

УДК 621.315

ВНУТРИПОДЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ С УЧЕТОМ РАССЕЯНИЯ НА ТРЕХМЕРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНАХ

А.О. ГЕВОРГЯН*, Э.М. КАЗАРЯН, А.А. КОСТАНЯН

¹Российско–Армянский (Славянский) университет, Ереван, Армения

*e-mail: gevorgyan.artak@gmail.com

(Поступила в редакцию 12 февраля 2016 г.)

В рамках второго порядка теории возмущений рассмотрено поглощение света свободными носителями в параболической квантовой яме (КЯ) с учетом рассеяния на трехмерных оптических фононах. Получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения с учетом двух типов процессов – с первоначальным поглощением фотона и с дальнейшим рассеянием на оптическом фононе, а также с первоначальным рассеянием на оптическом фононе и дальнейшим поглощением фотона. Исследованы частотные характеристики и зависимости от температуры и ширины КЯ коэффициента поглощения.

1. Введение

Прямое поглощения света свободными носителями противоречит законам сохранения энергии и импульса. Только при наличии примесей, фононов и прочих дефектов решетки возможно поглощение света – рассеяние на третьей частице обеспечивает изменение импульса. Поэтому одним из эффективных инструментов выявления и оценки механизмов рассеяния является поглощение свободными носителями (ПСН).

В низкоразмерных структурах (квантовые ямы, нити) благодаря наличию энергетических подзон становятся возможными переходы как внутри подзоны – внутриподзонные переходы, так и между подзонами – межподзонные переходы [1–2].

Теоретическое рассмотрение задач по ПСН в квантово-размерных структурах было осуществлено еще в середине 70-х годов, и одними из пионерских работ по данной тематике были работы Казаряна и др. [3–4]. В этих исследованиях в рамках второго порядка теории возмущений были получены частотные зависимости коэффициента поглощения света в невырожденной полупроводниковой пленке и проволоке. Исследованы механизмы рассеяния на акустических фононах [3] и ионизированных примесных центрах [4]. В дальнейшем ПСН в

изучалось многими авторами: на ионизированных примесях с учетом экранирования [5–7], с учетом рассеивания на акустических фононах [8], а также полярных и неполярных оптических фононах [9–11].

Большой дипольный момент, ультрабыстрая релаксация, возможность настройки длин волн переходов – все это уникальные характеристики внутриподзонных переходов в КЯ, которые вызывают огромный интерес не только с точки зрения фундаментальной физики, но и разработки новых технологических приложений [12–14]. Внедрены устройства, основанные на внутриподзонных переходах в гетероструктурах из КЯ, такие, как квантовые каскадные лазеры [15], фотодетекторы [16–17], сверхбыстрые оптические модуляторы [18] и оптические переключатели [19].

С теоретической точки зрения при рассмотрении ПСН в квантово-размерных структурах возникает необходимость создать модель ограничивающего потенциала, которая учитывала бы геометрию структуры и ее физико-химические свойства. Геометрия определяет симметрию, а последняя формирует форму ограничивающего потенциала на границах раздела [20].

В настоящей работе исследовано ПСН в параболической КЯ в рамках второго приближения теории возмущений. Получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения с учетом рассеяния на трехмерных оптических фононах.

2. Теория внутриподзонных переходов

Идеальная параболическая аппроксимация ограничивающего потенциала хорошо работает для сравнительно низких уровней размерного квантования. В дальнейшем предполагается, что ограничивающий потенциал КЯ имеет вид

$$V_{\text{conf}}(z) = \frac{m^* \omega_0^2 z^2}{2}, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса электрона, ω_0 – частота ограничивающего потенциала КЯ, определяемая с помощью вириальной теоремы и равная [21–23]

$$\omega_0 = \frac{\gamma \hbar}{m^* L^2}, \quad (2)$$

где γ – некоторый подгоночный параметр.

Расчеты проводятся на основе стандартной теории квантовых переходов согласно общей формуле

$$\alpha = \frac{\sqrt{\kappa}}{cN} \sum_i P_i f_i, \quad (3)$$

где κ – диэлектрическая постоянная, N – количество фотонов, падающих на КЯ

в единицу времени на единицу площади, c – скорость света, f_i – функция распределения заряда и P_i – скорость переходов (число переходов в единицу времени).

Выражение для P_i во втором порядке теории возмущений имеет вид [24–25]

$$P_i = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f \left| \sum_m \left[\frac{|M_{im}^v| |M_{mf}^J|}{E_i - E_m + \hbar\omega} + \frac{|M_{ij}^J| |M_{jf}^v|}{E_i - E_j} \right] \right|^2 \delta(\varepsilon_f - \varepsilon_i - \hbar\omega \pm \hbar\omega_q), \quad (4)$$

в котором учитывается два возможных механизма достижения одного и того же конечного состояния, ε_i – энергия начального состояния, ε_f – энергия конечного состояния, $\varepsilon_m, \varepsilon_j$ – энергия промежуточного состояния (аналогично, E_i, E_m, E_j и E_f – являются полными энергиями соответствующих двумерных энергий), $\hbar\omega$ – энергия фотона, $\hbar\omega_q$ – энергия трехмерного оптического фонона, M_{im}^v, M_{jf}^v – матричный элемент, обусловленный поглощением фотона и M_{mf}^J, M_{ij}^J – матричный элемент, обусловленный рассеянием на трехмерных оптических фононах. В направлении z электрон находится в параболической КЯ, а в плоскости (x, y) имеется двумерная трансляционная симметрия. Знак $(+)$ в уравнении (4) соответствует испусканию фонона, а знак $(-)$ – поглощению фонона.

Рассмотрим линейно-поляризованный свет, падающий на плоскость КЯ. Первый член в выражении (4) соответствует процессу, при котором электрон взаимодействует сначала с фотоном, а затем с фононом (процесс а-типа). Второй член соответствует процессу, при котором электрон сначала поглощает или испускает фонон, а затем поглощает фотон (процесс б-типа).

В случае первоначального поглощения фотона (рис.1, переход imf), переход $i \rightarrow m$ сопровождается поглощением фотона, а переходу $m \rightarrow f$ соответствует рассеяние на трехмерном оптическом фононе. При первоначальном

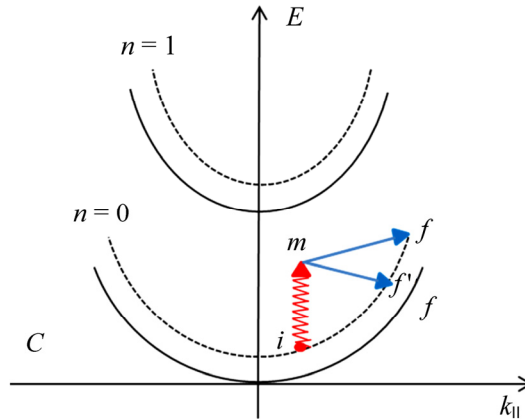


Рис.1. Энергетическая диаграмма переходов с первоначальным поглощением света; процесс а-типа.

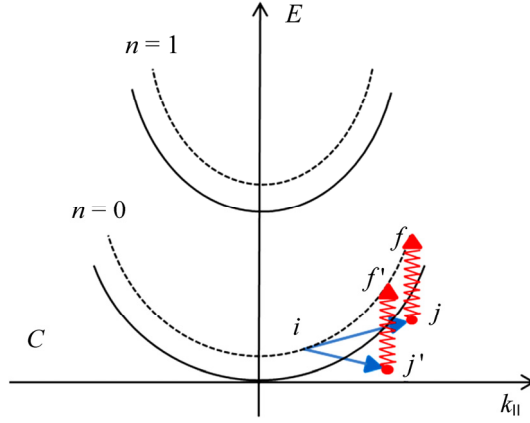


Рис.2. Энергетическая диаграмма переходов с первоначальным рассеянием на фононах; процесс б-типа.

рассеянии (рис.2, переход ijf) имеем: $i \rightarrow j$ – рассеяние на фононе и $j \rightarrow f$ – поглощение фотона. Состояния m и j являются виртуальными.

Общий вид волновой функции запишем как

$$|\varphi\rangle = \sqrt{\frac{1}{S}} \frac{1}{\sqrt{2^n n!}} \left(\frac{\gamma}{\pi L^2} \right)^{1/4} e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} e^{\frac{\gamma z^2}{2L^2}} H_n \left(\frac{\sqrt{\gamma} z}{L} \right), \quad (5)$$

где L – ширина КЯ, S – площадь ее поверхности и H_n – полиномы Эрмита.

Энергетический спектр имеет вид

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m^*} + \frac{\hbar\omega_{\text{osc}}}{2}, & E_m &= \frac{\hbar^2 k_m^2}{2m^*} + \frac{\hbar\omega_{\text{osc}}}{2} + \hbar\omega, \\ E_j &= \frac{\hbar^2 k_j^2}{2m^*} + \frac{\hbar\omega_{\text{osc}}}{2} \pm \hbar\omega_q, & E_f &= \frac{\hbar^2 k_f^2}{2m^*} + \frac{\hbar\omega_{\text{osc}}}{2}, & \hbar\omega_{\text{osc}} &= \frac{\gamma\hbar^2}{m^* L^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

С учетом вида волновой функции матричный элемент, обусловленный поглощением фотона, имеет вид

$$M_{im} = \langle \varphi_m | H' | \varphi_i \rangle = \frac{2\pi^2 \sqrt{2\pi}}{S} e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} \delta_{\mathbf{k}_{ij}^m \mathbf{k}_{ij}^i} \left(\frac{i\hbar e}{m} \right) \sqrt{\frac{\hbar}{\kappa\omega}} \quad (7)$$

Для расчета матричного элемента рассеяния на трехмерных оптических фононах будем предполагать, что имеем дело с фактически упругим механизмом рассеяния [26]. Из закона сохранения энергии и импульса, принимая во внимание уравнение (6), для волнового вектора электрона имеем

$$|\mathbf{k}| = \frac{1}{\cos\theta} \left(\pm \frac{m^* \omega_q}{\hbar q} - \frac{q}{2} + \frac{m^* \omega}{\hbar q} \right), \quad (8)$$

где $\mathbf{k}$ – волновой вектор электрона до рассеяния, $\mathbf{k}'$ – волновой вектор электрона после рассеяния на колебаниях решетки, θ – угол рассеяния (угол между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$) и $q = |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|$ – модуль разности волновых векторов электрона до и после рассеяния.

Из уравнения (8) следует, что волновой вектор электрона может принимать минимальное $|\mathbf{k}|_{\min}$ и максимальное $|\mathbf{k}|_{\max}$ значения, которые зависят от угла рассеяния: $|\mathbf{k}|_{\min} = \left(\pm \frac{m^* \omega_q}{\hbar q} - \frac{q}{2} + \frac{m^* \omega}{\hbar q} \right)$ и $|\mathbf{k}|_{\max} = \infty$.

Рассмотрим рассеяние на трехмерных оптических фононах как упругий процесс. Тогда матрица рассеяния на трехмерных оптических фононах дается [26] как

$$\langle |M_{3D}|^2 \rangle = \frac{e^2 \hbar \omega_q}{2 \xi_0 q^2} \left(N_{LO} + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) \left(\frac{1}{\kappa_\infty} - \frac{1}{\kappa_0} \right), \quad (9)$$

где знак (+) соответствует процессу испускания фонона, а знак (–) – поглощению, ξ_0 – постоянная вакуума, κ_∞ – оптическая диэлектрическая постоянная, а κ_0 – статическая диэлектрическая постоянная. Функция распределения оптических фононов N_q (функция распределения Бозе–Эйнштейна) составляет

$$N_q = \frac{1}{\exp(\hbar \omega_q / k_B T) - 1}. \quad (10)$$

Для расчета коэффициента поглощения с учетом обоих механизмов рассеяния и используя уравнение (4), получим

$$\begin{aligned} \alpha(\omega) = & \frac{1}{N(c/\tilde{n})} \left(\frac{2S}{(2\pi)^2} \right)^2 \int d^2 \mathbf{k} d^2 \mathbf{k}', \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{|M_{im}^v|^2 |M_{mf}^j|^2}{(E_i - E_m + \hbar \omega)^2} \right. \\ & \left. + \frac{|M_{ij}^j|^2 |M_{jf}^v|^2}{(E_i - E_j)^2} \right) \delta(\varepsilon_f - \varepsilon_i - \hbar \omega) f(k) [1 - f(k')], \end{aligned} \quad (11)$$

где $f(k)$ и $f(k')$ – вероятности заполнения начального и конечного состояний, соответственно, для распределения Ферми–Дирака, N – количество падающих фотонов на единичную площадь (рассматривается однофотонное поглощение) и $\tilde{n}$ – коэффициент преломления света в среде.

Ограничимся рассмотрением невырожденного электронного газа с температурой T , принимая $f(k') = 0$. Для $f(k)$ используем функцию распределения Больцмана

$$f(k) = \frac{n_e}{N_c} e^{-\frac{E}{k_B T}} = \frac{n_e}{2L} \left(\frac{2\pi \hbar^2}{m^* k_B T} \right)^{3/2} e^{-\frac{E_i}{k_B T}}, \quad (12)$$

где n_e – концентрация свободных электронов.

При подстановке выражений для матричных элементов (7) и (9) в (11) с учетом вида функции распределения (12) для коэффициента поглощения получим выражение

$$\alpha(\omega) = C \left(\frac{1}{\hbar\omega} \right)^3 \left(1 + \frac{E_T}{\hbar\omega \mp E_{ph}} \right) \exp \left(-\frac{\hbar\omega_{osc}}{2E_T} \right), \quad (13)$$

где использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} E_T &= k_B T; \\ E_{ph} &= \hbar\omega_q; \\ C &= \frac{1096\pi^5 e^2 n_e E_{ph}}{L \sqrt{\kappa E_T}} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m^*} \right)^{3/2} \left(N_{LO} + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right) \left(\frac{1}{\kappa_\infty} - \frac{1}{\kappa_0} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

E_T – тепловая энергия системы, E_{ph} – энергия оптического фонона.

3. Результаты и их обсуждение

Обсудим полученные результаты с учетом того, что все численные расчеты сделаны для КЯ из GaAs со следующими параметрами: $m^* = 0.067m_e$, $\kappa = 13.8$, $E_R = 5.275$ мэВ и $a_B = 104$ Å.

Для оценки значения подгоночного параметра γ мы рассмотрели систему Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs. Поскольку прикладную значимость имеют

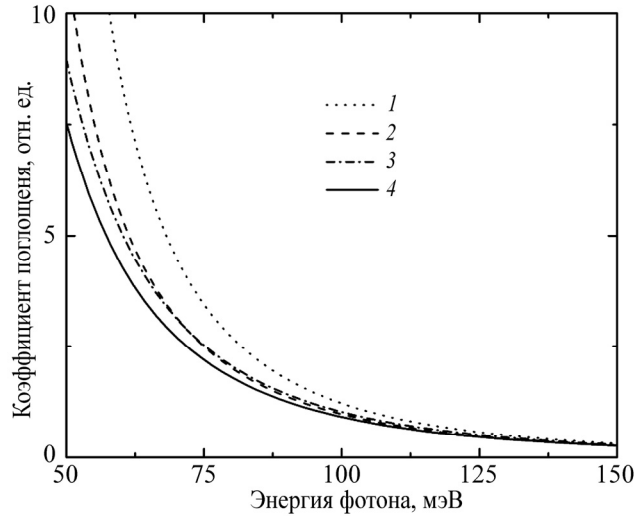


Рис.3. Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона при ширине КЯ $L = 100$ Å и различных значениях температуры: $T = 77$ К (2,4) и $T = 300$ К (1,3), с учетом механизма испускания (2,3) или поглощения (3,4) фонона.

твердые растворы с Al при $x < 0.4$ [27], для γ получаются значения 1.625, 1.418 и 1.337, которые соответствуют толщинам пленки 50 Å, 75 Å и 100 Å, соответственно.

На рис.3 приведена зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона. Такое поведение коэффициента поглощения свойственно для внутриводзонных процессов. Исходя из этого, при испускании фонона зависимость коэффициента поглощения от частоты падающего света сильнее, чем при поглощении фонона.

На рис.4 приведена зависимость коэффициента поглощения от энергии падающих фотонов при разных значениях ширины КЯ. Как следует из рисунка, коэффициент поглощения в зависимости от частоты падающего фотона уменьшается при больших значениях ширины КЯ.

Анализ частотной зависимости коэффициента поглощения показывает зависимость $\alpha(\omega) \sim 1/\omega^{3.2}$. Следовательно, для КЯ с параболическим потенциалом ограничения в результате рассеяния коэффициент поглощения с ростом энергии фотона уменьшается быстрее по сравнению с массивным образцом $\sim 1/\omega^{2.5}$ [27].

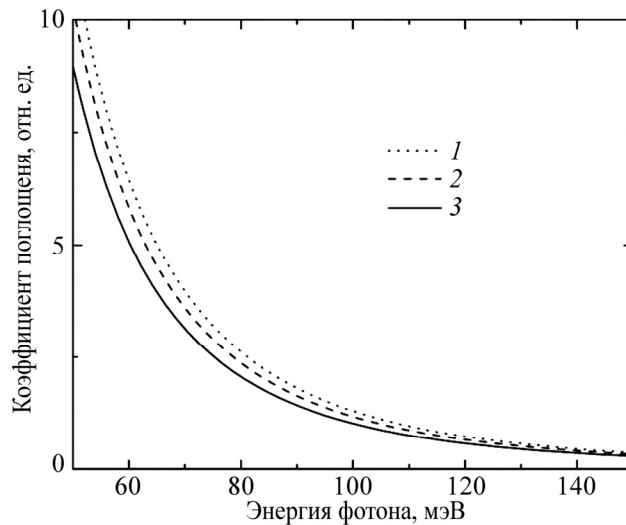


Рис.4. Зависимость коэффициента поглощения от энергии падающего фотона при температуре $T = 300$ К и при различных значениях ширины КЯ: 50 Å (1), 75 Å (2), 100 Å (3).

4. Заключение

В рамках второго порядка теории возмущений получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения света, обусловленного внутриводзонными переходами в параболической квантовой яме с учетом рассеяния на трехмерных оптических фононах. Использование параболической аппроксимации

ограничивающего потенциала позволило получить аналитический вид для коэффициента поглощения. С другой стороны, исследование его частотной характеристики показало более резкое падение кривой с удалением от края поглощения в сравнении с массивным образцом.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Л.Е. Воробьев.** Оптические явления в полупроводниковых квантово-размерных структурах. Санкт-Петербург, СПбГТУ, 2000.
2. **T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern.** Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982).
3. **Э.М. Казарян, В.Г. Григорян, А.М. Казарян.** Известия АН Арм. ССР, Физика, **11**, 351 (1976).
4. **Э.М. Казарян, К.С. Арамян.** Известия АН Арм. ССР, Физика **11**, 122 (1976).
5. **N.S. Sankeshwar, S.S. Kubakaddi, B.G. Mulimani.** J. Phys, **32**, 149 (1989).
6. **F. Carosella, C. Ndebeka-Bandou, R. Ferreira, E. Dupont, K. Unterrainer, G. Strasser, A. Wacker, G. Bastard.** Phys. Rev. B, **85**, 085310 (2012).
7. **А.О. Геворгян.** Известия НАН Армении, Физика, **51**, 70 (2016).
8. **J. Lee, H.N. Spector.** J. Appl. Phys., **54**, 3921 (1983).
9. **H. Adamska, H.N. Spector.** Appl. Phys., **56**, 1123 (1984).
10. **J.S. Bhat, S.S. Kubakaddi, B.G. Mulimani.** Appl. Phys., **72**, 4966 (1992).
11. **H.N. Spector.** Phys. Rev. B, **28**, 971(1983).
12. **T. Asano, S. Noda, A. Sasaki.** Physica E, **2**, 111 (1998).
13. **R. Paiella.** Intersubband Transitions in Quantum Structures. McGraw-Hill Companies, 2006.
14. **M. Helm.** Semiconductors and Semimetals. The Basic Physics of Intersubband Transitions, **62**, Chapter 1, 59–90 (1999).
15. **T. Chakraborty, V.M. Apalkov.** Adv. Phys., **52**, 455 (2003).
16. **F.D.P. Alves, G. Karunasiri, N. Hanson, M. Byloos, H.C. Liu, A. Bezinger, M. Buchanan.** Infrared Phys. & Technol., **50**, 182 (2007).
17. **S.S. Li.** Int. J. High Speed Electronics and Systems., **12**, 761 (2002).
18. **S.G. Carter, V. Ciulin, M.S. Sherwin, M. Hanson, A. Huntington, L.A. Coldren, A.C. Gossard.** Appl. Phys. Lett., **84**, 840 (2004).
19. **N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki.** IEEE J. Quantum Electr., **42**, 765 (2006).
20. **D.B. Hayrapetyan, E.M. Kazaryan, H.K. Tevosyan.** Superlattices and Microstructures, **64**, 204 (2013).
21. **A.H. Gevorgyan, E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan.** J. Physics: Conference Series, **672**, 012008 (2016).
22. **E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan.** J. Phys.: Condens. Matter, **19** **046212**, 9 (2007).
23. **E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan.** Physica E, **28**, 423 (2005).
24. **G. Bastard.** Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures. Cedex France, Les editions de Physique, 1989.
25. **К. Зеереп.** Физика полупроводников. Москва, Мир (1977).
26. **P.J. Price.** Ann. Phys, **133**, 217 (1981).
27. **П.В. Павлов, А.Ф. Хохлов.** Физика твердого тела. Москва. Мир, 2000.

ԼՈՒՅՍԻ ՆԵՐԵՆԹԱԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՊԱՐԱԲՈԼԱԿԱՆ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍՈՒՄ՝ ԵՌԱԶԱՓ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՖՈՆՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ ՑՐՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՈՒՄՈՎ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Է.Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ա.Ա. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ

Խոտորումների տեսության երկրորդ կարգի շրջանակներում դիտարկված է լույսի ներենթագոտիական կլանումը պարաբոլական քվանտային փոսում՝ հաշվի առնելով ցրումը եռաչափ օպտիկական ֆոնոնների վրա: Կլանման գործակցի համար ստացված է վերլուծական արտահայտություն հաշվի առնելով երկու տիպի անցումներ՝ ֆոնոնի առաջնային կլանումով և հետագա ցրումով օպտիկական ֆոնոնի վրա, ինչպես նաև առաջնային ցրումով և հետագա լույսի կլանումով: Կլանման գործակցի համար ստացված են հաճախային բնութագիրը, կախումը ջերմաստիճանից և քվանտային փոսի լայնությունից:

INTRASUBBAND LIGHT ABSORPTION IN A PARABOLIC QUANTUM WELL WITH CONSIDERATION OF SCATTERING ON THREE DIMENSIONAL OPTICAL PHONONS

A.H. GEVORGYAN, E.M.KAZARYAN, A.A. KOSTANYAN

In the framework of the second order perturbation theory the light absorption by free carriers is investigated in a parabolic quantum well taking into account the scattering by 3D optical phonons. An analytical expression for the absorption coefficient is obtained taking into consideration two processes – with initial absorption of a photon and further scattering by optical phonons, and with the initial scattering by optical phonons and subsequent absorption of a photon. Frequency characteristics and dependences on temperature and quantum well width are examined.