

DẠNG GIẢI TÍCH GẦN ĐÚNG SÓNG DÀI CỦA TẦN SỐ PLASMON TRONG CẤU TRÚC BLG – GaAs

• Nguyễn Văn Mện^(*), Đồng Thị Kim Phượng^(*)

Tóm tắt

Các kết quả giải tích cho phổ plasmon của vật liệu còn rất hạn chế do tính phức tạp của hàm phân cực. Bài báo này trình bày biểu thức giải tích của tần số plasmon trong gần đúng sóng dài của một cấu trúc lớp đôi được tạo thành từ một lớp bilayer graphene và giếng thế lượng tử GaAs. Các tính toán có kể đến bề dày lớp khí điện tử và sự không đồng nhất của hằng số điện môi nền dựa trên các hàm phân cực trong gần đúng pha ngẫu nhiên. Kết quả cho thấy, tần số nhánh quang học có dạng giống với biểu thức đã được đề cập trong các công trình trước đây, trong khi tần số nhánh âm học chịu ảnh hưởng của cả khoảng cách giữa hai lớp và bề dày lớp.

Từ khóa: giải tích, bilayer graphene, phổ plasmon.

1. Giới thiệu

Kể từ khi mới được phát hiện vào năm 2004, những đặc tính đặc biệt của graphene đã thu hút rất nhiều sự quan tâm của giới khoa học [2]. Sự tán sắc năng lượng tuyến tính trong vùng năng lượng thấp, các giả hạt không khối lượng cũng như bề rộng vùng cấm bằng không làm cho graphene (đơn lớp graphene – MLG) thật sự khác biệt so với các vật liệu hai chiều truyền thống [9]. Không giống với MLG, graphene lớp kép (bilayer graphene – BLG) có hệ thức tán sắc dạng parabol, các giả hạt trong BLG là có khối lượng và hàm phân cực có dạng hoàn toàn khác biệt. Do đó, các cấu trúc lớp có chứa BLG cũng sẽ mang nhiều đặc tính thú vị hơn so với MLG và đáng được quan tâm tìm hiểu [10], [14].

Phổ plasmon của vật liệu đã được quan tâm nghiên cứu và ứng dụng trong nhiều năm nay. Các cấu trúc có dạng giếng thế đơn và giếng thế đôi lượng tử trong đó giam nhốt hệ điện tử tương tác đã được nghiên cứu từ cuối thế kỷ trước [3], [11], [14]. Trong những năm gần đây, phổ plasmon của MLG [5], BLG [13], và cả MLGG (mono layer gaped graphene) [4] cũng đã được quan tâm nghiên cứu. Bên cạnh đó, các nhà khoa học đã chứng minh rằng, phổ plasmon của lớp đôi có đặc tính khác biệt so với các lớp đơn cấu thành [6], [11], [17], [16]. Bằng chứng là các công bố về phổ plasmon của lớp đôi graphene (DLG – double layer graphene) [6] và lớp đôi MLG – 2DEG [8] cho kết quả không trùng khớp với lớp đơn cấu thành chúng khi khoảng cách hai

lớp dần về không. Bên cạnh các kết quả giải số rất phong phú về phổ plasmon trong hầu hết các công bố khoa học thì các biểu thức giải tích của tần số plasmon trong gần đúng sóng dài cũng lần lượt được cho ra đời, mặc dù với số lượng hạn chế hơn do tính chất phức tạp của phép tính giải tích các hàm phân cực của cấu trúc lớp. Biểu thức giải tích trong gần đúng sóng dài của các cấu trúc lớp đơn như 2DEG, MLG, BLG đã được xác định bởi Sarma và các đồng nghiệp [7], [15]. Trong cấu trúc lớp đôi, Sarma [6] đã đưa ra biểu thức tần số plasmon trong gần đúng sóng dài cho DLG với hằng số điện môi nền đồng nhất ở nhiệt độ không tuyệt đối. Principi và các cộng sự [8] thì tính biểu thức nhánh quang cũng trong gần đúng sóng dài cho lớp đôi MLG – 2DEG khi không tính đến bề dày lớp và sự không đồng nhất của hằng số điện môi nền một cách đầy đủ. Năm 2017, Nguyễn Văn Mện và Nguyễn Quốc Khánh [7] cũng xác định biểu thức giải tích của tần số plasmon của cả nhánh quang và nhánh âm trong hệ BLG – 2DEG nhưng không tính đến bề dày lớp 2DEG. Theo tìm hiểu của tác giả, biểu thức giải tích cho tần số plasmon trong lớp đôi BLG – 2DEG có tính đến bề dày lớp thì vẫn chưa thấy có công bố khoa học nào.

Bài báo này trình bày kết quả tính toán chi tiết về tần số plasmon của một cấu trúc lớp đôi được hình thành từ một lớp BLG và một lớp 2DEG bị giam nhốt trong giếng thế lượng tử GaAs, ngăn cách nhau bởi những lớp điện môi khác nhau. Các hàm phân cực trong gần đúng pha ngẫu nhiên (random phase approximation – RPA) ở nhiệt độ không tuyệt đối và thể tương tác

^(*) Trường Đại học An Giang.

Coulomb nội lớp và xuyên lớp trong không gian xung lượng được sử dụng cùng với sự không đồng nhất của hằng số điện môi nền và bề rộng hữu hạn của giếng thế lượng tử.

2. Lý thuyết

Hệ khảo sát có dạng lớp đôi được hình thành từ một lớp BLG trên cấu trúc dị chất GaAs/AlGaAs hình thành lớp khí điện tử hai chiều với khối lượng hiệu dụng m_{2DEG} trong giếng thế lượng tử GaAs (Hình 1). Các lớp điện môi nền xung quanh hệ có hằng số điện môi hoàn toàn khác nhau, lần lượt là κ_1 , κ_2 và κ_3 .

Việc ứng dụng lý thuyết điện tử của Maxwell đã chỉ ra rằng điều kiện tồn tại các modes dao động plasmon trong vật chất là hàm điện môi mô tả hệ phải triệt tiêu [15]

$$\epsilon(q, \omega_p) = 0. \tag{1}$$

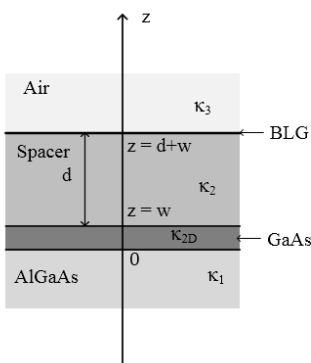
Trong gần đúng pha ngẫu nhiên, hàm điện môi động của lớp đôi BLG – 2DEG (có cấu tạo như trong Hình 1) có dạng [1], [16], [17]

$$\epsilon_{2DEG-BLG}(q, \omega) = [1 + U_{2DEG}(q)\Pi_{2DEG}(q, \omega)] \times [1 + U_g(q)\Pi_{BLG}(q, \omega)] - [U_{g-2DEG}(q)]^2 \Pi_{2DEG}(q, \omega)\Pi_{BLG}(q, \omega) \tag{2}$$

Với $\Pi_{2DEG}(q, \omega)$ và $\Pi_{BLG}(q, \omega)$ lần lượt là hàm phân cực của 2DEG và BLG đã được thiết lập trong [3], [13], [14]. Các hàm $U_{2DEG/g}(q)$ và $U_{g-2DEG}(q)$ lần lượt là thế tương tác Coulomb nội lớp và xuyên lớp trong không gian xung lượng, có biểu thức [12]:

$$U_{2DEG/g}(q) = \frac{2\pi e^2}{q} f_{2DEG/g}(qd, qw) \tag{3}$$

$$U_{g-2DEG}(q) = \frac{2\pi e^2}{q} f_{g-2DEG}(qd, qw) \tag{4}$$



Hình 1. Lớp đôi BLG-2DEG với ba lớp điện môi có hằng số điện môi khác nhau κ_1 , κ_2 và κ_3

$$f_{g-2DEG}(x, y) = \frac{8\pi^2 \kappa_2 \{ \kappa_1 [\cosh(y) - 1] + \kappa_{2D} \sinh(y) \}}{y(y^2 + 4\pi^2) N(x, y)} \tag{5}$$

$$f_g(x, y) = \frac{2\kappa_2 \cosh(x) [\kappa_1 \sinh(y) + \kappa_{2D} \cosh(y)] + \kappa_{2D} \sinh(x) [\kappa_1 \cosh(y) + \kappa_{2D} \sinh(y)]}{N(x, y)} \tag{6}$$

$$f_{2DEG}(x, y) = \frac{\kappa_1 \kappa_2 [\kappa_2 \sinh(x) + \kappa_3 \cosh(x)] \{ 64\pi^4 [1 - \cosh(y)] + y(y^2 + 4\pi^2) (3y^2 + 8\pi^2) \sinh(y) \}}{\kappa_{2D} y^2 (y^2 + 4\pi^2)^2 N(x, y)} + \frac{[\kappa_2 (\kappa_1 + \kappa_3) \cosh x + (\kappa_2^2 + \kappa_1 \kappa_3) \sinh x] \{ y(32\pi^4 + 20\pi^2 y^2 + 3y^4) \cosh y - 32\pi^4 \sinh y \}}{y^2 (y^2 + 4\pi^2)^2 N(x, y)} + \frac{\kappa_{2D} [\kappa_2 \cosh x + \kappa_3 \sinh x] y (y^2 + 4\pi^2) (3y^2 + 8\pi^2) \sinh y}{y^2 (y^2 + 4\pi^2)^2 N(x, y)} \tag{7}$$

Với

$$N(x, y) = \kappa_2 \cosh x [\kappa_{2D} (\kappa_1 + \kappa_3) \cosh y + (\kappa_1 \kappa_3 + \kappa_{2D}^2) \sinh y] + \sinh x [\kappa_{2D} (\kappa_2^2 + \kappa_1 \kappa_3) \cosh y + (\kappa_1 \kappa_2^2 + \kappa_3 \kappa_{2D}^2) \sinh y] \tag{8}$$

Việc giải phương trình (1) bằng phương pháp giải tích với các dạng hàm có sẵn trong các biểu thức (2)-(8) một cách chính xác là điều không khả thi. Do đó, ta sử dụng dạng khai triển các hàm này trong vùng sóng dài để tìm nghiệm giải tích gần đúng của phương trình (1).

3. Kết quả và thảo luận

Các biểu thức hàm phân cực của BLG và 2DEG trong vùng sóng dài có dạng [3], [13]:

$$\Pi_{BLG}(q, \omega) = -\frac{n_{BLG}}{m_{BLG}} \frac{q^2}{\omega^2} \tag{9}$$

$$\text{và } \Pi_{2DEG}(q, \omega) = -\frac{n_{2DEG}}{m_{2DEG}} \frac{q^2}{\omega^2} \tag{10}$$

Thay vào phương trình (1) với dạng hàm điện môi của lớp đôi đã được cho trong (2) ta dẫn tới phương trình

$$1 - \omega_{0BLG}^2 f_g(qd, qw) \frac{q^2}{\omega^2} - \omega_{02DEG}^2 f_{2DEG}(qd, qw) \frac{q^2}{\omega^2} + \omega_{0BLG}^2 \omega_{02DEG}^2 [f_g(qd, qw) f_{2DEG}(qd, qw) - f_{g-2DEG}(qd, qw)] \frac{q^2}{\omega^4} = 0 \tag{11}$$

trong đó $\omega_{02DEG}^2 = \frac{2\pi e^2 n_{2DEG}}{m_{2DEG}}$ và

$$\omega_{0BLG}^2 = \frac{2\pi e^2 n_{BLG}}{m_{BLG}}. \text{ Với } m_{BLG} \text{ là khối lượng hiệu}$$

dụng của điện tử trong BLG; các đại lượng n_{2DEG} và n_{BLG} lần lượt là mật độ điện tử trong lớp 2DEG và trong BLG. Phương trình (11) là một phương trình trùng phương theo ω . Phương trình này có bốn nghiệm và hai nghiệm dương là

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{q^2}{2} \left\{ \omega_{02DEG}^2 f_{2DEG}(qd, qw) + \omega_{0BLG}^2 f_g(qd, qw) \pm \text{Sqrt} \left[\omega_{02DEG}^2 f_{2DEG}(qd, qw) \right]^2 + \left[\omega_{0BLG}^2 f_g(qd, qw) \right]^2 + 2\omega_{02DEG}^2 \omega_{0BLG}^2 \left[2[f_{g-2DEG}(qd, qw)]^2 - f_{2DEG}(qd, qw) f_g(qd, qw) \right] \right\} \tag{12}$$

Trong gần đúng sóng dài ($q \rightarrow 0$), các đại lượng qd và qw nhận giá trị rất nhỏ. Do đó ta

có thể khai triển các hàm $f_{2DEG}(qd, qw)$, $f_g(qd, qw)$ và $f_{g-2DEG}(qd, qw)$ dưới dạng chuỗi và chỉ giữ lại đến số hạng bậc nhất của vector sóng. Kết quả khai triển đó là

$$f_{2DEG}(qd, qw) = \frac{2}{\kappa_1 + \kappa_3} + \left\{ \frac{2(\kappa_1^2 - \kappa_2^2)}{\kappa_2(\kappa_1 + \kappa_3)} d + \left[\frac{5}{4\kappa_{2D}^2} + \frac{2(\kappa_1^2 - 3\kappa_{2D}^2 - \kappa_1\kappa_3 + \kappa_3^2)}{3\kappa_{2D}(\kappa_1 + \kappa_3)} \right] w \right\} q \quad (13)$$

$$f_g(qd, qw) = \frac{2}{\kappa_1 + \kappa_3} + \left[\frac{2(\kappa_1^2 - \kappa_2^2)}{\kappa_2(\kappa_1 + \kappa_3)} d + \frac{2(\kappa_1^2 - \kappa_{2D}^2)}{\kappa_{2D}(\kappa_1 + \kappa_3)} w \right] q \quad (14)$$

$$f_{g-2DEG}(qd, qw) = \frac{2}{\kappa_1 + \kappa_3} + \left[-\frac{2(\kappa_2^2 + \kappa_1\kappa_3)}{\kappa_2(\kappa_1 + \kappa_3)} d + \frac{(\kappa_1^2\kappa_2 - 2\kappa_2\kappa_{2D}^2 - \kappa_1\kappa_2\kappa_3)}{\kappa_2\kappa_{2D}(\kappa_1 + \kappa_3)} w \right] q \quad (15)$$

Thay các biểu thức (13), (14) và (15) vào biểu thức (12) ta sẽ thu được biểu thức các tần số plasmon. Xét hai trường hợp cụ thể sau:

Trong trường hợp đầu cộng ta chỉ cần giữ lại số hạng bậc một khác không của vector sóng và thu được nghiệm là

$$\omega_+^2 = \frac{2(\omega_{02DEG}^2 + \omega_{0BLG}^2)}{\kappa_1 + \kappa_3} q = \frac{4\pi e^2}{\kappa_1 + \kappa_3} \left[\frac{n_{2DEG}}{m_{2DEG}} + \frac{n_{BLG}}{m_{BLG}} \right] q \quad (16)$$

Biểu thức (16) cho thấy, trong gần đúng sóng dài, tần số nhánh quang học tỷ lệ thuận với căn bậc hai của vector sóng và phụ thuộc vào các hằng số điện môi của các lớp bao bọc quanh hệ, không phụ thuộc hằng số điện môi lớp trung gian (κ_2), bề dày lớp 2DEG và khoảng cách giữa hai lớp. Kết quả này hoàn toàn tương tự như đối với hệ BLG – 2DEG mà đã bỏ qua bề dày lớp 2DEG đã được trình bày trong [7]. Biểu thức (16) còn cho thấy sự phụ thuộc của tần số nhánh quang vào các yếu tố đặc trưng của các lớp cấu thành (BLG và 2DEG) là như nhau (phụ thuộc vào mật độ hạt tải ở bậc căn bậc hai). Điều này có thể giải thích là do trong gần đúng sóng dài thì hàm phân cực của hai lớp này có dạng giống nhau và hệ thức tán sắc của năng lượng cũng có cùng dạng parabol.

Trong trường hợp đầu trừ, vì các số hạng bậc nhất của vector sóng triệt tiêu lẫn nhau nên ta phải giữ lại đến số hạng bậc hai và thu được kết quả là

$$\omega_-^2 = q^2 \frac{\omega_{0BLG}^2 \omega_{02DEG}^2}{(\omega_{0BLG}^2 + \omega_{02DEG}^2)} \left[\frac{2d}{\kappa_2} + \frac{(15 + 8\pi^2)w}{12\pi^2\kappa_{2D}} \right] = \frac{2\pi e^2}{\kappa_2} \frac{n_{2DEG}}{m_{2DEG}} \frac{n_{BLG}}{m_{BLG}} \left[\frac{2d}{\kappa_2} + \frac{(15 + 8\pi^2)w}{12\pi^2\kappa_{2D}} \right] q^2 \quad (17)$$

Biểu thức (17) cho thấy tần số nhánh âm học tỷ lệ với giá trị vector sóng. Khác với nhánh quang học, tần số nhánh âm học lại phụ thuộc vào hằng số điện môi của lớp trung gian (κ_2), lớp 2DEG (κ_{2D}), bề dày lớp 2DEG (w) và cả

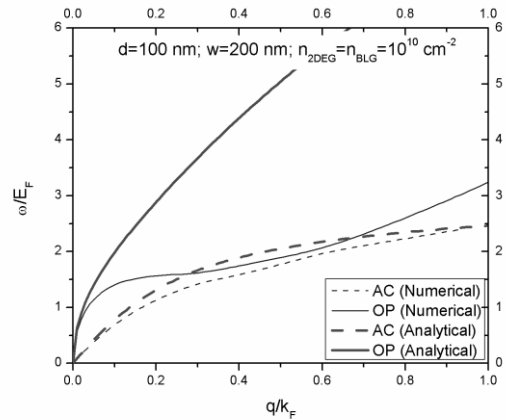
khoảng cách giữa hai lớp (d). Như vậy, bề dày của lớp 2DEG trong hệ chỉ ảnh hưởng lên nhánh âm học trong phổ. Dễ thấy, khi cho bề dày lớp 2DEG dần về không ($w \rightarrow 0$) trong biểu thức (17) ta lại thu được biểu thức tần số nhánh âm của hệ BLG – 2DEG được trình bày trong [7].

Đối với hệ có hằng số điện môi nền đồng nhất $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3 = \kappa$ thì biểu thức (16) và (17) có dạng đơn giản hơn như sau:

$$\omega_+^2 = \frac{2\pi e^2}{\kappa} \left[\frac{n_{2DEG}}{m_{2DEG}} + \frac{n_{BLG}}{m_{BLG}} \right] q \quad (18)$$

$$\omega_-^2 = \frac{2\pi e^2}{\kappa} \frac{n_{2DEG}}{m_{2DEG}} \frac{n_{BLG}}{m_{BLG}} \left[\frac{2d}{\kappa} + \frac{(15 + 8\pi^2)w}{12\pi^2\kappa_{2D}} \right] q^2 \quad (19)$$

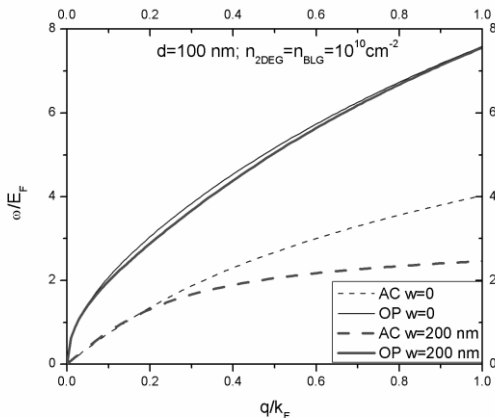
Để có những nhận định xác đáng hơn cũng như đánh giá kết quả thu được, chúng tôi so sánh kết quả thu được với kết quả đã có (khi bỏ qua bề dày) và với kết quả giải số (đầy đủ) trên các đồ thị Hình 2 và Hình 3.



Hình 2. Phổ plasmon của lớp đôi BLG-2DEG so sánh kết quả giải tích và kết quả giải số

Hình 2 vẽ phổ plasmon của lớp đôi BLG – 2DEG cho kết quả gần đúng giải tích (đường đậm) và kết quả giải số (đường mảnh). Các số liệu sử dụng là $\kappa_1 = \kappa_{AlGaAs} = 12,9$; $\kappa_2 = \kappa_{SiO_2} = 3,8$; $\kappa_3 = \kappa_{air} = 1,0$; $\kappa_{2D} = \kappa_{GaAs} = 12,9$; $d = 100 \text{ nm}$; $w = 200 \text{ nm}$; $m_{BLG} = 0,033m_0$; $m_{2DEG} = 0,067m_0$ với m_0 là khối lượng nghỉ của điện tử [1], [10]; $n_{BLG} = n_{2DEG} = 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. Trong các hình vẽ, E_F và k_F lần lượt là năng lượng Fermi và vector sóng Fermi của BLG.

Đồ thị cho thấy, kết quả giải số và giải tích phù hợp khá tốt nhau trong vùng sóng dài, các nhánh phổ tương ứng dần tiếp xúc nhau khi vector sóng dần về không; nhánh âm học phù hợp tốt hơn so với nhánh quang học. Điều này hoàn toàn có thể lý giải được, vì trong các tính toán gần đúng, tần số nhánh âm học được giữ lại đến số hạng bậc hai của vector sóng trong khi chỉ số hạng bậc một của đại lượng này được giữ lại trong biểu thức của tần số nhánh quang học.



Hình 3. So sánh kết quả giải tích cho trường hợp $w = 0$ và $w = 200 \text{ nm}$

Hình 3 biểu diễn nhánh quang học (đường liền nét) và nhánh âm học (đường đứt nét) của phổ plasmon trong trường hợp có bề dày (đường đậm) và không có bề dày (đường mảnh). Đồ thị cho thấy, nhánh quang học của phổ trong trường hợp có bề dày và không có bề dày lớp là gần giống nhau trong vùng vector sóng khá lớn. Điều

này được giải thích là do nhánh này không chịu ảnh hưởng nhiều của bề dày lớp 2DEG khi giá trị vector sóng nhỏ. Tuy nhiên, vẫn xuất hiện sự khác nhau trong kết quả là do biểu thức sử dụng để vẽ đồ thị là biểu thức (12), ở đó vẫn có sự đóng góp của bề dày lớp trong biểu thức chính xác của các thể tương tác (các biểu thức (3) và (4)).

Đối với nhánh âm học, bề dày lớp chỉ có thể bỏ qua khi vector sóng rất nhỏ ($q < 0,3k_F$). Khi vector sóng tăng lên, ảnh hưởng của bề dày lớp là rất đáng kể làm cho nhánh âm trong hai trường hợp (có và không có bề dày lớp) tách nhau ra xa.

4. Kết luận

Bài báo đã sử dụng kết quả về hàm phân cực của BLG và 2DEG trong gần đúng RPA, khai triển các hàm thế tương tác Coulomb với giới hạn sóng dài để tìm biểu thức giải tích của tần số plasmon trong cấu trúc lớp đôi được cấu tạo từ một lớp BLG và một lớp 2DEG có bề dày hữu hạn với hằng số điện môi nền không đồng nhất ở nhiệt độ không tuyệt đối. Kết quả tính toán cho thấy, nhánh quang học của phổ không khác nhiều so với kết quả đã được công bố trước đây cho trường hợp bỏ qua bề dày lớp. Tuy nhiên, nhánh âm học nhận phần đóng góp đáng kể của bề dày lớp 2DEG trong biểu thức giải tích, với mức độ tương tự như khoảng cách giữa hai lớp. Kết quả này mở ra một định hướng mới cho các tính toán phổ plasmon cho lớp đôi BLG – 2DEG với các tính toán bằng số một cách chi tiết cho trường hợp bề dày lớp 2DEG nhận giá trị hữu hạn./.

Tài liệu tham khảo

- [1]. Badalyan, S. M. and Peeters, F. M. (2012), "Effect of nonhomogenous dielectric background on the plasmon modes in graphene double-layer structures at finite temperatures", *Phys. Rev. B*, (85), p. 195444.
- [2]. Castro Neto, A. H., Guinea, F., Peres, N. M. R., Novoselov, K. S., and Geim A. K. (2009), "The electronic properties of graphene", *Rev. Mod. Phys*, (81), p. 109.
- [3]. Czachora, A., Holas, A., Sharma, S. R., and Singwi, K. S. (1982), "Dynamical correlations in a two-dimensional electron gas: First-order perturbation theory", *Phys. Rev. B*, (25), p. 2144.
- [4]. Digish K. Patel (2015), *Transport properties of monolayer and bilayer graphene*, Doctoral thesis, The Maharaja Sayajirao University Of Baroda, India.
- [5]. Hwang, E. H. and Sarma, S. D. (2007), "Dielectric function, screening, and plasmons in 2D graphene", *Physical Review B*, (75), p. 205418.
- [6]. Hwang, E. H. & Sarma, S. D. (2009), "Exotic plasmon modes of double layer graphene", *Phys. Rev. B*, (80), p. 205405

- [7]. Nguyen Van Men and Nguyen Quoc Khanh (2017), “Plasmon modes in graphene–GaAs heterostructures”, *Physics Letters A*, (381), p. 3779
- [8]. Principi, A., Carrega, M., Asgari, R., Pellegrini, V., and Polini, M. (2012), “Plasmons and Coulomb drag in Dirac/Schroedinger hybrid electron systems”, *Phys. Rev. B*, (86), p. 085421.
- [9]. Sarma, S. D., Adam, S., Hwang, E. H., and Rossi, E. (2011), “Electronic transport in two dimensional graphene”, *Rev. Mod. Phys.*, (83), p. 407.
- [10]. Sarma, S. D., Hwang, E. H., and Rossi, E. (2010), “Theory of carrier transport in bilayer grapheme”, *Phys. Rev. B*, (81), p. 161407.
- [11]. Sarma, S. D. and Madhukar, A. (1981), “Collective modes Spatially Separated”, *Phys. Rev. B*, (23), p. 805.
- [12]. Scharf, B. and Matos-Abiague, A. (2012), “Coulomb drag between massless and massive fermions”, *Phys. Rev. B*, (86), p. 115425.
- [13]. Sensarma, R., Hwang, E. H., and Sarma, S. D. (2011), “Dynamic screening and low energy collective modes in bilayer graphene”, *Phys. Rev. B*, (82), p. 195428.
- [14]. Stern, F. (1967), “Polarizability of a two-dimensional electron gas”, *Phys. Rev. Lett.* (18), p. 546.
- [15]. Hồ Sỹ Tá (2017), *Các đặc trưng plasmon và tính chất động lực học của hệ điện tử trong graphene*, Luận án tiến sĩ, Trường Đại học Bách khoa Hà Nội, Việt Nam.
- [16]. Dinh Van Tuan and Nguyen Quoc Khanh (2013), “Plasmon modes of double-layer graphene at finite temperature”, *Physica E*, (54), p. 267-272.
- [17]. Vazifeshenas, T., Amlaki, T., Farmanbar, M., and Parhizgar, F. (2010), “Temperature effect on plasmon dispersions in double-layer graphene systems”, *Physics Letters A*, (374), p. 4899-4903.

LONG WAVELENGTH APPROXIMATION ANALYTICAL PLASMON FREQUENCY IN BLG – GaAs HETEROSRUCTURE

Summary

Analytical results for plasmon excitations are quite unpopular because of the complicated polarizability functions. This paper presents the analytical calculations for plasmon frequencies in long wavelength limit of a double layer made of bilayer graphene and GaAs quantum well. Calculations are done with taking account of electron gas layer thickness and background dielectric constants inhomogeneity, based on polarizability functions in random phase approximation. Results illustrate that the optical frequency is similar to that obtained in previous researches, while the acoustic one is affected by both the distance between two layers and 2DEG layer thickness.

Keywords: Analytical, bilayer graphene, plasmon excitation.

Ngày nhận bài: 08/3/2018; Ngày nhận lại: 30/5/2018; Ngày duyệt đăng: 18/7/2018.