

МЕТОД НАХОЖДЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ ПРИ МНОГОЗОННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ГЕТЕРОСТРУКТУР

К. т. н. В. А. Москалюк, А. В. Федяй

Украина, НТУУ «Киевский политехнический институт»
E-mail: mosk@phbme.ntu-kpi.kiev.ua

В работе предложен способ нахождения резонансных уровней энергии в гетероструктурах, который позволяет учесть все долины в рамках простых инженерных расчетов. Метод апробирован на AlAs/GaAs резонансно-туннельном диоде. Результаты настоящей работы согласуются с данными, полученными с помощью пакета для моделирования поперечного транспорта WinGreen.

При моделировании электронного транспорта в гетероструктурах, в которых хотя бы одно вещество является непрямозонным полупроводником (например, гетероструктуры на основе AlAs/GaAs, InAs/GaSb/AlSb и др.), в силу особенностей зонной структуры для адекватного моделирования приходится учитывать процессы туннелирования между разными долинами (см., например, [1]). Кроме того, при определенных условиях возникает необходимость учитывать туннелирование между слоями гетероструктуры, сопровождающееся междолинным рассеиванием. Примером может служить Γ -X междолинное туннелирование в AlAs/GaAs [1, 2] или межзонное туннелирование в паре InAs/GaSb [3, с. 41].

Ниже показано, что знание зонной структуры соединений, из которых состоят слои резонансно-туннельного диода (РТД), позволяет легко и устойчиво находить положение метастабильных уровней энергии для всех возможных механизмов переноса через двухбарьерную квантовую систему (ДБКС). Этот подход может быть применен и к некоторым другим слоистым структурам, в которых формируются ярко выраженные метастабильные состояния.

При использовании метода эффективной массы и пренебрегая влиянием пространственного заряда на процессы в квантовой области РТД положение резонансных уровней можно определить, найдя коэффициент передачи через ДБКС с помощью метода матриц передачи [4, с. 15]; положение его максимумов соответствует резонансным уровням энергии. За счет высокой жесткости функции передачи для определения этих уровней требуется неоправданно

большое время. Если задача такова, что количество уровней велико, или же если такие вычисления производить в цикле, это может значительно затруднить решение технических задач. Не менее значительный недостаток метода заключается в том, что не существует аналитической связи значений энергии найденных уровней с параметрами ДБКС.

Если же рассматривать электрон в ДБКС как систему, способную к распаду (подобно тому как это делалось, например, для ядерного распада [5, с. 188]), тогда можно считать, что наиболее вероятное значение энергии электрона в метастабильном состоянии в такой системе совпадает со стационарным состоянием той же системы, но с нулевой вероятностью распада. Это было использовано при моделировании РТД в [6], однако при этом не учитывалось изменение эффективной массы в различных слоях РТД, а также наличие высших долин и возможности междолинного туннелирования между слоями.

В данной работе указанные недостатки были устранены без существенного усложнения самого метода, который при этом остался таким же интуитивно понятным, быстрым, численно устойчивым и точным.

Модель и метод

Пусть имеется квантовая яма глубиной U , шириной a , окруженная потенциальными барьерами конечной ширины, эффективная масса электрона вне ямы равна m_b , внутри — m_w . Задача о нахождении метастабильных уровней в потенциальной яме формулируется точно так же, как в [5, с. 95], но при условии, что:

— значения эффективной массы электрона в слоях, образующих барьеры и яму, различаются;

— вместо собственно волновой функции электрона в кристалле ищется ее огибающая (отсюда название «формализм огибающей волновой функции» [7, с. 74]).

Огибающую $\Psi(x, y, z)$ волновой функции (далее иногда для краткости именуемую как «волновая функция») для гетероструктуры можно представить в виде произведения трех функций, каждая из которых зависит от одной из пространственных координат [8, с. 57]:

$$\Psi(x, y, z) = \psi(x)\psi(y)\psi(z).$$

При этом после разделения переменных задача сводится к эффективной одномерной задаче в направлении роста гетероструктуры [5, с. 83]. Условимся, что оно совпадает с осью Oz .

Решения уравнения Шредингера в области каждого «барьера», т. е. при $z \in (-\infty; 0] \cup [a; \infty)$, запишутся как:

$$\psi_b(z) = c_b e^{\pm xy},$$

$$\text{где } x = \sqrt{2m_b(U - E)}/\hbar,$$

\hbar — постоянная Планка;

E — энергия электрона;

c_b — постоянная интегрирования, подлежащая определению.

Знак «+» в показателе степени соответствует левому, а «-» — правому барьеру.

Волновая функция в области квантовой ямы

$$\psi_w(z) = c \cdot \sin(kz + \delta),$$

$$\text{где } k = \sqrt{2m_w E}/\hbar,$$

c и δ — постоянные интегрирования, подлежащие определению.

Если туннелирование не сопровождается междолинными переходами, то условия, которые позволяют определить неизвестные постоянные интегрирования и собственные значения энергии электрона (которые нас непосредственно интересуют), следующие:

1) требование к непрерывности огибающей волновой функции, которое с очевидностью следует из требования к самой волновой функции: $\psi_L(0) = \psi_w(0)$, $\psi_w(a) = \psi_R(a)$;

2) условия, накладываемые на производные от огибающей волновой функции, которые следуют из требования непрерывности потока вероятности в точках $z=0$ и $z=a$.

$$\frac{1}{m_{bz}^*} \frac{d\psi_L(0)}{dz} = \frac{1}{m_{wz}^*} \frac{d\psi_w(0)}{dz}; \quad (1)$$

$$\frac{1}{m_{bz}^*} \frac{d\psi_R(a)}{dz} = \frac{1}{m_{wz}^*} \frac{d\psi_w(a)}{dz}, \quad (1')$$

где ψ_L, ψ_R — волновые функции электрона в левом и правом барьерах, соответственно;

m_{bz}^*, m_{wz}^* — эффективная масса электрона в барьерах и яме, соответственно.

«Сшивая» с помощью указанных граничных условий полученные решения стационарного уравнения

Шредингера с эффективной массой, для уровней в яме получим следующее трансцендентное уравнение:

$$\cos\left(\frac{\pi}{2}(n-1) - \xi\right) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m_w}{m_b} \left(\frac{1}{\gamma^2 \xi^2} - 1\right)}},$$

где $n = 1, 2, \dots$;

$$\xi = \frac{ka}{2}; \quad \gamma = \frac{2\hbar^2}{m_w U a^2}.$$

Трансцендентное уравнение (2) в предельном случае, когда $m_w = m_b$, как и следовало ожидать, переходит в известное из [5, с. 89] трансцендентное уравнение

$$\cos\left(\frac{\pi}{2}(n-1) - \xi\right) = \gamma \xi.$$

Из тех же соображений, что и в [6], находится общее количество уровней энергии в потенциальной яме, которое в этом случае равно:

$$N = \left[\frac{2\sqrt{m_b}}{\pi\gamma} \right] + 1 = \left[\sqrt{\frac{m_b m_w}{m_0 m_0}} \frac{2}{\pi\gamma_0} \right] + 1,$$

где $[x]$ — целая часть x ;

m_0 — масса покоя электрона;

$\gamma_0 = \gamma m_w = m_b = m_0$ (γ_0 совпадает с γ в [5, с. 69]).

Таким образом, количество уровней энергии в потенциальной яме возрастает пропорционально среднему геометрическому относительных эффективных масс электрона в барьере и яме.

Проанализировав уравнение (2), можно сделать вывод, что пока $n \leq N$, на каждом из интервалов

$\xi \in \left(\frac{\pi}{2}(n-1); -\frac{\pi}{2}n\right)$ будет существовать по одному его решению. Это позволяет определить интервалы поиска каждого из N значений собственной энергии электрона, что необходимо и при аналитической аппроксимации, и при вычислениях с помощью численных методов.

Наиболее просто уравнение (2) решается графически. Для этого необходимо найти точки пересечения функции в правой и левой частях уравнения

$$\begin{aligned} (-1)^{n+1} \cos\left(\frac{\pi}{2}(n-1) - \xi\right) = \\ = (-1)^{n+1} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m_w}{m_b} \left(\frac{1}{\gamma^2 \xi^2} - 1\right)}}, \end{aligned} \quad (2')$$

равносильного уравнению (2) в соответствующих интервалах.

Такое решение для некоторого случая при условии $m_w < m_b$ показано на рис. 1.

Если туннелирование сопровождается междолинными переходами из долины X в долину Г, то условие (1) для точки $z = 0$ переписывается следующим образом [9, с. 50]:

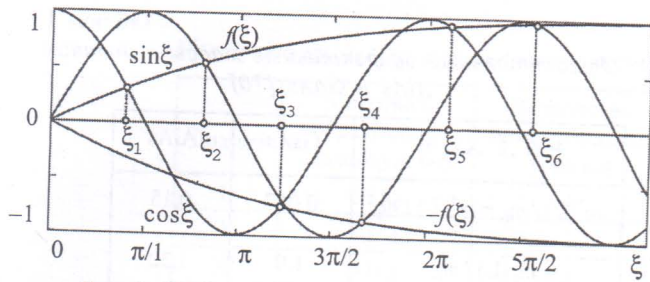


Рис. 1. Графическое решение уравнения (2')

$$\frac{\hat{p}\Psi_L^\Gamma(0)}{m_{bz}^{\Gamma*}} + v_{\Gamma X}\Psi_w^X(0) = \frac{\hat{p}\Psi_w^\Gamma(0)}{m_{wz}^{\Gamma*}}; \quad (3)$$

$$\frac{\hat{p}\Psi_L^X(0)}{m_{bz}^{X*}} + v_{\Gamma X}\Psi_w^\Gamma(0) = \frac{\hat{p}\Psi_w^X(0)}{m_{wz}^{X*}}; \quad (3')$$

где $\hat{p} = -i\hbar \frac{d}{dz}$ — оператор импульса в направлении 0z;
 $\Psi_{L(R)}^\Gamma$ — волновая функция электрона в Г-долине в левом (правом) потенциальном барьере;
 Ψ_w^X — волновая функция электрона в X-долине в потенциальной яме;
 $v_{\Gamma X}$ — характерная скорость, определяющая баланс потоков по Г- и X-долинам.

Уравнение (1') перепишется аналогично:

$$\frac{\hat{p}\Psi_w^\Gamma(a)}{m_{wz}^{\Gamma*}} + v_{\Gamma X}\Psi_w^X(a) = \frac{\hat{p}\Psi_R^\Gamma(a)}{m_{bz}^{\Gamma*}}; \quad (4)$$

$$\frac{\hat{p}}{m_{bw}^{X*}} \frac{d\Psi_w^X(a)}{dz} + v_{\Gamma X}\Psi_w^\Gamma(a) = \frac{\hat{p}}{m_{bz}^{X*}} \frac{d\Psi_R^X(a)}{dz}. \quad (4')$$

Уравнения (3), (3'), (4), (4') в совокупности представляют собой систему нелинейных уравнений, решения которой определяют положение уровней энергии в потенциальной яме. Решение такой системы в общем виде следует находить численными методами, предварительно указав интервалы поиска соответствующих корней. В настоящей работе были най-

дены положения соответствующих уровней энергии в предположении $\Psi_L^\Gamma(0) = \Psi_w^X(a)$, $\Psi_w^X(a) = \Psi_R^\Gamma(a)$, что позволяет оценить положение энергетических уровней при Г-X-Г-переносе. В таком предположении система сократилась до двух уравнений (3) и (4).

Их решение может быть найдено из трансцендентного уравнения $\sin(2\xi) = (-1)^{n+1} (A\sqrt{1-B^2} + B\sqrt{1-A^2})$, (5)

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m_w}{m_b} \left(\frac{1}{(\gamma\xi)^2} - 1 \right) + \frac{2\alpha}{\gamma^2 \xi^2 U \hbar} \left(\frac{\alpha}{\hbar} - \frac{\sqrt{2m_b U (1 - \gamma^2 \xi^2)}}{m_b} \right)}};$$

$$B = \frac{1 + \beta/\xi}{\sqrt{1 + \frac{m_w}{m_b} \left(\frac{1}{(\gamma\xi)^2} - 1 \right) + \frac{4\beta}{\xi} \left(\frac{\beta}{\xi} + \hbar \right)}};$$

α — постоянная междолинного взаимодействия [1],

$$\alpha = -\frac{i\hbar}{2} v_{\Gamma X};$$

$$\beta = \frac{\alpha a m_w}{2\hbar^2}.$$

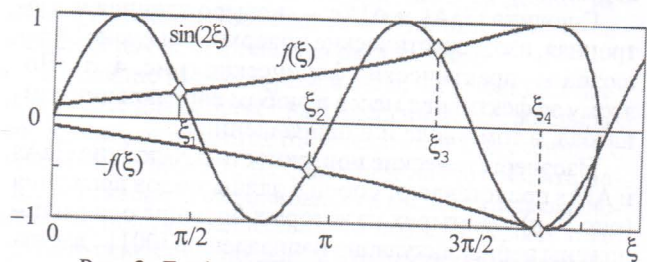


Рис. 2. Графическое решение уравнения (5)

Уравнение (5) может быть решено графически, как показано на рис. 2 для некоторых значений его параметров. При этом количество энергетических уровней в яме определяется по формуле $N = [2\xi/\pi] + 1$, где ξ_{max} является корнем уравнения $|A\sqrt{1-B^2} + B\sqrt{1-A^2}| = 1$.

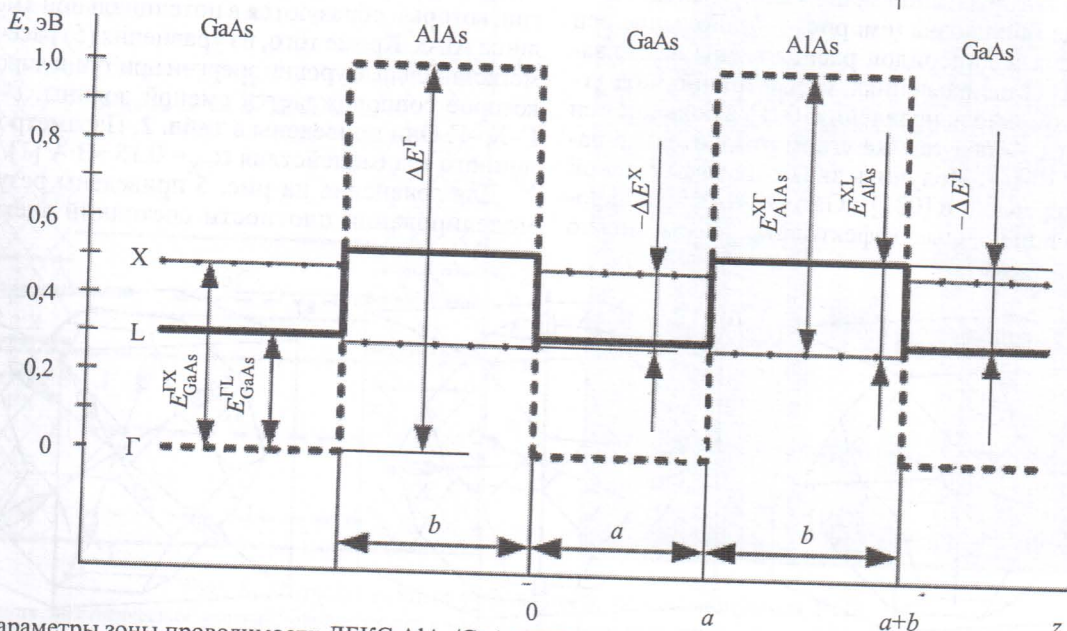


Рис. 3. Параметры зоны проводимости ДБКС AlAs/GaAs РТД (— — профиль дна L-долины, - - - - Г-долины, ····· — X-долины)

Приложение метода к многозонному моделированию AlAs/GaAs/AlAs РТД

Найдем резонансные уровни энергии для электрона в РТД, который образован из 16 монослоев GaAs, заключенного между 6 монослоями AlAs, в свою очередь окруженными массивными областями GaAs, которые выращены на подложке в кристаллографическом направлении [001].

На рис. 3 показаны зонные параметры гетероструктуры. Расстояния от дна одной долины до дна другой и другие данные о гетеропереходе имеют следующие значения [10, 11]: разрывы зоны проводимости в долинах Г, L и X равны $\Delta E_{\Gamma} = 1$ эВ, $\Delta E_L = 0,21$ эВ, $\Delta E_X = -0,24$ эВ, соответственно; расстояние между долинами, соответствующими GaAs и AlAs: $E_{GaAs}^{\Gamma X} = 0,49$ эВ, $E_{AlAs}^{\Gamma L} = 0,29$ эВ, $E_{AlAs}^{X\Gamma} = 0,73$ эВ, $E_{AlAs}^{XL} = 0,23$ эВ; ширина слоев, образующих ДКБС: $a = 90,4$ Å, $b = 34,0$ Å.

Значения эффективной массы электрона в различных долинах приведены в табл 1, где m_l^* означает поперечную эффективную массу в объеме полупроводника, а m_l^* — продольную.

Г-долина GaAs и AlAs — невырожденная и изотропная, изоэнергетические поверхности в зоне Бриллюэна — практически сферические (рис. 4, а). Поэтому эффективная масса в любом направлении одинакова, в том числе и в направлении z.

Изоэнергетические поверхности в X-долине GaAs и AlAs представляют собой 6 эллипсоидов вращения (рис. 4, б), у четырех из которых большие оси расположены перпендикулярно направлению [001]. Эффективная масса электрона в этих четырех долинах $m_z^*(X)$ в направлении [001] или равна $m_l^*(X)$. Большие оси двух оставшихся долин совпадают с направлением [001] ([00 $\bar{1}$]), поэтому эффективная масса в них (обозначенная через $m_z^{**}(X)$) равна $m_l^*(X)$.

Изоэнергетические поверхности в L-долинах GaAs и AlAs представляют собой 8 эллипсоидов вращения, каждый из которых лишь наполовину находится в первой зоне Бриллюэна (см. рис. 4, в). Большие оси четырех этих эллипсоидов расположены в эквивалентных [111] направлениях, симметрично, под углом относительно направления [001], а большие оси еще четырех — под тем же углом относительно направления [00 $\bar{1}$]. Получить значения эффективной массы в направлении [001] в GaAs и AlAs через продольные и поперечные эффективные массы можно

Таблица 1.
Относительные эффективные массы в долинах AlAs и GaAs [10]

$m^*(\Gamma, L, X) / m_0$	GaAs	AlAs
$m_z^*(\Gamma) / m_0 = m^*(\Gamma) / m_0$	0,067	0,15
$m_l^*(L) / m_0$	1,9	1,32
$m_l^*(L) / m_0$	0,0754	0,15
$m_z^*(L) / m_0$	0,21	0,367
$m_z^*(X) / m_0 = m_l^*(X) / m_0$	0,23	0,22
$m_z^{**}(X) / m_0 = m_l^*(X) / m_0$	1,3	0,97

из стехиометрических соображений, как это было сделано для кремния [12, с. 54], или используя соответствующее преобразование тензора эффективной массы [13, с. 176; 14]. Они одинаковы для всех восьми L-долин и выражаются следующей формулой:

$$m_z^*(L) = \frac{3m_l^*(L) m_l^*(L)}{2m_l^*(L) + m_l^*(L)} \quad (6)$$

Значения $m_z^*(L)$, вычисленные по формуле (6) для GaAs и AlAs, занесены в табл. 1.

Так как точки симметрии X и L лежат на границе зоны Бриллюэна и соответствующие долины попадают в первую зону лишь наполовину, X-долина трехкратно, а L-долина четырехкратно вырождены [12, с. 54], что имеет значение при расчете функции распределения плотности состояний.

Для указанных параметров были рассчитаны положения соответствующих метастабильных уровней энергии электрона в потенциальных ямах, образующихся в Г- и L-долинах GaAs, а также уровни энергии, которые образуются в потенциальной яме X-долины AlAs. Кроме того, из уравнения (5) рассчитаны метастабильные уровни энергии при туннелировании, которое сопровождается сменой долины: Г-X-Г и Г-X'-Г. Они приведены в табл. 2. Параметр междолинного взаимодействия $\alpha_{\Gamma X} = 0,15$ эВ·Å [1].

Для сравнения на рис. 5 приведены результаты моделирования плотности состояний электронов

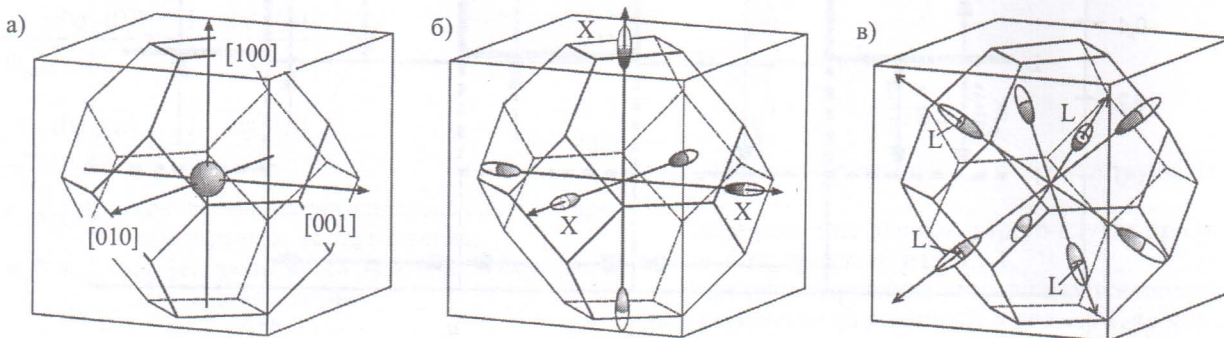


Рис. 4. Вид изоэнергетических поверхностей GaAs и AlAs, соответствующих Г- (а), X- (б) и L- (в) долинам

Метастабильные уровни энергии, рассчитанные в рамках предлагаемого подхода

Таблица 2

Долина	Материал, образующий квантовую яму	Количество метастабильных уровней	Собственные энергии в соответствующих метастабильных состояниях (относительно дна Γ -долины GaAs), эВ
Γ	GaAs	4	0,0442; 0,1787; 0,4068; 0,7256
X	AlAs	2	0,3029; 0,4550
X'	AlAs	3	0,2606; 0,3216; 0,4178
L	GaAs	4	0,3036; 0,3446; 0,4126; 0,4964
Γ -X- Γ	GaAs	4	0,0148; 0,0588; 0,1198; 0,2127
Γ -X'- Γ	GaAs	9	0,0033; 0,0133; 0,0300; 0,0532; 0,0828; 0,1184; 0,1592; 0,1939; 0,2407

Γ -долины, полученные в рамках предлагаемого подхода и с помощью пакета моделирования поперечного квантового транспорта WinGreen [15]. В этом пакете самосогласованно решается многочастичная задача о переносе заряда в слоистых структурах с учетом рассеяния. Градации серого цвета на рис. 5, б отражают величину плотности электронных состояний в ДБКС и около нее. Более темный цвет соответствует большей плотности электронных состояний.

Хотя в WinGreen можно осуществлять так называемое «10-зонное» моделирование («10-band modeling»), которое рассматривает электроны из L-, X- и более высоких долин, сами авторы этого пакета предупреждают о том, что эта опция является экспериментальной. В частности, положения квазидискретных уровней электронов Γ -долины, вычисленные нами в WinGreen для одной и той же топологии РТД в «одно-» и «десятизонном» приближении, сильно

отличаются друг от друга. Поэтому мы не стали приводить здесь сравнение данных, полученных из «десятизонного» моделирования WinGreen, и данных, полученных с помощью предлагаемого подхода, считая первые весьма ненадежными. Однако согласованность результатов для соответствующей «однозонной» модели и наших расчетов позволяет сделать вывод об адекватности данной модели для всех долин, поскольку условия транспорта в Γ -долине принципиально ничем не отличаются от остальных.

Как видно из рис. 5, результаты, полученные в данной работе для собственных энергий метастабильных состояний, отличаются от результатов, полученных с помощью WinGreen, не более чем на 0,01 эВ, что позволяет говорить о правильности расчетов, адекватности и точности предложенного подхода. Кроме того, есть все основания полагать, что для остальных долин результаты моделирования также справедливы.

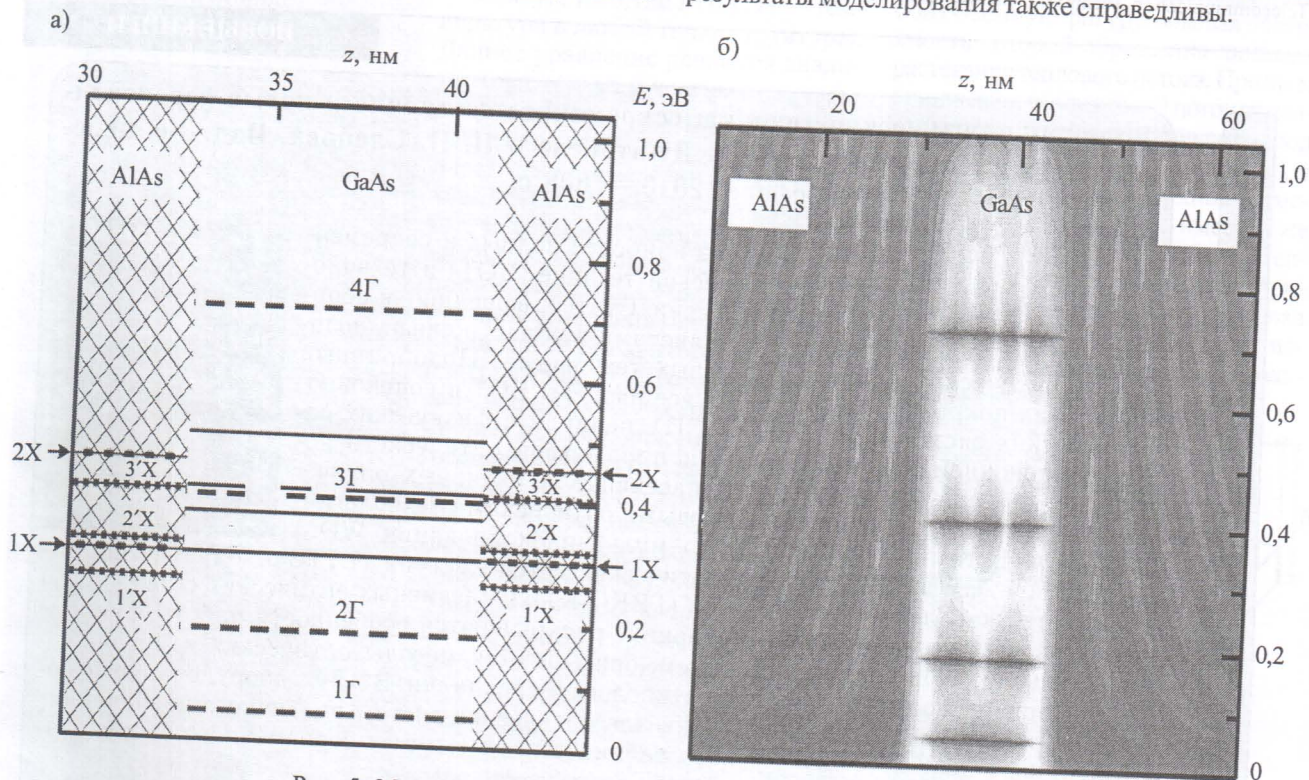


Рис. 5. Метастабильные уровни энергии в исследуемом РТД:

а — положения энергетических уровней, рассчитанные в настоящей работе (в обозначении уровней первый символ означает номер уровня, второй — долину, к которой относится этот уровень); б — плотность состояний, рассчитанная при помощи WinGreen

Заключение

Предложенный способ нахождения собственных энергий метастабильных состояний в гетероструктурах с поперечным транспортом позволяет быстро, устойчиво и точно найти положения энергетических уровней в гетероструктурах, в которых формируются ярко выраженные метастабильные состояния, если к структуре не приложено напряжение. Предложенный метод имеет прикладную направленность. Использование такого подхода, безусловно, добавляет гибкость процессу проектирования широкого круга гетероструктур, поскольку нет необходимости обращаться к специализированным программным продуктам. Из-за необходимости учета множества факторов такие программы зачастую теряют всякую ценность при решении практических задач, поскольку не дают возможности отследить все причинно-следственные связи, а также подвержены численным неустойчивостям и неэффективно используют численные ресурсы.

Предложенный метод имеет те же ограничения, что и метод эффективной массы, которые определяются параболичностью закона дисперсии. Обычно закон дисперсии параболичен у дна соответствующих долин, и небольшие отклонения от параболичности можно учесть с помощью соответствующих коэффициентов [11].

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Abramov I. I., Goncharenko I. A., Kolomeitseva N. V., Shilov A. A. RTD Investigations using Two-Band Models of Wave Function Formalism // 17th International Crimean Conference «Microwave & Telecommunication Technolog, CriMiCo». — 2007. — P. 589—590.

2. Lake R., Klimeck G., Bowen R., Javanovic D. Single and multiband modeling of quantum electron transport through layered semiconductor devices // Journal of Applied Physics. — 1997. — Vol. 81. — P. 7845—7869.

3. Chang L. L., Mendez E. E., Tejedor C. Resonant tunneling in semiconductors: physics and applications. — N.Y.: Plenum Press, 1991.

4. Mizuta H., Tanoue T. The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes. — N.Y.: Cambridge University Press, 1995.

5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Том 3. Нерелятивистская квантовая теория. — М.: Физматгиз, 1963.

6. Moskalyuk V. A., Fediai A. V. Simplified analytical model of resonant-tunneling diode // Abstracts Proc. “ISSE 2009”. — Brno, Czech Republic. — P. 1—5.

7. Singleton J. Band theory and electronic properties of solids. — N.Y.: Oxford University Press, 2003.

8. Tsu R. Superlattice to nanoelectronics. — London: Elsevier, 2005.

9. Васько Ф. Т. Электронные состояния и оптические переходы в полупроводниковых гетероструктурах. — К.: Наукова думка, 1993.

10. Vurgaftman I., Meyer J. R. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys // J. Appl. Phys. — 2001. — Vol. 89, №11. — P. 5815—5862.

11. Электронный архив «Новые полупроводниковые материалы: Характеристики и свойства». — <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/rintroduction.html>

12. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. — М.: Мир, 1985.

13. Драгунов В. П., Неизвестный И. Г., Гридчин В. А. Основы нанозлектроники: учебное пособие. — М.: Логос, 2006.

14. Rakoczy D., Strasser G., Strahberger C., Smoliner J. L-valley electron transport in GaAs-AlAs double barrier resonant tunneling structures studied by ballistic electron emission microscopy // Phys. Rev. B. — 2002. — Vol. 66, 033309.

15. Пакет моделирования WinGreen. — <http://www.fz-juelich.de/ibn/mbe/software.html>

НОВЫЕ КНИГИ

Волоконно-оптическая техника: современное состояние и новые перспективы // Сб. статей под ред. С. А. Дмитриева и Н. Н. Слепова. Изд. 3-е, перераб. и доп. — М.: Техносфера, 2010. — 608 с.

Книга представляет собой одно из наиболее полных и современных изданий по волоконно-оптической технике (ВОТ) и технологии, когда-либо выпущенных в России. Статьи, вошедшие в сборник написаны известными специалистами в области связи, волоконно-оптической техники и сетевых технологий. Подобранный материал покрывает практически все разделы ВОТ и волоконно-оптических систем передачи (ВОСП), начиная с физических основ волоконной оптики, свойств и параметров оптического волокна, кабеля, разъемов, муфт, пассивных и активных оптических компонентов и заканчивая новыми оптическими технологиями ВОСП: технологией волнового мультиплексирования WDM (DWDM и CWDM), волоконно-оптических сетей доступа (FTTB и FTTH), гибридных сетей кабельного телевидения (ГВКС-КТВ), пассивных оптических сетей (PON) и оптоволоконных датчиков. В сборнике раскрываются особенности работы функциональных блоков оптических систем, описываются методы оптических измерений и мониторинга волокна, методы и технология прокладки ВОЛС, оборудование и современные оптоволоконные датчики для оптических систем различного назначения. Сборник содержит большое число таблиц с параметрами современного оборудования и компонентов оптических сетей.

Для специалистов всех уровней в области связи, будет полезен также в качестве учебного пособия аспирантам ВУЗов связи и всем заинтересованным читателям.

