ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА СПЛАВНОМ БЕСПОРЯДКЕ

Г.Б. ИБРАГИМОВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, Баку, пр.Г.Джавида,33

Исследовано поглощение инфракрасного электромагнитного излучения в квантовой яме полупроводника свободными носителями, рассеяние которых происходит на сплавном беспорядке. Для невырожденного двумерного электронного газа найдены аналитические выражения для коэффициентов поглощения. Полученные соотношения исследованы в пределе низких концентраций, когда электроны занимают лишь первую подзону.

Успехи в развитии эпитаксиальной технологии, в частности молекулярно-лучевой эпитаксии, сделали возможным выращивание гетероструктур и квантовых ям на основе бинарных и тройных соединений полупроводников. В настоящее время широко изучаются физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами. Многочисленные эксперименты показывают наличие в таких системах сильного поглощения излучения, энергия квантов которого ($\hbar\Omega \sim 1\div5$ мэВ) меньше расстояния между подзонами размерного квантования. Такое излучение может поглощаться только за счёт внутризонных и, следовательно, непрямых переходов. Для одновремённого выполнения законов сохранения энергии и импульса в таких переходах электрон, поглотивший фотон, должен рассеяться на какой-нибудь третьей частице. В литературе рассматриваются в основном внутризонные переходы с расстоянием на фононах или на примесях [1-5]. Однако, в тройных соединениях наряду с обычными механизмами рассеяния необходимо учитывать и рассеяние электронов на сплавном беспорядке. Этот дополнительный процесс рассеяния возникает из-за неупорядоченного расположения атомов в узлах решётки сплава. Рассеяние электронов на сплавном беспорядке в тройных полупроводниковых структурах изучено во многих теоретических и экспериментальных работах [6-9]. Представляет большой интерес и изучение рассеяния носителей на сплавном беспорядке в квазидвумерных полупроводниковых структурах [10-12].

Целью данной работы является теоретическое рассмотрение поглощения света свободным квазидвумерным электронным газом, обусловленного рассеянием электронов на сплавном беспорядке.

В качестве квазидвумерной системы рассмотрим прямоугольную яму с шириной d, которую для простоты будем считать бесконечно глубокой. В этом случае энергетический спектр и волновые функции электрона имеют вид

$$E_{k,n} = E_k + E_n = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^x} + n^2 E^0,$$

$$E_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^x d^2},\ n=1,2,3,...$$

$$\Psi_{k,n} = \left(\frac{2}{\Omega_o}\right)^{1/2} exp\left(i\vec{k}\vec{r}\right) sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right) \quad (1)$$

где E_n - энергия размерно-квантованного уровня, m^x - эффективная масса электрона, n - номер размерно-квантованного уровня, $\vec{k} = \{k_x, k_y\}$ и $\{x, y\}$ волновой и радиус вектор электрона в плоскости слоя, Ω_o - объём кристалла. Ось Z системы координат перпендикулярна слою, а оси x и y лежат в его плоскости.

Расчёт коэффициент поглощения света свободными носителями в квазидвумерных системах будем вести во втором порядке теории возмущений. Скорость перехода из состояния kn в состояние $k'n'$ определяется при этом следующей формулой:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\sum_{\substack{\alpha \\ E_\alpha \neq E_f}} \frac{\langle f|V_i|\alpha\rangle\langle\alpha|H_R|i\rangle}{E_f - E\alpha} - \sum_{\substack{\alpha \\ E\alpha \neq E_f}} \frac{\langle f|H_R|\alpha\rangle\langle\alpha|V_i|i\rangle}{E_\alpha - E_i}\right|^2 \delta\left(\hbar\Omega - \left(E_f - E_i\right)\right) \quad (2)$$

где индексы i, α и f обозначают начальное, промежуточное и конечное состояния электрона и включают квантовые числа κ и n, Ω - частота фотона, H_R – оператор электорон-фотонного взаимодействия, V_i - потенциал рассеяния на сплавном беспорядке.

Матричный элемент взаимодействия электрона с плоскополяризованной электромагнитной волной вычислен во многих работах (см.напр.[6]).

$$\langle k'n'|H_R|kn\rangle = -\frac{e\hbar}{m^x}\left(\frac{2\pi\hbar n_o}{\in \Omega\Omega_o}\right)^{1/2}\left(\vec{E}\vec{K}\right)\delta nn'\delta k_x k_x^k \delta k_y k_y^2 \qquad (3)$$

где $\in$ - высокочастотная диэлектрическая постоянная, n_o -число фотонов в поле излучения.

В приближении виртуального кристалла, потенциал сплавного рассеяния в узле (r_i, z_i) предполагается в виде сферически симметричной ямы с высотой ΔE и радиусом r_o. В узле (r_i, z_i) потенциал $V_i(r_i, z_i)$ можно выразить через двумерный ряд Фурье [12]

$$V_i(r_i, z_i) = \sum_{q_{11}} 2\pi\Delta E\,\frac{r_z J_1(r_z q_{11})}{q_{11}}\exp\left[i\vec{q}_{11}(\vec{r} - \vec{r}_i)\right]$$
$$r_z^2 = r_o^2 - (Z - Z_i)^2 \qquad (4)$$

где J_1 - функция Бесселя первого рода первого порядка.

При таком виде потенциала, матричный элемент перехода из состояния kn в состояния $k'n'$ имеет вид

$$\langle k'n'|Vi|kn\rangle = \frac{4\pi\Delta E}{d}\exp(-i\vec{q}_{11}\vec{r}_i)\delta k', k + q_{11}\int_{Z_i - r_o}^{Z_i + r_o} dz\,\frac{r_z J_1(r_z q_{11})}{q_{11}}\sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right)\sin\left(\frac{n\pi z}{d}\right) \qquad (5)$$

При малом r_o, имеет место $r_z\ q_{11} \ll I\quad J_1(x) \cong x/2$ и вариацией синусоидального члена в интервале $Z_i - r_o \le Z \le Z_i + r_o$ можно пренебречь. Учитывая, что все узлы сплава распределяются случайно с соотношением $x(I-x)$ и проводя несложные вычисления для скорости перехода, получаем:

$$W = \left(\frac{16}{3}\,\frac{\pi e\hbar(\Delta E)e r_0^3}{\Omega_o}\right)^2 \frac{n_o N_o x(1 - x)}{m^{x^2} \in \Omega}\cdot\frac{|K_f - K_i|^2}{\left|E_{k_f n_f} - E_{k_{in_i}}\right|^2}\cdot\delta(\hbar\Omega - (E_{k_f n_f} - E_{k_i n_i})) \qquad (6)$$

где N_o -число узлов сплава в единичном объёме.

Коэффициент поглощения вычислен по формуле:

$$\alpha = \frac{2\pi Pc}{\sqrt{\in |A_o|^2 \Omega^2}}\ , \qquad (7)$$

где A_o - амплитуда электромагнитной волны, связанная с объёмной концентрацией фотонов n_o, соотношением $|A_o|^2 = \dfrac{2\pi n_o \hbar c^2}{\Omega n_c}$ (n_c - показатель преломления среды на частоте Ω) P - энергия поглощаемая в единичном объёме за единицу времени, которая имеет вид

$$P = \hbar\Omega\sum_{if}\{W_{i\to f} f(E_i)\,[1 - f(E_f)] - W_{f\to i} f(E_f)\,[1 - f(E_i)]\}$$

где $f(E)$ - функция распределения свободных носителей.

Так как $W_{i\to f} \equiv W_{f\to i}$, то тогда

$$P = \hbar\Omega\sum_{if}[f(E_i) - f(E_f)]\ . \qquad (8)$$

Переход от суммирования по κ в (8) к интегрированию можно выполнить с помощью следующего выражения

$$\sum_{k_f} \to \frac{m^x}{\hbar^2}\,\frac{\Omega_o}{(2\pi)^2 d}\int_o^\infty dE_{k_f}\int_o^{2\pi} d\eta \qquad (9)$$

здесь η - угол между K_f и K_i.

Для коэффициента поглощения света свободными носителями при рассеянии электронов на сплавном беспорядке с помощью выражении (6) - (8), получим

$$\alpha = \left(\frac{8}{3}\,\frac{e(\Delta E)r_o^3}{d\hbar^3}\right)^2\cdot\frac{m^x N_o x(1 - x)}{\sqrt{\in}\Omega^3 c}\cdot\sum_{nin_f}\left\{\left[\frac{\sin\frac{\pi}{2}(n_f - n_i)}{n_f - n_i} - \frac{\sin\frac{\pi}{2}(n_f n_i)}{n_f + n_i}\right]\right\}\cdot$$
$$\cdot\int_o^{\hbar\Omega - E_j}\left(f_{E k_i n_i} - f_{E_{k_i} + \hbar\Omega - Ej, n_f}\right)\left(2E_{k_i + \hbar\Omega - Ej}\right)dE_{k_i} \qquad (10)$$

где $E_j = (n_f^2 - n_i^2)E_o$.

Для невырожденного квазидвумерного электронного газа

$$f_{E_{k,n}} = \frac{2\pi\hbar^2 n_e d}{mK_bT\gamma} exp\left(-\frac{E_k}{K_BT}\right) exp\left(-\frac{n^2E_o}{K_bT}\right) \tag{11}$$

где n_e - концентрация носителей.

Подставляя (11) в (10) получим

$$\alpha = \frac{128\pi e^2(\Delta E)^2 r_o^6 n_e N_o x(1-x)}{9d\ \epsilon^{1/2}\ \hbar^4\Omega^3 c\gamma}\sum_{n_i}\sum_{n_f}\left(e^{\frac{-n_i^2E_o}{K_rT}} e^{\frac{\hbar\Omega-E_j}{K_nT}} - e^{-\frac{n_f^2E_o}{K_rT}}\right)\times$$
$$\times\left[\left(\hbar\Omega - E_j\right)\left(3e^{\frac{\hbar\Omega-E_j}{K_BT}}+1\right)+2\left(K_RT\right)\left(1-e^{\frac{\hbar\Omega-E_j}{K_RT}}\right)\right]\times$$
$$\times\left[\frac{\sin\frac{\pi}{2}(n_f-n_i)}{n_fn_i}-\frac{\sin\frac{\pi}{2}(n_f+n_i)}{n_f+n_i}\right] \tag{12}$$

Проанализируем далее простейший случай низких температур, когда электроны занимают фактически только дно первой подзоны. Эта ситуация реализуется когда $\frac{E_2-E_1}{K_BT}=\frac{3E_o}{K_BT}\rangle\rangle 1$. Если при этом энергии кванта не хватает для заброса электронов во вторую и высшие подзоны, то основной вклад в сумму (II) даёт слагаемое при $n_i=n_f=1$. В случае $\hbar\Omega\ \rangle\rangle K_BT$ получаем

$$\alpha = \frac{32\pi^3c^2(\Delta E)^2r_o^6n_eN_ox(1-x)}{3d\ \epsilon^{1/2}\ \hbar^3\Omega^2c}e^{\frac{2\hbar\Omega}{K_BT}} \tag{13}$$

Из формулы (12) и (13) видно, что коэффициент поглощения света свободными носителями, рассеяние которых происходит на сплавном беспорядке увеличивается при уменьшении ширины квантовой ямы. Для оценки величины поглощения выберем параметры $In_{1-x}Ga_xAs$: $m_c=0{,}042m_o$, $r_o=\frac{\sqrt{3}}{4}a=\frac{\sqrt{3}}{4}\cdot 5{,}87\cdot 10^{-8}$см, $N_o=\frac{4}{3}$, $\Delta E=0{,}53$ эВ, $n_e=10^{17}$ см^3, $\hbar\Omega=5\cdot 10^{-3}$ эВ, $T=10k^a$, $d=10$ nm. Подставляя эти значения в (13), получим оценки $\alpha\approx 1$ см. Приведённые численные оценки показывают, что поглощение за счёт рассеяния электронов на сплавном беспорядке оказывается довольно сильным и может конкурировать с фононным механизмом.

[1] *H. Adamska and H.N. Spector.* J. Appl.Phys., 1984, 56 (4), p.1123.

[2] *В.Л.Гуревич, Д.А.Поршин, К.Э.Штенгел.* ФТТ, 1985, т. 30, с. 1466.

[3] *S.S. Kubakaddi and B.G. Mulimani.* J. Appl. Phys., 1985, 58, p. 3640.

[4] *C. Trallero Ciner and M. Anton.* Phys. Stat. Sol. (b), 1986, 133, p. 563.

[5] *F.M. Gashimzade and E.V. Tahirov.* Phys. Stat. Sol (b), 1990, 160 k 177.

[6] *J.W. Harrison and J.R. Hauser.* Phys. Rev B.13, 1976, p. 5351.

[7] *M.A. Littlejohn, J.R. Hauser and T.H.Glisson.* Appl. Phys. Left., 1977, 30, p. 242.

[8] *K. Sieranski and J. Szatkowski.* Phys. Stat. Sol. (b) 104, 1981, 57.

[9] *M.I. Aliev, Kh.A. Khalilov, H.B. Ibrahimov.* Phys. Stat Sol. (b) 140, 1987, K83.

[10] *S.B. Ogale and A. Madhuker.* J. Appl. Phys. 56 (2), 1984, p. 368.

[11] *P.K. Basu and K. Bhattacharyya.* Phys. Stat. Sol. (b) 128, 1985, K.175.

[12] *P.K. Basu and D. Raychaundhury.* J. Appl. Phys 68 (7), 1990, p. 3443.

H.B. İbrahimov

KVANT ÇUXURLARDA ELECTRONLARIN NIZAMSIZLIQDAN SƏPİLƏN HALINDA İŞIĞIN ZONADAXİLİ UDULMASI

Kvant çuxurlu yarımkeçirici materiallarda elektronların ərintinin nizamsızlığından səpilən infraqırmızı elektromaqnit süalarının sərbəst yükdaşıyıcılardan udulması tədqiq edilmişdir. Cırlaşmamış ikiölçülü elektron qazı üçün udulma əmsalının analitik ifadəsi alınmışdır. Alınan ifadə elektronlar yalnız birinci alt zonada olan aşağı konsentrasiya halında tədqiq edilmişdir.

H.B. Ibrahimov

INTRABAND LIGHT ABSORPTION IN QUANTUM WELLS AT THE EXPENSE OF ALLOY-DISORDER SCATTERING

The theory free carries absorption in quasi-two dimensional semiconducting structures (of the kind of quantum well structures) was studied considering the case when electrons are scattered randomly alloy disorder. Free carrier absorption coefficient of light is calculated for the of non degenerate carrier statistics is made. The obtained expression was investigated in limit low concentrations; when electron being only on first subband.

Дата поступления: 04.10.98 *Редактор: Ф.М. Гашимзаде*