

УДК 621.315.592

ОСОБЕННОСТИ УСИЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ В КВАНТОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ С ВЫСОКИМ УРОВНЕМ МЕЖМИНИЗОННОГО ТУННЕЛЬНОГО ТОКА

Л. К. Орлов, Ю. А. Романов

Исследовано влияние межминизонного пробоя и резонансного поглощения электромагнитного излучения в квантовой сверхрешетке (СР) на ее высокочастотные свойства с целью выявления возможности расширения области усиливаемых сигналов в сторону высоких частот. Показано, что электромагнитное излучение может усиливаться при выборе рабочей точки на участках вольт-амперной характеристики СР с положительной дифференциальной проводимостью.

Дифференциальная статическая проводимость квантовых полупроводниковых сверхрешеток (СР) в электрическом поле $E_0 > E_* = \hbar / ed\tau_p$ (d — период СР, τ_p — время релаксации квазимпульса) отрицательна [1], в связи с чем на их основе могут быть созданы усилители и генераторы электромагнитных колебаний. В одноминизонном приближении частоты усиливаемых СР сигналов лежат в полосе $0 < \omega < \bar{\omega} = \sqrt{\Omega_0^2 - \tau_p^{-2}}$ (здесь $\Omega_0 = eE_0d/\hbar$), а максимум усиления достигается при $\omega = \Omega_0 - \tau_p^{-1}$. С ростом электрического поля, задающего верхнюю граничную частоту ω , эффективность усиления быстро нарастает до своего предельного значения (при $\omega\tau_p \ll 1$ усиление максимально в поле $E_0 \sim 1,5E_*$) и затем монотонно спадает до нуля.

Одноминизонное приближение, однако, не учитывает ряд факторов, существенно меняющих высокочастотные свойства СР в сильных полях. Так, межминизонное туннелирование электронов (без участия либо с участием фотонов), возникающее при полях $E_v \approx v^{-1}\omega_{21}^0\tau_pE_*$ ($v=1, 2, \dots$) [3], с одной стороны, ограничивает область ОДП, связанную с внутриминизонным движением электронов, с другой — приводит к появлению новых участков ОДП и новых областей резонансного усиления и поглощения электромагнитных колебаний [2, 3]. Из энергетических соображений следует, что максимумы усиления (поглощения) сигнала, связанные с резонансным туннельным током, имеют место на частотах $\omega = n\Omega_0 - \omega_{21}^0 - \tau_p^{-1}$ ($\omega = \omega_{21}^0 - k\Omega_0 - \tau_p^{-1}$), где $n=1, 2, \dots$, $k=\pm 1, \pm 2, \dots$

Существование нескольких механизмов резонансного усиления и поглощения электромагнитного излучения и их конкуренция в условиях сильной зависимости соответствующих вероятностей электронных переходов от частоты колебаний и величины внешнего электрического поля обуславливают сложный характер отклика системы на внешнее электромагнитное возмущение.

В настоящей работе с целью выявления возможности расширения области усиливаемых СР сигналов в сторону высоких частот проанализированы высокочастотные свойства квантовой СР в зависимости от величины туннельной прозрачности ее барьеров и величины внешнего постоянного электрического поля. Для структур с разными уровнями туннельного тока рассчитаны области неустойчивости ($\text{Re}\sigma_\omega < 0$) высокочастотных колебаний. Показано, что нелинейные процессы, связанные с туннельным межминизонным пробоем в СР, открывают возмож-

ность эффективного расширения диапазона усиливаемых сигналов вверх по частоте. Более того, в СР может быть реализована отрицательная динамическая проводимость на участке ВАХ с положительной дифференциальной проводимостью.

Рассмотрим отклик электронной подсистемы одномерной квантовой СР с законом дисперсии в приближении сильной связи $\varepsilon_i(k) = \varepsilon_i^0 + (-1)^j (\Delta\varepsilon_j/2) \cos kd$ на однородное электрическое поле $E(t) = E_0 + E_\omega \cos \omega t$ с $E_\omega \ll E_0$. Расчет инкрементов и областей усиления СР слабого сигнала в присутствии постоянного электрического поля проведем в двухподзонном приближении методом матрицы плотности с интегралом столкновений в τ -приближении [4]. В отличие от работы [3] здесь нами учтен вклад внутризонной компоненты плотности тока и рассмотрен случай высокой вероятности туннелирования электронов между минизонами СР.

Разобьем матрицу плотности на статическую $\hat{\rho}^0(k)$ и гармонические $\hat{\rho}^\pm(k, t) = (E_\omega/E_0) \hat{\rho}^\pm(k) e^{\pm i\omega t}$ составляющие и проведем фурье-преобразование по k . Тогда в линейном по амплитуде переменного сигнала приближении система уравнений для фурье-компонент $\tilde{\rho}_{12, m} = \rho_{12, m}^- + \rho_{12, m}^{+*}$ принимает вид

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} [\xi_{n, m} + \tilde{\rho}_{12, m}(\varphi_{n, m} - \delta_{n, m})] = 0. \quad (1)$$

Здесь введены следующие обозначения: $\delta_{n, m}$ — символ Кронекера,

$$\xi_{n, k} = C_{n, k}^- + C_{-n, -k}^{+*} + (A_k^1 - A_k^2)(D_{n, k}^- + D_{-n, -k}^{+*}),$$

$$\varphi_{n, k} = (B_k^1 - B_k^2)(D_{n, k}^- + D_{-n, -k}^{+*}), \quad (2)$$

$$B_k^j = (-1)^j \frac{\Omega_{12}}{d} \frac{\Omega_0 \tau_{\parallel}}{1 - i\tau_{\parallel}(\omega - k\Omega_0)},$$

$$A_k^j = -\frac{1}{2} \frac{\Omega_0 \tau_{\parallel}}{1 - i\tau_{\parallel}(\omega - k\Omega_0)} \left[ik\rho_{jj, k}^0 - (-1)^j \frac{\Omega_{12}}{d} (\rho_{12, k}^0 + \rho_{12, -k}^{0*}) \right],$$

$$D_{n, k}^{\mp} = \Omega_0 \tau_{\perp} \frac{\Omega_{12}}{d} \sum_m \frac{J_m(\Delta\omega_{21}/2\Omega_0) J_{n+m-k}(\Delta\omega_{21}/2\Omega_0)}{1 + i\tau_{\perp} [(k-m)\Omega_0 \mp \omega - \omega_{21}^0]},$$

$$C_{n, k}^{\mp} = -\frac{1}{2} \Omega_0 \tau_{\perp} \sum_m J_m\left(\frac{\Delta\omega_{21}}{2\Omega_0}\right) J_{m+n-k}\left(\frac{\Delta\omega_{21}}{2\Omega_0}\right) \times \\ \times \frac{ik\rho_{12, k}^0 - (\Omega_{12}/d)(\rho_{11, k}^0 - \rho_{22, k}^0)}{1 + i\tau_{\perp} [(k-m)\Omega_0 \mp \omega - \omega_{21}^0]},$$

$$\varepsilon_{21, 0} = \varepsilon_2^0 - \varepsilon_1^0 = \hbar\omega_{21}^0, \quad \varepsilon_{21, \pm 1} = \frac{1}{4} (\Delta\varepsilon_1 + \Delta\varepsilon_2) = \frac{1}{4} \hbar\Delta\omega_{21} = \frac{1}{4} \Delta\varepsilon_{21},$$

$\varepsilon_{21, |n| > 1} = 0$, $\Omega_{12}(k) = \Omega_{12}$, $J_n(x)$ — функции Бесселя, интеграл столкновений равен $I_{ij, n} = (F_{ij, n} - \rho_{ij, n})/\tau_{ij, n}$, где $F_{jj, n}$ — фурье-гармоники равновесной (в рассматриваемом случае максвелловской) функции распределения, $\tau_{jj, n} = \tau_{\parallel}$, $\tau_{12, n} = \tau_{\perp}$. Компоненты матрицы плотности $\rho_{ij, n}^0$ описываются системой уравнений, подробно исследованной в работе [5]. Выражение для высокочастотной проводимости в указанных выше обозначениях принимает вид

$$\sigma_{\omega} = \frac{\omega_{21}^0}{\Omega_0} \left\{ \frac{i}{2} \sum_{j=1,2} (-1)^j \frac{\Delta \varepsilon_j}{\varepsilon_{21,0}} (A_{j-1}^j - A_1^j + B_{-1}^j \tilde{\rho}_{12,-1} - B_1^j \tilde{\rho}_{12,1}) + \right. \\ \left. + 2 \frac{\Omega_{12}}{d} \left[\tilde{\rho}_{12,0} + \frac{\Delta \varepsilon_{21}}{4 \varepsilon_{21,0}} (\tilde{\rho}_{12,1} + \tilde{\rho}_{12,-1}) \right] \right\}, \quad (3)$$

где $\sigma_0 = e^2 d^2 \Delta n_0 / \hbar$, $\Delta n_0 = n_1^0 - n_2^0$, n_j^0 — равновесные концентрации электронов в минизонах.

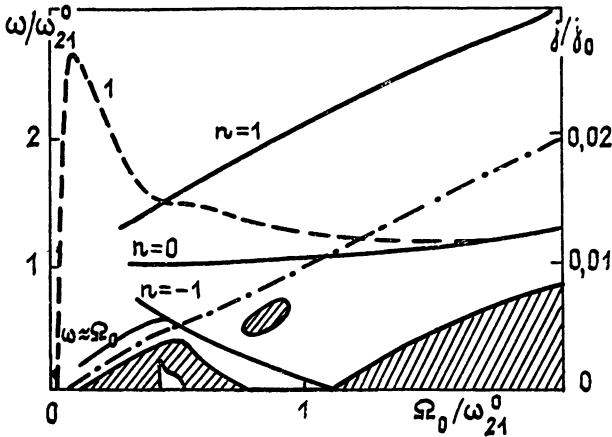


Рис. 1.

Анализ усилительных свойств СР проведем путем численного решения системы уравнений (1)–(3). На рис. 1–3 приведены результаты расчета областей неустойчивости сигнала на плоскости ω , Ω_0 (области неустойчивости $\text{Re } \sigma_{\omega} < 0$ заштрихованы) и ВАХ структур (кривые 1) для СР с параметрами $\varepsilon_{21}^0 / \kappa T = 2$, $\Delta \varepsilon_1 = \Delta \varepsilon_2$, $\tau_{\parallel} = \tau_{\perp}$, $\omega_{21}^0 \tau_{11} = 10$, $\Delta \varepsilon_{21} / 2 \varepsilon_{21}^0 = 0,4$ (рис. 1), 0,6 (рис. 2), 0,8 (рис. 3), $\Omega_{12} / d = 0,2$ (рис. 1); 0,4 (рис. 2), 0,5 (рис. 3) и различным уровнем туннельного тока. В окрестности резонансных особенностей на спектральных кривых, когда доминирующую роль играют переходы электронов между соответствующими резонансными уровнями штарковских лестниц, при больших временах релаксации и низкой вероятности межминизонного туннелирования формулы существенно упрощаются, что позволяет в каждом конкретном случае найти аналитическую зависимость высокочастотного отклика системы от поля. В частности, при $\omega \ll \Omega_0$, $\tau_{\parallel} \sim \tau_{\perp}$, $\Omega_0 \tau_{\perp} \gg 1$, $\Delta \varepsilon_j \ll 2 \kappa T$, $n \Omega_0 \approx \omega_{21}^0$, как нетрудно убедиться, выражение для высокочастотной проводимости имеет вид

$$\sigma_{\omega} \approx \frac{2e^2}{\hbar} \Omega_{12}^2 \omega_{21}^0 \tau_{\perp} (F_{1,0} - F_{2,0}) J_n^2 \left(\frac{\Delta \omega_{21}}{2 \Omega_0} \right) \times \\ \times \left\{ (1 + i \omega_{21}^0 \tau_{\perp}) [1 - i \tau_{\perp} (n \Omega_0 + \omega - \omega_{21}^0)]^{-1} [1 + i \tau_{\perp} (\omega_{21}^0 - n \Omega_0)]^{-1} + \right. \\ \left. + (1 - i \omega_{21}^0 \tau_{\perp}) [1 + i \tau_{\perp} (n \Omega_0 - \omega - \omega_{21}^0)]^{-1} [1 - i \tau_{\perp} (\omega_{21}^0 - n \Omega_0)]^{-1} \right\}. \quad (4)$$

Отсюда находим, что область усиления, связанная с резонансным межминизонным туннелированием электронов, определяется условием $\omega^2 \leq n^2 \Omega_0^2 - (\omega_{21}^0)^2 - \tau_{\perp}^{-2}$, а максимум усиления достигается вблизи границы $\omega = n \Omega_0 - \omega_{21}^0 - \tau_{\perp}^{-1}$ [3].

Как следует из рис. 1, в структурах с низкой вероятностью межминизонных переходов резонансное поглощение высокочастотного сиг-

нала на частотах $\omega \approx \omega_{21}^0 + n\Omega_0$ ($n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$) в ряде случаев ($n=0, -1$) доминирует над резонансным усилением при $\omega \approx \Omega_0$, приводя к сужению спектральной полосы усиления со стороны высоких частот. Граница области неустойчивости, полученная в одноминизонной модели СР ($\omega = \bar{\omega}$), изображена на рис. 1 штрихпунктирной линией. Сплошные кривые — положения резонансных частот поглощения ($\omega_{p,\pm 1} \approx \omega_{21}^0(E_0) \pm \Omega_0$, $\omega_{p,0} \approx \omega_{21}^0(E_0)$, $\omega_p \approx \Omega_0 + \tau_{\parallel}^{-1}$).

Межминизонные переходы оказывают, как известно [2-6], существенное влияние на вид статических характеристик СР, приводя к осцилляциям тока. Кроме того, они приводят к перестройке энергетического электронного спектра СР, проявляющейся в появлении относительного сдвига и расщепления уровней штарковских лестниц различных минизон, что обуславливает изменение характера поглощения и усиления высокочастотных сигналов.

В связи с этим рассмотрим некоторые наиболее интересные эффекты, имеющие место в СР с высоким уровнем туннельного тока. Анализ кривых на рис. 2, 3 позволяет сделать вывод о возможности усиления в СР электромагнитных сигналов высокой частоты при положительной дифференциальной проводимости системы (отрицательная динамическая проводимость). В данном случае резонансное туннелирование электронов между минизонами СР в сильном электрическом поле ($\hbar / ed\tau_p < E_0 \sim \hbar\omega_{21}^0(E_0) / edn$, $n = 1, 2, 3, \dots$), приводя к появлению резонансных особенностей на ВАХ структуры и резонансному поглощению (усилению) электромагнитных сигналов на низких частотах при $\omega \sim \omega_{21}^0 - n\Omega_0 - \tau_{\perp}^{-1}$ ($\omega \sim n\Omega_0 - \omega_{21}^0 - \tau_{\perp}^{-1}$), оказывает сравнительно слабое, вследствие нерезонансного характера, влияние на компоненту высокочастотной проводимости структуры, связанную с переходами электронов между уровнями отдельной штарковской лестницы и принимающую в окрестности резонанса $\omega \sim \Omega_0 < \omega_{21}^0(E_0)$ отрицательные значения. Указанная ситуация представляет значительный интерес, так как позволяет при построении на СР усилителей и генераторов СВЧ излучения избежать появления неустойчивых распределений поля, которые возникают в объемных системах с отрицательной дифференциальной проводимостью [7]. Подчеркнем, что в настоящей работе рассматривается усиление высокочастотного сигнала в условиях устойчивого однородного распределения электрического поля по структуре. Возможность появления низкочастотных неустойчивостей в распределении поля как на нисходящих, так и восходящих участках ВАХ обсуждалась в работе [8].

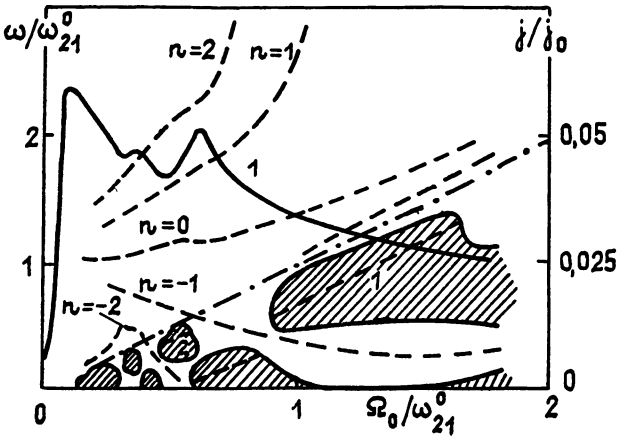


Рис. 2.

Нелинейные процессы, связанные с межминизонным резонансным пробоем СР, открывают возможность эффективного расширения диапа-

зона усиливаемых сигналов вверх по частоте. В системах с высоким уровнем туннельного тока (рис. 2, 3) имеет место значительный сдвиг резонансных полос поглощения электромагнитного излучения в сторону высоких частот (эффект Штарка). Соответственно смещается и верхняя граница области усиления.

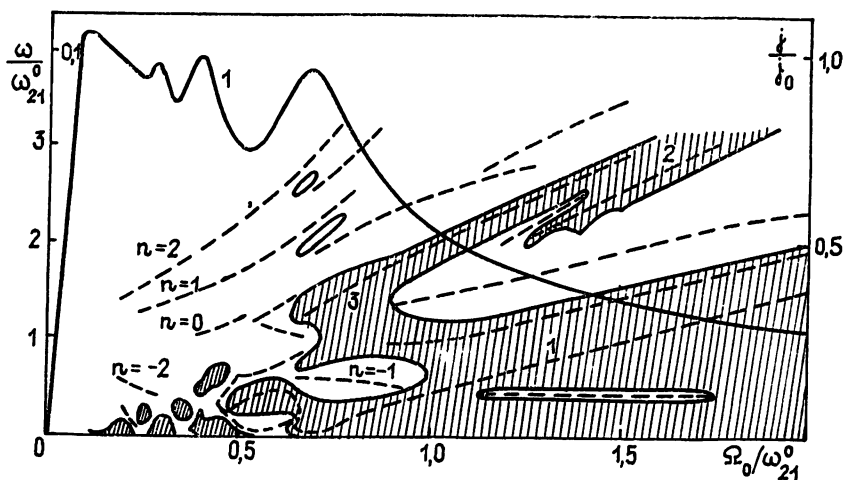


Рис. 3.

Появление дополнительных областей неустойчивости (см. рис. 3) в высокочастотной области спектра ($\omega > \Omega_0$) обязано сильному расщеплению резонансных пиков поглощения и возрастанию роли механизма усиления, связанного с резонансными переходами электронов через один и более уровней отдельной штарковской лестницы ($\omega \sim n\Omega_0$, $n = 2, 3, \dots$). Расщепление пиков поглощения с ростом электрического поля (см. штриховые кривые на рис. 2, 3) обусловлено расщеплением штарковских уровней вследствие их резонансного взаимодействия [9].

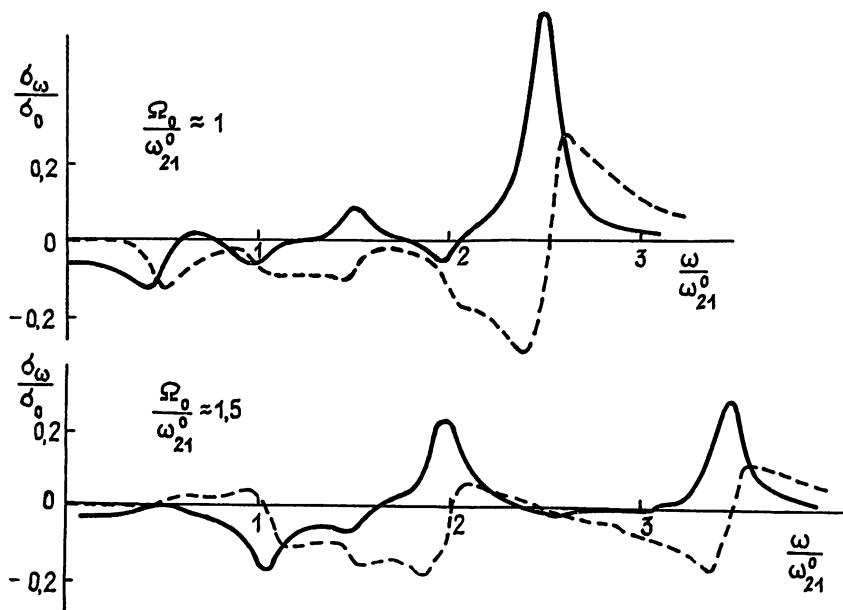


Рис. 4.

На рис. 4 для СР с параметрами $\epsilon_{21}^0/kT = 2$, $\Delta\epsilon_1 = \Delta\epsilon_2$, $\Delta\epsilon_{21}/2kT = 0,8$, $\Omega_{12}/d = 0,5$, $\tau_{\parallel} = \tau_{\perp}$, $\omega_{21}^0 \tau_{\parallel} = 10$ приведены спектральные зависимости высокочастотной проводимости в сильных электрических

полях $\Omega_0/\omega_{21}^0=1$ (а), 1,5 (в). Как поглощение, так и усиление электромагнитного сигнала в системе носит резонансный характер. Положение резонансных пиков в областях усиления (рис. 2, 3) изображено штриховыми линиями. На рис. 5 приведены зависимости $\text{Re } \delta\omega$ от величины электрического поля вдоль этих кривых. Номер кривой на рис. 5 соответствует номеру кривой максимума инкремента в областях неустойчивости на рис. 2 (штриховые линии) и 3 (сплошные линии). Вертикальные линии соответствуют максимальному значению инкремента при фиксированной величине постоянного поля. Соответствующие частоты равны: $\omega/\omega_{21}^0=0,27$ (4); 0,18 (5); 0,23 (6). Эффективность усиления немонотонным образом меняется с ростом поля E_0 , принимая достаточно высокие значения.

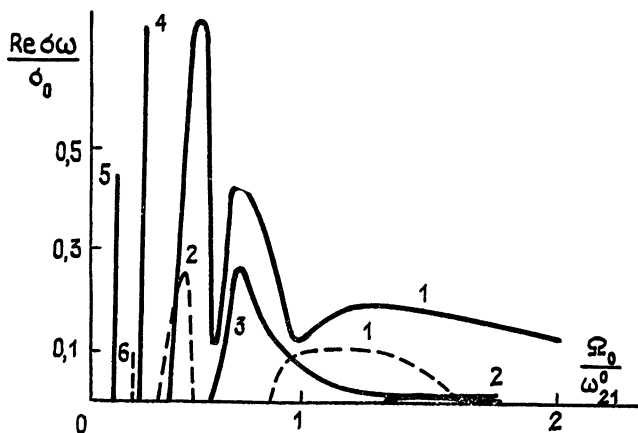


Рис. 5.

Наличие ярко выраженных резонансных особенностей на спектральных кривых, чередование областей усиления и поглощения электромагнитного излучения, а также сильная зависимость положения резонансных пиков от величины электрического поля могут быть использованы для создания на основе рассматриваемых структур квантовых модуляторов электромагнитного излучения коротковолнового диапазона.

В заключение обсудим вопрос о влиянии возможной доменизации системы на усилительные свойства СР. Как известно [7], выбор рабочей точки на падающем участке ВАХ СР при наличии неоднородностей в структуре приводит к локализации поля в окрестности данной неоднородности. При этом область активного слоя, где возможно усиление переменного сигнала, сильно сужается (до размеров домена) и СР в целом представляет пассивный элемент.

В некоторых случаях, однако, образование доменов сильного поля не только не препятствует генерации высокочастотных сигналов, а, наоборот, открывает возможность улучшения характеристик существующих активных полупроводниковых устройств. Как известно, наиболее эффективными в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн являются полупроводниковые приборы, использующие динамический принцип усиления сигналов (лавинно-пролетные и туннельно-пролетные диоды). Последние содержат область сильного поля (область умножения носителей заряда) и пролетную область, где происходит передача мощности постоянного тока СВЧ сигналу. Если в СР путем создания резкого $n^+ - p^+$ -перехода сформировать структуру поля туннельно-пролетного диода [10] (домен с наибольшей вероятностью возникнет в максимуме поля), то при использовании данной структуры в качестве генератора сигналов вследствие активного характера слоя умножения (в области сильного поля СР является усиливающей средой) можно ожидать в диапазоне высоких частот повышения эффективности генерации излучения по сравнению с применяемыми в настоящее время устройствами.

1. Esaki L., Tsu R. // J. Res. Devel. 1970. V. 14. № 1. P. 61.
2. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. // ФТП 1971. Т. 5. № 4. С. 797.
3. Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А. // ФТП. 1972. Т. 6. № 1. С. 148.
4. Орлов Л. К. // ФТП. 1987. Т. 21. № 4. С. 710.
5. Орлов Л. К., Романов Ю. А. // ФТП. 1985. Т. 19. № 10. С. 1877.
6. Esaki L., Chang L. L. // Phys. Rev. Lett. 1974 V. 33. № 8. P. 495.
7. Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. — М.: Наука, 1977.
8. Сурис Р. А. // ФТП. 1973. Т. 7. № 8. С. 1540.
9. Бычков Ю. А., Дыхне А. М. // ЖЭТФ. 1965 Т. 48. № 4. С. 1174.
10. Nishizawa J. — In: Infrared and millimeter waves. — N.-Y., London. 1982. V. 5. Pt. 1. P. 215.

Научно-исследовательский
физико-технический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
27 апреля 1987 г.

PECULIARITIES OF AMPLIFICATION OF ELECTROMAGNETIC SIGNALS
IN QUANTUM SUPERLATTICES WITH A HIGH LEVEL OF THE
MINIBAND-TO-MINIBAND TUNNELING CURRENT

L. K. Orlov, Yu. A. Romanov

The influence of the miniband-to-miniband breakdown and the resonance absorption of electromagnetic radiation in a superlattice (SL) on its high-frequency properties has been studied with a view to find out a possibility of extending the region of the amplified signals in the direction of high frequencies. The regions of the electromagnetic signal amplification have been calculated for the structures with a different level of the tunneling current. It is shown that electromagnetic radiation may be amplified when the working point has been chosen on the SL I—V sections with a positive differential conductivity.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Бисноватый-Коган Г. С. Физические вопросы теории звездной эволюции. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989 (II кв.). — 25 л.

Дано последовательное изложение физических процессов, происходящих в звездах, методов и результатов эволюционных расчетов одиночных звезд, начиная с их образования вплоть до последних стадий формирования белых карликов, нейтронных звезд и черных дыр, а также различных типов неустойчивости, возникающих в звездах в процессе эволюции. Представлены последние результаты в области статистической физики и физической кинетики, используемой для определения уравнения состояния и свойств переноса в звездах; теория ядерных реакций, слабых взаимодействий, определяющих производство и потери энергии звездами. Содержит много формул, таблиц, и рисунков, позволяющих использовать ее для исследовательской работы в области физики и эволюции звезд.

Для научных сотрудников — астрономов и физиков, интересующихся астрофизикой, аспирантов и студентов старших курсов.

Данилин Б. С. Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких пленок. — М.: Энергоатомиздат, 1989 (II кв.). — 20,5 л.

Рассмотрены методы вакуумного нанесения тонких пленок с помощью процессов, происходящих в низкотемпературной газоразрядной плазме: осаждение распылением ионной бомбардировкой, активируемое плазмой охлаждение из газовой фазы при пониженном давлении, ионное покрытие, автоэмиссионный метод, кластерный метод, осаждение с помощью сильноточных плазменных устройств.

Для научных работников и инженеров-технологов, использующих в работе осаждение пленок с помощью низкотемпературной плазмы.