

Межпримесное поглощение света в тонких проволоках полупроводников типа A^{III}B^V

© А.П. Джотян, Э.М. Казарян, А.С. Чиркинян

Ереванский государственный университет,
375049 Ереван, Республика Армения

(Получена 20 мая 1996 г. Принята к печати 2 июня 1997 г.)

Рассмотрено межпримесное поглощение света в тонких слабо легированных проволоках полупроводников типа A^{III}B^V с кейновским законом дисперсии носителей заряда при учете одномерного хаотического распределения примесей. Исследован ход кривой поглощения: найдено положение максимумов поглощения, соответствующих переходам с основного акцепторного уровня на основной и первый возбужденный уровни донора в проволоке, их края и полуширины. Показано, что непараболичность, приводящая к реализации переходов между основными состояниями примеси, вызывает резкое отдаление этой линии поглощения от остальных.

Межзонное примесное поглощение света в тонких полупроводниковых проволоках типа A^{III}B^V с учетом конкретной зонной структуры полупроводника исследовалось ранее в работе [1], где были рассмотрены переходы электрона из валентной зоны на дискретные донорные уровни. Дальнейшее исследование примесного поглощения в проволоках требует рассмотрения вклада переходов между дискретными уровнями примеси — доноров и акцепторов. При решении этой задачи в настоящей работе ограничимся рассмотрением слабо легированного полупроводника с концентрацией акцепторов $n_A \ll n_D$ (n_D — концентрация доноров), когда выполняется приближение ближайшего соседа [2]. При этом потенциал проволоки (с круглым сечением радиуса R) будем аппроксимировать бесконечной двумерной потенциальной ямой, а вдоль оси Oz предполагать сохранение одномерной зонной структуры. Закон дисперсии носителей заряда, как и в [1], предполагается кейновским [3], и используется двузонное приближение ($m_c = m_v = \mu$, m_c — масса электрона, m_v — масса дырки), в котором этот закон полностью аналогичен релятивистскому [4].

Для рассмотрения межпримесных переходов в тонкой проволоке необходимо определить волновые функции и энергетический спектр связанных состояний водородоподобной примеси. В предположении, что боровский радиус a связанного состояния примеси в массивном образце ($a = \hbar^2 \chi / \mu Z e^2$, Z — заряд примесного центра, χ — диэлектрическая проницаемость кристалла) больше R , уравнение Ванье примесной задачи распадается на два: первое из них описывает движение невзаимодействующих электрона и дырки в плоскости размерного квантования, второе — движение кулоновски связанной электронно-дырочной пары с кейновским законом дисперсии носителей заряда вдоль оси Oz . При учете корреляции этих движений истинный потенциал взаимодействия электронно-дырочной пары получается усреднением кулоновского по волновым функциям поперечного движения. Следует отметить, что этот учет носит принципиальный характер для проволок с квадратичным законом дисперсии [5], так как устраняет трудности,

связанные с неустойчивостью основного состояния одномерного водородоподобного атома. В то же время для проволок A^{III}B^V в нем нет необходимости: "релятивизм" закона дисперсии обеспечивает существование основного состояния уже при сингулярном потенциале $V(z) = -e^2 / \chi |z|$ [4].

При таком рассмотрении задачи полные волновые функции, описывающие основное ($n = 0$) и возбужденные ($n = 1, 2, 3 \dots$) состояния электрона, локализованного на однократно ионизованном доноре (с центром в точке (ρ, z) в цилиндрических координатах с осью Oz вдоль оси проволоки, центр акцептора находится в точке $(\rho - \rho_0, z - z_0)$), имеют вид

$$\Psi_{D0} = \left[\frac{2b_i^{|m|}}{\alpha a} \right]^{1/2} \frac{1}{\sqrt{S}} \frac{J_{|m|}(\lambda_i^{|m|} \rho / R)}{J_{|m|+1}(\lambda_i^{|m|})} \times \exp(im\varphi) \exp\left(-\frac{b_i^{|m|} z}{\alpha a}\right) U_c(z), \quad (1)$$

$$\Psi_{Dn} = \left[\frac{2(b_i^{|m|})^3}{a^3 n^3 (n+1)^2} \right]^{1/2} \frac{1}{\sqrt{S}} \frac{J_{|m|}(\lambda_i^{|m|} \rho / R)}{J_{|m|+1}(\lambda_i^{|m|})} \times [\exp(im\varphi)] z \exp\left(-\frac{b_i^{|m|} z}{na}\right) L_n^1\left(\frac{2b_i^{|m|} z}{na}\right) U_c(z), \quad (2)$$

$$\mathcal{E}_{n,i}^{|m|} = \left[\frac{\mu^2 s^4 + \hbar^2 s^2 (\lambda_i^{|m|})^2 / R^2}{1 + \alpha^2 / (n+t)^2} \right], \quad (3)$$

где $\lambda_i^{|m|}$ — i -ый корень m -ой функции Бесселя $J_{|m|}$ [1]; s — параметр непараболичности, определяющий "взаимодействие" зон ($E_g = 2m_n s^2$, m_n — масса электрона на дне зоны проводимости, E_g — ширина запрещенной зоны). Величина $\alpha = e^2 / \chi \hbar s$ играет роль эффективной постоянной тонкой структуры (для InSb $s \simeq 10^8$ см/с, $\alpha \simeq 0.2$), а величина $\lambda_s = \alpha a = \hbar / \mu s$, входящая в выражение (1) для волновой функции основного состояния, представляет собой аналог комптоновской

длины волн $\lambda = \hbar/m_0c$ в случае кейновского полупроводника [4]. Как видно из (1), радиус локализации электрона, связанного на водородоподобном примесном центре в тонкой проволоке в основном состоянии, оказывается меньше по сравнению с λ_s в $b_i^{|m|} = [\mu^2 s^4 + (\hbar^2 s^2/R^2)(\lambda_i^{|m|})^2]^{1/2}/\mu s^2$ раз. Последнее обстоятельство связано с ограниченностью поперечного движения носителей заряда с кейновским законом дисперсии в проволоке: S — площадь поперечного сечения проволоки, $L_n^1(x)$ — полином Лагерра порядка n , $U_c(z)$ — блоховская амплитуда, $t = (1/2) \pm (1/2)(1-4\alpha^2)^{1/2}$ [1,4].

Коэффициент межзонного поглощения света вычисляется на основе стандартной техники [6] с использованием (1)–(3) и с учетом малости величины $q_\perp R$, где q_\perp — импульс фотона в плоскости, перпендикулярной оси Oz (для InSb при $R \simeq 10^{-6}$ см $q_\perp R \simeq 0.1$).

Тогда для оптического матричного элемента перехода электрона между основными состояниями примеси, "подвешенными" под проволочными подзонами с одинаковыми номерами $i = i'$, $m = m'$ (вклад остальных пренебрежимо мал, так как пропорционален квадрату малого параметра задачи $q_\perp R$ [7]), вблизи $\mathbf{k} = 0$ с учетом (1) находим

$$P_{DA} = \frac{2eA_0}{m_0c} p_{cv}(z_0) \cos \beta \frac{b_i^{|z|} z_0}{\alpha a} \exp\left(-\frac{b_i^{|m|} z_0}{\alpha a}\right), \quad (4)$$

где

$$p_{cv}(z_0) = \frac{i\hbar}{\Omega_0} \int_{\Omega_0} U_c(z) \frac{d}{dz} U_v(z - z_0) dz,$$

Ω_0 — объем одномерной ячейки, A_0 — амплитуда вектор-потенциала \mathbf{A} падающей световой волны, β — угол между \mathbf{A} и осью Oz .

Для коэффициента поглощения при переходах электрона между основными состояниями донора и акцептора с энергиями

$$\mathcal{E}_i = -E_g + |\mathcal{E}_{A0,i}^{|m|}| - e^2/\chi z_0, \quad \mathcal{E}_f = -|\mathcal{E}_{D0,i}^{|m|}|$$

(за начало отсчета принято дно зоны проводимости) получаем

$$\alpha_0(\omega, z_0) = \frac{16\pi^2 e^2 \cos^2 \beta}{m_0^2 n c \omega a^2 \alpha^2} \sum_{i,m} |p_{cv}(z_0)|^2 (b_i^{|m|})^2 \times z_0^2 \exp\left(-\frac{2b_i^{|m|} z_0}{\alpha a}\right) \delta\left(\frac{e^2}{\chi z_0} - \frac{e^2}{\chi z_1}\right), \quad (5)$$

где $z_1 = e^2/\chi(\hbar\omega - \tilde{E}_g)$, $\tilde{E}_g = E_g - |\mathcal{E}_{D0,i}^{|m|}| - |\mathcal{E}_{A0,i}^{|m|}|$.

Полученное для $\alpha_0(\omega, z_0)$ выражение следует усреднить по случайному распределению примесей в полупроводнике. Нетрудно найти вероятность нахождения ближайшего от данного донора акцептора в пределах интервала $z_0, z_0 + dz_0$. В приближении ближайшего соседа эта вероятность имеет вид одномерного распределения Пуассона

$$W(z_0) dz_0 = S n_A e^{-S n_A z_0} dz_0. \quad (6)$$

Усредняя $\alpha_0(\omega, z_0)$ по распределению (6) и умножая на концентрацию доноров, для коэффициента поглощения $\alpha_0(\omega)$ окончательно находим следующее выражение:

$$\alpha_0(\omega) = \frac{16\pi^2 \beta_A \beta_D \chi \cos^2 \beta}{m_0^2 n c \omega a^2 S} \times \sum_{i,m} |p_{cv}(z_1)|^2 (b_i^{|m|})^2 \left(\frac{\omega_D}{\omega - \Omega_{0,i}^{|m|}}\right)^4 \times \exp\left[-\frac{\beta_A \omega_D}{\omega - \Omega_{0,i}^{|m|}} - \frac{2b_i^{|m|} \omega_D}{\alpha(\omega - \Omega_{0,i}^{|m|})}\right], \quad (7)$$

где $\omega_D = e^2/\chi a \hbar$, $\Omega_{0,i}^{|m|} = \tilde{E}_g/\hbar$, $\beta_A = n_A S a$, $\beta_D = n_D S a$.

Для коэффициента поглощения при переходах с основного акцепторного уровня на первый возбужденный донорный уровень в проволоке с помощью выражений (1)–(3), (6) получаем

$$\alpha_1(\omega) = \frac{16\pi^2 \beta_A \beta_D \chi \alpha \cos^2 \beta}{m_0^2 n c \omega S} \times \sum_{i,m} |p_{cv}(z_2)|^2 |b_i^{|m|}|^2 \left(\frac{\omega_D}{\omega - \Omega_{1,i}^{|m|}}\right)^4 \times \exp\left[-\frac{\beta_A \omega_D}{\omega - \Omega_{1,i}^{|m|}} - \frac{2b_i^{|m|} \omega_D}{(\omega - \Omega_{1,i}^{|m|})}\right], \quad (8)$$

где $\Omega_{1,i}^{|m|} = [E_g - |\mathcal{E}_{D1,i}^{|m|}| - |\mathcal{E}_{A0,i}^{|m|}|]/\hbar$, $z_2 = a\omega_D/(\omega - \Omega_{1,i}^{|m|})$.

1. Обсуждение результатов

Межпримесное поглощение света в тонкой полупроводниковой проволоке начинается с переходов электрона между основными ($n = 0$) водородоподобными уровнями бесконечно удаленной акцепторно-донорной пары, связанными с наименьшими подзонами проволоки ($i = i' = 1$, $m = m' = 0$) соответствующих зон. Этим переходам, как следует из (7), соответствует основной примесный пик с краем поглощения на частоте

$$\Omega_{0,1}^0 = [E_g - |\mathcal{E}_{D0,1}^0| - |\mathcal{E}_{A0,1}^0|]/\hbar,$$

где $\mathcal{E}_{D0,1}^0$, $\mathcal{E}_{A0,1}^0$ — энергии основного состояния соответственно донора и акцептора.

Заметим, что само существование этого пика в тонкой полупроводниковой проволоке обусловлено непараболическостью закона дисперсии носителей заряда, устраняющей неустойчивость основного состояния одномерной кулоновской задачи, аналогично релятивистской [4]. Для InSb с $E_g = 0.23$ эВ, $\Omega_{0,1}^0 \simeq 10^{14}$ с $^{-1}$.

Вследствие случайного распределения донорно-акцепторных пар этот пик имеет конечную ширину, максимум его, как следует из (7), достигается на частоте

$$\omega_{0,1}^0 = \Omega_{0,1}^0 + \omega_D/2\alpha + \beta_A \omega_D/4. \quad (9)$$

Второй член в (9) описывает сдвиг основного пика поглощения по частоте, связанный с перекрытием волновых функций основных состояний донора и акцептора, которое оказывается существенным в нашем случае при меньших в α^{-1} раз по сравнению с двумерным (2D) [8] и трехмерным (3D) значениях z_0 и соответственно при больших значениях квазиимпульсов. Определяемый третьим членом в (9) концентрационный сдвиг пика пропорционален параметру β_A и при значениях $\beta_A \sim 0.1$ на 2 порядка меньше сдвига, описываемого вторым членом в (9). Полуширина пика $\delta\omega \simeq \omega_D/2\alpha$.

Полный коэффициент поглощения $\alpha_0(\omega)$, как видно из (7), формируется в виде отдельных пиков, обусловленных переходами электронов между дискретными уровнями водородоподобной примеси, образующимися под дном каждой подзоны квантования в проволоке.

Следующие за основным пиком кривой $\alpha_0(\omega)$ с краями поглощения $\Omega_{0,i}^{|m|}$, сдвинутыми в коротковолновую область, возникают из-за переходов электрона между основными состояниями примеси, подвешенными под подзонами с индексами i, m в проволоке. Для оценок величин $\Omega_{0,i}^{|m|}$ удобно пользоваться асимптотическим разложением энергий основных состояний примеси $\mathcal{E}_{D0,i}^{|m|}$, $\mathcal{E}_{A0,i}^{|m|}$ (3) при малых значениях α , что дает [1]

$$\Omega_{0,i}^{|m|} \simeq 2\alpha \sqrt{\mu^2 s^4 + \frac{\hbar^2 s^2 (\lambda_i^{|m|})^2}{R^2}}.$$

Пики $\alpha_0(\omega)$ располагаются в очередности корней бесселевых функций [9] $\Omega_{0,1}^0 < \Omega_{0,1}^1 < \Omega_{0,1}^2 < \Omega_{0,2}^0 < \Omega_{0,1}^3 < \Omega_{0,2}^1$, отражающей специфику квантования спектра носителей заряда в тонкой проволоке с круглым сечением. Их максимумы достигаются на частотах

$$\omega_{0,i}^{|m|} = \Omega_{0,i}^{|m|} + \omega_D/2\alpha + \beta_A \omega_D/4,$$

а полуширины равны полуширине основного пика.

Для проволоки с радиусом $R \simeq 10^{-6}$ см расстояние между двумя соседними максимумами для InSb примерно равно ω_D ($\omega_D \simeq 10^{12}$ с $^{-1}$), интенсивность пиков спадает по закону ω^{-1} .

Переходам электрона с основного состояния акцептора ($n = 0, i = 1, m = 0$) на первый возбужденный уровень донора ($n = 1, i = 1, m = 0$) соответствует пик с краем поглощения на частоте

$$\Omega_{1,1}^0 = [E_g - |\mathcal{E}_{D1,1}^0| - |\mathcal{E}_{A0,1}^0|]/\hbar,$$

существенно удаленной относительно $\Omega_{0,1}^0$ в коротковолновую область, при указанных выше значениях параметров $\Omega_{1,1}^0 \simeq 3 \cdot 10^{14}$ с $^{-1}$.

Список литературы

- [1] А.П. Джотян, Э.М. Казарян, А.С. Чиркинян. ФТП, **30**, 1085 (1996).
- [2] G.M. Dohler. Phys. Stat. Sol. (b), **45**, 705 (1971).
- [3] E.O. Kane. J. Phys. Chem. Sol., **1**, 249 (1957).
- [4] H.N. Spector, J. Lee. Amer. J. Phys., **53**, 248 (1985).
- [5] С.Л. Арутюнян, Э.М. Казарян. Изв. АН АрмССР. Физика, **12**, 16 (1977).
- [6] А.И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников (М., 1978).
- [7] Э.М. Казарян, А.А. Киракосян. Сб. ВИМИ Репорт, В4 (1975).
- [8] А.А. Киракосян, Э.А. Саркисян. Изв. АН АрмССР. Физика, **19**, 129 (1984).
- [9] Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции (М., 1977).

Редактор Л.В. Шаронова

Interimpurity light absorption in A^{III}B^V type thin semiconductor wires

A.P. Djotian, E.M. Kazarian, A.S. Chirkinian

Yerevan State University,
375049 Yerevan, Armenia

Abstract A study has been made of the interimpurity light absorption in A^{III}B^V type thin low-doped semiconductor wires with the Kane's dispersion law of charge carriers, one-dimensional chaotic distribution of impurities being taken into account. The course of the absorption curve was analyzed: the location of absorption maxima corresponding to transitions from the ground acceptor level to the ground and the first excited levels of the wire donor. It is shown that the non-parabolicity, which leads to realization of transitions between ground states of the impurity, causes an abrupt detachment of this absorption line from the rest.