

Таким образом, полученные результаты указывают на конкурентоспособность катодолюминесцентных источников накачки лазеров на радиационно-окрашенных кристаллах по отношению к традиционным (лазерным и широкополосным ламповым) источникам возбуждения. Улучшение светосбора, использование активного элемента соответствующей конфигурации, а также повышение эффективности катодолюминесцентных источников позволит повысить КПД таких лазеров в целом.

Авторы выражают благодарность Г.П. Яблонскому за любезно предоставленные образцы катодолюминофоров и полезные обсуждения результатов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б а с и е в Т.Т., В о р о н ь к о Ю.К., М и р о в С.Б., О с и к о В.В., П р о х о р о в А.М. // Известия АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 8. С. 1600-1610.
- [2] К а р п у ш к о Ф.В., М о р о з о в В.П., С и н и ц ы н Г.В. // Препринт ИФ АН БССР. 1983. № 385. 16 с.
- [3] D o n a v a n J.L. // Opt. Commun. 1989. V. 70. N 3. P. 225-228.
- [4] Г р у з и н с к и й В.В., Д а в ы д о в С.В., К а п у т е р к о М.Н., К у л а к И.И. // ЖПС. 1987. Т. 47. № 4. С. 672-673.

Институт физики  
им. Б.И. Степанова  
АН БССР, Минск

Поступило в Редакцию  
16 мая 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24

26 декабря 1989 г.

Об.2; 09

КВАНТОВЫЙ ПРИЕМ (СУБ)МИЛЛИМЕТРОВОГО  
ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТА  
РЕЗОНАНСНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ

А.В. К а м е н е в, В.В. К и с л о в

В последние годы активно разрабатываются устройства, основанные на использовании квантового размерного эффекта в полупроводниковых гетероструктурах. С одной стороны, создаются лазеры и другие приборы оптического и ИК диапазонов [1, 2], основанные на излучательных переходах между квантоворазмерными уровнями. С другой – изучаются возможности использования эффекта резонансного туннелирования через квазистационарный размерный уровень для освоения терагерцового диапазона [3]. В какой-то мере

оба этих процесса совмещены в ИК детекторах [4], предложенных Казариновым и Сурисом еще в 1972 году [5]. В настоящей работе мы обсуждаем возможность создания детекторов (суб)миллиметрового диапазона, также использующих оба выше названных явления, но основанных на иных принципах.

Нас будет интересовать изменение плотности туннельного тока через барьер при включении внешнего электромагнитного поля с частотой  $\omega$ . Точнее, мы будем говорить лишь о постоянной составляющей плотности тока, не интересуясь вкладами в ток гармоник с частотами, кратными  $\omega$ . С этой целью рассмотрим гамильтониан, записанный в приближении эффективной массы:

$$H = \frac{1}{2m^*} \left( i\hbar \vec{\nabla} - \frac{e}{\omega} \vec{E} \sin \omega t \right)^2 + V(x), \quad (1)$$

где  $V(x)$  - одномерный туннельный барьер, расположенный в области  $|x| < \alpha$  ( $V(x) = 0$  при  $|x| > \alpha$ ),  $\vec{E}$  - амплитуда напряженности электрического поля волны, которую мы считаем малой и учитываем по теории возмущений (критерий малости обсуждается ниже).

В качестве полной нормированной системы собственных функций невозмущенного гамильтониана возьмем:  $\Psi_{k, \vec{Q}}^{\pm}(x, \vec{\rho})$ ;  $\bar{\Psi}_{k, \vec{Q}}^{\pm}(x, \vec{\rho}) = \bar{\Psi}_{k, \vec{Q}}^{\pm}(x, \vec{\rho})$ , где

$$\Psi_{k, \vec{Q}}^{\pm}(x, \vec{\rho}) = \frac{\exp(i\vec{Q}\vec{\rho})}{(2\pi)^{3/2}} \cdot \begin{cases} e^{ik(x+\alpha)} + R_k e^{-ik(x+\alpha)} & x < -\alpha \\ \chi_k(x) & |x| < \alpha \\ T_k e^{ik(x-\alpha)} & x > \alpha. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $R_k$ ,  $T_k$  - коэффициенты отражения и прозрачности барьера,  $\chi_k(x)$  - решение уравнения Шредингера в области барьера,  $\vec{\rho}$  - двумерный вектор в плоскости ( $y$ - $z$ ). Тогда, используя теорию возмущений с точностью до второго порядка по  $E$ , найдем изменение постоянной составляющей потока электронов с поперечным импульсом  $k$  после включения переменного поля:

$$\Delta j_k = -\frac{1}{(2\pi)^3} \frac{e^3 E^2}{m^* \hbar \omega^2} \left[ \text{Re} \left\{ \frac{\bar{R}_k}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho \frac{B_{-k, \rho} (B_{\rho, k} - \bar{R}_\rho B_{-\rho, k})}{|\mathcal{T}_\rho|^2 (\rho^2 - k^2 - \tilde{\omega} - i\varepsilon)} \right\} + \frac{1}{4k_1} |B_{-k, k}|^2 \right] + [\omega \rightarrow -\omega], \quad (3)$$

где  $\tilde{\omega} = \frac{2m^*}{\hbar} \omega$ ;  $k_1 = (k^2 + \tilde{\omega})^{1/2}$  и

$$B_{\rho, k} = \int_{-\alpha}^{\alpha} dx \bar{\chi}_\rho(x) [\partial_x - ik] \chi_k(x). \quad (4)$$

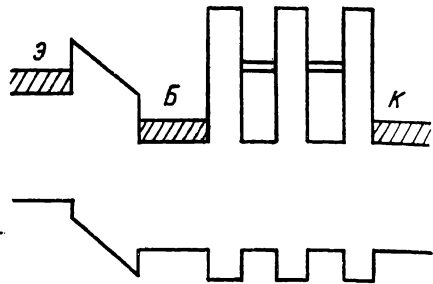
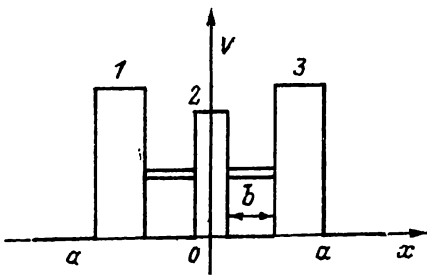


Рис. 1. Энергетический профиль структуры с двумя близкими резонансными уровнями. Прозрачность барьеров 1, 3 -  $t$  барьера 2 -  $t_0$ .

Рис. 2. Зонная структура туннельно-резонансного транзистора. Э - эмиттер, Б - база, К - коллектор.

Область применимости соотношения (3) ограничена условием  $\Delta j_k \ll j_k$ , где  $j_k = \frac{e\hbar k}{(2\pi)^3 m^*} |\tau_k|^2$ , что определяет допустимую напряженность поля  $E$ . Чтобы найти изменение плотности туннельного тока, надо обычным образом просуммировать (3) по всем  $k$  и  $Q$  с учетом функции заполнения состояний [6].

Если энергия кванта  $\hbar\omega$  много меньше характерной высоты барьера, то  $\chi_k(x)$  и  $\chi_{k_1}(x)$ , как правило, экспоненциально быстро убывают под барьером, что обуславливает крайнюю малость интегралов (4) и малость изменения туннельного тока. Однако это не так в случае резонансного туннелирования [7]. На резонансных уровнях волновая функция не только не убывает, а достигает экстремально больших значений. Таким образом, матричный элемент (4) максимален, когда начальное и конечное состояния отвечают туннельно-резонансным уровням. Для реализации этого случая рассмотрим систему барьеров, изображенную на рис. 1, состоящую из двух одинаковых квантовых ям, разделенных барьером с прозрачностью  $t_0$ , и двух крайних барьеров с прозрачностью  $t$ . Эта система имеет два резонансных уровня  $k_0$  и  $k_1$  частота перехода между которыми с точностью до первого порядка по  $|t_0|$  равна:

$$\omega = \frac{\hbar}{2m^*} (k_1^2 - k_0^2) \approx \frac{2}{\hbar} E_1 |t_0|, \quad (5)$$

где  $E_1$  - уровень энергии изолированной ямы. Тогда, вычисляя матричные элементы (4) и подставляя их в (3), найдем характерную интенсивность излучения, при которой теория возмущений становится неприменимой и относительное изменение потока становится порядка единицы ( $|\Delta j_k| \approx j_k$ ):

$$I = \frac{\hbar}{8\pi\alpha} \frac{\epsilon}{\delta^2} \omega^2 |t|^2, \quad (6)$$

где  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $\delta$  - ширина квантовой ямы,  $\epsilon$  - ее диэлектрическая проницаемость. При уменьшении прозрачности барьеров  $|t|$ , характерная интенсивность (6) также уменьшается, однако при сильно непрозрачных барьерах туннельно-резонансная составляющая тока может оказаться неразличимой на фоне шумов. Для параметров структур, обычно используемых в туннельно-резонансных устройствах [8], характерная интенсивность имеет порядок:  $I \approx 0.1-1$  мВт/см<sup>2</sup> при характерных частотах (5), лежащих в (суб)миллиметровом диапазоне  $\omega \approx 1-5$  ТГц.

Таким образом, при облучении двухъямной структуры излучением частоты (5) резонансная составляющая туннельного тока уменьшается, и при интенсивностях, определяемых (6), она оказывается значительно подавленной. Это приведет к снижению резонансного участка на ВАХ туннельного устройства и уменьшению отрицательного дифференциального сопротивления. Механизм этого явления состоит в том, что вынужденные переходы между резонансными уровнями преимущественно приводят к отражению туннелирующих электронов, в то время как без облучения структура прозрачна для резонансных электронов. Отметим, что эффект не зависит от разности заселенностей резонансных уровней и может наблюдаться при относительно высоких температурах.

Спектральная ширина эффекта для идеальных гетерограниц определяется шириной резонансных уровней и имеет порядок:  $\frac{\delta\omega}{\omega} \approx |t| \approx 10^{-2}-10^{-3}$  для реальных структур. Поляризационные характеристики и диаграмма направленности определяются величиной проекции напряженности электрического поля волны на ось X.

Наше рассмотрение не учитывало наличия постоянного напряжения на структуре, которое приводит к локализации электронов в квантовых ямах, уменьшая тем самым интегралы (4) и „замазывая“ эффект. Поэтому предпочтительными представляются измерения в схеме резонансно-туннельного триода [9] (рис. 2), где разогнанные в эмиттерном переходе баллистические электроны попадают на несмещенную гетероструктуру в коллекторе. Другим возможным вариантом является использование двухъямной структуры с ямами различной ширины [10], где делокализованное резонансное состояние возникает при определенном внешнем смещении.

Авторы благодарны Д.С. Чернавскому и В.И. Панову за стимулирующие обсуждения.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Алфёров Ж.И., Антонишкис Н.Ю., Арсентьев И.Н., Гарбузов Д.З., Колышкин В.И., Налет Т.А., Стругов А., Тикуннов А.В. // ФТП. 1988. Т. 22. № 6. С. 1031-1034.

- [2] Zhou X., Bhattacharya P.K., Huggo G., Hong S.C., Culari E. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 9. P. 855-856.
- [3] Sollner T.C.L.G., Goodhue W.D., Tannenwald P.E., Parker C.D., Peck D.D. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. N 6. P. 588-590.
- [4] Levine B.F., Choi K.K., Bethea C.G., Walker J., Malik R.J. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. N 16. P. 1092-1094.
- [5] Казаринов Р.Ф., Сурис Р.А. // ФТП. 1972. Т. 6. № 16. С. 148-162.
- [6] Дюк К.Б. В кн.: Туннельные явления в твердых телах / Под редакцией Э. Бурштейна, С. Лундквиста. М.: Мир, 1973. С. 36.
- [7] Riccio B., Azbel M.Ya. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 4. P. 1970-1981.
- [8] Tsuchiya M., Sakaki H., Yoshino J. // JJP. 1985. V. 24. P. L466-L469.
- [9] Yokoyama N., Imamura K., Muto S. // JJP. 1985. V. 24. P. L853-L856.
- [10] Долманов И.Н., Рыжий В.И., Толстихин В.И. // ФТП. 1989. Т. 23. № 3. С. 499-504.

Институт радиотехники  
и электроники  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
31 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24

26 декабря 1989 г.

01

## РАЗМЕРНОСТЬ АТТРАКТОРОВ ПЕРЕХОДА ФЕЙГЕНБАУМА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

В.С. Анищенко, П.И. Сапарин

Решение широкого круга проблем, связанных с моделированием динамических систем, анализом их свойств и характеристик по экспериментальным данным, требует в качестве центральной задачи определения размерности аттрактора исследуемого режима. Это дает возможность оценить число задействованных в движении степеней свободы, без чего нельзя приступать к решению задачи синтеза динамической системы [1-4]. Исходной информацией для определения размерности аттрактора в эксперименте является дискретная последовательность значений одной динамической переменной  $x(t_i)$ ,  $t_i = t_0 + i\Delta t$ ,  $i=0, 1, 2, \dots$ , получаемая цифровым преобразованием