



PLASMON PROPERTIES IN 3 - LAYER GRAPHENE SYSTEMS AT ZERO TEMPERATURE

Nguyen Van Men^{1,*}, Dong Thi Kim Phuong¹, Ngo Van Phong¹

¹An Giang University, Vietnam

* Email address: nvmen@agu.edu.vn

<https://doi.org/10.51453/2354-1431/2021/515>

Article info

Received:

5/4/2021

Accepted:

3/5/2021

Keywords:

inhomogeneous

background dielectric;

damping rate; plasmon

excitations; three-layer

graphene system.

Abstract

Plasmon excitation is one of the important properties of a material and is applied in lots of technological fields. Plasmon excitations in graphene and graphene-based structures have been studied intensively in recent years. This paper uses a random-phase approximation to calculate plasmon excitations in a three-layer graphene system (consisting of a monolayer and a bilayer graphene sheet) at zero temperature. Calculations demonstrate the existence of three undamped plasmon modes in long-wavelength regions, but their damping rates differ significantly from each other in short-wavelength areas. The increase in separation leads to different changes in the frequency of collective modes. In addition, inhomogeneous background dielectric and the decrease in carrier density in bilayer graphene affect strongly plasmon frequencies.



TÍNH CHẤT PLASMON TRONG HỆ 3 LỚP GRAPHENE HỖN HỢP Ở NHIỆT ĐỘ KHÔNG TUYỆT ĐỐI

Nguyễn Văn Mện^{1,*}, Đồng Thị Kim Phượng¹, Ngô Văn Phong¹

¹Trường Đại học An Giang, Việt Nam

* Địa chỉ email: nvmen@agu.edu.vn

<https://doi.org/10.51453/2354-1431/2021/515>

Thông tin tác giả

Ngày nhận bài:

5/4/2021

Ngày duyệt đăng:

3/5/2021

Từ khóa:

điện môi nền không đồng nhất; hệ ba lớp graphene; kích thích plasmon; hệ số hấp thụ.

Tóm tắt:

Tính chất plasmon là một đặc tính quan trọng của vật liệu và được ứng dụng trong nhiều lĩnh vực công nghệ khác nhau. Phổ plasmon của graphene và các cấu trúc có chứa graphene đã được nghiên cứu sôi động trong những năm gần đây. Bài báo sử dụng gần đúng pha ngẫu nhiên để tính toán phổ kích thích plasmon và hấp thụ trong một cấu trúc ba lớp graphene (gồm hai lớp đơn và một lớp kép) ở nhiệt độ không tuyệt đối. Kết quả tính toán cho thấy sự tồn tại của ba nhánh phổ plasmon không hấp thụ trong vùng sóng dài nhưng bị hấp thụ rất khác nhau trong vùng sóng ngắn. Sự tăng lên của khoảng cách giữa các lớp làm tần số các nhánh phổ thay đổi khác nhau. Thêm vào đó, điện môi nền không đồng nhất và sự giảm xuống của nồng độ hạt tải trong graphene lớp kép có ảnh hưởng mạnh đến tần số các nhánh phổ.

1. Giới thiệu

Kể từ khi được phát minh bằng thực nghiệm, graphene đã thu hút rất nhiều sự quan tâm nghiên cứu của các nhà khoa học [1-3]. Về mặt cấu trúc, graphene đơn lớp (monolayer graphene – MLG) chỉ bao gồm một lớp nguyên tử carbon sắp xếp trên mạng hai chiều lý tưởng hình tổ ong, gồm hai mạng con hình tam giác. Các công trình trước đây cho thấy rằng sự vận dụng mô hình Dirac cho MLG dẫn đến kết quả là các chuẩn hạt trong vật liệu này có tính chất như các fermion không khối lượng, có phổ năng lượng tuyến tính theo vector sóng trong vùng năng lượng thấp và vùng cấm bằng không, so với các fermion có khối lượng với phổ tán sắc parabol và vùng cấm hữu hạn trong các chất khí điện tử giả hai chiều (two-dimensional electron gas – 2DEG) truyền thống. Đặc tính đặc biệt này của graphene đã

cho thấy khả năng ứng dụng cao trong nhiều lĩnh vực khoa học, công nghệ khác nhau. Bên cạnh MLG, thực nghiệm cũng chứng minh sự tồn tại của graphene lớp kép (bilayer graphene – BLG) chứa hai tấm graphene đơn lớp song song và cách nhau một khoảng cách rất nhỏ. Sự tương tác giữa các hạt tải trong hai lớp MLG mang lại những tính chất đặc biệt cho BLG, so với MLG và các 2DEG truyền thống. Các chuẩn hạt trong BLG trở nên có khối lượng và có phổ tán sắc parabol mặc dù vẫn mang đặc tính chiral. Do đó, các cấu trúc có chứa BLG cũng mang nhiều tính chất đặc biệt so với các cấu trúc chứa MLG và 2DEG [4,5].

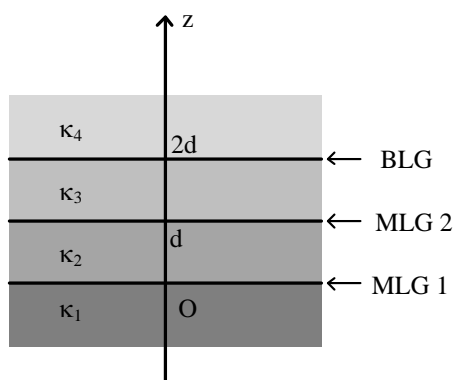
Kích thích plasmon là một trong những đặc tính quan trọng của vật liệu, có nhiều ứng dụng trong các lĩnh vực công nghệ khác nhau. Kích thích

plasmon trong 2DEG đã được nghiên cứu và ứng dụng để tạo ra các thiết bị dẫn quang từ rất sớm. Vào những năm đầu của thế kỷ này, cùng với sự phát minh ra vật liệu graphene, đặc tính kích thích tập thể trong graphene cũng được nghiên cứu sôi động. Phổ kích thích tập thể trong graphene trải rộng hơn so với trong kim loại và trong các vật liệu khác. Phổ kích thích tập thể trong MLG, BLG và các cấu trúc lớp có chứa chúng đã được nghiên cứu và công bố với nhiều đặc tính thú vị [6-12]. Trong các cấu trúc nhiều lớp, các nghiên cứu trước đây đã cho thấy những ảnh hưởng đáng kể của sự không đồng nhất của điện môi nền lên đặc tính kích thích tập thể trong hệ do bởi sự phụ thuộc phức tạp của thể tương tác Coulomb vào sự không đồng nhất của môi trường [13-19]. Gần đây, tác giả của một số công bố khoa học trong lĩnh vực này đã quan tâm tới các cấu trúc nhiều lớp graphene do kích thích tập thể trong các hệ loại này có phổ mở rộng hơn so với các đơn lớp cấu thành. Tuy nhiên, phần lớn các công trình kể trên lại bỏ qua ảnh hưởng của điện môi nền không đồng nhất cũng như sự khác nhau về bản chất của các chuẩn hạt trong các lớp cấu tạo

nên hệ mặc dù các yếu tố này có thể mang lại nhiều đặc tính mới lạ [20-25]. Các chuẩn hạt trong MLG là các fermion không khối lượng với tán sắc tuyến tính trong vùng năng lượng thấp trong khi các chuẩn hạt trong BLG lại là các fermion có khối lượng mang đặc tính chiral tự nhiên với tán sắc parabol. Bài báo này sử dụng hàm điện môi động ở nhiệt độ không trong gần đúng pha ngẫu nhiên để khảo sát đặc tính kích thích tập thể của một cấu trúc ba lớp, gồm hai lớp MLG và một lớp BLG trên điện môi nền không đồng nhất nhằm cải thiện mô hình lý thuyết, giúp các nhà khoa học vật liệu có thêm thông tin để lựa chọn và ứng dụng trong công nghệ.

2. Lý thuyết

Cấu trúc của hệ khảo sát được biểu diễn trên hình 1, gồm hai lớp MLG và một lớp BLG song song nhau, tại các vị trí $z=0, d, 2d$ dọc theo trục Oz, trên nền điện môi không đồng nhất với hằng số điện môi κ_α ($\alpha=1\div 4$). Mật độ hạt tải trên mỗi lớp graphene được xem là như nhau tại mỗi điểm và có giá trị n_i ($i=1\div 3$).



Hình 1. Cấu trúc của hệ 3 lớp mono-mono-bilayer graphene trên điện môi nền không đồng nhất.

Kích thích tập thể trong hệ được xác định từ các điểm không của hàm điện môi động [13-23]:

$$\varepsilon(q, \omega_p - i\gamma) = 0, \quad (1)$$

với ω_p là tần số plasmon tương ứng với vector sóng q ; γ là hệ số hấp thụ của các dao động plasma bên trong hệ. Đối với trường hợp hấp thụ yếu, ta có thể xác định nghiệm của phương trình (1) một cách gần đúng từ phương trình sau [13-23]:

$$\text{Re} \varepsilon(q, \omega_p) = 0. \quad (2)$$

Hệ số hấp thụ các dao động plasma được xác định từ biểu thức

$$\gamma = \text{Im} \varepsilon(q, \omega_p) \left(\frac{\partial \text{Re} \varepsilon(q, \omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_p} \right)^{-1}.$$

Hàm điện môi động của hệ 3 lớp graphene trong gần đúng pha ngẫu nhiên được xác định là [21-23]

$$\varepsilon(q, \omega) = \det |1 - \hat{v}(q) \hat{\Pi}(q, \omega)|.$$

Trong biểu thức (4), $\hat{\Pi}(q, \omega)$ là tensor hàm phản hồi của hệ. Do các lớp graphene được cô lập nhau bằng những lớp điện môi có bề dày đủ lớn nên có thể bỏ qua hiệu ứng xuyên ngầm. Khi đó, tensor hàm phản hồi có dạng chéo:

$$\hat{\Pi}(q, \omega) = \delta_{ij} \Pi_0^i(q, \omega)$$

Ở đây, $\Pi_0^i(q, \omega)$ ($i = 1 \div 3$) là các hàm phản hồi nhiệt độ không của MLG (với $i = 1, 2$) và của

Trong đó:

$$f_{11}(q) = \frac{2[(\kappa_2 + \kappa_3)(\kappa_3 - \kappa_4) + 2\kappa_3(\kappa_2 - \kappa_3)e^{2qd} + (\kappa_2 + \kappa_3)(\kappa_3 + \kappa_4)e^{4qd}]}{M(qd)}, \quad (7)$$

$$f_{22}(q) = \frac{8e^{2qd} [\kappa_1 \cosh(qd) + \kappa_2 \sinh(qd)] [\kappa_3 \cosh(qd) + \kappa_4 \sinh(qd)]}{M(qd)}, \quad (8)$$

$$f_{33}(q) = \frac{2[(\kappa_2 + \kappa_3)(\kappa_2 - \kappa_1) + 2\kappa_2(\kappa_3 - \kappa_2)e^{2qd} + (\kappa_1 + \kappa_2)(\kappa_2 + \kappa_3)e^{4qd}]}{M(qd)}, \quad (9)$$

$$f_{12}(q) = f_{21}(q) = \frac{8\kappa_2 e^{2qd} [\kappa_3 \cosh(qd) + \kappa_4 \sinh(qd)]}{M(qd)}, \quad (10)$$

$$f_{13}(q) = f_{31}(q) = \frac{8\kappa_2 \kappa_3 e^{2qd}}{M(qd)}, \quad (11)$$

$$f_{32}(q) = f_{23}(q) = \frac{8\kappa_3 e^{2qd} [\kappa_2 \cosh(qd) + \kappa_1 \sinh(qd)]}{M(qd)}, \quad (12)$$

với

$$M(x) = (\kappa_1 - \kappa_2)(\kappa_2 + \kappa_3)(\kappa_3 - \kappa_4) + 2e^{2x}(\kappa_2 - \kappa_3)(\kappa_1 \kappa_3 - \kappa_2 \kappa_4) + e^{4x}(\kappa_1 + \kappa_2)(\kappa_2 + \kappa_3)(\kappa_3 + \kappa_4). \quad (13)$$

Có thể thấy rằng, thế tương tác Coulomb phụ thuộc khá phức tạp vào sự khác nhau giữa các lớp điện môi ngăn cách các lớp graphene. Hơn nữa, nếu các chuẩn hạt trong một lớp graphene có tính chất không giống với trong hai lớp còn lại thì hàm phản hồi và do đó hàm điện môi động của cả hệ sẽ bị thay đổi đáng kể. Khi đó, kích thích plasmon của hệ sẽ thể hiện những đặc tính mới lạ so với hệ có ba lớp giống nhau và cả với hệ có điện môi nền đồng nhất. Các khảo sát về đặc tính kích thích plasmon của một cấu trúc lớp ba như vậy sẽ được trình bày trong phần 3 tiếp sau đây.

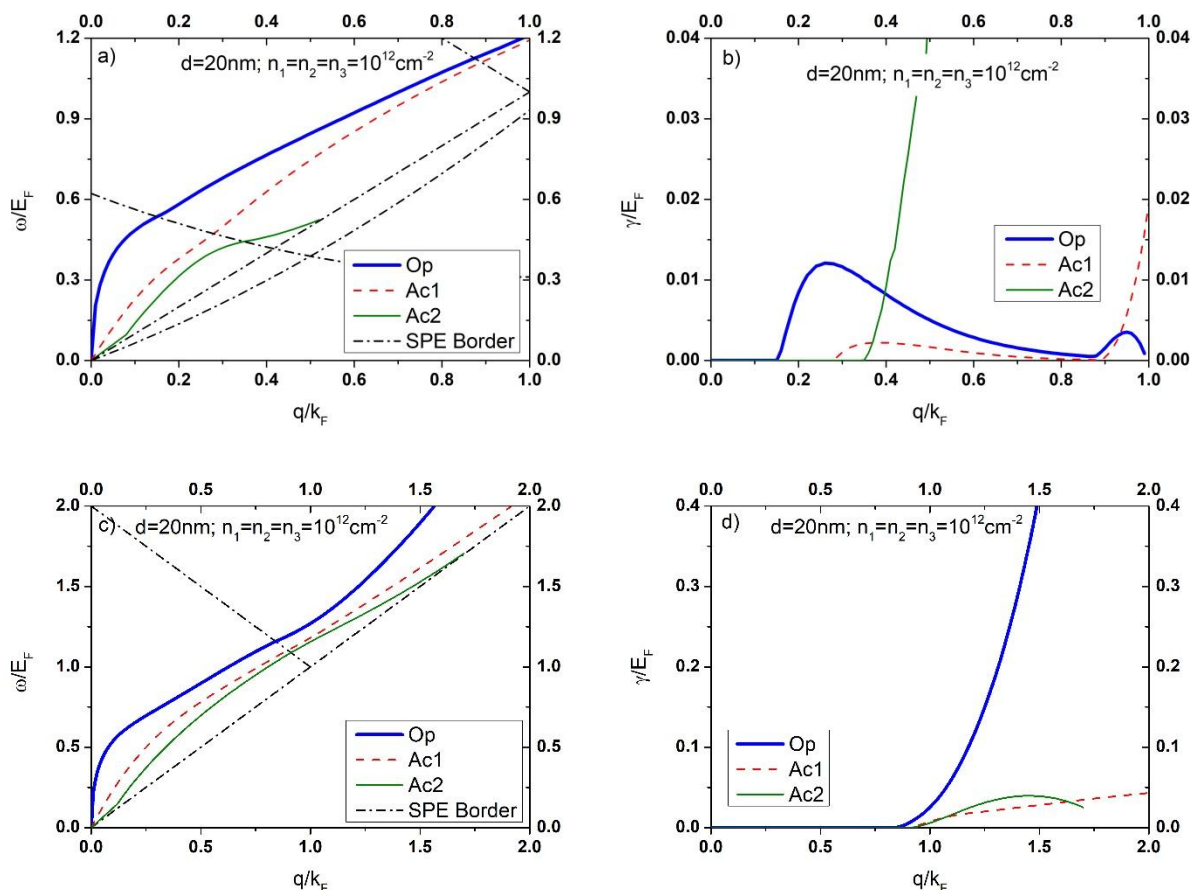
BLG với ($i = 3$), đã được xác định trong các công trình trước đây [11,12].

Tensor thế tương tác $\hat{v}(q)$ biểu diễn tương tác Coulomb giữa các hạt tải điện trong các lớp graphene, được xác định từ phương trình Poisson, có biểu thức [17, 22]:

$$v_{ij}(q) = \frac{2\pi e^2}{q} f_{ij}(q)$$

3. Kết quả và thảo luận

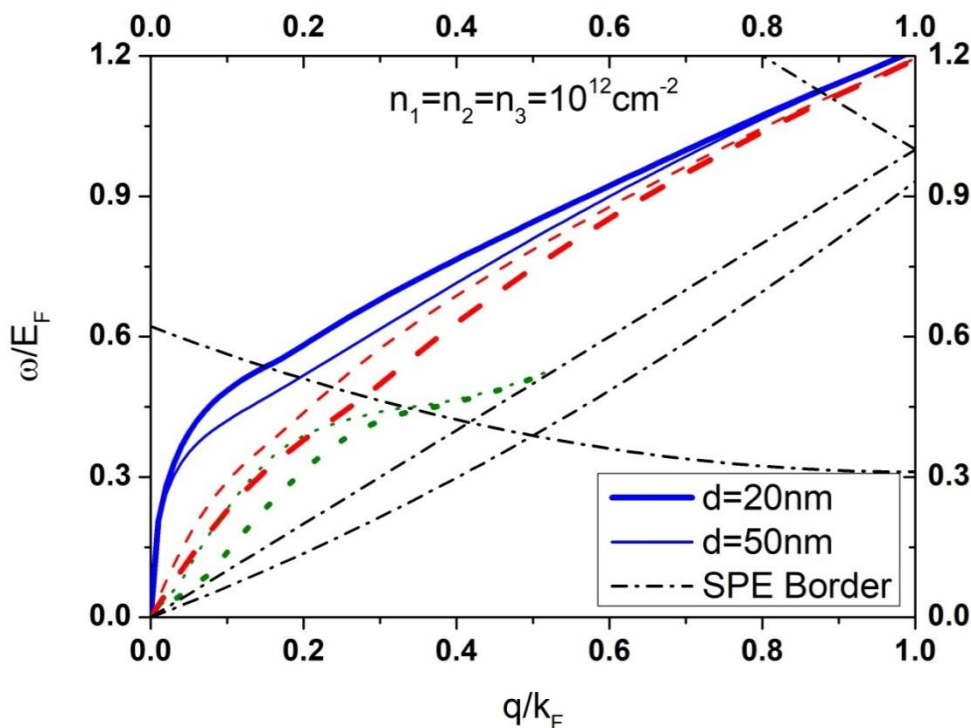
Trong phần này, chúng tôi trình bày các kết quả giải số về phổ kích thích plasmon và hấp thụ trong hệ ba lớp graphene, gồm hai lớp MLG và một lớp BLG trên điện môi nền không đồng nhất như trên hình 1. Các lớp điện môi sử dụng là SiO_2 ($\kappa_1 = \kappa_{SiO_2} = 3,8$); BN ($\kappa_2 = \kappa_{BN} = 5,0$); hBN ($\kappa_3 = \kappa_{hBN} = 3,0$) và không khí ($\kappa_4 = \kappa_{air} = 1,0$) [11-13,16,26]. Các ký hiệu k_F và E_F lần lượt là vector sóng Fermi và năng lượng Fermi của lớp MLG thứ nhất, dùng làm đơn vị cho vector sóng và tần số plasmon.



Hình 2. Phổ plasmon và hấp thụ trong hệ graphene ba lớp BMMLG ((a) và (b)) và MMMLG ((c) và (d)). Các số liệu sử dụng là $d = 20\text{nm}$, và $n_1 = n_2 = n_3 = 10^{12}\text{cm}^{-2}$. Các đường chấm – gạch biểu diễn đường biên vùng kích thích đơn hạt (single-particle excitation – SPE).

Phổ kích thích plasmon trong hệ ba lớp graphene có cấu tạo như trên hình 1 được biểu diễn trên hình 2(a). Có thể thấy rằng, phổ kích thích plasmon trong hệ khảo sát gồm ba nhánh phổ phân biệt. Nhánh phổ có tần số cao nhất là nhánh quang học (optical – Op), hai nhánh còn lại có tần số thấp hơn là các nhánh âm học (acoustic – Ac). Hai nhánh có tần số cao có thể tiếp tục tồn tại trong vùng kích thích đơn hạt (single-particle excitation – SPE) trong khi nhánh có tần số thấp nhất biến mất khi chạm đường biên của vùng này. Hình 2(b) biểu diễn hấp thụ plasmon của các nhánh phổ, các số liệu tương ứng với hình 2(a). Đồ thị cho thấy, sự hấp thụ năng lượng xảy ra trên các nhánh phổ plasmon là rất khác nhau. Nhánh Op và nhánh Ac1 mặc dù bị hấp thụ năng lượng rất sớm (tại vị trí khoảng $q = 0,15k_F$ và $q = 0,3k_F$) do đi vào vùng SPE nhưng sự mất mát năng lượng xảy ra chậm

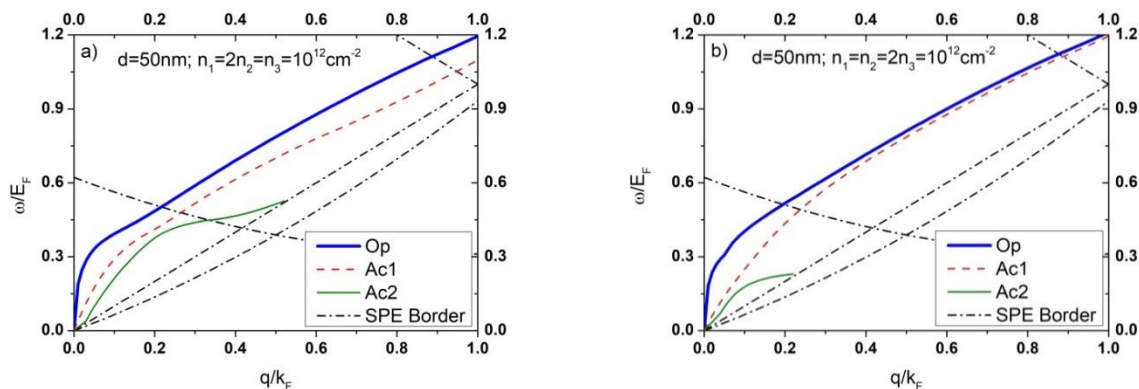
trong khi nhánh Ac2 bị hấp thụ năng lượng muộn hơn nhưng năng lượng mất rất nhanh và biến mất tại vị trí khoảng $q = 0,6k_F$. So sánh các Hình 2(a) và (c) ta có thể thấy rằng sự khác nhau về bản chất các chuẩn hạt trong các lớp dẫn đến sự khác nhau đáng kể về giá trị tần số và đáng kể các nhánh phổ. Đối với hệ ba lớp mono-mono-monolayer graphene (MMMLG), các nhánh phổ nằm rất gần nhau và có tần số không khác nhau nhiều trong khi đối với hệ ba lớp bi-mono-monolayer graphene (BMMLG) thì các nhánh phổ tách nhau ra rất xa. Một điều đặc biệt nữa là mặc dù nhánh Op trong hệ khảo sát có đáng kể không khác nhiều so với nhánh này trong các hệ đơn lớp và nhiều lớp đã được khảo sát trước đây nhưng sự hấp thụ năng lượng lại xảy ra hoàn toàn khác hẳn, như có thể thấy trên Hình 2(d) [11,14].



Hình 3. Phổ plasmon trong hệ 3 lớp graphene với hai giá trị khoảng cách khác nhau. Các số liệu sử dụng là $n_1 = n_2 = n_3 = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $d = 20 \text{ nm}$ và $d = 50 \text{ nm}$. Các đường chấm – gạch biểu diễn đường biên vùng SPE.

Hình 3 vẽ phổ kích thích plasmon trong hệ ứng với hai giá trị khác nhau của khoảng cách giữa các lớp $d = 20 \text{ nm}$ (các đường đậm) và $d = 50 \text{ nm}$ (các đường mảnh) với mật độ hạt tải bằng nhau trong ba lớp graphene và bằng 10^{12} cm^{-2} . Có thể nhận thấy từ hình 3, sự tăng lên của khoảng cách giữa các lớp làm tần số các nhánh phổ thay đổi theo hai chiều ngược nhau: nhánh Op giảm tần số đáng kể trong khi các nhánh Ac lại có tần số tăng lên. Sự thay đổi này tương tự như đặc tính plasmon trong hệ đồng

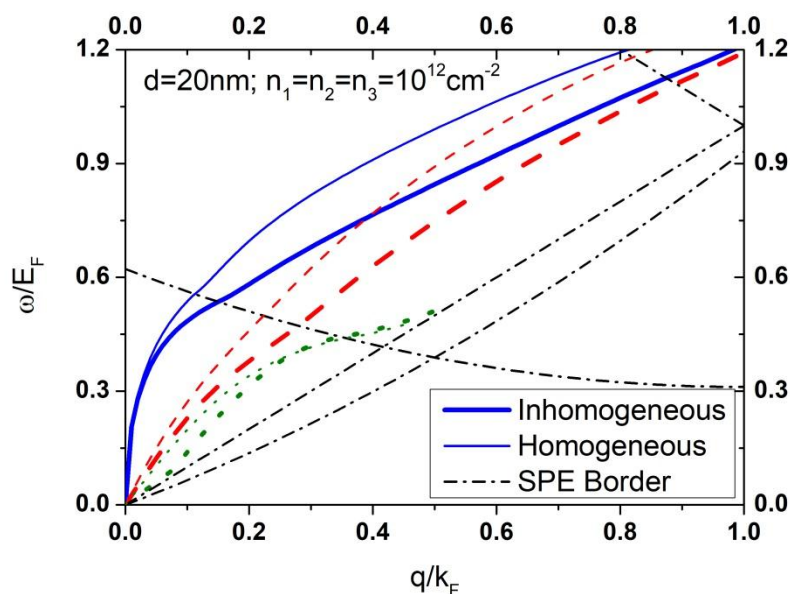
nhất. Kết quả này là do khi khoảng cách giữa các lớp tăng lên thì sự tương tác giữa các hạt tải trong các lớp giảm đi và khi khoảng cách đủ lớn, các nhánh phổ sẽ dần tiệm cận với hệ đơn lớp có cùng thông số vật lý [18,20,21,23]. Như vậy, có thể nhận định rằng sự không đồng nhất của điện môi nền và sự khác nhau về bản chất của chuẩn hạt trong các lớp graphene không ảnh hưởng nhiều đến tác động của khoảng cách giữa các lớp lên phổ kích thích plasmon trong hệ.



Hình 4. Phổ plasmon trong hệ 3 lớp graphene với mật độ hạt tải không bằng nhau giữa các lớp. Các đường chấm – gạch biểu diễn đường biên vùng SPE.

Để khảo sát sự ảnh hưởng của sự mất cân bằng của mật độ hạt tải giữa các lớp lên đặc tính plasmon trong hệ chúng tôi vẽ trên hình 4 phổ plasmon trong hệ với mật độ hạt tải trong các lớp không giống nhau: có hai lớp với mật độ hạt tải bằng 10^{12} cm^{-2} trong khi mật độ ở lớp còn lại bằng $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Các đồ thị cho thấy, dáng điệu của các đường plasmon không bị thay đổi nhiều so với hình 2a (trường hợp mật độ hạt tải cân bằng). Bên cạnh đó, khi mật độ hạt tải trong lớp MLG thứ 2 (n_2) giảm đi cũng không làm ảnh hưởng đáng kể đến phổ

(hình 4a). Tuy nhiên, sự giảm đi của mật độ hạt tải trong lớp BLG (n_3) làm thay đổi mạnh đặc tính của phổ: hai nhánh phổ có tần số cao nhất sát lại gần nhau hơn trong khi nhánh có tần số thấp nhất có chiều dài giảm đi khá nhiều (đường mảnh liền nét trên hình 4b), kết thúc tại vị trí xấp xỉ $q = 0,25k_F$ (so với $q = 0,55k_F$ ở hình 2a và 4a). Đặc điểm này hoàn toàn khác so với các hệ nhiều lớp có các lớp giống nhau đã được khảo sát trước đây [21-23].



Hình 5. Phổ plasmon trong hệ 3 lớp graphene với điện môi nền đồng nhất và không đồng nhất. Các số liệu sử dụng là $n_1 = n_2 = n_3 = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ và $d = 20 \text{ nm}$. Các đường chấm – gạch biểu diễn đường biên vùng SPE.

Cuối cùng, hình 5 so sánh phổ kích thích plasmon trong hệ ba lớp graphene với điện môi nền đồng nhất và không đồng nhất. Hệ đồng nhất được sử dụng có hằng số điện môi là giá trị trung bình của hằng số điện môi của hai lớp ngoài cùng ($\bar{\kappa} = (\kappa_1 + \kappa_4) / 2 = 2,4$) [13,19]. Đồ thị cho thấy, tần số các nhánh phổ plasmon trong hệ có điện môi nền không đồng nhất có giá trị nhỏ hơn nhiều so với giá trị tương ứng trong hệ có điện môi nền không đồng nhất với cùng mật độ hạt tải và khoảng cách giữa các lớp. Kết quả này cho thấy hiệu ứng chắn xảy ra mạnh hơn trong môi trường có hằng số điện môi không đồng nhất. Trong ba nhánh phổ thì sự khác biệt xảy ra nhiều hơn đối với nhánh quang và nhánh âm có tần số cao hơn. Kết quả này tương tự như đối với các hệ có dạng lớp đôi đã được khảo sát trước đây [14].

4. Kết luận

Bài báo đã tính toán phổ kích thích plasmon và hấp thụ trong một cấu trúc gồm hai lớp MLG và một lớp BLG trên nền điện môi không đồng nhất. Bằng cách tìm nghiệm của phương trình điểm không của hàm điện môi động trong gần đúng pha ngẫu nhiên bằng phương pháp số. Các kết quả tính toán bằng số cho thấy, có ba nhánh phổ plasmon tồn tại trong hệ, hai nhánh có tần số lớn hơn tiếp tục kéo dài trong vùng kích thích đơn hạt trong khi nhánh có tần số thấp nhất sớm bị tắt hẳn do mất mát năng lượng mạnh. Khi khoảng cách giữa các lớp graphene tăng lên thì tần số nhánh Op giảm xuống trong khi tần số các nhánh Ac lại tăng lên đáng kể. Bên cạnh đó, sự không đồng nhất của điện môi nền cũng như sự mất cân bằng trong mật độ hạt tải giữa các lớp graphene làm thay đổi đáng kể đặc tính plasmon của hệ.

REFERENCES

- [1] Geim A.K., Novoselov, K.S. (2007). The rise of graphene, *Nature Mater* 6, 183.
- [2] Maier, S.A.(2007). *Plasmonics–Fundamentals and Applications*. Springer, New York.
- [3] McCann, E. (2011). Electronic Properties of Monolayer and Bilayer Graphene, In: Raza H. (ed.) *Graphene Nanoelectronics*. Berlin: NanoScience and Technology Springer.
- [4] DasSarma, S., Adam, S., Hwang E.H., Rossi, E. (2011). Electronic transport in two dimensional graphene, *Review Modern Physics* 83, 407.
- [5] DasSarma, S., Hwang E.H., Rossi, E. (2010). Theory of carrier transport in bilayer graphene. *Physical Review B* 81, 161407.
- [6] Politano, A., Cupolillo, A., Profio, G.Di., Arafat, H.A., Chiarello, G., Curcio, E. (2016). When plasmonics meets membrane technology, *J. Phys. Condens. Matter* 28, 363003.
- [7] Politano, A., Pietro, A., Profio, G.Di., Sanna, V., Cupolillo, A., Chakraborty, S., Arafat H., Curcio, E. (2017). Photothermal membrane distillation for seawater desalination, *Advanced Materials* 29, 03504.
- [8] Ryzhii, V., Ryzhii, M., Mitin, V., Shur, M.S., Satou, A., Otsuji, T. (2013). Injection terahertz laser using the resonant inter-layer radiative transitions in double-graphene-layer structure, *J. Appl. Phys.* 113, 174506.
- [9] Shin, J.S., Kim, J.S., Kim, J.T. (2015). Graphene-based hybrid plasmonic modulator, *J. Opt.* 17, 125801.
- [10] Yan, H., Li, X., Chandra, B., Tulevski, G., Wu, Y., Freitag, M., Zhu, W., Avouris P., Xia, F. (2012). Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks, *Nature Nanotech.* 7, 330.
- [11] Hwang E.H., DasSarma, S. (2007). Dielectric function, screening, and plasmons in 2D graphene, *Physical Review B* 75, 205418.
- [12] Sensarma, R., Hwang E.H., DasSarma, S. (2010). Dynamic screening and low energy collective modes in bilayer graphene, *Physical Review B* 82, 195428.
- [13] Badalyan S.M., Peeters, F.M. (2012). Effect of nonhomogenous dielectric background on the plasmon modes in graphene double-layer structures at finite temperatures, *Physical Review* 85(19), 195444.
- [14] Khanh, N.Q., Men, N.V. (2018). Plasmon Modes in Bilayer–Monolayer Graphene Heterostructures, *Physica Status Solidi B* 255(7), 1700656, Vietnam.
- [15] Men, N.V., Khanh, N.Q. (2017). Plasmon modes in graphene–GaAs heterostructures, *Physics Letters A* 381(44), 3779, Vietnam.
- [16] Principi, A., Carrega, M., Asgari, R., Pellegrini V., Polini, M. (2012). Plasmons and Coulomb drag in Dirac/Schrodinger hybrid electron systems, *Physical Review B* 86, 085421.
- [17] Scharf B., Matos-Abiague, A. (2012). Coulomb drag between massless and massive fermions, *Physical Review B* 86, 115425.
- [18] Hwang E.H., DasSarma, S. (2009). Exotic plasmon modes of double layer graphene, *Physical Review B* 80, 205405.
- [19] Vazifeshenas, T., Amlaki, T., Farmanbar M., Parhizgar, F. (2010). Temperature effect on plasmon dispersions in double-layer graphene systems, *Physics Letters A* 374(48), 4899.
- [20] Zhu, J.J., Badalyan S.M., Peeters, F.M. (2013). Plasmonic excitations in Coulomb-coupled N-layer graphene structures, *Physical Review B* 87, 085401.
- [21] Men, N.V. (2020). Plasmon modes in N-layer gapped graphene, *Physica B* 578, 411876, Vietnam.
- [22] Phuong, D.T.K., Men, N.V. (2019). Plasmon modes in 3-layer graphene structures: Inhomogeneity effects, *Physics Letters A* 383, 125971, Vietnam.
- [23] Men, N.V., Khanh, N.Q., Phuong, D.T.K. (2019). Plasmon modes in N-layer bilayer graphene structures. *Solid State Communications* 298, 113647, Vietnam.
- [24] Wachsmuth, P., Hambach, R., Benner G., Kaiser, U. (2014). Plasmon bands in multilayer graphene, *Physical Review B* 90, 235434.
- [25] Phuong, D.T.K., Men, N.V. (2020). Plasmon modes in N-layer graphene structures at zero temperature, *Journal of Low Temperature Physics* 201: 311–320, Vietnam.
- [26] Svintsov, D., Vyurkov, V., Ryzhii, V., Otsuji, T. (2013). Voltage-controlled surface plasmon-polaritons in double graphene layer structures, *Journal of Applied Physics* 113, 053701.

