ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVI, № 10 РАДИОФИЗИКА 1983

УДК 539 293

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

Л. К. Орлов

В двухминизонном приближении изучается нелинейный отклик электронной подсистемы сверхрешетки (СР) на сильное однородное гармоническое поле Найдены выражения для разности заселенностей минизон и гармоник тока. Показано, что последние испытывают осцилляторное поведение с ростом амплитуды электрического поля. Осцилляторный характер имеет также ширина резонансной полосы поглощения. В низкочастотном пределе исследован характер резонансных особенностей на вольтамперных характеристиках, обусловленных туннельными эффектами.

Полупроводниковые сверхрешетки (СР) образуют новый класс искусственных полупроводниковых материалов с сильно выраженными нелинейными характеристиками и представляют большой интерес для высокочастотной электроники. К настоящему времени подробно исследован нелинейный отклик электронной подсистемы СР на внешние электромагнитные поля в СВЧ диапазоне частот, когда механизм нелинейности связан с локализацией движения электронов в отдельной узкой минизоне [1]. В области частот $\omega \sim \varepsilon^0_{nn'}/m\hbar$, где $\varepsilon^0_{nn'} = \varepsilon^0_n - \varepsilon^0_{n'}$, ε^0_n — центры разрешенных минизон, m — порядок резонанса, важную роль играет механизм нелинейности, связанный с переходами электронов между узкими одномерными подзонами. Характерные поля $E^* \sim \sim\varepsilon^0_{nn'}/ed$ (d — период структуры), соответствующие указанному механизму нелинейности, как уже отмечалось в [2], могут быть на несколько порядков ниже, чем в однородных кристаллах.

В настоящей работе в двухзонном приближении в первом порядке теории возмущений по параметру $W_{12}=eE\tilde{\Omega}_{12}/\hbar\omega\ll 1$ (W_{12} — отношение частоты переходов электронов между зонами к частоте поля, $\tilde{\Omega}_{12}$ — среднее значение матричного элемента координаты) и точно по параметру $W=\Omega/\omega > W_{12}$, где Ω — штарковская частота осцилляций электронов в зоне, получен нелинейный отклик системы на внешнее однородное поле. Показано, что наличие в СР дополнительного сильного механизма нелинейности, связанного с локализацией движения электронов в узкой области импульсного пространства, приводит к существенному отличию высокочастотного отклика СР от хорошо изученного нелинейного отклика двухуровневой системы [3]. Кроме известных эффектов — насыщения населенностей, уширения уровней, высокочастотного сдвига Штарка — в СР в сильных переменных полях ($W \gtrsim 1$, $W_{12}\ll 1$) имеют место осцилляторные зависимости гармоник тока и разности заселенностей минизон от амплитуды поля, а также возможно уменьшение ширины резонансной полосы поглощения вследствие перенормировки ширины разрешенных минизон.

В низкочастотном пределе методом, аналогичным вышеуказанному, исследован характер резонансных особенностей на ВАХ, обусловленных туннельными эффектами.

1. Общие соотношения. Рассмотрим отклик электронной подсистемы СР на однородное высокочастотное внешнее поле $E(t)=E\cos\omega t$, поляризованное вдоль периода СР (ось x). Гамильтониан системы в электродипольном приближении представим в виде

$$\hat{H}(t)=\hat{H}_0-eE(t)\hat{x}, \tag{1}$$

где $\hat{x}$—оператор координаты. Для электронов зоны проводимости матричные элементы оператора $\hat{x}$ на базисе собственных функций невозмущенного гамильтониана $\hat{H}_0$, в пренебрежении переходами между валентной зоной и зоной проводимости, равны:

$$x_{nn'kk'}=-i\nabla_{k_1}\delta_{nn'}\delta(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}')+i\Omega_{nn'}(k_1)\delta(\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'). \tag{2}$$

Здесь $\Omega_{nn'}(k_1)=\frac{1}{d}\int\limits_0^d u^*_{n',k_1'}(x)\,\nabla_{k_1}u_{n,k_1}(x)\,dk_1$ — матричный элемент, вычисленный для некоторых моделей потенциала, например, в [2], $u_{n,k_1}(x)$ — периодические части блоховских функций электронов, n — номер минизоны, k_1 — проекция квазиимпульса на ось x. Ограничимся для простоты приближением двух соседних минизон. Вводя обозначения $\rho_{ij}=(2/(2\pi)^2)\int\rho_{ij}(\boldsymbol{k})\,ak_2dk_3$, для компоненты плотности тока, связанной с переходами электронов между минизонами, получим

$$j_x(t)=e\,\mathrm{Sp}(\hat{x}\hat{\rho})=\frac{e}{2\pi}\int\limits_0^{2\pi/d}dk_1\omega_{21}(k_1)\{\rho_{21}\Omega_{12}-\rho_{12}\Omega_{21}\}. \tag{3}$$

Здесь $\hbar\omega_{21}(k_1)=\varepsilon_{21}(k_1)=\varepsilon_2(k_1)-\varepsilon_1(k_1)$, $\rho_{ij}=\rho_{ij}(k_1)$, $\rho_{12}=\rho^*_{21}$, $\Omega_{12}=-\Omega^*_{21}$. Система уравнений для компонент матрицы плотности ρ_{12} и $\Delta\rho=\rho_{11}-\rho_{22}$ в системе с центром симметрии ($\Omega_{11}=\Omega_{22}=0$) имеет вид

$$\begin{aligned}&\frac{\partial\Delta\rho}{\partial t}-\frac{e}{\hbar}E(t)\frac{\partial\Delta\rho}{\partial k_1}=-\frac{4e}{\hbar}E(t)\,\Omega_{12}\,\mathrm{Re}\,\rho_{12}+I_{11}-I_{22},\\&\frac{\partial\rho_{12}}{\partial t}-\frac{e}{\hbar}E(t)\frac{\partial\rho_{12}}{\partial k_1}=i\omega_{21}(k_1)\rho_{12}+\frac{e}{\hbar}E(t)\,\Omega_{12}\Delta\rho+I_{12}.\end{aligned} \tag{4}$$

В общем случае отыскать решение системы уравнений (4) не представляется возможным. Нужно, однако, заметить, что в рассматриваемой модели реализуются два механизма нелинейности с существенно различными характерными полями. Параметр нелинейности одного из них $W_{12}\sim eE\,\tilde{\Omega}_{12}/\hbar\omega$ связан с вероятностью переходов электронов между зонами под действием электрического поля По нему проведем разложение в степенной ряд, что соответствует широко используемому при расчетах двухуровневых систем и хорошо зарекомендовавшему себя в окрестности резонансов методу усреднения [3]. Второй механизм нелинейности, связанный с локализацией движения электронов в узкой зоне (параметр нелинейности $W=eEd/\hbar\omega\gg W_{12}$), может быть учтен точно. Последнее неравенство, как показывают конкретные расчеты (см., например [2]), легко реализуется в квантовых периодических структурах.

В дальнейшем рассмотрим наиболее интересный в практическом отношении стационарный случай, когда время наблюдения существенно превосходит характерные времена релаксации электронного газа и поведение системы не зависит от начальных условий. В этом случае учет механизмов рассеяния становится необходимым Однако в силу того, что нас не интересуют нелинейные эффекты, связанные с рассеянием носителей на дефектах в сильном поле, нелинейные поправки к току, обусловленные квазилокальным характером движения носителей в зоне, можно изучать, используя выражение для интеграла столкновений в простейшей форме: $I_{11}-I_{22}=(\Delta\rho_0-\Delta\rho)/\tau_{11}$, $I_{12}=-\rho_{12}/\tau_\perp$ (см. также [4]).

С учетом сделанных предположений в первом порядке теории возмущений по параметру W_{12} имеем

$$\begin{gathered}\frac{\partial\Delta\rho}{\partial t}-\frac{e}{\hbar}E(t)\frac{\partial\Delta\rho}{\partial k_1}=-\frac{\Delta\rho-\Delta\rho_0(\overline{\Delta n})}{\tau_p},\\ \frac{\partial\rho_{12}}{\partial t}-\frac{e}{\hbar}E(t)\frac{\partial\rho_{12}}{\partial k_1}=(i\omega_{21}(k_1)-\tau_\perp^{-1})\rho_{12}+\frac{e}{\hbar}E(t)\Omega_{12}\Delta\rho.\end{gathered}\tag{5}$$

Здесь введена средняя квазиравновесная разность заселенностей минизон $\overline{\Delta n}\gg|\widetilde{\Delta n}|$, определяемая соотношением $\overline{\Delta n}=2/(2\pi)^3\times\times\int\limits_{V_0}\Delta\rho_0(\boldsymbol{k},\mu_{1,2})d\boldsymbol{k}$, где $\mu_{1,2}$ — квазиуровни Ферми, τ_p — время релаксации импульса.

Общее решение системы (5) довольно громоздко (см., например, [4]), поэтому ограничимся рассмотрением некоторых частных случаев

2. Высокочастотное монохроматическое поле. Пусть на СР с законом дисперсии в приближении сильной связи $\varepsilon_j(k_1)=\varepsilon_j^0+(-1)^j\times\times(\Delta\varepsilon_j/2)\cos k_1 d$ воздействует сильное гармоническое поле $E(t)==E\cos\omega t$. Для узких разрешенных минизон и статистики Больцмана при $\Delta\varepsilon_j\ll\varkappa T_e$, где T_e — эффективная температура разогрева электронов по поперечному квазиимпульсу, выражение для недиагональной компоненты матрицы плотности принимает вид

$$\begin{gathered}\rho_{12}(k_1,t)=\frac{\Omega}{\omega}\frac{\widetilde{\Omega}_{12}}{2}\overline{\Delta n}\int\limits_{-\infty}^{\omega t}dz\cos z\exp\left\{\left(i\frac{\omega_{21}^0}{\omega}-\frac{1}{\omega\tau_\perp}\right)\times\right.\\ \times(\omega t-z)+i\frac{\Delta\omega_{21}}{\omega}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{J_m(\Omega/\omega)}{m}\sin\left[\frac{m}{2}(\omega t-z)\right]\times\\ \left.\times\cos\left[k_1 d+(\Omega/\omega)\sin\omega t-(m/2)(\omega t+z)\right]\right\}.\end{gathered}\tag{6}$$

Подставляя (6) в (3) и используя теорему сложения функций Бесселя, для плотности тока получим

$$\begin{gathered}j_x(t)=e\frac{\Omega}{\omega}\frac{\widetilde{\Omega}_{12}^2}{d}\overline{\Delta n}\int\limits_0^{\infty}dz\cos(\omega t-z)\exp\left\{\left(i\frac{\omega_{21}^0}{\omega}-\frac{1}{\omega\tau_\perp}\right)z\right\}\times\\ \times\left\{\omega_{21}^0J_0(|R|)+i\frac{\Delta\omega_{21}}{2}\frac{\operatorname{Re}R}{|R|}J_1(|R|)\right\}+\text{к. с.}\end{gathered}\tag{7}$$

Здесь $\Delta\omega_{21}=(\Delta\varepsilon_2+\Delta\varepsilon_1)/\hbar$, $\Omega=eEd/\hbar$ — частота штарковских осцилляций, $J_n(x)$ — функция Бесселя,

$$\begin{gathered}R=\frac{\Delta\omega_{21}}{\omega}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{J_m(\Omega/\omega)}{m}\sin\left(\frac{mz}{2}\right)\times\\ \times\exp\left[i\left(\frac{mz}{2}-m\omega t+\frac{\Omega}{\omega}\sin\omega t\right)\right].\end{gathered}\tag{8}$$

Зависимость $\Delta n = \overline{\Delta n} + \widetilde{\Delta n}$ от поля E найдем, подставляя (6) в первое уравнение системы (4) и проводя интегрирование по зоне Бриллюэна. Дифференциальное уравнение, определяющее Δn, запишется в следующем виде:

$$\partial \Delta n / \partial t + (\Delta n - \Delta n_0)/\tau_{\parallel} = \omega \Phi (t) \Delta n, \tag{9}$$

где Δn_0 — равновесная разность заселенностей минизон,

$$\Phi (t) = -4 \left(\frac{\Omega}{\omega} \frac{\widetilde{\Omega}_{12}}{d} \right)^2 \cos \omega t \int\limits_0^{\infty} dz \cos (\omega t - z) \times$$
$$\times \cos \left\{ \frac{\omega_{21}^0}{\omega} z \right\} J_0 (|R|) \exp (- z/\omega\tau_{\perp}). \tag{10}$$

В связи с тем, что внутризонная компонента плотности тока при $\Delta\varepsilon_j \ll \varkappa T$ равна нулю, выражения (7)—(10) в интегральной форме описывают полный ток в системе.

Рассмотрим в качестве примера частный случай резонанса на основной частоте $|\omega_{21}^0 - \omega| = \varepsilon \ll \omega$. Пусть диссипация в системе мала: $\omega\tau_{\perp} \gg 1$. Тогда в интервале полей, удовлетворяющих условию $J_0(\Omega/\omega) \gg \gg (\omega\tau_{\perp})^{-1}$, вкладом в интегралы в формулах (7), (10) осциллирующих слагаемых, содержащихся в выражении для R, можно пренебречь. Выражения для плотности тока $j_x(t)$ и $\Phi(t)$ в этом случае принимают вид

$$j_x (t) = \frac{e^2}{2\hbar} E \widetilde{\Omega}_{12}^2 \overline{\Delta n} \{ (\omega_{21}^0/\omega) \sigma_1 - i J_0^{-1} (\Omega/\omega) \sigma_2 \cos (\Omega\omega^{-1} \sin \omega t) \} e^{-i\omega t} + \text{к.с.}; \tag{11}$$

$$\Phi (t) = - (e^2/\hbar^2\omega^2) E^2 \widetilde{\Omega}_{12}^2 \cos \omega t \sigma_1 e^{-i\omega t} + \text{к с.},$$
$$\sigma_{1(2)} = (\sigma_{1(2)}^-)^* - (-1)^{1(2)} \sigma_{1(2)}^+, \tag{12}$$

где $\alpha_{\pm} = i (\omega_{21}^0/\omega \pm 1) - (\omega\tau_{\perp})^{-1}$, $\sigma_1^{\pm} = \{\alpha_{\pm}^2 + (\Delta\omega_{21}^2/4\omega^2) J_0^2 (\Omega/\omega)\}^{-1/2}$, $\sigma_2^{\pm} = = 1 + \alpha_{\pm} \sigma_1^{\pm}$. Подставляя (12) в (9), для разности заселенностей минизон получим

$$\frac{\Delta n}{\Delta n_0} = (\omega\tau_{\parallel})^{-1} \sum_{m\ n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \frac{I_n (x) I_{n-m} (x)}{z - 2in} \exp [- im (2\omega t + \varphi)]. \tag{13}$$

Здесь $I_n (x)$ — модифицированные функции Бесселя мнимого аргумента,

$$x = \frac{1}{2} \left(\frac{\Omega}{\omega} \frac{\widetilde{\Omega}_{12}}{d} \right)^2 |\sigma_1|, \quad z = (\omega\tau_{\parallel})^{-1} + \left(\frac{\Omega}{\omega} \frac{\widetilde{\Omega}_{12}}{d} \right)^2 \operatorname{Re} \sigma_1,$$

$$\varphi = (\pi/2) + \operatorname{arctg} (\operatorname{Im} \sigma_1^* / \operatorname{Re} \sigma_1).$$

Ограничиваясь в разложениях функций Бесселя в ряд членами первого порядка, для средней разности заселенностей минизон $\overline{\Delta n}$, высокочастотной проводимости $\sigma(\omega)$ и гармоник тока $j^{NL}(m\omega)$ получим

$$\frac{\overline{\Delta n}}{\Delta n_0} = \left\{ 1 + \omega\tau_{\parallel} \left(\frac{\Omega}{\omega} \frac{\widetilde{\Omega}_{12}}{d} \right)^2 \operatorname{Re} \sigma_1 \right\}^{-1}; \tag{14}$$

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 \tilde{\Omega}_{12}^2}{\hbar} \overline{\Delta n} \left\{ \frac{\omega_{21}^0}{\omega} \sigma_1 - i\sigma_2 + iJ_2(\Omega/\omega) J_0^{-1}(\Omega/\omega) \sigma_2^* \right\}; \tag{15}$$

$$j^{NL}(m\omega) = \frac{ie^2}{2\hbar} \tilde{\Omega}_{12}^2 E \overline{\Delta n} J_0^{-1}(\Omega/\omega) \{\sigma_2^* J_{m+1}(\Omega/\omega) - \sigma_2 J_{m-1}(\Omega/\omega)\} e^{-im\omega t} + \text{к.с.}, \tag{16}$$

$m = 3, 5, 7, \ldots$

Анализ полученных формул показывает, что в СР нелинейность вольт-амперных характеристик проявляется в более слабых полях, чем в системах, состоящих из изолированных размерно-квантованных пленок. Кроме того, вследствие перенормировки ширины разрешенных минизон по закону $\Delta\varepsilon_j' \longrightarrow \Delta\varepsilon_j J_0(\Omega/\omega)$ с ростом электрического поля происходит уменьшение ширины резонансной линии и величины коэффициента поглощения. В сильных полях ($\Omega/\omega > 1$, $W_{12} \ll 1$) имеют место осцилляторные зависимости амплитуд гармоник тока и разности заселенностей минизон от поля. Следует заметить, однако, что наличие в формулах (15), (16) особенностей в точках $J_0(\Omega/\omega) = 0$ не приводит к сильным резонансам. Это связано с тем, что применимость полученных выражений ограничена условием $|J_0(\Omega/\omega)| \gg (\omega\tau_\perp)^{-1}$, в то время как ширина резонансной линии в соответствующем поле также порядка $(\omega\tau_\perp)^{-1}$. Нужно заметить, что отмеченный факт уменьшения ширины резонансной линии может быть использован для диагностики зонного спектра сверхрешеток, так как в двухуровневых системах с ростом поля имеет место уширение линии однофотонного поглощения.

3. Статические электрические поля. Компонента тока, связанная с резонансным туннелированием электронов между минизонами в сильном постоянном электрическом поле, исследовалась довольно подробно в работах [5]. Однако экспериментальные данные, появившиеся в последнее время [6–8], указывают на необходимость более детального исследования вида резонансных кривых.

В настоящей работе указанным выше методом изучаются вольт-амперные характеристики в окрестности резонансных особенностей. Общее решение системы уравнений (5) в постоянном электрическом поле приведено в работе [4]. Подставляя найденное в [4] выражение для $\rho_{12}(k_1)$ в (3), для туннельной компоненты плотности тока получим

$$j_x = \frac{2e^2}{\hbar} \tilde{\Omega}_{12}^2 E \sum_{\nu, m = -\infty}^{\infty} (n_{1,\nu} - n_{2,\nu}) B_{m,\nu}, \tag{17}$$

где

$$B_{m,\nu} = \tau_\perp J_m\left(\frac{\Delta\omega_{21}}{2\Omega}\right) J_{m-\nu}\left(\frac{\Delta\omega_{21}}{2\Omega}\right) \frac{\omega_{21}^0 + (m-\nu)\Omega}{1 + \nu^2\Omega^2\tau_p^2} \times \frac{1 + \nu\Omega\tau_p\tau_\perp(\omega_{21}^0 + (m-\nu)\Omega)}{1 + \tau_\perp^2(\omega_{21}^0 + (m-\nu)\Omega)^2}; \tag{18}$$

$$n_{j,\nu} = \frac{2}{(2\pi)^3} \int_{V_0} \rho_j^0(\boldsymbol{k}, \mu_j) e^{i\nu k_1 d} d\boldsymbol{k}. \tag{19}$$

Если выполнено неравенство $\varepsilon_{21}^0 \gg \varkappa T \gg \Delta\varepsilon_{21}$, электроны равномерно распределены по состояниям внутри разрешенных минизон, и выражение для плотности тока принимает вид

$$j_x = \frac{2e^2}{\hbar} \tilde{\Omega}_{12}^2 E\tau_\perp \overline{\Delta n} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n^2\left(\frac{\Delta\omega_{21}}{2\Omega}\right) \frac{\omega_{21}^0 + n\Omega}{1 + \tau_\perp^2(\omega_{21}^0 + n\Omega)^2}, \tag{20}$$

где

$$\overline{\Delta n} = n_{1,0} - n_{2,0} = \\ = \Delta n_0 \left\{1 + 4\Omega^2\tau_\parallel\tau_\perp \frac{\tilde{\Omega}_{12}^2}{d^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2(\Delta\omega_{21}/2\Omega)}{1 + \tau_\perp^2(\omega_{21}^0 + n\Omega)^2}\right\}^{-1}. \tag{21}$$

Рассмотрим ситуацию, когда характерное время туннелирования электронов между зонами под действием электрического поля существенно больше характерного времени релаксации населенностей в зонах.

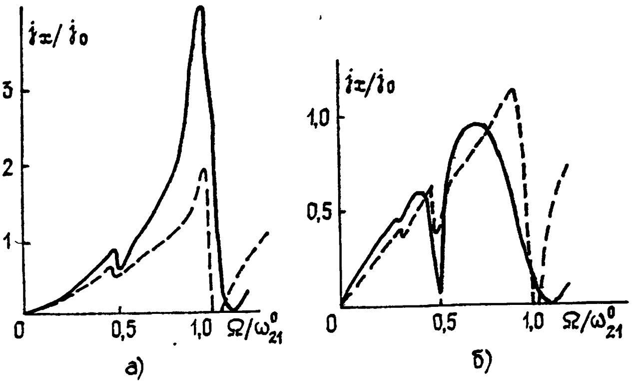

Рис. 1.

Накопление носителей во второй минизоне в этом случае отсутствует ($\overline{\Delta n} \approx \Delta n_0$). Если, кроме того, $\Omega\tau_\perp \gg 1$, то на ВАХ, согласно (20), возникают резонансные всплески тока при полях E, удовлетворяющих условию $n\Omega = \omega_{21}^0 - \tau_\perp^{-1}$ ($n = 1, 2, ...$). Интенсивность всплесков тока падает с ростом номера n [5]. При $\Omega\tau_\perp \gg 1$ вид резонансных особенностей определяется слагаемыми в формулах (17)—(21), пропорциональными $(\omega_{21}^0 - m\Omega)/[1 + \tau_\perp^2(\omega_{21}^0 - m\Omega)^2]$ (m — номер резонанса). В качестве примера на рис. 1 приведены ВАХ, вычисленные по формулам (17)—(19) (пунктирная линия), для значений параметров $\Delta\varepsilon_1 = 2{,}5\,\varkappa T$, $\varepsilon_{21}^0 = 5\varkappa T$, $\tilde{\Omega}_{12}/d = 0{,}1$, $n_0 = \Delta n_0$, $\Delta\varepsilon_{21} = \varepsilon_{21}^0$, $\omega_{21}^0\tau_\perp = 50$, $\tau_\parallel =$ = а) $0{,}1\,\tau_\perp$, б) $\tau_\perp$. Здесь же для сравнения приведены кривые (сплошные линии), полученные при тех же значениях параметров путем численного решения системы уравнений (4). Из полученных формул и приведенных рисунков следует, что всплески тока на ВАХ сдвинуты относительно ω_{21}^0/n в сторону меньших полей на величину $\sim \tau_\perp^{-1}$ и имеют существенно несимметричную форму с крутыми участками ОДП при $\Omega\tau_\perp \gg 1$. Уменьшение $\tau_\parallel$, $\tau_\perp$ приводит к размазыванию штарковской лестницы и, как следствие, к уширению резонансных всплесков тока и уменьшению их амплитуды. Участки ОДП становятся более плавными и широкими и при достаточно малых $\tau_\perp$ вообще отсутствуют. При определенных соотношениях между характерными временами системы особенности могут иметь вид ступенек.

В случае широких разрешенных и узких запрещенных зон вероятность туннелирования возрастает и в системе становится возможным накопление носителей в верхней зоне. В качестве примера на рис. 2 приведены зависимости $\overline{\Delta n}$ от поля (кривые *2*, *3*), найденные путем численного решения системы уравнений (4) для значений параметров $\Delta\varepsilon_1/\varkappa T = 4$, $\varepsilon_{21}^0/\varkappa T = 5$, $n_0 = \Delta n_0$, $\omega_{21}^0\tau_\perp = 50$, $\Delta\varepsilon_{21}/\varepsilon_{21}^0 = 1{,}6$, $\tilde{\Omega}_{12}/d = 0{,}3$, $\tau_\parallel/\tau_\perp = 0{,}1$ (*2*), 10(*3*). Здесь же приведена ВАХ для $\tau_\parallel = 0{,}1\,\tau_\perp$ (кривая *1*). Из приведенных кривых и формул видно, что разность концентраций в зонах $\overline{\Delta n}$ имеет осциллирующий вид и с ростом поля уменьшается при $\Omega\tau_\parallel \gg 1$ пропорционально E^{-1}.

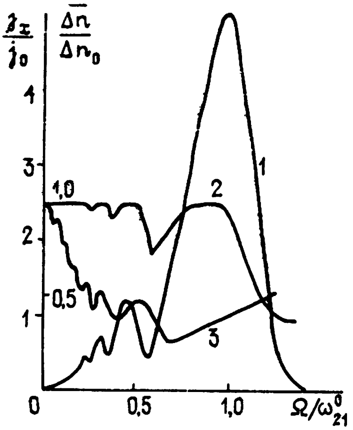

Рис. 2. Зависимость плотности тока j_x (кривая *1*) и разности заселенностей в зонах $\overline{\Delta n}$ (кривые *2*, *3*) от поля при $n_0 = \Delta n_0$, $\Delta\varepsilon_1 = 4\varkappa T$, $\varepsilon_{21}^0 = 5\varkappa T$, $\tilde{\Omega}_{12} = 0{,}3\,d$, $\omega_{21}^0\tau_\perp = 50$, $\Delta\varepsilon_{21} = 1{,}6\,\varepsilon_{21}^0$, $\tau_\parallel/\tau_\perp = 0{,}1$ (кривые *1*, 2), 10 (кривая *3*).

В заключение выражаю благодарность Ю. А. Романову за проявленное внимание к работе и В. Я. Алешкину за помощь при проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ignatov A. A., Romanov Yu. A. — Phys. Stat Sol., 1976, **73**, № 1, p. 327.
2. Орлов Л. К. — Изв вузов — Радиофизика, 1976, **19**, № 12, с. 1896
3. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И Резонансные взаимодействия света с веществом — М.: Наука, 1977.
4. Орлов Л К. — ФТП, 1980, **14**, № 10, с. 1885.
5. Казаринов Р Ф, Сурис Р. А. — ФТП, **6**, № 1, с. 148; 1973, **7**, № 3, с 488.
6. Богомолов В. Н., Задорожний А. И, Павлова Т. М., Петровский В. П., Подхалюзин В. П., Холкин А. М. — Письма в ЖЭТФ, 1980, **31**, № 2, с. 406.
7. Гапонов С В, Лускин Б. М, Салащенко Н. Н — ФТП, 1980, **14**, № 8, с. 1468, Письма в ЖЭТФ, 1981, **33**, № 10, с 593
8. Чигвинидзе Г. Д Сообщение АН ГрузССР, 1977, **87**, № 2, с 341.

Научно-исследовательский физико-технический институт при Горьковском университете

Поступила в редакцию
11 февраля 1983 г

NONLINEAR ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF QUANTUM SEMICONDUCTOR SUPERLATTICES

L. K Orlov

Nonlinear response of the electron subsystem of the superlattice to a strong homogeneous harmonic field has been studied in a double miniband approximation. Expressions for the difference in the miniband population and the current harmonic have been found The last have been shown to have an oscillatory behaviour with the electric field amplitude increasing The width of the resonance absorption band is also oscillatory in character The character of the resonance peculiarities due to tunnel effects has been studied on the current voltage curve in the low frequency limit