

NGHIÊN CỨU HIỆN TƯỢNG KẾT CẶP CỦA PHONON QUANG DỌC VÀ PLASMON TRONG CÁC LỚP MÀNG MỎNG BÁN DẪN InAlAs

DƯƠNG ĐÌNH PHƯỚC^{1,*}, DINH NHƯ THẢO^{2,**}

¹Học viên Cao học, Trường Đại Sư phạm, Đại học Huế

*Email: dinhphuoc2808@gmail.com

²Khoa Vật lý, Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế

**Email: dnthao@gmail.com

Tóm tắt: Trong bài báo này chúng tôi nghiên cứu về hiện tượng kết cặp của phonon quang dọc và plasmon trong các lớp màng mỏng bán dẫn $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ bằng lý thuyết hàm điện môi. Chúng tôi khảo sát sự lan truyền của sóng điện từ trong các lớp bán dẫn từ đó tìm ra sự phụ thuộc của hệ số truyền qua của các lớp bán dẫn vào tần số của sóng điện từ. Trong phổ truyền qua chúng tôi tìm thấy hai cực tiểu của các đồ thị tại các vị trí trùng với các tần số của phonon quang ngang của các bán dẫn InAs và AlAs. Quan trọng hơn, dưới điều kiện thí nghiệm thích hợp, chúng tôi tìm thấy một cực tiểu khác tại vị trí trùng với tần số của một mode kết cặp phonon quang dọc-plasmon. Cực tiểu này nằm trong vùng tần số TeraHertz và phụ thuộc rất nhạy vào nồng độ của điện tử nhưng không phụ thuộc vào độ dày của lớp bán dẫn.

Từ khóa: Hiện tượng kết cặp, phonon quang dọc, plasmon, TeraHertz, InAlAs, hàm điện môi.

1 GIỚI THIỆU

Các cấu trúc bán dẫn na-nô tiếp tục thu hút sự quan tâm nghiên cứu của các nhà khoa học nhờ những ứng dụng quan trọng trong đời sống, y học, quân sự và nhiều lĩnh vực khác. Ngoài các tính chất điện, từ, quang, cơ học nổi bật thì vật liệu bán dẫn na-nô còn là nguồn phát các dao động kết hợp như phonon và plasmon. Trong các vật liệu đó vì vậy còn tồn tại tương tác kết cặp của phonon với plasmon khi

có sự kích thích của sóng điện từ bên ngoài phù hợp [1], [2]. Các mode kết cặp của phonon quang dọc và plasmon thường nằm trong vùng tần số TeraHertz và có nhiều tiềm năng ứng dụng. Tuy nhiên, việc khai thác ứng dụng các bức xạ này vẫn còn hạn chế do các vấn đề liên quan vẫn chưa được nghiên cứu đầy đủ.

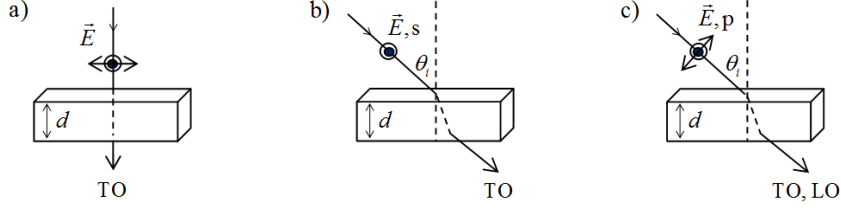
Các công trình nghiên cứu thực nghiệm về sự lan truyền của một sóng điện từ trong các tinh thể bán dẫn đã thu được một số kết quả quan trọng. Năm 1994, Sciacca cùng các cộng sự đã tiến hành thực nghiệm chiếu bức xạ hồng ngoại lên các mẫu bán dẫn AlAs và GaAs [3]. Kết quả thu được cho thấy trên phổ truyền qua có chứa các điểm cực tiểu tại các vị trí trùng với các tần số của phonon quang ngang (ω_{TO}) và phonon quang dọc (ω_{LO}) của hai mẫu bán dẫn. Năm 2004, thực nghiệm chiếu xiên bức xạ hồng ngoại lên các lớp bán dẫn n-In_{0.53}Ga_{0.47}As cũng đã được thực hiện bởi Ibáñez cùng các cộng sự [4]. Nghiên cứu này chỉ ra ngoài hai cực tiểu tại các vị trí trùng với các tần số ω_{TO} của hai bán dẫn thành phần InAs và GaAs thì còn tồn tại một cực tiểu tại vị trí trùng với tần số ω_{LO} của bán dẫn GaAs và một cực tiểu tại vị trí trùng với tần số của mode kết cặp ω_+ giữa phonon quang dọc và plasmon. Gần đây năm 2015, Ishioka và cộng sự cũng đã khảo sát lý thuyết và thực nghiệm về động lực học kết cặp siêu nhanh của phonon quang và plasmon kết hợp trong bán dẫn vùng cấm xiên GaP và thu được nhiều kết quả thú vị [5].

Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu hiện tượng kết cặp phonon quang dọc-plasmon trong bán dẫn In_xAl_{1-x}As bằng lý thuyết hàm điện môi. Chúng tôi nghiên cứu sự lan truyền của một sóng hồng ngoại trong các lớp bán dẫn và khảo sát sự phụ thuộc của hệ số truyền qua của các lớp bán dẫn vào tần số của sóng điện từ bằng phần mềm Mathematica. Từ đó chúng tôi xác định phổ bức xạ của các mode kết cặp ω_+ giữa phonon quang dọc và plasmon và đánh giá ảnh hưởng của các yếu tố khác lên hành vi của các mode kết cặp này.

2 LÝ THUYẾT

Theo Berreman [6], khi chiếu sóng hồng ngoại lên một lớp màng mỏng bán dẫn theo hướng vuông góc với bề mặt mẫu ($\theta_i = 0^0$, hình 1a), thì trong phổ truyền qua của màng mỏng ta chỉ thu được một cực tiểu tại vị trí ứng tần số của phonon quang ngang (TO phonon) của vật liệu. Khi sóng tới lệch một góc $\theta_i \neq 0^0$ so với bề mặt mẫu và điện trường phân cực loại s thì ta cũng chỉ thu được một cực tiểu tại vị trí ứng tần số của phonon quang ngang (hình 1b). Trong trường hợp góc tới $\theta_i \neq 0^0$ và điện trường phân cực loại p thì phổ truyền qua mới chứa hai cực tiểu tại các vị

trí ứng với các tần số của phonon quang ngang và phonon quang dọc (LO phonon) (hình 1c).



Hình 1: Mô hình sóng hồng ngoại truyền qua mẫu bán dẫn có độ dày d với các góc chiếu khác nhau tới bề mặt mẫu: a) $\theta_i = 0^0$; b) $\theta_i \neq 0^0$, phân cực s; c) $\theta_i \neq 0^0$, phân cực p.

Phần tiếp theo sẽ trình bày chi tiết về lý thuyết hàm điện môi phức vụ cho việc khảo sát bài toán. Hằng số điện môi tần số cao của bán dẫn hợp chất ba thành phần dạng $A_xB_{1-x}C$ được xác định bởi biểu thức [1]

$$\epsilon_\infty = x\epsilon_{\infty,AC} + (1-x)\epsilon_{\infty,BC}, \quad (1)$$

trong đó $\epsilon_{\infty,AC}$ và $\epsilon_{\infty,BC}$ là hằng số điện môi tần số cao của hai bán dẫn thành phần AC và BC. Dưới tác dụng của sóng điện từ bên ngoài dao động với tần số góc ω , hàm điện môi của bán dẫn $A_xB_{1-x}C$ gây ra bởi các ion mạng tinh thể có dạng [4]

$$\epsilon_{ion}(\omega) = \epsilon_\infty + x\epsilon_{\infty,AC} \frac{(\omega_{LO,AC}^0)^2 - (\omega_{TO,AC}^0)^2}{\omega_{TO,AC}^2 - \omega^2 - i\Gamma_{AC}\omega} + (1-x)\epsilon_{\infty,BC} \frac{(\omega_{LO,BC}^0)^2 - (\omega_{TO,BC}^0)^2}{\omega_{TO,BC}^2 - \omega^2 - i\Gamma_{BC}\omega}, \quad (2)$$

với Γ_i là hằng số tắt dần của dao động phonon trong bán dẫn i ($i = AC, BC$); $\omega_{TO,i}^0$ và $\omega_{LO,i}^0$ tương ứng là tần số TO-phonon và LO-phonon của bán dẫn thuần i ; $\omega_{TO,i}$ và $\omega_{LO,i}$ là các tần số TO-phonon và LO-phonon của bán dẫn i ứng với hàm lượng x_i của nó trong thành phần của bán dẫn hợp chất. Đối với bán dẫn $In_xAl_{1-x}As$, các giá trị $\omega_{TO,i}$ và $\omega_{LO,i}$ ($i = InAs, AlAs$) ở nhiệt độ 300 K được xác định bởi các biểu thức [7]

$$\omega_{TO,InAs} = 229 - 22x + 9x^2, \quad (3)$$

$$\omega_{TO,AlAs} = 361.5 - 24x - 9.5x^2, \quad (4)$$

$$\omega_{LO,InAs} = 229 + 22x - 13x^2, \quad (5)$$

$$\omega_{LO,AlAs} = 403 - 55x - 20x^2. \quad (6)$$

Đóng góp của các hạt tải tự do vào hàm điện môi thông qua biểu thức sau [8]

$$\epsilon_{fc}(\omega) = -\frac{\epsilon_{\infty}}{(\omega/\omega_p)^2 + i\gamma_p(\omega/\omega_p^2)}, \quad (7)$$

trong đó $\gamma_p = \Gamma_e/\omega_p$ là hệ số tắt dần của dao động plasmon, Γ_e là hằng số chấn và ω_p là tần số plasma

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m^* \epsilon_{\infty}}}, \quad (8)$$

với m^* , e và N_e tương ứng là khối lượng hiệu dụng, độ lớn điện tích và nồng độ của điện tử. Như vậy, hàm điện môi của bán dẫn hợp chất dạng $A_x B_{1-x} C$ bao gồm sự đóng góp của mạng tinh thể và hạt tải tự do là một hàm của tần số sóng điện từ truyền qua có dạng

$$\epsilon_{tot}(\omega) = \epsilon_{\infty} + \epsilon_{ion}(\omega) + \epsilon_{fc}(\omega). \quad (9)$$

Đối với các vật liệu bán dẫn có vùng dẫn dạng phi parabol, khối lượng hiệu dụng của điện tử được sử dụng là khối lượng hiệu dụng quang, xác định bởi biểu thức [9]

$$m_{opt}^* = m^* \left[1 - \frac{10k_B T}{3E_g} \cdot \frac{F_{3/2}}{F_{1/2}} \right]^{-1}, \quad (10)$$

trong đó k_B là hằng số Boltzmann; E_g là năng lượng vùng cấm ở nhiệt độ T ; m^* là khối lượng hiệu dụng của hạt tải tại đáy vùng dẫn; $F_{3/2}$ và $F_{1/2}$ là các tích phân Fermi bậc 3/2 và bậc 1/2. Chiết suất phức $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa$ liên hệ với hàm điện môi phức $\epsilon_{tot}(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$ thông qua phương trình $\tilde{n}^2(\omega) = \epsilon_{tot}(\omega)$ và hệ phương trình [10]

$$\begin{cases} n^2(\omega) - \kappa^2(\omega) = \epsilon_1(\omega) \\ 2n(\omega)\kappa(\omega) = \epsilon_2(\omega) \end{cases}, \quad (11)$$

trong đó $\kappa(\omega)$ được gọi là hệ số suy giảm

$$\kappa(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{|\tilde{n}(\omega)|^2 - \sin^2 \theta}. \quad (12)$$

Độ lớn của chiết suất phức được xác định bởi biểu thức

$$|\tilde{n}(\omega)| = [\epsilon_1^2(\omega) + \epsilon_2^2(\omega)]^{\frac{1}{4}}. \quad (13)$$

Giả sử ta chiếu một sóng hồng ngoại có tần số góc ω lên bề mặt lớp bán dẫn có độ dày d dưới một góc tới θ , khi đó hệ số truyền qua của lớp bán dẫn là tỉ số cường

độ điện trường của sóng truyền qua E_t đối với sóng tới E_i . Khi điện trường sóng tới phân cực loại s ta có [4]

$$T_{TE}(\omega) = \left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2 = \left| \left[\cos(\kappa d) - i \left(\frac{\kappa^2 + k^2}{2\kappa k} \right) \sin(\kappa d) \right]^{-1} \right|^2. \quad (14)$$

Đối với trường hợp điện trường phân cực loại p thì hệ số truyền qua có dạng

$$T_{TM}(\omega) = \left| \frac{E'_t}{E'_i} \right|^2 = \left| \left[\cos(\kappa d) - i \left(\frac{\kappa^2 + |\tilde{n}|^2 k^2}{2|\tilde{n}|^2 \kappa k} \right) \sin(\kappa d) \right]^{-1} \right|^2, \quad (15)$$

trong đó k là vec-tơ sóng của sóng tới

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} \cos \theta. \quad (16)$$

Hệ số truyền qua của lớp bán dẫn khi điện trường không phân cực là trung bình cộng các hệ số truyền qua đối với hai trường hợp phân cực như trên

$$T(\omega) = \frac{1}{2} [T_{TE}(\omega) + T_{TM}(\omega)]. \quad (17)$$

Từ phương trình (9), bỏ qua các số hạng tắt dần của dao động phonon và plasmon và cho vế trái bằng 0, ta tìm được phương trình

$$\begin{aligned} \omega^6 - \left[\omega_{TO,AC}^2 + \omega_{TO,BC}^2 + \frac{x\epsilon_{\infty,AC} \cdot M + (1-x)\epsilon_{\infty,BC} \cdot N}{\epsilon_{\infty}} \right] \omega^4 + \left[\omega_{TO,AC}^2 \cdot \omega_{TO,BC}^2 \right. \\ \left. + (\omega_{TO,AC}^2 + \omega_{TO,BC}^2) \omega_p^2 + \frac{x\epsilon_{\infty,AC} \omega_{TO,BC}^2 \cdot M + (1-x)\epsilon_{\infty,BC} \omega_{TO,AC}^2 \cdot N}{\epsilon_{\infty}} \right] \omega^2 \\ - \omega_{TO,AC}^2 \omega_{TO,BC}^2 \omega_p^2 = 0, \quad (18) \end{aligned}$$

trong đó ta đã đặt $M = (\omega_{LO,AC}^0)^2 - (\omega_{TO,AC}^0)^2$ và $N = (\omega_{LO,BC}^0)^2 - (\omega_{TO,BC}^0)^2$. Nghiệm của phương trình (18) là một hàm cho phép xác định tần số của các mode kết cặp ω_+ của phonon quang dọc và plasmon theo các tham số của vật liệu.

3 KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

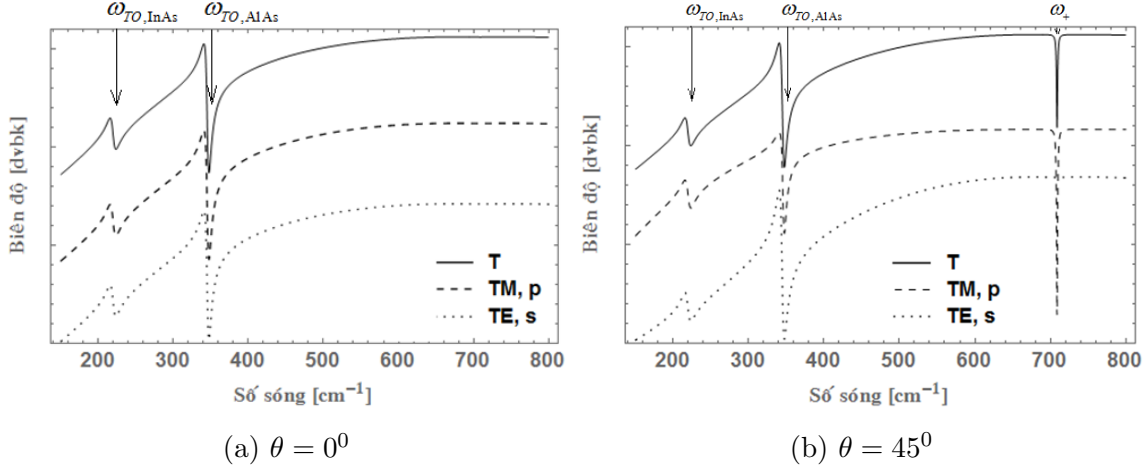
Chúng tôi áp dụng lý thuyết đã trình bày ở phần 2 để khảo sát sự kết cặp của phonon quang dọc và plasmon trong bán dẫn $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. Các tham số của vật liệu sử dụng trong tính toán được liệt kê trong bảng 1. Khối lượng hiệu dụng của điện tử được xác định từ phương trình (10).

Bảng 1. Các tham số của vật liệu ở 300 K được sử dụng trong tính toán.

Kí hiệu	Ý nghĩa	InAs	AlAs	In _{0.52} Al _{0.48} As
ϵ_∞	Hằng số điện môi tần số cao	12.3	8.17	10.32
E_g (eV)	Năng lượng vùng cấm			1.45
ω_{TO} (cm ⁻¹)	Tần số TO-phonon ứng với $x = 0.52$	220	346.5	
ω_{LO} (cm ⁻¹)	Tần số LO-phonon ứng với $x = 0.52$	236.9	369	
ω_{TO}^0 (cm ⁻¹)	Tần số TO-phonon của bán dẫn thuần	219.6	362	
ω_{LO}^0 (cm ⁻¹)	Tần số LO-phonon của bán dẫn thuần	241.4	402	
Γ_i (cm ⁻¹)	Hằng số tắt dần của dao động phonon	8.67	4.44	

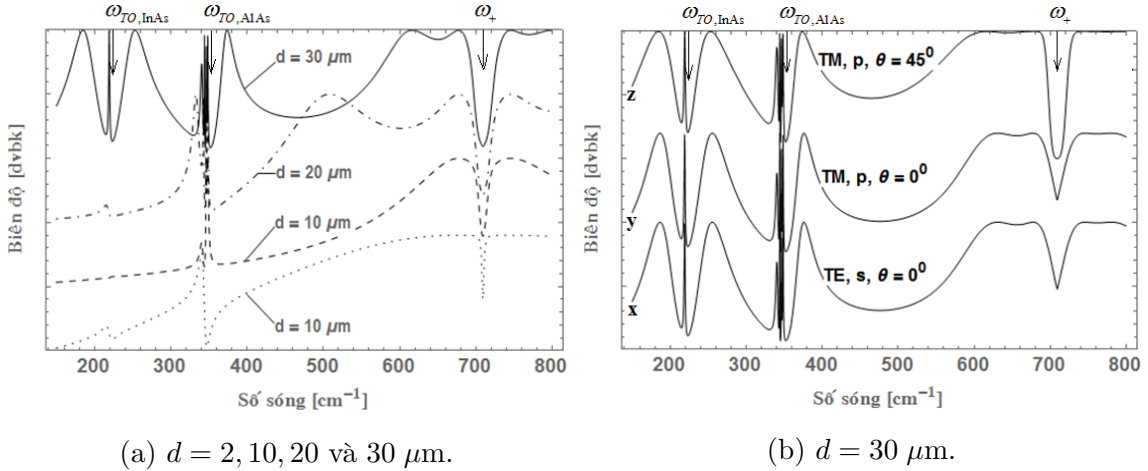
Đầu tiên, chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của góc tới θ và sự phân cực của điện trường \vec{E} của sóng điện từ lên sự kết cặp của phonon quang dọc và plasmon thông qua phổ truyền qua của lớp bán dẫn. Chúng tôi xét mẫu bán dẫn In_{0.52}Al_{0.48}As có độ dày $d = 1 \mu\text{m}$, nồng độ điện tử $N_e = 5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Phổ truyền qua của lớp bán dẫn ứng với các góc tới khác nhau của chùm hồng ngoại được cho trong các hình 2a và 2b. Đường chấm chấm, đường đứt nét và đường liền nét tương ứng với trường hợp điện trường phân cực loại s, phân cực loại p và không phân cực. Khi góc tới $\theta = 0^0$ (hình 2a), chúng tôi thấy rằng cả ba đồ thị đều chỉ chứa hai cực tiểu tại hai vị trí có số sóng 220 cm^{-1} và 346.5 cm^{-1} , trùng với các tần số của phonon quang ngang của hai bán dẫn InAs và AlAs như đã chỉ ra trong bảng 1. Khi góc tới $\theta = 45^0$ (hình 2b), cả ba đồ thị vẫn chỉ rõ hai cực tiểu như trên hình 2a. Tuy nhiên, đối với trường hợp điện trường phân cực loại p (đường đứt nét) và điện trường không phân cực (đường liền nét), chúng ta thấy trên đồ thị còn có thêm một cực tiểu hẹp với biên độ lớn tại vị trí số sóng 710 cm^{-1} , xấp xỉ tần số 3.4 THz. Chúng tôi cho rằng, đây là kết quả của tương tác kết cặp phonon quang dọc-plasmon trong mẫu bán dẫn dưới kích thích của sóng điện từ bên ngoài, bởi vì giá trị này là hoàn toàn trùng khớp với tần số ω_+ được xác định từ nghiệm của phương trình (18) như được chỉ ra trên hình 5. Mặt khác, đối với trường hợp điện trường phân cực loại s (đường chấm chấm) thì cực tiểu này lại không tồn tại.

Tiếp theo, chúng tôi nghiên cứu ảnh hưởng của cấu trúc vật liệu lên hành vi của các mode kết cặp ω_+ của phonon quang dọc và plasmon. Đầu tiên, chúng tôi xem xét sự phụ thuộc của tần số các mode kết cặp ω_+ vào độ dày của các mẫu bán dẫn. Chúng tôi nghiên cứu bốn mẫu có độ dày khác nhau với cùng nồng độ điện tử $N_e = 5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ và góc tới của sóng điện từ $\theta = 45^0$. Phổ truyền qua của các



Hình 2: Phổ truyền qua của mẫu bán dẫn $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ($d = 1 \mu\text{m}$, $N_e = 5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $\Gamma_e = 75 \text{ cm}^{-1}$) ứng với các góc tới khác nhau của chùm hồng ngoại.

mẫu bán dẫn có độ dày khác nhau được chỉ ra trên hình 3a: mẫu $d = 2 \mu\text{m}$ (đường chấm chấm), mẫu $d = 10 \mu\text{m}$ (đường đứt nét), mẫu $d = 20 \mu\text{m}$ (đường chấm gạch) và mẫu $d = 30 \mu\text{m}$ (đường liền nét).

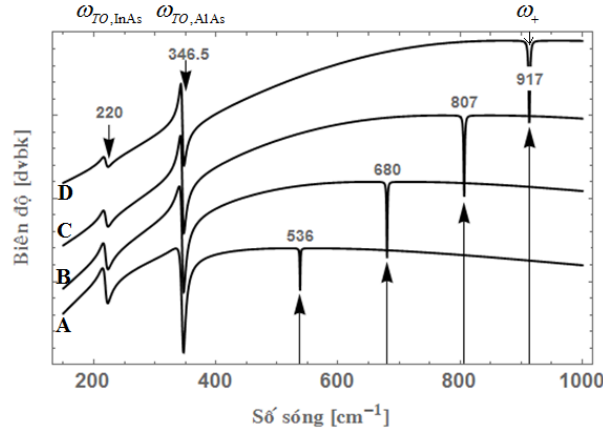


Hình 3: Phổ truyền qua của các mẫu bán dẫn $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ với các độ dày khác nhau trong trường hợp $\theta = 45^0$, $N_e = 5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, và $\Gamma_e = 75 \text{ cm}^{-1}$.

Chúng tôi thấy rằng đồ thị của tất cả các mẫu đều chứa ba cực tiểu tại ba số sóng 220 cm^{-1} , 346.5 cm^{-1} và 710 cm^{-1} như đã được chỉ ra trên hình 2. Kết quả này chứng tỏ rằng tần số của mode kết cặp ω_+ không phụ thuộc vào độ dày của mẫu bán dẫn. Mặt khác, khi độ dày của mẫu càng lớn thì số cực tiểu càng nhiều (như có thể thấy trên đồ thị của mẫu $d = 30 \mu\text{m}$, hình 3a). Tuy nhiên chúng tôi cho rằng,

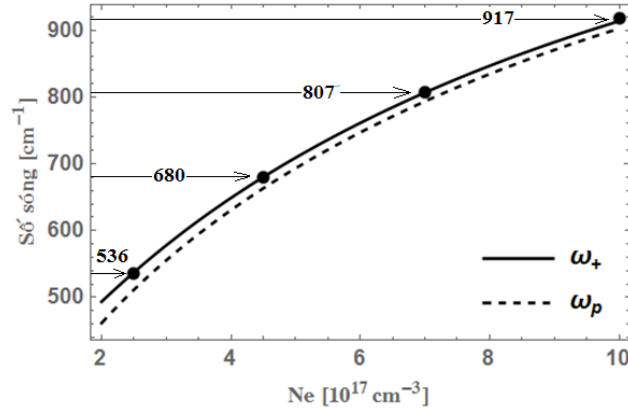
ngoại trừ cực tiểu tại số sóng 710 cm^{-1} thì các cực tiểu còn lại không phải là kết quả của tương tác kết cặp LO phonon-plasmon. Bởi vì, như ta thấy trên hình 3b, các cực tiểu này vẫn tồn tại ngay cả khi điện trường phân cực loại s và góc tới $\theta = 0^\circ$ (đường x) hoặc điện trường phân cực loại p và góc tới $\theta = 0^\circ$ (đường y) giống như trong trường hợp điện trường phân cực loại p và góc tới $\theta = 45^\circ$ (đường z).

Tiếp theo chúng tôi nghiên cứu ảnh hưởng của nồng độ điện tử của các mẫu bán dẫn lên các mode kết cặp ω_+ (hình 4). Chúng tôi xét các mẫu A, B, C và D có cùng độ dày $d = 1 \mu\text{m}$ với nồng độ điện tử lần lượt là $N_e = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $4.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $7.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ và $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ và được chiếu một sóng điện từ dưới góc tới $\theta = 45^\circ$. Kết quả thu được cho thấy rằng, vị trí của các cực tiểu ứng với mode kết cặp ω_+ phụ thuộc rất nhạy vào nồng độ điện tử của mẫu, dịch chuyển nhanh về phía số sóng cao (536 cm^{-1} , 680 cm^{-1} , 807 cm^{-1} , rồi 917 cm^{-1}) khi gia tăng nồng độ điện tử.



Hình 4: Phổ truyền qua của các mẫu bán dẫn $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ có các nồng độ điện tử khác nhau (A. $N_e = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, B. $4.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, C. $7.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ và D. $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) trong trường hợp $d = 1 \mu\text{m}$, $\Gamma_e = 75 \text{ cm}^{-1}$, $\theta = 45^\circ$.

Hình 5 là đồ thị biểu diễn sự phụ thuộc của tần số của mode kết cặp ω_+ (đường liền nét) và tần số plasma ω_p (đường đứt nét) vào nồng độ của điện tử N_e tính toán từ các phương trình (18) và (8), tương ứng. Các chấm tròn màu đen là các giá trị ω_+ được trích xuất từ hình 4. Chúng ta có thể thấy rằng các chấm đen này nằm hoàn toàn trên đường liền nét, điều đó cho thấy các mode kết cặp tìm thấy từ hai phương trình (17) và (18) là hoàn toàn như nhau. Ngoài ra, các kết quả cũng cho thấy rằng tần số của mode kết cặp ω_+ tiệm cận tần số plasma khi nồng độ điện tử gia tăng.



Hình 5: Sự phụ thuộc của tần số của mode kết cặp ω_+ (đường liền nét) và tần số plasma ω_p (đường đứt nét) vào nồng độ của điện tử N_e .

4 KẾT LUẬN

Trong công trình này chúng tôi đã nghiên cứu hiện tượng kết cặp LO phonon-plasmon trong bán dẫn $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ thông qua việc khảo sát hàm điện môi của bán dẫn hợp chất ba thành phần. Chúng tôi đã khảo sát phổ truyền qua của các mẫu bán dẫn với các tham số khác nhau. Các kết quả thu được cho thấy tương tác kết cặp LO phonon-plasmon chỉ xảy ra khi sóng điện từ phân cực loại p được chiếu xiên góc lên bề mặt bán dẫn. Các kết quả cũng chỉ ra rằng tần số của mode kết cặp ω_+ phụ thuộc rất nhạy vào nồng độ của điện tử và tiệm cận về tần số plasma khi nồng độ điện tử gia tăng.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] A. I. Aljameel, H. Abu Hassan, S. S. Ng (2014), *Int. J. Electrochem. Sci.* **9**, 2756-2761.
- [2] Stephanie Law, Runyu Liu, Daniel Wasserman (2014), *Journal of Vacuum Science and Technology B* **32**, 052601-1-052601-7.
- [3] M. Dean Sciacca, A. J. Mayur, Eunsoon Oh, A. K. Ramdas, S. Rodriguez, J. K. Furdyna, M. R. Melloch, C. P. Beetz, W. S. Yoo (1994), *Physical Review B* **51**, 7744-7752.
- [4] J. Jbáñez, Enver Tarhan, A. K. Ramdas, S. Hernández, R. Cuscó, L. Artús, M. R. Melloch, M. Hopkinson (2004), *Physical Review B* **69**, 075314-1-075314-8.

- [5] Kunie Ishioka, Kristina Brixius, Ulrich Hofer, Avinash Rustagi, Evan M. Thatcher, Christopher J. Stanton (2015), *Physical Review B* **92**, 205203-1-205203-10.
- [6] D. W. Berreman (1963), *Physical Review* **130**, 2193-2198.
- [7] A. Milekhin, A. Kalagin, A. Vasilenko, A. Toropov, N. Surovtsev, D. R. T. Zahn (2010), *American Institute of Physics* **1199**, 43-44.
- [8] Kunie Ishioka, Amlan Kumar Basak, Hrvoje Petek (2011), *Physical Review B* **84**, 235202-1-235202-13.
- [9] C. G. Olson, D. W. Lynch (1969), *Physical Review* **177**, 1231-1234.
- [10] H. R. Chandrasekhar, A. K. Ramdas (1980), *Physical Review B* **21**, 1511-1515.

Title: A STUDY OF COUPLING PHENOMENON BETWEEN LONGITUDINAL OPTICAL PHONON AND PLASMON IN THIN InAlAs SEMICONDUCTOR LAYERS

Abstract: In this paper we study on coupling phenomenon of longitudinal optical phonon and plasmon in thin $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ layers by the dielectric function theory. We investigate the propagation of electromagnetic wave in semiconductor layers and then deduce the dependence of the transmission coefficient of layers on wave frequency. We obtain two minima of curves in the transmission spectrum at frequencies corresponding to transverse optical phonon ones of InAs and AlAs semiconductors. More important, under suitable experimental setup, we observe another minimum at frequency corresponding to the one of a coupling mode between longitudinal optical phonon and plasmon. That minimum stays in the TeraHertz band, and it is very sensitive to electron concentration but not to layer thickness.

Keywords: A coupling phenomenon, longitudinal optical phonon, plasmon, InAlAs .