

ПСЕВДОТУННЕЛЬНЫЕ ФОТОПЕРЕХОДЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ. II. МНОГОФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

© 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 многофотонные оптические переходы в структуре с глубокими квантовыми ямами, содержащей глубокие примеси в области барьера. С помощью формализма туннельного гамильтониана получены выражения для скоростей s -фотонных переходов (при произвольных целых значениях s) между состояниями в валентной зоне в квантовой яме и уровнями глубоких примесных центров. Показано, что многофотонный механизм псевдотуннельной фотозарядки примесей имеет определенные преимущества перед однофотонным механизмом.

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

Коды OCIS: 190.4180, 190.7220, 190.4720

Поступила в редакцию 02.04.2014

Введение

В предыдущей работе авторов [1] был рассмотрен новый тип оптических переходов, а именно, псевдотуннельные фотопереходы в гетероструктуре с зонной схемой типа I с квантовыми ямами (КЯ), включающей глубокие примеси в области барьера. Было установлено, 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. В рамках формализма туннельного гамильтониана были получены выражения для скоростей таких фотопереходов. Было показано, что при частоте света, большей некоторого порогового значения ω_{th} , скорость фотозарядки примесей резко возрастает. Было также выведено явное выражение для пороговой частоты ω_{th} и показано, что она не зависит от номера подзоны, из которой идет фотопереход.

В настоящей статье в рамках той же модели, что и в предыдущей работе, рассматривается

многофотонный механизм фотозарядки примесей в барьере. Естественно, многофотонный механизм требует достаточно высокой интенсивности вызывающего процесс лазерного излучения. В то же время, имеется ряд соображений, указывающих на определенные преимущества этого механизма. Многофотонные межзонные и межподзонные переходы в квантовых ямах рассматривались в работах [2–4]. В частности, в работе [2] было показано, что в случае систем с КЯ уменьшение скорости s -фотонного перехода с увеличением s при фиксированной интенсивности света j происходит значительно медленнее, чем в объемных материалах. Это связано с превалированием вклада в вероятность процесса тех каналов, которые включают один виртуальный межзонный переход и $(s - 1)$ виртуальных межподзонных переходов, матричные элементы которых весьма велики (см. ниже, след. разд.). Кроме того, при многофотонном механизме фотозарядки можно добиться существенного снижения пороговой частоты эффекта за счет изменения правил отбора составных матричных элементов по номеру подзоны размерного квантования.

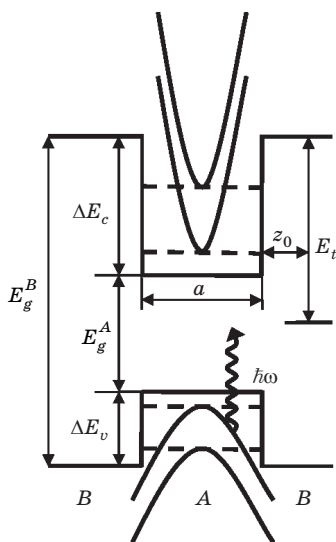
Схема процесса многофотонной зарядки примесей

Как и в работе [1] рассматривается полупроводниковая структура с глубокой КЯ (область A на рисунке). По-прежнему ширина запрещенной зоны в области A обозначается через E_g^A , а в области барьера B – через E_g^B . 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 отсчитываются 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 многофотонного перехода электрона из подзон размерного квантования в КЯ для дырок на примесный уровень может быть выражена как

$$W_{z_0} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{n, \mathbf{k}_{\parallel}} \left| Q_{vn, z_0}^{c, n+s-1}(\mathbf{k}_{\parallel}) \right|^2 \times \left\{ f[E_{vn}(\mathbf{k}_{\parallel})] - f(E_t) \right\} \delta[E_{vn}(\mathbf{k}_{\parallel}) - E_t + s\hbar\omega], \quad (1)$$

где ω — частота света, n — номер подзоны размерного квантования в яме для дырок, \mathbf{k}_{\parallel} — волновой вектор движения в плоскости КЯ, $f(E_n(\mathbf{k}_{\parallel}))$ и $f(E_t)$ — фермиевские функции распределения электронов в n -ой подзоне размерного квантования валентной зоны и на примесном центре,

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



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

где $(-E_{v,n}^{(0)})$ – энергия потолка n -ой подзоны размерного квантования, отсчитанная от потолка валентной зоны объемного материала (A), m_v – эффективная масса тяжелых дырок, $Q_{vn,z_0}^{c,n+s-1}(\mathbf{k}_{\parallel})$ – составной матричный элемент перехода, который вычисляется в $(s+1)$ -м порядке теории возмущений, включая s порядков по взаимодействию электрона с полем световой волны, которое здесь удобно выбрать в виде

$$H'_{\text{e-phot}} = eE\mathbf{n}_k \cdot \mathbf{X} \, , \quad (3)$$

где e и m – заряд и масса свободного электрона, E – напряженность электрического поля световой волны, \mathbf{n}_k – единичный вектор поляризации света, \mathbf{X} – оператор координаты, действующий в электронной подсистеме. Межзонные матричные элементы этого оператора

$$\langle cn'k'_{||} | \mathbf{n}_K \cdot \mathbf{X} | vnk_{||} \rangle = \mathbf{n}_K \cdot \mathbf{X}_{cv} \delta_{n'n} \quad (4)$$

отличны от нуля лишь в состояниях с одинаковыми значениями номера подзоны n в яме для электронов и яме для дырок и при одинаковых значениях двумерного волнового вектора \mathbf{k}_{\parallel} в этих подзонах. В рамках кейновской модели

$$X_{vc} = i\hbar \sqrt{\frac{3}{2} \left(\frac{1}{m_c} - \frac{1}{m} \right) \frac{E_g^{(A)} + \Delta_{SO}}{E_g^{(A)} (3E_g^{(A)} + 2\Delta_{SO})}}, \quad (5)$$

где Δ_{SO} – спин-орбитальное расщепление потолка валентной зоны, m_c – эффективная масса электрона в зоне проводимости. Межподзональные матричные элементы оператора \mathbf{X} можно с хорошей точностью аппроксимировать выражениями, полученными для случая бесконечно глубокой потенциальной ямы шириной a

$$\begin{aligned} \langle cn' \mathbf{k}'_{\parallel} | \mathbf{n}_{\mathbf{K}} \cdot \mathbf{X} | vn \mathbf{k}_{\parallel} \rangle &= \frac{4a}{\pi^2} n_z \frac{n' n}{n'^2 - n^2} \times \\ &\times \left[1 - (-1)^{n'+n} \right] (1 - \delta_{n'n}) \delta(\mathbf{k}'_{\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel}) + \\ &+ \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}'_{\parallel}} \delta(\mathbf{k}'_{\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel}) \mathbf{n}_{\parallel} \delta_{n'n}, \end{aligned} \quad (6)$$

где n_z и \mathbf{n}_{\parallel} – компоненты вектора \mathbf{n} вдоль оси роста наноструктуры и в плоскости КЯ. $(s + 1)$ -й порядок теории возмущений получается за счет туннельного гамильтониана \hat{T} . Выражение для составного матричного элемента $Q_{vn, z_0}^{c, n+s-1}(\mathbf{k}_{\parallel})$ выглядит как

$$Q_{vn,z_0}^{c,n+s-1}(\mathbf{k}_{\parallel}) \approx \frac{M_{vn\mathbf{k}_{\parallel},c(n+s-1)\mathbf{k}_{\parallel}}^{(c)} T_{E_{c(n+s-1)}(\mathbf{k}_{\parallel}),t}}{E_{vn}(\mathbf{k}_{\parallel}) - E_{c(n+s-1)}(\mathbf{k}_{\parallel}) + s\hbar\omega}, \quad (7)$$

$$\text{где } E_{cn}(\mathbf{k}_{\parallel}) = -\Delta E_c + E_{cn}^{(0)} + \hbar^2 k_{\parallel}^2 / (2m_c), \quad (8)$$

$E_{c,n}^{(0)}$ – энергия дна n -й зоны размерного квантования, отсчитанная от дна зоны проводимости объемного материала (A), m_c – эффективная масса электронов, $T_{E_{c(n+s-1)}(\mathbf{k}_{\parallel}),t}$ – матричный элемент туннельного гамильтониана между состоянием с энергией $E_{c(n+s-1)}(\mathbf{k}_{\parallel})$ в $(n + s - 1)$ -й подзоне размерного квантования в яме для электронов, играющим роль промежуточного виртуального состояния в процессе $(s + 1)$ -го порядка, и дискретным состоянием на примесном центре в барьере. Входящий в правую часть формулы (7) составной матричный элемент $M_{vn\mathbf{k}_{\parallel},c(n+s-1)\mathbf{k}_{\parallel}}^{(c)}$ s -фотонного межзонного перехода в КЯ можно аппроксимировать достаточно простой приближенной формулой, которая была получена в работе [2]

$$M_{vn\mathbf{k}_{\parallel},c(n+s-1)\mathbf{k}_{\parallel}}^{(c)} \approx \alpha_s \frac{(-1)^s}{(s-1)^{3/2}} \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_r a^2} \frac{eE\mathbf{n}_k \cdot \mathbf{X}_{cv}}{\hbar\omega} \times \left[\frac{3^{1/3} eEa}{(s-1)\hbar\omega} \right]^{s-1} \left(1 - \frac{3\ln 3}{2^p} \right), \quad (9)$$

где m_r – приведенная масса электрона и тяжелой дырки, a – ширина КЯ,

$$p = 2 \left\langle \frac{s-2}{2} \right\rangle, \quad \alpha_s = \begin{cases} 2^{-5/2}, & \text{четные } s, \\ 3/25, & \text{нечетные } s. \end{cases} \quad (10)$$

В формулах (10) $\langle q \rangle$ обозначает целую часть q .

При выводе формулы (9) учитывались следующие обстоятельства:

- межподзонные матричные элементы оператора \mathbf{X} , которые определяются геометрическими параметрами КЯ, для не слишком узких ям значительно превосходят межзонные матричные элементы этого оператора, так что в случае s -фотонного перехода в основной вклад в составной матричный элемент входят произведения одного межзонного и $(s - 1)$ межподзонных матричных элементов оператора \mathbf{X} ,

- среди матричных элементов межподзонных переходов наибольшее значение имеют те, которые соединяют состояния с номерами, отличающимися на единицу; при этом главный вклад в рассматриваемый нами процесс даст переход из подзоны с номером n в валентной зоне в подзону с номером $(n + s - 1)$ в зоне проводимости.

Как и в работе [1] 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)

$$\Psi_{E_{cn+s-1}} = a_1 \Psi_{\mathbf{k}_{\parallel}(E_{cn+s-1})}(\mathbf{r}_{\parallel}) + a_2 \Psi_{k_z(E_{cn+s-1})}(z), \quad (11)$$

причем первый член в правой части соотношения (11) дает вклад в межзонный матричный элемент взаимодействия электронов со светом $M_{vn\mathbf{k}_{\parallel},c(n+s-1)\mathbf{k}_{\parallel}}^{(c)}$, а второй – в матричный элемент туннельного гамильтониана $T_{E_{c(n+s-1)}(\mathbf{k}_{\parallel}),t}$.

Пороговая частота света

Как уже отмечалось в работе [1], волновая функция $\Psi_{k_z(E_{cn+s-1})}(z)$ экспоненциально затухает вглубь области B при мнимых значениях k_z , которые соответствуют $E_{cn+s-1} < 0$. Граничное значение $k_{\parallel} = k_{\parallel\text{th}}$ теперь определяется из условия

$$E_{cn+s-1}(\mathbf{k}_{\parallel\text{th}}) = -\Delta E_c + E_{cn+s-1}^{(0)} + \hbar^2 k_{\parallel\text{th}}^2 / (2m_c) = 0. \quad (12)$$

При значении частоты $\omega > \omega_{\text{th}}$ процесс многофотонной зарядки примеси перестает быть туннельным. Пороговая частота определяется из закона сохранения энергии при квантовом переходе

$$-E_g^B + \Delta E_v - E_{v,n}^{(0)} - \hbar^2 k_{\parallel\text{th}}^2 / (2m_v) + \hbar\omega_{\text{th}} - E_t = 0. \quad (13)$$

Из выражений (12) и (13) следует, что

$$\hbar\omega_{\text{th}}^{(n)} = \frac{1}{s} \left[E_g^B + E_t - (\Delta E_v - \gamma \Delta E_c) - (\gamma E_{cn+s-1}^{(0)} - E_{vn}^{(0)}) \right], \quad (14)$$

где $\gamma = m_c / m_v$. Поскольку

$$E_{vn}^{(0)} \approx \gamma E_{cn+s-1}^{(0)}, \quad (15)$$

получим

$$\omega_{\text{th}}^{(n)} \approx \omega_{tv}^B - (\Delta E_v - \gamma \Delta E_c) / \hbar - \Delta\omega_{ns}, \quad (16)$$

$$\hbar\omega_{tv}^B = \frac{1}{s} (E_g^B + E_t), \quad \Delta\omega_{ns} = \gamma \frac{E_{cn+s-1}^{(0)} - E_{cn}^{(0)}}{s\hbar}. \quad (17)$$

Очевидно, что ω_{tv}^B представляет собой минимальную частоту s -фотонных переходов между валентной зоной в области B и примесным уровнем. В работе [1] уже отмечалось, что для многих гетероструктур величина $(\Delta E_v - \gamma \Delta E_c)$ положительна. Разумеется, всегда положительно и значение энергетического зазора $(E_{cn+s-1}^{(0)} - E_{cn}^{(0)})$ между подзонами с номерами $(n + s - 1)$ и n . Имеем

$$\Delta\omega_{ns} \approx \frac{\pi^2 \hbar}{2m_v a^2 s} (s-1)(2n+s-1). \quad (18)$$

Видно, что в случае многофотонных переходов, в отличие от однофотонных, рассмотренных

в публикации [1], “выгодными” (в плане понижения пороговой частоты процесса) являются переходы из подзоны с максимально большим номером $n = n_{\max}$. Это число ограничивается, во-первых, небольшим числом подзон размерного квантования, которые имеются в относительно неглубоких ямах для дырок, а во-вторых, условием

$$E_t - \hbar\omega < -E_g^B + \Delta E_v - E_{v,n}^{(0)}, \quad (19)$$

следующим из формулы (13).

Обсуждение результатов

В работе получены соотношения, описывающие процесс псевдотуннельной многофотонной зарядки глубоких примесей в области барьера в гетероструктуре с зонной схемой типа I с глубокими КЯ. Легко убедиться, что даже при

умеренных интенсивностях j лазерного излучения, например, при $j \approx 1$ МВт/см², ширине КЯ $a \approx 10^{-6}$ см, $\hbar\omega \approx 10^{-1}$ эВ скорость переходов уменьшается всего на 2–3 порядка с увеличением на единицу количества s фотонов, участвующих в элементарном акте перехода. При этом скорости фотозарядки даже в случае $s = 3$ или 4 и частотах выше пороговых значений остаются достаточно высокими для быстрого перевода гетероструктуры в поляризованное состояние. Кинетика такого рода процессов и их возможные практические применения будут рассматриваться отдельно.

Статья подготовлена в рамках проектной части государственного задания на выполнение научно-исследовательской работы (Задание № 3.821.2014/К), а также при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 074-U01) и РФФИ (грант 09-02-00223).

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Перлин Е.Ю., Попов А.А. Псевдотуннельные фотопереходы в гетероструктурах с квантовыми ямами. I. Фотозарядка глубоких примесей в барьере // Опт. журн. 2014. Т. 81. № 7. С. 3–6.
2. Перлин Е.Ю. Многофотонная генерация электрон-дырочных пар в квантовой яме // Опт. спектр. 1997. Т. 82. № 2. С. 259–265.
3. Перлин Е.Ю., Иванов А.В. Многофотонное поглощение длинноволнового излучения в квантовой яме // Опт. спектр. 1997. Т. 83. № 6. С. 924–926.
4. Перлин Е.Ю., Иванов А.В. Нелинейное поглощение субмиллиметрового излучения в квантовых ямах // Опт. спектр. 1999. Т. 87. № 1. С. 42–47.