

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

УДК 538.935

DOI: 10.17223/00213411/64/5/161

С.Р. ФИГАРОВА¹, В.Р. ФИГАРОВ²

ВЕРТИКАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ СВЕРХРЕШЕТКИ В ПРОДОЛЬНОМ СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ ВНУТРИЗОННЫХ И МЕЖЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ

Рассматривается влияние межзонных и внутризонных переходов на осцилляции вертикальной проводимости сверхрешеток в сильном магнитном поле. Получено, что при рассеянии на заряженных примесях в магнитных полях до 2 Тл доминируют внутризонные переходы, а с дальнейшим ростом магнитного поля – межзонные. Осцилляции вертикальной проводимости определяются отношением магнитной длины к постоянной сверхрешетки и анизотропией эффективной массы.

Ключевые слова: вертикальная проводимость, сверхрешетка, сильное магнитное поле, межзонное и внутризонное рассеяние.

Введение

Сильное магнитное поле квантует движение носителей тока и влияет на механизм релаксации, что приводит к следующим особенностям явлений переноса в сверхрешетке: резкому возрастанию сопротивления с ростом магнитного поля в GaAs/AlGaAs [1]; отрицательной проводимости в продольном магнитном поле [2–4]; осцилляции проводимости в зависимости от соотношения между уровнем Ландау, шириной минизоны сверхрешетки, спиновым расщеплением и уровнем Ферми [5–8]; продольному магнито-сопротивлению (как положительному [1], так и отрицательному [9–10]).

В данной работе рассматривается зависимость вертикальной проводимости сверхрешетки от продольного квантующего магнитного поля для электрон-фононного и примесного рассеяний при внутризонных и межзонных переходах, которые значительно изменяют проводимость [11]. Межзонное рассеяние в GaAs/AlGaAs-гетероструктурах снижает подвижность в 3 раза [12]. При низких температурах наблюдаются осцилляции магнито-внутриподзонного рассеяния двумерного электронного газа в AlGaIn/GaN-гетероструктурах [13].

Энергетический спектр и время релаксации

В сильном магнитном поле B , параллельном оси сверхрешетки z , имеет место квантование Ландау в плоскости слоя, а учет спина электрона приводит к расщеплению энергетических уровней. При этом закон дисперсии электронов проводимости сверхрешетки в магнитном поле

$$\varepsilon(N, k_z, \sigma) = (2N + 1)\mu B + \varepsilon_0(1 - \cos(ak_z)) + g^* \sigma \mu_0 B, \quad (1)$$

где $N = 0, 1, 2$ – квантовое число Ландау; k_z – компонента волнового вектора; σ – оператор спина с собственным значением $\pm 1/2$; $\mu = (m_0 / m_{\perp})\mu_0$; $m_0, m_{\perp}$ – масса свободного электрона и его масса в плоскости слоя сверхрешетки соответственно; $\mu_0 = e\hbar / 2m_0$ – магнетон Бора; g^* – фактор спинового расщепления; $\frac{1}{m_{\parallel}} = \frac{\varepsilon_0 a^2}{\hbar^2} \cos(ak_z)$, $m_{\parallel}$ – продольная компонента эффективной массы, ε_0 –

полуширина минизоны сверхрешетки, a – постоянная сверхрешетки. Плотность состояний энергетического спектра (1) запишем как

$$g_B(\varepsilon) = \frac{1}{2(\pi R_B)^2 a} \sum_{N, \sigma} \left(2\varepsilon_0 \varepsilon_z - \varepsilon_z^2 \right)^{-1/2} = \frac{1}{2(\pi R_B)^2 a \varepsilon_0} \sum_{N, \sigma} \sin^{-1}(ak_z). \quad (2)$$

Здесь $k_z = k_z(\varepsilon, N, \sigma)$; $\varepsilon_z = \varepsilon(N, k_z, \sigma) - (2N + 1)\mu B - g^* \sigma \mu_0 B$; $R_B = (\hbar / eB)^{1/2}$ – магнитная длина. Плотность состояний имеет особенность при $\varepsilon_z = 2\varepsilon_0$; если $\varepsilon_z > 2\varepsilon_0$, плотность состояний не зависит от энергии и при большом значении g^* -фактора линейно зависит от магнитного поля.

Уважаемые читатели!

Доступ к полнотекстовой версии журнала
«Известия высших учебных заведений. Физика»
осуществляется на платформе
Научной электронной библиотеки eLIBRARY.RU
на платной основе:

<https://elibrary.ru/contents.asp?titleid=7725>