Известия НАН Армении, Физика, т.33, №5, с.241-248 (1998)

УДК 612.382

МАЛОСИГНАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

В. М. АРУТЮНЯН, В. В. БУНИАТЯН, С. Г. ПЕТРОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 марта 1998г.)

Теоретически проанализированы малосигнальные характеристики полупроводниковых инжекционно-пролетных диодов (ИПД) при наличии квантовых ям в пролетном участке. Показано, что при прочих равных условиях захват квантовыми ямами носителей заряда и их последующий выброс в свободную зону способствует увеличению динамического отрицательного сопротивления (ДОС) по абсолютной величине. В отличие от обычных ИПД, в этих структурах можно обеспечить более высокие рабочие частоты.

1. Введение

Полупроводниковые многослойные гетероструктуры, содержащие квантовые ямы (КЯ), в последнее время привлекают большое внимание. В этих структурах процесс переноса заряда претерпевает качественное изменение, обусловленное, во-первых, размерным квантованием энергетического спектра, а во-вторых, квантово-механическим туннелированием носителей заряда через тонкие потенциальные барьеры. Захват или выброс электронов из КЯ существенно сказывается на всех генерационно-рекомбинационных процессах, имеющих место в процессе функционирования таких приборов. Изменение физических принципов работы открывает также перспективы и для создания новых высокочастотных приборов.

В работах [1-3] впервые показано, что явление резонансного туннелирования через двойной барьер с квантовой ямой может быть низкошумящим механизмом инжекции носителей заряда в пролетное пространство. Такой инжектор имеет вольт-амперную характеристику N-типа и позволяет осуществить инжекцию электронов при больших фазовых углах, чем это имеет место при инжекции через барьер в стандартных инжекционно-пролетных (BARITT) диодах [4,5]. Таким способом обеспечивается более высокая эффективность работы прибора.

Поскольку в работе BARITT диодов, кроме процессов инжекции, важную роль играют и пролетные эффекты, то следует ожидать, что создание необходимого количества КЯ в пролетном пространстве позволит оптимизировать структуру высокочастотного диода. Мы полагаем, что аналогично случаю, рассмотренному нами в [4,5], захват инжектированных носителей в КЯ приведет к уменьшению числа подвижных носителей и одновременно создаст дополнительный объемный заряд, что изменит, в частности, вольт-амперную характеристику и импеданс ВАRITT диода. Путем изменения параметров и числа КЯ можно будет управлять временами захвата подвижных носителей заряда ямой и их выброса из нее, т.е. управлять "эффективным временем пролета", что приведет к увеличению задержки фазы между током и приложенным переменным полем. Однако, в отличие от случая обычных уровней прилипания, наличие КЯ должно сильно сказываться на рабочих характеристиках диодов и при больших уровнях инжекции, так как каждая КЯ в состоянии захватить большое число электронов и ее практически невозможно полностью заполнить даже при повышенных уровнях инжекции.

2. Малосигнальные характеристики

Рассмотрим работу инжекционно-пролетного диода (ИПД), представляющего собой $n^+ - p - n^+$ структуру, в *p*-области которой имеются КЯ (рис.1). Такую структуру мы назовем BARIQWTT диодом.



Рис.1. Схематический потенциальный профиль зоны проводимости $n^+ - p - n^+$ структуры при U = 0 (a) и $U \ge U_{pr}$ (6).

Пусть все КЯ имеют одинаковые параметры (глубину ΔE и ширину L_W) и разделены одинаковыми барьерными слоями шириной L_b . Как и в случае обычного ИПД, к структуре необходимо приложить внешнее смещение, превышающее напряжение U_{PT} , необходимое для смыкания областей объемного заряда прямо- и обратно-смещенных переходов. При этом считаем, что электрические поля в базе еще не столь велики, так что в структуре не имеет место ударная ионизация типа зона-зона и генерация электронно-дырочных пар, а КЯ в состоянии удерживать захваченные электроны (полевой выброс незначителен). Если помимо постоянного смещения к структуре приложить еще и малое переменное напряжение, то периодическая инжекция электронов в базу из прямосмещенного перехода будет осуществляться в течение той части периода сигнала, когда суммарное напряжение на истоке превышает напряжение смыкания:

$$U_0 + U_1 \sin \omega t \ge U_{PT} \,. \tag{1}$$

Здесь через ω обозначена угловая частота сигнала, U_0 – постоянное напряжение, U_1 – амплитуда малого переменного сигнала ($U_1 \ll U_0$).

Часть инжектированных электронов в процессе своего дрейфа через базу будет захватываться КЯ, что приведет к уменьшению концентрации полвижных зарядов и к формированию дополнительного объемного заряда. Помимо процессов захвата возможны и обратные процессы термического выброса электронов из КЯ. Туннелирование электронов между КЯ является маловероятным процессом при толщине барьерных слоев порядка нескольких сот ангстрем [6,7]. Вышеуказанные процессы будем характеризовать временами захвата τ_c , выброса τ_e и дрейфа между ямами τ_d .

Соотношение между свободными и захваченными электронами в *p*-слое зависит от этих времен, а также от величины инжекционного тока. Если за период ВЧ сигнала инжектированные носители успевают многократно захватываться и выбрасываться из КЯ, то при движении к стоку они будут испытывать дополнительное запаздывание. Это приведет к увеличению задержки фазы между переменным током и полем и, в согласии с общим принципом возникновения динамического отрицательного сопротивления (ДОС) в пролетных структурах, к увеличению ДОС по абсолютной величине [4,5].

Так как при обычных рабочих температурах все мелкие акцепторы в базовой области можно считать ионизированными, то обмен электронами будет иметь место между КЯ и делокализованными состояниями в зоне проводимости. Этот обмен можно описать кинетическим уравнением типа

$$\frac{\partial \Sigma^{QW}}{\partial t} = L_W(r^K - g_T^K), \qquad (2)$$

где $\Sigma^{QW} = L_W n_{QW}$ есть поверхностная плотность электронов в КЯ, n_{QW} – трехмерная концентрация связанных электронов в отдельной КЯ,

$$r^{K} = n_{K} \frac{V_{QW}}{L_{W}}, \qquad g_{T}^{k} = \frac{\Sigma_{k0}}{\tau_{e}L_{W}}, \qquad (3)$$

где через V_{QW} обозначена скорость захвата электронов КЯ, n_k – концентрация свободных электронов над k-ой ямой, а

$$\tau_{e}^{-1} = \frac{n_{K0} V_{QW}}{\Sigma_{k0}} \exp\left(\frac{\Delta E^{F}}{kT}\right)$$
(4)

есть время термического выброса из КЯ. nko и Σko - равновесные значе-

ния свободных и захваченных в КЯ электронов. При заполнении КЯ квазиуровень Ферми в ней возрастает на величину ΔE^{F} , что определяется разностью ($\Sigma_{k}^{QW} - \Sigma_{k0}$).

Из (2) можно получить следующее выражение для стационарного заполнения каждой КЯ:

$$n_{QW0} = \frac{n_{0S}\beta k}{1+k\beta},\tag{5}$$

где $\beta = \tau_e / \tau_e$, n_{05} — средняя концентрация электронов в плоскости инжекции (виртуального катода), $\tau_e = L_w / V_{QW}$ — характерное время захвата электронов в КЯ.

Кинетическое уравнение, описывающее изменение концентрации связанных электронов в пределах *k*-ой ямы, будет иметь вид [7]:

$$\frac{dn_k}{dt} = \frac{n_{QW}}{\tau_e} - \frac{n_k}{\tau_e} + \frac{n_{0S} - kn_{QW} - n_k}{\tau_d}.$$
 (6)

Предположим, что в начальный момент времени все КЯ пустые:

$$n_{OW}(t=0) = n_k(t=0) = 0.$$

В условиях установившихся процессов захвата, выброса и дрейфа из (6) получим

$$n_{k0} = \frac{n_{\alpha S}}{1 + \beta k}.$$
(7)

Для малосигнального анализа ВЧ характеристик диода, как обычно, все величины представим в виде суммы постоянной и малой переменной составляющих:

$$I(t) = I_0 + I_1(t),$$

т.е.

$$n_{0S}(x,t) = n_{k0} + n_{1k}(x,t),$$

$$n_{OW}(x,t) = n_{OW0} + n_{OW1}(x,t) \quad \text{M T.J.}$$
(8)

Все переменные составляющие физических величин представим в виде гармонических функций времени типа

$$I_1(t) = I_{10} \exp(j\omega t)$$
 и т.д. (9)

Из (2) для малосигнальной составляющей концентрации электронов *n_{ow}*, захваченных в КЯ, можно получить выражение

$$n_{\mathcal{Q}W1} = \frac{n_1 \tau_e}{\tau_e (1 + j\omega \tau_e)} = |n_{\mathcal{Q}W1}| \exp(-j\varphi_{\mathcal{Q}W}), \qquad (10)$$

$$\varphi_{QW} = \operatorname{arctg}(\omega\tau_e), \quad |n_{QW1}| = \frac{n_1\beta}{\sqrt{1+\omega^2\tau_e^2}}.$$
 (11)

Пренебрегая в пролетном промежутке током основных носителей, диффузионным током неосновных носителей и туннельной составляющей тока между ямами, уравнения Пуассона и плотности полного тока запишем в виде

$$\varepsilon \frac{\partial E}{\partial x} = \rho + q(N_A + n_{QW}), \qquad (12)$$

$$I(t) = \rho v + \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t}, \qquad (13)$$

где ρ — плотность заряда свободных электронов, ν — их скорость, N_{A} – концентрация мелких акцепторов, ε — диэлектрическая постоянная материала p — области, $\varepsilon \partial E/\partial x$ — ток смещения, q — заряд электрона.

Уровень инжекции носителей считаем достаточно низким, чтобы не учитывать перераспределение электрического поля между КЯ. Заметим также, что захват в КЯ обычно связан с испусканием оптического фонона и имеет характерное время порядка пс [6-8]. Время дрейфа $\tau_d = L_b/V_{gp} \approx 10^{-13}$ с ($L_b \approx 10$ нм, $V_{gp} \approx 6.10^6$ см/с)-также очень мало. Поэтому для достаточно глубоких КЯ всегда можно считать, что скорость выброса носителей из ямы много меньше, чем скорость захвата и дрейфа носителей ($\tau_e > \tau_c, \tau_d$).

Воспользуемся методикой расчета ВЧ параметров ИПД, развитой в [4,5,9]. Тогда для уравнения пролета носителей через базу получим:

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \omega_M \frac{dx}{dt} = \frac{\mu_n I_{0S}}{\varepsilon} (1+\beta), \qquad (14)$$

а для переменной составляющей тока $I_1(t)$ и напряжения $U_1(t)$ имеем уравнение

$$\frac{I_1(t)\alpha v_0}{\varepsilon} = \frac{d^2 U_1}{dt^2} + (j\omega\alpha - \omega_1)\frac{dU_1}{dt},$$
(15)

где

$$\omega_1 = \omega_M - \omega_0 (\alpha - \beta - 1), \ \omega_M = \frac{q\mu_n N_A}{\varepsilon}, \ \omega_0 = \frac{qn_{0S}\mu_n}{\varepsilon(1 + \beta M)}, \ \alpha = 1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \theta_e^2}}, \ \theta_e = \omega \tau_e,$$

а переменная составляющая тока проводимости $I_{1n}(t) = \rho_0 v_1 + v_0 \rho_1$, как обычно [4,5,9], представлена в виде суммы тока модуляции скорости $(\rho_0 v_1)$ и тока модуляции плотности $(\rho_1 v_0)$ носителей заряда, v_0 и v_1 -постоянная и переменная составляющие скорости свободных (подвижных) электронов в *p*-слое, ρ_0 и ρ_1 – постоянная и переменная составляющие плотности инжектированных электронов, соответственно, μ_n – подвижность электронов в *p*-слое, $I_{0S} = qn_{0S}v_{0S}$ – средний ток и v_{0S} – средняя скорость электронов в плоскости инжекции, соответственно, M – количество ям.

В результате решения уравнения (14) при граничных условиях

 $x = 0, t = 0, v_0 = v_{0S}$ получим

$$x = \frac{\mu_n I_0(1+\beta)}{\varepsilon \omega_M^2} [\exp(\omega_M t) - \omega_M t - 1] + \frac{v_{0S} [\exp(\omega_M t) - 1]}{\omega_M}.$$
 (16)

Интегрируя уравнение (15) с использованием (3), (5) и (16) при граничных условиях x = 0, t = 0, $U_1 = 0$, для полного сопротивления прибора $Z(\omega)$ с рабочей площадью S на частоте ω получим выражение

$$SZ(\omega) = -\frac{U_1(t)}{I_1(t)} = R_1 + jX_1,$$

где активная $R_1 = R_S + R_B$ и реактивная $X_1 = X_S + X_B$ составляющие импеданса складываются из составляющих R_S и X_S , обусловленных вкладом тока, ограниченного объемным зарядом, и R_B и X_B тока, ограниченного барьером, соответственно [4,5,10,11]. Для R_S и R_B имеем:

$$R_{s} = \frac{\alpha H \exp \theta_{1}}{\theta_{s} [\theta_{1}^{2} + (\alpha \theta)^{2}]} \{ \alpha \theta (\theta_{1}^{2} + \alpha^{2} \theta^{2} + 2\theta_{1}) \exp(-\theta_{1}) + (\theta_{1}^{2} - \alpha^{2} \theta^{2}) \sin(\alpha \theta) - 2\alpha \theta \theta_{1} \cos(\alpha \theta) \},$$
(17)

$$R_{B} = \frac{H}{(1+\theta_{S}^{2})} \left\{ \alpha - \frac{\theta_{1}\theta_{S}}{\theta} + \frac{\exp\theta_{1}}{\theta} \left[(\theta_{1} + \alpha\theta\theta_{S})\sin(\alpha\theta) + (\theta_{1}\theta_{S} - \alpha\theta)\cos(\alpha\theta) \right] \right\}, \quad (18)$$

где $\theta = \omega T$ — угол пролета носителей заряда, T — время их пролета через *p*-область, $\theta_1 = \omega T$, $\theta_5 = \omega s' \sigma$ — параметр инжекции, зависящий от состояния и свойств инжектирующего контакта, имеющего проводимость σ , а величина *H* равна

$$H = \frac{v_{0S}T^2}{Ss[\theta_1^2 + \alpha^2 \theta^2]}.$$
 (19)

Анализ выражений (17), (18) и соответствующие численные оценки показывают, что при низких уровнях инжекции $|R_B| \gg R_S$, причем R_B принимает отрицательные значения при углах пролета, для которых выполняется следующее неравенство:

$$\cos(\alpha\theta) + \frac{\theta_1 - \theta_s \alpha\theta}{\theta_1 \theta_s - \alpha\theta} \sin(\alpha\theta) > \exp(-\theta_1).$$
⁽²⁰⁾

В отсутствие КЯ ($\alpha = 1$, $\beta = 0$) и $\theta_1 = \theta_M \equiv 2$ [4,5,9], неравенство (20) выполняется при углах пролета $\pi < \theta < 2\pi$ с оптимальным значением $\theta_{on} \equiv 1,5\pi$, соответствующим максимальному значению ДОС, что совпадает с результатами, полученными в [10,11] для обычных ИПД. При наличии КЯ неравенство (20) выполняется в более узком угловом интервале $\pi/\alpha < \theta < 2\pi/\alpha$, причем $\alpha > 1$. Результаты численных расчетов при значениях параметров $S = 10^{-4}$ см², $N_A = 10^{15}$ см⁻³, $L_W \approx L_b \equiv 15$ нм, $\mu_n \cong 4,8\cdot10^3$ см²/В·с, $\nu_{0S} \cong 10^6$ см/с, $I_0 \cong 10$ А/см², $T \approx 5$ пс, M = 10, $L \approx 0,35$ мкм приведены на рис.2. В расчетах принято, что темп выброса электронов из ямы много меньше, чем темп захвата и дрейфа ($\tau_e >> \tau_c \tau_d$). Время захвата τ_c почти не зависит от приложенного поля и имеет величину порядка $\tau_c \approx 0,1 + 1$ пс [12,13]. При оценке параметра β мы учли также, что время τ_s обычно экспоненциально зависит от электрического поля и может меняться в пределах $\tau_s \approx 10^{-2} + 10^2$ пс [7,13].

Для сравнения на рис.2 пунктирной кривой показана зависимость R_B от угла пролета θ при отсутствии КЯ. Как следует из рис.2, влияние КЯ на эффекты пролетных "задержек" действительно подобно влиянию угла пролета, рассмотренному ранее [4,5,9], т.е. присутствие КЯ приводит к увеличению "эффективного времени пролета". При прочих равных условиях, с увеличением параметра β ДОС по абсолютной величине увеличивается, однако частотный диапазон, где имеет место ДОС, сужается и смещается в область более низких частот. Заметим, что в отличие от обычных ИПД [9-11], здесь можно обеспечить более высокие (на порядок и выше) рабочие частоты.



Рис.2. Зависимость R_B от частоты сигнала $f(\omega = 2\pi f)$ для различных значений параметра $\beta = \tau_e/\tau_c$ ($\beta = 0$ соответствует отсутствию КЯ).

Таким образом, варьируя числом и параметрами КЯ, можно управлять частотным диапазоном и величиной ДОС ИПД. На наш взгляд наиболее перспективной BARIQWTT структурой является диод, в котором в пролетном пространстве имеются КЯ, а инжекция осуществляется через двойной барьер с КЯ.

Двое из авторов (В.А. и С.П.) благодарят за поддержку фонд Relief Fund for Higher Learning Institutions in Armenia (Colorado, USA).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. V.P.Kesan, D.P.Neikirk, B.S.Streetman, and P.A.Blakey. IEEE Electron. Device Lett., EDL-8, 129 (1987).
- 2. I. Song, Dee-Son Pan. IEEE Trans. Electron. Devices, 35, 2315 (1988).
- V.P.Kesan, D.P.Neikirk, P.A.Blakey et al. IEEE Trans. Electron. Device, 35, 405 (1988).
- V.Harutunian, V.Buniatian. Sol. St. Electron., 20, 491 (1977), В.М.Арутюнян, В.В.Буниатян. Изв. НАН Армении, Физика, 33, 22 (1998).

 В.М.Арутюнян, В.В.Буниатян. Инжекционно-пролетные диоды. Ереван, изд. ЕГУ, 1986, 226 с.

6. M.Ershov, V.Ryzhii, C.Hamaguchi. Appl. Phys. Lett., 67(21), 3147 (1995).

7. А.М.Георгиевский, А.Я.Шик, В.А.Соловьев и др. ФТП, 31, 444 (1997).

8. A.Botula and K.Wang. IEEE Trans. Electron. Devices, 37, 58 (1990).

9. V.Aroutiounian, V.Buniatian. Proc. 1997 ISDRS, Verginia, USA, p.187, 1997.

10. S.M.Sze. Physics of Semiconductor Devices. New York, Wiley, 1981.

11. G.T.Wright and N.B.Sultan. Sol. St. Electron., 16, 535 (1973).

- 12. M.C.Tatham, J.F.Ryan, and C.T.Foxon. Phys. Rev. Lett., 63, 1637 (1989).
- 13. B.F.Levine. J. Appl. Phys., 74, R1 (1993).

ՔՎԱՆՏԱՅԵՆ ՓՈՍԵՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԻՆԺԵԿՅԵՆ ԹՈՒՉՔԱՅԻՆ ԴԵՐՈՅՆՈՆՅՈԼԴԵՆ ՎՅՅԱՆԱՏՆԱԴՉԱ ԳԴՅՆԴՈՀԵՐ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Վ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ, Ս. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Հետազոտված է թոիչքային տիրույթում քվանտային փոսերի առկայության ազդեցությունը ինժեկցիոն-թոիչքային դիոդների բարձրահաճախական բնութագրերի վրա փոքր ազդանշանի ռեժիմում։ Յույց է տրված, որ քվանտային փոսերի առկայությունը, այլ հավասար պայմաններում, նպաստում է բացարձակ արժեքով բացասական դիմադրության մեծազմանը։

SMALL-SIGNAL ANALYSIS OF QUANTUM-WELL BARITT DIODES

V. M. AROUTIOUNIAN, V. V. BUNIATYAN, S. G. PETROSYAN

Small-signal characteristics of semiconductor BARITT structures with quantum wells in the drift region are examined. It is shown that the magnitude of the negative resistance can be increased under the influence of trapping of injected charge carriers by quantum wells and following escape of the carriers from the wells. Compared with usual transit-time diodes, the proposed structure has significantly higher operation frequencies.

int in the second se

and the second second

195

a set set