

01;06.2;06.3;07

©1994

## ИК ЛАЗЕР НА ЭФФЕКТЕ СТИМУЛИРОВАННОГО РЕЗОНАНСНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

*Е.И.Голант, А.Б.Паиковский, А.С.Тагер*

Как известно, благодаря эффекту стимулированного туннелирования электронов активная малосигнальная проводимость простых (одно- и двухбарьерных) квантовых структур может быть сделана отрицательной на частотах, существенно превышающих обратное время жизни электрона в квантовой яме [1]. Использование этого эффекта для создания диодов с отрицательным сопротивлением, которые могли бы применяться как сосредоточенные активные элементы в радиотехнических цепях, затруднено, поскольку шунтирующая активную проводимость  $G$  реактивная проводимость  $\omega C$  на этих частотах столь велика, что активное сопротивление диода  $G/(\omega C)^2$  оказывается меньше сопротивления потерь в диоде и колебательной цепи. Эту трудность можно преодолеть, перейдя от сосредоточенных к волновым полям, распространяющимся поперек движения электронов. Поскольку на частоте, большей 10 ТГц (длина волны  $\lambda \leq 30$  мкм), поперечные размеры волноведущих структур могут быть уменьшены до единиц микрометра, осуществление такого взаимодействия в полупроводниковых структурах представляется вполне реальным [2]. Ниже оценивается принципиальная возможность создания подобного прибора, основанного на взаимодействии с волновым электромагнитным полем электронов, проходящих через двухбарьерную квантовую структуру.

Рассмотрим для конкретности многослойную гетероструктуру (вставка на рис. 1). Активная область структуры, заключенная между слоями  $Al_{0.3}Ca_{0.7}As$  (1), образует внутреннюю часть однородного вдоль оси  $Z$  диэлектрического волновода. Под действием приложенного к структуре постоянного электрического поля электроны, инжектируемые из слоя 2, легированного до концентрации электронов  $n \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , через барьерный слой  $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$  проходят баллистически через двухбарьерную квантовую структуру толщиной  $a$ , образованную тонкими  $AlAs$  барьерами в слое нелегированного  $GaAs$  (3). Взаимодействуя с ВЧ электрическим полем в двухбарьерной квантовой структуре, они возбуждают в волноводе ТМ волну,

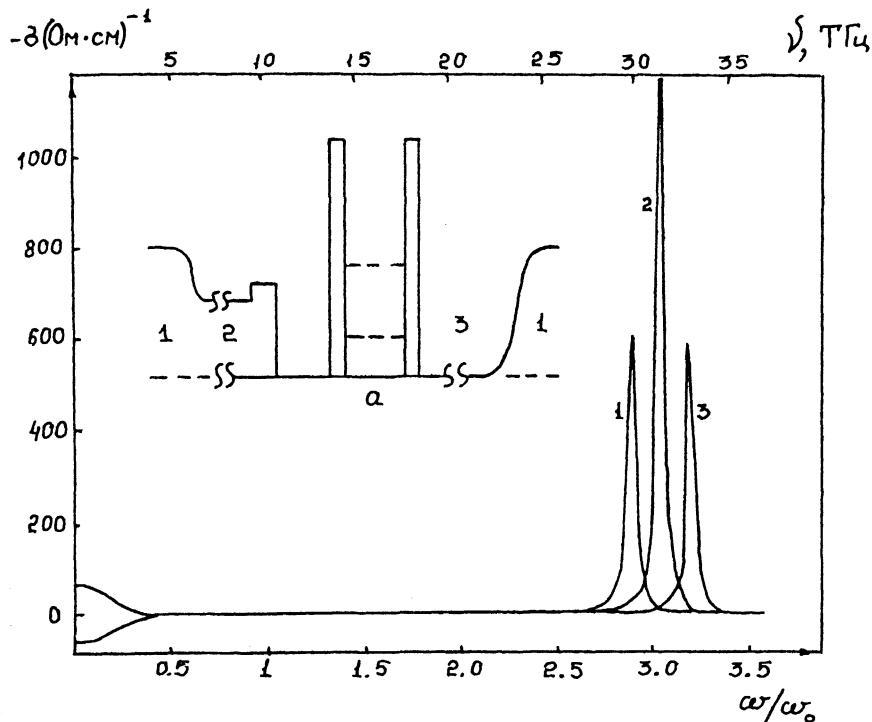


Рис. 1. Зависимость от частоты активной проводимости квантовой гетероструктуры GaAs/AlAs ( $a = 105 \text{ \AA}$ ,  $b = 11.0 \text{ \AA}$ , высота барьеров  $1.04 \text{ эВ}$ , энергия нижнего уровня  $\mathcal{E}_1 = 42.66 \text{ эВ}$ ), возбуждаемой моноэнергетическим потоком электронов с энергией  $\mathcal{E} = \hbar\omega_0$ , близкой к энергии второго уровня структуры. Кривая 1 —  $\mathcal{E} = 3.89\mathcal{E}_1$ ; 2 —  $\mathcal{E} = 4.03\mathcal{E}_1$ ; 3 —  $\mathcal{E} = 4.19\mathcal{E}_1$ . На вставке: 1 —  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ; 2 —  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ ; 3 — GaAs.

распространяющуюся вдоль оси  $Z$ . Эта волна усиливается или затухает в зависимости от соотношения между мощностью  $P_a$ , отдаваемой электронами ВЧ полю и мощностью  $P_s$ , рассеиваемой в остальных слоях волновода. Для приближенной оценки порога и величины малосигнального усиления допустим, что основные потери обусловлены взаимодействием компоненты  $E_x = E_x(x)e^{i\omega t}$  электрического поля со свободными электронами в пассивных слоях волновода (в основной волне ТМ диэлектрического волновода GaAs- $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  при  $y < 0.4$  составляющая  $E_z$  не превышает  $0.1E_x$ ). Если активные проводимости двухбарьерной квантовой структуры  $\sigma_a$  и пассивных слоев волновода  $\sigma_s$  существенно меньше реактивной проводимости  $\omega\epsilon$  ( $\epsilon$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника), то получаемая электронами мощность  $P_a$  и рассеиваемая в

волноводе мощность  $P_s$ , отнесенные к единичной площадке, перпендикулярной направлению движения электронов, соответственно равны:

$$P_a \approx 0.5\sigma_a a E_x^2(0), \quad P_s \approx 0.5\gamma\sigma_s w E_x^2(0), \quad (1)$$

где  $0.5 < \gamma < 1$  — коэффициент, учитывающий уменьшение квадрата амплитуды ВЧ поля  $E_x^2(x)$  от центра волновода ( $x = 0$ ) к его краям  $x = \pm 0.5 \cdot w$ . При этом условие усиления колебаний запишется в виде

$$P_a + P_s < 0. \quad (2)$$

Ширина волновода  $w$  определяется требованием достаточно большого коэффициента оптического ограничения  $\Gamma$ . Для получения  $\Gamma \approx 0.8$  она должна составлять около одной длины волны в волноводе  $w \approx \lambda/\kappa$ , где  $\kappa \approx 3.4$  — показатель преломления GaAs. Из (1), (2) следует:

$$-\sigma_a > \gamma \frac{w}{a} \sigma_s \approx \frac{\gamma \lambda}{\kappa a} \sigma_s. \quad (3)$$

При рассеянии на свободных электронах  $\sigma_s \approx q \cdot \mu \cdot n / (1 + \omega^2 \tau^2)$ , где  $q$  — заряд,  $n$  — концентрация,  $\mu$  — подвижность электронов,  $\tau$  — время релаксации импульса электрона. В структурно совершенном GaAs при  $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 77 \text{ К}$  подвижность  $\mu \approx 9.6 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $\tau \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ , что на частоте 30 ТГц дает  $\sigma_s \approx 0.03(\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ . При  $a = 10 \text{ нм}$ ,  $\lambda = 10 \text{ мкм}$ , полагая в (3)  $\gamma = 1$ , находим условие усиления  $-\sigma_a \geq 10(\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ .

Таким образом, ключевой проблемой является получение отрицательной активной проводимости квантовой структуры, превышающей  $10(\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$  на частоте 30 ТГц. При обычном туннелировании электронов через основной резонансный уровень отрицательная проводимость двухбарьерной квантовой структуры существенно ниже или вообще отсутствует [3]. В [1] было показано, что диапазон существования отрицательной проводимости в двухбарьерной структуре может быть значительно расширен при использовании эффекта стимулированного туннелирования электронов. При этом максимум отрицательной проводимости достигается на частоте  $\omega = (\mathcal{E} - \mathcal{E}_1)/\hbar$ , где  $\mathcal{E}$  — энергия электронов,  $\mathcal{E}_1$  — энергия основного резонансного уровня. Однако при нерезонансном прохождении основного потока электронов величина отрицательной проводимости ограничивается тем, что сравнительно малая доля электронов попадает в квантовую яму и взаимодействует с ВЧ полем.

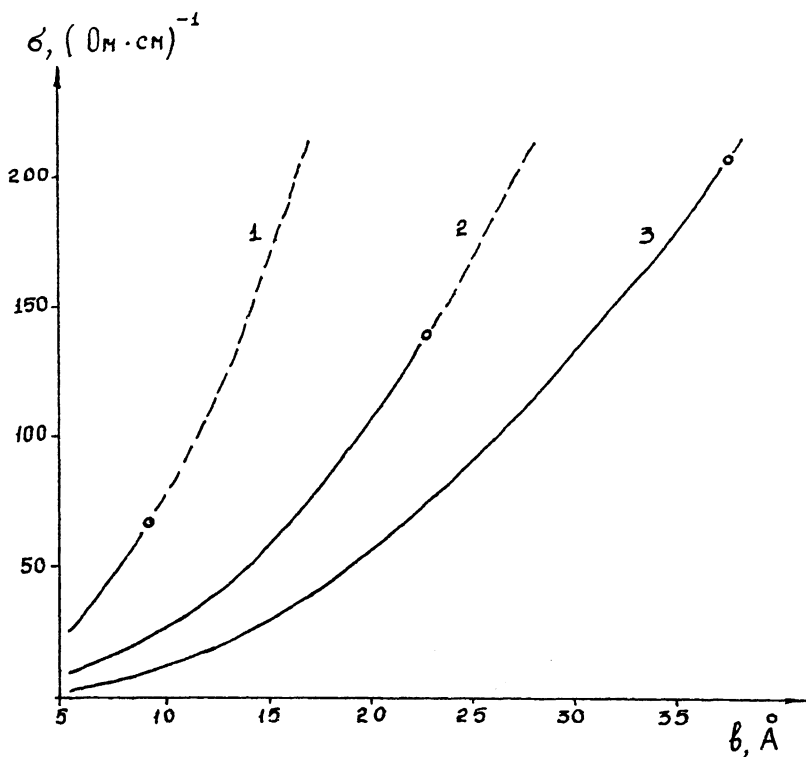


Рис. 2. Активная проводимость квантовой гетероструктуры в режиме стимулированного резонансного туннелирования в зависимости от толщины барьеров  $b$ . Концентрация электронов в инжекторе  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; температура  $T = 77 \text{ К}$ . Кривая 1 соответствует частоте 10; 2 — 20; 3 — 30 ТГц.

Можно предположить, что отрицательная проводимость существенно возрастет, если электроны вводятся в квантовую яму на высшем резонансном уровне. Это подтверждается строгим квантовым расчетом, выполненным по методу, описанному в [4-6].

На рис. 1 приведены зависимости активной проводимости двухбарьерной структуры от частоты для нескольких значений энергии электронов. Видно значительное увеличение максимального значения отрицательной проводимости на частоте  $\omega = (\mathcal{E} - \mathcal{E}_1)/\hbar$  при  $\mathcal{E} \approx E_2$  (кривая 2). В этом смысле рассматриваемая структура подобна двухуровневой системе с инверсным распределением электронов, и наблюдаемый эффект можно назвать эффектом стимулированного резонансного туннелирования. Увеличению отрицательной проводимости способствует задержка электронов на втором резонансном уровне квантовой ямы  $\tau_0$ , увеличивающая время их взаимодействия с ВЧ полем и, следо-

вательно, вероятность испускания кванта  $\hbar\omega$ . Поскольку  $\tau_0 = \hbar/\Gamma$ , естественно ожидать, что величина эффекта зависит от ширины резонансного уровня  $\Gamma$ , т. е. от толщины барьеров. Соответствующие зависимости представлены на рис. 2. Кружками на этих кривых отмечены значения —  $\sigma_a = \omega\varepsilon$ , при которых принятое в расчете предположение об однородности ВЧ электрического поля в квантовой яме теряет силу. Как показал расчет, при  $-\sigma_a < \omega\varepsilon$  время задержки электрона на втором резонансном уровне более чем вдвое меньше времени рассеяния электрона в нелегированном GaAs при  $T = 77$  К, что оправдывает использование баллистического приближения.

Коэффициенты усиления и поглощения  $g$  и  $\alpha$  могут быть найдены как отношения соответствующих мощностей (1) (деленных на ширину волновода  $W$ ) к плотности потока энергии волны  $\pi \approx 0.5 \cdot \gamma \cdot \varepsilon \cdot E^2(0) \cdot v_g$ , где  $v_g \approx c/\kappa$  — групповая скорость волны,  $c$  — скорость света:

$$g = \frac{-P_a}{w\dot{\pi}} \approx \frac{-\sigma_a \kappa a}{\gamma \cdot \varepsilon \cdot c w}, \quad \alpha = \frac{P_s}{w \cdot \pi} \approx \frac{\sigma_s \kappa}{\varepsilon \cdot c}. \quad (4)$$

Полагая в (4)  $w = \lambda/\kappa \gg a = 10$  нм,  $\sigma_s = 0.03(\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$  и вполне достижимое (рис. 2) значение  $\sigma_a = 0.5 \cdot \omega\varepsilon$ , находим на частоте 30 ТГц

$$g \approx \frac{2\pi\kappa^2 a \sigma_a}{\gamma\lambda \lambda\omega\varepsilon} \approx 38\text{см}^{-1} \gg \alpha \approx 3\text{см}^{-1}. \quad (5)$$

Для выполнения условия самовозбуждения колебаний  $\Gamma g L > \alpha L - \ln R_1 R_2$  произведение коэффициентов отражения  $R_1, R_2$  от концов волновода должно превышать  $R_1 R_2 > 0.77$  при длине волновода  $L = 100$  мкм, и  $R_1 R_2 > 0.55$  при  $L = 200$  мкм, что нетрудно реализовать на практике.

Таким образом, показана принципиальная возможность создания нового прибора — лазера на эффекте стимулированного резонансного туннелирования электронов в ограниченных квантоворазмерных структурах, работающего в ИК диапазоне. Приведенные выше оценки получены для структуры с одной квантовой ямой. Использование структур, содержащих несколько связанных квантовых ям, по-видимому, улучшит активные свойства прибора.

Данная работа поддерживается Российским фондом фундаментальных исследований, проект № 94-02-04449.

## Список литературы

- [1] *Golant E.I., Martinov Ya.B., Paskovskii A.B., Tager A.S.* // Abstracts of Nanostructures Physics and Technology International Symposium. St. Petersburg, Russia, 1994. P. 276-279.
- [2] *Кейси Х., Паниш М.* Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. М., 1981. 299 с.
- [3] *Frensley W.R.* // Superlattices and Microstructures. 1988. V. 4. N 4/5. P. 497-501.
- [4] *Пашковский А.Б.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т 19. В. 17. С. 7-11.
- [5] *Пашковский А.Б.* // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. В. 17. С. 1-6.
- [6] *Голант Е.И., Пашковский А.Б., Тагер А.С.* // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39. В. 5. С. 832-840.

Поступило в Редакцию  
16 августа 1994 г.

---