

БИСТАБИЛЬНОСТЬ ТУННЕЛЬНОГО ТОКА И ФОТОЛУМИНЕСЦЕНЦИЯ В ТРЕХБАРЬЕРНОЙ СТРУКТУРЕ

Е. Л. Ивченко, А. А. Киселев, Н. Зу¹, М. Вилландер¹

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021,
Санкт-Петербург, Россия

¹ Университет Линчёпинга, S — 581 83 Линчёпинг, Швеция
(Получена 14 мая 1993 г. Принята к печати 17 мая 1993 г.)

Развита теория резонансного туннелирования электронов в трехбарьерной структуре с тонким внутренним барьером, в которой учтена обратная связь с самосогласованным электростатическим потенциалом. Рассчитанная вольт-амперная зависимость характеризуется сильной собственной бистабильностью в области напряжений, настроенных на резонанс с первым возбужденным электронным уровнем. Обсуждается спектр фотолюминесценции, излучаемой из двойной ямы, и анализируется различие в положении пика люминесценции на верхней и нижней ветвях гистерезисной петли.

Собственная бистабильность вольт-амперной характеристики резонансно-туннельной двухбарьерной структуры была обнаружена впервые в [1] и с тех пор привлекает повышенный интерес теоретиков (см. [2] и цитируемую там литературу). В настоящее время методы фотолюминесценции широко применяются для изучения накопления заряда в квантовой яме в условиях резонансного туннелирования носителей тока через структуру [3, 4]. Трехбарьерный диод [5–7] представляет собой еще один прибор, действие которого основано на эффекте размерного квантования. Его преимущество по сравнению с двухбарьерной структурой — больше степеней свободы для оптимизации туннельных параметров, а также новые возможности для детального исследования процессов резонансного туннелирования. Так, в трехбарьерной структуре, в которой внутренний барьер толще внешних, вольт-амперная зависимость определяется средним барьером, и носители накапливаются в яме со стороны эмиттера [5]. В то же время, если центральный барьер очень тонок, то тогда, даже если прибор настроен на резонанс с возбужденными уровнями, носители, туннелирующие внутрь структуры, быстро испускают по *LO*-фонону и собираются преимущественно в яме со стороны коллектора [7]. В той же работе [7] сообщается о наблюдении в трехбарьерном *p-i-n*-диоде ярко выраженного гистерезиса, который проявляется не только в вольт-амперной характеристике, но также в положении максимума в спектре и в интенсивности электролюминесценции.

В настоящей работе развита теория резонансного туннелирования электронов через униполярную трехбарьерную *n-i-n*-структуру. Зависимость тока от напряжения рассчитана самосогласованно с учетом электростатического потенциала, создаваемого накопленным внутри структуры зарядом. Кроме того, рассмотрена фотолюминесценция, обусловленная излучательной рекомбинацией электронов и фотодырок в двойной квантовой яме, и проанализировано поведение спектра фотолюминесценции при прямом и обратном прохождении по напряжению в области гистерезисной петли.

На рис. 1 представлена энергетическая диаграмма симметричной гетеро-структуры, которая состоит из двух ям (GaAs), разделенных тонким барьером

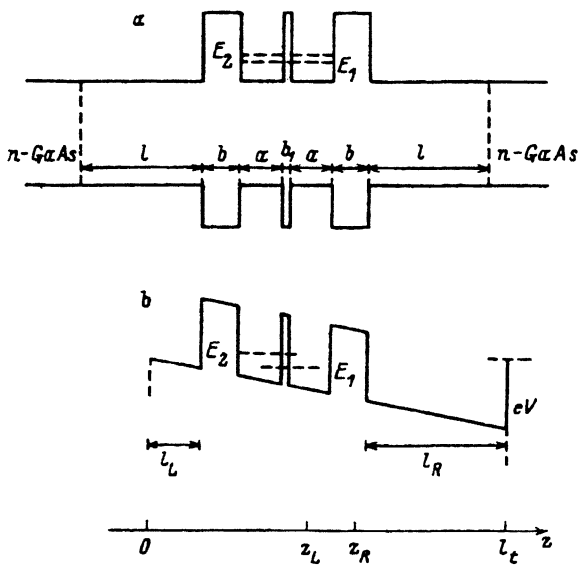


Рис. 1. *a* — энергетическая диаграмма симметричной трехбарьерной структуры в отсутствие электрического поля; *b* — энергетический профиль зоны проводимости той же структуры в электрическом поле.

и окруженных толстыми барьерами (AlAs), двух спейсеров и двух контактных слоев *n*-типа проводимости. При приложении к структуре положительного напряжения ($V > 0$) перед левым барьером и за правым барьером возникают слои, соответственно обогащенные и обедненные электронами. Влияние этих заряженных слоев учитывается здесь введением двух дополнительных параметров: эффективных толщин левого (l_L) и правого (l_R) спейсеров (см. рис. 1, *b*). Ясно, что $l_L < l < l_R$, где l — истинная толщина спейсера.

Два нижних электронных уровня размерного квантования E_1 и E_2 произошли из одноямных состояний $el(L)$ и $el(R)$ в левой и правой ямах. В приближении сильной связи соответствующие волновые функции $\psi_1(z)$ и $\psi_2(z)$ можно представить в виде линейных комбинаций одноямных собственных функций

$$\psi_1 = C\psi_L + D\psi_R, \quad \psi_2 = D\psi_L - C\psi_R, \quad (1)$$

где вещественные коэффициенты C и D удовлетворяют условию нормировки $C^2 + D^2 = 1$. В умеренно сильных электрических полях в (1) в качестве ψ_L и ψ_R можно использовать функции, рассчитанные в отсутствие поля. Расщепление $E_2 - E_1$ обусловлено перекрытием волновых функций ψ_L , ψ_R и относительным сдвигом одноямных уровней E_L , E_R в электрическом поле

$$E_{2,1} = 1/2 \left[E_L + E_R \pm \sqrt{(E_L - E_R)^2 + 4I^2} \right]. \quad (2)$$

Здесь I — интеграл перекрытия, $E_i = E_0 + e\varphi_i$ ($i = L, R$), E_0 — энергия размерного квантования в структуре с одиночной ямой шириной a в нулевом поле

$$\varphi_{L,R} = \int dz \varphi(z) \psi_{R,L}^2(z), \quad (3)$$

$\varphi(z)$ — электростатический потенциал. Оценки показывают, что для системы GaAs/AlAs, в которой разрыв зоны проводимости на гетерогранице составляет ~ 1 эВ, приближение сильной связи применимо даже для тонких барьеров шириной

$b_1 \sim 10 \text{ \AA}$. В дальнейшем энергия электрона E отсчитывается от дна зоны проводимости в левом контакте, а на потенциал $\varphi(z)$ накладываются граничные условия $\varphi(0) = 0$, $\varphi(l_i) = V$, где $l_i = 2(a+b) + b_1 + l_L + l_R$, и начало отсчета $z = 0$ выбрано на границе левого эффективного спейсера (рис. 1, б). Энергия размерно-квантованного состояния с отличным от нуля волновым вектором $k_{\perp} = (k_x, k_y)$ получается добавлением к $E_{2,1}$ кинетической энергии $\hbar^2 k_{\perp}^2 / 2M_{2,1}$. Массы $M_{2,1}$ незначительно отличаются от эффективной массы m^* электрона в объемном GaAs из-за туннельного проникновения функций $\psi_{L,R}(z)$ в слой AlAs. В дальнейшем этим различием можно пренебречь.

Оценим низкотемпературный туннельный ток, протекающий по структуре в резонансных условиях, когда уровень E_2 попадает в энергетический интервал $0 < E_2 < E_F$, заполненный в левом контакте вырожденным электронным газом с энергией Ферми E_F . В этом случае физическая картина переноса заряда существенно отличается от той, которая возникает при настройке на резонанс с уровнем E_1 и включает следующие четыре стадии: 1) электроны с левого берега туннелируют через левый внешний барьер в квазистационарные размерно-квантованные состояния E_2 ; 2) в электрических полях, в которых расщепление $E_2 - E_1$ превышает энергию продольного оптического фонона $\hbar\Omega_{LO}$, электрон быстро испускает LO -фонон и переходит из подзоны E_2 в подзону E_1 (расчет времени межподзонного рассеяния $\tau_{2 \rightarrow 1}$ в структурах с квантовыми ямами проведен в [8]). Из-за малости $\tau_{2 \rightarrow 1}$ резонансным уходом электрона с уровня E_2 в левый или правый контакт можно пренебречь; 3) при низкой температуре электроны накапливаются в подзоне E_1 и формируют стационарное квазивырожденное распределение в этой подзоне; 4) на последней стадии электроны, заполняющие состояния E_1 , туннелируют через правый барьер в правый контакт.

В стационарных условиях потоки входящих и выходящих электронов выравниваются, и для плотности туннельного тока имеем

$$j = \frac{em^*}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E < E_F} \int dE_{\parallel} dE_{\perp} T(E_{\parallel}). \quad (4)$$

Здесь энергия трехмерных электронов в левом контакте представлена в виде суммы $E_{\parallel} + E_{\perp}$ с $E_{\parallel} = \hbar^2 k_{\parallel}^2 / 2m^*$ и $E_{\perp} = \hbar^2 k_{\perp}^2 / 2m^*$. $T(E_{\parallel})$ — коэффициент проникновения в яму или вероятность перехода электрона из свободного состояния в левом контакте в подзону E_1 . Резонансный вклад в $T(E_{\parallel})$ при подстановке в (4) можно аппроксимировать δ -функцией

$$T(E_{\parallel}) = \frac{4\hbar^2 \Gamma_{2L} \gamma_{LO}}{(E_{\parallel} - E_2)^2 + \hbar^2 \gamma_{LO}^2} \approx 4\pi\hbar \Gamma_{2L} \delta(E_{\parallel} - E_2). \quad (5)$$

Здесь γ_{LO} — параметр затухания, описывающий переход E_2 , $k_{\perp} \rightarrow E_1$, k'_{\perp} с испусканием LO -фонона: $\gamma_{LO} = (2\gamma_{2 \rightarrow 1})^{-1}$; Γ_{2L} — затухание, связанное с процессом туннельного ухода с уровня E_2 в левый берег (см. [9]),

$$\Gamma_{2L} = \frac{1}{2\hbar} \int_0^{\infty} dk_{\perp} |V_{2,L}|^2 \delta\left(\frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m^*} - E_2\right), \quad (6)$$

$V_{2,L}$ — матричный элемент перехода с левого берега на уровень E_2 . Аналогично определяются темп ухода Γ_{2R} в правый берег или темпы ухода Γ_{1L} , Γ_{1R} с уровня E_1 . Заметим, что при настройке напряжения на резонанс с уровнем E_2 электроны не могут туннелировать с дна подзоны E_1 в левый берег, т. е. $\Gamma_{1L} = 0$. Оценки показывают, что в пределах интервала $0 < E_{\perp} < E_F$ скорости ухода с уровня E_1 или E_2 практически не зависят от энергии E_{\perp} .

Выполнив интегрирование в (4), приходим к треугольной зависимости j от E_2

$$j = \frac{2em^*}{\pi\hbar^2} \Gamma_{2L} (E_F - E_2)_F, \quad (7)$$

где символ $(E)_F$ означает E , если $0 < E < E_F$, и 0 в противном случае. Плотность тока и двумерная концентрация электронов в подзоне E_1 связаны между собой соотношением [1]

$$j = 2eN_1\Gamma_{1R}. \quad (8)$$

Электростатический потенциал $\varphi(z)$ рассчитывается самосогласованно с учетом потенциала $\bar{\varphi}(z)$, создаваемого накопленными в двойной яме электронами и определяемого из уравнения Пуассона

$$\frac{d^2}{dz^2} \bar{\varphi}(z) = -\frac{4\pi eN_1}{\varepsilon} \psi_1^2(z) \quad (9)$$

с граничным условием $\bar{\varphi}(0) = 0$ (ε — статическая диэлектрическая проницаемость). Вкладом электронов в подзоне E_2 можно пренебречь по параметру $\Gamma_{1R}/\gamma_{LO} \ll 1$. Таким образом, функцию $\varphi(z)$ можно представить в виде

$$\varphi(z) = \bar{\varphi}(z) + (z/l_t) [V - \bar{\varphi}(l_t)]. \quad (10)$$

Вольт-амперная характеристика имеет особенно простой аналитический вид, когда расщепление $E_L - E_R$ превышает $2|l|$, так что $C^2 \ll D^2 \approx 1$, $E_2 \approx E_L$ и функции ψ_1, ψ_2 близки к функциям ψ_R, ψ_L . В этом предельном случае можно заменить ψ_1 в (9) на ψ_L , E_2 в (7) на E_L и аппроксимировать ϕ_L выражением

$$\frac{\bar{z}_L}{l_t} \left[V + \frac{4\pi eN_1}{\varepsilon} (l_t - \bar{z}_R) \right],$$

где $\bar{z}_{L,R}$ — координата центра левой или правой ямы. Тогда из (7), (8) получаем

$$j = \frac{2em^*}{\pi\hbar^2} \Gamma_{2L} \left[E_F - E_0 - e \frac{\bar{z}_L}{l_t} (V + \chi j) \right]_F,$$

где

$$\chi = \frac{2\pi}{\varepsilon} \frac{l_t - \bar{z}_R}{\Gamma_{1R}}. \quad (11)$$

Решая уравнение (11), получаем, что ток, связанный с резонансным туннелированием на уровень E_2 , отличен от нуля в области $V_{\min} < V < V_{\max}$, где

$$V_{\min} = \frac{l_t}{z_L} \frac{1}{|e|} (E_0 - E_F), \quad V_{\max} = \frac{l_t}{z_L} \frac{E_0}{|e|} + \frac{4}{\varepsilon} \frac{|e|m^*}{\hbar^2} (l_t - \bar{z}_R) E_F \frac{\Gamma_{2L}}{\Gamma_{1R}}. \quad (12)$$

В этой области при прямом проходе по напряжению

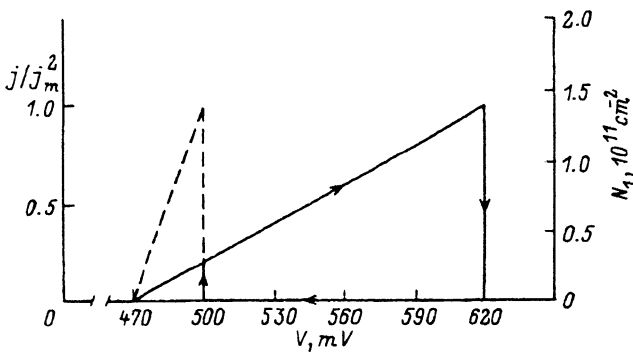


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика симметричной $n-i-n$ -структуры в области резонанса с уровнем E_2 без учета (штриховая линия) и при учете (сплошная) самосогласованного потенциала $\bar{\phi}(z)$. Параметры структуры указаны в тексте.

$$j = j_m^{(2)} \frac{V - V_{\min}}{V_{\max} - V_{\min}}, \quad j_m^{(2)} = \frac{2em^*}{\pi\hbar^2} \Gamma_{2L} E_F. \quad (13)$$

При обратном прохождении резонансный ток $j = 0$ в области $\bar{V} < V < V_{\max}$ и следует линейной зависимости от напряжения (13) в области $V_{\min} < V < \bar{V}$, где $\bar{V} = (l_t/\bar{z}_L)(E_0/|e|)$. Таким образом, в рассматриваемой модели ширина гистерезиса составляет

$$V^{(2)} = V_{\max} - \bar{V} = -\frac{4|e|m^*}{\varepsilon\hbar^2} (l_t - \bar{z}_R) E_F \frac{\Gamma_{2L}}{\Gamma_{1R}}. \quad (14)$$

На рис. 2 изображена вольт-амперная характеристика, рассчитанная для напряжений вблизи резонанса с уровнем E_2 при следующем наборе параметров: $m^* = 0.067 m_0$, $n = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\varepsilon = 13$, $a = 58 \text{ \AA}$, $b = 52 \text{ \AA}$, $b_1 = 9 \text{ \AA}$ ($E_0 = 90 \text{ мэВ}$, $I = -10 \text{ мэВ}$), $l_L = 65 \text{ \AA}$, $l_R = 500 \text{ \AA}$. В этом случае максимальная концентрация электронов, накапливаемых в двойной яме, составляет $N_{1,\max} = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а расщепление $E_2 - E_1$ в области резонанса E_2 превышает 40 мэВ. Заметим, что аналогичный расчет для резонанса с уровнем E_1 приводит к выражению для максимального тока $j_m^{(1)}$, отличающемуся от (13) заменой Γ_{2L} на $\Gamma_{1L}\Gamma_{1R}/(\Gamma_{1L} + \Gamma_{1R})$, и к выражению для ширины гистерезиса $V^{(1)}$, отличающемуся от (14) заменой Γ_{2L}/Γ_{1R} на $\Gamma_{1L}/(\Gamma_{1L} + \Gamma_{1R})$. С учетом неравенства $C^2 \ll D^2$ получаем $|j^{(1)}| \ll |j^{(2)}|$ и $V^{(1)} \ll V^{(2)}$, т. е. гистерезис вольт-амперной характеристики при резонансе с уровнем E_1 выражен значительно слабее и может оказаться подавленным в реальных условиях эксперимента, например, за счет неоднородного уширения вследствие флуктуаций в ширине слоев гетероструктуры [10].

Рассмотрим теперь трехбарьерную структуру в условиях стационарного оптического возбуждения светом, индуцирующим междузонные переходы с фотогенерацией электронов и дырок. Освещение резонансно-диодной структуры может приводить к заметному изменению ее вольт-амперной характеристики [11]. Однако здесь для простоты интенсивность света считается достаточно низкой, чтобы не учитывать влияния освещения на функцию распределения электронов в двойной яме и на электрический потенциал $\phi(z)$. При низкой температуре основные носители (электроны) и неосновные носители (фотодырки), накопившиеся внутри структуры, заселяют преимущественно нижнюю подзону проводимости E_1 и нижнюю подзону тяжелых дырок H_1 . Из-за большой величины эффективной массы тяжелых дырок состояния H_1 практически совпадают с

состояниями H_L дырки в структуре с одиночной ямой: $\psi_i^h(z) \approx \psi_L^h(z)$. Поэтому основной пик фотолюминесценции обусловлен излучательными переходами $E_1 \rightarrow H_L$, а излучение $E_1 \rightarrow H_R$, характеризуется очень слабой интенсивностью [7]. В приближении сильной связи интеграл перекрытия в матричном элементе оптического перехода $E_1 \rightarrow H_L$ или $E_1 \rightarrow H_R$ можно записать как

$$S_{B_1 H_L} = C \int dz \psi_L(z) \psi_L^h(z), \quad S_{E_1 H_R} = (D/C) S_{E_1 H_L}, \quad (15)$$

где коэффициенты C , D введены в (1). Отношение интенсивностей излучения $E_1 \rightarrow H_R$ и $E_1 \rightarrow H_L$ можно оценить как $(\tau_{2 \rightarrow 1}^h / \tau_1^h) (D^2 / C^2)$, где τ_1^h — время жизни дырки H_L , а $\tau_{2 \rightarrow 1}^h$ — время межподзонного рассеяния дырки, которое мало по сравнению с τ_1^h , так как внутренний барьер в структуре считается тонким.

В области резонанса $V_{\min} < V < V_{\max}$ должна происходить смена механизма излучательной рекомбинации от экситонного к зона-зонному. При малой концентрации электронов N_1 основной вклад в излучение, очевидно, вносят экситоны. Свободные экситоны в структуре с квантовой ямой излучают из состояний с $|K| < q_0$, где $q_0 = \omega_0 \sqrt{\epsilon_b} / c$, ω_0 — резонансная частота, $K = (K_x, K_y)$ — двумерный волновой вектор экситона, ϵ_b — диэлектрическая проницаемость структуры вне ямы на частоте ω_0 . Используя в вариационном расчете пробную волновую функцию экситона в виде

$$\Psi_{\text{exc}} = \sqrt{\frac{2}{\pi a_1^2 A}} e^{iKR} e^{-\rho/a_1} \psi_1(z_e) \psi_L^h(z_b), \quad (16)$$

получаем выражение для излучательного времени жизни свободного экситона $E_1 - H_L$ (1s) с $K = 0$ (см. например [12])

$$\frac{1}{\tau_r^{FE}} = \frac{8e^2 p_{cv}^2 S_{E_1 H_L}^2}{\hbar c \sqrt{\epsilon_b} m_0^2 \omega_0 a_1^2}. \quad (17)$$

В (16), (17) использованы обозначения: ρ — расстояние между электроном и дыркой в плоскости (x, y) , R — положение центра масс экситона в этой плоскости, A — площадь образца, $p_{cv} = |\langle S | \hat{p}_x | X \rangle|$ — междузонный матричный элемент оператора импульса, m_0 — масса свободного электрона. Обычно основной вклад в низкотемпературную фотолюминесценцию нелегированных структур с квантовыми ямами вносят экситоны, локализованные на несовершенствах гетерограниц. Для локализованного экситона с волновой функцией

$$\Psi_{\text{exc}} = \frac{2}{\pi a_1 L} e^{-|R - R_l|/L} e^{-\rho/a_1} \psi_1(z_e) \psi_L^h(z_b) \quad (18)$$

излучательное время жизни определяется выражением

$$\frac{1}{\tau_r^{LE}} = \frac{1}{\tau_r^{FE}} \frac{8}{3} (q_0 L)^2, \quad (19)$$

где R_l — положение центра локализации в плоскости (x, y) , L — радиус локализации экситона ($q_0 L \ll 1$). Заполнение состояний в подзоне E_1 должно приводить к подавлению экситонных эффектов [13]. Поэтому при $N_1 \sim N_{l, \max}$ фотолюминесценция обусловлена рекомбинацией фотодырок со свободными электронами. Для времени жизни свободной дырки с волновым вектором $k_h < k_F$ ($\hbar k_F$ — фермиевский импульс вырожденного квазидвумерного электронного газа) имеем [14]

$$\frac{1}{\tau_r^{EH}} = \frac{4}{3} \frac{e^2 \sqrt{\epsilon_b} p_{cv}^2 \omega_0}{\hbar m_0^2 c^3} S_{E_1 H_L}^2 \quad (20)$$

Аналогичное время для локализованной дырки можно оценивать по формуле

$$\frac{1}{\tau_r^{LH}} = \frac{1}{\tau_r^{FH}} [1 - (k_F^2 L_b^2 + 1)^{-2}], \quad (21)$$

где L_b — радиус локализации дырки. В отличие от времени τ_r^{FH} , которое при $k_b < k_F$ не зависит от концентрации электронов, время τ_r^{LH} в области $k_F L_b < 1$ может сильно меняться с ростом плотности N_1 (напомним, что для вырожденных $2D$ -носителей $N_1 = k_F^2 / 2\pi$).

Двум ветвям гистерезисной петли на рис. 2 соответствуют не только различные механизмы фотолюминесценции, но и различные положения максимума в спектре излучения $E_1 \rightarrow H_L$. В пренебрежении самосогласованным потенциалом $\varphi(z)$ пик люминесценции $E_1 \rightarrow H_L$ должен испытывать длинноволновое смещение порядка $eV(a + b_1)/l_c$ с ростом напряжения V , так как распределения электронной и дырочной плотности в двойной яме смещены примерно на величину $a + b_1$. Учет потенциала $\varphi(z) \sim N_1$ приводит к дополнительному коротковолновому сдвигу излучения $E_1 \rightarrow H_L$. Оценка показывает, что при $N_1 = N_{1, \max}$ величина этого сдвига составляет $\Delta E \sim 8$ мэВ. Относительный сдвиг полосы люминесценции $E_1 \rightarrow H_L$, наблюдаемый при переходе с верхней ветви гистерезисной петли на нижнюю, может зависеть и от других кулоновских эффектов [3]: от энергии связи $E_{E_1 H_L}^B$ экситона $E_1 \rightarrow H_L$ (1s) при отсутствии в яме других носителей, а также от сдвига энергетического зазора $\Delta E_g(E_1 \rightarrow H_L; N_1)$ в двойной яме с однокомпонентной $2D$ -электронной плазмой плотностью N_1 за счет многочастичных эффектов (так называемая корреляционно-обменная энергия). В связи с этим заметим, при расчете вольт-амперной характеристики мы пренебрегали перенормировкой энергии электрона, обусловленной многочастичными эффектами.

В [7] для слабой полосы $E_1 \rightarrow H_R$ гистерезис вольт-амперной характеристики проявлялся в интенсивности, но не в положении максимума. Этот результат можно понять, предполагая, что для электронно-дырочной пары $E_1 \rightarrow H_R$ уменьшение энергии связи экситона $\Delta E_{E_1 H_R}^B(N_1)$ и сдвиг $\Delta E_g(E_1 \rightarrow H_R; N_1)$ сравнимы, вследствие чего изменение напряжения от V_{\min} до V_{\max} не сопровождается заметным смещением полосы $E_1 \rightarrow H_R$. Если предположить, что аналогичное происходит и для пары $E_1 \rightarrow H_L$, то тогда различие в положении пика люминесценции $E_1 \rightarrow H_L$ на двух ветвях гистерезисной петли следует целиком приписать влиянию потенциала $\varphi(z)$. По крайней мере экспериментальное значение $\Delta E \sim 10$ мэВ [7] находится в согласии с приведенным выше значением 8 мэВ. Для более детального согласования теоретических и экспериментальных результатов представляла бы интерес дополнительная характеристика структуры путем измерения спектра отражения или спектра возбуждения фотолюминесценции.

В данной работе при расчете вольт-амперной характеристики мы использовали упрощенное описание влияния обогащенного и обедненного слоев в гетероструктуре. Результаты численного расчета, в котором самосогласованно учитывается точный профиль электрического потенциала $\varphi(z)$ в спейсерах и прилегающих к ним областях легированных слоев, будут проанализированы и опубликованы отдельно.

Мы признательны Л. Ивзу (L. Eaves) и его коллегам, приславшим нам их работу [7] до опубликования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] V. J. Goldman, D. C. Tsui, J. E. Cunningham. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1256 (1987); A. Zaslavsky, V. J. Goldman, D. C. Tsui, J. E. Cunningham. *Appl. Phys. Lett.*, **53**, 1408 (1988).
- [2] F. W. Sheard, G. A. Toombs. *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 1228 (1988); K. L. Jensen, F. A. Buot. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 1078 (1991); J. Zang, J. L. Birman. *Phys. Rev.*, **B 46**, 5020 (1992).
- [3] J. F. Young, B. M. Wood, G. C. Aers, R. L. S. Devine, H. C. Liu, D. Landheer, M. Buchanan, A. J. SpringThorpe, P. Mandeville. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2085 (1988); H. Yoshimura, J. N. Schulman, H. Sakaki. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 2422 (1990); M. S. Skolnick, P. E. Simmonds, D. G. Hayes, A. W. Higgs, G. W. Smith, A. D. Pitt, C. R. Whitehouse, H. J. Hutchinson, C. R. H. White, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes. *Phys. Rev.*, **B 64**, 3069 (1990).
- [4] T. H. Wang, X. B. Mei, C. Jiang, Y. Huang, J. M. Zhou, G. Z. Yang. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 1149 (1993).
- [5] T. Nakagawa, H. Imamoto, T. Kojima, K. Ohta. *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 73 (1986).
- [6] D. X. Xu, G. D. Shen, M. Willander, J. F. Luy, F. Schaeffler. *Sol. St. Electron.*, **35**, 611 (1992).
- [7] P. A. Harrison, L. Eaves, P. M. Martin, M. Henini, P. D. Buckle, M. S. Skolnick, D. A. Whittaker, G. Hill. *Proc. 10th Int. Conf. on the Electronic Properties of 2D Systems*, Phode Island, USA, (1993).
- [8] R. Ferreira, G. Bastaed. *Phys. Rev.*, **40**, 1074 (1989).
- [9] T. Weil, B. Vinter. *Appl. Phys. Lett.*, **50**, 1281 (1987); N. Zou, J. Rammer, K. A. Chao. *Phys. Rev.*, **B 46**, 15912 (1992).
- [10] Y. Fu, M. Willander. *Phys. Rev.*, **B 44**, 13631 (1991).
- [11] Ж. И. Алферов, В. В. Журавлева, С. В. Иванов, П. С. Копьев, В. И. Корольков, Н. Н. Ле-денцов, Б. Я. Мельцер, Т. С. Табаров. *ФТП*, **24**, 361 (1990).
- [12] Е. Л. Ивченко, А. В. Кавокин. *ФТТ*, **34**, 1815 (1992).
- [13] Ф. Г. Пикус, *ФТП*, **26**, 45 (1992).
- [14] P. J. Bishop, M. E. Daniels, B. K. Ridley, K. Woodbridge. *Phys. Rev.*, **B 45**, 6686 (1992).

Редактор Л. В. Шаронова