

ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

УДК 535.14

ПСЕВДОТУННЕЛЬНЫЕ ФОТОПЕРЕХОДЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ. I. ФОТОЗАРЯДКА ГЛУБОКИХ ПРИМЕСЕЙ В БАРЬЕРЕ

© 2014 г. Е. Ю. Перлин^{*,**}, доктор физ.-мат. наук; А. А. Попов^{*}, аспирант

^{*}Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург

^{**}Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург

E-mail: eyperlin@mail.ru

Рассмотрены оптические переходы в структуре с глубокими квантовыми ямами с зонной схемой типа I, содержащей глубокие примеси в области барьера. С помощью формализма туннельного гамильтониана получены выражения для скоростей фотопереходов между состояниями в валентной зоне в квантовой яме и уровнями глубоких примесных центров. Показано, что при частоте света выше некоторого порогового значения скорость фотозарядки примесей резко возрастает.

Ключевые слова: туннелирование с участием фотонов, надбарьерные переходы, глубокие примесные центры, квантовые ямы.

Коды OCIS: 190.4180, 190.7220, 190.4720

Поступила в редакцию 19.03.2014

Введение

Оптические процессы в наноструктурах являются предметом многочисленных исследований, что обусловлено как практическим использованием этих явлений в оптических и оптоэлектронных системах, так и наличием принципиально новых (по сравнению с объемными материалами) физических явлений (см., например [1, 2]). Очевидно также, что для успешной интерпретации физических свойств наноструктур требуется подробное исследование туннельных процессов [3]. Среди многочисленных оптических туннельных процессов можно выделить группу [4–10], к которой относятся так называемые процессы второго порядка. Здесь имеется в виду, что при рассмотрении оптических переходов во втором порядке квантово-механической теории возмущений один порядок соответствует взаимодействию электронов с полем электромагнитной волны, а второй – со встроенным полем контактной структуры [4–7], потенциалом примеси [7–9] либо взаимодействию, формально представленному туннельным гамильтонианом [3, 10].

В ряде случаев речь идет о псевдотуннельных процессах, когда тот или иной фотопереход, по существу, не является (или не всегда является) туннельным, но математическое описание наиболее существенного канала данного перехода проводится в терминах туннельных (надбарьерных) процессов [7, 10]

Переход именно такого типа и рассматривается в настоящей работе, а точнее, псевдотуннельная фотозарядка примесных центров, расположенных в барьере полупроводниковой структуры с глубокими квантовыми ямами (КЯ).

Схема процесса фотозарядки примесей

Рассмотрим полупроводниковую структуру с глубокой КЯ (область A на рисунке). Ширину запрещенной зоны в области A обозначим через E_g^A , а в области барьера B – через E_g^B , причем

$$E_g^B = E_g^A + \Delta E_c + \Delta E_v > E_g^A. \quad (1)$$

Область A является ямой как для электронов, так и для дырок, т.е. рассматривается зонная схема типа I (см., например [11]). Предполагается,

что область B имеет глубокие примесные центры, так что дискретный примесный уровень с энергией E_t расположен в области запрещенной зоны обеих компонент гетероструктуры. Все энергии отсчитываем от дна зоны проводимости c в области B , т.е. $E_t < 0$. Предположим, что примесь находится на расстоянии z_0 от границы областей A и B . Тогда вероятность перехода электрона из подзон размерного квантования в КЯ для дырок на примесный уровень будет иметь вид

$$W_{z_0} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{n, \mathbf{k}_{\parallel}} |Q_{n, z_0}(\mathbf{k}_{\parallel})|^2 \{f[E_n(\mathbf{k}_{\parallel})] - f(E_t)\} \times \delta[E_{vn}(\mathbf{k}_{\parallel}) - E_t + \hbar\omega], \quad (2)$$

где ω – частота света, n – номер подзоны размерного квантования, \mathbf{k}_{\parallel} – волновой вектор движения в плоскости КЯ, $f[E_n(\mathbf{k}_{\parallel})]$ и $f(E_t)$ – функции распределения электронов в n -ой подзоне размерного квантования и на примесном центре, $Q_{n, z_0}(\mathbf{k}_{\parallel})$ – составной матричный элемент перехода,

$$E_{vn}(\mathbf{k}_{\parallel}) = -E_g^B + \Delta E_v - E_{v, n}, \quad E_{v, n} = E_{v, n}^{(0)} - \hbar^2 k_{\parallel}^2 / (2m_v), \quad (3)$$

где $-E_{v, n}^{(0)}$ – энергия потолка n -ой зоны размерного квантования, отсчитанная от потолка валентной зоны объемного материала (A), m_v – эффективная масса дырок. Отметим, что здесь речь идет о тяжелых дырках. Важную роль в рассматриваемой задаче играет то обстоятельство, что во многих полупроводниках соблюдается неравенство

$$\gamma = m_c / m_v \ll 1, \quad (4)$$

где m_c – эффективная масса электрона в зоне проводимости (в области A). При этом одному и тому же значению двумерного волнового вектора \mathbf{k}_{\parallel} соответствует гораздо бóльшая кинетическая энергия у электронов, чем у тяжелых дырок.

Вероятность перехода будем вычислять во втором порядке теории возмущений. Один порядок дает взаимодействие электронной системы со светом, которое выбирается в форме

$$H'_{e\text{-phot}} = -\frac{e}{mc} \mathbf{A} \cdot \hat{\mathbf{p}}, \quad (5)$$

где e и m – заряд и масса свободного электрона, \mathbf{A} – вектор-потенциал поля световой волны, $\hat{\mathbf{p}}$ – оператор импульса, действующий в элек-

тронной подсистеме. Межзонные матричные элементы этого оператора отличны от нуля лишь в случае состояний с одинаковыми значениями номера подзоны n в ямах для электронов и для дырок и при одинаковых значениях двумерного волнового вектора \mathbf{k}_{\parallel} в этих подзонах. Второй из двух порядков теории возмущений может быть представлен туннельным гамильтонианом \hat{T} (см., например [3], формула (1.34)). Для составного матричного элемента имеем

$$Q_{n, z_0}(\mathbf{k}_{\parallel}) \approx \frac{(H'_{e\text{-phot}})_{vn\mathbf{k}_{\parallel}, cn\mathbf{k}_{\parallel}} T_{E_{cn}, t}}{E_{vn}(\mathbf{k}_{\parallel}) - E_{cn}(\mathbf{k}_{\parallel}) + \hbar\omega}, \quad (6)$$

где

$$E_{cn}(\mathbf{k}_{\parallel}) = -\Delta E_c + E_{cn}^{(0)} + \hbar^2 k_{\parallel}^2 / (2m_c), \quad (7)$$

$E_{c, n}^{(0)}$ – энергия дна n -ой зоны размерного квантования, отсчитанная от дна зоны проводимости объемного материала (A), T_{cn} , $E(\mathbf{k}_{\parallel})$, t – матричный элемент туннельного гамильтониана между состоянием с энергией $E_{cn}(\mathbf{k}_{\parallel})$ в n -ой подзоне размерного квантования в яме для электронов, играющим роль промежуточного виртуального состояния в процессе второго порядка, и дискретным состоянием на примесном центре в барьере.

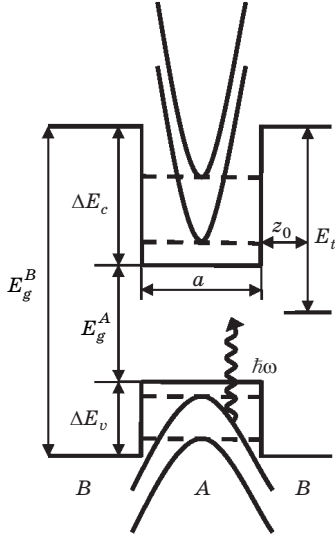
Здесь нужно сделать следующее важное замечание. Волновой вектор \mathbf{k}_{\parallel} не имеет прямого отношения к движению в направлении оси роста наноструктуры. Однако взаимодействия, вызывающие внутризонные переходы, например, взаимодействие электронов с фононами, быстро (за 10^{-13} – 10^{-11} с) приводят к изменению направления квазиимпульса электронов. Не вдаваясь в детали механизмов рассеяния, запишем волновую функцию состояния электрона с энергией E_{cn} в виде суперпозиции функций, соответствующих движению в плоскости КЯ и в направлении оси роста наноструктуры (z)

$$\Psi_{E_{cn}} = a_1 \Psi_{\mathbf{k}_{\parallel}(E_{cn})}(\mathbf{r}_{\parallel}) + a_2 \Psi_{k_z(E_{cn})}(z), \quad (8)$$

причем первый член в правой части выражения (8) создает вклад в межзонный матричный элемент взаимодействия электронов со светом $(H'_{e\text{-phot}})_{vn\mathbf{k}_{\parallel}, cn\mathbf{k}_{\parallel}}$, а второй – в матричный элемент туннельного гамильтониана T_{E_{cn}, z_0} , который удобно представить в форме

$$T_{E_{cn}, z_0} = \int d\mathbf{r} \Psi_{k_z(E_{cn})}^*(z) U(\mathbf{r} - \mathbf{R}_t) \varphi(\mathbf{r} - \mathbf{R}_t), \quad (9)$$

где $U(\mathbf{r} - \mathbf{R}_t)$ и $\varphi(\mathbf{r} - \mathbf{R}_t)$ – потенциал и волновая функция локального состояния электрона на примеси, расположенной в точке $\mathbf{R}_t = (\mathbf{r}_{\parallel t}, z_0)$



Зонная схема фотозарядки примеси в барьере гетероструктуры с глубокой КЯ. Пояснения в тексте.

в области барьера. Можно, в частности, воспользоваться модельным потенциалом нулевого радиуса (см., например [12]). При такой форме матричного элемента туннельного гамильтониана получилось бы правильное выражение для уширения примесного локального уровня за счет возможного тунnelирования в зонные состояния с такой же энергией (в зонной схеме на рисунке такая возможность отсутствует).

Пороговая частота света

Очевидно, что волновая функция $\Psi_{kz(E_{cn})}(z)$ экспоненциально затухает вглубь области B справа от границы с областью A (КЯ) при мнимых значениях k_z , которые соответствуют $E_{cn} < 0$ (напоминаем, что все энергии отсчитываются от дна зоны проводимости в области B). Таким образом, граничное значение $k_{\parallel} = k_{\parallel th}$ определяется из условия

$$E_{cn}(k_{\parallel th}) = -\Delta E_c + E_{cn}^{(0)} + \hbar^2 k_{\parallel th}^2 / (2m_c) = 0. \quad (10)$$

Граничная частота ω_{th} такая, что при $\omega > \omega_{th}$ процесс фотозарядки примеси перестает быть туннельным, определяется из закона сохранения энергии при квантовом переходе

$$-E_g^B + \Delta E_v - E_{v,n}^{(0)} - \hbar^2 k_{\parallel th}^2 / (2m_v) + \hbar\omega - E_t = 0. \quad (11)$$

Из выражений (8) и (9) следует, что

$$\hbar\omega_{th} = E_g^B + E_t - (\Delta E_v - \gamma\Delta E_c) + (E_{vn}^{(0)} - \gamma E_{cn}^{(0)}), \quad (12)$$

Как известно, для прямоугольных КЯ бесконечной глубины выполняется соотношение

$$E_{vn}^{(0)} - \gamma E_{cn}^{(0)} = 0. \quad (13)$$

Как показывают несложные расчеты, это же соотношение приближенно (но с весьма хорошей точностью) выполняется и для ям конечной глубины. С учетом того обстоятельства, что величина

$$\hbar\omega_{tv}^B = E_g^B + E_t \quad (14)$$

представляет собой энергетический зазор между глубоким примесным уровнем в барьере и потолком валентной зоны в области B , из соотношений (10–14) получим

$$\omega_{th} = \omega_{tv}^B - (\Delta E_v - \gamma\Delta E_c) / \hbar. \quad (15)$$

Благодаря соотношению (13) пороговая частота ω_{th} не зависит от номера подзоны размерного квантования в яме для дырок, так что в процесс фотоиндуцированного переноса заряда могут одновременно вносить вклад все имеющиеся при заданных параметрах КЯ подзоны размерного квантования. Число таких переходов сопоставимо с числом переходов между потолком валентной зоны в области B и примесным уровнем при $\omega > \omega_{th}$. Тем не менее очевидно, что особый интерес для нас представляет случай, когда

$$\Delta E_v > \gamma\Delta E_c, \quad (16)$$

т.е. произведение глубины ямы для дырок на эффективную массу тяжелых дырок больше, чем произведение глубины ямы для электронов на их эффективную массу. В этом случае появляется область частот света $\omega_{th} < \omega < \omega_{th}^B$, при которых, с одной стороны, процесс фотозарядки глубоких примесей в барьере перестает быть туннельным и его эффективность резко возрастает, а с другой стороны, еще невозможны прямые переходы между валентной зоной в области барьера и примесным уровнем. Условие (16) выполняется для многих гетероструктур. Так, например, для структуры $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $x = 0,4$ величина $\Delta E_v - \gamma\Delta E_c \approx 0,155$ эВ.

Заключение

Таким образом, в работе рассмотрен новый тип оптических переходов в гетероструктуре с зонной схемой типа I с глубокими КЯ, имеющей глубокие примеси в области барьера, а именно псевдотуннельные фотопереходы.

Показано, что имеется область частот света, в которой фотопереходы между электронными состояниями в подзонах размерного квантования в яме для дырок и примесным состоянием в барьере перестают быть туннельными, хотя, на первый взгляд, и являются таковыми. С помощью формализма туннельного гамильтониана получены выражения для скоростей таких фотопереходов. Показано, что при частоте

света выше некоторого порогового значения ω_{th} скорость фотозарядки примесей резко возрастает. Получено явное выражение для ω_{th} и показано, что эта величина не зависит от номера подзоны, из которой идет фотопереход.

Работа выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01) и РФФИ (грант 09-02-00223).

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Оптика наноструктур / Под ред. Федорова А.В. СПб.: Изд-во “Недра”, 2005. 326 с.
2. *Garonenko S.V.* Optical properties of semiconductor nanocrystals. Cambridge: Cambridge University Press, 1998. 260 с.
3. Tunneling phenomena in solids / Ed. by *Burstein E., Lundquist S.* NY: Plenum Press, 1969. 579 p. (Русский перевод: Туннельные явления в твердых телах / Под. ред. Бурштейна Э., Лундквиста С. М.: Мир, 1973. 420 с.).
4. *Перлин Е.Ю.* Фотостимулированная туннельная и надбарьерная инжекция в полупроводниках // Письма ЖТФ. 1975. Т. 1. № 16. С. 754–758.
5. *Перлин Е.Ю., Усейнов Р.Г.* Люминесценция, вызванная фотоиндуцированной инжекцией в контактных структурах // Известия АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. № 9. С. 1899–1903.
6. *Перлин Е.Ю., Усейнов Р.Г.* Туннельная и надбарьерная инжекция в *p-n* переходах, стимулированная интенсивным светом // Неоднородные и примесные полупроводники во внешних полях / Кишинев: Изд-во “Штиинца”, 1979. С. 47–63.
7. *Перлин Е.Ю., Усейнов Р.Г.* Псевдотуннельные фотопереходы в полупроводниках // Физика и техника полупроводников. 1978. Т. 13. № 9. С. 1756–1762.
8. *Усейнов Р.Г., Перлин Е.Ю.* Излучательная рекомбинация, сопровождаемая рассеянием на примесях в туннельных диодах // Физика и техника полупроводников. 1982. Т. 16. № 6. С. 1010–1012.
9. *Перлин Е.Ю., Усейнов Р.Г.* Фотопереходы, сопровождаемые рассеянием на примесях, в туннельных диодах // Физика и техника полупроводников. 1980. Т. 14. № 3. С. 570–573.
10. *Арбузов С.Н., Колбин М.Н., Перлин Е.Ю., Усейнов Р.Г.* Оптическая туннельная перезарядка ловушек анодного окисла InSb // Физика и техника полупроводников. 1981. Т. 15. № 7. С. 1420–1423.
11. *Левицкий Р.С., Иванов А.В., Перлин Е.Ю.* Эффект фотонной лавины в гетероструктурах типа I с глубокими квантовыми ямами // Оптический журнал. 2006. Т. 73. № 2. С. 3–8.
12. *Левицкий Р.С., Перлин Е.Ю., Попов А.А.* Многофотонная генерация электрон-дырочных пар в кристаллах с глубокими примесями. I. Вероятности двухфотонных переходов “зона–примесь” // Оптический журнал. 2010. Т. 77. № 10. С. 3–9.