

HỆ SỐ HẤP THỤ PHI TUYẾN SÓNG ĐIỆN TỪ TRONG GRAPHENE CÓ ĐỘ RỘNG VÙNG CẤM HỮU HẠN

HOÀNG THỊ THU HỒNG¹, LÊ THỊ THU PHƯƠNG², BÙI ĐÌNH HỢI¹

¹Khoa Vật lý, Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế

²Trung tâm VLLT và VLTT, Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế

Tóm tắt: Trong công trình này, chúng tôi khảo sát sự hấp thụ sóng điện từ trong graphene đơn lớp có độ rộng vùng cấm hữu hạn khi có mặt một từ trường tĩnh vuông góc với tấm graphene. Hệ số hấp thụ phi tuyến được tính toán bằng lý thuyết nhiễu loạn khi xét đến sự tán xạ điện tử - tạp chất. Từ đó, khảo sát sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ sóng điện từ vào năng lượng photon khi thay đổi từ trường và nhiệt độ. Kết quả cho thấy từ trường ảnh hưởng mạnh lên các đỉnh cộng hưởng cyclotron (CHC) trong khi đó nhiệt độ không làm thay đổi vị trí các đỉnh CHC trong graphene đơn lớp. Sự phụ thuộc của năng lượng photon cộng hưởng vào từ trường cũng đã được thu nhận.

Từ khóa: Graphene, hệ số hấp thụ, cộng hưởng cyclotron, tán xạ điện tử - tạp chất.

1. MỞ ĐẦU

Graphene là tinh thể hai chiều của các nguyên tử cacbon có cấu trúc lục giác (cấu trúc tổ ong) do sự lai hóa sp^2 , mỗi nguyên tử cacbon (C) hình thành ba liên kết σ với mỗi nguyên tử C lân cận gần nhất từ ba điện tử hoá trị [1, 2]. Chuyển động của các điện tử trong graphene có thể được mô tả bằng phương trình Dirac cho các fermion không khối lượng [1, 2]. Graphene sở hữu nhiều tính chất vật lý nổi bật, chẳng hạn độ bền cơ học cao, dẫn điện và nhiệt tốt ngay cả ở nhiệt độ thường [3]. Tuy nhiên, graphene đơn lớp (monolayer) có độ rộng vùng cấm bằng không, đây chính là trở ngại khi ứng dụng graphene vào thực tiễn: không thể áp dụng trong các thiết bị đóng - mở (transistor hiệu ứng trường), các thiết bị quang điện tử. Do vậy, nhu cầu cấp thiết đặt ra là phải tạo vùng cấm khác không cho graphene. Một trong các phương pháp để tạo ra vùng cấm hữu hạn trong graphene đơn lớp đó là đặt graphene trên một đế phân cực, chẳng hạn đế boron nitride (h-BN) có cấu trúc tinh thể dạng lục giác. Do tương tác với đế h-BN, sự đối xứng của các mạng con trong tấm graphene bị phá vỡ, làm xuất hiện một vùng cấm hữu hạn cỡ 106 meV trong graphene [4, 5]. Bên cạnh đó, đế h-BN có ưu điểm vượt trội hơn so với đế SiO_2 vì nó có bề mặt trơn ở kích thước nguyên tử và hằng số mạng gần giống với graphene. Ngoài ra, đế h-BN hầu như không có các liên kết kém bền và các bẫy hạt mang điện.

Các thiết bị graphene trên các đế này thể hiện độ linh động cao, giảm thiểu được sự chuyển tải không đồng nhất trong vật lý lượng tử. Sự xuất hiện của vùng cấm hữu hạn trọng graphene được kỳ vọng làm thay đổi mạnh các tính chất quang học của nó, trong đó có sự dịch chuyển của các fermion giữa vùng hóa trị và vùng dẫn cho tương tác với photon sóng điện tử.

Trong công trình này chúng tôi tiến hành khảo sát hệ số hấp thụ sóng điện từ trong graphene đơn lớp có độ rộng vùng cấm hữu hạn được đặt trong một từ trường vuông góc dưới ảnh hưởng của tương tác điện tử – tạp chất. Sử dụng lý thuyết nhiễu loạn để tính toán biểu thức tường minh của hệ số hấp thụ tính đến quá trình hấp thụ một và hai photon. Các kết quả giải tích được tính số với các tham số cụ thể để thấy được sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào năng lượng photon khi từ trường và nhiệt độ thay đổi. Bài báo được cấu trúc như sau: Trong mục 2, chúng tôi giới thiệu biểu thức của hệ số hấp thụ sóng điện từ trong graphene có độ rộng vùng cấm hữu hạn khi đặt trong từ trường vuông góc. Các kết quả tính số và thảo luận được trình bày ở mục 3. Cuối cùng, một số kết luận quan trọng được đưa ra ở mục 4.

2. BIỂU THỨC GIẢI TÍCH CỦA HỆ SỐ HẤP THỤ SÓNG ĐIỆN TỪ TRONG GRAPHENE CÓ ĐỘ RỘNG VÙNG CẤM HỮU HẠN

Xét tấm graphene được đặt trên một đế h-BN. Tương tác của đế lên tấm graphene làm hình thành một vùng cấm năng lượng giữa vùng dẫn và vùng hóa trị. Khi đó Hamiltonian của graphene có vùng cấm năng lượng trong một từ trường vuông góc B tại vùng lân cận điểm K được cho bởi [5]

$$H = \begin{pmatrix} \Delta & v_F p_- \\ v_F p_+ & -\Delta \end{pmatrix}, \quad (1)$$

ở đây, v_F chỉ vận tốc Fermi, μ_B là magneton Bohr và $p_{\pm} = p_x \pm ip_y$. Hamilton trong phương trình (1) được viết trong (2+1) chiều. Số hạng Zeeman trong phương trình (1) được bỏ qua vì nó chỉ đóng góp khi từ trường B rất lớn. Từ đó, phổ năng lượng được biểu diễn bởi các số hạng năng lượng cyclotron $\hbar\omega_c = \hbar\sqrt{2}v_F/\ell_B$, trong đó $\ell_B = \sqrt{\hbar/eB}$ là độ dài từ. Ngoài ra, bằng cách chọn chuẩn Landau $A = (-B_y, 0)$ và sử dụng phép thay thế $\pi_{\pm} = p_x \pm ip_y - eB_y$, ta có

$$H = \begin{pmatrix} \Delta & v_F \pi_- \\ v_F \pi_+ & -\Delta \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Vectơ riêng chuẩn hóa của phương trình trị riêng $H\Psi = E\Psi$ là [5]

$$\Psi_n = \frac{1}{\sqrt{L_x}} \begin{pmatrix} a_{sn}\Phi_{n-1} \\ sb_{sn}\Phi_n \end{pmatrix} e^{ik_x x}, \quad (3)$$

trong đó, $\Phi_n(\xi)$ là hàm dao động với $\xi = (y - \ell_B^2 k_x)/\ell_B$, $\ell_B = \sqrt{\hbar/eB}$ là độ dài từ, phổ năng lượng được biểu diễn bởi các số hạng năng lượng cyclotron $\hbar\omega_c = \hbar\sqrt{2}v_F/\ell_B$.

Chỉ số n ($n = 0, 1, 2, \dots$) biểu thị các mức Landau riêng rẽ trong khi đó, s biểu thị vùng dẫn ($s = +1$) và vùng hóa trị ($s = -1$). E_{sn} là trị riêng với các hệ số a_{sn} và b_{sn} được cho bởi

$$a_{sn} = \sqrt{\frac{E_{sn} + \Delta}{2E_{sn}}}, \quad b_{sn} = \sqrt{\frac{E_{sn} - \Delta}{2E_{sn}}}. \quad (4)$$

Trường hợp $n = 0$ được xem xét riêng so với trường hợp thông thường. Trong graphene không có vùng cấm ($\Delta = 0$) thì mức năng lượng không tương ứng tại điểm Dirac và cách đều vùng dẫn và vùng hóa trị. Điều này có nghĩa là độ suy biến nhỏ hơn hai lần so với các mức khác. Vectơ riêng chuẩn hóa có dạng

$$\Psi_0 = \frac{1}{\sqrt{L_x}} \begin{pmatrix} 0 \\ \Phi_0 \end{pmatrix} e^{ik_x x}. \quad (5)$$

Khi $n \geq 0$ thì phương trình (2) trở thành [5]

$$E_{sn} = s[\Delta^2 + n\hbar^2\omega_c^2]^{1/2}(1 - \delta_{n0}), \quad E_{s0} = \mp\Delta\delta_{n0}. \quad (6)$$

Ký hiệu của mức năng lượng không E_{s0} là âm đối với điểm K và dương đối với điểm K' .

Trong biểu diễn Landau, Hamiltonian của electron - tạp chất (bao gồm cả thung lũng K và K') có dạng

$$H_{ei} = \sum_{q,a} \sum_{\xi,\xi'} U(q) F_{\xi,\xi'} e^{iq(R-r_a)} c_{\xi}^{\dagger} c_{\xi'}, \quad (7)$$

ở đây, ta lấy tổng đối với tất cả các số lượng tử $|\xi\rangle = |s, n, k_x\rangle$ và q, a ; $U(q)$ là biến đổi Fourier của thế tán xạ cho bởi biểu thức: $U(q) = U_0/(q^2 + k_s^2)^{1/2}$ với $U_0 = e^2/(2\varepsilon_r\varepsilon_0)$, trong đó ε_r là hằng số điện môi, ε_0 là hằng số điện môi trong chân không và k_s là vectơ sóng chẵn, $F_{\xi,\xi'}(q)$ là hệ số dạng với: $F_{\xi,\xi'}(q) = \langle \xi | e^{iqr} | \xi' \rangle$, r_a là vị trí tạp chất, c_{ξ}^{\dagger} và c_{ξ} lần lượt là toán tử sinh và toán tử hủy electron ở trạng thái $|s\rangle$. Trong graphene, sự phân chia (tách) spin Zeeman tương đối yếu nên ta có thể bỏ qua hiệu ứng Zeeman [6].

Giả sử các tạp chất là đồng nhất và được sắp xếp một cách ngẫu nhiên trong mẫu và sự phân chia trung bình giữa tạp chất lớn hơn nhiều so với electron nhiệt thì xác suất dịch chuyển electron đối với quá trình ℓ photon được cho bởi

$$W_{\xi\xi'}^{\ell} = \frac{2\pi n_i}{\hbar S_0} \sum_{\ell} \sum_q |U(q)|^2 |F_{\xi\xi}(u)|^2 \ell J_{\ell}^2(\alpha_0 q) \delta_{k_x, k'_x + q_x} \delta(-E_{sn} + E_{s'n'} - \ell\hbar\omega), \quad (8)$$

trong đó, n_i là nồng độ tạp chất, α_0 là thông số mặc áo, $J_{\ell}(x)$ là hàm Bessel và $u = \ell_B^2 q^2/2$, hệ số dạng $|F_{\xi\xi}(u)|^2$ có dạng

$$|F_{ss'mn'}(q)|^2 = \frac{m!}{(m+j)!} e^{-u} u^j \left[a_{sn} a_{s'n'} \sqrt{\frac{m+j}{m}} L_{m-1}^j(u) + b_{sn} b_{s'n'} L_m^j(u) \right]^2, \quad (9)$$

với $m = \min(|n|, |n'|)$, $j = ||n'| - |n||$ và $L_m^j(u)$ là đa thức Laguerre kết hợp.

Hệ số hấp thụ phi tuyến sóng điện từ của electron trong vùng dẫn có thể quy ra sự tán xạ bởi các tạp chất bị ion hóa có dạng [7]

$$\Gamma^{(\ell)} = \frac{16\pi\hbar n_0}{c\sqrt{\varepsilon(\omega)}a^2\omega} \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)\right) \sum_{\xi, \xi'} f(E_\xi)(1 - f(E_{\xi'}))W_{\xi\xi'}^\ell, \quad (10)$$

ở đây, $f(E_\xi)$ là phân bố cân bằng Fermi Dirac đối với electron, n_0 là mật độ electron, c là vận tốc ánh sáng trong chân không, ε là hằng số điện môi tần số cao trong graphene, $a = E_0/\omega$ với E_0 và ω lần lượt là biên độ và tần số của EMW. Tổng bao gồm các số lượng tử $|\xi\rangle = |s, n, k_x\rangle$ và $|\xi'\rangle = |s', n', k'_x\rangle$ với $|\xi\rangle \neq |\xi'\rangle$.

Biến đổi các tổng thành tích phân $\sum_{\xi/\xi'} \rightarrow \frac{g_s S_0}{2\pi\ell_B^2} \sum_{s,n}$, với $g_s = 4$ [5], $\sum_q \rightarrow \frac{S_0}{(2\pi\ell_B)^2} \int_0^\infty du \int_0^{2\pi} d\varphi$, và xét quá trình hấp thụ một photon và hai photon ($\ell = 1, 2$), chúng tôi tính được tích phân theo u , kí hiệu $I_{ss'nn'}$, như sau

$$\begin{aligned} I_{ss'nn'} &= \frac{S_0 U_0^2 \alpha_0^2}{2\pi\ell_B^2} \int_0^\infty du \frac{u |F_{ss'nn'}(u)|^2}{u + u_{sb}} \delta(E_{s'n'} - E_{sn} - \hbar\omega) \\ &+ \frac{S_0 U_0^2 \alpha_0^4}{2\pi\ell_B^4} \int_0^\infty \frac{u^2 |F_{ss'nn'}(u)|^2}{u + u_{sb}} \delta(E_{s'n'} - E_{sn} - 2\hbar\omega) du, \end{aligned}$$

trong đó, $u_{sb} = \frac{1}{2}k_s^2\ell_B^2$.

Tính toán và thay vào biểu thức của $\Gamma^{(\ell)}$ ta được

$$\begin{aligned} \Gamma^{(\ell)} &= \frac{16\pi\hbar n_0}{c\sqrt{\varepsilon(\omega)}a^2\omega} \left(1 - \exp\left(-\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right)\right) \left(\frac{g_s S_0}{2\pi\ell_B^2}\right)^2 \sum_{s,s',n,n'} f(E_{sn})(1 - f(E_{s'n'})) \\ &\times \frac{2\pi n_i}{\hbar S_0} \left\{ \frac{S_0 U_0^2 \alpha_0^2}{2\pi u_{sb} \ell_B^2} SH_1 \delta(E_{s'n'} - E_{sn} - \hbar\omega) \right. \\ &\left. + \frac{S_0 U_0^2 \alpha_0^4}{2\pi u_{sb} \ell_B^4} SH_2 \delta(E_{s'n'} - E_{sn} - 2\hbar\omega) \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

với

$$\begin{aligned} SH_1 &= \frac{m!}{(m+j)!} \left\{ a_{sn}^2 a_{s'n'}^2 \frac{(2m+j-1)(m+j)!}{m!} - 2a_{sn} a_{s'n'} b_{sn} b_{s'n'} \right. \\ &\times \left. \sqrt{\frac{m+j}{m}} \times \frac{(m+j)!}{(m-1)!} + b_{sn}^2 b_{s'n'}^2 \frac{(2m+j+1)(m+j)!}{m!} \right\} \\ &= a_{sn}^2 a_{s'n'}^2 (2m+j-1) - 2\sqrt{(m+j)m} \end{aligned}$$

$$\times a_{sn}a_{s'n'}b_{sn}b_{s'n'} + b_{sn}^2b_{s'n'}^2(2m + j + 1),$$

và

$$\begin{aligned} SH_2 &= \frac{m!}{(m+j)!} \left\{ a_{sn}^2a_{s'n'}^2 \frac{m+j}{m} [2 + 6m(m+1) + j(j+3(2m-1))] \right. \\ &\times \frac{(m-1+j)!}{(m-1)!} - 2a_{sn}a_{s'n'}b_{sn}b_{s'n'} \sqrt{\frac{m+j}{m}} \times \frac{2(j+2m)(m+j)!}{(m-1)!} \\ &\left. + b_{sn}^2b_{s'n'}^2 [2 + 6m(m+1) + j(j+3(2m+1))] \frac{(m+j)!}{m!} \right\} \\ &= (2 + 6m(m-1)) + j(j+3(2m-1))a_{sn}^2a_{s'n'}^2 \\ &- 4\sqrt{m(m+j)} \times (j+2m)a_{sn}a_{s'n'}b_{sn}b_{s'n'} \\ &+ (2 + 6m(m+1) + j(j+3(2m+1)))b_{sn}^2b_{s'n'}^2. \end{aligned}$$

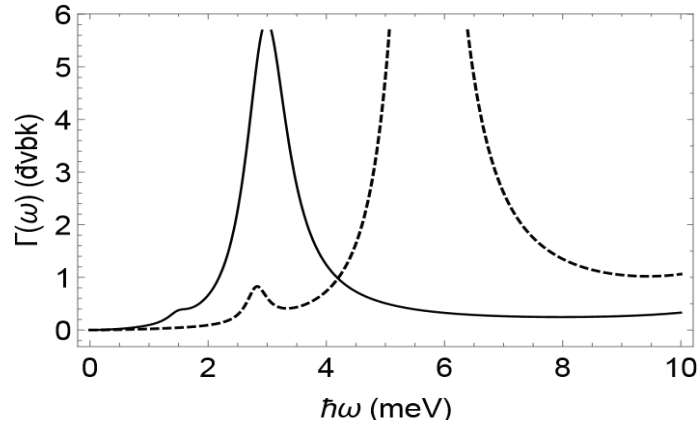
Các hàm delta Dirac (δ) ở biểu thức (11) diễn tả định luật bảo toàn năng lượng hay quy tắc lọc lựa, tức là mô tả quá trình dịch chuyển của các fermion Dirac qua sự hấp thụ các photon dưới ảnh hưởng của tương tác điện tử - tạp chất. Một vấn đề nảy sinh đó là các hàm δ có thể bị phân kì khi đối số của chúng bằng 0. Do đó, để thu được các giá trị mang ý nghĩa vật lý của hệ số hấp thụ, các hàm δ sẽ được thay bằng các hàm Lorentzian như trong [8] với tham số mở rộng (broadening parameter) γ do tán xạ bởi tạp chất được cho bởi: $\gamma = \sqrt{2/A\hbar\omega_c}$ với A là thông số không có thứ nguyên phụ thuộc vào nồng độ tạp chất và thế tương tác tạp chất. Khi tán xạ yếu, ví dụ mẫu sạch thì $A \approx 100$ [9].

3. KẾT QUẢ TÍNH SỐ VÀ THẢO LUẬN

Ở phần này, chúng tôi sẽ thực hiện tính số các kết quả giải tích vừa thu được ở trên để làm rõ một số đặc trưng vật lý của hệ số hấp thụ sóng điện tử trong graphene đơn lớp có độ rộng vùng cấm hữu hạn. Các tham số sử dụng để tính toán số được cho như sau [5]: $n_i = 5 \times 10^9 \text{ m}^{-2}$, $n_0 = 10^{12} \text{ m}^{-2}$, $2\Delta = 53 \text{ meV}$, $g_s = 4$, $\varepsilon = 8.86 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N.m}^2$, $v_F = 5 \times 10^6 \text{ m/s}$, $k_s = 10^7 \text{ m}^{-1}$, $E_0 = 10^5 \text{ V/m}$, $a = 0.246 \text{ nm}$ và xét dịch chuyển của điện tử từ trạng thái $|1, 1\rangle$ sang trạng thái $|1, 2\rangle$.

Hình 1 mô tả sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào năng lượng photon tại nhiệt độ $T = 4 \text{ K}$ đối với trường hợp graphene không có vùng cấm năng lượng (đường đứt nét) và graphene có độ rộng vùng cấm hữu hạn (đường liền nét). Hình vẽ cho thấy xuất hiện các cực đại hấp thụ trong cả hai trường hợp. Bằng phân tích số, chúng tôi rút ra được ý nghĩa của các cực đại này. Tại nhiệt độ $T = 4 \text{ K}$, trường hợp graphene có độ rộng vùng cấm hữu hạn (đường liền nét), đỉnh cực đại cao hơn (bên phải) định vị tại năng lượng photon $\hbar\omega = 2.95189 \text{ meV}$. Giá trị này thỏa mãn điều kiện $E_{1,2} - E_{1,1} = \hbar\omega$. Đây chính là điều kiện cộng hưởng cyclotron mô tả dịch chuyển của điện tử giữa hai mức năng lượng Landau $n = 1$ và $n' = 2$ bằng cách hấp thụ một photon sóng điện tử. Do vậy, đỉnh cực đại này có thể gọi là đỉnh cộng hưởng

cyclotron hay cyclotron - tạp chất do có đóng góp của tương tác điện tử - tạp chất vào xác suất dịch chuyển điện tử. Đỉnh cực đại thấp hơn (đỉnh bên trái) định vị tại năng lượng photon $\hbar\omega = 1.47594$ meV, thỏa mãn điều kiện $E_{1,2} - E_{1,1} = 2\hbar\omega$. Như vậy, đỉnh này mô tả dịch chuyển của điện tử giữa hai mức Landau $n = 1$ và $n' = 2$ bằng cách hấp thụ hai photon. Quá trình này gọi là cộng hưởng cyclotron - tạp chất do hấp thụ nhiều photon hay cộng hưởng cyclotron phi tuyến. Giải thích tương tự với trường hợp graphene không có vùng cấm năng lượng (đường đứt nét).



Hình 1. Sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ Γ vào năng lượng photon $\hbar\omega$ tại từ trường $B = 14$ T, nhiệt độ $T = 4$ K của graphene không có vùng cấm năng lượng (đường đứt nét) và graphene có độ rộng vùng cấm hữu hạn (đường liền nét).

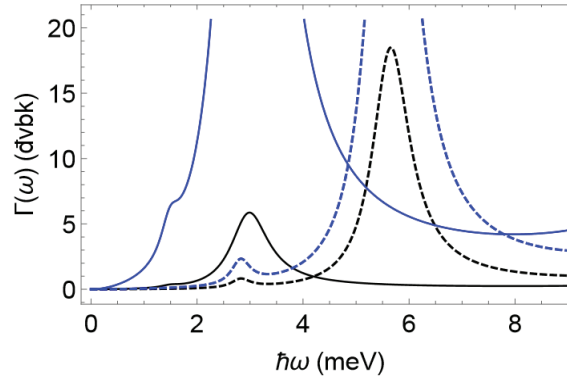
Từ các phân tích ở Hình 1 ta có thể kết luận rằng các đỉnh cộng hưởng cyclotron thỏa mãn điều kiện tổng quát

$$E_{\xi} - E_{\xi'} - l\hbar\omega = 0. \quad (12)$$

Điều kiện này không phụ thuộc vào thông số nhiệt độ T , có nghĩa rằng vị trí các đỉnh cộng hưởng không phụ thuộc vào nhiệt độ. Ta có thể kiểm nghiệm điều này qua Hình 2, ở đó chúng tôi vẽ sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào năng lượng photon tại các nhiệt độ khác nhau.

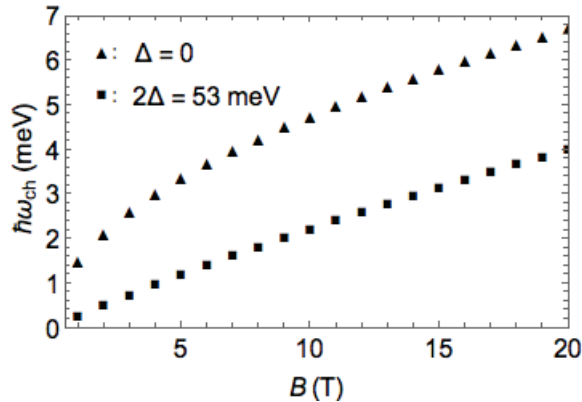
Ta thấy rằng, khi giá trị nhiệt độ tăng thì chỉ có độ cao của các đỉnh cộng hưởng tăng lên và mở rộng hơn trong khi đó vị trí của các đỉnh không thay đổi. Điều này có thể giải thích là do khi nhiệt độ tăng, tính linh động của các điện tử tăng lên dẫn đến xác suất dịch chuyển trạng thái do hấp thụ photon và tương tác với tạp chất tăng, làm cho giá trị của hệ số hấp thụ quang - từ tăng lên.

Hình 3 mô tả sự phụ thuộc của năng lượng photon tại các đỉnh cộng hưởng vào từ trường của bộ dịch chuyển điện tử giữa các mức Landau $|1, 1\rangle$ sang mức $|1, 2\rangle$ khi từ trường B có giá trị tăng dần từ 1 T đến 20 T. Ta thấy rằng năng lượng photon ở



Hình 2. Sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ Γ vào năng lượng photon $\hbar\omega$ của graphene không có vùng cấm (đường đứt nét) và graphene có độ rộng vùng cấm hữu hạn (đường liền nét) tại từ trường $B = 14$ T ứng với hai giá trị khác nhau của nhiệt độ $T = 4$ K (đường màu đen) và $T = 4.2$ K (đường màu xanh).

các đỉnh cộng hưởng tăng khi từ trường tăng theo quy luật $\hbar\omega_{ch} \propto B^{1/2}$. Quy luật này hoàn toàn phù hợp với điều kiện (12) do các mức Landau trong graphene tỉ lệ với $B^{1/2}$. Ngoài ra, quy luật này khác so với trường hợp hố lượng tử, ở đó các mức Landau tỉ lệ với B .



Hình 3. Sự phụ thuộc của vị trí đỉnh cộng hưởng vào từ trường B tại nhiệt độ $T = 4$ K của graphene không có vùng cấm năng lượng (chấm hình tam giác) và graphene có độ rộng vùng cấm hữu hạn (chấm hình vuông).

4. KẾT LUẬN

Trong công trình này, chúng tôi đã khảo sát hệ số hấp thụ sóng điện từ trong graphene đơn lớp có độ rộng vùng cấm hữu hạn khi đặt trong trường sóng điện từ và từ trường tĩnh vuông góc dưới ảnh hưởng của tương tác điện tử - tạp chất. Kết

quả khảo sát sự phụ thuộc của hệ số hấp thụ vào năng lượng photon khi thay đổi từ trường B và nhiệt độ T cho thấy sự xuất hiện của các đỉnh cộng hưởng cyclotron, đồng thời khảo sát vị trí của các đỉnh cộng hưởng vào từ trường B . Quá trình hấp thụ hai photon đóng góp đáng kể vào phổ hấp thụ cho thấy tầm quan trọng của các quá trình hấp thụ nhiều photon và việc nghiên cứu các quá trình này là cần thiết trong lĩnh vực quang phi tuyến. Các kết quả trên là cơ sở cho các nghiên cứu ứng dụng của vật liệu mới - graphene có độ rộng vùng cấm hữu hạn trong việc chế tạo các thiết bị quang - điện tử nano.

Lời cảm ơn

Nghiên cứu này được tài trợ bởi Quỹ Phát triển Khoa học và Công nghệ Quốc gia (NAFOSTED) trong đề tài mã số 103.01-2017.361.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Castro Neto A. H., Guinea F., Novoselov K. S. and Geim A. K. (2009), *Reviews of Modern Physics*, **81**, pp. 109 – 162.
- [2] Das Sarma S., Shaffique Adam, Hwang E. H. and Enrico Rossi (2011), *Reviews of Modern Physics*, **83**, pp. 407 – 470.
- [3] Randviir Edward P., Brownson Dale A. C. and Banks Craig E. (2014), *Materials Today*, **17**, pp. 426 – 432.
- [4] Farhang Fallah and Mahdi Esmaeilzadeh (2013), *Journal of Applied Physics*, **114**, pp. 073702 – 073705.
- [5] Krstajic' P. M., Vasilopoulos P. (2012), *Physical Review B*, **86**, pp. 115432 – 115440.
- [6] Yang C. H., Peeters F. M. and Xu W. (2010), *Physical Review B*, **82**, pp. 075401 – 075406.
- [7] Margulis V. A. (2004), *Journal Experimental and Theoretical Physics*, **99**, pp. 633 – 669.
- [8] Bui Dinh Hoi, Le Thi Thu Phuong and Tran Cong Phong (2018), *Journal of Applied Physics*, **123**, pp. 094303 – 094308.
- [9] Krstajic' P. M., Vasilopoulos P. (2011), *Physical Review B*, **83**, pp. 075427 – 075434.

Title: NONLINEAR ABSORPTION COEFFICIENT OF AN ELECTROMAGNETIC WAVE IN GRAPHENE WITH A FINITE BAND GAP

Abstract: In this work, we investigate the electromagnetic wave absorption in monolayer graphene with a finite band gap in the presence of a static magnetic field which is perpendicular to the graphene sheet. The absorption coefficient is calculated by the perturbation theory taking account of the electron - impurity interaction. The dependence of the absorption coefficient on the photon energy is considered with changing the magnetic field and temperature. The results show that the magnetic field affects strongly on the cyclotron resonance peaks, whereas the temperature cause no effect on the peaks position. The relation between the resonant photon energy and magnetic field strength is also obtained numerically and shown.

Keyword: Graphene, absorption coefficient, cyclotron resonance, electron-impurity scattering.