В заключение отметим, что проведенные исследования свидетельствуют о возможности определения концентрации дырок в InP методом КРС с локальностью не более 150 мкм по поверхности и 900 Å по глубине. Высокая локальность метода позволяет определять p в тонких слоях и в сочетании с прецизионным травлением исследовать распределение свободных носителей в градиентных слоях, что и будет продемонстрировано в последующих работах.

Авторы выражают благодарность А.В.Каманину и Н.М.Шмидт за предоставление диффузионных образцов и обсуждение полученных результатов.

Список литературы

[1] Рассеяние света в твердых телах. Под. ред. М.Кардоны и Г.Гюнтеродта. М.: Мир, 1986. Вып. 2. 408 с.
[2] *Минтаиров Ф.М., Смекалин К.Е., Устинов В.М., Хвостиков В.П.* // ФТП. 1990. Т. 24. Вып. 9. С. 1539–1549.
[3] *Mlayah A., Carles R., Landa G.* et al. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. N 7. P. 4064–4070.
[4] *Irmer G., Siegel W., Kuhnel G.* et al. // Semicond. Sci. Technol. 1991. Vol. 6. N 11. P. 1072–1078.
[5] *Беляков С.В., Бусыгина Л.А., Гореленок А.Т.* и др. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 13. С. 35-38.
[6] *Белоусов М.В., Гореленок А.Т., Давыдов И.Ю.* и др. // ФТП. 1990. Т. 24. Вып. 12. С. 2177–2180.
[7] *Hon D.T., Faust W.L.* // Appl. Phys. 1973. Vol. 1. P. 241–256.
[8] *Yugami H., Nakashima S., Mitsuishi A.* // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 61. P. 354–358.
[9] *Herms M., Irmer G., Monecke J., Oettel O.* // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 71. N 1. P. 432–435.
[10] *Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.Н.* // Техника и практика спектроскопии. М.: Наука, 1976. С. 392.
[11] *Fukasawa R., Wakaki M., Onta K., Okumura N.* // Jap. J. Appl. Phys. 1986. Vol. 25. N 4. P. 652–653.

01;06;07 *Журнал технической физики, т. 65, в. 1, 1995*

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ЯМОЙ В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В.А.Синяк

Институт прикладной физики АН Молдовы,
227028, Кишинев, Молдова
(Поступило в Редакцию 15 июня 1994 г.)

Оптическим свойствам полупроводников с пониженной размерностью в последнее время уделяется особое внимание. Это связано с уникальными возможностями их использования при создании инфракрасных лазеров, фотодетекторов, высокоскоростных электрооптических модуляторов. Большое количество работ посвящено межзонным оптическим переходам, экситонным эффектам, оптическому эффекту Штарка и многим другим линейным и нелинейным эффектам в полупроводниковых квантовых ямах [1].

Известно, что постоянное электрическое поле существенно изменяет оптические свойства полупроводников (эффект Франца–Келдыша). В ряде работ изучается влияние электрического поля на межзонные переходы [1] и внутризонные [2,3] между уровнями размерного квантования в полупроводниковых квантовых ямах с бесконечно высокими стенками.

В предлагаемой работе в отличие от [2,3] получено аналитическое выражение для внутризонного коэффициента поглощения света полупроводниковой квантовой ямой с бесконечно высокими стенками в постоянном электрическом поле на основе точных волновых функций носителей заряда. Электрическое поле F направлено перпендикулярно плоскости ямы. Расчет коэффициента поглощения проведен методом матрицы плотности в приближении времени релаксации. Рассматриваются оптические переходы между уровнями размерного квантования электрона в зоне проводимости. Коэффициент поглощения света частоты Ω имеет вид [2]

$$\alpha(\Omega) = \Omega \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} |M_{mm}|^2 \left(\frac{m^* kT}{d\pi\hbar^2} \right) \times$$
$$\times \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_F - E_n)/kT]}{1 + \exp[(E_F - E_m)/kT]} \right\} \frac{\frac{\hbar}{\tau}}{(E_m - E_n - \hbar\Omega)^2 + \left(\frac{\hbar}{\tau}\right)^2}. \tag{1}$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость; m^* — эффективная масса электрона; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; E_F — энергия Ферми; τ — время релаксации; M_{mn} — матричный элемент перехода между уровнями размерного квантования n и m; E_n и E_m — энергии, соответствующие этим уровням.

Во всех работах по внутризонному поглощению света квантовыми ямами с бесконечно высокими стенками в постоянном электрическом поле матричный элемент M_{mn} вычислялся численно [2,3]. Нам удалось получить аналитическое выражение для

$$M_{mn} = |e| \int\limits_0^d z\psi_m^*(z)\psi_n(z)dz = \frac{2|e|d}{b} \frac{1}{(\beta_n - \beta_m)^2} \frac{\gamma_n\gamma_m - 1}{[(1-\gamma_n^2)(1-\gamma_m^2)]^{1/2}}. \tag{2}$$

Здесь Ψ_n — волновая функция электрона для n-го уровня размерного квантования в постоянном электрическом поле, зависящая только от координаты z

$$\psi_n(z) = \pi\sqrt{\frac{b}{a}} \frac{B_i(\beta_n)A_i(\rho_n) - A_i(\beta_n)B_i(\rho_n)}{(1-\gamma_n^2)^{1/2}}, \tag{3}$$

d — толщина ямы, $b = \pi\sqrt{\hbar\omega/E_0}$;

$$\omega = \frac{(|e|F)^{2/3}}{(2m^*\hbar)^{1/3}}; \quad E_0 = \frac{\hbar^2\pi^2}{2m^*d^2};$$

$$\beta_n = -\frac{E_n}{\hbar\omega}; \quad \alpha_n = b - \beta_n; \quad \rho_n = \frac{z}{d}b - \beta_n; \quad \gamma_n = \frac{A_i(\beta_n)}{A_i(\alpha_n)};$$

$n = 1, 2, 3, \ldots$; $A_i(x)$ и $B_i(x)$ — функции Эйри. Энергия E_n, соответствующая уровню размерного квантования n, определяется из секулярного уравнения

$$A_i(\beta_n)B_i(\alpha_n) - B_i(\beta_n)A_i(\alpha_n) = 0. \tag{4}$$

Отметим, что при $F \to 0$ (2)–(4) переходят в волновую функцию. матричный элемент перехода и энергию свободного электрона в квантовой яме с бесконечно высоким барьером. А именно

$$\psi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin \frac{\pi n}{d} z, \quad M_{mn} = \frac{4|e|d}{\pi^2} \frac{nm[(-1)^{n+m} - 1]}{(n^2 - m^2)^2},$$

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* d^2}. \tag{5}$$

Чтобы получить (5) из (2)–(4), следует воспользоваться асимптотиками функций Эйри

$$A_i(x) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{|x|^{1/4}} \cdot \sin\left(\frac{2}{3}|x|^{3/2} + \frac{\pi}{4}\right), \quad x \to -\infty,$$

$$B_i(x) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{|x|^{1/4}} \cos\left(\frac{2}{3}|x|^{3/2} + \frac{\pi}{4}\right), \quad x \to -\infty.$$

При вычислении матричного элемента (2) мы использовали уравнение, которому удовлетворяют функции Эйри,

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - x\right) A_i(x) = \left(\frac{d^2}{dx^2} - x\right) B_i(x) = 0,$$

вронскиан

$$A_i(x)B_i'(x) - B_i(x)A_i'(x) = \frac{1}{\pi},$$

а также следующие интегралы:

$$\int f_1(x)f_2(x)dx = xf_1(x)f_2(x) - f_1'(x)f_2'(x);$$

$$\int dx f_1(x)f_2(x+\alpha) = \frac{1}{\alpha}[f_1(x)f_2'(x+\alpha) - f_2(x+\alpha)f_1'(x)],$$

где f_1, f_2 — любая из функций $A_i(x)$, $B_i(x)$; штрих означает производную функцию.

Приведем также выражение для силы осциллятора f_{mn} в электрическом поле F

$$f_{mn}(F) = 4\frac{m_0}{m^*} \frac{1}{(\beta_m - \beta_n)^3} \frac{(1 - \gamma_m\gamma_m)^2}{(1 - \gamma_n^2)(1 - \gamma_m^2)}. \tag{6}$$

При $F = 0$ из (6) получаем известное выражение для

$$f_{mn}(0) = \frac{64}{\pi^2}\frac{m_0}{m^*}\frac{n^2m^2}{(m^2-n^2)^3},$$

где m_0 — масса свободного электрона.

Оценим величины коэффициента поглощения света (1) для переходов между уровнями размерного квантования с $n = 1$ и $m = 2$ при $F = 0$ и $F \neq 0$ для квантовой ямы GaAs–AlGaAs при следующих значениях параметров [3]: $T = 77$ K, $m^* = 0.0665m_0$, $\tau = 0.14$ пс, $E_F = 25.38$ МэВ, показатель преломления $n' = 3.2$, $d = 100$ Å.

1) $F = 0$. Максимум поглощения соответствует энергии кванта $\hbar\Omega_0 = 106$ МэВ, $\alpha(\Omega_0) \simeq 990$ см$^{-1}$.

2) $F = 100$ кВ/см. Максимум коэффициента поглощения соответствует энергии кванта света $\hbar\Omega_F \simeq 111$ МэВ, $\alpha(\Omega_F) \simeq 1750$ см$^{-1}$. Сдвиг пика поглощения в постоянном электрическом поле $\Delta\hbar\Omega = \hbar\Omega_F - \hbar\Omega_0 \simeq$ $\simeq 6$ МэВ. Рост пика поглощения $\Delta\alpha(\Omega) = \alpha(\Omega_F) - \alpha(\Omega_0) \simeq 760$ см$^{-1}$.

Обсудим полученные результаты. В отсутствие постоянного электрического поля возможны переходы между уровнями размерного квантования, для которых разность $m - n$ есть нечетное число. Это следует из выражения для матричного элемента (5). Если $F \neq 0$, то квантовые переходы могут идти между любыми двумя уровнями. Расчеты показывают, что с увеличением напряженности электрического поля растет расстояние между уровнями размерного квантования. Это приводит к смещению пика коэффициента внутризонного поглощения в сторону больших энергий и его росту.

Приведенные выше результаты показывают, что с помощью постоянного электрического поля можно весьма эффективно модулировать поглощение света полупроводниковыми квантовыми ямами.

Список литературы

[1] *Schmitt-Rink S., Chemla D.S., Miller A.B.* //Adv. in Phys. 1989. Vol. 38. N 4. P. 89–198.
[2] *Ahn D., Chuang S.L.* // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 35. N 8. P. 4149–4151.
[3] *Ahn D., Chuang S.L.* // IEEE J. Quant. Electron. 1987. Vol. Qe-23. N 12. P. 2196–2204.
[4] *Trallero Giner C., Lopez Gondar J.* // Physica. B+C. 1986. Vol. 138. P. 287–294.