2k_{F_0}) \sqrt{1 - \left(\frac{2k_{F_0}}{q}\right)^2}.$$

По определению функции Хевисайда

$$\Theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x > 0 \end{cases}$$

В условиях данной задачи

$$\Theta(q - 2k_{F_0}) = \begin{cases} 0, & q - 2k_{F_0} < 0 \\ 1, & q - 2k_{F_0} > 0 \end{cases},$$

где $q = \sqrt{2k_{F_0}^2(1 - \cos\theta)} = 2k_{F_0} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)$, тогда

E

$$\Theta(q - 2k_{F_0}) = \begin{cases} 0, & 2k_{F_0} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) < 2k_{F_0} \\ 1, & 2k_{F_0} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) > 2k_{F_0} \end{cases}$$

Следовательно, ступенчатая функция $\Theta=0$ и $\chi_{00}(q)=1$. С учётом полученных результатов

$$\varepsilon_{00,00}(q) = 1 + \frac{m^* e^2}{4k_{F_0} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \pi \varepsilon_s \varepsilon_0 \hbar^2} \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' \varphi_0(z) \varphi_0(z) \exp(-q(z-z')) \varphi_0(z') \varphi_0(z')$$

$$|V_{00}(q_{00})|^2 = \pi \Delta^2 \Lambda^2 \Delta V^2 \exp\left(\frac{q_{00}^2 \Lambda^2}{4}\right) \{\varepsilon_{00,00}^{-1}(q) \varphi_0(z_B) \varphi_0(z_B)\}^2$$

Вклад второй подзоны размерного квантования приводит матрицу диэлектрической проницаемости и матричный потенциал рассеяния к виду

$$\varepsilon_{11,11}(q) = 1 + \frac{m^* e^2}{4k_{F_1} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \pi \varepsilon_s \varepsilon_0 \square^2} \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' \varphi_1(z) \varphi_1(z) \exp(-q(z-z')) \varphi_1(z') \varphi_1(z'),$$

$$|V_{11}(q_{11})|^2 = \pi \Delta^2 \Lambda^2 \Delta V^2 \exp\left(\frac{q_{11}^2 \Lambda^2}{4}\right) \{\varepsilon_{11,11}^{-1}(q) \varphi_1(z_B) \varphi_1(z_B)\}^2,$$

$$\varepsilon_{10,10}(q) = \frac{m^* e^2}{2\pi \varepsilon_s \varepsilon_0 \square^2 q} \int_0^\infty dz \int_0^\infty dz' \varphi_1(z) \varphi_0(z) \exp(-q(z-z')) \varphi_1(z') \varphi_0(z'),$$

$$|V_{10}(q_{10})|^2 = \pi \Delta^2 \Lambda^2 \Delta V^2 \exp\left(\frac{q_{10}^2 \Lambda^2}{4}\right) \{\varepsilon_{10,10}^{-1}(q) \varphi_1(z_B) \varphi_0(z_B)\}^2,$$

$$\varepsilon_{01,01}(q) = \frac{m^* e^2}{2\pi \varepsilon_s \varepsilon_0 \square^2 q} \left(\frac{q^2 + k_0^2 - \sqrt{(q^2 + k_0^2) - (2k_{F_0} q)^2}}{2q^2} \right) H_{01,01}(q),$$

$$|V_{01}(q_{01})|^2 = \pi \Delta^2 \Lambda^2 \Delta V^2 \exp\left(\frac{q_{01}^2 \Lambda^2}{4}\right) \{\varepsilon_{01,01}^{-1}(q) \varphi_0(z_B) \varphi_1(z_B)\}^2$$

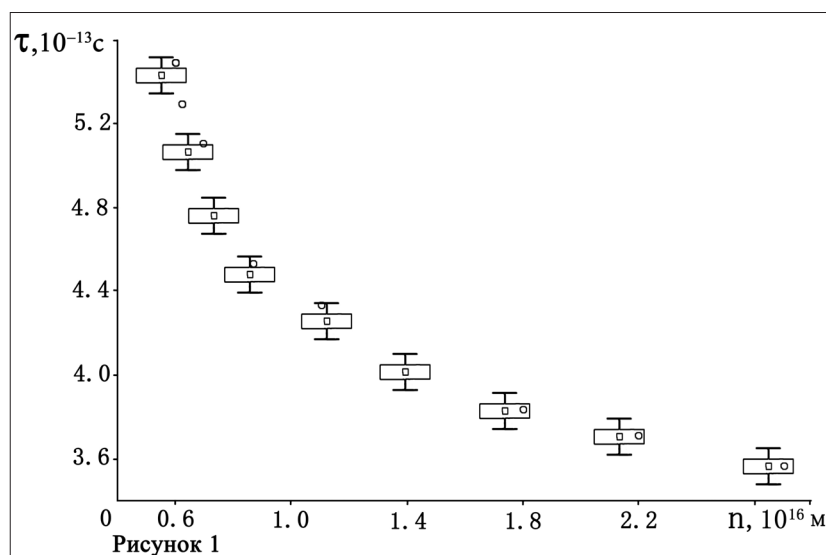
2. Обсуждение результатов

В ходе теоретического исследования удалось аналитически определить из графиков Дингла время релаксации двумерных электронов в активном слое InAs τ_q и концентрации на подзонах; из теоретических расчётов было

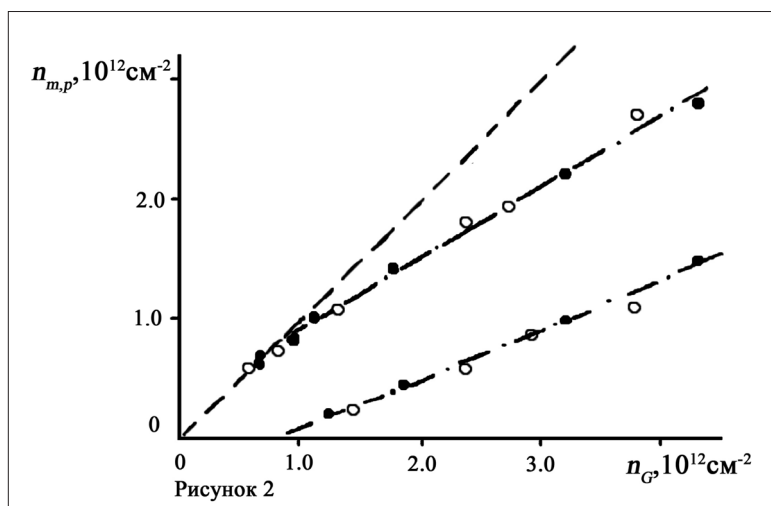
получено время релаксации с учётом двух заполненных подзон для основной τ_q^m и возбуждённой τ_q^p , общее квантовое τ_M и электрон-электронное $\tau_{e,e}$ времена релаксации (таблица 1).

Серия образцов	Аналитический расчёт			Теоретический расчёт			
	$\tau_q, 10^{-14} \text{с}$	$n_m, 10^{16} \text{М}^{-2}$	$n_p, 10^{16} \text{М}^{-2}$	$\tau_M, 10^{-14} \text{с}$	$\tau_{e,e}, 10^{-12} \text{с}$	$\tau_q^p, 10^{-12} \text{с}$	$\tau_q^m, 10^{-12} \text{с}$
1	5.493	1.8	0.6	4.364	5.00	0.566	1.894
2	4.532	2.2	1.0	3.411	0.86	0.476	1.839
3	3.840	2.7	1.1	2.935	0.22	0.400	1.198
4	3.571	3.6	0.62	2.678	0.11	0.413	1.101

Анализируя данные таблицы, можно выделить связь между концентрациями в основной и возбуждённой подзонах размерного квантования. В ходе работы установлена зависимость времени релаксации от концентрации носителей в исследуемых структурах на каждой из подзонах (рисунок 1). С помощью интерполяционных методов обработки массивов данных удалось установить зависимость времени релаксации от общей концентрации образца. Для оценки достоверности полученных значений графическим методом сравнивались аналитические и теоретические данные. На рисунке 1 изображено два графика, первый из которых представляет собой зависимость аналитического значения квантового времени релаксации от общей концентрации. На втором изображена теоретическая зависимость $\tau_q(n) \propto \frac{2.01}{n}$ с доверительным интервалом 15%. Как видно, наложение экспериментальных точек на графике в пределах доверительного интервала аналитических значений свидетельствует о высоком уровне согласования теории и эксперимента.



На основе полученных данных установлена зависимость общей концентрации образцов от концентрации электронов в основной n_m и возбуждённой n_p подзонах размерного квантования, $n_G = n_m + n_p$ (рисунок 2).



Излом на $n_m(n_G)$ и аппроксимация $n_p(n_G)$ на предельное значение $n_p=0$ дают величину пороговой концентрации $n_c = 8.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Теоретическая оценка порогового значения концентрации для квантовой ямы с $d=150 \text{ \AA}$ равна $6.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Одним из результатов научного исследования стал расчёт времени межподзонного рассеяния электронов в активном слое InAs. В условиях конкурирующих времён релаксации межподзонное рассеяние определяется равенством

$$\tau^{mp} \cong \frac{\tau^* \tau^{intra}}{\tau^{intra} - \tau^*},$$

где τ^* – суммарное время релаксации с учётом внутри – и межподзонного рассеяния; Время внутриподзонной релаксации формируется с учётом двух независимых механизмов рассеяния, причём

$$\frac{1}{\tau^{inter}} = \frac{1}{\tau_q^m} + \frac{1}{\tau_q^p}$$

Результаты расчётов τ^{mp} представлены в таблице 2.

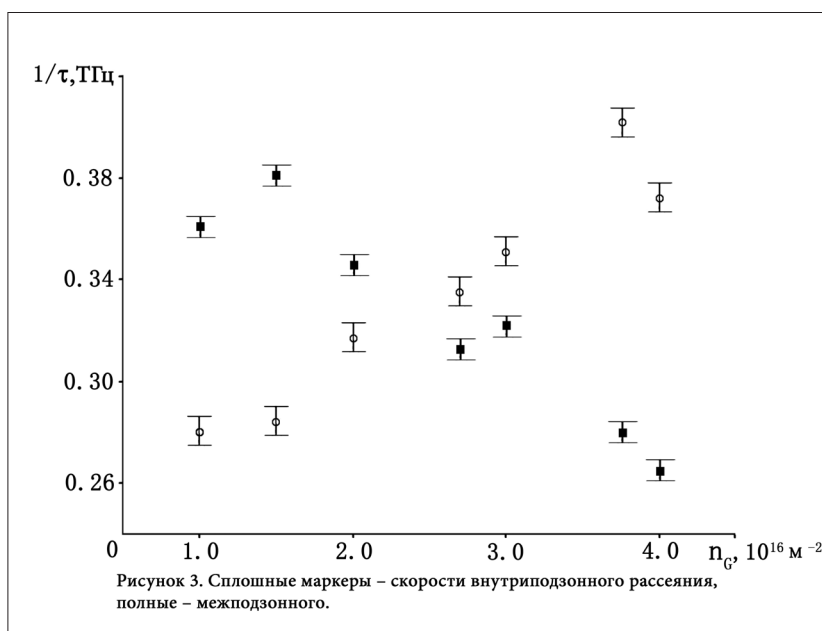
Серия образцов	Аналитический расчёт		Теоретический расчёт $\tau^{mp}, 10^{-15} \text{ с}$
	$n_m, 10^{16} \text{ м}^{-2}$	$n_p, 10^{16} \text{ м}^{-2}$	
1	1.8	0.6	5.543
2	2.2	1.0	4.606
3	2.7	1.1	3.989
4	3.6	0.62	3.678

Из данных таблицы 1 и 2 видно, что для всех образцов выполняется соотношение

$$\tau^{mp} < \tau_q^p < \tau_q^m$$

Данный вывод вполне согласуется с умозрительными представлениями о квантово-механических процессах, которые происходят с двумерными электронами в гетероструктурах.

Из данных таблицы 1 видно, что населённость основной подзоны размерного квантования выше, чем возбуждённой. Поэтому можно предположить, что скорость межподзонных переходов будет выше, чем скорость переходов электронов внутри подзоны. Аналитически установлена и проанализирована зависимость скоростей меж- и внутривидового рассеяния носителей от общей концентрации образца (рисунок 3).



Из графика видно, два данных механизма рассеяния являются конкурирующими в гетероструктуре InAs/AlSb. Характер монотонности и разброс по значениям определяются анизотропией поверхности Ферми и параметрами шероховатостей гетерограницы.

Вывод

В ходе работы теоретически определено квантовое время релаксации двумерных носителей заряда в гетероструктуре InAs/AlSb. Удалось оценить время и скорость межподзонного рассеяния. Проведённый расчёт квантового времени ДЭГ, учитывающий заполнение двух подзон размерного квантования в InAs/AlSb, предоставил возможность изучить кинетику двумерных

электронов. Установлено, что выбранная теория с высокой достоверностью описывает изучаемые квантовые эффекты двумерных носителей в гетероструктуре InAs/AlSb.

С точки зрения энергетически выгодного состояния в условиях отсутствия квантующих магнитных полей, частота внутривозонных столкновений двумерных носителей гораздо больше межвозонных. Это объясняется тем, что электрону выгоднее оставаться на своём энергетическом уровне или осуществлять переходы между уровнями энергии в пределах одной подзоны размерного квантования. Вовлечение электрона в процессы межвозонного рассеяния требует дополнительных затрат энергии, а следовательно и прибавки к импульсу. В данной работе образцы подвергались воздействию сильных магнитных полей. Следовательно, общее квантовое время релаксации формируется по двум каналам внутри- и межвозонного рассеяния. В данном случае уширение уровней Ландау в большей степени определяет межвозонные переходы, следовательно, время таких переходов будет меньше, чем время внутривозонных, порядка 10-15с. Этим объясняется тот факт, что скорость электрон-электронных межвозонных взаимодействий превышает по абсолютной величине электрон-электронные внутривозонные.

Используемый в работе квантово-механический метод позволяет в условиях воздействия различных внутрисистемных механизмов на движение электронов оценить флуктуационные изменения параметров, характеризующих движение двумерных носителей.

Из данных таблицы 1, видно, что с увеличением концентрации носителей в образцах квантовое время уменьшается. В условиях отсутствия магнитных полей релаксационные переходы стремятся сохранить систему в термодинамическом равновесии. Вероятность таких переходов определяется из распределения Ферми-Дирака для частиц по уровням энергий. При включении магнитного поля вероятность индуцированных переходов увеличивается, следовательно, увеличивается число двумерных носителей, которые вовлекаются в процессы межвозонного рассеяния. Вероятность спонтанных переходов уменьшается, и влияние шероховатостей на движение зарядов в условиях квантующих магнитных полей усиливается. Таким образом, в условиях магнитных полей на время межвозонного рассеяния оказывают влияние два доминирующих фактора: неровности гетерограницы и уширительное время уровней Ландау.

В ходе научного исследования учитывались только механизмы упругого рассеяния, так как неупругое рассеяние на полярных оптических фононах пренебрежимо мало при низкой температуре. Метод не учитывает особенности экранированного и неэкранированного кулоновского потенциала. Одним из результатов научного исследования стало сопоставление теоретических и аналитических данных, которые хорошо согласуются между собой.

Список литературы

1. *М.М. Афанасова, В.А. Степанов.* Исследование электрон-фононного взаимодействия в структурах InAs/AlSb в режиме квантующих магнитных полей // *Наносистемы: физика, химия, математика*, 2012, 3(6), 36-46.
2. *М.М. Афанасова, В.А. Степанов.* Роль электрон-электронного и электрон-фононного взаимодействия в процессе квантования Ландау в наноструктурах InAs/AlSb // *Известия вузов. Физика*, 2009, 8, 20-24.
3. *Е.Р. Бурмистров.* Механизмы рассеяния в гетероструктурах InAs/AlSb// *Сверхпроводящие и электронные свойства твёрдых тел: тезисы докладов Международной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов 2019» (МГУ имени М.В. Ломоносова, 8—12 апреля, 2019)*, 597–598.
4. *Е.Р. Бурмистров.* Расчёт эффективного сечения рассеяния в гетероструктуре InAs/AlSb// *Актуальные вопросы физики в высшей школе: тезисы докладов Всероссийской научной конференции «Актуальные проблемы физики и технологии в образовании, науке и производстве» (Рязань, 28—29 марта 2019 г.)*, 88-92.
5. *Д.Ю. Протасов, А.К. Бакаров, А.И. Торопов.* ФТП, 2018, 52(1), 48-57.
6. *Т. Андо, А. Фаулер.* Электронные свойства двумерных систем. Пер. с англ./Т. Андо, А. Фаулер. –М.:Мир, 1985. -214 с.
7. *Е.Н. Hwang, S. Das Sarma.* Phys. Rev. B, 2008,77, 45-61.
8. *В.М. Лукашин, А.Б. Пашиковский, А.А. Капралова.* ФТП, 2014, 49(6), 648.
9. *Н. Amasuga, Seiki Goto, T. Shiga, M. Totsuka.* IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (Long Beach, California, USA, June 11-17, 2005),189.

THE STUDY OF THE QUANTUM RELAXATION TIME IN THE HETEROSTRUCTURE INAS / ALSB WITH ONE AND TWO FILLED SUBBANDS

Burmistrov E.R., Afanasova M.M.

eugeni.conovaloff@yandex.ru

Ryazan State University named for S.Esenin

Received 14.09.2019

The article investigates the carrier scattering mechanisms in the heterostructure InAs / AlSb. The aim of the article is to develop and complement the existing theory, which fully describes the quantum-mechanical processes in the studied structures. The main content of the study is the analysis of the quantum relaxation time, by forming two independent channels inside – and intersubband scattering. Conducted quantum time calculation showed that developed theory takes into account the two-dimensional scattering of carriers in the active layer in InAs heterojunction roughness. Because subjected to strong magnetic fields heterostructures were considered under two filled subbands, considerable attention is given to research ushiritelnogo time Landau levels. It was found that the time of intersubband relaxation about 10^{-15} s, and the quantum of the order of the relaxation time 10^{-14} s. As the authors study the problem was determined attempt to obtain quantum theoretical values of time which are highly consistent with analytical data.

Keywords: relaxation time, Landau levels, heterostructure, intersubband scattering, roughness, quantization.