

ĐẠI HỌC HUẾ
TRƯỜNG ĐẠI HỌC KHOA HỌC

HỘI VẬT LÝ VIỆT NAM
HỘI VẬT LÝ THỪA THIÊN HUẾ

ĐẠI HỌC ĐÀ NẴNG
TRƯỜNG ĐẠI HỌC SƯ PHẠM

Nhiều tác giả

KỈ YẾU HỘI NGHỊ VẬT LÝ MIỀN TRUNG NĂM 2024



NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC HUẾ

TIỂU BAN VẬT LÝ LÝ THUYẾT VÀ PHƯƠNG PHÁP DẠY HỌC VẬT LÝ	109
XÂY DỰNG THÍ NGHIỆM QUAN SÁT ĐỒ THỊ DAO ĐỘNG ÂM ĐỀ HỖ TRỢ GIẢNG DẠY VẬT LÝ 11 CHƯƠNG TRÌNH PHỔ THÔNG 2018	110
<i>Thái Ngọc Ánh, Hồ Đắc Vinh, Nguyễn Thị Xuân Hiền</i>	
ỨNG DỤNG CHAT GPT ĐỀ HỖ TRỢ THIẾT KẾ BÀI TẬP VỀ NĂNG LƯỢNG VÀ SỰ BIẾN ĐỔI NHẪM RÈN LUYỆN NĂNG LỰC NHẬN THỨC KHOA HỌC TỰ NHIÊN CHO HỌC SINH LỚP 8	116
<i>Nguyễn Văn Căn, Nguyễn Thị Ánh Hà</i>	
PHÁT TRIỂN NĂNG LỰC GIẢI QUYẾT VẤN ĐỀ VÀ SÁNG TẠO HỌC SINH THÔNG QUA DẠY HỌC CHỦ ĐỀ STEM “MẠCH ĐIỆN CẦU THANG” - VẬT LÝ 11	124
<i>Trương Công Cường, Phùng Việt Hải</i>	
ĐỀ XUẤT KHUNG NĂNG LỰC TƯ DUY THIẾT KẾ TRONG DẠY HỌC THEO ĐỊNH HƯỚNG GIÁO DỤC STEAM Ở TRƯỜNG TRUNG HỌC PHỔ THÔNG	132
<i>Nguyễn Văn Hoàn, Phùng Việt Hải, Lê Hoài Anh</i>	
EXACT SOLUTION FOR THE QUANTUM RABI MODEL WITH THE A^2 TERM	144
<i>Nguyen Quang San, Ho Viet, Dung Van Lu, Naël Guilbaud</i>	
QUAN SÁT PHỔ HẤP THỤ LIÊN VÙNG TRONG CHẤM LƯỢNG TỬ DẠNG ĐĨA GaAs	149
<i>Lê Thị Diệu Hiền, Lê Thị Ngọc Bảo, Lê Phước Định</i>	
<i>Lê Ngọc Minh, Đinh Như Thảo</i>	
CÁC THUẬT TOÁN LƯỢNG TỬ NGHIÊN CỨU KHOA HỌC VẬT LIỆU	159
<i>Dung Văn Lữ, Đặng Đức Long, Nguyễn Trọng Bắc, Nguyễn Quang San</i>	
KHẢO SÁT CÁC TÍNH CHẤT PHẢN KẾT CHÙM BẬC CAO VÀ TÍNH CHẤT ĐẠN RỜI CỦA TRẠNG THÁI DỊCH CHUYỂN FOCK HAI MODE	160
<i>Lê Phước Định, Phan Ngọc Duy Tịnh, Trương Minh Đức</i>	
TỐC ĐỘ TÁN XẠ CỦA ELECTRON TRÊN PHONON ÂM, PHONON QUANG VÀ CÁC TÂM TẠP CHẤT ION HÓA TRONG GIẾNG LƯỢNG TỬ BÁN PARABOL	170
<i>Lê Phước Định, Lê Xuân Diễm Ngọc, Lê Thị Diệu Hiền, Lê Thị Ngọc Bảo</i>	
MÔ PHÒNG MẢNG CÁC BIẾN TỬ SIÊU ÂM BẰNG PHẦN MỀM COMSOL MULTIPHYSICS	179
<i>Lê Phước Định, Lê Thị Diệu Hiền, Lê Ngọc Minh, Lê Thị Ngọc Bảo</i>	
TIỂU BAN ĐIỆN TỬ - VIỄN THÔNG VÀ CƠ KHÍ	181
TỔNG HỢP QUY TRÌNH CHẾ TẠO CHIP QUANG VÀ ỨNG DỤNG CHẾ TẠO THIẾT BỊ CHUYỂN ĐỔI VÀ GHÉP MODE CHO HỆ THỐNG GHÉP KÊNH PHÂN CHIA THEO MODE	182
<i>Hồ Đức Tâm Linh, Nguyễn Tuấn Vinh, Nguyễn Hoàng Huy, Đặng Ngọc Sơn, Trần Thị Thu Hiền, Vương Quang Phước</i>	

TỐC ĐỘ TÁN XẠ CỦA ELECTRON TRÊN PHONON ÂM, PHONON QUANG VÀ CÁC TẬP CHẤT ION HÓA TRONG GIẾNG LƯỢNG TỬ BÁN PARABOL

Lê Phước Định, Lê Xuân Diễm Ngọc, Lê Thị Diệu Hiền, Lê Thị Ngọc Bảo*

Khoa Điện, Điện tử và Công nghệ vật liệu, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế

*Email: ltnbao@husc.edu.vn

TÓM TẮT

Trong bài báo này, chúng tôi xác định tốc độ tán xạ của electron trên các phonon âm, phonon quang và các tập chất ion hóa trong giếng lượng tử với thế cảm từ bán parabol. Các tính toán được thực hiện đối với giếng lượng tử GaAs để làm rõ các đóng góp khác nhau của từng cơ chế tán xạ vào độ rộng vạch hấp thụ $2\Gamma_{op}$. Các quá trình phát xạ phonon quang được kích hoạt khi bề rộng của giếng lượng tử vượt quá một giá trị xác định nên nó ảnh hưởng nhiều đến độ rộng vạch hấp thụ.

Từ khóa: Giếng lượng tử, chuyển dời ngoại vùng, tốc độ tán xạ.

1. MỞ ĐẦU

Chuyển dời giữa các vùng con trong giếng lượng tử hiện đang được quan tâm rất nhiều do các đặc điểm độc đáo của chúng như khả năng tùy chỉnh bước sóng chuyển dời, thời gian hồi phục cực nhanh [1-2]. Tầm quan trọng của các chuyển dời này có thể được tìm thấy không chỉ về mặt vật lý mà còn về sự phát triển của các ứng dụng công nghệ mới. Nhiều thiết bị được phát triển dựa trên chuyển dời trong giếng lượng tử bán dẫn, chẳng hạn như bộ tách sóng quang hồng ngoại [4-5], chuyển mạch quang [6], bộ điều biến quang cực nhanh [7]... Những chuyển dời này thậm chí còn đóng vai trò quan trọng và lớn hơn trong việc cải thiện hiệu suất của laser tầng lượng tử [8].

Hiệu suất của các thiết bị dựa trên chuyển dời ngoại vùng phụ thuộc vào các thuộc tính của nó, chẳng hạn như mở rộng của vạch chuyển dời. Cơ chế mở rộng phụ thuộc vào các quá trình tán xạ khác nhau. Việc thiếu mối tương quan giữa việc mở rộng của vạch chuyển dời và độ rộng vạch của chuyển dời ngoại vùng dẫn đến nhu cầu xem xét chi tiết về đóng góp của các cơ chế tán xạ khác nhau của electron vào độ rộng vạch hấp thụ giữa các vùng con.

Để tính toán độ mở rộng vạch do tán xạ của electron bởi các phonon quang học dọc (LO phonon), phonon âm học dọc (LA phonon) và tập chất ion hóa (ION) nhằm so sánh sự đóng góp tương ứng của chúng đối với độ rộng vạch hấp thụ giữa các vùng con, chúng tôi áp dụng phương pháp mô tả trong [10], dựa trên lý thuyết của Ando [9].

2. CƠ SỞ LÝ THUYẾT

Lý thuyết độ rộng vạch phổ hấp thụ cho các chuyển dời ngoại vùng trong hệ 2D đã được đưa ra bởi Ando [9] đối với bộ tán xạ đàn hồi trong trường hợp kích thích một hạt. Dạng đường hấp thụ cho chuyển dời giữa các vùng con thấp nhất được xác định bởi phần thực của độ dẫn động lực 2D:

$$\text{Re } \sigma_{zz}(\omega) = \frac{e^2 f_{10}}{2m^*} \int \frac{m^*}{\pi \hbar^2} dE f(E) \frac{\hbar \Gamma_{\text{op}}(E)}{(\hbar \omega - E_{10})^2 + \Gamma_{\text{op}}(E)^2}, \quad (1)$$

ở đây

$$\Gamma_{\text{op}}(E) = \frac{1}{2} [\Gamma_{\text{intra}}(E) + \Gamma_{\text{inter}}(E)]. \quad (2)$$

Trong đó $\Gamma_{\text{intra}}(E)$ và $\Gamma_{\text{inter}}(E)$ là các số hạng tán xạ ngoại vùng và nội vùng [17], e là điện tích của electron, $\hbar$ là hằng số Planck rút gọn, m^* là khối lượng hiệu dụng của điện tử, f_{10} là lực dao động, $E_{10} = E_1 - E_0$ là hiệu năng lượng của hai vùng con thấp nhất, $f(E)$ là hàm phân bố Fermi ở nhiệt độ T . Theo [9] độ rộng tại nửa cực đại của phổ là $2\Gamma_{\text{op}}$ được cho bởi (2).

Tốc độ tán xạ tổng cộng (độ mở rộng) có thể được tính bằng tổng tốc độ của các cơ chế tán xạ khác nhau, chẳng hạn như tán xạ bởi LO phonon, LA phonon và tạp chất ion hóa (ION):

$$\Gamma_{\text{op}}(E) = \Gamma_{\text{op}}^{(LO)} + \Gamma_{\text{op}}^{(LA)} + \Gamma_{\text{op}}^{(ION)} + \dots \quad (3)$$

Xét giếng lượng tử đơn lẻ với thế cấm tù bán parabol:

$$V(z) = \begin{cases} \frac{m^* \omega_0^2 z^2}{2} & \text{khi } z > 0 \\ \infty & \text{khi } z < 0 \end{cases}, \quad (4)$$

ở đây m^* là khối lượng hiệu dụng của electron, ω_0 là tần số của thế cấm tù của giếng lượng tử được xác định bởi định lý virial và bằng [11, 12]:

$$\omega_0 = \frac{\gamma \hbar}{m^* L^2}, \quad (5)$$

với γ là một tham số.

Khi đó, hàm sóng điện tử được cho bởi:

$$\varphi_{n, \vec{k}_{\parallel}}(\vec{\rho}, z) = \sqrt{\frac{1}{S}} e^{i \vec{k}_{\parallel} \vec{\rho}} \zeta_n(z), \quad (6)$$

trong đó

$$\zeta_n(z) = \frac{1}{\sqrt{2^{2n} (2n+1)!}} \left(\frac{\gamma}{\pi L^2} \right)^{1/4} e^{-\frac{\gamma z^2}{2L^2}} H_{2n+1} \left(\frac{\sqrt{\gamma}}{L} z \right), \quad (7)$$

với $H_{2n+1}(z)$ là đa thức Hermite.

2.1. Tán xạ trên LO phonon

Trong phần này, ta khảo sát tán xạ phonon LO. Đối với các quá trình phát xạ phonon, phần tử ma trận tán xạ được cho bởi [13]:

$$\langle |M_{3D}|^2 \rangle = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_{LO} (N_{LO} + 1)}{Q^2} \left(\frac{1}{\kappa_{\infty}} - \frac{1}{\kappa_0} \right), \quad (8)$$

và đối với quá trình hấp thụ phonon:

$$\langle |M_{3D}|^2 \rangle = \frac{2\pi e^2 \hbar \omega_{LO} N_{LO}}{Q^2} \left(\frac{1}{\kappa_\infty} - \frac{1}{\kappa_0} \right). \quad (9)$$

Ở đây, Q là giá trị tuyệt đối của vector tán xạ, κ_∞ là hằng số điện môi quang, ω_{LO} là tần số phonon LO và N_{LO} là số chiếm của LO phonon được xác định bởi:

$$N_{LO} = \frac{1}{e^{\hbar \omega_{LO}/k_B T} - 1}. \quad (10)$$

Các biểu thức cho tốc độ tán xạ có dạng [10]:

$$\Gamma_{\text{intra}}^{(LO)}(E) = \frac{m^* e^2 \omega_{LO}}{4\pi \epsilon_0 \hbar} \left(\frac{1}{\kappa_\infty} - \frac{1}{\kappa_0} \right) \int_0^\pi d\theta \times \\ \times \left\{ \Theta(E - \hbar \omega_{LO}) \frac{(N_{LO} + 1)}{q_e} [F_{(00)(00)}(q_e) - 2F_{(00)(11)}(q_e) + F_{(11)(11)}(q_e)] \right. \\ \left. + \frac{N_{LO}}{q_a} [F_{(00)(00)}(q_a) - 2F_{(00)(11)}(q_a) + F_{(11)(11)}(q_a)] \right\} \quad (11)$$

$$\Gamma_{\text{inter}}^{(LO)}(E) = \frac{m^* e^2 \omega_{LO}}{4\pi \epsilon_0 \hbar} \left(\frac{1}{\kappa_\infty} - \frac{1}{\kappa_0} \right) \int_0^\pi d\theta \times \\ \times \left[\Theta(E + E_{10} - \hbar \omega_{LO}) \frac{(N_{LO} + 1)}{\tilde{q}_e} F_{(01)(10)}(\tilde{q}_e) + \frac{N_{LO}}{\tilde{q}_a} F_{(01)(10)}(\tilde{q}_a) \right], \quad (12)$$

ở đây $\Theta(E)$ là hàm bậc thang Heaviside.

Giá trị của các vector tán xạ được cho bởi các công thức sau:

$$q_e^2 = 2k^2 - \frac{2m^* \omega_{LO}}{\hbar} - 2k \sqrt{k^2 - \frac{2m^* \omega_{LO}}{\hbar}} \cos \theta, \quad (13)$$

$$q_a^2 = 2k^2 + \frac{2m^* \omega_{LO}}{\hbar} - 2k \sqrt{k^2 + \frac{2m^* \omega_{LO}}{\hbar}} \cos \theta, \quad (14)$$

$$\tilde{q}_e^2 = 2k^2 + \frac{2m^* E_{10}}{\hbar^2} - \frac{2m^* \omega_{LO}}{\hbar} - 2k \sqrt{k^2 + \frac{2m^* E_{10}}{\hbar^2} - \frac{2m^* \omega_{LO}}{\hbar}} \cos \theta, \quad (15)$$

$$\tilde{q}_a^2 = 2k^2 + \frac{2m^* E_{10}}{\hbar^2} + \frac{2m^* \omega_{LO}}{\hbar} - 2k \sqrt{k^2 + \frac{2m^* E_{10}}{\hbar^2} + \frac{2m^* \omega_{LO}}{\hbar}} \cos \theta, \quad (16)$$

và các chỉ số dưới “e” và “a” tương ứng với các quá trình phát xạ và hấp thụ phonon.

Các thừa số dạng $F_{(kl)(mn)}$ được xác định bởi công thức [9]:

$$F_{(kl)(mn)}(q) = \int dz \int dz' \zeta_k^*(z) \zeta_l(z) e^{-q|z-z'|} \zeta_m^*(z') \zeta_n(z'). \quad (17)$$

2.1. Tán xạ trên LA phonon

Tán xạ trên LA phonon là tán xạ đàn hồi của phonon âm dọc thông qua thể biến dạng. Yếu tố ma trận tán xạ cho cả quá trình phát xạ và hấp thụ LA phonon là [14]:

$$\langle |M_{3D}|^2 \rangle = \frac{k_B T D^2}{2c_l} . \quad (18)$$

ở đây D là hằng số thế biến dạng và c_l là hệ số đàn hồi dọc. Ta thấy rằng biểu thức (18) không phụ thuộc vào vector tán xạ do mỗi hệ thức tán sắc tuyến tính của các LA phonon. Từ đó, ta tìm được tốc độ tán xạ ngoại vùng:

$$\Gamma_{\text{inter}}^{(LA)} = \frac{m^* k_B T D^2}{2c_l} \int_0^\pi d\theta \int_0^\infty [\zeta_0(z)\zeta_1(z)]^2 dz = \frac{11}{16} \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \frac{m^* k_B T D^2}{\hbar^2 L c_l} . \quad (19)$$

và tốc độ tán xạ nội vùng:

$$\Gamma_{\text{intra}}^{(LA)} = \frac{m^* k_B T D^2}{\pi \hbar^2 c_l} \int_0^\pi d\theta \int_0^\infty [\zeta_0(z)^2 - \zeta_1(z)^2] dz = \frac{163}{128} \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \frac{m^* k_B T D^2}{\hbar^2 L c_l} . \quad (20)$$

Biểu thức cho độ rộng vạch tán xạ của LA phonon có dạng:

$$\Gamma_{\text{op}}(E) = \frac{1}{2} [\Gamma_{\text{intra}}^{(LA)} + \Gamma_{\text{inter}}^{(LA)}] = \frac{251}{256} \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \frac{m^* k_B T D^2}{\hbar^2 L c_l} . \quad (21)$$

Từ đó, ta thấy rằng $\Gamma_{\text{intra}}^{(LA)}$ và $\Gamma_{\text{inter}}^{(LA)}$ không phụ thuộc vào động năng E của electron.

2.3. Tán xạ trên tạp chất ion hóa

Trong phần này, chúng ta khảo sát sự tán xạ trên các tạp chất ion hóa, trong đó các tạp chất nằm song song với mặt phẳng của giếng lượng tử và thế tán xạ là thế Coulomb. Yếu tố ma trận tán xạ do tán xạ trên tâm tạp chất ion hóa tại vị trí $\mathbb{Z}$ được cho bởi công thức [15]:

$$\langle m\vec{k}' | H_1 | n\vec{k} \rangle = \frac{2\pi e^2}{\kappa_0 q} \int \zeta_m(z) \zeta_n(z) e^{-q|z-\mathbb{Z}|} dz , \quad (22)$$

ở đây H_1 là thế tán xạ, $\vec{k}$ và $\vec{k}'$ là các vector sóng của electron trước và sau tán xạ. Từ đó, ta tìm được biểu thức tốc độ tán xạ nội vùng và ngoại vùng dưới dạng:

$$\Gamma_{\text{intra}}^{(ION)}(E) = \frac{4\pi m^* e^4}{\kappa_0^2 \hbar^2} \int N(\mathbb{Z}) d\mathbb{Z} \int_0^\pi d\theta \left\{ \frac{1}{q} \int [\zeta_0^2(z) - \zeta_1^2(z)] e^{-q|z-\mathbb{Z}|} dz \right\}^2 , \quad (23)$$

$$\Gamma_{\text{inter}}^{(ION)}(E) = \frac{4\pi m^* e^4}{\kappa_0^2 \hbar^2} \int N(\mathbb{Z}) d\mathbb{Z} \int_0^\pi d\theta \left[\frac{1}{\tilde{q}} \int \zeta_0(z) \zeta_1(z) e^{-\tilde{q}|z-\mathbb{Z}|} dz \right]^2 , \quad (24)$$

ở đây $N(\mathbb{Z}) = N_i \delta(z + \mathbb{Z})$ là nồng độ tạp chất ion hóa tại vị trí $\mathbb{Z}$, các vector tán xạ q và $\tilde{q}$ được xác định bởi các công thức [10]:

$$q^2 = \frac{4m^*}{\hbar^2} E(1 - \cos \theta) , \quad (25)$$

$$\tilde{q} = \frac{4m^*}{\hbar^2} \left(E + \frac{E_{10}}{2} - \sqrt{E(E + E_{10}) \cos \theta} \right) . \quad (26)$$

3. KẾT QUẢ TÍNH TOÁN VÀ THẢO LUẬN.

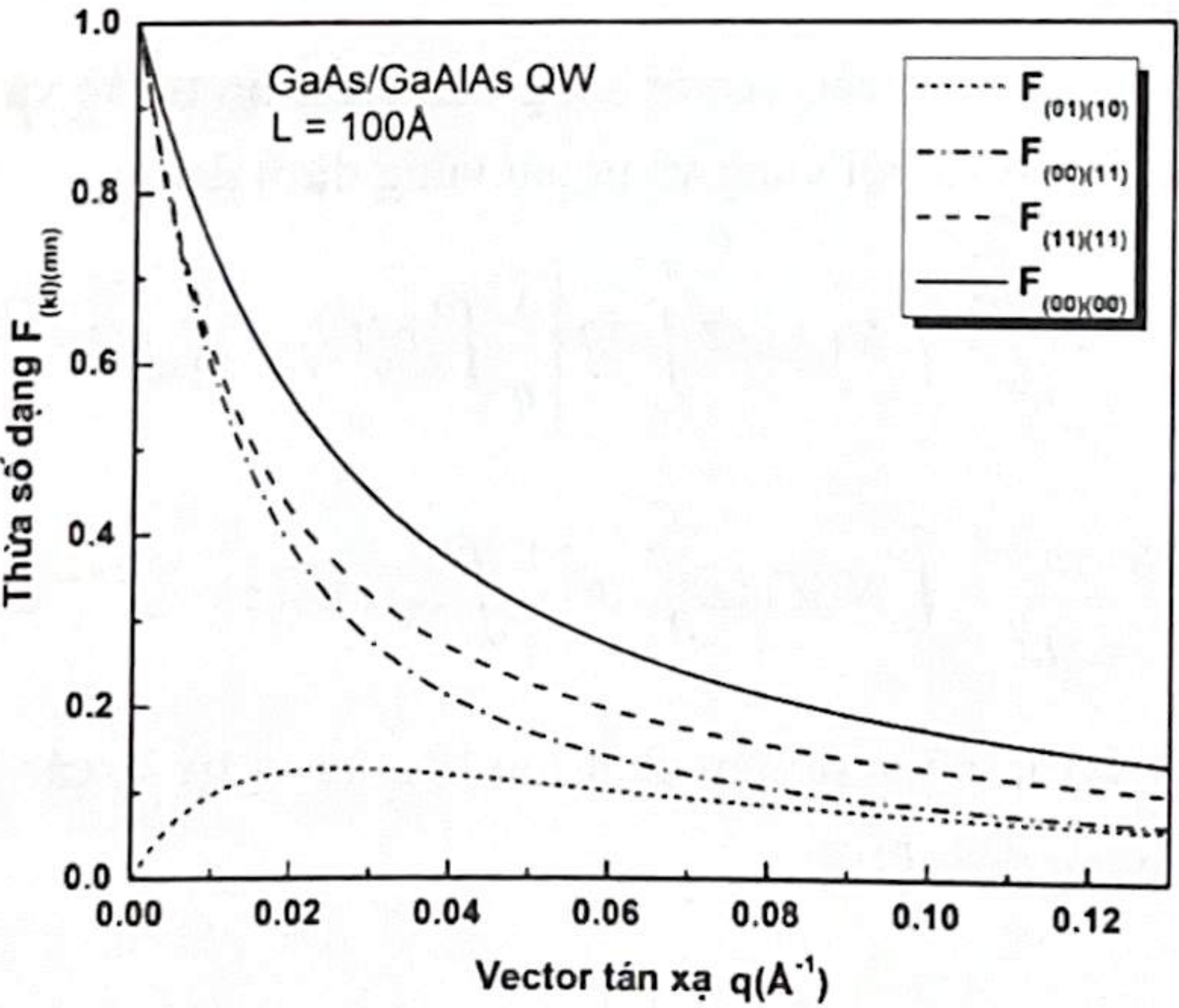
Trong phần này chúng tôi thực hiện tính toán các tốc độ tán xạ Γ_{intra} , Γ_{inter} và độ rộng vạch hấp thụ $2\Gamma_{op}$ đối với các giếng lượng tử GaAs/GaAlAs như là hàm của nhiệt độ và bề rộng của giếng.

Bảng 1. Các hằng số vật liệu của GaAs

STT	Đại lượng	Kí hiệu và giá trị
1	Hằng số điện môi tĩnh	$\kappa_0 = 12.91$
2	Hằng số điện môi quang học	$\kappa_0 = 10.92$
3	Năng lượng của LO phonon	$\hbar\omega_{LO} = 36.5\ meV$
4	Hằng số thể biến dạng	$D = 13.5eV$
5	Hằng số đàn hồi dọc	$c_l = 1,44 \times 10^{11} N/m^2$

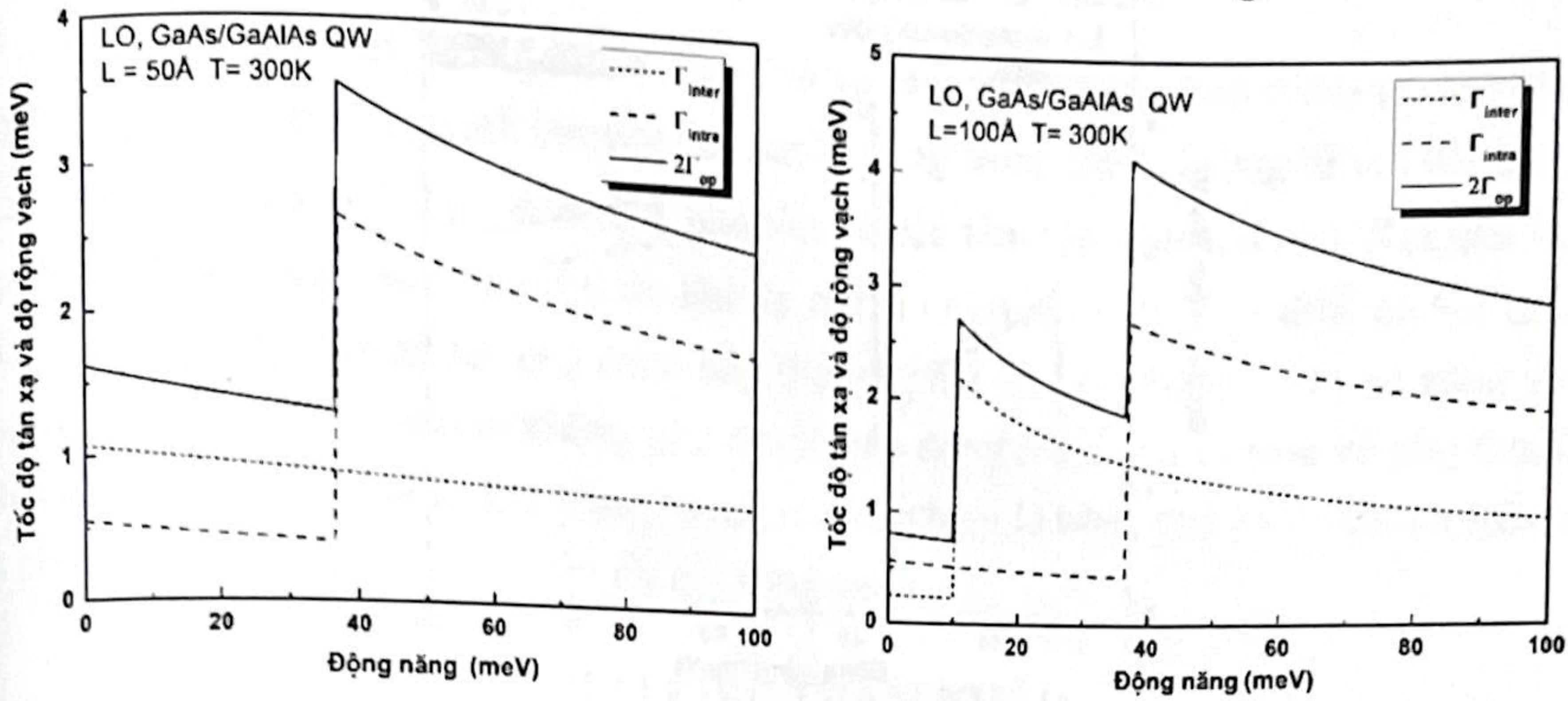
Hình 1 biểu diễn sự phụ thuộc của $F_{(00)(00)}(q)$, $F_{(00)(11)}(q)$, $F_{(01)(10)}(q)$ và $F_{(11)(11)}(q)$ vào q . Từ đồ thị này ta thấy rằng các thừa số $F_{(00)(00)}(q)$, $F_{(00)(11)}(q)$, $F_{(11)(11)}(q)$ có giá trị khá gần nhau làm cho biểu thức $F_{(00)(00)}(q) - 2F_{(00)(11)}(q) + F_{(11)(11)}(q)$ trong $\Gamma_{intra}^{(LO)}(E)$ có giá trị nhỏ. Nói cách khác, sự sai khác giữa các yếu tố ma trận tán xạ nội vùng đối với hai vùng con trong tán xạ của LO phonon là nhỏ. Ngoài ra $F_{(01)(10)}(q)$ trong biểu thức của $\Gamma_{inter}^{(LO)}(E)$ nhỏ hơn nhiều so với $F_{(00)(00)}(q)$.

Trên Hình 2 là đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của $2\Gamma_{op}(E)$, $\Gamma_{intra}(E)$ và $\Gamma_{inter}(E)$ do tán xạ trên các LO phonon tại $T = 300\ K$ vào động năng của electron đối với giếng lượng tử có bề rộng $L = 50\text{\AA}$.



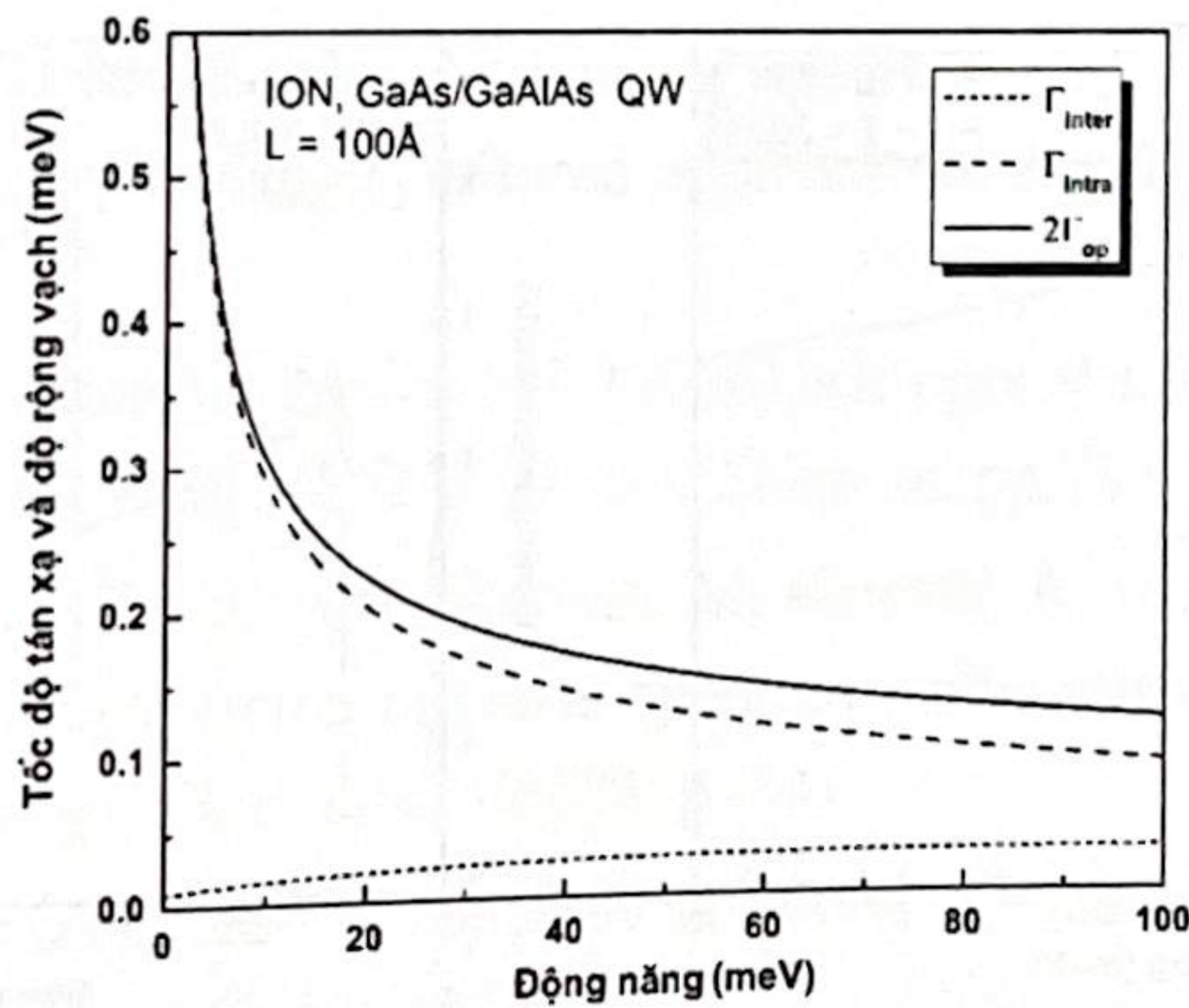
Hình 1. Sự phụ thuộc của các thừa số dạng $F_{(00)(00)}(q)$, $F_{(00)(11)}(q)$, $F_{(01)(10)}(q)$ và $F_{(11)(11)}(q)$ vào độ lớn của vector tán xạ q .

Từ Hình 2 ta thấy rằng tốc độ tán xạ nội vùng lớn hơn tốc độ tán xạ ngoại vùng khi năng lượng $E > \hbar\omega_{LO}$ và $E_{10} > \hbar\omega_{LO}$. Điều kiện thứ nhất đảm bảo cho sự phát xạ phonon trong tán xạ nội vùng và dẫn đến sự tăng đột ngột của tốc độ tán xạ nội vùng. Điều kiện thứ hai đảm bảo tính liên tục cho tốc độ tán xạ ngoại vùng. Nếu $E < \hbar\omega_{LO}$ chỉ xảy ra quá trình hấp thụ phonon trong tán xạ ngoại vùng. Nhưng đối với các giếng lượng tử hẹp hơn, khi $E_{10} > \hbar\omega_{LO}$ tốc độ tán xạ ngoại vùng sẽ lớn hơn tốc độ tán xạ nội vùng.



Hình 2. Sự phụ thuộc động năng electron của $\Gamma_{\text{inter}}^{(LO)}(E)$, $\Gamma_{\text{intra}}^{(LO)}(E)$ và $2\Gamma_{\text{op}}^{(LO)}(E)$ do tán xạ trên LO phonon trong các giếng lượng tử với bề rộng khác nhau.

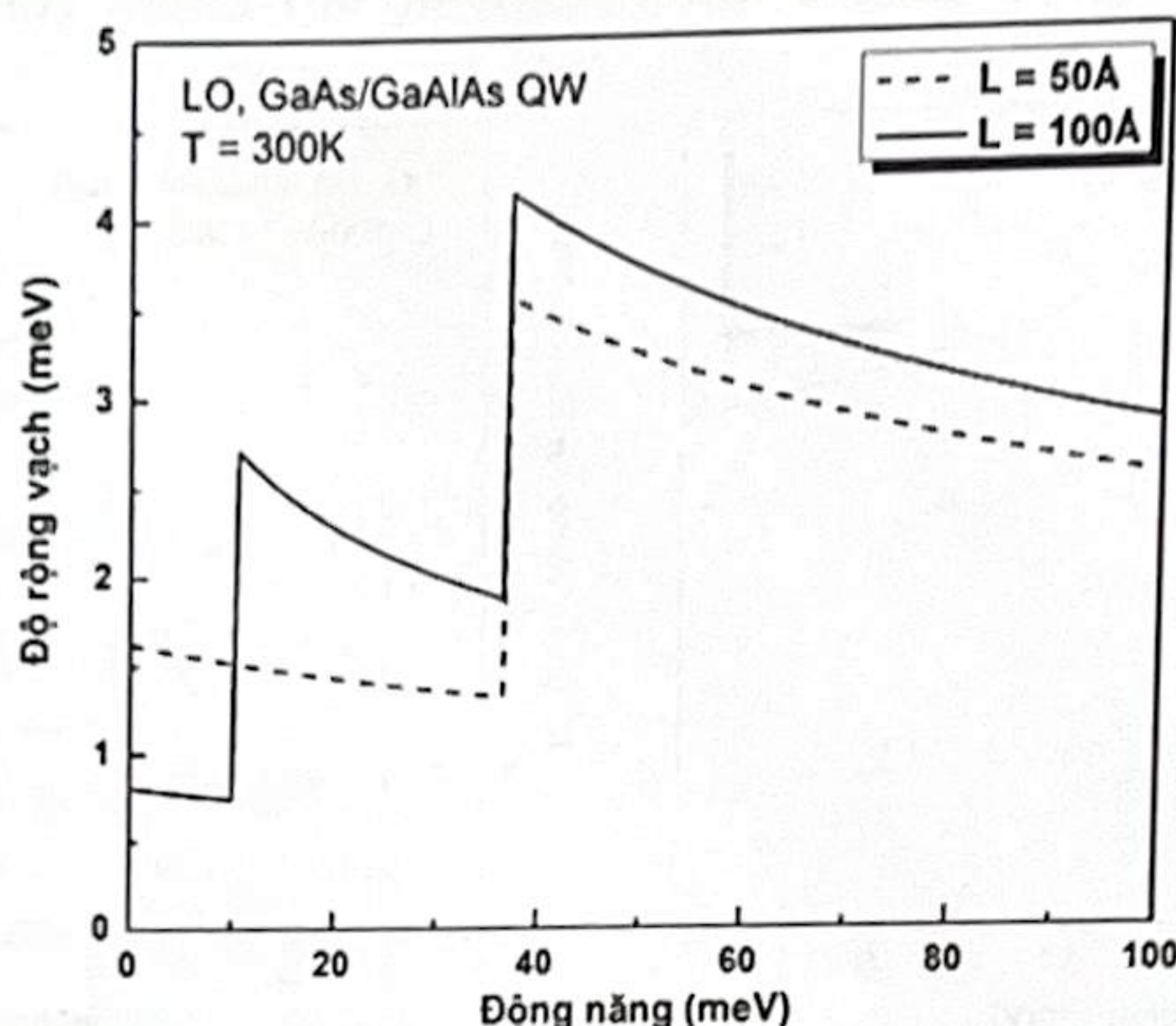
Hình 3 là đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của $\Gamma_{\text{inter}}^{(ION)}(E)$, $\Gamma_{\text{intra}}^{(ION)}(E)$ và $2\Gamma_{\text{op}}^{(ION)}(E)$ do tán xạ ION vào động năng trong trường hợp nồng độ electron tự do $n = 2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ và nồng độ của các tâm tạp chất $N_i = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, bề rộng giếng lượng tử là 100 Å. Từ đồ thị này ta thấy rằng $\Gamma_{\text{intra}}^{(ION)}(E)$ phụ thuộc mạnh vào động năng của electron còn $\Gamma_{\text{inter}}^{(ION)}(E)$ ít phụ thuộc vào động năng của electron và có giá trị nhỏ hơn.



Hình 3. Sự phụ thuộc động năng của $\Gamma_{\text{inter}}^{(ION)}(E)$, $\Gamma_{\text{intra}}^{(ION)}(E)$ và $2\Gamma_{\text{op}}^{(ION)}(E)$ do tán xạ trên các tâm tạp chất ion hóa.

So sánh các tốc độ tán xạ khi bề rộng của giếng là $L = 100 \text{ Å}$ và $L = 50 \text{ Å}$ (hình 4) ta thấy rằng, trong trường hợp $L = 50 \text{ Å}$ độ rộng vạch chỉ có một điểm không liên tục. Nguyên

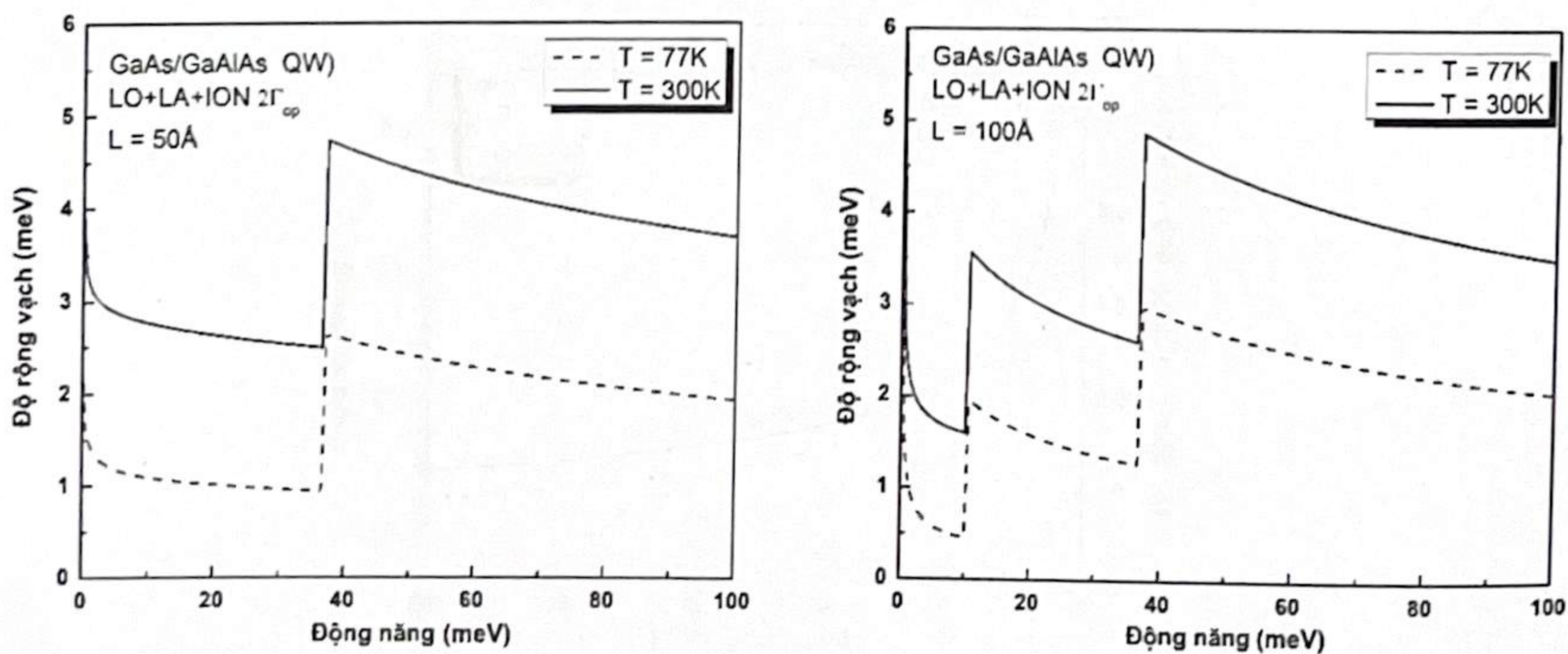
nhân là do trong trường hợp này hiệu năng lượng E_{10} giữa các vùng con khi $L = 50\text{\AA}$ bằng $105,68\text{ meV}$ và khi $L = 100\text{\AA}$ bằng $26,42\text{ meV}$. Do đó, trong trường hợp đầu tiên $E_{10} > \hbar\omega_{LO} = 36,5\text{ meV}$, trong Γ_{inter} có đóng góp của cả hai quá trình hấp thụ và phát xạ phonon nên sự phụ thuộc của nó vào động năng là liên tục. Chỉ có Γ_{intra} biến thiên có bước nhảy do đó độ rộng vạch $2\Gamma_{\text{op}}$ chỉ có một điểm không liên tục được xác định bởi Γ_{intra} .



Hình 4. Sự phụ thuộc của $2\Gamma_{\text{op}}(E)$ do tán xạ trên LO phonon vào động năng trong các giếng lượng tử với bề rộng khác nhau.

Trong trường hợp $L = 100\text{\AA}$, khi $E + E_{10} < \hbar\omega_{LO}$ trong Γ_{inter} chỉ có đóng góp của quá trình hấp thụ phonon và khi $E + E_{10} > \hbar\omega_{LO}$ có đóng góp của cả hai quá trình hấp thụ và phát xạ phonon. Do đó độ rộng vạch $2\Gamma_{\text{op}}$ có hai điểm biến thiên có bước nhảy, một điểm được xác định bởi Γ_{inter} và một điểm được xác định bởi Γ_{intra} (hình 4).

Hình 5 biểu diễn sự phụ thuộc của độ rộng vạch vào động năng của electron khi tính đến tất cả các cơ chế tán xạ (LO + LA + ION).



Hình 5. Sự phụ thuộc của độ rộng của vạch hấp thụ vào động năng của electron ở nhiệt độ thấp ($T = 77\text{K}$) và nhiệt độ cao ($T = 300\text{K}$)

Từ đồ thị này ta thấy rằng tán xạ trên ION là cơ chế chính khi năng lượng electron thấp vì đóng góp vào tán xạ được phép đối với cơ chế phonon là rất nhỏ (ở nhiệt độ thấp nồng độ phonon dần về không).

Khi năng lượng electron nhỏ, sự đóng góp của tán xạ trên các LA phonon LA và LO phonon thực tế có thể được bỏ qua. Khi năng lượng electron tăng, không chỉ khả năng hấp thụ năng lượng electron, yếu tố chi phối trong quá trình mở rộng là sự tán xạ bởi các phonon, chính xác hơn là trên các LO phonon.

4. KẾT LUẬN

Trong bài báo này chúng tôi đã xác định sự phụ thuộc năng lượng của độ mở rộng vạch hấp thụ $2\Gamma_{op}(E)$ cho quá trình chuyển dời ngoại vùng trong giếng lượng tử với thế cấm tù bán parabol do tán xạ bởi LO phonon, LA phonon và các tâm tạp chất ion hóa. Kết quả tính toán cho thấy độ mở rộng vạch hấp thụ do tán xạ trên LO phonon khi $L > 80\text{\AA}$ có hai điểm gián đoạn do đóng góp của cả hai quá trình hấp thụ và phát xạ LO phonon. Độ mở rộng vạch hấp thụ do tán xạ trên LA phonon không phụ thuộc vào động năng của electron và phụ thuộc tuyến tính vào nhiệt độ. Ngoài ra khi năng lượng của electron là nhỏ, quá trình tán xạ trên các ion tạp chất cho đóng góp chủ yếu vào độ mở rộng vạch.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. R. Paiella, *Intersubband Transitions in Quantum Structures*. (2006) McGraw-Hill Companies, pp. 137-140.
- [2]. M. Helm, The basic physics of Intersubband Transitions, (2000). *Semiconduct. Semimet.* Vol. 62 (2000) pp. 1-32.
- [3]. F.D.P. Alves, G. Karunasiri. (2007). NIR, MWIR and LWIR quantum well infrared photodetector using interband and intersubband transitions, *Infrared Phys. Technol.* Vol.50, pp. 182-186.
- [4]. B.F. Levine (1993) Quantum-well infrared photodetectors, *J. Appl. Phys.* Vol 74 (R1).
- [5]. S.S. Li (2002) Multi-color, broadening quantum well infrared photodetectors for mid-long-, and very long-wavelength infrared applications. *Int. J. High Speed Electron.Syst.* Vol. 12, pp. 761-801.
- [6]. N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki. (2006) All-optical switch utilizing intersubband transition in GaN quantum wells. *IEEE J. Quant. Electron.* pp.765-771.
- [7]. S.G. Carter, V. Ciulin, M.S. Sherwin, M. Hanson, A. Huntington (2004). Terahertz electro-optic wavelength conversion in GaAs quantum wells: improved efficiency and room-temperature operation. *Appl. Phys. Lett.* Vol.84, p. 841.
- [8]. T. Chakraborty, V.M. Apalkov. (2003) Quantum cascade transition in nanostructure, *Adv. Phys.* Vol. 52 pp. 455-521.
- [9]. T. Ando. (1985) Line width of inter-subband absorption in inversion layers: scattering from charged ions. *J. Phys. Soc. Jpn.* Vol.54, p. 2671.
- [10]. T. Unuma, M. Yoshita, T. Noda, H. Sakaki, H. Akiyama. (2003) Intersubband absorption linewidth in GaAs quantum wells due to scattering by interface roughness, phonons, alloy disorder, and impurities, *J. Appl. Phys.* Vol. 93. p.1586.

- [11]. E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan. (2005) Impurity optical absorption in parabolic quantum well. *Physica E* Vol.28, p. 423.
- [12]. E.M. Kazaryan, A.A. Kostanyan, H.A. Sarkisyan. (2007). Optical absorption in GaAs quantum wells caused by donor-acceptor pair transitions, *J. Phys. Condens. Matter*. Vol. 19, p. 046212.
- [13]. P.A. Maksym, T. Chakrabort (1990), Quantum dots in a magnetic field: role of electron-electron interactions. *Phys. Rev. Lett.* Vol. 65, p.108.
- [14]. P.J. Price. (1981) Two-dimensional electron transport in semiconductor layers. I. Phonon scattering. *Ann. Phys.* Vol.133, p. 217.
- [15]. T. Ando (1982). Self-consistent results for a GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterojunction. II. Low temperature Mobility. *J. Phys. Soc. Jpn.* Vol.51(12), pp. 3900-390.

SCATTERING RATES OF ELECTRONS ON ACOUSTICAL, OPTICAL PHONONS AND IONIZED IMPURITY CENTERS IN SEMI-PARABOLIC QUANTUM WELLS

Le Phuoc Dinh, Le Xuan Diem Ngoc, Le Thi Dieu Hien, Le Thi Ngoc Bao*
Faculty of Electricity, Electronics and Material Technology,
University of Sciences, Hue University

ABSTRACT

In this paper we determine the scattering rates of electrons on acoustical, optical phonons and ionized impurities in a quantum well with a semi-parabolic confinement potential. Calculations are performed for a GaAs quantum well to clarify the different contributions of each scattering mechanism to the $2\Gamma_{op}$ absorption linewidth. Optical phonon emission processes are triggered when the width of the quantum well exceeds a certain value and thus have a significant influence on the absorption linewidth.

Keywords: Quantum well, intersubband transitions, scattering rate.

MÔ PHỎNG MẢNG CÁC BIÊN T
COMSOL MU

Lê Phước Định, I
Khoa Điện, Điện tử và Công

TÓM TẮT

Trong bài báo này chúng tôi sử dụng phương pháp phần tử hữu hạn (Method-FEM), phương pháp phần tử hữu hạn để mô phỏng màng 2 chiều các biên điện từ áp điện có tính đến trường nước. Mô hình này là biên từ được sử dụng trong xử lý nước.

Từ khóa: Màng các biên

NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC HUẾ

07 Hà Nội, TP. Huế - Điện thoại: 0234.3834486; Fax: 0234.3819886

<http://huph.hueuni.edu.vn>

Chịu trách nhiệm xuất bản

Giám đốc - Tổng biên tập: Trần Bình Tuyên

Biên tập viên

Trần Dương Hoàng Long

Biên tập kĩ thuật

Tôn Nữ Quỳnh Chi

Trình bày, minh họa

Minh Hoàng

Sửa bản in

Thanh Thúy

Đối tác liên kết xuất bản

Võ Thanh Tùng, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế
77 Nguyễn Huệ, thành phố Huế

KỈ YẾU

HỘI NGHỊ VẬT LÝ MIỀN TRUNG NĂM 2024

In 70 bản, khổ 20.5x29.5cm tại Công ty TNHH MTV In và Dịch vụ Thanh Minh, 99 Phan Văn Trường, thành phố Huế. Số xác nhận đăng ký xuất bản: 2940-2024/CXBIPH/1-46/ĐHH. Quyết định xuất bản số: 528/QĐ-NXB cấp ngày 13 tháng 9 năm 2024. In xong và nộp lưu chiểu năm 2024.

ISBN: 978-604-489-397-6