

Перенос носителей заряда в квантово-каскадных гетероструктурах с участием локализованных донорных состояний

Ан.А. Афоненко¹, А.А. Афоненко^{1,*}, Д.В. Ушаков¹, Р.А. Хабибуллин², И.С. Васильевский³

¹ Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

² Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

³ Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 1115409, Москва, Россия.

*afonenko@bsu.by

В работе разработана двумерная модель расчета энергий и волновых функций заряженных примесей квантово-каскадных лазерных гетероструктур ТГц диапазона. Рассчитана плотность состояний примесной подзоны в квантовых ямах с учетом случайного распределения примесей. Предложена модель нахождения форм-фактора спектрального уширения для переходов с участием локализованных примесных состояний. Показано, что учет переноса по примесным состояниям приводит к сглаживанию первого резонансного пика вольт-амперной характеристики, связанного с туннелированием электронов с уровня инжектора на нижний лазерный уровень.

Введение

Квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона обычно основаны на дизайне, который использует резонансное испускание оптических фононов для опустошения нижнего лазерного уровня. Моделирование структур с помощью балансных уравнений [1] показывает наличие на вольт-амперных характеристиках дополнительного паразитного резонансного пика (при напряжении на одном периоде, соответствующем энергии оптического фонона). На экспериментальных вольт-амперных характеристиках такой резонанс проявляется не так отчетливо. Причина расхождений может быть связана с участием примесей в процессах переноса.

Расчет примесных состояний

В работе анализировалась структура квантово-каскадного лазера $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ с периодом из 4-х слоев 3.26/7.99/1.90/16.46 нм [2]. Задача нахождения основных состояний заряженной примеси

сводилась к двумерной задаче на собственные значения и собственные вектора и решению уравнение Шредингера в цилиндрических координатах с последующим преобразованием решений, уменьшающих дипольные матричные элементы туннельно-связанных состояний [1]. Одномерные волновые функции одного периода без учета влияния примесей и энергия примесного состояния, полученная в двумерной модели, показаны на рис. 1 а. С учетом экранирования заряд в центре широкой квантовой ямы дает наибольшую энергию активации 8 мэВ (относительно основного уровня широкой квантовой ямы), а в узкой квантовой яме – наименьшую – ~0 мэВ. При этом вне зависимости от положения примеси приведенный к одномерному профиль ее волновой функции (путем интегрирования электронной плотности по радиальной координате) близок к профилю одномерной волновой функции основного состояния широкой квантовой ямы (рис. 1 б, в) [3].

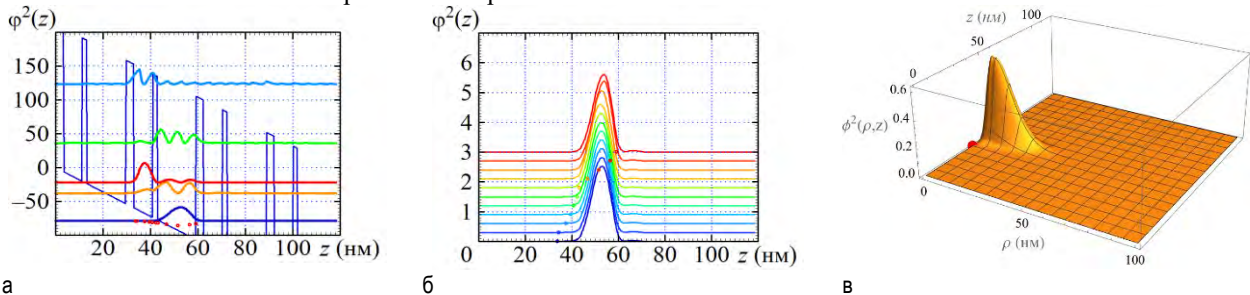


Рис. 1. Координатные зависимости (а) квадратов волновых функций одного периода сверхрешетки (точками показаны энергии основного уровня примеси в зависимости от положения заряда), (б) приведенных квадратов волновой функции заряженной примеси при разных положениях заряда (показаны точками) и (в) квадрата двумерной волновой функции основного уровня примеси при расположении примеси в центре узкой квантовой ямы

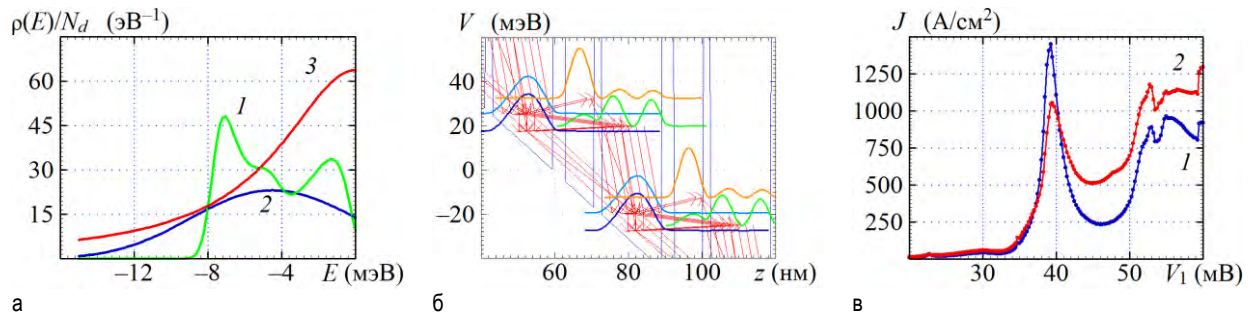


Рис. 2. Нормированная плотность заполненных состояний примесной зоны без учета (1) и с учетом (2) статистического усреднения энергий активации. Также приведена нормированная плотность заполненных состояний основного уровня квантовой ямы при лоренцевском уширении с полушириной 5 мэВ (3) (а). Диаграммы зоны проводимости и квадраты волновых функций электронов при напряжении на одном периоде 45 мВ (б). Стрелки обозначают каналы переноса зарядов. Рассчитанная вольтамперная характеристика структуры при температуре 77 К без учета (1) и с учетом (2) переноса через примесную зону (в)

Форм-фактор спектрального уширения для отдельных примесей

Координатную зависимость двумерной волновой функции примеси (рис. 1 б, в) можно приближенно представить в виде:

$$\phi(z, \rho) = \phi_1(z) \phi_{\text{imp}}(\rho), \quad (1)$$

где $\phi_1(z)$ – волновая функция первого уровня квантовой ямы, $\phi_{\text{imp}}(\rho) = \sqrt{2/\pi a^2} \exp(-\rho/a)$ – волновая функция двумерной примеси, a – радиус примеси. Считая, что волновые функции других подзон не изменились и имеют вид модулированных плоских волн $\phi_i(z, \mathbf{\rho}) = \phi_i(z) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{\rho})$, квадраты матричных элементов могут быть получены в одномерном приближении с дополнительным множителем аналогично межзонным переходам в модели без правила отбора [4]

$$F(k) = \frac{8\pi a^2}{A(1+a^2k^2)^3}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{k} – волновой вектор состояния подзоны, A – площадь квантово-размерного слоя. При интегрировании (2) по фазовому пространству удобно перейти к энергии

$$F(k) \frac{Ad^2k}{(2\pi)^2} = \frac{2\gamma^2 dE}{(\gamma + E)^3} = F(E) dE, \quad (3)$$

где $\gamma = \hbar^2/2m_c a^2$, m_c – эффективная масса. Для рассчитанных радиусов примеси 10–15 нм полуширина форм-фактора 0.13γ попадает в диапазон 0.7–1.5 мэВ. Это значительно меньше, чем уширение, связанное с вариацией энергии активации примесей в зависимости от ее положения (рис. 2 а).

Плотность состояний примесной зоны и перенос носителей

Большой разброс энергий активации примеси приводит к появлению широкой примесной зоны (рис. 2 а). Рассчитанный параметр статистического уширения из-за взаимодействия с соседними примесями составил 3.5 мэВ. Перенос заряда с участием примесной зоны можно учесть с использованием значительных хвостов плотности состояний (для лоренцевской формы основного уровня параметр уширения ~ 5 мэВ), либо вводя в балансные уравнения дополнительную зону. При этом возникает значительный канал переноса заряда с инжектора в примесную зону и далее на нижний лазерный уровень (рис. 2 б). Это приводит к сглаживанию первого фононного резонанса на вольтамперных характеристиках (рис. 2 в), что особенно существенно при низких температурах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-30020.

Литература

1. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов *и др.* // Квантовая электроника, Т. 49, № 10, 913 (2019).
2. M. Bosco, M. Franckie, G. Scaliari *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 115, No. 1, 010601 (2019).
3. Ан.А. Афоненко, А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков // Квантовая электроника: материалы XIII Междунар. науч.-техн. конференции, Минск, 22–26 ноября 2021 г. / Минск: БГУ, 249 (2021).
4. А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак, В.А. Шевцов // ФТП, Т. 31, № 9, 1087 (1997).