

ДВУХБАРЬЕРНЫЕ РЕЗОНАНСНО – ТУННЕЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ: БИСТАБИЛЬНОСТЬ И ПОРОГОВЫЕ УСЛОВИЯ.

Ал.Г. Алексанян, Г.Р. Джамалян, Л.Р. Минасян

Показано, что в условиях резонансного туннелирования учет накопления заряда в квантовой яме приводит к бистабильному режиму в зависимости прошедшего потока от плотности потока падающих частиц. Полученные формулы позволяют проводить оптимизацию параметров ДБРТС в соответствии с его назначением.

1. Двухбарьерные резонансно-туннельные структуры (ДБРТС) стали объектом пристального внимания теоретиков и экспериментаторов, во-первых, благодаря своим широким потенциальным техническим приложениям и во-вторых, из-за возникающих физических эффектов, имеющих фундаментальный характер.

В связи с возможным использованием ДБРТС как логического элемента цифровой вычислительной техники, вопрос о внутренней бистабильности в подобных приборах представляет значительный интерес.

Идея резонансного туннелирования, впервые высказанная Д.Бомом [1] и наблюдавшаяся в [2], часто встречается в различных областях физики. Суть его заключается в том, что если электрон туннелирует через барьер, внутри которого существует потенциальная яма, то вероятность прохождения может стать порядка единицы.

Резонансное туннелирование имеет отношения к таким явлениям, как, например, туннелирование с участием фононов [3], плазмонов [4], фотонов [5], Кулоновская блокада [6]. В прикладных целях подовые двухбарьерные системы стали объектом исследований, в качестве источников отрицательного сопротивления для высокоскоростной электроники [7].

2. В настоящей работе рассматривается явление бистабильности в двухбарьерной структуре в условиях резонансного туннелирования. Случай прямоугольного потенциального барьера, внутри которого существует потенциальная яма, является одним из примеров экспериментальной реализации резонансного туннелирования в гетероструктурах с квантовыми размерными слоями и квантовыми точками [8].

Известно, что если на потенциал (рис. 1) падает поток электронов с энергией E_0 , то коэффициент прохождения равен [1].

$$T = \left[1 + 4M^2 \sin^2 \left(\frac{1}{2} \left(\pi - \frac{J}{\hbar} \right) \right) \right]^{-1}, \quad (1)$$

где $M^2 = \exp \left[2 \int_a^b \frac{p_2}{\hbar} dx \right], J = 2 \int_{-b}^b \frac{p_1}{\hbar} dx, p_2 = \sqrt{2m(U - E)}, p_1 = \sqrt{2mE}$

Резонанс прозрачности осуществляется при выполнении следующих условий:

$$\pi - \frac{J}{\hbar} = -2\pi N \quad \text{или} \quad J_N = \left(N + \frac{1}{2} \right) 2\pi \hbar \quad (2)$$

При этом полуширина линии (ширина квазистационарного уровня в яме)

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\pi M^2}, \quad \tau_0 = \frac{\hbar}{\partial J} - \text{квазиклассический период движения частицы в яме.}$$

Таким образом, появление частицы по другую сторону ямы задерживается на время $\Delta t \approx \tau_0 M^2$. Это значит, что во временных масштабах Δt в яме будет происходить накопление заряда, электрическое поле которого будет сдвигать квазистационарные уровни, вводя и выводя систему из резонанса.

Задача заключается в нахождении уравнений, связывающих плотность потока $|\Psi_{\text{пад}}|^2$ падающих и прошедших $|\Psi_{\text{пр}}|^2$ частиц с учетом накопления заряда. Другими словами, необходимо определить коэффициент прохождения в эффективном потенциале, $U_{\text{эфф}} = U + e\varphi(x)$, где электростатический потенциал $\varphi(x)$ системы, определяемый объемной плотностью заряда $n(x) = -e|\Psi_{\text{вн}}|^2$ ($|\Psi_{\text{вн}}|^2$ - интенсивность электронной волны в яме) находим из уравнения Пуассона.

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = -n(x) \quad (3)$$

$$\varphi(-b) = \varphi(b) = 0.$$

Плотность $n(x)$ приближенно считаем постоянной, так как в квазиклассическом приближении, т. е. для случая больших квантовых чисел волновая функция $\Psi_{\text{вн}}$ совершает много колебаний в яме и удобно рассмотреть среднюю плотность в данной области. Таким образом, для четных и нечетных состояний каждую из осциллирующих функций можно заменить на $1/2$.

А принятые граничные условия являются следствием того, что накопление заряда в яме происходит вблизи резонанса и $\Psi_{\text{вн}}$ внутри ямы будет значительно больше, чем вне ее. Таким образом, из (3) получим

$$\varphi(x) = -\frac{e|\Psi_{\text{вн}}|^2}{4} (x-b)(x+b) \quad (4)$$

Квазистационарные уровни энергии в эффективной потенциальной яме находим из условия.

$$\frac{1}{\hbar} \int_{-b}^b \sqrt{2m(E_N - U_{\text{эфф}})} dx = (N + \frac{1}{2})\pi \quad (5)$$

Подставляя (4) в (5) после несложных преобразований получим

$$E_N = E_N^0 + \alpha |\Psi_{\text{вн}}|^2, \quad (6)$$

$$E_N^0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8mb^2} (N+1)^2 - \text{невозмущенная энергия, } \alpha = \frac{e^2 \hbar^2}{3}$$

Разложим величину J около энергии резонанса в ряд, записав ее в виде

$$J - J_N = \tau_0 (E - E_N) \quad (6')$$

Тогда выражение (1) для коэффициента прозрачности примет вид:

$$T = \left[1 + 4M^4 \sin^2 \frac{\tau_0}{2\hbar} (E - E_N) \right]^{-1} \quad (7)$$

Коэффициент прозрачности связан с $\frac{|\Psi_{\text{вн}}|^2}{|\Psi_{\text{пад}}|^2}$ соотношением [1]

$$T = \frac{|\Psi_{\text{вн}}|^2}{2M^2 |\Psi_{\text{пад}}|^2} \quad (8)$$

а прошедший поток представляется как

$$|\psi_{\text{пр}}|^2 = 2M^2 |\psi_{\text{вн}}|^2 \quad (9)$$

Таким образом, если нам известно выражение для коэффициента прозрачности структуры в зависимости от некоторого параметра, в нашем случае это E_N , и известна так же зависимость E_N от плотности потока падающих электронов, то из (6)-(9) возможно следующие графические построения для

$$|\psi_{\text{вн}}|^2 = \frac{E_N - E_N^{(0)}}{\alpha} \quad (10)$$

$$|\psi_{\text{вн}}|^2 = |\psi_{\text{пад}}|^2 2M^2 \left[1 + 4M^4 \sin^2 \frac{\tau_0}{2\hbar} (E - E_N) \right]^{-1} \quad (11)$$

Стационарные решения должны удовлетворять обеим зависимостям. Соответствующие графики представлены на рис. 2а и 2б. Полученные решения можно прокомментировать следующим образом.

Пусть квантовая яма "настроена" так, что один из его максимумов пропускания несколько смещен относительно энергии падающих частиц (почти моноэнергетических), чтобы пропускание двухбарьерной системы при малых потоках было мало. При этом большая часть падающего потока отражается. Если нелинейная добавка к квазистационарным состояниям (6) в яме имеет знак подходящий для компенсаций начальной отстройки, то при некотором уровне входного потока интенсивность электронной волны внутри ямы становится достаточной, чтобы сдвинуть пик пропускания в направлении энергии падающих частиц. Подобная "обратная связь" дальше увеличивает пропускание двухбарьерной структуры, которая в свою очередь приводит к увеличению сдвига квазистационарного уровня и т.д. В результате система переходит во включенное состояние, пик пропускания которой быстро свинчивается через энергию падающих частиц, пока не наступит равновесие, при котором пик, настроенный по другую сторону относительно энергии падающих частиц, стабилизируется в этом новом положении "отрицательной обратной связью".

Дальнейшее изменение входного потока приводит лишь к очень незначительным изменениям входного потока, поскольку большой сдвиг квазистационарного уровня увеличивает расстройку и тем самым уменьшает уровень пропускания системы. Т.е. двухбарьерная структура функционирует как электрический ограничитель. Если яма содержит несколько квазистационарных уровней, то при достаточно больших потоках падающих частиц может наблюдаться мультистабильность. Во включенном состоянии (отстройка на ширине пика пропускания) в результате многократной интерференции электронных волн обеспечивается большая плотность вероятности в яме. Если падающий поток уменьшается, то плотность вероятности в яме удерживает ее во включенном состоянии при меньших значениях падающего потока, чем те, которые требовались для включения системы.

В заключение отметим, что рассматриваемая бистабильная система может проявлять неустойчивость при постоянном входном потоке, т.е. выходной поток будет зависеть от времени, даже если входная строго постоянна. Однако данный вопрос требует отдельного рассмотрения, здесь лишь заметим, что такая неустойчивость, на наш взгляд, аналогична неустойчивости, обнаруженный Ниседей [9] в оптических бистабильных устройствах.

3. Характеристики ДБРТС в большей мере определяются способом инжекции электронов внутрь структуры, которая обычно осуществляется путем приложения напряжения, смещающего систему квазиуровней структуры, с тем, чтобы один из уровней оказался в достаточной близости от дна зоны проводимости входного контакта ДБРТС, где обеспечиваются условия интенсивного перетекания электронов на этот уровень. Однако приложенное напряжение существенно нарушает симметрию ДБРТС, что ведет к уменьшению максимальной туннельной прозрачности T по сравнению с $T=1$ при полной симметрии структуры

Проведем учет влияния асимметрии ДБРТС на пороговые значения падающего электронного потока для возникновения бистабильности. При этом, переищем систему уравнений (1) и (8) описывающие прозрачность ДБРТС, придав ей следующую форму.

$$T = \frac{C_0}{1 + F \sin^2(\gamma_0 I_{\text{вн.}} - \delta)}, \quad (12)$$

где $C_0 \approx \cosh^{-2}[\alpha(d - 2x_0)]$, -учитывает влияние смещения δ -функциональной ямы от центра барьера на коэффициент прозрачности ДБРТС, когда энергия падающих электронов выравнивается с энергией квазиуровня в яме[10], $F = 2M_1^2 2M_2^2$,

$$M_{1,2}^2 = \exp\left[2 \int_{a_{1,2}}^{b_{1,2}} \frac{P_2}{\hbar} dx\right], \quad \gamma_0 I_{\text{вн.}} = \frac{\tau_0}{2\hbar} \alpha |\psi_{\text{вн.}}|^2, \quad -\delta = \frac{\tau_0}{2\hbar} (E_N^0 - E)$$

$$T = \frac{I_{\text{вн.}}}{2M^2 I_0}, \quad (13)$$

где $I_0 = |\psi_{\text{пад.}}|^2$ -интенсивность падающего потока

Определим наклон кривой (12) т.е.

$$\frac{\partial T}{\partial I_{\text{вн.}}} = \frac{\partial T}{\partial \Phi} \frac{\partial \Phi}{\partial I_{\text{вн.}}} = -\frac{C_0}{\Phi^2} \frac{\partial \Phi}{\partial I_{\text{вн.}}}, \quad (14)$$

где $\Phi = 1 + F \sin^2(\gamma_0 I_{\text{вн.}} - \delta)$

Очевидно, что максимальный наклон имеет место при выполнении условия

$$\left(\frac{\partial^2 T}{\partial I_{\text{вн.}}^2}\right) = 0 \text{ т. е.}$$

$$\frac{2C_0}{\Phi^3} \left[\frac{\partial \Phi}{\partial I_{\text{вн.}}}\right]^2 - \frac{C_0}{\Phi^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial I_{\text{вн.}}^2} = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial I_{\text{вн.}}} = 2F\gamma_0 \sin(\gamma_0 I_{\text{вн.}} - \delta) \cos(\gamma_0 I_{\text{вн.}} - \delta) \quad (16)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial I_{\text{вн.}}^2} = 2F\gamma_0^2 [\cos^2(\gamma_0 I_{\text{вн.}} - \delta) - \sin^2(\gamma_0 I_{\text{вн.}} - \delta)] \quad (17)$$

Далее введем обозначение $z = \sin^2(\gamma_0 I_{\text{вн.}} - \delta)$, тогда (15) запишется как

$$\left[\frac{2}{1+Fz}\right] 4F^2 \gamma_0^2 z(1-z) = 2F\gamma_0^2 (1-2z),$$

$$\text{откуда имеем:} \quad 2Fz^2 - (3F+2)z + 1 = 0 \quad (18)$$

Решением уравнения (18) является

$$z = \frac{3F+2 - \left[(F+2)^2 + 8F^2\right]^{1/2}}{4F} \quad (19)$$

где выбор знака « минус » обусловлен требованием, чтобы $z \leq 1$ и чтобы $z \rightarrow 0$ при $F \rightarrow \infty$ (абсолютно непрозрачные барьеры) т.к. $\Phi = 1 + Fz$, то максимальный наклон имеет место при $z=z_0$, т. е.

$$\Phi_0 = \frac{3(F+2) - \left[(F+2)^2 + 8F^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{4} = \frac{G(F)}{4} \quad (20)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial I_{en}} \right|_{I_{en}=I_0} = 2F\gamma_0(z_0 - z_0)^{\frac{1}{2}} = \frac{\gamma_0 \left\{ \left[(F+2) \left[(F+2)^2 + 8F^2 \right]^{\frac{1}{2}} - (F+2)^2 - 2F^2 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{2}} = \frac{\gamma_0 H(F)}{\sqrt{2}} \quad (21)$$

Таким образом, подставляя (21) и (20) в (14), для максимального наклона получаем:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial I_{en}} \right|_{\max} = \frac{16C_0\gamma_0}{\sqrt{2}} \frac{H(F)}{[G(F)]^2} \quad (22)$$

Далее приравняем (22) тангенсу наклона прямой (13) т.е.

$$\frac{16C_0\gamma_0}{\sqrt{2}} \frac{H(F)}{[G(F)]^2} = \frac{1}{\sqrt{F}I_{en}}$$

Отсюда получаем выражение для порогового значения входного электронного потока $I_0^{пор}$, при котором возникает нестабильность:

$$I_0^{пор} = \frac{\sqrt{2}}{16C_0\gamma_0} \frac{[G(F)]^2}{\sqrt{F}H(F)} \quad (23)$$

Определим критическую величину отстройки $\delta_c = E - E_N^0$ энергии падающих электронов от ближайшей квазистационарной энергии в яме.

Приравняв выражения (12) и (13) при $I_0 = I_0^{пор}$ и Φ_0 заданном выражением (20), имеем

$$(\gamma_0 I_{en})^{пор} = \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{G(F)}{H(F)} \quad (24)$$

Критическая величина отстройки получается из уравнений (19) и (24) т.е. $z_0 = \sin^2 \left[(\gamma_0 I_{en})^{пор} - \delta_0 \right]$. Отсюда находим, что

$$\delta_c = \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{G(F)}{H(F)} - \arcsin(\sqrt{z_0}) \quad (25)$$

Т.к. $\left. \frac{\partial T}{\partial I_{en}} \right|_{\max} > 0$, то согласно (16) $\left. \frac{\partial \Phi}{\partial I_{en}} \right|_{\max} < 0$ и поэтому в (25) квадратный корень взят со знаком "минус".

Полученное выражение (23) для порогового значения электронного потока $I_0^{пор}$ позволяет проводить анализ качества структуры:

- Смещение ямы от центра приводит к уменьшению C_0 и в соответствии (23) к увеличению $I_0^{пор}$.
- Увеличение коэффициента нелинейности γ_0 приводит к уменьшению $I_0^{пор}$, однако для этого необходимо увеличить τ_0 , что отрицательно скажется на скоростные характеристики ДБРТС.
- Рост F приведет к уменьшению $I_0^{пор}$, однако при этом уменьшается прозрачность барьеров, что также отрицательно сказывается на быстротой ДБРТС.

Таким образом полученные результаты позволяют проводить оптимизацию параметров ДБРТС в соответствии с его назначением.

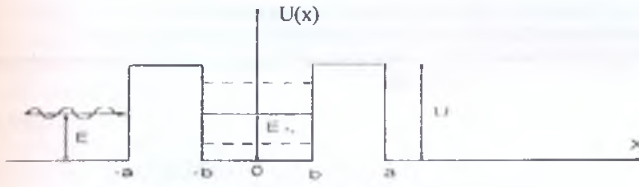


Рис.1 Схематическое изображение энергитической диаграммы рассматриваемой двухбарьерной структуры.

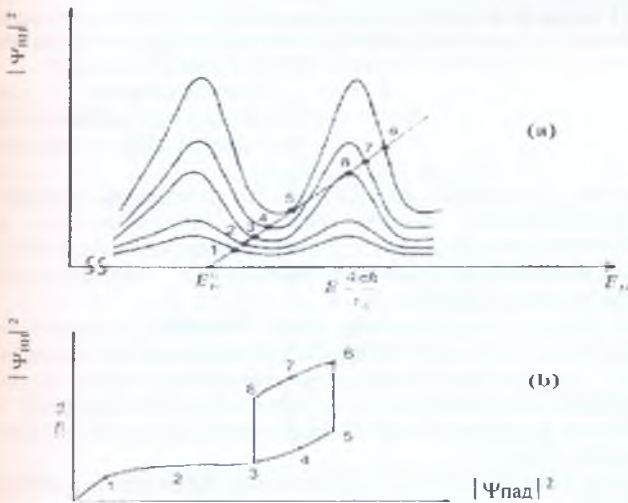


Рис.2 Интенсивности электронной волны внутри ямы в зависимости от квазиуровня, при различных интенсивностях падающего потока.

Ամփոփում

Ցույց է տրված, որ ռեզոնանսա - թունելային պայմաններում, քվանտային փոստում լիցքի կուտակման հաշվարկումը բերում է նրկկայուն (բխտաբիլ) ռեժիմին թափանցող հոսքի և ընկնող մասնիկների հոսքի կախվածության մեջ: Հաշված է նրկկայունության առաջագման շնմային պայմանները:

Литература

1. Д.Бом, Квантовая теория, Изд. "Наука". М.: с. 337-339, 1965.
2. Chang L.L., Esaki L., Tsu R., Appl Phys Lett 24 593 1974.
3. Goldman V.J, Tsu D.C., Cunningham J.E. Phys Rev B 36, 7635, 1987.
4. Zhang et. Al. Phys. Rev. Lett. 72 3397 1994.
5. Alexsanian A.I. G., Alexsanian A.G. Int. J. Infrared and Millimetr Waves, v. 14 N10, 1993.
6. Averin D.V. Likharev K.K. in Mesoscopic Phenomena in Solids, Amsterdam Elsevier, p.173, 1991.
7. А.Г. Алексанян, Э.М.Беленов и др. ЖЭТФ N10, с.2671. 1982.
8. Т.Иш. и др. УФН, 168, N2, 132 1998.
9. Ikeda K. Opt Commun 30, 257, 1979.
10. А.А. Абрикосов, УФН, 168, N 6, с. 683, 1998.