

Работа направлена на выяснение вклада внутривозонной и межвозонной электрон – электронной релаксации в затухание квантования Ландау осцилляций поперечного магнитосопротивления. Для сильнолегированного гетероперехода, аппроксимированного треугольным потенциальным профилем, когда заполнены основная и возбужденная подзоны размерного квантования, получены выражения параметрических зависимостей от температуры, которые объясняют экспериментальные зависимости [1]. Рассмотрим процесс взаимодействия частиц с импульсом \mathbf{k} и \mathbf{p} . В результате взаимодействия получаются частицы с импульсами $\mathbf{k} + \mathbf{q}$ и $\mathbf{p} - \mathbf{q}$. Вероятность такого процесса пропорциональна интегралу столкновений

$$\sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}} \delta(E_j(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + E_l(\mathbf{p} - \mathbf{q}) - E_i(\mathbf{k}) - E_k(\mathbf{p})) f_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{p}} (1 - f_{\mathbf{k} + \mathbf{q}}) (1 - f_{\mathbf{p} - \mathbf{q}}), \quad (1)$$

где f — функция распределения Ферми — Дирака. Индексы i, j, k, l обозначают следующее: электрон, находящийся в состоянии i взаимодействует с электроном в состоянии k , в результате чего происходят переходы соответственно в состояния j и l . С точностью до второго члена разложения внешнего возмущающего потенциала теории возмущений выражение для времени «e-e» взаимодействия может быть представлено в виде

$$\frac{1}{\tau_{ij}^{ee}} = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \sum_{k, m} \sum_{\mathbf{q}} |V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, \omega)|^2 \times \\ \times \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}} \delta(E_j(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + E_l(\mathbf{p} - \mathbf{q}) - E_i(\mathbf{k}) - E_k(\mathbf{p})) \times \\ \times f_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{p}} (1 - f_{\mathbf{k} + \mathbf{q}}) (1 - f_{\mathbf{p} - \mathbf{q}}), \quad (2)$$

где $V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, \omega)$ — матричный элемент полного потенциала экранирования. В ряде экспериментальных работ по исследованию особенностей осцилляций поперечного магнитосопротивления Шубникова – де Гааза (ШдГ) в широком диапазоне температур и магнитных полей для объемных 3D и двумерных 2D электронов обнаружены некоторые аномалии, имевшие определенную общность в качественном сходстве, но и существенные различия. Например, была обнаружена осциллирующая зависимость температуры Дингла T_D от температуры T , а, следовательно, и времени малоугловой релаксации τ_q от T [2]. Эти осцилляции $T_D(T)$ и $\tau_q(T)$ были обнаружены для сильнолегированных гетеропереходов ($n_s > 8.5 \cdot 10^{11} \text{cm}^{-2}$), в которых заполнена основная и вторая возбужденная подзона размерного квантования. Была установлена однозначная связь этих аномалий с сильным (для вырожденных 3D и 2D электронов) электрон - электронным взаимодействием. Для качественного и количественного объяснения наблюдаемых эффектов необходимо рассмотрение каналов электрон - электронных («e-e») взаимодействий в сложной системе 2D вырожденных электронов (Рис. 1).

Рассмотрим возможные сценарии восприятия возмущения от источников и формирование за счет «e-e» взаимодействия $\tau_q(T)$ - фактора столкновительного уширения уровней Ландау:

1) – возмущение воспринимает массив 2D электронов n_m на основном уровне размерного квантования. Это взаимодействие характеризуется временем $\tau_{ee}^{(1)}$. За счет сильного «e-e» внутривозонного взаимодействия возмущение охватывает всю электронную систему и на опыте измеряется ... Траектория этого механизма показана на рис. 1 сплошными линиями:

$$\tau^{(1)} \Rightarrow (\tau_{ee}^{mm}) \Rightarrow (\tau_{ee}^{md}, \tau_{ee}^{mn}) \Rightarrow (\tau_{ee}^{nm}, \tau_{ee}^{dd}, \tau_{ee}^{nd}) = \tau_{ee}^{(1)}$$

2) – второй сценарий возможен, если возмущение воспринимает спутник n_n на уровне E_p размерного квантования. В этом случае n_n непосредственно взаимодействуют с n_d и с n_m - 2D электронами. Следовательно, время разрушения квантования формируется так:

$$\tau^{(2)} \Rightarrow (\tau_{ee}^{nm}) \Rightarrow (\tau_{ee}^{nd}) \Rightarrow (\tau_{ee}^{nm}, \tau_{ee}^{nd}) \Rightarrow (\tau_{ee}^{nm}, \tau_{ee}^{dd}, \tau_{ee}^{md}) \Rightarrow \tau_{ee}^{(2)}$$

Этот сценарий на схеме представлен штриховой траекторией.

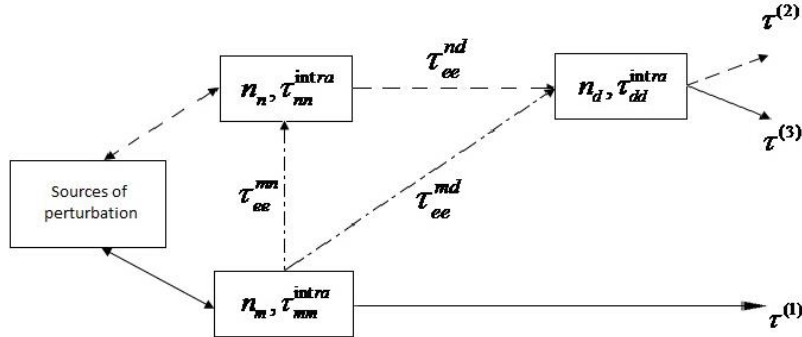


Рис. 1. Схема-модель каналов прохождения возмущения от источников. Комментарии в тексте

3) – если возмущение воспринимают 2D электроны на уровне E_m , то за счет взаимодействия со временем τ_{ee}^{nm} с n_n (« n -спутником»), а n_n за время τ_{ee}^{nd} распространяют возмущение на n_d , так что формируется τ_q^{exp} в цепочке $\tau^{(3)} \Rightarrow (\tau_{ee}^{nm}) \Rightarrow (\tau_{ee}^{nm}, \tau_{ee}^{md}) \Rightarrow (\tau_{ee}^{nm}, \tau_{ee}^{dd}, \tau_{ee}^{nd}) \Rightarrow \tau_{ee}^{(3)}$.

На схеме эта версия представлен штрих - пунктирной траекторией. Окончательные зависимости рассчитывались в соответствии с правилом Маттиссена $(\tau_{ee}^{th})^{-1} = \sum_i (\tau_{ee}^{th})_i^{-1}$.

Из всех рассмотренных сценариев схемы-модели (рис. 1) случай (3) наиболее отвечает одной из кривых, рассчитанной как раз для этого случая [4]. Кроме этого можно отметить, что при низких температурах ($T < 5K$) затухание квантования Ландау определяется n_s -электронами, а численный анализ разложения диэлектрических функций показывает появление немонотонностей $\tau_{ee}^{th}(T, n_s)$ при $n_m > 8 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ и $T > 5K$. Это позволяет утверждать, что характерные осцилляции $\tau_{ee}^{th}(T)$ возникают только после заполнения электронами второй подзоны размерного квантования и отклика на температурное воздействие при $T > 5K$. Второй результат – это роль n_n -спутника в возбуждении осцилляций, при этом независимо от того, какой компонент 2D электронной системы воспринимает возмущение, что показано на рис. 1 каналом $\tau^{(3)}$. Непосредственно это видно, если предположить $n_n = 0$ и тогда, только $\tau_{nm}^{intra}(T)$ и $\tau_{dd}^{intra}(T)$ будут отличаться от нуля и осцилляции $\tau_{ee}^{th}(T)$ не возникают. Таким образом, экспериментально наблюдаемые зависимости $\tau_{ee}^{exp}(T)$ при $T < 5K$ связаны только с внутризонными “e-e” переходами.

Литература

1. Дюбуа А.Б., Зилотова М.А., Кучерявый С.И., Сафoshкин А.С. – Кинетические процессы в умеренно легированном гетеропереходе. – Вестник РГРТУ. – 2013. – №3(45). – С. 88-92.
2. Ambartsumyan V.A., Andryushchenko E.A., Bukhensky K.V., Dubois A., Dvoretzkova E.A., Gordova T.V., Kucheryavy S.I., Mashnina S.N., Safoshkin A.S. – Channels of electron-electron interactions in highly doped heterojunction. – Nanosystems: physics, chemistry, mathematics. – 2014. – Vol. 5, Issue 3. – pp 343-353.
3. Bukhensky K.V., Dubois A.B., Gordova T.V., Kucheryavy S.I., Mashnina S.N., Safoshkin A.S. – Electron-electron interactions in highly doped heterojunction. – Physics Procedia. – 2015. – Vol. 71. – pp. 359 – 363.
4. A V Baskakova, K V Bukhensky, A B Dubois, S I Kucheryavy, S N Mashnina and A S Safoshkin – Kinetic processes in heavily doped semiconductor heterojunctions. – Journal of Physics: Conference Series, Volume 747, Number 1, 012026.