

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО СТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦ И КВАЗИЧАСТИЦ В НЕСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ СТРУКТУРЕ

Улучшение рабочих характеристик приборов нанoeлектроники и расширение областей их применения возможно при условии управления электромагнитными и кинетическими явлениями в активных областях этих приборов на квантовом уровне. При этом весьма важно учесть особенности поведения частиц и квазичастиц, а также их ансамблей не только в активной области прибора, но и в прилегающих областях (в подложках, буферных высокоомных или низкоомных слоях, под контактными площадками и т.д.). Для создания высокоэффективных изделий квантовой электроники, оптоэлектроники и микроэлектроники СВЧ, а также элементов вычислительной техники, способных производить “квантовые вычисления”, необходимо учесть возможность управления пространственной локализацией волновых функций частиц и квазичастиц во всём объёме прибора.

С учётом сверхмалых (порядка длины волны де Бройля электронов) размеров областей приборов каждая из них представляет собой квантовую яму для частиц и квазичастиц. В большинстве случаев энергетический профиль таких ям (форма, высота и ширина ограничивающих барьеров) бывает резко несимметричной, поскольку каждая область квантоворазмерного прибора может иметь свои физико-энергетические параметры: химический состав, ширину и тип запрещённой зоны, величину и тип проводимости, положение уровня Ферми, величину работы выхода, электронного сродства материала, эффективные массы частиц и квазичастиц и т.д.

На этапе разработки и проектирования изделий квантовой нанoeлектроники – полупроводниковых квантоворазмерных лазеров, линсек и матриц лазерных диодов, а также фотоприёмников на основе квантоворазмерных структур, необходимо предусмотреть возможность регулирования или точного определения таких параметров и явлений как:

- частотный спектр (частоты генерируемого или принимаемого излучения);
- уширение спектральных линий и его минимизация;
- влияние на систему квантовых уровней частиц и квазичастиц сильных внешних электрических и магнитных полей, а также полей объёмных зарядов.

В частности, для определения частотного спектра необходимо рассматривать энергетические уровни частиц и квазичастиц в КРС и зависимость их положения в квантовой яме (квантово-ограниченном слое) от геометрических параметров КРС и её энергетического профиля.

В данной работе рассматривается однослойная квантоворазмерная структура, состоящая из квантово-ограниченного слоя GaAs шириной 100 Å, ограниченная двумя слоями AlGaAs. Содержание алюминия в обоих ограничивающих слоях принято неодинаковым. Энергетическая диаграмма такой КРС представлена на рис. 1. Поскольку молярная доля алюминия в материалах барьеров неодинаковая, их высоты также будут отличаться. Таким образом энергетический профиль такой структуры является несимметричным относительно центра квантово-ограниченного слоя.

При отсутствии внешнего возмущения энергетические состояния частиц и квазичастиц (электронов и дырок) в этой квантоворазмерной структуре находятся в стационарном состоянии, собственные функции и собственные значения энергии в которых, определяются из решения стационарного уравнения Шредингера:

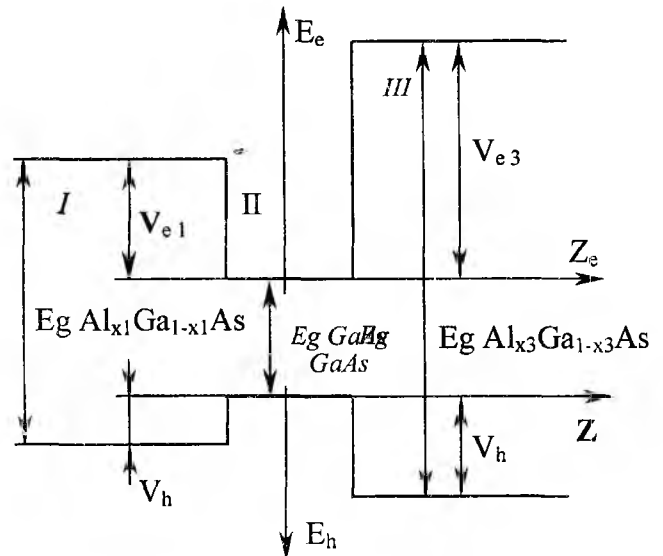


Рис. 1

$$\hat{H}_0 \Psi^0 = E_0 \Psi^0. \quad (1)$$

В этом уравнении \hat{H}_0 и Ψ^0 являются функциями только координаты, т.е. $\hat{H}_0 = \hat{H}_0(z)$ и $\Psi^0 = \Psi^0(z)$. Для каждой из областей ямы и барьеров (области I – III на рис. 1) уравнение (1) запишется так:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1^*} \cdot \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} + V_1 \cdot \Psi_1 = E \cdot \Psi_1 \quad \text{при } -\infty < z \leq -a, \quad (2)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2^*} \cdot \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} = E \cdot \Psi_2 \quad \text{при } -a < z < +a, \quad (3)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_3^*} \cdot \frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial z^2} + V_3 \cdot \Psi_3 = E \cdot \Psi_3 \quad \text{при } +a \leq z < +\infty, \quad (4)$$

где a - полуширина квантово ограниченного слоя (область II на рис. 1); V_1, V_2 - высоты ограничивающих барьеров как для электронов, так и для дырок; m_1^*, m_2^*, m_3^* - эффективные массы частиц или квазичастиц в первой, второй и третьей областях соответственно. Будем считать, что эффективные массы не зависят от координаты в направлении квантового ограничения [1, 2].

В уравнениях (2) - (4) ведём обозначения:

$$k_1^2 = \frac{2m_1^*}{\hbar^2} (V_1 - E), \quad (5)$$

$$k_2^2 = \frac{2m_2^*}{\hbar^2} E, \quad (6)$$

$$k_3^2 = \frac{2m_3^*}{\hbar^2} (V_3 - E). \quad (7)$$

С учётом (6) уравнение Шредингера для области II примет вид:

$$\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} + k_2^2 \Psi_2 = 0. \quad (8)$$

В областях I и III с учётом (5), (7), уравнения Шредингера (2), (4), могут быть переписаны так:

$$\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} - k_1^2 \Psi_1 = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial z^2} - k_3^2 \Psi_3 = 0. \quad (10)$$

Решения уравнений (8) - (10) могут быть записаны в виде:

$$\Psi_2 = A_2 \cos(k_2 z) + B_2 \sin(k_2 z), \quad (11)$$

$$\Psi_1 = A_1 \exp(k_1 z) + B_1 \exp(-k_1 z), \quad (12)$$

$$\Psi_3 = A_3 \exp(k_3 z) + B_3 \exp(-k_3 z). \quad (13)$$

Учитывая область существования функций Ψ_1 , Ψ_2 , Ψ_3 положим $B_1 = 0$ и $A_3 = 0$, тогда решения (11) - (13) могут быть записаны [2]:

чётные:

$$\Psi_1^+ = A^+ \cos(k_2 a) \cdot \exp(k_1 z) \cdot \exp(k_1 a), \quad (14)$$

$$\Psi_2^+ = A^+ \cos(k_2 z), \quad (15)$$

$$\Psi_3^+ = A^+ \cos(k_2 a) \cdot \exp(-k_3 z) \cdot \exp(k_3 a), \quad (16)$$

нечётные:

$$\Psi_1^- = -A^- \sin(k_2 a) \cdot \exp(k_1 z) \cdot \exp(k_1 a), \quad (17)$$

$$\Psi_2^- = A^- \sin(k_2 z), \quad (18)$$

$$\Psi_3^- = A^- \sin(k_2 a) \cdot \exp(-k_3 z) \cdot \exp(k_3 a), \quad (19)$$

коэффициенты A^+ и A^- в уравнениях (14) - (19) определяются из условия нормировки волновой функции и соответственно равны:

$$\frac{1}{(A^+)^2} = \frac{1}{k_2} \cdot (k_2 a + \sin(k_2 a) \cdot \cos(k_2 a)) + \frac{(k_1 + k_3)(\cos(k_2 a))^2}{2 \cdot k_1 \cdot k_3}, \quad (20)$$

$$\frac{1}{(A^-)^2} = \frac{1}{k_2} \cdot (k_2 a - \sin(k_2 a) \cdot \cos(k_2 a)) + \frac{(k_1 + k_3)(\sin(k_2 a))^2}{2 \cdot k_1 \cdot k_3}. \quad (21)$$

Собственные значения энергии частиц и квазичастиц в квантово ограниченном слое определяются из условия непрерывности волновых функций и их производных на границах раздела областей ямы и барьеров.

Собственные значения энергии для чётных функций:

$$\operatorname{tg}(k_2 a) = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_1^*} \cdot \frac{k_1}{k_2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_3^*} \cdot \frac{k_3}{k_2}. \quad (22)$$

Собственные значения энергии для нечётных функций:

$$-\operatorname{ctg}(k_2 a) = \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_1^*} \cdot \frac{k_1}{k_2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{m_2^*}{m_3^*} \cdot \frac{k_3}{k_2}. \quad (23)$$

На рис. 2 представлены волновые функции электронов в зоне проводимости несимметричной квантоворазмерной структуры, энергетическая диаграмма которой показана на рис. 1. Сплошными линиями на рисунке обозначена форма барьеров, ямы и волновые функции электронов в невозмущённом состоянии. На рис. 2, а показаны волновые функции чётных состояний, расчёт которых проводился по формулам (14) - (16), (20), (22), а на рис. 2, б - волновые функции нечётных состояний, рассчитанные по формулам (17) - (19), (21), (23). По оси абсцисс на обоих рисунках отложены значения ширины ямы (квантово-ограниченного слоя), а по оси ординат - высоты барьеров и собственные значения энергии электронов.

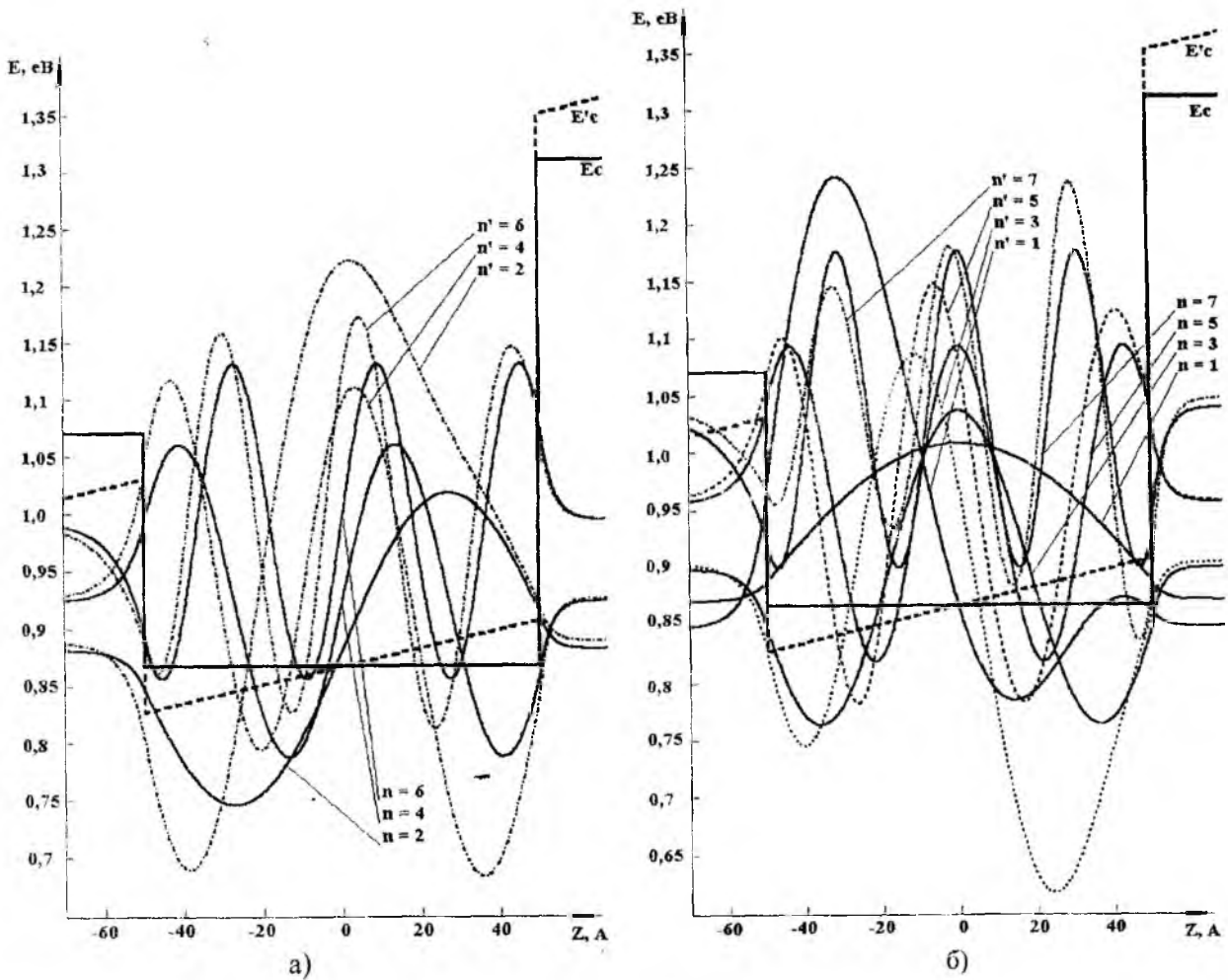


Рис. 2

На этом же рисунке пунктирными линиями обозначено изменение энергетического профиля КРС под действием стационарного возмущения – постоянного электрического поля. Штрих-пунктирными линиями на рис. 2 обозначены волновые функции электронов при наличии возмущения для чётных и нечётных состояний соответственно.

Расчёт возмущённых состояний проведен с использованием второго приближения теории возмущений по методике, изложенной в работах [3, 4]. Как и следовало ожидать, при наличии возмущения волновые функции как чётных так и нечётных состояний меняют свою чётность. В дальнейшем это приводит к изменению вероятностей излучательных и безизлучательных переходов между дискретными энергетическими уровнями электронов и дырок.

Поскольку во втором приближении теории возмущений изменение волновых функций пропорционально квадрату напряжённости внешнего стационарного электрического поля, то в данном случае имеет место квадратичный эффект Штарка [5]. Наибольшее изменение под действием поля во втором приближении теории возмущений претерпевают волновые функции низших энергетических состояний электронов с $n = 1, 2, 3$. Волновые функции этих состояний смещаются в сторону барьера меньшей высоты. Волновые функции состояний электронов с $n = 4, 5$ локализуются в центре квантовой ямы. Это можно объяснить тем, что потенциалы квантового ограничения и внешнего поля взаимно уравновешивают друг друга для полученных собственных значений энергии электронов. Волновые функции состояний с $n = 6, 7$ смещаются в сторону более высокого барьера, поскольку у низкого барьера под действием возмущения квантовое ограничение движения частиц снимается, а у высокого барьера усиливается, т.к. его высота увеличивается.

На рис. 3 приведены графики зависимостей волновых функций тяжёлых дырок от ширины квантово-ограниченного слоя: для чётных состояний – рис. 3, а, для нечётных состояний – рис. 3, б.

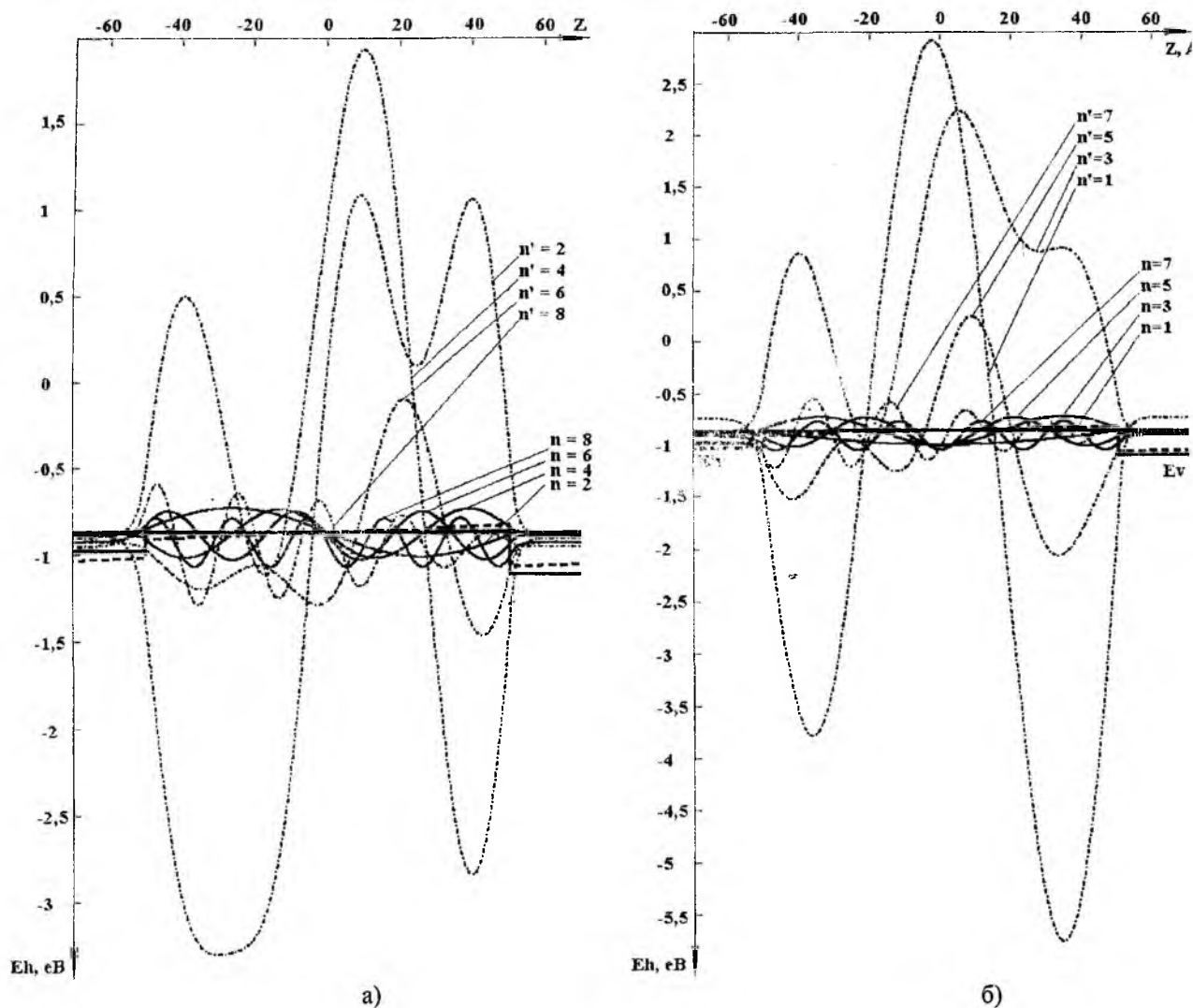


Рис. 3

Как и в предыдущем случае, невозмущённые границы барьеров, ямы и волновые функции показаны сплошными линиями. Изменение энергетического профиля КРС и волновых функций тяжёлых дырок при наличии внешнего стационарного электрического поля, с учётом второго приближения теории возмущений, обозначено пунктирной и штрих пунктирной линиями. Характер изменения волновых функций тяжёлых дырок аналогичен характеру изменения волновых функций электронов под действием внешнего поля. Значительное увеличение амплитуды волновых функций тяжёлых дырок по сравнению с волновыми функциями стационарного состояния может быть связано с большими эффективными массами состояний дырок, а также большими вероятностями изменения квантовых состояний под действием внешнего поля.

Список литературы: 1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). Изд. 2-е М.: Физматгиз, 1963. 704 с. 2. Соколов А.А., Тернов И.М., Жуковский В.Ч. Квантовая механика. М.: Наука, 1979. 528 с. 3. Пащенко А.Г. Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Ч. 1. Постановка задачи // Радиотехника. 2001. Вып. 117. С. 117 — 120. 4. Пащенко А.Г. Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Ч. 2. Обсуждение результатов // Радиотехника. 2001. Вып. 118. С. 55 — 60. 5. Вейлстеке А. Основы теории квантовых усилителей и генераторов: Пер. с англ. Под ред. Л.Г. Ломизе. М.: Иниздат, 1963. 410 с.