

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

## МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ СВЕРХРЕШЕТОК В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ

Аскеров Б. М., Кулиев Б. И., Панахов М. М.

Попытки построить теорию явлений переноса в полупроводниковых сверхрешетках (СР) ранее делались в основном для случаев, когда механизмы релаксаций не играли роли [1,2]. Это было связано прежде всего с тем, что процесс рассеяния носителей тока в этих сильно анизотропных структурах по сей день изучен крайне недостаточно. Только при электрон-фононном взаимодействии механизм релаксации подробно проанализирован в работе [3]. Именно результаты этой работы нами и были использованы в [4] при разработке теории подвижности и термоэдс в СР при рассеянии носителей тока на фононах.

Данная работа является продолжением этих исследований и посвящена изучению поперечного магнитосопротивления СР, когда носители рассеиваются на акустических или неполярных оптических фононах. Магнитное поле, направленное вдоль оси СР, считается сильным, но неквантующим. Разработана теория в приближении времени релаксации и получены аналитические выражения для магнитосопротивления. Обнаружено специфическое свойство СР с вырожденным электронным газом, которое выгодно отличает их от массивных полупроводников: магнитосопротивление СР не равно нулю в нулевом приближении по вырождению. Оно является немонотонной, пульсирующей функцией степени заполнения минизоны в СР. Для реально существующих СР магнитосопротивление может оказаться ~3%.

В невырожденном случае выявлена немонотонная зависимость магнитосопротивления от соотношения ширины минизоны к тепловой энергии. Показано, что если значение ширины минизоны превышает тепловую энергию, магнитосопротивление СР становится больше, чем в массивном полупроводнике. В максимуме эта разница оказывается существенной. Например, в одноминизонном приближении она равна 0.1. Далее, магнитосопротивление падает и, когда ширина минизоны значительно превосходит тепловую энергию, оно стремится к значению, соответствующему массивному полупроводнику:  $32/9\pi - 1 \approx 0.13$ . С уменьшением ширины минизоны магнитосопротивление падает более резко и стремится к нулю. Оно соответствует предельному переходу от СР к изолированной размерно-квантованной пленке.

1. Для изучения изменения удельного сопротивления СР в магнитном поле необходимо решить кинетическое уравнение Больцмана для системы с анизотропным спектром носителей заряда при анизотропном рассеянии. Можно показать, что относительное изменение поперечного сопротивления  $\Delta\rho(H)/\rho(0)$  в сильном неквантующем магнитном поле  $H$ , направленном вдоль оси СР (ось  $Z$ ), определяется формулой

$$\Delta\rho(H)/\rho(0) = \langle \tau \rangle \langle \tau^{-1} \rangle - 1, \quad (1)$$

где  $\tau$  — поперечная компонента тензора времени релаксации, а символ усреднения  $\langle \dots \rangle$  имеет смысл [4]:

$$\langle \dots \rangle = \frac{m}{n\pi^2 \hbar^2 d} \sum_{\nu} \int_0^{Z_{\nu}} dZ \int_0^{\infty} \dots \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) \varepsilon_{\perp} d\varepsilon_{\perp}. \quad (2)$$

Здесь  $f_0(\varepsilon)$  — равновесная функция распределения,  $m$  — эффективная масса,  $n$  — концентрация,  $\varepsilon$  — полная энергия носителей заряда,  $\varepsilon_{\perp} = \hbar^2(k_x^2 + k_y^2)/2m$  — часть энергии, соответствующая движению в плоскости слоев в СР,

$$Z(\varepsilon) = k_z d = \arccos [(\varepsilon_{\nu} - \varepsilon)/\delta_{\nu}], \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{\nu} = (\hbar^2/d_0^2)\nu^2$  — размерно-квантованные уровни энергии в изолированной проводящей пленке толщиной  $d_0$ ,  $d = d_0 + d_1$  — период СР,  $d_1$  — толщина барьерных слоев, к тому же  $d_1 \ll d_0$  и  $d \approx d_0$ ;  $\delta_{\nu}$  — полуширина  $\nu$ -минизоны ( $\nu = 1, 2, 3, \dots$  — номера минизон). Величина  $Z_{\nu}$  — верхняя граница интегрирования по  $k_z$  в (2) — определяется степенью заполнения минизон. Параметр  $Z$ , определяемый соотношением (3), в пределах минизоны ( $\varepsilon_{\nu} - \delta_{\nu} < \varepsilon < \varepsilon_{\nu} + \delta_{\nu}$ ) меняется в интервале  $0 < Z < \pi$ .

Как было отмечено выше, электрон-фононные взаимодействия в СР исследованы в работе [3], где рассмотрены случаи, когда носители заряда рассеиваются на акустических или неполярных оптических фононах. Если полная энергия носителей приходится на  $\nu$ -минизелли спектра ( $\varepsilon_{\nu} + \delta_{\nu} < \varepsilon < \varepsilon_{\nu+1} - \delta_{\nu+1}$ ), то механизм рассеяния в СР такой же, как и в изолированной размерно-квантованной пленке, и время релаксации не зависит от энергии ( $\tau = \tau_0$ ). Однако в случаях, когда энергия носителя изменяется внутри минизоны ( $\varepsilon_{\nu} - \delta_{\nu} < \varepsilon < \varepsilon_{\nu} + \delta_{\nu}$ ), возникает энергетическая зависимость в процессе рассеяния, и время релаксации описывается выражением  $\tau(\varepsilon) = \tau_0 \pi / Z(\varepsilon)$ . Постоянная величина  $\tau_0$  имеет разные значения для разных механизмов рассеяния. Когда носители рассеиваются на акустических фононах,  $\tau_0 = \hbar^3 d\sigma v^2 / mk_0 T C^2$ , а в случае рассеяния на неполярных оптических фононах  $\tau_0 = \hbar^3 d^2 \omega_0^2 a^2 / mk_0 T D^2$ , где  $\sigma$  — плотность материала СР,  $v$  — скорость звука,  $\omega_0$  — предельная частота оптических фононов,  $C$  и  $D$  — константы акустического и оптического потенциалов деформаций соответственно,  $a$  — постоянная решетки.

Таким образом, если энергия носителей попадает в минизелль, когда  $\tau = \tau_0$ , то сопротивление СР не должно меняться в магнитном поле. В этом нетрудно убедиться и по формулам (2) и (1). Формула усреднения (2) нормирована к единице, а средние значения постоянных величин  $\tau_0$  и  $\tau_0^{-1}$  равны им самим, следовательно, из (1) магнитосопротивление СР в этом случае равно нулю:  $\Delta\rho(H)/\rho(0) = 0$ .

Существенное изменение магнитосопротивления происходит тогда, когда энергия электрона попадает в минизону ( $\varepsilon_{\nu} - \delta_{\nu} < \varepsilon < \varepsilon_{\nu} + \delta_{\nu}$ ) в СР. В этом случае, усредняя параметры  $Z(\varepsilon)$  и  $Z^{-1}(\varepsilon)$ , по формуле (2) можно получить аналитическое выражение для магнитосопротивления. Здесь мы будем приводить результаты для частных случаев.

2. Если электронный газ в СР сильно вырожден ( $\zeta - \varepsilon_1 + \delta_1 \gg k_0 T$ ), то в нулевом приближении по вырождению из формул (2) и (1) для магнитосопротивления находим

$$\Delta\rho(H)/\rho(0) = [\pi G(Z)/ZN(Z)] [1 - G(Z)/N(Z)] (1 - Z/\pi)^2. \quad (4)$$

Здесь  $Z = Z_{\nu_0}(\zeta) = \arccos [(\varepsilon_{\nu_0} - \zeta)/\delta_{\nu_0}]$  — параметр заполнения минизоны, где расположен химический потенциал:  $\varepsilon_{\nu_0} - \delta_{\nu_0} < \zeta < \varepsilon_{\nu_0} + \delta_{\nu_0}$ ; параметр  $G$  имеет вид

$$G(Z) = \delta_{\nu_0} (\sin Z - Z \cos Z), \quad (5)$$

а параметр  $N = n\pi^2 \hbar^2 d/m$  связан с концентрацией  $n$  в СР и в сильно вырожденном случае выражается формулой [1]

$$N(Z) = (\pi\varepsilon_1/6) (\nu_0 - 1) \nu_0 (4\nu_0 + 1) + G(Z) - \pi\delta_{\nu_0} (\nu_0 - 1) \cos Z. \quad (6)$$

Функции  $G$  и  $N$  имеют размерность энергии и при  $\nu_0 = 1$  равны друг другу:  $G = N$ . Тогда из формулы (4) имеем  $\Delta\rho(H)/\rho(0) = 0$ . Таким образом, в одноминзонном приближении ( $\nu_0 = 1$ ), когда носителями заселена лишь первая минизона, магнитосопротивление СР, так же как и массивного полупроводника [5], в нулевом приближении по вырождению равно нулю. Однако, как видно из формул (4)–(6), при  $\nu_0 > 1$  магнитосопротивление СР теперь уже не равно нулю в нулевом приближении по вырождению. Это специфическое свойство СР, которое выгодно отличает их от массивных полупроводников, обусловлено тем, что расположенные в разных минизонах электроны ведут себя как носители разного типа. Магнитосопротивление СР является немонотонной функцией параметра заполнения  $Z$ , пока химический потенциал двигается внутри минизоны. На дне минизоны ( $Z = 0$ ,  $\zeta = \varepsilon_{\nu_0} - \delta_{\nu_0}$ ) как параметр  $G$ , так и величина  $G/Z$  становятся равными нулю [см. (6)], тем самым и магнитосопротивление (4) обращается в нуль. Оно обращается в нуль и тогда, когда химический потенциал достигает потолка минизоны ( $Z = \pi$ ,  $\zeta = \varepsilon_{\nu_0} + \delta_{\nu_0}$ ). Однако внутри минизоны с ростом ее заселенности магнитосопротивление сначала растет и достигает максимального значения, когда химический потенциал располагается ближе к середине минизоны ( $Z \approx 5\pi/12$ ). Дальнейший рост концентрации приводит к уменьшению магнитосопротивления и, когда минизона полностью заполняется носителями, оно вновь обращается в нуль. Такое немонотонное поведение магнитосопротивления СР в нулевом приближении по вырождению показано на рис. 1 для случаев  $\nu_0 = 2$  и  $\varepsilon_1/\delta_2 = 2$ . Как видно из рис. 1, в пределах минизоны происходит существенное изменение магнитосопротивления и в максимуме оно даже становится  $\sim 3\%$ .

3. Если электронный газ в СР невырожден  $\{\exp[(\zeta - \varepsilon_1 + \delta_1)/k_0T] \ll 1\}$ , то при вычислении средних значений по формуле (2) необходимо поставить  $Z_\nu = \pi$ , а суммирование по  $\nu$  произвести до бесконечности. В результате для магнитосопротивления СР получим

$$\Delta\rho(H)/\rho(0) = \sum_{\nu} e^{-\zeta/\nu} [(1 - \delta_\nu^*) (\operatorname{ch} \delta_\nu^* - \operatorname{sh} \delta_\nu^*) + (\delta_\nu^*)^2 \Phi(\delta_\nu^*)] \times \\ \times \left[ \pi \sum_{\nu} e^{-\zeta/\nu} I_0(\delta_\nu^*) \right]^{-2} \sum_{\nu} e^{-\zeta/\nu} [2\operatorname{sh} \delta_\nu^* + 2\Lambda^{(0)}(\delta_\nu^*) - \delta_\nu^* \Lambda^{(1)}(\delta_\nu^*)] - 1. \quad (7)$$

Здесь звездочка у буквы — ее значение, деленное на тепловую энергию  $k_0T$ ,  $I_0$  — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка,  $\Phi$  и  $\Lambda^{(l)}$  ( $l = 0, 1$ ) интегралы:

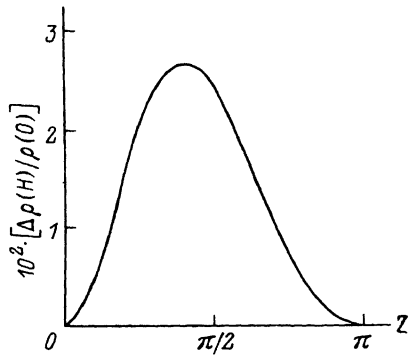


Рис. 1. Зависимость поперечного магнитосопротивления СР с вырожденным электронным газом от параметра заполнения минизоны при  $\nu_0 = 2$  и  $\epsilon_1/\delta_2 = 2$ .

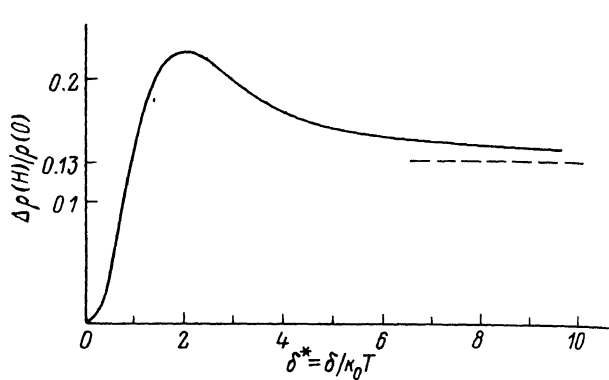


Рис. 2. Зависимость магнитосопротивления СР с невырожденным электронным газом от приведенной ширины минизоны в одноминизонном приближении.

Штриховая линия — значение магнитосопротивления однородного массивного полупроводника.

$$\Phi(\delta_0^*) = \int_0^\pi (\sin^2 Z/Z) e^{\delta_0^* \cos Z} dZ, \quad (8)$$

$$\Lambda^{(l)}(\delta_0^*) = \int_0^\pi Z \cos^{(l)} Z e^{\delta_0^* \cos Z} dZ.$$

Нетрудно убедиться, что при  $\delta \rightarrow 0$  магнитосопротивление СР стремится к нулю как

$$\Delta\rho(H)/\rho(0) \approx [\Phi(0) - 1] \left( \sum_\nu e^{-\epsilon_\nu^*} \right)^{-1} \sum_\nu e^{-\epsilon_\nu^*} (\delta_0^*)^2. \quad (9)$$

Следует отметить, что подстановка  $\delta = 0$  в формулах для СР во всех случаях соответствует переходу к выражениям для изолированной размерно-квантованной пленки.

Поскольку концентрация невырожденного электронного газа невелика, вполне естественно предположить, что в случае, когда ширина минизон больше, чем тепловая энергия ( $\delta > k_0T$ ), зарядами будет заселяться лишь первая минизона в СР, и вполне можно удовлетвориться приближением  $\nu = 1$  в формуле (6). Зависимость магнитосопротивления СР с невырожденным электронным газом от соотношения ширины минизоны к тепловой энергии по формуле (7) в одноминизонном приближении  $\nu = 1$  приведена на рис. 2. Штрихами на этом рисунке отмечено значение магнитосопротивления однородного массивного полупроводника при рассеянии на акустических или неполярных оптических фононах  $\Delta\rho(H)/\rho(0) \approx 0.13$ . Как видно из рис. 2, при  $\delta > k_0T$  магнитосопротивление СР становится больше, чем сопротивление однородного полупроводника, и является немонотонной функцией ширины минизоны  $\delta$ . В максимуме при  $\delta \approx 2k_0T$  оно превосходит сопротивление однородного полупроводника даже на 80% и равно 0.23. Далее магнитосопротивление СР начинает падать и при  $\delta \gg k_0T$  стремится к значению, соответствующему массивному полупроводнику, сверху как  $\sim k_0T/\delta$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Аскеров Б. М., Гашимбаев Н. Ф., Панахов М. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. В. 3. С. 818—824.
- [2] Аскеров Б. М., Гашимбаев Н. Ф., Кулиев Б. И., Панахов М. М. // ФТП. 1987. Т. 22. В. 6. С. 1104—1107.
- [3] Friedman L. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 955—961.

ФТП, том 26, вып. 4, 1992

## ДЕФОРМАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗМЕНЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ИЗЛУЧАЮЩИХ ЦЕНТРОВ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Городниченко О. К., Коваленко В. Ф., Прохорович А. В.

Изучая влияние высокотемпературной деформации на люминесцентные свойства сильно легированного арсенида галлия, мы впервые обнаружили деформационно-стимулированный распад комплексов (типа примесь—собственный дефект), представляющих собой центры излучательной рекомбинации. На описании наблюдаемых закономерностей, а также их объяснении остановимся далее.

Исследовались кристаллы легированного оловом с концентрацией электронов  $n_0 (5-9) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  арсенида галлия, выращенного в направлении  $\langle 111 \rangle$  по методу Чохральского. Образцы деформировали одноосным растяжением вдоль оси  $\langle 111 \rangle$  в интервале температур  $800-1100^\circ\text{C}$  по методике, описанной в [1]. Плотность дислокаций в исходных кристаллах составляла  $N_d \leq 10^4 \text{ см}^{-2}$ . Спектры фотолюминесценции (ФЛ) при  $77 \text{ K}$ , возбуждаемые He—Ne-лазером, измеряли на исследуемых кристаллах GaAs до и после деформации, а также на контрольных кристаллах, прошедших одновременно с деформируемыми аналогичную (в той же камере) термообработку (ТО). Спектры ФЛ исходных, термообработанных и деформированных кристаллов были типичными для кристаллов GaAs с аналогичным уровнем легирования [2].

Об изменении при деформации концентрации излучающих центров  $N_r$  мы судили по результирующему изменению в области линейности рекомбинации носителей тока интенсивностей длинноволнового  $I_{\text{дв}}$  и краевого излучений  $I_{\text{кр}}$  [2].

Высокотемпературная деформация при  $T = 800-1000^\circ\text{C}$  обычно приводила к значительному уменьшению эффективности ФЛ по сравнению с исходными и контрольными кристаллами.<sup>1</sup> Однако в кристаллах, деформированных при  $T = 1100^\circ\text{C}$ , спектр излучения становился практически аналогичным спектру в исходных кристаллах, т. е. наблюдалось восстановление люминесцентных свойств  $n$ -GaAs(Sn). Причем восстановление происходило с поверхности кристаллов, так как после стравливания слоя толщиной  $\sim 30 \text{ мкм}$  эффект исчезал.

На рисунке приведены полученные из анализа спектров ФЛ зависимости от температуры деформации концентрации 1.02, 1.28 и 1.40 эВ излучающих центров, обусловленных излучательными переходами электронов в комплексах типа примесь—собственный дефект [1-3]. Кроме того, на рисунке также приведена зависимость отношения  $N_r$  к концентрации  $N_r(0)$  соответствующих центров излучательной рекомбинации в контрольных кристаллах  $n$ -GaAs(Sn). Как видно, с увеличением температуры концентрация излучающих центров в деформирован-

<sup>1</sup> Уменьшение эффективности ФЛ может быть связано как с уменьшением  $N_r$ , так и с увеличением концентрации центров безызлучательной рекомбинации  $N_s$ . Совместный анализ изменения величин  $I_{\text{дв}} \sim (N_r/N_s)$  и  $I_{\text{кр}} \sim (1/N_s)$  в деформированных и контрольных кристаллах позволяет разделить вклад  $N_r$ - и  $N_s$ -центров в изучаемые эффекты [2].