

Высокочастотные свойства двумерной квантовой сверхрешетки в сильном однородном электрическом поле

© Л.К. Орлов^{1,2}, Т.Э. Зедоми¹, А.С. Ивина^{1,3}, М.Л. Орлов³

¹ Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, 603155 Нижний Новгород, Россия

² Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603087 Нижний Новгород, Россия

³ Нижегородский институт управления при президенте Российской Федерации, филиал Российской академии народного хозяйства и государственной службы при президенте Российской Федерации, 603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: orlov@ipm.sci-nnov.ru

Поступила в Редакцию 26 сентября 2023 г.

В окончательной редакции 24 января 2024 г.

Принята к публикации 6 марта 2024 г.

В присутствии сильного квантующего электрического поля изучена высокочастотная проводимость двумерной квантовой сверхрешетки с прямоугольной ячейкой и неассоциативным законом дисперсии электронов. Рассмотрено влияние параметров сверхрешетки на характер областей неустойчивости переменного сигнала с продольной и поперечной относительно прикладываемого электрического поля поляризацией. Показано, что на характеристики усиленного сигнала в общем случае заметное влияние оказывают не только величина и направление прикладываемого к сверхрешетке электрического поля, но и параметры энергетического спектра электронов в сверхрешетке. В постоянном поле, направленном под углом к осям сверхрешетки, могут появляться области, где неустойчивость переменного сигнала с произвольной поляризацией реализуется только на высоких частотах.

Ключевые слова: двумерная квантовая сверхрешетка, неассоциативный закон дисперсии, анизотропия, постоянное и переменное электрические поля, низкочастотные и высокочастотные характеристики.

DOI: 10.61011/FTP.2024.02.57873.5592

1. Введение

Использование разнообразных материалов при изготовлении низкоразмерных квантовых гетерокомпозиций различной размерности делает актуальным изучение влияния структуры энергетических зон на их характеристики. Среди явлений, изучаемых в периодических полупроводниковых структурах, одними из наиболее обсуждаемых являются особенности преобразования и генерации высокочастотного электромагнитного излучения [1–8]. Во многих случаях, однако, причины нелинейного отклика на внешние поля реальных систем, используемых в эксперименте, могут быть самыми разнообразными, в том числе и не связанными с механизмами, наиболее часто привлекаемыми сегодня в литературе для объяснения наблюдаемых в эксперименте характеристик. Поэтому наряду с чисто практическим интересом к эффекту блоховских осцилляций, изучаемых в периодических гетерокомпозициях с узкими зонами, не потеряла своей актуальности и задача, связанная с диагностикой зонных характеристик электронов в реально исследуемых системах. Особенно актуально это в условиях воздействия на структуру сильных квантующих полей, оказывающих заметное влияние на энергетический спектр носителей заряда в ней.

В настоящей работе анализируются особенности анизотропии высокочастотных характеристик латеральной двумерной квантовой сверхрешетки (2ДСР) со сверх-

ячейкой прямоугольной формы в присутствии сильного внешнего постоянного электрического поля [9]. Интерес к двумерным квантовым гетерокомпозициям [10–12] связан с прогрессом в разработке гетеротранзисторов с туннельной эмиссией электронов в наноразмерную канальную область структуры [13] и успехами в формировании на поверхности гетероэпитаксиальных структур плотно упакованных упорядоченных массивов нанокристаллических островков, связанных эффектом пространственного туннелирования [14–16].

Далее нами в рамках одноминизонной модели изучено влияние параметров элементарной ячейки двумерной квантовой сверхрешетки и характера формируемого в системе закона дисперсии электронов на анизотропные, полевые и частотные характеристики нелинейного высокочастотного отклика системы в присутствии сильного постоянного электрического поля.

2. Высокочастотная проводимость двумерной квантовой сверхрешетки в присутствии постоянного и переменного электрических полей (общие соотношения)

Далее нами в присутствии в плоскости структуры однородных постоянного и переменного электрических

полей изучаются особенности высокочастотных характеристик латеральной квантовой 2ДСР с законом дисперсии электронов в двумерной мини-зоне более общим, чем простой гармонический закон дисперсии, соответствующий приближению сильной связи и наиболее часто используемый при анализе:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\mathbf{k}) &= \varepsilon(k_3) + \varepsilon(\mathbf{k}_\perp) = \varepsilon(k_3) \\ &+ \Delta_1 \{1 - [\Delta_{11} \cos(k_1 d_1) + \Delta_{12} \cos(k_2 d_2)] / (\Delta_{11} + \Delta_{12})\} \\ &+ \Delta_2 \{1 - \delta_0 \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2)\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\varepsilon(\mathbf{k})$ и \mathbf{k} — энергия и волновой вектор электрона, k_i — его компоненты, $\Delta_{1(2)}$, Δ_{11} , Δ_{12} , $\delta_0 = \pm 1$ — параметры энергетической зоны двумерной квантовой сверхрешетки. Далее, наряду с симметричной квадратной решеткой ($d_1 = d_2$) рассмотрим также ситуацию, когда $d_1 \neq d_2$, $\Delta_{11} \neq \Delta_{12}$, что отражает специфику двумерной квантовой сверхрешетки с ячейкой прямоугольной формы. Присутствие в (1) диссоциативного ($\sim \Delta_2$) слагаемого приводит к появлению в двумерной зоне Бриллюэна дополнительных боковых экстремумов, положение которых чувствительно как к выбору направления, так и к выбору значений параметров, в частности к смене знака параметра δ_0 в законе дисперсии (1). Зависимость $\varepsilon(k_3)$ выберем в виде $\varepsilon(k_3) = \varepsilon_0 = \text{const}$ либо $\varepsilon(k_3) = \hbar^2 k_3^2 / 2m_3^*$. Вторая ситуация характерна, например, для текстурированных поликристаллических матриц с зернами наноразмерного масштаба [17] либо для упорядоченной системы нитевидных нанокристаллов [18], растущих колоннами в вертикальном плоскости роста направлении.

Для выявления особенностей, связанных со спецификой закона дисперсии электронов в k -пространстве, проведем расчет высокочастотных (ВЧ) характеристик двумерной квантовой сверхрешетки, используя уравнение Больцмана с интегралом столкновений в приближении постоянного времени релаксации:

$$\begin{aligned} \partial f / \partial t + (e/\hbar) E_1(t) \partial f / \partial k_1 + (e/\hbar) E_2(t) \partial f / \partial k_2 \\ = -(f - f^0) / \tau, \end{aligned} \quad (2)$$

где $f(k, t)$ и $f^0(k)$ — неравновесная, возмущенная полем, и равновесная функции распределения электронов. Выражение для плотности тока в этом случае приобретает вид

$$\mathbf{j} = (e/4\pi^3 \hbar) \int_{\Omega} f(\mathbf{k}) (\partial \varepsilon / \partial \mathbf{k}) d\mathbf{k}. \quad (3)$$

Выбранное приближение позволяет выявить основные особенности высокочастотного отклика системы, связанные с конкретным видом используемого в нижней мини-зоне закона дисперсии электронов, и одновременно учесть в интеграле столкновений эффект перепутывания состояний для разных направлений двумерной квантовой сверхрешетки. Используя условие периодичности,

разложим функцию распределения в ряд Фурье, выделив временной множитель $\Phi_{v\mu}(t)$:

$$f(k_1, k_2, t) = \sum_{v, \mu = -\infty}^{\infty} F_{v\mu} \Phi_{v\mu}(t) \exp\{i(vk_1 d_1 + \mu k_2 d_2)\}. \quad (4)$$

В случае распределения Больцмана с законом дисперсии электронов (1) выражение для $F_{v\mu}$ в интегральном представлении записывается в виде

$$\begin{aligned} F_{v\mu} &= F_0 R e \int_0^{2\pi} dx_1 \int_0^{2\pi} dx_2 \exp(i\nu x_1 + i\mu x_2) \\ &\times \exp\{Y_{11} \cos(x_1) + Y_{12} \cos(x_2) + Y_2 \cos(x_1) \cos(x_2)\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$x_{1,2} = k_{1(2)} d_{1(2)}, \quad D_{10} = \Delta_1 / \{(\Delta_{11} + \Delta_{12})\}, \quad D_{11} = D_{10} \Delta_{11},$$

$$D_{12} = D_{10} \Delta_{12}, \quad D_{20} = \delta_0 \Delta_2, \quad Y_{ij} = D_{ij} / k_B T,$$

$$F_0 = \{(2\pi m_3 k_B T)^{1/2} / 16\pi^3 \hbar\} \exp\{(\mu_F - \Delta_1 - \Delta_2) / k_B T\}.$$

Здесь предполагалось, что направления векторов \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 совпадают с направлениями главных осей прямоугольной решетки $\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{r}_{[100]}$, $\mathbf{k}_2 \parallel \mathbf{r}_{[010]}$. При $D_{11} = D_{12}$ из (5) следует $F_{01} = F_{10}$. Оценка значений матричных элементов для конкретных параметров 2ДСР в ряде случаев проделана далее.

Входящая в выражение для плотности тока функция $\Phi_{v\mu}(t)$, определяемая решением уравнения Больцмана для суммы произвольных по величине постоянного \mathbf{E}_0 и переменного \mathbf{E}_1 электрических полей $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 \cos \omega t$ с компонентами E_{0i} и E_{1i} ($i = 1, 2$) при начальном моменте времени включения поля $t_0 = -\infty$, принимает (см. также работы [9,19]) следующий вид:

$$\begin{aligned} \Phi_{v\mu}(t) &= \tau^{-1} \left\{ J_0(B_{v\mu}) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(B_{v\mu}) \cos 2n\omega t \right. \\ &- 2i \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(B_{v\mu}) \sin(2n-1)\omega t \left. \right\} \\ &\times \left\{ A_{v\mu}^{-1} J_0(B_{v\mu}) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(B_{v\mu}) \right. \\ &\times (A_{v\mu} \cos 2k\omega t + 2k\omega \sin 2k\omega t) (A_{v\mu}^2 + 4k^2\omega^2)^{-1} \\ &- 2i \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k-1}(B_{v\mu}) [(2k-1)\omega \cos(2k-1)\omega t \\ &- A_{v\mu} \sin(2k-1)\omega t] [A_{v\mu}^2 + (2k-1)^2\omega^2]^{-1} \left. \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$A_{v\mu} = \tau^{-1} + i(e/\hbar)(vE_{01}d_1 + \mu E_{02}d_2),$$

$$B_{v\mu} = (e/\hbar\omega)(vE_{11}d_1 + \mu E_{12}d_2),$$

$$E_{01} = E_0 \cos \psi_0, \quad E_{11} = E_1 \cos \psi_1,$$

$$E_{02} = E_0 \sin \psi_0, \quad E_{12} = E_1 \sin \psi_1,$$

$\psi_0(\psi_1)$ — углы между направлениями полей $\mathbf{E}_0(\mathbf{E}_1)$ и осью (100). Дополнительно запишем выражения для штарковских частот колебаний электронов в СР:

$$\Omega_{01} = (ed_1/\hbar)E_{01}, \quad \Omega_{02} = (ed_2/\hbar)E_{02},$$

$$\Omega_{11} = (ed_1/\hbar)E_{11}, \quad \Omega_{12} = (ed_2/\hbar)E_{12}.$$

Матричные элементы $\Phi_{v\mu}$ на частоте ω переменного сигнала соответственно принимают вид:

$$\begin{aligned} \Phi_{v\mu}(\omega) = & (-2i\omega/\tau) \left\{ J_0(B_{v\mu})J_1(B_{v\mu})(A_{v\mu}^2 + \omega^2)^{-1} \right. \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ J_{2n}(B_{v\mu}) \left\{ (2n-1)J_{2n-1}(B_{v\mu})[A_{v\mu}^2 + (2n-1)^2\omega^2]^{-1} \right. \right. \\ & + (2n+1)J_{2n+1}(B_{v\mu})[A_{v\mu}^2 + (2n+1)^2\omega^2]^{-1} \left. \right\} \\ & + J_{2n-1}(B_{v\mu}) \left\{ 2nJ_{2n}(B_{v\mu})[A_{v\mu}^2 + 4n^2\omega^2]^{-1} \right. \\ & \left. \left. - 2(n-1)J_{2n-2}(B_{v\mu})[A_{v\mu}^2 + 4(n-1)^2\omega^2]^{-1} \right\} \right\} \cos \omega t \\ & + (2i/\tau)A_{v\mu} \left\{ J_0(B_{v\mu})J_1(B_{v\mu})[(A_{v\mu}^2 + \omega^2)^{-1} - A_{v\mu}^{-2}] \right. \\ & - \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ J_{2n}(B_{v\mu}) \left\{ J_{2n-1}(B_{v\mu})[A_{v\mu}^2 + (2n-1)^2\omega^2]^{-1} \right. \right. \\ & - J_{2n+1}(B_{v\mu})[A_{v\mu}^2 + (2n+1)^2\omega^2]^{-1} \left. \right\} \\ & - J_{2n-1}(B_{v\mu}) \left\{ J_{2n}(B_{v\mu})[A_{v\mu}^2 + 4n^2\omega^2]^{-1} \right. \\ & \left. \left. + J_{2n-2}(B_{v\mu})[A_{v\mu}^2 + 4(n-1)^2\omega^2]^{-1} \right\} \right\} \sin \omega t. \end{aligned} \quad (7)$$

В приближении слабого переменного сигнала $\mathbf{E}_1(t)$ выражение (7) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \Phi_{v\mu}(\omega) = & (-i/\tau)B_{v\mu} \left\{ [\omega(A_{v\mu}^2 + \omega^2)^{-1}] \cos \omega t \right. \\ & \left. - A_{v\mu}[(A_{v\mu}^2 + \omega^2)^{-1} - 2A_{v\mu}^{-2}] \sin \omega t. \right. \end{aligned} \quad (8)$$

В общем случае для компонент плотности тока j_1, j_2 , направленных вдоль главных осей симметрии, нетрудно получить аналитические выражения на частоте переменного сигнала. Соответствующие выражения для активной (j') и реактивной (j'') составляющих токовых компонент j_1, j_2 вдоль осей 2ДСР имеют вид:

$$\begin{aligned} j'_1 = & j_{01}\omega\tau \cos \omega t \left\{ 2(\Omega_{11}/\omega)F_{10}D_{11}[1 - \tau^2(\Omega_{01}^2 - \omega^2)] \right. \\ & \times \left\{ [1 - \tau^2(\Omega_{01}^2 - \omega^2)]^2 + 4\tau^2\Omega_{01}^2 \right\}^{-1} \\ & + F_{11}D_{20} \left\{ [(\Omega_{11} + \Omega_{12})/\omega] \left\{ 1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2] \right\} \right. \\ & \times \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 + 4\tau^2(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \\ & - [(\Omega_{11} - \Omega_{12})/\omega] \left\{ 1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2] \right\} \\ & \times \left. \left. \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 + 4\tau^2(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} j''_1 = & 2j_{01} \sin \omega t \left\{ 2(\Omega_{11}/\omega)F_{10}D_{11} \left\{ [1 + \tau^2(\Omega_{01}^2 + \omega^2)] \right. \right. \\ & \times \left\{ [1 - \tau^2(\Omega_{01}^2 - \omega^2)]^2 + 4\tau^2\Omega_{01}^2 \right\}^{-1} - 2(1 + \tau^2\Omega_{01}^2)^{-1} \left. \right\} \\ & + F_{11}D_{20} \left\{ [(\Omega_{11} + \Omega_{12})/\omega] \left\{ [1 + \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 + \omega^2]] \right. \right. \\ & \times \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 + 4\tau^2(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \\ & - 2[1 + \tau^2(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2]^{-1} \left. \right\} - [(\Omega_{11} - \Omega_{12})/\omega] \left\{ [1 + \tau^2 \right. \\ & \times [(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 + \omega^2]] \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 \right. \\ & \left. \left. + 4\tau^2(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} - 2[1 + \tau^2(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2]^{-1} \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} j'_2 = & j_{02}\omega\tau \cos \omega t \left\{ 2(\Omega_{12}/\omega)F_{01}D_{12}[1 - \tau^2(\Omega_{02}^2 - \omega^2)] \right. \\ & \times \left\{ [1 - \tau^2(\Omega_{02}^2 - \omega^2)]^2 + 4\tau^2\Omega_{02}^2 \right\}^{-1} \\ & + F_{11}D_{20} \left\{ [(\Omega_{11} + \Omega_{12})/\omega] [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]] \right. \\ & \times \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 + 4\tau^2(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \\ & + [(\Omega_{11} - \Omega_{12})/\omega] [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]] \\ & \times \left. \left. \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 + 4\tau^2(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned}
 j''_2 &= 2j_{02} \sin \omega t \left\{ 2(\Omega_{12}/\omega) F_{01} D_{12} \left\{ [1 + \tau^2(\Omega_{02}^2 + \omega^2)] \right. \right. \\
 &\times \left. \left\{ [1 - \tau^2(\Omega_{02}^2 - \omega^2)]^2 + 4\tau^2\Omega_{02}^2 \right\}^{-1} - 2(1 + \tau^2\Omega_{02}^2)^{-1} \right\} \\
 &+ F_{11} D_{20} \left\{ [(\Omega_{11} + \Omega_{12})/\omega] \left\{ [1 + \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 + \omega^2]] \right. \right. \\
 &\times \left. \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 + 4\tau^2(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \right. \\
 &- \left. \left. 2[1 + \tau^2(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2]^{-1} \right\} + [(\Omega_{11} - \Omega_{12})/\omega] \left\{ [1 + \tau^2 \right. \right. \\
 &\times \left. \left. [(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 + \omega^2]] \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 \right. \right. \\
 &+ \left. \left. 4\tau^2(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} - 2/[1 + \tau^2(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2]^{-1} \right\} \left. \right\}. \quad (12)
 \end{aligned}$$

Здесь

$$j_{01} = j_0/\eta, \quad j_{02} = j_0, \quad j_0 = eF_0/2\pi\hbar d_1, \quad \eta = d_2/d_1.$$

Выразим поглощаемую на частоте переменного сигнала мощность. $P_\omega = (\mathbf{j}'\mathbf{E}_1) = \overline{j'_1 E_{11}} + \overline{j'_2 E_{12}}$ (здесь черта обозначает усреднение по времени) через безразмерные компоненты тензора высокочастотной проводимости $\sigma'_{\alpha\beta}$ [19,20]:

$$\begin{aligned}
 P_\omega/P_0 &= \{ \eta^{-1} \sigma'_{11} \cos^2 \psi_1 + (1 + \eta) \sigma'_{12} \cos \psi_1 \sin \psi_1 \\
 &+ \eta^2 \sigma'_{22} \sin^2 \psi_1 \}, \quad (13)
 \end{aligned}$$

где $P_0 = j_0 E_{cr}$, $E_{cr} = \hbar/ed_1\tau$:

$$\begin{aligned}
 \sigma'_{11} &= 2F_{10} D_{11} [1 - \tau^2(\Omega_{01}^2 - \omega^2)] \left\{ [1 - \tau^2(\Omega_{01}^2 - \omega^2)]^2 \right. \\
 &+ \left. 4\tau^2\Omega_{01}^2 \right\}^{-1} + F_{11} D_{20} \left\{ \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]] \right\}^{-1} \right. \\
 &\times \left. \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 + 4\tau^2(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \right. \\
 &- \left. \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]] \right\} \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 \right. \right. \\
 &+ \left. \left. 4\tau^2(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \right\}, \quad (14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \sigma'_{12} = \sigma'_{21} &= F_{11} D_{20} \left\{ \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]] \right\} \right. \\
 &\times \left. \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 + 4\tau^2(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \right. \\
 &+ \left. \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]] \right\} \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 \right. \right. \\
 &+ \left. \left. 4\tau^2(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \right\}, \quad (15)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \sigma'_{22} &= 2F_{01} D_{12} [1 - \tau^2(\Omega_{02}^2 - \omega^2)] \left\{ [1 - \tau^2(\Omega_{02}^2 - \omega^2)]^2 \right. \\
 &+ \left. 4\tau^2\Omega_{02}^2 \right\}^{-1} + F_{11} D_{20} \left\{ \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]] \right\} \right. \\
 &\times \left. \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 + 4\tau^2(\Omega_{01} + \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \right. \\
 &- \left. \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]] \right\} \right. \\
 &\times \left. \left\{ [1 - \tau^2[(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 - \omega^2]]^2 + 4\tau^2(\Omega_{01} - \Omega_{02})^2 \right\}^{-1} \right\}. \quad (16)
 \end{aligned}$$

3. Высокочастотная проводимость и области неустойчивости переменного сигнала в двумерной СР с симметричным и асимметричным потенциалом

Анализ ВАХ, проведенный в работе [9] для прямоугольной решетки ($\eta \neq 1$; $D_{11} \neq D_{12}$), в общем случае, за исключением направлений вдоль главных осей симметрии ($\mathbf{r}_{[100]}$, $\mathbf{r}_{[010]}$), показал несовпадение направлений поля (угол ψ_0) и протекающего по структуре тока (угол φ_0). Включение в закон дисперсии (1) неаддитивного слагаемого ($D_{20} \neq 0$) сказывается на виде вольт-амперной характеристики сверхрешетки (СР), приводя к смещению максимума ВАХ в область более высоких или более низких значений поля относительно критического поля нелинейности E_{cr} , а в сильных полях и к возможности появления на токовой характеристике, в ряде случаев, дополнительного второго максимума. При этом смена знака параметра δ_0 в (1) не приводила к появлению каких-либо дополнительных особенностей на ВАХ структуры, которые можно было бы использовать для диагностики инверсии центральной долины в двумерной мини-зоне сверхрешетки.

Далее мы проведем расчет характеристик высокочастотной проводимости 2ДСР. Будут проанализированы особенности генерации сигналов разной поляризации относительно направления прикладываемого к СР постоянного электрического поля в зависимости от параметров Δ_{11} , Δ_{12} в законе дисперсии электронов (1) и отношения периодов системы вдоль главных осей решетки $\eta = d_2/d_1$. Рассмотрим прежде всего ситуации, когда поляризация переменного электрического поля либо совпадает с направлением прикладываемого постоянного электрического поля ($\psi_1 = \psi_0$), либо поля E_0 и E_1 взаимно перпендикулярны ($\psi_1 = \psi_0 + \pi/2$). В простейшем случае, когда направление прикладываемого электрического поля совпадает с главной осью $\mathbf{r}_{[100]}$ высокой симметрии, т.е. при $\psi_0 = 0$, выражение (13) для поглощаемой на частоте ω мощности принимает

простой вид:

$$P_{\omega}/P_0 = \eta^{-1} \sigma'_{11}(E_1/E_{cr})^2 = (2/\eta) F_{10} D_{11} \times [1 - \tau^2(\Omega_{01}^2 - \omega^2)] \{ [1\tau^2(\Omega_{01}^2 - \omega^2)]^2 + 4\tau^2\Omega_{01}^2 \}^{-1} \quad (17)$$

при $\psi_1 = \psi_0$ и

$$P_{\omega}/P_0 = \eta^2 \sigma'_{22}(E_1/E_{cr})^2 = 2\eta^2 F_{01} D_{12} / (1 + \tau^2\omega^2) \quad (18)$$

при $\psi_1 = \pi/2$. Таким образом, аналогично ситуации с одномерной СР, при продольной, вдоль направления электрического поля, поляризации излучения слабый переменный сигнал усиливается в диапазоне частот $\omega^2 < \Omega_{01}^2 - \tau^{-2}$; при поперечной поляризации сигнал затухает на всех частотах. Зависимость конечного результата от присутствия диссоциативного слагаемого в законе дисперсии проявляется через отношение величин $F_{10}D_{11}$ и $F_{01}D_{12}$. Проводимости, ответственные за поглощение и усиление мощности сигнала, в частности, на частоте $\omega\tau = 2$ при $E_0 = 3E_{cr}$, $\psi_0 = 0$ и значениях параметров закона дисперсии: $\Delta_1 = 5$ мэВ, $\Delta_2 = 1$ мэВ, $k_B T = 7$ мэВ, $\delta_0 = 1$, $\Delta_{11} = 1$, $\Delta_{12} = 3(30)$, $\eta = 1$ и соответствующих значениях матричных элементов: $F_{10} = 4.60613$ (1.54909), $F_{01} = 11.3697$ (14.5723), $F_{11} = 2.57457$ (1.84242), равны -0.885795 (-0.038439) для $\psi_1 = \psi_0$ и 17.0546 (28.2044) для $\psi_1 = \psi_0 + \pi/2$. Усиление (поглощение) ВЧ сигнала с продольной (поперечной) поляризацией падает (растет) с увеличением асимметрии потенциала, т.е. с ростом отношения Δ_{12}/Δ_{11} .

Аналогичная ситуация реализуется и в том случае, если направление прикладываемого электрического поля совпадает с осью $\mathbf{r}_{[010]}$, т.е. при $\psi_0 = \pi/2$. Соответствующее выражение (13) для поглощаемой на частоте ω мощности в этом случае имеет вид:

$$P_{\omega}/P_0 = \eta^2 \sigma'_{22}(E_1/E_{cr})^2 = 2\eta^2 F_{01} D_{12} \times [1 - \tau^2(\Omega_{02}^2 - \omega^2)] \{ [1 - \tau^2(\Omega_{02}^2 - \omega^2)]^2 + 4\tau^2\Omega_{02}^2 \}^{-1} \quad (19)$$

при $\psi_1 = \psi_0$ и

$$P_{\omega}/P_0 = \eta^{-1} \sigma'_{11}(E_1/E_{cr})^2 = (2/\eta) F_{10} D_{11} / (1 + \tau^2\omega^2) \quad (20)$$

при $\psi_1 = 0$. Как и в предыдущем случае, для продольной поляризации переменного поля имеем усиление слабого высокочастотного сигнала в диапазоне частот $\omega^2 < \Omega_{02}^2 - \tau^{-2}$, для поперечной поляризации имеет место затухание сигнала на всех частотах. Однако для тех же, что и в предыдущем случае параметрах системы, проводимости системы на частоте $\omega\tau = 2$ при $\psi_0 = \pi/2$ соответственно равна -6.55947 (-10.8479) для $\psi_1 = \psi_0$ и 2.30307 (0.0999413) для $\psi_1 = 0$. Для проводимости квадратной СР, как и в предыдущем случае, получаем значения -3.06119 (7.9591) для продольной (поперечной) поляризации $\psi_1 = \psi_0(\psi_0 + \pi/2)$. Таким образом, коэффициент усиления сигнала с продольной вдоль

направления постоянного электрического поля поляризацией зависит как от направления последнего и падает (растет) в первом (во втором) случае. В отсутствие асимметрии потенциала, т.е. при $\Delta_{12} = \Delta_{11}$, получаем $F_{10}D_{11} = F_{01}D_{12} = 7.9591$. Для проводимости структуры с симметричным сверхрешеточным потенциалом для коэффициента усиления (поглощения) мощности $(P_{\omega}/P_0)/(E_1/E_{cr})^2$ соответственно получаем усредненные значения, равные -3.06119 при продольной поляризации излучения ($\psi_1 = \psi_0$) и 7.9591 при поперечной поляризации ($\psi_1 = \psi_0 + \pi/2$).

Рассмотрим более сложный случай, когда направление электрического поля не совпадает с направлением ни одной оси высокой симметрии ($\psi_0 \neq 0, \pi/2$) квадратной ($d_1 = d_2$) двумерной сверхрешетки. Соответственно на рис. 1, 2 сплошными линиями с символами для нескольких значений параметров СР представлены границы областей неустойчивости сигнала ($P_{\omega} = 0$) на плоскости $(\omega\tau, \Omega_0\tau)$. Электрическое поле будем полагать направленным под углом 9° ($\psi_0 = \pi/20$), а для поляризации переменного поля E_1 выберем значения: $\psi_1 = \psi_0$ и $\psi_1 = \psi_0 + \pi/2$. При расчетах учтем вклад диссоциативного слагаемого в законе дисперсии электронов ($\Delta_2 \neq 0$). Кроме того, вид потенциала будем полагать симметричным ($\Delta_{11} = \Delta_{12}$) либо асимметричным ($\Delta_{11} \neq \Delta_{12}$).

Представленные на рис. 1 зависимости характеризуются наличием участков отрицательной проводимости, обуславливающих нарастание ВЧ сигнала. Расчет показывает, что несмотря на то что в квадратной 2ДСР с симметричным потенциалом для характерных значений параметров системы и углов наклона поля E_0 область отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) на ВАХ СР в полях больше критического ($E_0 > E_{cr}$) проявляется всегда (кривые 1 на рис. 1, a, c), усиление переменного сигнала с поперечной постоянному полю поляризацией в некотором интервале значений постоянного электрического поля может проявляться лишь на высоких (кривые 2 на рис. 1, b, d) частотах. То есть наличие падающего участка ВАХ для полей $E_0 \gg E_{cr}$ в общем случае произвольного направления действующих полей в системе не гарантирует проявления отрицательной проводимости переменного сигнала одновременно на низких и высоких частотах.

Причиной изменения вида и характера областей неустойчивости для ВЧ сигнала с продольной и поперечной поляризацией является разность значений величин компонент поля вдоль осей $x_{1,2}$. При направлении поля E_0 вдоль указанных осей усиление поперечной компоненты ВЧ тока отсутствует. Формирование в спектре электронов в сильных полях штарковской лестницы уровней (и связанных с ней блоховских осцилляций, обуславливающих появление падающего участка на ВАХ системы) приводит на первой стадии при $E_0 \cos \psi_0 > E_{cr}^{(1)}(j_{01})$ к неустойчивости компоненты переменного сигнала, поляризованного вдоль оси x_1 , и

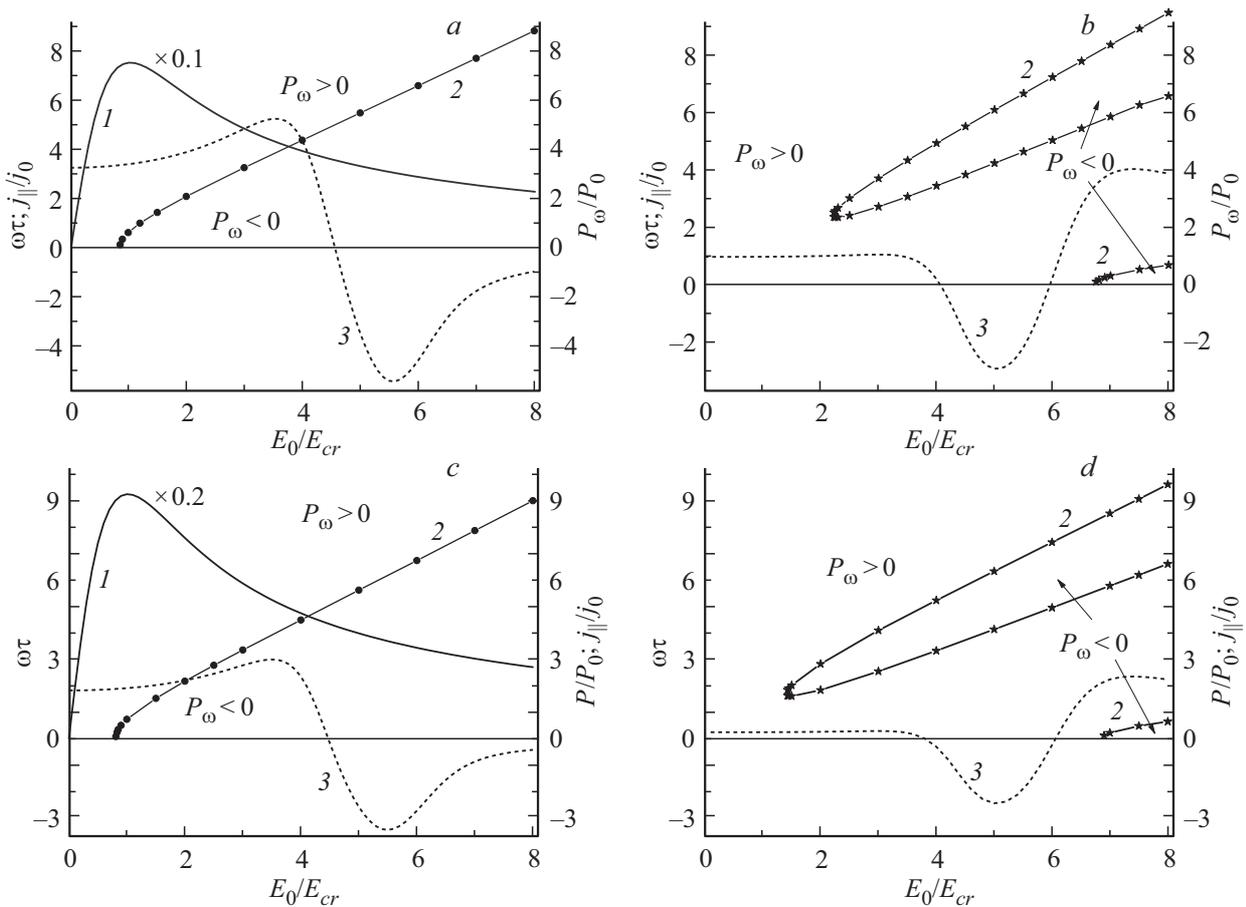


Рис. 1. Вид ВАХ СР (кривые 1) и области неустойчивости высокочастотного сигнала для направления поля $\psi_0 = \pi/20$ (соединенные символами сплошные линии — кривые 2) для $\psi_1 = \psi_0$ (a, c), $\psi_1 = \psi_0 + \pi/2$ (b, d); мощность поглощаемого сигнала P_ω на частоте $\omega\tau = 5$ (штриховые линии) — кривые 3 в зависимости от величины прикладываемого электрического поля E_0 . Для других параметров принималось: $d_1 = d_2$; $\Delta_{11} = \Delta_{12} = 1$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 5$ мэВ, $k_B T = 7$ мэВ, $\delta_0 = 1$ (a, b), -1 (c, d).

только затем при несколько больших значениях поля $E_0 \sin \psi_0 > E_{cr}^{(2)}(j_{02})$ — вдоль оси x_2 . Поглощение на низких частотах обычно превышает эффективность усиления, поэтому в интервале полей E_0 , удовлетворяющих указанному выше условиям, наблюдается поглощение низкочастотного сигнала. На высоких частотах вблизи границы неустойчивости коэффициент усиления имеет максимум и наблюдается обратная ситуация, т.е. усиление сигнала на высокой частоте будет доминировать над поглощением. Таким образом, наблюдаемый на рис. 1, b, d характер областей неустойчивости является простым следствием суммарного проявления указанных выше механизмов усиления и поглощения компонент поля E_1 вдоль осей x_1 и x_2 СР.

На рис. 2, в отличие от предыдущей ситуации, рассмотрен случай квадратной 2ДСР с асимметричным потенциалом ($\Delta_{11} < \Delta_{12}$). Из вида кривых, представленных на рис. 2, a (кривые 1) и соответствующих границам усиливаемого сигнала, области неустойчивости переменного сигнала имеют более сложный вид, даже в случае продольной поляризации ($\psi_1 = \psi_0$) высокочастотного излучения. А именно и при продольной поляризации

переменного сигнала области неустойчивости испытывают сужение и смещение в сторону больших значений постоянного электрического поля E_0 . Таким образом, в полях, превышающих критическое поле E_{cr} , несмотря на падение токовой характеристики с ростом поля E_0 (кривые 1 на рис. 2), усиление переменного сигнала не только с поперечной (кривые 2 на рис. 2, b, d), но и с продольной поляризацией (кривые 2 на рис. 2, a, c) на низких частотах может отсутствовать.

Одновременно сохраняется возможность усиления переменного поля E_1 на высоких частотах. Для структуры с симметричным потенциалом подобная ситуация наблюдается только для излучения с поперечной поляризацией (см. рис. 1). Отметим, что рассматриваемая ситуация весьма схожа с одномерной сверхрешеткой, в которой заметную роль играют переходы электронов между уровнями шарковских лестниц двух соседних мини-зон [5, 21, 22]. В этом случае эффект отрицательной динамической проводимости также возникает вследствие конкуренции двух разных механизмов генерации и поглощения высокочастотного сигнала в системе. Таким образом, в двумерной СР при отклонении поля E_0 от

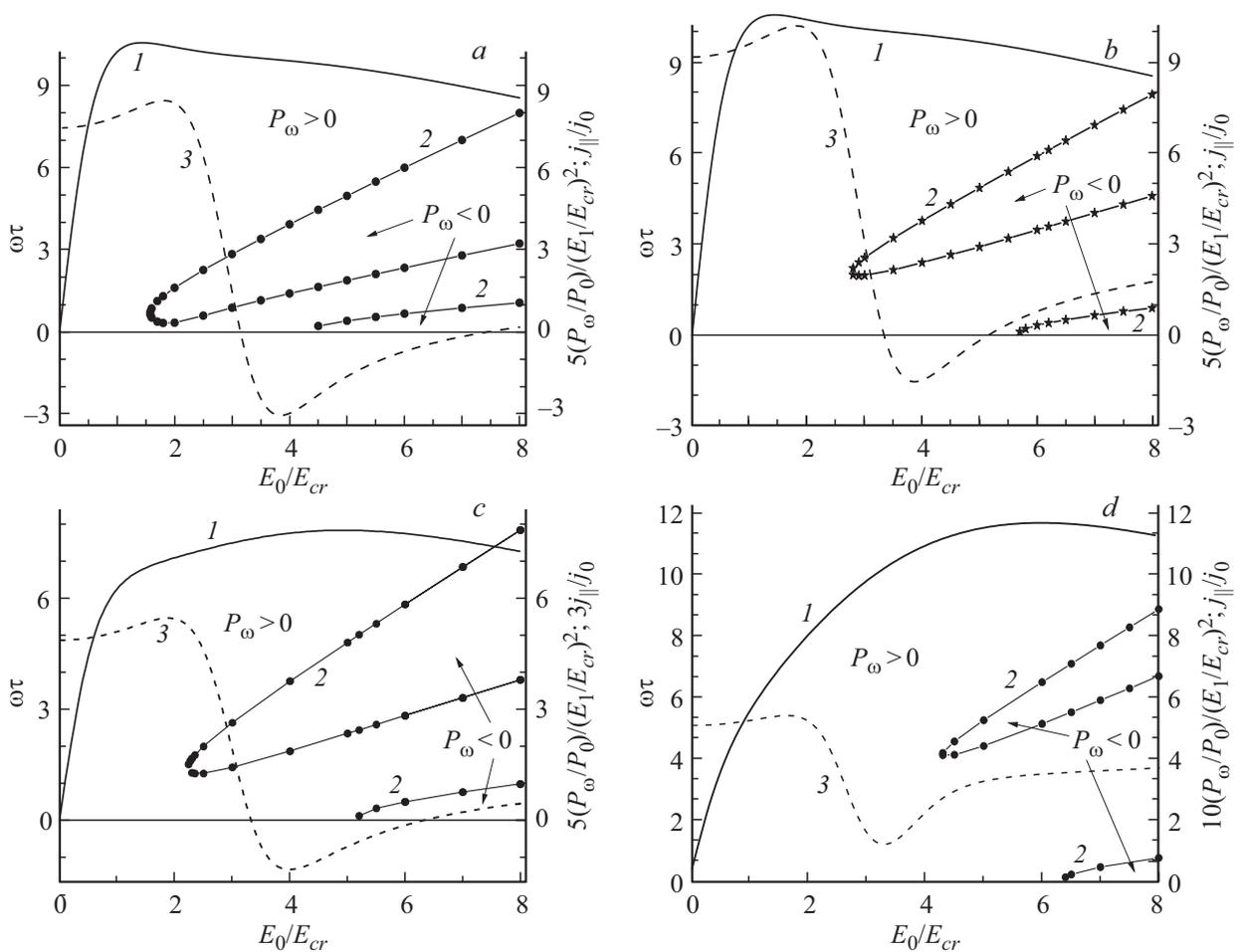


Рис. 2. Границы областей неустойчивости высокочастотного сигнала (сплошные линии 2 с символами), полевые зависимости токовой компоненты (кривые 1) и мощности поглощаемого сигнала P_ω (кривые 3 — штриховые линии) на заданной частоте $\omega\tau = 3$ при постоянном угле наклона поля E_0 ($\psi_0 = \pi/20$) и двух углах поляризации ψ_1 : $\psi_1 = \psi_0$ (a, c, d); $\psi_1 = \psi_0 + \pi/2$ (b). Для остальных параметров двумерной квадратной СР принималось: $d_2 = d_1$, $\Delta_1 = 5$ мэВ; $\Delta_2 = 1$ мэВ; $\Delta_{11} = 1$, $\Delta_{12} = 3$ (a, b, c), 30 (d); $\delta_0 = 1$ (a, b, d), -1 (c); $k_B T = 7$ мэВ.

направления осей высокой симметрии существует диапазон полей $E_0 > E_{cr}$, при которых, несмотря на наличие падающего участка на стационарной ВАХ системы, неустойчивость на низких частотах, обуславливающая появление электрических доменов, возникать не будет. Область усиления на высоких частотах при этом реализуется для переменных полей с обеими поляризациями, а особенности являются следствием конкуренции механизмов нелинейности, связанных с переходами между состояниями штарковских лестниц вдоль направлений главных осей СР, возникающих под действием компонент поля $E_{0(1,2)}$.

Сопоставление кривых на рис. 1 и 2, имеющих противоположные по знаку значения параметров δ_0 , но одни и те же значения остальных параметров в законе дисперсии электронов, показывает, что замена параметра $\delta_0 = 1$ (a) на $\delta_0 = -1$ (c) в законе дисперсии, обуславливающая инверсию центральной долины в нижней мини-зоне СР, не меняя качественный вид кривых,

описывающих высокочастотные характеристики системы, приводит к их незначительным количественным изменениям. В частности, наблюдается сдвиг областей усиления в диапазон больших электрических полей и небольшое их сужение преимущественно со стороны низких частот. Несколько большим изменениям подвержена низкочастотная ВАХ СР (кривые 1), на которых наблюдается сдвиг падающего участка ВАХ и связанной с ним области усиления низкочастотных сигналов в диапазон больших полей. Область усиления на высоких частотах при этом испытывает меньшее смещение, что видно из сравнения кривых на рис. 2, a, c, обуславливая возможность динамического усиления высокочастотного излучения даже в полях, соответствующих нарастающему участку вольт-амперной характеристики.

Влияние величины параметра Δ_{12} на положение областей усиления переменного сигнала более существенно. Это, в частности, прослеживается при сравнении кривых 2 на рис. 2, a и d. С изменением потенциала в

пределах элементарной ячейки сверхрешетки, приводящего, в частности, к росту параметра Δ_{12} в законе дисперсии электрона, области усиления высокочастотного сигнала E_1 смещаются в сторону более высоких полей заметно сильнее. Эффект отрицательной динамической проводимости на нарастающем участке ВАХ при этом сохраняется. Анализ кривых на рис. 2 позволяет также сделать вывод о том, что для переменного сигнала E_1 с произвольной, относительно направления прикладываемого электрического поля E_0 , поляризации можно ожидать поворота плоскости поляризации переменного поля в сторону направления прикладываемого постоянного поля. Эффект обусловлен значительными различиями значений высокочастотной проводимости для компонент поля E_1 с продольной и поперечной поляризацией.

4. Сопоставление низкочастотных и высокочастотных характеристик электронов в 2ДСР с различными значениями параметров энергетического спектра

Рассмотрим характер областей неустойчивости в квантовой СР с прямоугольной ($d_1 \neq d_2$) ячейкой. Соответствующие полевые зависимости компонент постоянного тока в направлениях вдоль j_{\parallel} и поперек j_{\perp} направления прикладываемого электрического поля E_0 при фиксированном угле ψ_0 были проанализированы в работе [9]. При определенных углах наклона поля характер падающего участка на ВАХ СР, вследствие изменения вклада в j_{\parallel} токовых компонент j_1 и j_2 , может заметно сужаться. При этом для определенных углов наклона поля с ростом величины поля E_0 может иметь место рост, а не падение токовой характеристики j_{\parallel} в сильных полях. В данном разделе (см. рис. 3, 4) также рассмотрим более общую ситуацию, соответствующую отклонению формы элементарной ячейки сверхрешетки от квадратной ($d_1 \neq d_2$). Проведенный расчет поглощаемой высокочастотной мощности позволяет провести сопоставление низкочастотных и высокочастотных характеристик системы и проследить наличие связи между положением ОДП на ВАХ и положением областей усиления высокочастотного сигнала на плоскости $(\omega\tau, E_0/E_{cr})$ в зависимости от соотношения периодов решеток. В частности, из рис. 3 следует, что даже в случае доминирования в законе дисперсии электрона ассоциативного слагаемого ($\Delta_1 \gg \Delta_2$) изменение параметра η , т.е. отклонение формы ячейки сверхструктуры от квадратной, сказывается как на ВАХ СР (рис. 3, *a*), так и на виде частотных характеристик переменного сигнала, поляризованного как вдоль (рис. 3, *b*) постоянного электрического поля ($\psi_1 = \psi_0$), так и в поперечном направлении (рис. 3, *c*).

Повышение роли диссоциативного слагаемого в законе дисперсии электрона, т.е. отклонение от чисто гармонической зависимости (выход за рамки приближения

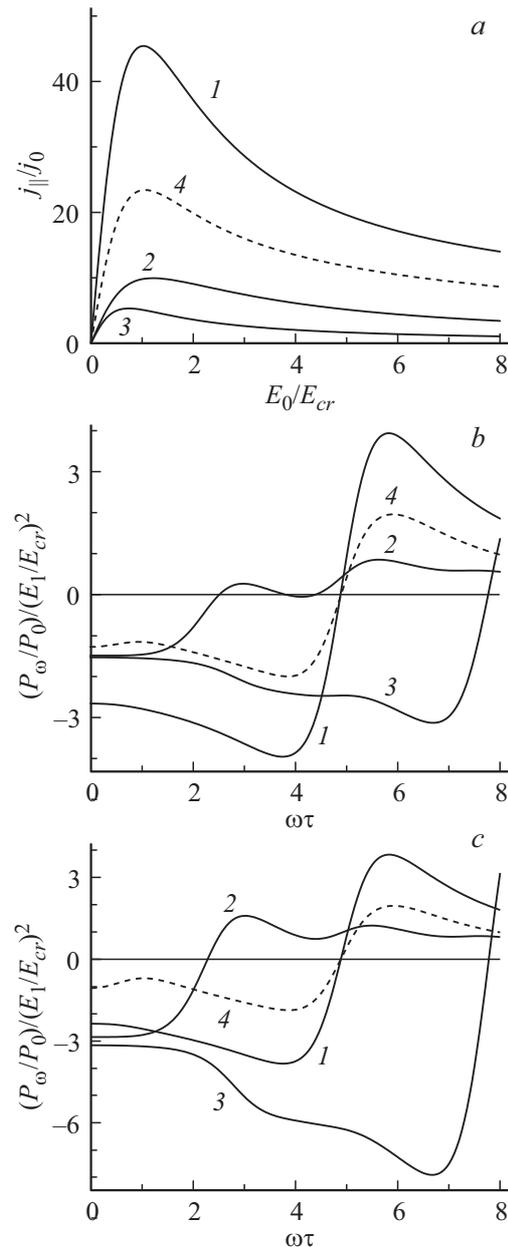


Рис. 3. Токовые (*a*) и частотные (*b, c*) характеристики поглощаемой СВЧ мощности при поляризации ψ_1 переменного поля: *b* — $\psi_1 = \psi_0$, *c* — $\psi_0 + \pi/2$ и отношении постоянных решеток: кривая 1 — $d_2/d_1 = 1/2$, 2 — $3/1$, 3 — $10/1$, 4 — $1/1$. Для остальных параметров выбирались значения: $E_0 = 5E_{cr}$, $\psi_0 = \pi/20$, $\Delta_1 = 5$ мэВ, $\Delta_2 = 1$ мэВ; $\Delta_{11} = \Delta_{12} = 1$, $\delta_0 = 1$, $k_B T = 7$ мэВ.

сильной связи), приводит к заметным изменениям как вида ВАХ СР (рис. 4, *a*), так и характера поведения коэффициента усиления высокочастотного сигнала. В рассматриваемом нами случае (кривые на рис. 3, *a* и 4, *a*) присутствие в законе дисперсии электрона диссоциативного слагаемого приводит лишь к количественным изменениям, практически не меняя качественного вида ВАХ сверхрешетки.

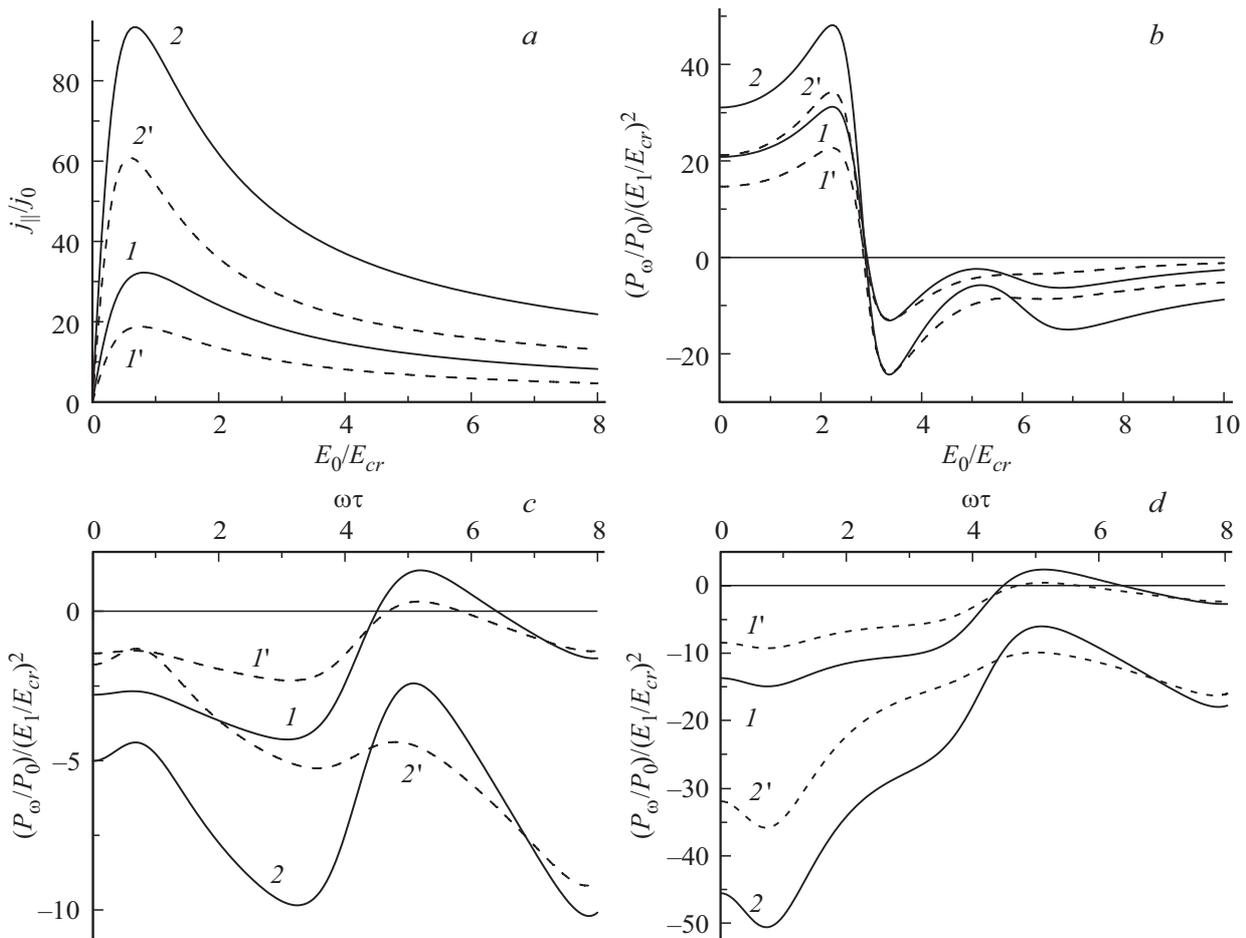


Рис. 4. Полевые (*a, b*) при $\omega\tau = 5$ и частотные (*c, d*) при $E_0/E_{cr} = 5$ зависимости *a*) ВАХ двумерной квантовой СР и *b-d*) поглощаемой мощности P_ω при поляризации ψ_1 переменного поля: $\psi_1 = \psi_0$ (кривые 1, 1') и $\psi_1 = \psi_0 + \pi/2$ (кривые 2, 2') и значениях параметра Δ_2 (мэВ) = *a, b*) 5 (кривые 1, 1', 2, 2'); *c, d*) 5 (кривые 1, 1'), 10 (кривые 2, 2'); $\delta_0 = 1$ (сплошные кривые), -1 (штриховые кривые). Для остальных параметров двумерной СР принималось: $d_2/d_1 = 2.7$, $\psi_0 = \pi/10$, $\Delta_1 = 5$ мэВ, $\Delta_{11} = \Delta_{12} = 1$, $k_B T = 7$ мэВ.

С ростом параметра Δ_2 как для продольной, так и для поперечной поляризации переменного поля наблюдается рост коэффициента усиления и расширение областей усиления высокочастотного излучения, что следует как из вида кривых, представленных на частотных зависимостях рис. 4, *c, d* при фиксированном значении прикладываемого постоянного поля, так и из полевых зависимостей, показанных на рис. 4, *b*. При этом, как уже указывалось нами в предыдущем разделе, в системе возможно появление дополнительных областей поглощения ВЧ сигнала на промежуточных частотах, связанных с осцилляторным поведением поглощаемой мощности при изменении частоты сигнала (рис. 4, *c, d*) либо величины постоянного электрического поля (рис. 4, *b*). Структура областей неустойчивостей слабо меняется с изменением поляризации переменного электрического поля, но сильно зависит от параметров закона дисперсии, что, например, отчетливо проявляется на рис. 5.

Рассмотрим более детально влияние на высокочастотные свойства 2ДСР инверсии центральной долины,

обусловленные сменой знака параметра δ_0 в законе дисперсии. При этом будем рассматривать 2ДСР с вытянутой ячейкой в поперечном направлении ($\eta = 2.7$) и будем полагать: $\Delta_2 = \Delta_1$ и $\Delta_{11} = \Delta_{12}$. Качественный вид низкочастотной характеристики СР при фиксированном направлении поля (рис. 4, *a*) практически не меняется с изменением параметров закона дисперсии электронов. Однако последние оказывают довольно заметное влияние на вид высокочастотных характеристик, в частности на структуру областей усиления высокочастотного сигнала. На рис. 5 представлены соответствующие кривые на плоскости $(\omega\tau, E_0/E_{cr})$. Сравнение кривых на рис. 5 показывает характер изменения областей усиления высокочастотного излучения при смене его поляризации, с одной стороны, и с изменением параметра δ_0 в законе дисперсии, с другой. При $\delta_0 > 0$ мы наблюдаем появление дополнительной области усиления в диапазоне высоких частот (рис. 5, *a, c*), при $\delta_0 < 0$ в области усиления появляются участки, где сигнал поглощается (рис. 5, *b, d*). Согласно кривым на рис. 4, 5, усиление

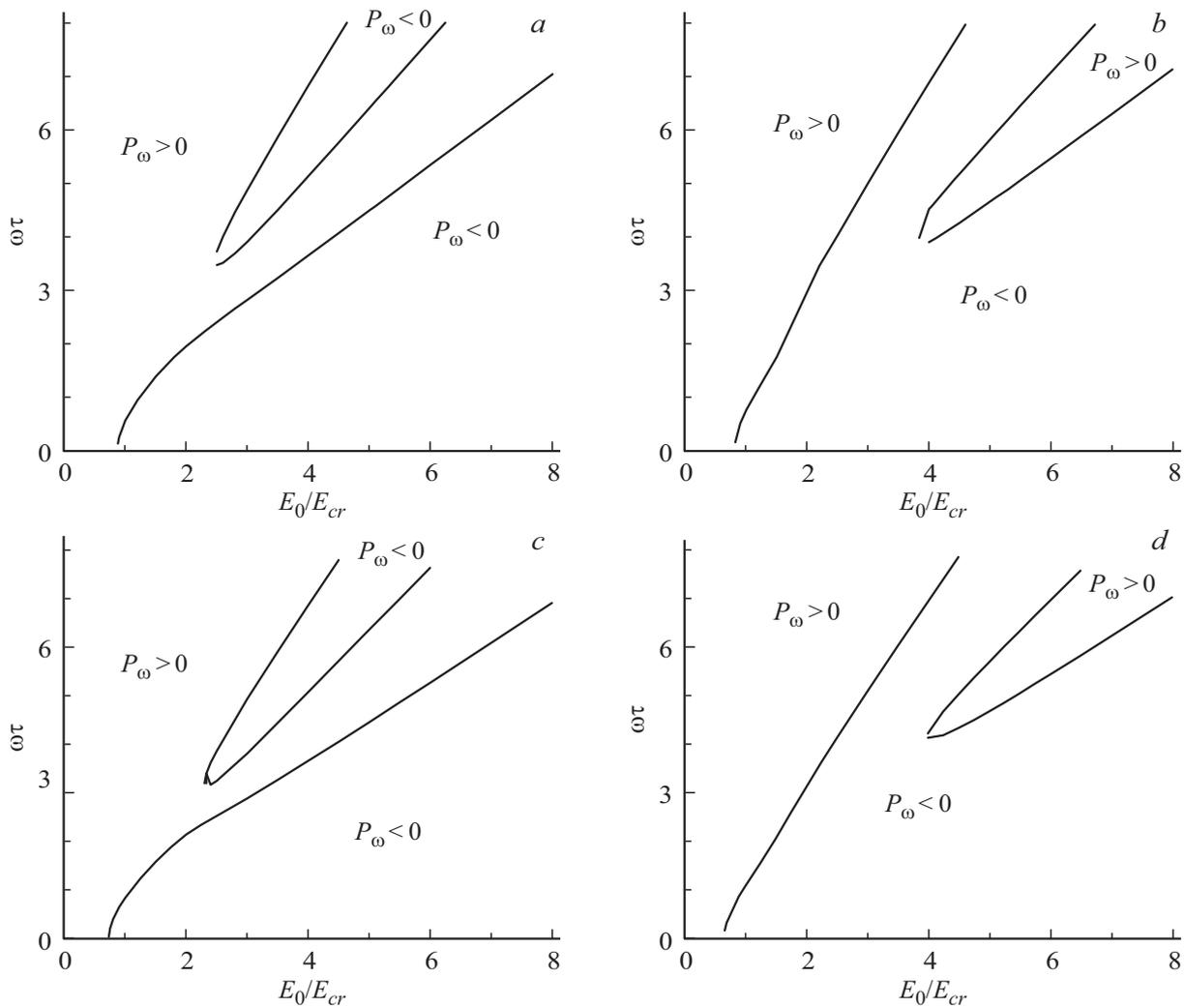


Рис. 5. Границы областей неустойчивости ($P_\omega < 0$) высокочастотного сигнала на плоскости $(\omega\tau, E_0/E_{cr})$ для $\psi_1 = \psi_0$ (a, b); $\psi_0 + \pi/2$ (c, d) для значений параметров двумерной СР: $d_2/d_1 = 2.7$, $\psi_0 = \pi/10$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 5$ мэВ, $\Delta_{11} = \Delta_{12} = 1$, $\delta_0 = 1$ (a, c); -1 (b, d); $k_B T = 7$ мэВ.

излучения с поперечной поляризацией оказывается более эффективным на низких частотах, в то время как на высоких частотах наблюдается обратная ситуация. Более того, в системе с диссоциативным законом дисперсии ($\Delta_2 \gg \Delta_1$) усиление высокочастотного сигнала, независимо от его поляризации, оказывается значительно выше, чем в системе с чисто ассоциативным законом дисперсии.

5. Заключение

В работе впервые для двумерной квантовой сверхрешетки в присутствии сильного квантующего электрического поля, направленного под произвольным углом относительно главных осей структуры, обсуждаются особенности высокочастотной проводимости. Рассмотрены структуры со сверхъячейкой прямоугольной формы и неассоциативным законом дисперсии электронов, со-

ответствующие выходу за рамки приближения сильной связи. Основное внимание уделено влиянию отклонения формы ячейки сверхрешетки от идеальной квадратной, а также параметров закона дисперсии электронов на частотные и полевые зависимости высокочастотного отклика системы на излучение с продольной и поперечной относительно прикладываемого постоянного электрического поля поляризацией. Изучено влияние указанных параметров системы на характер формирования областей неустойчивости переменного сигнала и проведено сопоставление их с соответствующим видом ВАХ СР. Для рассматриваемой системы показано, что существует диапазон параметров, для которых существуют области значений, где неустойчивость ВЧ сигнала будет проявляться только на высоких частотах, при одновременном отсутствии усиления переменного поля на низких частотах. В общем случае характеристики усиливаемого сигнала зависят не только от величины и направления электрического поля, частоты и поляризации

переменного сигнала, но и от характера энергетического спектра электронов, формируемого в узкой мини-зоне сверхрешетки.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Wacker. Phys. Reports, **357**, 1 (2002).
- [2] Ю.А. Романов, Ю.Ю. Романова. ФТП, **46**, 162 (2004).
- [3] А.А. Андронов, И.М. Нефедов, А.В. Соснин. ФТП, **37**, 378 (2003).
- [4] Д.Г. Павельев, Н.В. Демарина, Ю.И. Кошуринов, А.П. Васильев, Е.С. Семёнова, А.Е. Жуков, В.М. Устинов. ФТП, **38**, 1141 (2004).
- [5] А.А. Андронов, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин, М.А. Ладугин, А.А. Мармалок, А.А. Падалица, В.А. Беляков, И.В. Ладенков, А.Г. Фефелов. Письма ЖЭТФ, **102**, 235 (2015).
- [6] H. Eisele, L. Li, E.H. Linfield. Appl. Phys. Lett., **112**, 172103 (2018).
- [7] D.G. Pavelyev, A.P. Vasilev, V.A. Kozlov, E.S. Obolenskaya, S.V. Obolensky, V.M. Ustinov. IEEE Trans. TGz Sci. Technol., **8**, 231 (2018).
- [8] M.F. Pereira, A. Apostolakis. Nanomaterials, **11**, 1287 (2021).
- [9] М.Л. Орлов, Л.К. Орлов. ФТП, **55**, 241 (2021).
- [10] Ю.А. Романов, Е.В. Демидов. ФТП, **31**, 308 (1997).
- [11] И.А. Дмитриев, Р.А. Сурис. ФТП, **36**, 1449 (2002).
- [12] Д.В. Завьялов, В.И. Конченков, С.В. Крючков. ФТП, **53**, 1527 (2019).
- [13] J. Lee, R. Lee, S. Kim, K. Lee, H.-M. Kim, S. Kim, M. Kim, S. Kim, J.-Ho Lee, B.-G. Park. Solid State Electron., **164**, 107701 (2020).
- [14] X. Huang, Ch. Liu, P. Zhou. 2D Mater. Applications, **51**, 1 (2022).
- [15] С.А. Рудин, Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, П.Л. Новиков, А.В. Ненашев, Е.Е. Родякина, А.В. Двуреченский. ФТП, **52**, 1346 (2018).
- [16] Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, Г.К. Кривякин, Е.Е. Родякина, П.А. Кучинская, Б.И. Фомин, А.Н. Яблонский, М.В. Степихова, А.В. Новиков, А.В. Двуреченский. ФТП, **52**, 1028 (2018).
- [17] L.K. Orlov, V.I. Vdovin, N.L. Ivina, E.A. Steinman, Yu.N. Drozdov, M.L. Orlov. Crystals, **10**, 491 (2020).
- [18] J. Greil, E. Bertagnolli, B. Salem, T. Baron, P. Gentile, A. Lugstein. Appl. Phys. Lett., **111**, 33103 (2017).
- [19] M.L. Orlov, Yu.A. Romanov, L.K. Orlov. Microelectronics J., **36**, 396 (2005).
- [20] M.L. Orlov, Yu.A. Romanov, L.K. Orlov. Proceed. SEMINANO2005, Budapest, Hungary, **2**, 325 (2005).
- [21] Л.К. Орлов, Ю.А. Романов. Изв. вузов. Радиофизика, **32**, 282 (1989).
- [22] Ю.Ю. Романова, М.Л. Орлов, Ю.А. Романов. ФТП, **46**, 1475 (2012).

Редактор Г.А. Оганесян

High frequency characteristics of two-dimensional quantum superlattice in a strong homogeneous electric field

L.K. Orlov^{1,2}, T.E. Zedomi¹, A.S. Ivina^{1,3}, M.L. Orlov³

¹ Nizhny Novgorod State Technical Alexeev University, 603155 Nizhny Novgorod, Russia

² Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603087 Nizhny Novgorod, Russia

³ Russian Presidential Academy of National Economy and Public Administration, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract In this study, equations for the high-frequency conductivity of a two-dimensional quantum superlattice with a nonassociative electron dispersion law, in the presence of a strong quantizing constant electric field, were obtained for the first time. The behavior of areas of instability of variable signal with different polarizations relative to the direction of the static electric field applied to the superlattice has been studied. In the general case, the characteristics of the amplified signal depend not only on the magnitude of the quantizing electric field and the frequency of the valuable signal, but also on the parameters of the energy spectrum of electrons in the narrow minibands of the superlattice. For a variable signal with longitudinal polarization, the signal instability manifests itself at all frequencies below the upper limit determined by the frequency of Bloch oscillations. For a variable field with transverse polarization, in the falling section of the static current-voltage characteristic, there is a range of electric field values where the absorbed power of the variable signal at low frequencies remains positive, and the signal instability is realized only at high frequencies.