

BỘ GIÁO DỤC
VÀ ĐÀO TẠO

VIỆN HÀN LÂM KHOA HỌC
VÀ CÔNG NGHỆ VIỆT NAM

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ



Mẫn Hoài Nam

**NGHIÊN CỨU TÍCH HỢP VẬT LIỆU PLASMONIC HAI CHIỀU
GRAPHENE VÀ MoS_2 TRÊN CẤU TRÚC VẬT LIỆU BIẾN HÓA
HẤP THỤ SÓNG ĐIỆN TỪ Ở VÙNG TẦN SỐ GHz VÀ THz**

LUẬN ÁN TIẾN SĨ KHOA HỌC VẬT CHẤT

Hà Nội - 2024

BỘ GIÁO DỤC
VÀ ĐÀO TẠO

VIỆN HÀN LÂM KHOA HỌC
VÀ CÔNG NGHỆ VIỆT NAM

HỌC VIỆN KHOA HỌC VÀ CÔNG NGHỆ



Mẫn Hoài Nam

**NGHIÊN CỨU TÍCH HỢP VẬT LIỆU PLASMONIC HAI CHIỀU
GRAPHENE VÀ MoS_2 TRÊN CẤU TRÚC VẬT LIỆU BIẾN HÓA
HẤP THỤ SÓNG ĐIỆN TỬ Ở VÙNG TẦN SỐ GHz VÀ THz**

LUẬN ÁN TIẾN SĨ KHOA HỌC VẬT CHẤT

Ngành: Vật liệu điện tử

Mã số: 9440123

**Xác nhận của Học viện
Khoa học và Công nghệ**

Người hướng dẫn 1

Người hướng dẫn 2

TS. Bùi Xuân Khuyến

GS. TS. Vũ Đình Lãm

Hà Nội - 2024

LỜI CAM ĐOAN

Tôi xin cam đoan luận án: "Nghiên cứu tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều graphene và MoS₂ trên cấu trúc vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ ở vùng tần số GHz và THz" là công trình nghiên cứu của chính mình dưới sự hướng dẫn khoa học của tập thể hướng dẫn là: TS. Bùi Xuân Khuyên và GS.TS. Vũ Đình Lãm. Luận án sử dụng thông tin trích dẫn từ nhiều nguồn tham khảo khác nhau và các thông tin trích dẫn được ghi rõ nguồn gốc. Các kết quả nghiên cứu của tôi được công bố chung với các tác giả khác đã được sự nhất trí của đồng tác giả khi đưa vào luận án. Các số liệu, kết quả được trình bày trong luận án là hoàn toàn trung thực và chưa từng được công bố trong bất kỳ một công trình nào khác ngoài các công trình công bố của tác giả. Luận án được hoàn thành trong thời gian tôi làm nghiên cứu sinh tại Học viện Khoa học và Công nghệ, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam.

Hà Nội, ngày tháng 12 năm 2024

Tác giả luận án

Mẫn Hoài Nam

LỜI CẢM ƠN

Đầu tiên, tôi xin được gửi lời cảm ơn trân trọng nhất tới GS.TS. Vũ Đình Lãm và TS. Bùi Xuân Khuyến đã hướng dẫn về nội dung và phương pháp, định hướng và hỗ trợ tôi trong suốt quá trình nghiên cứu và hoàn thành luận án.

Xin trân trọng cảm ơn Ban Lãnh đạo, phòng Đào tạo, các phòng chức năng của Học viện Khoa học và Công nghệ, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam đã truyền dạy những kiến thức cập nhật, hỗ trợ tốt nhất về điều kiện học tập trong môi trường Hàn lâm, cơ sở vật chất hiện đại, các thủ tục hành chính chuyên nghiệp, giúp nghiên cứu sinh hoàn thành tốt nhiệm vụ học tập và nghiên cứu để luận án được hoàn thành.

Xin trân trọng cảm ơn đồng nghiệp đang công tác tại Phòng Vật liệu biến hóa và Ứng dụng, Viện Khoa học Vật liệu, Viện Hàn lâm Khoa học và Công nghệ Việt Nam đã hỗ trợ tôi về khoa học trong suốt quá trình nghiên cứu và hoàn thành luận án.

Xin trân trọng cảm ơn Viện Khoa học vật liệu đã hỗ trợ về chế độ chính sách cho nghiên cứu sinh trong suốt thời gian học tập.

Xin trân trọng cảm ơn gia đình đã luôn đồng hành, tạo mọi điều kiện cho tôi trong quá trình công tác, học tập và nghiên cứu.

Hà Nội, ngày tháng 12 năm 2024

Tác giả luận án

Mẫn Hoài Nam

MỤC LỤC

MỞ ĐẦU	1
CHƯƠNG 1. TỔNG QUAN VỀ ĐẶC TÍNH HẤP THỤ SÓNG ĐIỆN TỪ CỦA VẬT LIỆU BIẾN HÓA TÍCH HỢP VẬT LIỆU PLASMONIC HAI CHIỀU	6
1.1. Đặc trưng hấp thụ trong môi trường vật liệu biến hoá (MMs)	6
1.1.1. Lý thuyết chung về hấp thụ tuyệt đối năng lượng sóng điện từ trong MM	6
1.1.2. Sự phối hợp trở kháng hoàn hảo trong MPA-2DP	8
1.1.3. Đặc tính hấp thụ của MPA có cấu trúc bất đẳng hướng	10
1.1.4. Mô hình cấu trúc MPA bất đẳng hướng dựa trên hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ	12
1.1.5. Đặc tính hấp thụ của MPA có cấu trúc đẳng hướng	15
1.2. Đặc tính điện từ của vật liệu hai chiều có cấu trúc tuần hoàn	16
1.3. Một số mô hình MPA tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều (MPA-2DP)	25
1.3.1. Cấu trúc MPA tích hợp một phần graphene	25
1.3.2. Cấu trúc MPA dựa trên cộng hưởng mặt trước hoàn toàn bằng vật liệu 2D	36
1.4. Tiềm năng ứng dụng của MM-2DP	43
KẾT LUẬN CHƯƠNG 1.....	Lỗi! Thẻ đánh dấu không được xác định.
CHƯƠNG 2. PHƯƠNG PHÁP THIẾT KẾ, MÔ PHỎNG VÀ THỰC NGHIỆM NGHIÊN CỨU MPA -2DP.....	49
2.1. Mô hình tính toán lý thuyết MPA-2DP.....	49
2.2. Một số kỹ thuật mô phỏng MPA-2DP	54
2.3. Một số kỹ thuật chế tạo MPA và tích hợp vật liệu 2DP	55
2.3.1. MPA tích hợp một phần vật liệu 2DP.....	55
2.3.2. MPAs có cấu trúc cộng hưởng sử dụng vật liệu 2DP	56
2.4. Đo đạc và khảo sát thực nghiệm đặc tính điện từ của MPA-2DP	58
KẾT LUẬN CHƯƠNG 2.....	60
CHƯƠNG 3. NGHIÊN CỨU ĐẶC TÍNH HẤP THỤ CỦA VẬT LIỆU BIẾN HÓA TÍCH HỢP VẬT LIỆU PLASMONIC GRAPHENE.....	61

3.1. Nghiên cứu ảnh hưởng của graphene lên tính chất điện từ của vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ có hiệu ứng tương tác NF trực tiếp (D-MPA)	61
3.1.1. Thiết kế - mô phỏng D-MPA	62
3.1.2. Nghiên cứu sự biến thiên của phổ hấp thụ của theo tham số cấu tạo của cấu trúc D-MPA	64
3.1.3. Chế tạo và nghiên cứu đặc tính hấp thụ của D-MPA tích hợp vật liệu plasmonic graphene	70
3.2. Nghiên cứu ảnh hưởng của graphene lên tính chất điện từ của vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ có hiệu ứng tương tác NF gián tiếp (I-MPA)	72
3.2.1. Nghiên cứu đặc trưng điện từ của cấu trúc vật liệu biến hóa có hiệu ứng NF gián tiếp	72
3.2.2. Tối ưu mô hình cấu trúc I-MPA	74
3.2.3. Thiết kế và mô phỏng cấu trúc vật liệu I-MPA tích hợp vật liệu plasmonic graphene	78
3.3. Điều khiển đặc trưng hấp thụ của vật liệu MPA tích hợp vật liệu plasmonic graphene	81
KẾT LUẬN CHƯƠNG 3	92
CHƯƠNG 4: NGHIÊN CỨU ĐẶC TÍNH HẤP THỤ TRONG MỘT SỐ MÔ HÌNH VẬT LIỆU BIẾN HÓA TÍCH HỢP VẬT LIỆU MoS ₂	93
4.1. Nghiên cứu đặc trưng hấp thụ của MPA-2DP tích hợp MoS ₂ trong vùng tần số GHz	93
4.1.1. Thiết kế cấu trúc ô cơ sở MPA-2DP tích hợp MoS ₂ trong vùng tần số GHz	93
4.1.2. Mô phỏng các đặc trưng điện từ của MPA-2DP tích hợp MoS ₂ ở trạng thái phẳng	95
4.1.3. Phân tích cơ chế hấp thụ của MPA-2DP tích hợp MoS ₂	96
4.1.4. Sự ảnh hưởng của góc tới và góc phân cực lên đặc tính hấp thụ của MPA-2DP tích hợp MoS ₂	97
4.1.5. Ảnh hưởng của biến dạng cong lên đặc trưng hấp thụ của MPA-2DP tích hợp MoS ₂	98
4.2. Điều khiển biên độ và tần số hấp thụ của MPA-2DP tích hợp MoS ₂ trong vùng tần số THz	100

KẾT LUẬN CHƯƠNG 4.....	105
KẾT LUẬN CHUNG.....	106
CÁC HƯỚNG PHÁT TRIỂN NGHIÊN CỨU CỦA LUẬN ÁN	108
DANH MỤC CÁC CÔNG TRÌNH ĐÃ CÔNG BỐ CỦA LUẬN ÁN	109
TÀI LIỆU THAM KHẢO.....	109

DANH MỤC CÁC KÝ HIỆU, CÁC CHỮ VIẾT TẮT

Chữ viết tắt	Tiếng Anh	Tiếng Việt
MPA	Metamaterial Perfect Absorber	Vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ
BW	Bandwidth	Băng thông
CW	Cut-Wire	Dây bị cắt
CWP	Cut-Wire pair	Cặp dây bị cắt
CST	Computer Simulation Technology	Công nghệ mô phỏng bằng máy tính
EMT	Effective Medium Theory	Lý thuyết môi trường hiệu dụng
EIT	Electromagnetically Induced Transparency	Trong suốt cảm ứng điện từ
FBW	Fractional Bandwidth	Độ rộng băng thông tương đối
FIT	Finite Integration Technique	Kỹ thuật tích phân hữu hạn
GMR	Guided-Mode Resonance	Cộng hưởng dẫn sóng
MM	Metamaterial	Vật liệu biến hóa
PCB	Photolithography Circuit Board	Phương pháp quang khắc mạch in
RD	Ring Disk	Cấu trúc vòng cộng hưởng kín
SRR	Split-ring resonator	Vòng cộng hưởng có rãnh
VNA	Vector Network Analyzer	Hệ phân tích mạng
WPT	Wireless Power Transfer	Dẫn truyền năng lượng không dây
2DP	Two Dimension Plasmonic	Vật liệu Plasmonic hai chiều
NF	Near Field	Trường gần
CS	Cross Square	Cấu trúc dấu cộng

DANH MỤC BẢNG

Bảng 1.1. Thống kê một số ứng dụng hấp thụ cho ứng dụng che chắn sóng điện từ tương ứng với từng vùng tần số từ GHz-THz [87].....	44
Bảng 3.1. Các thông số cấu trúc của MPA	62
Bảng 3.2. Thông số cấu trúc của EIT-MPA.....	75
Bảng 4.1. Giá trị các tham số hình học của cấu trúc ô cơ sở đề xuất	94

DANH MỤC HÌNH VẼ

Hình 1.1 Mô tả sự lan truyền của sóng điện từ qua hai môi trường: (a) môi trường đồng nhất vô hạn được mô tả bởi các thông số hiệu dụng $\epsilon^{(1)}$, $\mu^{(1)}$, (bên trái) và $\epsilon^{(2)}$, $\mu^{(2)}$ (bên phải) và (b) môi trường vật liệu đồng nhất hữu hạn đặc trưng bởi ϵ và μ với chiều dày d đặt trong chân không.	6
Hình 1.2. Sự phụ thuộc độ hấp thụ của tấm vật liệu theo tham số ϵ_r và μ_r của mô hình Lorentz, theo phương trình (1.15) và (1.16). (a)-(b) Sự phụ thuộc của $Z_{1,r}$ và n_2 vào tần số $\omega_{0,e}$ và $\omega_{0,m}$. (c) Sự phụ thuộc của độ hấp thụ (A), độ phản xạ (R) và độ truyền qua (T) tương ứng với các giá trị (d) n_2 và (e) $Z_{1,r}$ [58].	9
Hình 1.3. Giải đồ mô tả cơ chế hoạt động của MPA với giá trị độ điện thẩm và giá trị độ từ thẩm hiệu dụng ϵ_{eff} và μ_{eff} : (a-d) MPA là dạng 1 tấm đồng nhất và (b-e) coi lớp cấu trúc mặt trên hình dấu cộng tương đương với tấm vật liệu đồng nhất của cấu trúc 3 lớp: kim loại – điện môi – kim loại liên tục; (c) Mặt cắt ngang của cấu trúc theo hướng truyền sóng và (f) mạch dao động tương đương được xây dựng với: z_1 và z_2 là trở kháng của không khí và đế, Z_{in} và Z_{out} là trở kháng đầu vào và đầu ra của S, kết quả tính toán trở kháng được trình bày trên Hình 1.4c [59].	10
Hình 1.4. Minh họa giá trị tính toán cho phần thực và giá trị tính toán phần ảo của (a) độ điện thẩm và (b) độ từ thẩm và (c) trở kháng hiệu dụng đối với mô hình 1 lớp vật liệu đồng nhất. (d) Mô phỏng phổ phản xạ của các trường hợp đơn lớp – 3 lớp vật liệu đồng nhất [59].	11
Hình 1.5. (a) Minh họa cấu trúc EIT với sự phân cực của sóng điện từ tới. (b) Sơ đồ mức năng lượng của bộ ba thanh kim loại. (c) Phổ truyền qua của cấu trúc EIT theo độ dịch chuyển s của thanh kim loại dọc [61].	13
Hình 1.6. (a) Minh họa cấu trúc hấp thụ đa dải tần dựa trên hiệu ứng EIT với sự phân cực của sóng điện từ tới. (b) Phổ hấp thụ của cấu trúc hấp thụ theo độ dịch chuyển s của thanh kim loại dọc. Sự phân bố điện trường ở lớp kim loại phía trước và phía sau tại tần số cộng hưởng (c) thứ nhất và (d) thứ hai [61].	14
Hình 1.7. (a) Cấu trúc ô cơ sở cho MPA đẳng hướng, hấp thụ hai chiều dựa trên cấu trúc dấu cộng và hình vuông. Thông số hình học: $p = 19$, $w = 3$, $d = 8$ and $l = 7.5$ mm. Kết quả (b) mô phỏng và (c) thực nghiệm về phổ hấp thụ, truyền qua và phản xạ của mẫu MPA đẳng hướng. (d)-(f) Mẫu chế tạo và phép đo thực nghiệm phổ truyền qua và phản xạ [65].	15
Hình 1.8. Phần thực và phần ảo của trở kháng Z_r và chiết suất hiệu dụng của cấu trúc, tính toán theo công thức (1.17) và (1.18) [65].	16
Hình 1.9 . (a) Kết quả tính toán phần thực, phần ảo, và độ tổn hao của độ dẫn của graphene phụ thuộc vào năng lượng Fermi ở các tần số 10 THz, 15 THz, 20 THz; (b) kết quả tính toán phần thực, phần ảo, và độ tổn hao của độ dẫn của graphene phụ thuộc vào tần số ở các mức năng lượng Fermi 0,1 eV, 0,6 eV, 1,0 eV [76].	20
Hình 1.10. Giá trị tính toán cho phần thực và phần ảo của độ dẫn bề mặt của graphene tại nhiệt độ phòng theo tần số ở các giá trị thế hóa học khác nhau [77].	21

Hình 1.11. (a) Mô hình cấu trúc MPA dạng hình vuông, tròn tạo bởi lớp vật liệu Graphene (điện trở bề mặt $400 \Omega/\text{sq}$ và $120 \Omega/\text{sq}$ với chiều dày $14 \mu\text{m}$) hoạt động trong vùng tần số 1-20 GHz. (b) Sơ đồ hoạt động của cấu trúc MPA-2DP có lớp vật liệu 2D dạng tuần hoàn [81].	21
Hình 1.12. (a) Phổ hấp thụ mô phỏng và (b) tính toán giá trị hiệu dụng của độ từ thẩm và độ điện thẩm của toàn bộ cấu trúc đề xuất [81].	22
Hình 1.13. (a) Sơ đồ quá trình tách đơn lớp MoS_2 . (b)-(e) Phần thực và phần ảo của độ điện thẩm cho vật liệu khối và lớp kích thước nanomet [71].	23
Hình 1.14. Sự thay đổi độ dẫn của MoS_2 -NS tại các giá trị pha tạp và nguyên chất [71].	24
Hình 1.15. Phổ tổn hao phản xạ của MoS_2 dạng khối và màng theo chiều dày [71].	25
Hình 1.16. Mô hình ô cơ sở của cấu trúc hấp thụ dựa trên graphene với dạng một vòng cộng hưởng. Các thông số được liệt kê như sau: $P = 3,6 \mu\text{m}$, $R_1 = 1,6 \mu\text{m}$, $R_2 = 0,25 \mu\text{m}$, $t_d = 0,3 \mu\text{m}$, $t_g = 0,34 \text{ nm}$ và $t_m = 0,1 \mu\text{m}$. [23, 24]	26
Hình 1.17. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc tạo bởi một vòng cộng hưởng. (b) Phần thực và phần ảo của trở kháng hiệu dụng z của cấu trúc tương ứng.	26
Hình 1.18. (a) Sự phụ thuộc của phổ hấp thụ của cấu trúc một vòng cộng hưởng theo độ dày điện môi $t_d = 0,1 \mu\text{m}$, $0,3 \mu\text{m}$ và $0,7 \mu\text{m}$, và (b) Phổ màu biểu diễn độ hấp thụ khi t_d thay đổi từ $0,1 \mu\text{m}$ đến $1 \mu\text{m}$.	28
Hình 1.19. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc một vòng đơn đối với $R_1 = 1,2 \mu\text{m}$, $1,4 \mu\text{m}$ và $1,6 \mu\text{m}$. và (b) bản đồ màu hấp thụ với R_1 thay đổi từ $0,3 \mu\text{m}$ đến $1,8 \mu\text{m}$.	28
Hình 1.20. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc vòng đơn với $R_2 = 0,25 \mu\text{m}$, $0,7 \mu\text{m}$ và $1,2 \mu\text{m}$, và (b) bản đồ màu của sự hấp thụ với R_2 thay đổi từ $0,1 \mu\text{m}$ đến $1,5 \mu\text{m}$.	29
Hình 1.21. Sơ đồ của cấu trúc hấp thụ gồm bốn vòng cộng hưởng kim loại với bán kính khác nhau.	30
Hình 1.22. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc bốn vòng. (b) Phân bố dòng điện cảm ứng trên ở mặt trên của cấu trúc hấp thụ bốn vòng ở tần số cộng hưởng $40,2 \text{ THz}$ dưới phân cực TE. (c) Phân bố dòng điện cảm ứng ở mặt trên của cấu trúc hấp thụ bốn vòng ở tần số cộng hưởng $44,5 \text{ THz}$ dưới phân cực TE.	31
Hình 1.23. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc dạng bốn vòng với $\mu_c = 0,2 \text{ eV}$, $0,6 \text{ eV}$ và $1,0 \text{ eV}$. (b) Bản đồ màu của sự hấp thụ với μ_c thay đổi từ $0,1 \text{ eV}$ đến $1,0 \text{ eV}$.	32
Hình 1.24. (a) Phần thực và (b) phần ảo của độ điện thẩm tương đối của graphene được tính bằng các phương pháp khác nhau. (c) Phổ hấp thụ của cấu trúc siêu ô cơ sở sử dụng ba phương pháp tính độ điện thẩm khác nhau của graphene.	33
Hình 1.25. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc gồm bốn vòng cộng hưởng 0 lớp graphene, 1 lớp, 4 lớp và 8 lớp (b) Bản đồ màu sắc của sự hấp thụ với số lớp graphene thay đổi từ 1 đến 10 lớp.	33
Hình 1.26. Hình ảnh phân bố nhìn từ trên xuống của phân bố thành phần E_z đối với (a) không có lớp graphene ở $34,6 \text{ THz}$ (b) đơn lớp graphene ở $35,3 \text{ THz}$, (c) bốn lớp graphene ở $40,2 \text{ THz}$, và (d) tám lớp graphene ở $39,8 \text{ THz}$. Phân bố E_z trong mặt phẳng $yo z$ tại $x = 0$ (e) không có graphene, (f) đơn lớp graphene, (g) bốn lớp graphene, và (h) tám lớp graphene.	34

Hình 1.27. Cấu trúc ô đơn vị của gồm hai và ba vòng cộng hưởng đồng trục.....	35
Hình 1.28. Phổ hấp thụ của cấu trúc gồm hai và ba vòng cộng hưởng đồng trục dựa trên nền graphene.....	35
Hình 1.29. (a) Phân bố dòng điện cảm ứng trên bề mặt của cấu trúc hai vòng cộng hưởng đồng trục ở tần số cộng hưởng 47 THz dưới phân cực y vuông góc. (b) Phân bố dòng điện bề mặt của cấu trúc ba vòng cộng hưởng đồng trục ở tần số cộng hưởng là 47 THz theo tỷ lệ phân cực vuông góc.....	36
Hình 1.30. Ô cơ sở của MPA khi graphene thay thế cho cấu trúc kim loại (a) ba chiều và (b) hai chiều.....	37
Hình 1.31. Phổ hấp thụ của MPA đề xuất với các giá trị điện trở bề mặt khác nhau của graphene.....	37
Hình 1.32. Độ hấp thụ của MPA tại 13,2 GHz thay đổi theo điện trở bề mặt của graphene. Hình điện trường trong mặt phẳng xoz dưới sự kích thích của sóng phân cực TE. Trái: $R_s = 5 \Omega/\text{sq}$ và Phải: $200 \Omega/\text{sq}$	38
Hình 1.33. Trở kháng và điện kháng tương đương của lớp graphene trong MPA ở 13,2 GHz theo điện trở bề mặt của MLG.....	39
Hình 1.3. Độ hấp thụ của MPA ở 13,2 GHz với các góc tới khác nhau đối với các phân cực TM và TE.....	39
Hình 1.35. Cấu trúc ô cơ sở của MPA sau khi cải tiến (a) ba chiều và (b) hai chiều...40	40
Hình 1.36. Phổ hấp thụ của MPA dải kép phụ thuộc theo các giá trị điện trở bề mặt khác nhau của graphene.....	40
Hình 1.37. (a) Điện trở tương đương và (b) điện kháng tương đương của lớp graphene tuần hoàn trong MPA dải kép được tính toán theo các giá trị điện trở bề mặt khác nhau.....	41
Hình 1.38. (a) và (b) phân bố dòng điện bề mặt trên lớp MLGFSS của chất hấp thụ được đề xuất (loại B) ở tần số 10,5 và 20,2 GHz. (c) và (d) phân bố dòng điện bề mặt trên lớp MLGFSS của chất hấp thụ được đề xuất (loại-B) không có dải băng hẹp ở tần số 10,5 và 20,2 GHz. Điện trở tấm của MLG là $5 \Omega/\text{sq}$	42
Hình 1.39. Phổ hấp thụ của chất hấp thụ được đề xuất ở các góc tới khác nhau đối với các phân cực (a) TM và (b) TE. Điện trở tấm của MLG là $70 \Omega/\text{sq}$	43
Hình 1.40. Tổng hợp một số tiềm năng ứng dụng của vật liệu biến hóa tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều [82].	43
Hình 1.41. Sơ đồ cấu trúc đa lớp của MPA – Graphene hấp thụ dải rộng cho ứng dụng che chắn bức xạ THz [87].....	45
Hình 1.42. Mô hình cấu trúc ô cơ sở và độ phản xạ của một số bộ điều biến THz [88,89].	46
Hình 1.43. Minh họa cấu trúc 2DP-MPA cho ứng dụng cảm biến sử dụng vật liệu MoS_2 : (a)-(b) Sơ đồ cấu trúc ô cơ sở, (c) Giá trị phần thực và phần ảo của độ điện thẩm cho đơn lớp MoS_2 . (d) Sự thay đổi phổ hấp thụ theo giá trị chiết suất của môi trường hoạt động [90].....	47
Hình 2.1. Sơ đồ mô tả nguyên lý xác định các thông số tán xạ của cấu trúc [91].....	50
Hình 2.2. Minh họa mạch điện dao động RCL của cấu trúc cộng hưởng MPA [91]...51	51

Hình 2.3. (a) Cấu trúc ô sở của MPA-2DP dựa trên vật liệu graphene. Phổ hấp thụ phụ thuộc điện thế áp đặt lên lớp graphene tại (b) 0 eV và (c) 0–0,08 eV [91].	51
Hình 2.4. Sơ đồ cấu trúc MPA tích hợp graphene theo ô cơ sở: (a) 3 chiều (b) hai chiều và (c) minh họa sự thay đổi điện áp ngoài V_g [92].	52
Hình 2.5. (a) Sơ đồ mạch điện dao động tương đương của cấu trúc đề xuất. (b) Sơ đồ mạch điện theo cộng hưởng từ và (c) cộng hưởng điện [92].	53
Hình 2.6. Phổ hấp thụ theo sự thay đổi của thế hóa học (Fermi) và trở kháng hiệu dụng trong trường hợp thế hóa học là 0,7 eV [92].	54
Hình 2.7. Minh họa quy trình mô phỏng sử dụng phần mềm CST Studio Suite.	54
Hình 2.8. Hệ thiết bị quang khắc chế tạo MMs và tích hợp mực dẫn trong vùng tần số GHz.	55
Hình 2.9. (a) Sơ đồ thiết kế ô cơ sở và (b) mẫu chế tạo của vật liệu biến hoá hấp thụ vùng GHz, vật liệu Plasmonic hai chiều được tích hợp trên bề mặt sử dụng (c) mực graphene và mặt nạ. (d) Ảnh SEM của mực graphene và (e) mô phỏng sự biến đổi của phổ hấp thụ phụ thuộc vào chiều dày của đế điện môi dẻo [36].	57
Hình 2.10. Hệ thiết bị in phun trực tiếp tại Viện KHVL và hệ in 3D tại Viện Kỹ thuật nhiệt đới – VAST, phù hợp cho chế tạo các cấu trúc vật liệu biến hoá sử dụng mực in graphene.	58
Hình 2.11. Giản đồ mô tả phép đo thực nghiệm phổ phản xạ của các mẫu cấu trúc MPA-2DP.	58
Hình 2.12. Sơ đồ bố trí hệ đo phản xạ sử dụng cặp loa ăng-ten kết nối với Hệ đo Vector Network Analyzer ZNB20 tại Viện KHVL.	59
Hình 3.1. Cấu trúc đơn vị của MPA được đề xuất: (a) Cấu trúc CS, (b) Cấu trúc SRR và (c) Cấu trúc D-MPA kết hợp đa cộng hưởng.	62
Hình 3.2. Phổ hấp thụ của (a) cấu trúc CS và (b) SRR. (c) Các thông số S_{11} , S_{22} và S_{21} (S_{21}), và (d) phổ hấp thụ của D-MPA đề xuất.	63
Hình 3.3. (a) Phổ hấp thụ mô phỏng và (b) thực nghiệm phụ thuộc vào khoảng cách d giữa các cấu trúc SRR và CS và (c) góc tới.	64
Hình 3.4. Phân bố dòng điện cảm ứng trên bề mặt cấu trúc MPA khi $d = 0,5$ mm tại (a) 6,80, (b) 8,36 và (c) 8,80 GHz.	66
Hình 3.5. Cấu hình ô đơn vị của MPA plasmonic tích hợp graphene (a) và (b) mặt trên.	67
Hình 3.6. Phổ hấp thụ mô phỏng của các MPA plasmonic ban đầu và sau khi tích hợp graphene với các điện trở khác nhau của mực graphene.	67
Hình 3.7. Sự phân bố dòng điện bề mặt với các điện trở bề mặt khác nhau của mực graphene: (a) 7,2 Ω/sq và (b) 30 Ω/sq .	69
Hình 3.8. Mẫu D-MPA-2DP chế tạo theo phương pháp quang khắc kết hợp in phun trực tiếp.	70
Hình 3.9. Bố trí hệ đo độ phản xạ trong vùng tần số 1-18 GHz sử dụng hệ đo VNA ZNB20.	71
Hình 3.10. Phổ hấp thụ thực nghiệm của cấu trúc D-MPA-2DP trong các trường hợp: không có graphene, mực in graphene điện trở mặt 7,2 Ω/sq và 30 Ω/sq .	71

Hình 3.11. (a) Cấu trúc EIT đa đỉnh tối ưu trong vùng tần số GHz và (b) phổ truyền qua mô phỏng và (b) thực nghiệm tương ứng.	73
Hình 3.12. Sơ đồ cấu trúc vật liệu MPA 3 lớp (Kim loại/điện môi/kim loại): a) thanh cắt CW; b) Vòng cộng hưởng SRR; c) Cấu trúc I-MPA.	75
Hình 3.13. Phổ hấp thụ của cấu trúc tương ứng với (a) CW và (b) SRR.	76
Hình 3.14. Phổ hấp thụ trong dải tần số 6,0 GHz – 11,5 GHz của các cấu trúc CW-SRR.	76
Hình 3.15. Phổ hấp thụ trong dải tần số GHz của các cấu trúc MPA khi giảm giá trị khoảng cách d từ 3,0 mm xuống 0,4 mm.	76
Hình 3.16. Sơ đồ cấu trúc vật liệu I-MPA-2DP tích hợp graphene (màu đen).	78
Hình 3.17. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc khi thay đổi điện trở của mực graphene từ 1 đến 30 Ω/sq và (b) quan sát sự thay đổi của hai đỉnh hấp thụ tại tần số thấp.	79
Hình 3.18. Phân bố dòng điện cảm ứng tại các tần số hấp thụ khi không tích hợp graphene.	80
Hình 3.19. Phân bố dòng điện cảm ứng tại các tần số hấp thụ trên các lớp cấu trúc trong trường hợp mực in graphene có điện trở bề mặt 30 Ω/sq	80
Hình 3.20. Minh họa cấu tạo của cấu trúc MPA-2DP hoạt động ở vùng GHz.	81
Hình 3.21. Phổ hấp thụ mô phỏng của vật liệu 2D-MPA dạng phẳng sử dụng mực graphene.	82
Hình 3.22. Dòng điện cảm ứng phân bố tại lớp Graphene và mặt kim loại tại tần số 5,26 GHz.	82
Hình 3.23. Năng lượng tiêu tán trên (a) lớp mực graphene và (b) lớp điện môi, (c) tỉ lệ năng lượng tiêu tán tại các vật liệu thành phần.	83
Hình 3.24. Mô hình cấu trúc MPA-2DP khi ở dạng uốn cong theo bán kính R	84
Hình 3.25. Phổ hấp thụ mô phỏng của vật liệu khi bán kính uốn cong (a) $R = 1000$ mm, (b) $R = 500$ mm, $R = 200$ mm và $R = 50$ mm.	85
Hình 3.26. Sự phụ thuộc (a) vị trí và (b) cường độ đỉnh hấp thụ vào độ uốn cong.	85
Hình 3.27. Tiêu tán năng lượng trên (a) lớp mực graphene và (b) lớp điện môi tại tần số hấp thụ 5,21 GHz khi bán kính uốn $R = 100$ mm.	86
Hình 3.28. Cấu trúc vật liệu biến hóa tích hợp graphene và Phổ hấp thụ mô phỏng cho cấu trúc MPA-2DP tương ứng.	87
Hình 3.29. Phổ hấp thụ mô phỏng của vật liệu phụ thuộc thể hóa học μ_c	88
Hình 3.30. Sự thay đổi (a) cường độ hấp thụ và (b) vị trí đỉnh hấp thụ theo giá trị của thể hóa học μ_c của tấm graphene.	89
Hình 3.31. Phân bố mật độ năng lượng tiêu tán trên (a) cấu trúc cộng hưởng kim loại và (b) điện môi SiO_2 , (c) tỉ lệ năng lượng tiêu tán trên các lớp vật liệu.	89
Hình 3.32. Phân bố mật độ năng lượng tiêu tán trên (a) cấu trúc cộng hưởng kim loại và (b) điện môi SiO_2 , (c) tỉ lệ năng lượng tiêu tán trên các lớp vật liệu khi.	90
Hình 3.33. Phân bố dòng điện bề mặt tại tần số hấp thụ khi thể hóa học là (a) 0,0 eV và (b) 1,0 eV.	91
Hình 4.1. Minh họa cấu trúc ô cơ sở và trạng thái đàn hồi của MPA-2DP.	93

Hình 4.2. Hằng số điện môi của mực MoS ₂ được sử dụng trong mô phỏng vật liệu biến hóa đề xuất: a) phần thực và b) phần ảo.	94
Hình 4.3. (a) Phổ hấp thụ của MPA-2DP đề xuất, (b) tỉ lệ năng lượng tiêu tán trong các lớp cấu trúc của vật liệu.	95
Hình 4.4. Phân bố điện trường và từ trường tại các tần số: (a) 11,7 GHz và b) 15,3 GHz	96
Hình 4.5. Ảnh hưởng của phần ảo điện môi của MoS ₂ lên tính chất hấp thụ của vật liệu	97
Hình 4.6. a) Ảnh hưởng của góc phân cực, b) và c) lần lượt mô tả ảnh hưởng của góc tới lên đặc tính hấp thụ của vật liệu khi sóng tới là TE và TM.	98
Hình 4.7. Phổ hấp thụ của vật liệu khi được uốn cong với các bán kính uốn khác nhau.	99
Hình 4.8. Phân thực mô phỏng cho độ điện thẩm của vật liệu MoS ₂ tương ứng với bề dày 0,65 μm , $n = 10^{19} \text{ m}^{-2}$	100
Hình 4.9. Phần ảo mô phỏng cho độ điện thẩm vật liệu MoS ₂ tương ứng với bề dày 0,65 μm , $n = 10^{19} \text{ m}^{-2}$	101
Hình 4.10. Mô hình vật liệu MPA-2DP tích hợp vật liệu MoS ₂	101
Hình 4.11. Phổ hấp thụ mô phỏng MPA-2DP tích hợp vật liệu MoS ₂	102
Hình 4.12. Mô hình cấu trúc MPA-2DP tích hợp vật liệu MoS ₂ khi ở dạng uốn cong	102
Hình 4.13. Phổ hấp thụ mô phỏng MPA-2DP tích hợp vật liệu MoS ₂ uốn cong với $R = 5000 \mu\text{m}$, $1000 \mu\text{m}$, $500 \mu\text{m}$, và $100 \mu\text{m}$	103
Hình 4.14. Phân bố năng lượng tổn hao của cấu trúc tại các tần số hấp thụ ở các bán kính cong khác nhau.	104

MỞ ĐẦU

Cho đến nay, hướng nghiên cứu về vật liệu biến hóa (Metamaterials – MM) có cấu trúc nhân tạo ở kích thước vật lý nhỏ hơn bước sóng hoạt động nhiều lần là lĩnh vực được coi trọng phát triển mạnh về lý thuyết và thực tiễn [1- 3]. Dấu mốc về sự phát triển đáng chú ý của MM có thể bắt nguồn từ ý tưởng mô hình dự đoán lý thuyết từ những năm 1960, khi Veselago lần đầu tiên đề xuất một vật liệu có hằng số điện môi âm, độ từ thẩm âm [4-6]. Năm 1996, Pendry và cộng sự đã thiết kế và chứng minh mô hình đó bằng các mô hình kim loại/điện môi, khiến cho các hiệu ứng vật lý mới được khám phá nhằm cải tiến công nghệ vào thời điểm này. Trong hai mươi năm qua, công nghệ vi chế tạo và công nghệ nano đã tạo cơ hội cho việc hiện thực hóa và kiểm soát MM với kích thước siêu nhỏ và siêu mỏng, kéo theo nhiều ứng dụng thú vị và sự đầu tư về tài chính lớn [7-12].

Trong quá trình phát triển của vật liệu biến hóa MMs, đã có rất nhiều những khó khăn, thách thức cản trở việc ứng dụng chúng vào thực tế, chẳng hạn như mở rộng/điều khiển chủ động dải tần số, hiện thực hóa cấu trúc ba chiều, tích hợp với thiết bị điện tử hiện hành hoặc thu nhỏ cấu trúc ở kích thước micro-nano mét [13-23]. Chúng ta đã chứng kiến rất nhiều những cải tiến lớn trong đó phải kể đến ý tưởng về sự kết hợp giữa: MM với lợi thế về cấu trúc nhân tạo và vật liệu plasmonic tiềm năng bởi tương tác giữa ánh sáng và điện tử tự do trong các kim loại quý. Các tính chất thú vị của sóng plasmon bề mặt (SPP: Surface Plasmon Polarization), lan truyền trên biên phân cách giữa điện môi và kim loại) đã được tận dụng trong rất nhiều các cấu trúc của MM để tạo ra nhiều hiệu ứng kỳ diệu không quan sát thấy trong vật liệu tự nhiên về: chiết suất mang giá trị âm, hiệu ứng Cherenkov/Doppler ngược [1-5]. các kim loại quý. Về mặt bản chất, MM có cấu trúc rời rạc/tuần hoàn và cơ chế hoạt động đều dựa trên sự tương tác mạnh giữa ánh sáng và vật chất. Do đó, khi kết hợp với vật liệu plasmonics (đặc biệt là vật liệu hai chiều – 2DP) sẽ mang đến nhiều giải pháp công nghệ tiên tiến (MM-2DP) giúp giải quyết các khó khăn thách thức đã nêu [24-47].

Sự kết hợp giữa MM-2DP có thể hấp thụ tuyệt đối năng lượng sóng điện

từ chiếu tới từ GHz-THz khi hiệu ứng phối hợp trở kháng xảy ra xung quanh vị trí cộng hưởng điện/từ. Thế hệ vật liệu MM này gọi chung là vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ (MPA: Metamaterial Perfect Absorber) [6], đây là bước tiến bộ quan trọng cho các ứng dụng về quân sự và y sinh [6–13].

So với thế hệ vật liệu tiền nhiệm, MPA-2DP tỏ rõ lợi thế khi sử dụng bề mặt mỏng hơn nên công nghệ chế tạo sẽ đơn giản hơn, mở rộng phạm vi kết nối với các thiết bị ngoại vi [48-53]. Tuy nhiên, các cấu trúc MPA-2DP sử dụng kim loại quý như (Vàng – Bạc) ở vùng tần số cao (THz) đang tồn tại nhiều hạn chế như chi phí chế tạo đắt, độ tổn hao lớn và bước sóng hoạt động bị giới hạn. Đặc biệt, các tính chất plasmonic của MPA-2DP truyền thống chủ yếu dựa vào độ dẫn của thành phần kim loại trong mô hình cộng hưởng. Trong khi đó, độ dẫn của kim loại thường là hằng số, dẫn đến đặc tính hấp thụ không linh hoạt và khó thay đổi cũng như mở rộng dải tần số hoạt động sau khi chế tạo. Đối với MPA-2DP hoạt động tại vị trí tần số thấp (GHz) cũng đang gặp một số hạn chế về độ bền vật lý do bề mặt được làm bằng Đồng (Cu) sẽ ảnh hưởng đến độ chính xác cũng như tuổi thọ hoạt động của lớp tiếp xúc kim loại/điện môi/2DP trong thiết bị. Vì vậy, các dạng vật liệu 2DP mới đang được quan tâm, nghiên cứu tổng hợp nhằm thay thế một phần hoặc toàn phần vai trò của lớp kim loại trong mô hình MPA truyền thống. Hiện nay, một số vật liệu 2DP dễ dàng tạo ra hiện tượng plasmon bề mặt sẽ là tiền đề phát triển cho các thế hệ MPA-2DP tân tiến tiêu biểu như Graphene, WS_2 và MoS_2 [54-57]. Có thể nhận định rằng, việc cấu trúc hoá vật liệu 2DP ở dạng tuần hoàn/rời rạc trong MPA-2DP được mong đợi sẽ làm cho đặc tính hấp thụ sóng điện từ trở nên dễ điều chỉnh hơn so với các MPA truyền thống, đặc biệt là vùng GHz và THz.

Hiện tại, một số tính chất ưu việt của vật liệu 2DP kể trên (độ truyền qua, độ dẫn điện tốt và giá trị độ dẫn có thể điều khiển dễ dàng thông qua thế hóa học, điện trường/từ trường) mới chỉ được nghiên cứu hầu hết dựa trên tính toán lý thuyết hay mô phỏng ở tần số THz cho các ứng dụng điều chỉnh về biên độ cũng như tần số dải hấp thụ. Vấn đề về chế tạo và ứng dụng các cấu trúc đó hiện vẫn đang gặp nhiều khó khăn do chi phí cao vì thường sử dụng các công nghệ chế tạo hiện đại đắt tiền. Mặt khác, công nghệ viễn thông, thông tin liên

lạc trong các thiết bị thông minh hoạt động ở vùng GHz (4G/5G) cho mục tiêu quân sự, dân sự và chăm sóc sức khỏe hiện đang là lĩnh vực ưu tiên phát triển ở nước ta và nhiều quốc gia trên thế giới. Do đó, việc hiện thực hóa sớm các mô hình vật liệu hấp thụ sóng điện từ dựa trên vật liệu biến hóa tích hợp với vật liệu plasmonic hai chiều (2DP-MPA) ở vùng GHz có cấu trúc đơn giản, kích thước lớn và chi phí hợp lý đang được tiến hành sôi nổi ở các nhóm nghiên cứu ngoài nước [45,47].

Một số các hướng nghiên cứu cần triển khai để sớm đưa các mô hình 2DP-MPA hoạt động trong thực tế ở vùng GHz đó là nghiên cứu phát triển đa dạng công nghệ chế tạo vật liệu MPA và đồng thời là công nghệ tích hợp vật liệu 2DP vào các cấu trúc MPA nhằm: kiểm soát được sự biến đổi về biên độ và tần số của phổ hấp thụ thông qua chiều dày của các vật liệu 2DP được sử dụng; không cần sử dụng mặt nạ để tiết kiệm chi phí và thời gian chế tạo; điều khiển tính chất hấp thụ khi thay thế hoàn toàn lớp kim loại bằng 2DP tuần hoàn; hiện thực hóa sự hấp thụ hai chiều dựa trên cấu trúc đẳng hướng; điều khiển biên độ và tần số hấp thụ dựa trên tác động cưỡng bức (cơ nhiệt, điện, quang và pha tạp); điều khiển hiệu ứng chuyển đổi phân cực trong mô hình bất đối xứng. Do đó, chúng tôi lựa chọn đề tài của luận án là: ***“Nghiên cứu tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều graphene và MoS₂ trên cấu trúc vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ ở vùng tần số GHz và THz”*** nhằm tối ưu đặc tính hấp thụ đơn/đa dải tần và dải rộng.

Mục tiêu của luận án:

- Làm rõ cơ chế hoạt động của một số mô hình vật liệu biến hóa tích hợp với vật liệu plasmonic hai chiều (MPA-2DP), dựa trên đặc tính cộng hưởng điện từ và phối hợp trở kháng, cộng hưởng điện môi.

- Chế tạo và kiểm chứng thực nghiệm một số mô hình MPA-2DP trong vùng tần số GHz nhằm kiểm soát biên độ và tần số hấp thụ đa đỉnh.

Đối tượng nghiên cứu của luận án: Vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ tích hợp với vật liệu plasmonic hai chiều.

Phương pháp nghiên cứu của luận án: sử dụng phương pháp tính toán/mô phỏng, chế tạo thực nghiệm và đo kiểm đặc trưng điện từ trong phòng thí nghiệm.

Ý nghĩa khoa học và thực tiễn của luận án:

- Kết quả nghiên cứu của luận án đóng góp những nền tảng khoa học quan trọng của các thể hệ vật liệu biến hóa hoạt động trong điều kiện đồng bộ/tích hợp với các vật liệu tiên tiến khác, đặc biệt là vật liệu hai chiều có đặc tính plasmonic như Graphene/MoS₂.

- Kết quả của luận án hướng đến giải quyết vấn đề thực tiễn về kiểm soát biên độ và tần số hấp thụ của các hệ vật liệu tổ hợp MPA-2DP trong vùng tần số GHz, dưới điều kiện phân cực khác nhau của sóng điện từ.

Những đóng góp mới của luận án: Luận án đã đạt được một số kết quả chính liên quan đến vấn đề tích hợp các vật liệu plasmonic hai chiều (graphene và Molybdenum-disulfide) có tên chung là MPA-2DP, bao gồm:

+ Làm rõ cơ chế hoạt động mô hình MPA-2DP tích hợp mực in dẫn điện thấp trên nền vật liệu 2 chiều graphene (điện trở thay đổi từ 7,2 Ω/sq đến 30,0 Ω/sq trong vùng tần số 5-10 GHz), phổ hấp thụ thu được dưới dạng đa đỉnh (độ hấp thụ tối đa đạt trên 90% tại 6,85 GHz), độ hấp thụ có thể điều khiển tới 60% tại 8,4 GHz. Do cấu trúc đối xứng, mô hình này hoạt động tốt với góc tới nhỏ hơn 60° và tại các góc phân cực khác nhau (0°-90°).

+ Đã kiểm soát được sự thay đổi về biên độ và tần số hấp thụ của một số MPA-2DP trên dải tần số rộng dựa trên việc tích hợp MoS₂ (độ hấp thụ đạt trên 90% từ 10,1 -17,8 GHz), độ rộng tương đối (FBW) đạt trên 55,2%.

+ Bên cạnh sự điều khiển linh hoạt tần số và biên độ hấp thụ do tương tác trường gần (NF) của các cấu trúc dạng phân tử cộng hưởng được kích thích trực tiếp (D-MPAs) và gián tiếp (I-MPAs) ở trên, đặc tính plasmonic của graphene và MoS₂ ảnh hưởng đến các cộng hưởng cơ bản/bậc cao đã được luận án làm rõ ở một số mô hình cấu trúc MPA-2DP tích hợp một phần/toàn phần qua biến dạng (uốn cong) trong vùng tần số THz.

Cấu trúc của luận án: Ngoài phần Mở đầu, Kết luận và Tài liệu tham khảo, Luận án được chia thành 4 chương như sau:

Chương 1: Tổng quan về đặc tính hấp thụ sóng điện từ của vật liệu biến hóa tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều

Chương 2: Phương pháp nghiên cứu.

Chương 3: Nghiên cứu đặc tính hấp thụ của vật liệu biến hóa tích hợp vật liệu graphene.

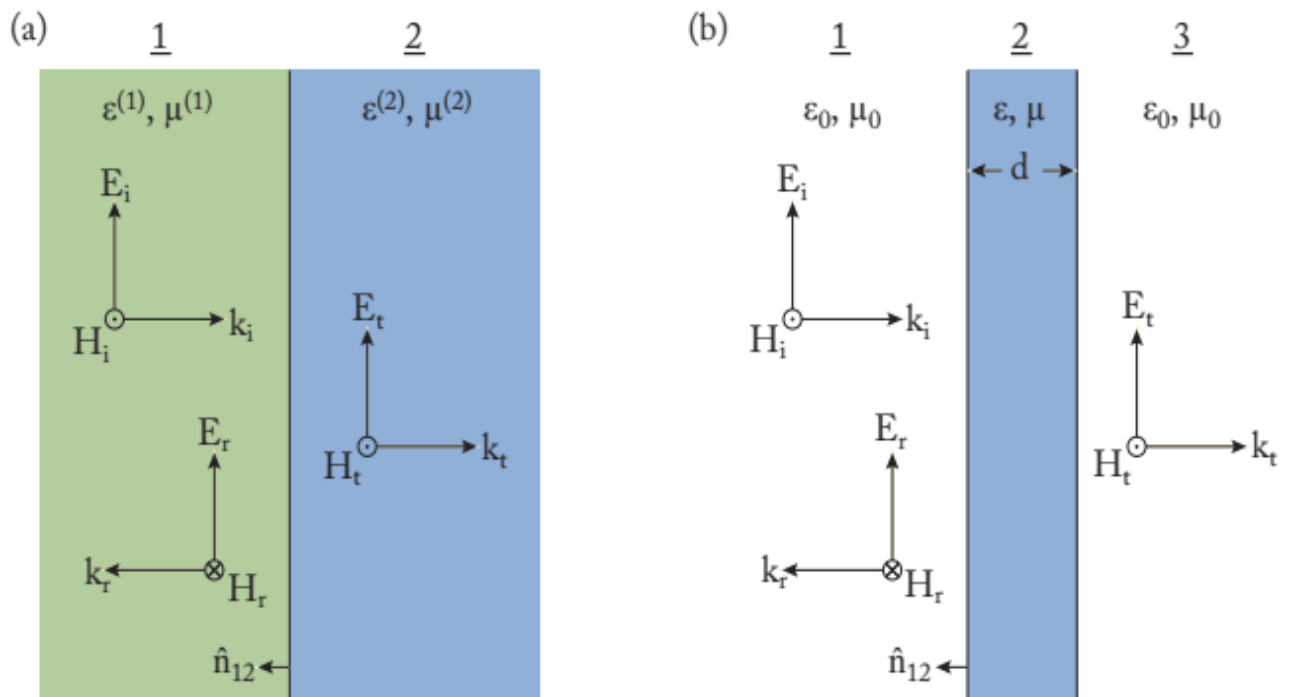
Chương 4: Nghiên cứu đặc tính hấp thụ trong một số mô hình vật liệu biến hóa tích hợp vật liệu MoS_2

CHƯƠNG 1. TỔNG QUAN VỀ ĐẶC TÍNH HẤP THỤ SÓNG ĐIỆN TỪ CỦA VẬT LIỆU BIẾN HÓA TÍCH HỢP VẬT LIỆU PLASMONIC HAI CHIỀU

Chương 1 của luận án trình bày các nội dung tổng quan về đặc tính hấp thụ của vật liệu của vật liệu biến hóa tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều nhằm làm rõ lý do chọn đề tài và mục đích nghiên cứu của luận án. Cụ thể, nội dung của chương này trình bày lý thuyết cơ bản về vật liệu biến hóa, đặc trưng điện từ của một số cấu trúc vật liệu hai chiều có cấu trúc tuần hoàn như graphene, molybdenum disulfide. Đặc biệt đặc trưng hấp thụ của một số cấu trúc vật liệu MMs tích hợp vật liệu hai chiều đã được phân tích, từ đó làm rõ những hạn chế về độ hấp thụ, độ rộng băng tần của vật liệu, đồng thời có cơ sở để lựa chọn vật liệu, tối ưu cấu trúc để đạt được MMs hấp thụ đa đỉnh và dải rộng dựa trên việc tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều.

1.1. Đặc trưng hấp thụ trong môi trường vật liệu biến hoá (MMs)

1.1.1. Lý thuyết chung về hấp thụ tuyệt đối năng lượng sóng điện từ trong MM



Hình 1.1. Mô tả sự lan truyền của sóng điện từ qua hai môi trường: (a) môi trường đồng nhất vô hạn được mô tả bởi các thông số hiệu dụng $\epsilon^{(1)}, \mu^{(1)}$, ($\epsilon^{(2)}, \mu^{(2)}$) (bên phải) và (b) môi trường vật liệu đồng nhất hữu hạn đặc trưng bởi ϵ và μ với chiều dày d đặt trong chân không.

Trước tiên, chúng ta xét sự lan truyền sóng điện từ (sóng phẳng) trong hai môi trường khác nhau thông qua các định luật cơ bản được biểu diễn bởi thành phần sóng phản xạ và truyền qua, như quan sát trên Hình 1.1. Sóng tới, phản xạ và truyền qua được mô tả bởi các phương trình sau [58]:

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{i(\mathbf{k}_i \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (1.1)$$

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{r}, t) = E_{0,r} e^{i(\mathbf{k}_r \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (1.2)$$

$$\mathbf{E}_t(\mathbf{r}, t) = E_{0,t} e^{i(\mathbf{k}_t \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (1.3)$$

trong đó, E_0 là biên độ điện trường, \mathbf{E}_i , \mathbf{E}_r và \mathbf{E}_t là cường độ điện trường (V/m) của sóng tới, sóng phản xạ và truyền qua tương ứng. Các đại lượng \mathbf{r} , \mathbf{k} , ω và t đặc trưng tương ứng với vecto vị trí, vecto sóng, tần số góc và thời gian.

Mặt phẳng tới (mặt phẳng chứa các vecto \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_r và \mathbf{k}_t) trong trường hợp vuông góc với điện trường ngoài tương ứng với phân cực TE (Transverse Electric) và trường hợp vuông góc với từ trường ngoài tương ứng với phân cực TM (Transverse Magnetic hoặc là phân cực P). Góc tới, góc phản xạ được định nghĩa theo vecto pháp tuyến $\hat{\mathbf{n}}_{12}$ của mặt phân cách. Tương tác điện từ giữa vật liệu và sóng điện từ có thể mô tả qua hệ phương trình Maxwell theo các điều kiện biên:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \Rightarrow \hat{\mathbf{n}}_{12} \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0 \quad (1.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \Rightarrow \hat{\mathbf{n}}_{12} \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{J}_s \quad (1.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \Rightarrow \hat{\mathbf{n}}_{12} \times (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = \rho_s \quad (1.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \Rightarrow \hat{\mathbf{n}}_{12} \times (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0 \quad (1.7)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (1.8)$$

$$\mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} = \mu_0 (1 + \chi_m) \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} \quad (1.9)$$

Độ điện thẩm và độ từ thẩm được định nghĩa là $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$, $\mu = \mu_0 \mu_r$, trong đó $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ (F/m) và $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ (H/m). Hệ số phản xạ và truyền qua có thể được xác định theo hệ phương trình sau:

$$\tilde{r} = \frac{E_r}{E_i} \equiv |r|e^{i\theta_r}, \quad (1.10)$$

$$\tilde{t} = \frac{E_t}{E_i} \equiv |t|e^{i\theta_t}, \quad (1.11)$$

Trong đó, θ_r và θ_t là pha phản xạ và truyền qua tương ứng. Độ phản xạ (R) và độ truyền qua (T) được xác định bởi:

$$R = |\tilde{r}|^2 \quad (1.12)$$

$$T = |\tilde{t}|^2 \quad (1.13)$$

Độ hấp thụ (A) được tính theo định luật bảo toàn năng lượng:

$$A = 1 - R - T \quad (1.14)$$

1.1.2. Sự phối hợp trở kháng hoàn hảo trong MPA-2DP

Xét trường hợp tấm vật liệu đồng nhất hữu hạn (Hình 1.1b) đặt trong môi trường chân không với thông số hệ số phản xạ phức và hệ số truyền qua phức được xác định tại sóng tới trực giao với bề mặt mẫu như sau:

$$\tilde{r} = \frac{\frac{i}{2}[Z_r^{-1} - Z_r] \sin(nk_0d)}{\cos(nk_0d) - \frac{i}{2}[Z_r^{-1} + Z_r] \sin(nk_0d)} \quad (1.15)$$

$$\tilde{t} = \frac{1}{\cos(nk_0d) - \frac{i}{2}[Z_r^{-1} + Z_r] \sin(nk_0d)} \quad (1.16)$$

Trong đó, $k_0 = \omega/c$ là số sóng trong chân không, $Z_r = \sqrt{\mu_r/\varepsilon_r}$ là trở kháng tương đối và $n = \sqrt{\varepsilon_r\mu_r}$ là chiết suất hiệu dụng của môi trường, chúng tuân theo mối liên hệ:

$$n = \frac{1}{k_0d} \arcsin \frac{1}{2\tilde{t}} [1 - \tilde{r}^2 + \tilde{t}^2] \quad (1.17)$$

$$Z_r = \pm \sqrt{\frac{(1+\tilde{r})^2 - \tilde{t}^2}{(1-\tilde{r})^2 - \tilde{t}^2}} \quad (1.18)$$

$$\mu_r = nZ_r \quad (1.19)$$

$$\varepsilon_r = \frac{n}{Z_r} \quad (1.20)$$

Phối hợp trở kháng là trạng thái cần thiết để hấp thụ hoàn hảo khi đó các thành phần $\varepsilon_r = 1$ và $\mu_r = 1$ hay $Z_r = 1$, minh họa trên Hình 1.2. Trong trường hợp tổng quát, chúng ta có

$$\tilde{r} = 0 \quad (1.21)$$

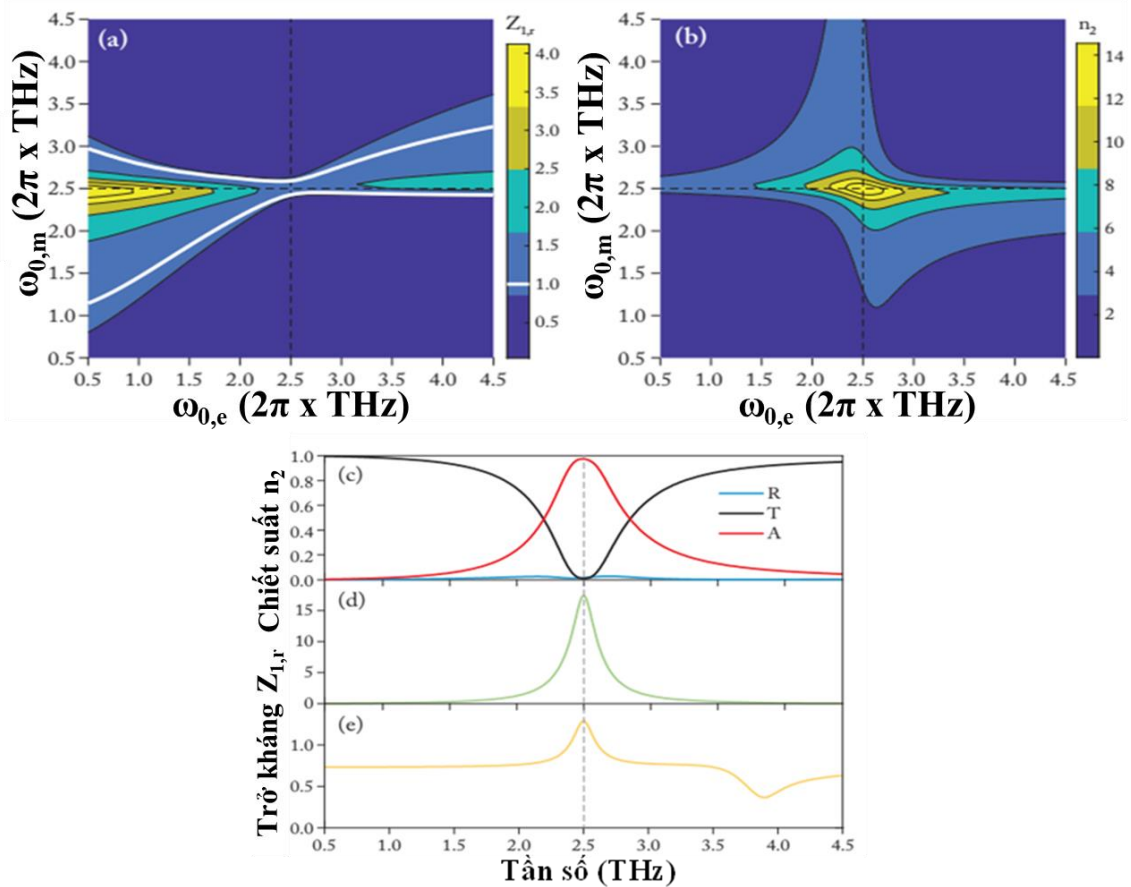
$$\tilde{t} = e^{ink_0d} = e^{in_1k_0d - n_2k_0d} \quad (1.22)$$

Từ phương trình (1.15) và (1.16), chúng ta thu được hệ quả:

$$R = |\tilde{r}|^2 = 0 \quad (1.23)$$

$$T = |\tilde{t}|^2 = e^{-2n_2k_0d} \quad (1.24)$$

$$A = 1 - e^{-2n_2k_0d} \quad (1.25)$$



Hình 1.2. Sự phụ thuộc độ hấp thụ của tấm vật liệu theo tham số ε_r và μ_r của mô hình Lorentz, theo phương trình (1.15) và (1.16). (a)-(b) Sự phụ thuộc của $Z_{1,r}$ và n_2 vào tần số $\omega_{0,e}$ và $\omega_{0,m}$. (c) Sự phụ thuộc của độ hấp thụ (A), độ phản xạ (R) và độ truyền qua (T) tương ứng với các giá trị (d) n_2 và (e) $Z_{1,r}$ [58].

Phương trình (1.25) chỉ ra nếu môi trường có tổn hao đủ lớn (phụ thuộc phần ảo của chiết suất - n_2) và chiều dày d được tối ưu, chúng ta có thể đạt được giá trị hấp thụ tuyệt đối ($A=100\%$). Như ví dụ kiểm chứng hiện tượng trên được mô tả trong Hình 1.2, mô hình lý thuyết Lorentz được áp dụng để mô tả hiện tượng cộng hưởng điện/từ đối trong môi trường MMs:

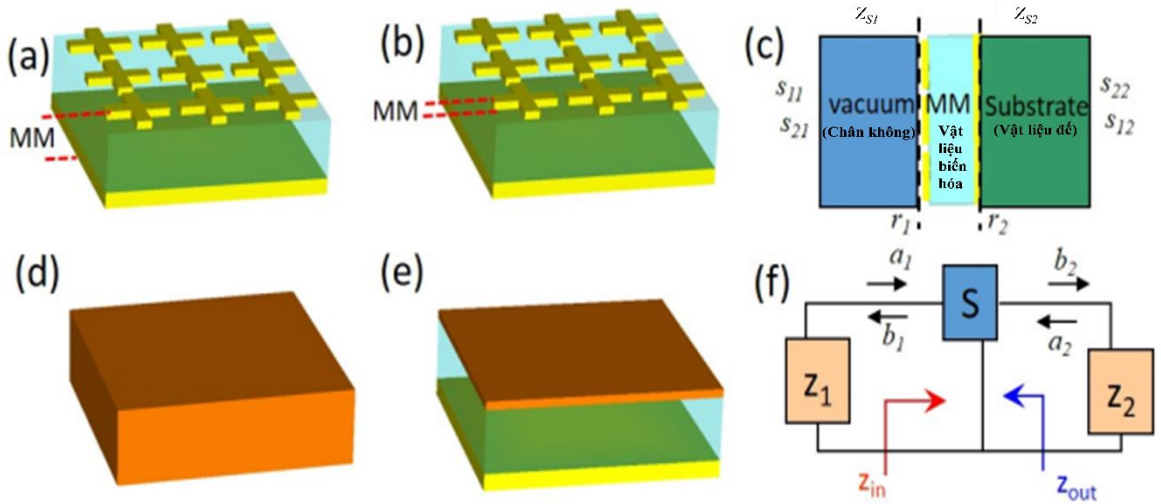
$$\tilde{\epsilon}_r(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{\omega_p^2}{\omega_{0,e}^2 - \omega^2 - i\gamma_e\omega} \quad (1.26)$$

$$\tilde{\mu}_r(\omega) = \mu_\infty + \frac{\omega_{p,m}^2}{\omega_{0,m}^2 - \omega^2 - i\gamma_m\omega} \quad (1.27)$$

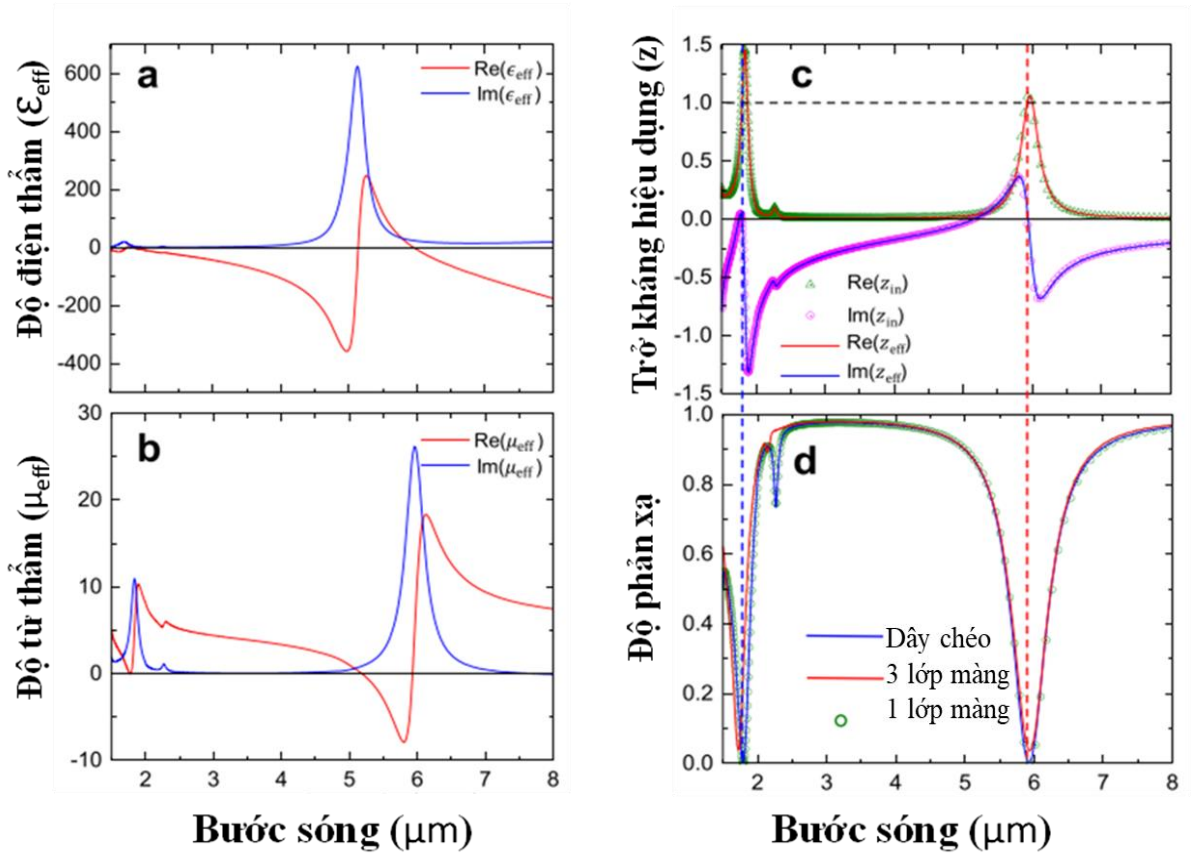
$\omega_p = \sqrt{ne^2/\epsilon_0 m}$ là tần số plasma, $\omega_{0,e}$ và $\omega_{0,m}$ lần lượt là tần số trung tâm của dao động tử theo hàm điện môi và độ từ thẩm.

Hình 1.2 (d)-(e) trình bày giá trị phần thực của trở kháng $Z_{1,r}$ và phần ảo của chiết suất n_2 theo giá trị $\omega_{0,e}$ và $\omega_{0,m}$ tại tần số quan sát $\omega = 2,5$ THz. Từ phương trình (1.26)-(1.27), áp dụng tính toán cho mô hình với thông số: $d = 2.5 \mu\text{m}$, $\epsilon_\infty = 20$, $\omega_p = 4 \times 2\pi$ THz, $\omega = 2.5 \times 2\pi$ THz, $\gamma_e = 3.0 \times 2\pi$ THz, $\omega_m = 3 \times 2\pi$ THz, $\gamma_m = 1.0 \times 2\pi$ THz, $\mu_\infty = 1,0$ độ phản xạ bị triệt tiêu khi xảy ra sự phối hợp trở kháng $Z_{1,r} = 1$ với điều kiện: $\omega_{0,e} \sim \omega_{0,m} = 2,5 \times 2\pi$ THz và n_2 có giá trị lớn sẽ dẫn tới triệt tiêu sự truyền qua hay nói cách khác là sóng điện từ bị hấp thụ hoàn toàn bên trong lớp vật liệu.

1.1.3. Đặc tính hấp thụ của MPA có cấu trúc bất đẳng hướng



Hình 1.3. Giản đồ mô tả cơ chế hoạt động của MPA với giá trị độ điện thẩm và giá trị độ từ thẩm hiệu dụng ϵ_{eff} và μ_{eff} : (a-d) MPA là dạng 1 tấm đồng nhất và (b-e) coi lớp cấu trúc mặt trên hình dấu cộng tương đương với tấm vật liệu đồng nhất của cấu trúc 3 lớp: kim loại – điện môi – kim loại liên tục; (c) Mặt cắt ngang của cấu trúc theo hướng truyền sóng và (f) mạch dao động tương đương được xây dựng với: Z_1 và Z_2 là trở kháng của không khí và đế, Z_{in} và Z_{out} là trở kháng đầu vào và đầu ra của S, kết quả tính toán trở kháng được trình bày trên Hình 1.4c [59].



Hình 1.4. Minh họa giá trị tính toán cho phần thực và giá trị tính toán phần ảo của (a) độ điện thẩm và (b) độ từ thẩm và (c) trở kháng hiệu dụng đối với mô hình 1 lớp vật liệu đồng nhất. (d) Mô phỏng phổ phản xạ của các trường hợp đơn lớp – 3 lớp vật liệu đồng nhất [59].

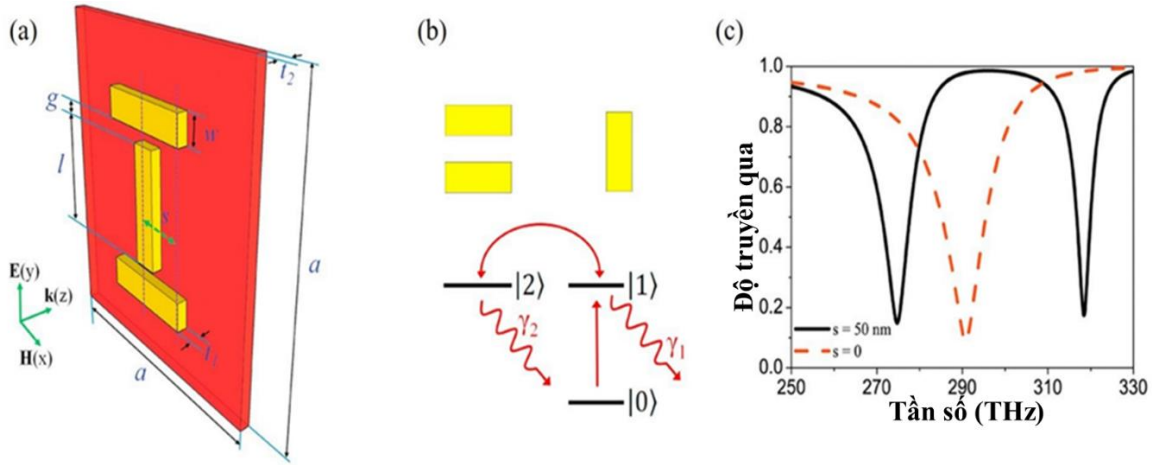
Mô hình xét cho trường hợp MPA tổng quát như là một tấm vật liệu đồng nhất (Hình 1.3a-d) gồm 03 lớp: cấu trúc kim loại tuần hoàn/điện môi/tấm kim loại liên tục [59]. Đối với cấu trúc này, chúng ta có thể xem xét tương tác chọn lọc của sóng điện từ khi truyền tới cấu trúc mặt trước, thường gây ra bởi cộng hưởng từ (thể hiện qua dòng cảm ứng có chiều đối song của hai lớp kim loại) và cộng hưởng điện (thể hiện qua dòng cảm ứng có chiều song song). Hình 1.4 mô tả thông số tính toán cho ϵ_{eff} và μ_{eff} riêng cho lớp cấu trúc đầu cộng phía trên. Từ Hình 1.4a và 1.4b cho thấy cộng hưởng Lorentz của ϵ_{eff} tại bước sóng $5,13\mu\text{m}$ (gây ra bởi điện trường ngoài kích thích). Đối với bước sóng $\lambda > 6 \mu\text{m}$, $\text{Re}(\epsilon_{\text{eff}}) > 0$, điều này do đặc tính cộng hưởng theo mô hình Drude của lớp kim loại (liên tục mặt sau), đặc trưng độ điện thẩm của kim loại khối. Tuy nhiên,

tần số plasma xảy ra ở vùng tần số thấp do giới hạn về mặt kích thước trong ô cơ sở của MPA. Độ từ thâm hiệu dụng cũng có dạng Lorentz cho cộng hưởng tại $5,94 \mu\text{m}$, gây ra bởi từ trường ngoài. Trong Hình 1.4c, phổ màu đỏ và xanh liền nét thể hiện giá trị của phần thực và giá trị của phần ảo cho trở kháng hiệu dụng. Tại bước sóng hấp thụ $\lambda = 5,94 \mu\text{m}$, $\epsilon_{\text{eff}} = 2,432 + 24,175i$ và $\mu_{\text{eff}} = 1,003 + 25,517i$ dẫn tới $z_{\text{eff}} = 1,02 + 0,03i$, và $n_{\text{eff}} = 1,736 + 24,849i$. Từ kết quả đó có thể thấy chiết suất có phần ảo đạt giá trị lớn $n'' = 24,849$ là nguồn gốc cho sự tiêu tán năng lượng hấp thụ tại bước sóng này.

Trong trường hợp xét này, cường độ sóng điện từ khi xuyên qua bề mặt mẫu MPA có thể biểu diễn thông qua: $I = I_0 e^{-2\alpha z}$, trong đó $\alpha = n''k = 2\pi n/\lambda = 26,28 \mu\text{m}^{-1}$ (hay cường độ bị suy giảm theo tỷ lệ $1/e$ mỗi khi lan truyền được khoảng cách $0,019 \mu\text{m}$ bên trong MPA). Khi sóng điện từ bị phản xạ ngược trở lại do tấm kim loại liên tục mặt sau, cường độ suy giảm theo $I/I_0 = e^{-4\alpha t_s} = 7,8 \times 10^{-5}$. Do đó 99,98% năng lượng của sóng điện từ tới bị hấp thụ bên trong MPA [59,60].

1.1.4. Mô hình cấu trúc MPA bất đẳng hướng dựa trên hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ

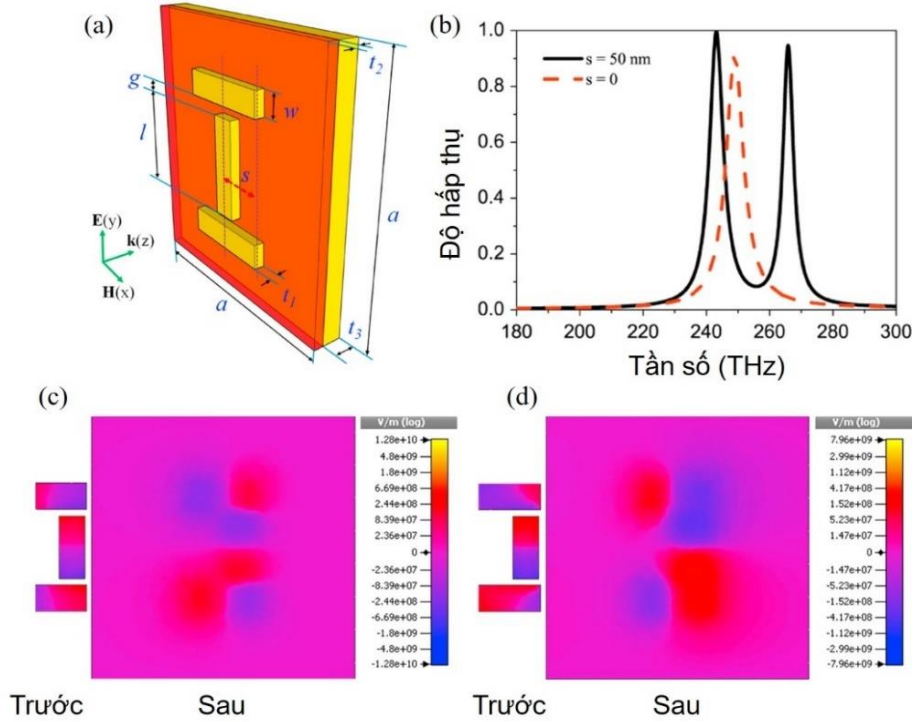
Như đã làm rõ ở trên, MPA hoạt động dựa trên nguyên lý cộng hưởng và tạo ra sự phối hợp trở kháng xung quanh tần số cộng hưởng nhằm tiêu tán năng lượng sóng tới ở bên trong cấu trúc. Nhờ đó, thành phần phản xạ và truyền qua được triệt tiêu, khiến cho vật liệu hấp thụ sóng điện từ. Điều này cho thấy, các cộng hưởng đóng vai trò quan trọng để hấp thụ sóng điện từ và vùng tần số hấp thụ có liên quan đến số lượng các cộng hưởng được cảm ứng bởi cấu trúc của MPA. Để có thể tạo ra nhiều cộng hưởng, có rất nhiều cách thức khác nhau và một trong số các cách được sử dụng là khai thác sự tương tác giữa các cấu trúc cộng hưởng trong vật liệu biến hóa dựa trên hiệu ứng truyền qua cảm ứng điện từ (EIT) [61,62].



Hình 1.5. (a) Minh họa cấu trúc EIT với sự phân cực của sóng điện từ tới. (b) Sơ đồ mức năng lượng của bộ ba thanh kim loại. (c) Phổ truyền qua của cấu trúc EIT theo độ dịch chuyển s của thanh kim loại dọc [61].

Một mô hình tiêu biểu tạo ra đa cộng hưởng bằng cách khai thác hiện tượng EIT được trình bày trên Hình 1.5 [61]. Hình 1.5(a) trình bày cấu trúc EIT chỉ bao gồm hai lớp, lớp cấu trúc cộng hưởng gồm 3 thanh kim loại ở trên và lớp điện môi ở dưới. Các thanh kim loại dọc đóng vai trò là chế độ sáng được kích thích trực tiếp bởi trường tới trong khi hai thanh kim loại ngang không thể được kích thích trực tiếp và được coi là chế độ tối. Tuy nhiên, chế độ tối có thể được kích thích bởi chế độ sáng thông qua việc dịch chuyển vị trí thanh kim loại dọc (kích thích gián tiếp). Như được hiển thị trong Hình 1.5(b), hai quỹ đạo kích thích khác nhau, một quỹ đạo kích thích trực tiếp $|0\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |0\rangle$ và một quỹ đạo kích thích gián tiếp $|0\rangle \rightarrow |1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |0\rangle$, sẽ giao thoa triệt tiêu với nhau để tạo ra một cửa sổ truyền qua. Hiện tượng này thường được biết đến với tên gọi là hiệu ứng EIT. Hình 1.5(c) biểu diễn phổ truyền qua của cấu trúc EIT theo s của thanh kim loại dọc. Trong trường hợp $s=0$ (cấu trúc đối xứng), phổ chỉ xuất hiện một đáy truyền qua tương ứng với sự kích thích cộng hưởng của chế độ sáng. Khi $s = 50$ nm (cấu trúc bất đối xứng), một vùng truyền xuất hiện ở vị trí của đáy truyền qua ban đầu và nằm giữa hai cộng hưởng mới được tạo ra. Quan trọng hơn, sự tách 02 đáy truyền qua do tương tác trường gần (NF) dẫn tới hình thành hai cộng hưởng mới. Tại

hai tần số cộng hưởng mới, sự phối hợp trở kháng của cấu trúc với môi trường hoạt động có thể xảy ra, khi kết hợp với cộng hưởng từ mạnh, năng lượng của sóng điện từ tới sẽ được hấp thụ hoàn toàn bên trong cấu trúc.

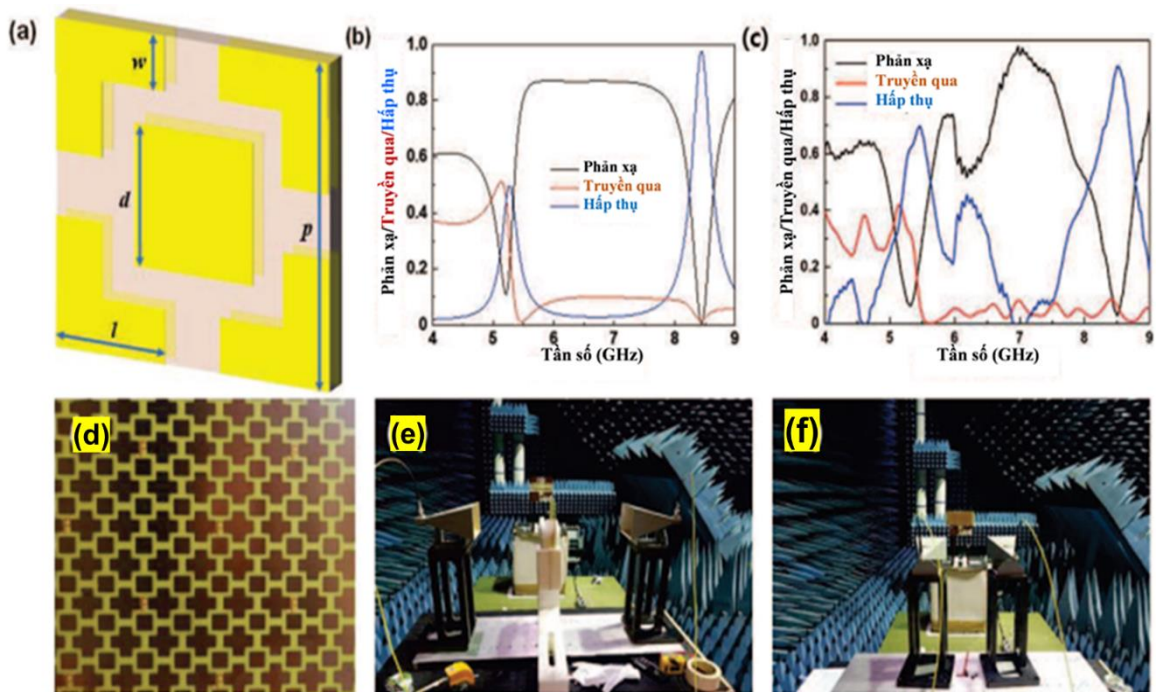


Hình 1.6. (a) Minh họa cấu trúc hấp thụ đa dải tần dựa trên hiệu ứng EIT với sự phân cực của sóng điện từ tới. (b) Phổ hấp thụ của cấu trúc hấp thụ theo độ dịch chuyển s của thanh kim loại dọc. Sự phân bố điện trường ở lớp kim loại phía trước và phía sau tại tần số cộng hưởng (c) thứ nhất và (d) thứ hai [61].

Hình 1.6(a) minh họa ô cơ sở cấu trúc hấp thụ đa dải tần dựa trên hiệu ứng EIT. Cấu trúc vật liệu biến hóa này gồm ba lớp kim loại – điện môi – kim loại với hai lớp trên giống như cấu trúc EIT trong Hình 1.5(a) và lớp dưới cùng là một tấm kim loại liên tục với vai trò tạo ra cộng hưởng từ. Tương tự như cấu trúc EIT, ban đầu, khi dây dọc ở giữa, $s = 0$ (cấu trúc đối xứng), vật liệu biến hóa chỉ có một đỉnh hấp thụ duy nhất. Bằng cách phá vỡ tính đối xứng cấu trúc khi dịch chuyển thanh kim loại dọc, đỉnh hấp thụ ban đầu chuyển thành hấp thụ băng tần kép với hai đỉnh hấp thụ mới nằm lệch về hai phía so với đỉnh hấp thụ ban đầu. Tương tác điện từ trong vật liệu được làm rõ hơn thông qua sự phân bố điện trường ở lớp trước và lớp sau của cấu trúc hấp thụ, như trong Hình

1.6(c) và 1.6(d), tương ứng. Có thể quan sát thấy, phân bố trường ở hai tần số hấp thụ là ngược chiều nhau. Đây là một trong những biểu hiện của hiệu ứng EIT, được hình thành do sự giao thoa triệt tiêu giữa các chế độ cộng hưởng. Hệ quả là các cộng hưởng mới được hình thành có các trạng thái dao động ngược nhau. Kết quả nghiên cứu này có nhiều tiềm năng ứng dụng trong điều khiển làm chậm sóng điện từ và cảm biến, phù hợp cho đòi hỏi đa dải tần, không phụ thuộc vào phân cực, độ phẩm chất cao và có khả năng điều khiển chủ động [63,64].

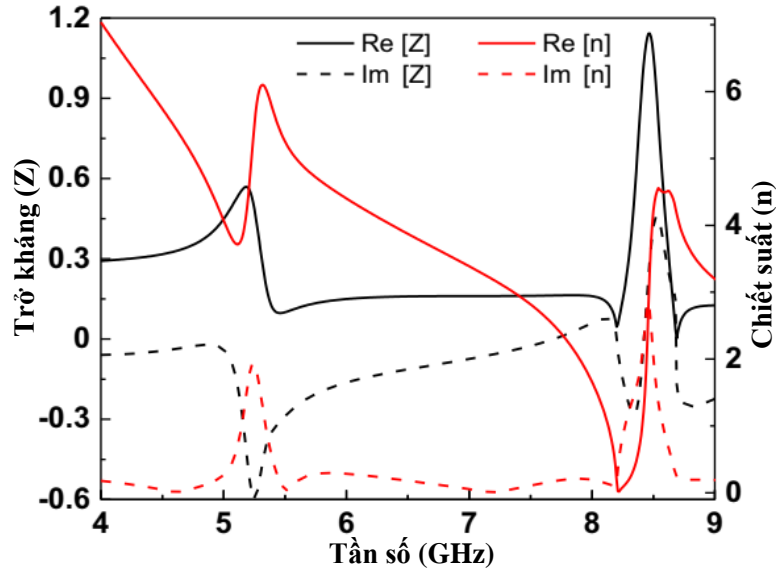
1.1.5. Đặc tính hấp thụ của MPA có cấu trúc đẳng hướng



Hình 1.7. (a) Cấu trúc ô cơ sở cho MPA đẳng hướng, hấp thụ hai chiều dựa trên cấu trúc dấu cộng và hình vuông. Thông số hình học: $p = 19$, $w = 3$, $d = 8$ and $l = 7.5$ mm. Kết quả (b) mô phỏng và (c) thực nghiệm về phổ hấp thụ, truyền qua và phản xạ của mẫu MPA đẳng hướng. (d)-(f) Mẫu chế tạo và phép đo thực nghiệm phổ truyền qua và phản xạ [65].

Vật liệu MMs như các mô hình phân tích ở trên được gọi chung là cấu trúc bất đẳng hướng do chỉ hấp thụ một chiều, các cấu trúc MMs hấp thụ hai chiều cũng được đề xuất nghiên cứu như quan sát trên Hình 1.7. Trong dải tần số 4-9 GHz, cấu trúc ô cơ sở gồm hai thành phần cộng hưởng hình vuông và

dấu cộng giống hệt nhau ở hai mặt tấm điện môi. Kết quả mô phỏng và thực nghiệm cho thấy hai đỉnh hấp thụ xuất hiện tại 5,27 GHz và 8,44 GHz với độ hấp thụ tương ứng đạt 49,87% và 97,77%. Phổ hấp thụ tương ứng đạt 90,10% tại 8,51 GHz và 69,78% tại 5,46 GHz.



Hình 1.8. Phần thực và phần ảo của trở kháng Z và chiết suất hiệu dụng của cấu trúc, tính toán theo công thức (1.17) và (1.18) [65].

Tính toán từ công thức (1.17) và (1.18), giá trị phức của trở kháng hiệu dụng (Z) và chiết suất (n) được trình bày trong Hình 1.8. Tại các tần số 5,18 GHz và 8,47 GHz, phần thực của trở kháng đạt giá trị 0.57 and 1.14. Đặc biệt, phần ảo của chiết suất tăng đến giá trị 1,94 và 2,85. Khác với các cấu trúc MPA bất đẳng hướng, loại cấu trúc đẳng hướng cần điều khiển hai cộng hưởng: cộng hưởng điện và cộng hưởng từ gần nhau [65]. Mặc dù, MPAs đẳng hướng có lợi thế trong hoạt động độc lập thực tế nhưng khó khăn chính đến từ kỹ thuật chế tạo: cần đảm bảo sự sắp xếp tuyệt đối đồng trục giữa hai lớp cấu trúc kim loại của tấm điện môi.

1.2. Đặc tính điện từ của vật liệu hai chiều có cấu trúc tuần hoàn

Có thể nhận thấy rằng, cho đến nay nhiều nỗ lực đã được thực hiện nhằm thu được các mô hình MPAs có thể điều khiển linh hoạt dựa trên vật liệu hai

chiều (tiêu biểu như Graphene/ MoS₂) trong đó phổ hấp thụ có thể là đơn đỉnh, đa đỉnh hoặc băng tần rộng. Xét trong trường hợp cụ thể, MMs tích hợp một phần graphene với độ hấp thụ đạt đến 100% và có thể được điều khiển thông qua điện áp bên ngoài [66-71]. Từ đó, các cấu trúc hấp thụ băng tần kép và đa băng tần với độ hấp thụ gần tuyệt đối, đáp ứng nhu cầu của nhiều ứng dụng hấp thụ đã được đề xuất và có tiềm năng ứng dụng lớn. Tuy nhiên, độ rộng phổ hấp thụ đa băng tần thường rất hẹp và bị giới hạn do đặc tính cộng hưởng nội tại. Do đó, một số cấu trúc đa lớp trên sẽ làm cho việc chế tạo khó khăn hơn khi sử dụng các kỹ thuật chế tạo hiện nay. Vì vậy, việc tiếp tục nghiên cứu tối ưu các cấu trúc vật liệu hai chiều trong các cấu trúc MPAs là vấn đề cần thiết. Trong luận án này, chúng tôi tập trung làm rõ vai trò của sự có mặt vật liệu 2D (Graphene/ MoS₂) cho mục tiêu tối ưu phổ hấp thụ đa đỉnh và dải rộng của vật liệu MPAs.

1.2.1. Mô hình lý thuyết Kubo cho đặc tính dẫn điện của Graphene.

Chúng ta biết rằng, lớp vật liệu graphene được đặc trưng bởi giá trị độ dẫn bề mặt. Giá trị này được xác định thông qua dòng điện bề mặt xuất hiện khi điện trường tác động có phương tiếp tuyến với mặt phẳng graphene. Để đưa ra mô hình độ dẫn cho các lớp graphene, điện trường thường được đặt theo chiều: $\vec{E} = E_x \vec{i}$ hoặc $\vec{E} = E_y \vec{j}$ và chiều của từ trường được đặt theo: $\vec{B} = B_0 \vec{k}$. Phương pháp này nhằm tạo ra dòng điện cảm ứng trên bề mặt có dạng [72,73]:

$$\vec{J} = \vec{i}J_x + \vec{j}J_y = \vec{i}\sigma_{xx}E_x + \vec{j}\sigma_{yx}E_y \quad (1.28)$$

Trong đó, mật độ dòng điện: $\vec{J} = \sigma_g \vec{E}$, và độ dẫn của graphene được đơn giản hóa theo phương trình:

$$\sigma_g = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{yx} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{xx} \end{bmatrix} \quad (1.29)$$

Từ mô hình độ dẫn Kubo, σ_{xx} , σ_{yx} được xác định thông qua biểu thức:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2 v_F^2 \hbar |eB_0| (\omega - j2\Gamma)}{-j\pi} \quad (1.30)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \begin{array}{l} \frac{n_F(M_n) - n_F(M_{n+1}) + n_F(-M_{n+1}) - n_F(-M_n)}{(M_{n+1} - M_n)[(M_{n+1} - M_n)^2 - \hbar^2(\omega - j2\Gamma)^2]} \\ + \frac{n_F(-M_n) - n_F(M_{n+1}) + n_F(-M_{n+1}) + n_F(-M_n)}{(M_{n+1} + M_n)[(M_{n+1} + M_n)^2 - \hbar^2(\omega - j2\Gamma)^2]} \end{array} \right\}$$

$$\sigma_{yx} = -\frac{e^2 v_F^2 \hbar e B_0}{-\pi}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \begin{array}{l} \frac{n_F(M_n) - n_F(M_{n+1}) - n_F(-M_{n+1}) + n_F(-M_n)}{(M_{n+1} - M_n)^2 - \hbar^2(\omega - j2\Gamma)^2} \\ + \frac{n_F(M_n) - n_F(M_{n+1}) - n_F(-M_{n+1}) + n_F(-M_n)}{(M_{n+1} + M_n)^2 - \hbar^2(\omega - j2\Gamma)^2} \end{array} \right\} \quad (1.31)$$

Ở đó, $v_F = 10^6 m/s$ và $n_F(y) = \frac{1}{1 + \exp[(y - \mu_C)/(k_B T)]}$ lần lượt vận tốc Fermi và phân bố Fermi-Dirac. $M_n = \sqrt{2n\hbar v_F^2 |eB_0|}$ và $\tau = \frac{1}{2\Gamma}$ và μ_C lần lượt là năng lượng của mức Landau thứ n , thời gian phục hồi, và thế hóa học (hay mức năng lượng Fermi). Dựa trên độ linh động của electron trong lớp graphene, ta có thể chọn $\Gamma = 0.1 meV$. Xem xét trong điều kiện giá trị từ trường thấp, độ dẫn của graphene có thể được biểu diễn thông qua các thành phần [74,75]:

$$\sigma_{xx} = \frac{-je^2(\omega - 2j\Gamma)}{\pi\hbar^2}$$

$$\left[\begin{array}{l} \frac{1}{(\omega - 2j\Gamma)^2} \int_0^{\infty} \varepsilon \left(\frac{\partial n_F(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial n_F(-\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon \\ - \int_0^{\infty} \frac{n_F(-\varepsilon) - n_F(\varepsilon)}{(\omega - 2j\Gamma)^2 - 4(\varepsilon/\hbar)^2} d\varepsilon \end{array} \right] \quad (1.32)$$

$$\sigma_{yx} = -\frac{e^2 v_F^2 e B_0}{\pi\hbar^2}$$

$$\left[\begin{array}{l} \frac{1}{(\omega + 2j\Gamma)^2} \int_0^{\infty} \left(\frac{\partial n_F(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} + \frac{\partial n_F(-\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon \\ + \int_0^{\infty} \frac{1}{(\omega + 2j\Gamma)^2 - 4(\varepsilon/\hbar)^2} d\varepsilon \end{array} \right] \quad (1.33)$$

Các biểu thức trên có thể được áp dụng với điều kiện: $\Gamma \geq \sqrt{\hbar v_F^2 |eB_0|/c}$. Trong đó, $B_0 = 0$ thể hiện trạng thái phi từ, khi đó độ dẫn được coi là đẳng hướng. Hệ quả là, hai thành phần độ dẫn intraband (σ_{intra}) và interband (σ_{inter}) sẽ đóng góp chủ yếu thể hiện qua phương trình [74,75].

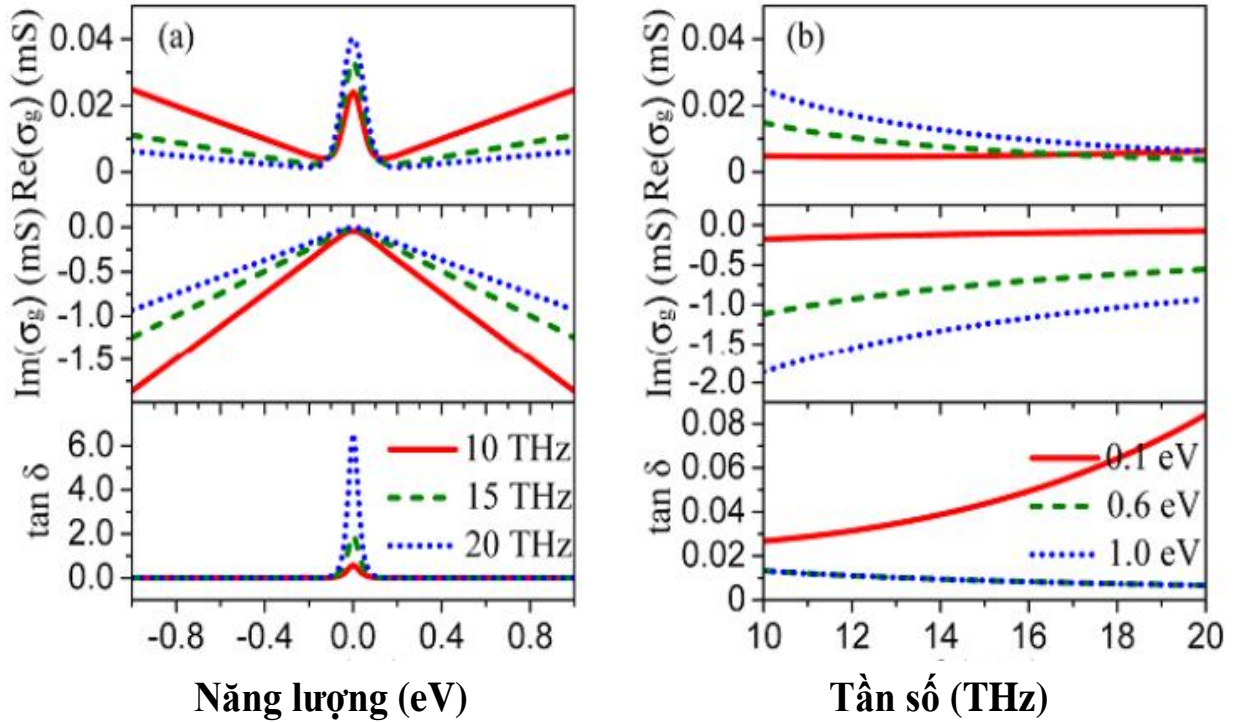
$$\sigma_g(\omega, \mu_C, \Gamma, T) = \sigma_{xx,inter}(\omega, \mu_C, \Gamma, T) + \sigma_{xx,intra}(\omega, \mu_C, \Gamma, T) \quad (1.34)$$

$$\sigma_{xx,intra} = \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - j2\Gamma)} \left[\frac{\mu_C}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{\mu_C}{k_B T}} + 1 \right) \right] \quad (1.35)$$

$$\sigma_{xx,inter} = \frac{e^2}{4\pi \hbar} \ln \left[\frac{2|\mu_C| - (\omega - j2\Gamma)\hbar}{2|\mu_C| + (\omega - j2\Gamma)\hbar} \right] \quad (1.36)$$

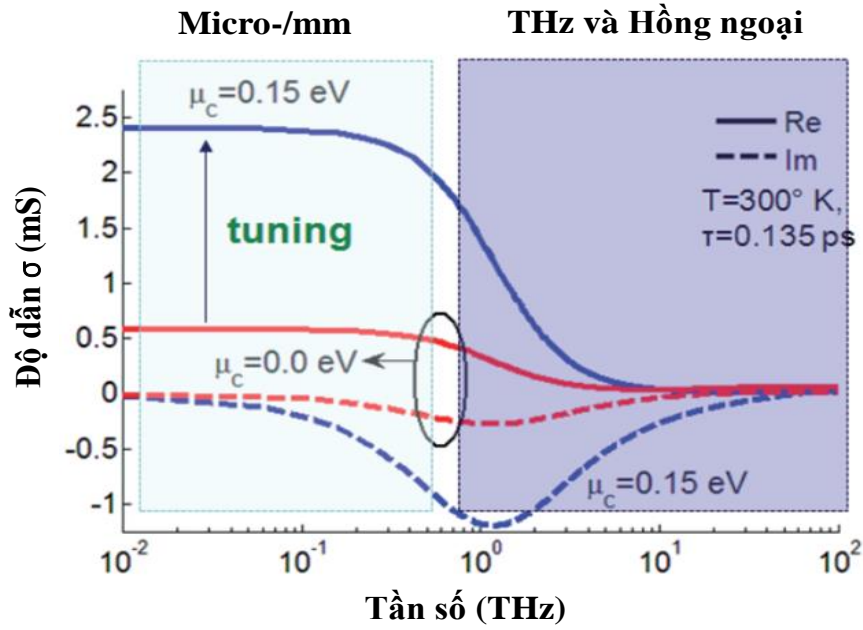
Từ biểu thức trên ta thu được $Re[\sigma_{xx,intra} > 0]$ và $Im[\sigma_{xx,inter} < 0]$. Tại nhiệt độ phòng (300K), $|\mu_C| \geq (k_B T)$ và $(k_B T) \leq \hbar\omega$, khi đó, đóng góp của độ dẫn inter-band được xác định là rất nhỏ so với thành phần độ dẫn intra-band. Vì vậy, chúng ta có thể mô tả độ dẫn bề mặt của lớp graphene theo lý thuyết Drude. Sự phụ thuộc của độ dẫn bề mặt của graphene vào tần số và thế hóa học (năng lượng Fermi) được trình bày ở Hình 1.9. Trong vùng tần số cao (THz), cộng hưởng plasmon bề mặt (SPP) có thể xảy ra và được tăng cường tại tần số plasma thấp hơn các kim loại quý, không những cho phép giam giữ năng lượng điện từ tại các kích thước nhỏ hơn bước sóng mà còn có thể điều khiển thông qua điện thế áp đặt. Đây chính là lợi thế của đặc tính plasmonic của graphene so với cộng hưởng plasmons bề mặt (SPs) của các mặt tiếp giáp kim loại/điện môi.

Khi tích hợp lên MPA, độ dẫn điện bề mặt của graphene có liên quan đáng kể đến thế hóa học μ_c , và do đó có thể được điều chỉnh linh hoạt bằng cách pha tạp hoặc đặt vào một điện áp ngoài [78]. Phương pháp này có thể khiến điều kiện phối hợp trở kháng và tần số cộng hưởng từ trong cấu trúc MPAs thay đổi, làm cho đặc tính hấp thụ sóng điện từ (EM) của các cấu trúc tích hợp MPAs-2DPs trở nên linh hoạt hơn [79, 80].

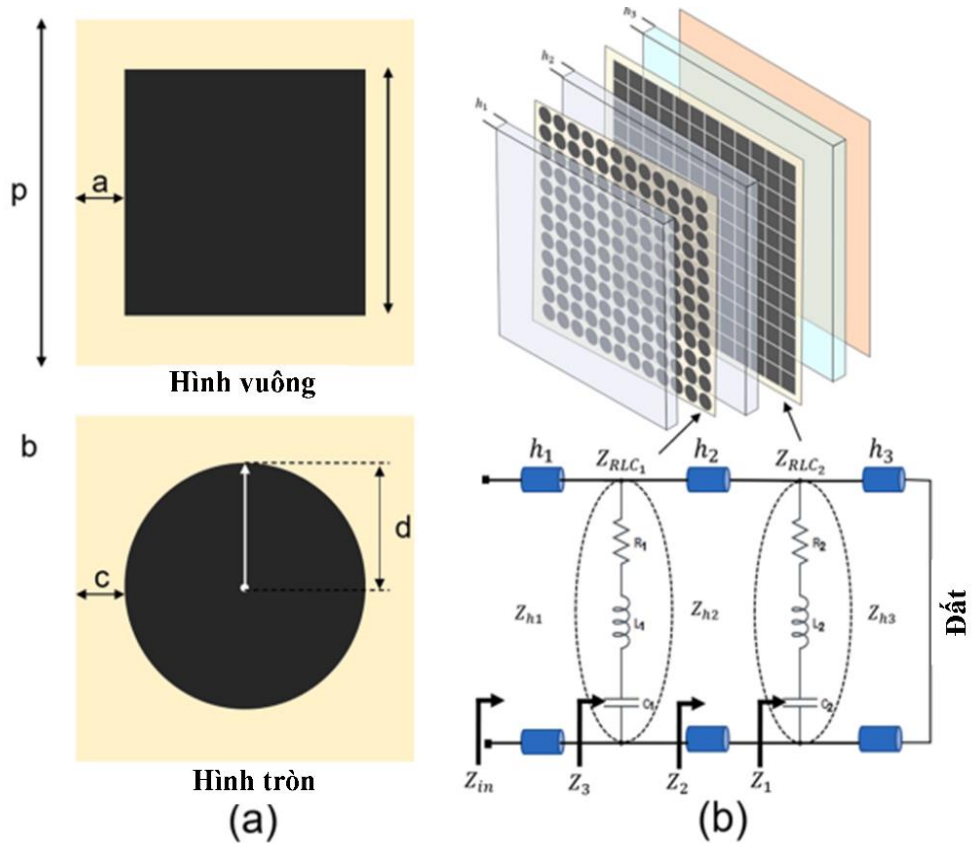


Hình 1.9 . (a) Kết quả tính toán phần thực, phần ảo, và độ tổn hao của độ dẫn của graphene phụ thuộc vào năng lượng Fermi ở các tần số 10 THz, 15 THz, 20 THz; (b) kết quả tính toán phần thực, phần ảo, và độ tổn hao của độ dẫn của graphene phụ thuộc vào tần số ở các mức năng lượng Fermi 0,1 eV, 0,6 eV, 1,0 eV [76].

Khi nghiên cứu trong dải bước sóng micro/mm, các tấm graphene có kích thước lên đến mm^2 hoặc cm^2 , khi đó xảy ra sự giảm độ linh động của điện tử tự do trong lớp graphene (quãng đường tự do trung bình của điện tử thường có giá trị 500–1000 nm trong nhiệt độ phòng). Ở trường hợp này, các đặc tính của vật liệu về điều khiển được độ dẫn vẫn được sử dụng hiệu quả, như quan sát trên Hình 1.10. Có thể nhận thấy rằng, giá trị độ dẫn của graphene phụ thuộc rất mạnh vào tần số và thể hiện đặc tính điện từ khác nhau từ tần số vi sóng tới vùng quang học. Do vậy, trong vùng tần số GHz, graphene được coi là vật liệu dẫn điện có độ dẫn thấp [77]. Đối với vật liệu graphene dạng màng mỏng (Few layer graphene nano-platelets - FLG), độ dẫn phụ thuộc vào số lượng các đơn lớp, do đó, phương trình của độ dẫn sẽ phải thay đổi theo thông số thực tế của cấu trúc vùng năng lượng của FLG.



Hình 1.10. Giá trị tính toán cho phần thực và phần ảo của độ dẫn bề mặt của graphene tại nhiệt độ phòng theo tần số ở các giá trị thế hóa học khác nhau [77].



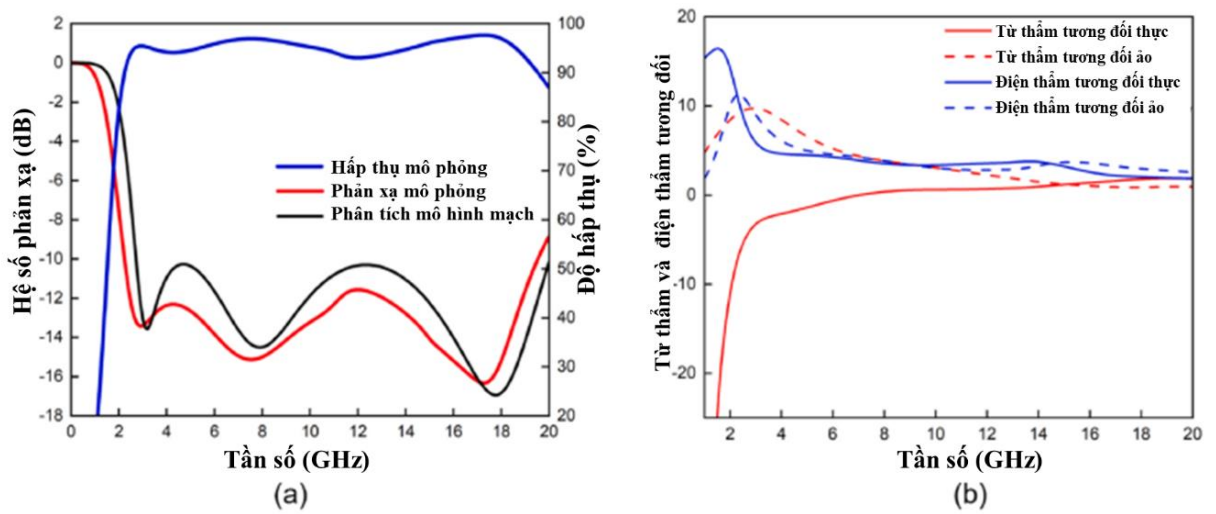
Hình 1.11. (a) Mô hình cấu trúc MPA dạng hình vuông, tròn tạo bởi lớp vật liệu Graphene (điện trở bề mặt $400 \Omega/\text{sq}$ và $120 \Omega/\text{sq}$ với chiều dày $14 \mu\text{m}$) hoạt động trong vùng tần số 1-20 GHz. (b) Sơ đồ hoạt động của cấu trúc MPA-2DP có lớp vật liệu 2D dạng tuần hoàn [81].

Ví dụ, xét cho trường hợp tấm vật liệu graphene có cấu trúc dạng hình vuông, như quan sát trên Hình 1.11, điện trở (R) có thể tính toán dựa trên giá trị điện trở mặt (R_s) và khoảng cách giữa các ô cơ sở liền kề (a) [81]:

$$R = R_s \times \frac{p^2}{(p - 2a)^2} \quad (1.37)$$

Trong trường hợp cấu trúc đĩa tròn, công thức trên có thể thay đổi thành:

$$R = R_s \times \frac{p^2}{\pi \left[\frac{p - 2c}{2} \right]^2} \quad (1.38)$$



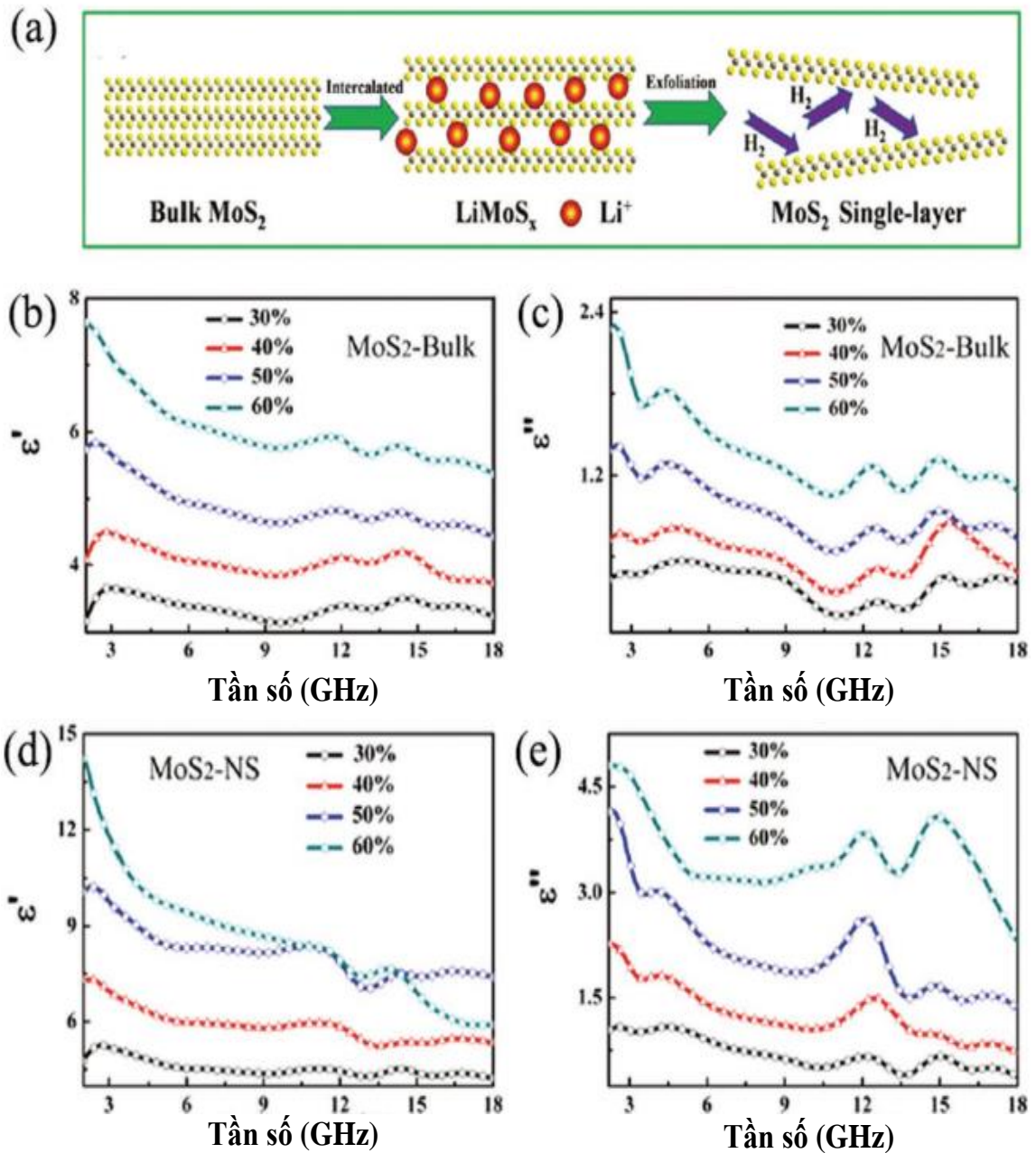
Hình 1.12. (a) Phổ hấp thụ mô phỏng và (b) tính toán giá trị hiệu dụng của độ từ thẩm và độ điện thẩm của toàn bộ cấu trúc đề xuất [81].

Quan sát kết quả trên Hình 1.12 chúng ta có thể thấy phổ hấp thụ rộng đạt trên 90% từ 2,23 GHz đến 19,5 GHz. Tương ứng trong khoảng này, phần thực của giá trị độ từ thẩm và độ điện thẩm hiệu dụng xấp xỉ bằng nhau, thể hiện sự phối hợp trở kháng tốt của cấu trúc đề xuất trên Hình 1.11. Tuy nhiên, mô hình này gặp phải các trở ngại liên quan đến sự tương tác giữa các lớp vật liệu graphene (hoặc tương tác giữa các thành phần của cấu trúc cộng hưởng) dẫn tới khó điều chỉnh biên độ và tần số hấp thụ một cách chủ động/linh hoạt.

1.2.2. Mô hình lý thuyết cho đặc tính dẫn điện của molybdenum disulfide (MoS_2)

Tương tự như graphene, MoS_2 dạng màng ở kích thước nanomet (MoS_2 -

NS) là vật liệu đa lớp tương tự như graphene, nhưng đặc tính điện môi của chúng hiện chưa nhiều nghiên cứu trong vùng GHz. Ning và cộng sự đã chế tạo MoS₂-NS bằng phương pháp từ trên xuống và khảo sát đặc trưng điện môi như trình bày trên Hình 1.13 [71]. Tại vùng tần số cao, giá trị phần thực của độ điện thẩm trong cả hai trường hợp vật liệu khối và màng nano đều giảm theo lý thuyết Debye:

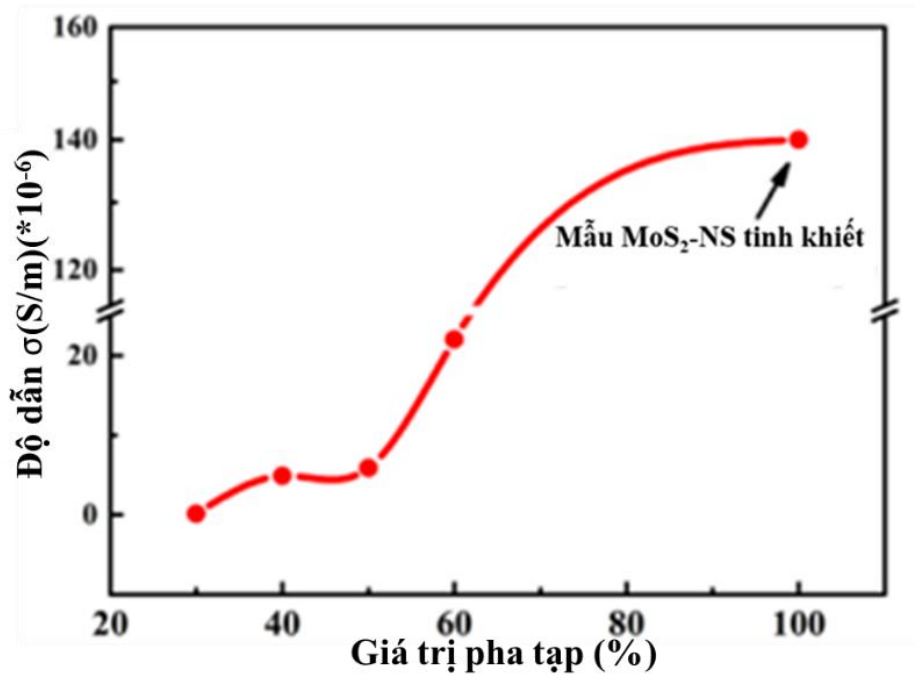


Hình 1.13. (a) Sơ đồ quá trình tách đơn lớp MoS₂. (b)-(e) Phần thực và phần ảo của độ điện thẩm cho vật liệu khối và lớp kích thước nanomet [71].

$$\varepsilon' = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1.39)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_{\infty}}{1 + \omega^2 \tau^2} \omega \tau + \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (1.40)$$

Trong đó, ω là tần số góc, τ là thời gian hồi phục phân cực, ε_s và ε_{∞} là độ điện thẩm thống kê và độ điện thẩm tương đối tại tần số cao tới hạn. Hai đỉnh xuất hiện trong giá trị phần ảo là do sự phân cực xuất hiện từ sự khuyết tật do thiếu các nguyên tử Mo và S. So với vật liệu khối, giá trị phần thực và phần ảo của độ điện thẩm cao hơn. Quá trình tách lớp tạo ra nhiều khuyết tật trên bề mặt của MoS₂-NS và còn có thể gây ra sự chuyển pha làm cho độ dẫn của MoS₂-NS tăng lên, như quan sát trên Hình 1.14. Độ tổn hao phản xạ (RL) của MoS₂ dạng khối và dạng NS được mô tả trên Hình 1.15.

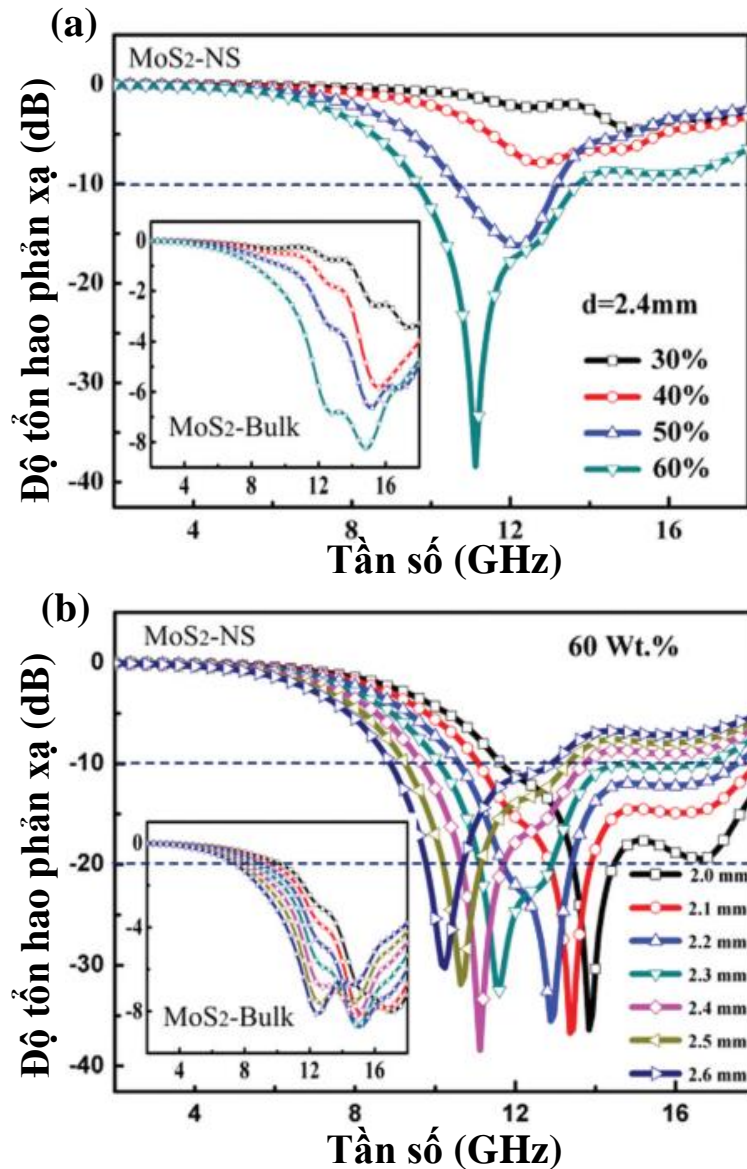


Hình 1.14. Sự thay đổi độ dẫn của MoS₂-NS với giá trị pha tạp và nguyên chất [71]

Trong đó trở kháng và tổn hao phản xạ RL của mẫu được tính theo công thức:

$$Z_{in} = Z_0 (\mu_r / \varepsilon_r)^{\frac{1}{2}} \tanh [j(2\pi f d / c) (\mu_r \varepsilon_r)^{\frac{1}{2}}] \quad (1.41)$$

$$RL = 20 \log |(Z_{in} - Z_0) / (Z_{in} + Z_0)| \quad (1.42)$$



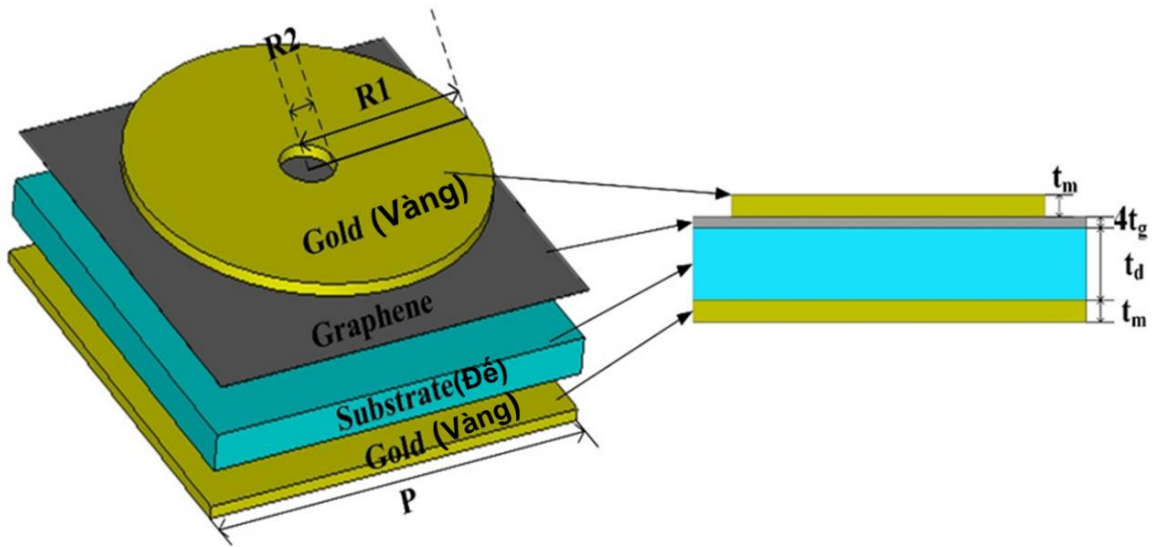
Hình 1.15. Phổ tổn hao phản xạ của MoS₂ dạng khối và màng theo chiều dày [71].

1.3. Một số mô hình MPA tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều (MPA-2DP)

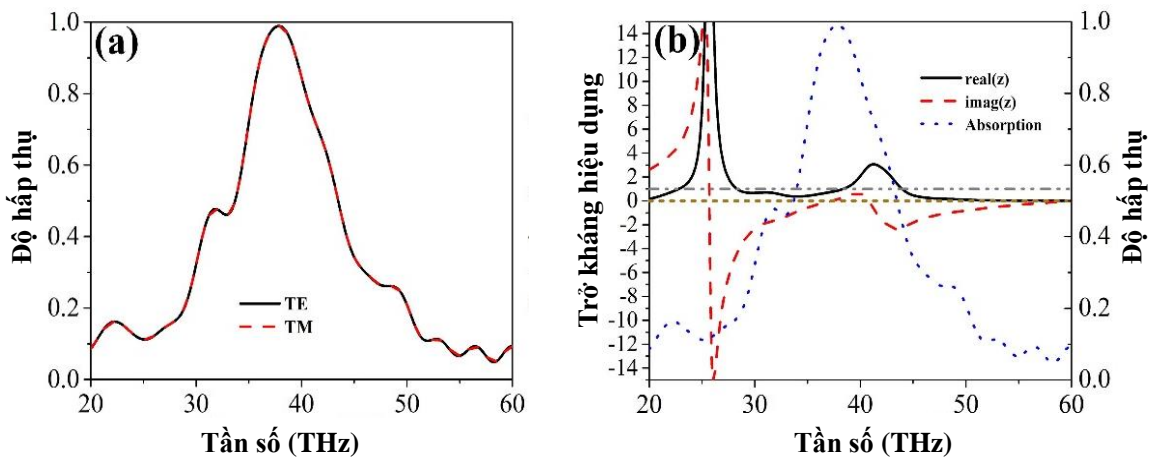
1.3.1. Cấu trúc MPA tích hợp một phần graphene

Trong cấu trúc vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ truyền thống, lớp cấu trúc kim loại tuần hoàn mặt trên luôn được thiết kế theo điều kiện đảm bảo giá trị trở kháng của vật liệu bằng với trở kháng của môi trường hoạt động. Do đó, tùy vào vùng/dải tần số hoạt động mà cấu trúc cộng hưởng có dạng khác nhau. Những thiết kế gần đây được các nhóm nghiên cứu trên thế giới quan tâm cho mục tiêu điều khiển/kiểm soát đặc tính cộng hưởng thường là cấu trúc

dạng đối xứng hoặc đồng trục, tiêu biểu như thiết kế ô cơ sở của của cấu trúc MPA-graphene được minh họa trong Hình 1.16 [23, 24]. Cấu trúc đề xuất bao gồm bốn lớp: một vòng cộng hưởng bằng kim loại và một mặt phẳng kim loại được ngăn cách bởi một lớp điện môi và tích hợp 1 lớp graphene ngay bên dưới cấu trúc kim loại tuần hoàn mặt trước. Vòng cộng hưởng và tấm kim loại (vàng) có bề dày $t_m = 0,1 \mu\text{m}$ [25,26]. Lớp điện môi có độ điện thẩm tương đối là $\epsilon_d = 1,6$ [27] và được phủ bốn lớp graphene với độ dày mỗi lớp là $t_g = 0,34 \text{ nm}$.



Hình 1.16. Mô hình ô cơ sở của cấu trúc hấp thụ dựa trên graphene với dạng một vòng cộng hưởng. Các thông số được liệt kê như sau: $P = 3,6 \mu\text{m}$, $R_1 = 1,6 \mu\text{m}$, $R_2 = 0,25 \mu\text{m}$, $t_d = 0,3 \mu\text{m}$, $t_g = 0,34 \text{ nm}$ và $t_m = 0,1 \mu\text{m}$. [23, 24]



Hình 1.17. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc tạo bởi một vòng cộng hưởng. (b) Phần thực và phần ảo của trở kháng hiệu dụng z của cấu trúc tương ứng.

Như đã trình bày ở phần trên, nếu xét riêng về đặc tính điện từ của graphene, độ điện thẩm của graphene ε_G có thể được biểu diễn bởi [29,30]:

$$\varepsilon_G = 1 + j \frac{\sigma(\omega)}{\varepsilon_0 \omega t_g} \quad (1.43)$$

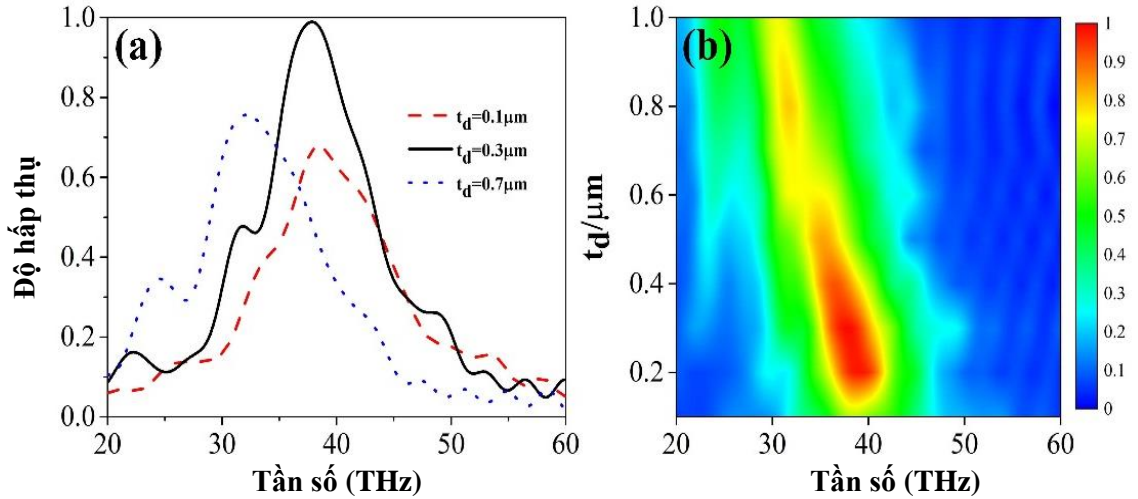
Ở đây, ω là tần số góc, t_g là độ dày của một lớp graphene, ε_0 là độ điện thẩm của chân không. $\sigma(\omega) = \sigma_{\text{intra}}(\omega) + \sigma_{\text{inter}}(\omega)$ là độ dẫn điện bề mặt của graphene, σ_{intra} và σ_{inter} là độ dẫn điện intraband và độ dẫn interband và được xác định như sau:

$$\sigma_{\text{intra}} = -j \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - j\Gamma)} \left(\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1 \right) \right) \quad (1.44)$$

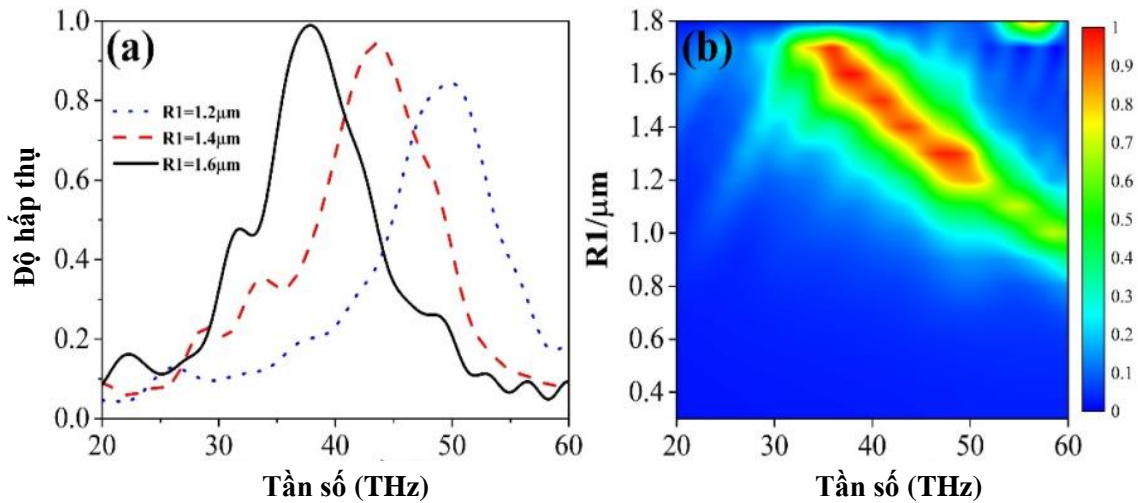
$$\sigma_{\text{inter}} = -j \frac{e^2}{4\pi \hbar} \ln \left(\frac{2\mu_c - (\omega - j\Gamma)\hbar}{2\mu_c + (\omega - j\Gamma)\hbar} \right) \quad (1.45)$$

trong đó, e là điện tích của electron, μ_c là thế hóa học, Γ là tốc độ tán xạ, T là nhiệt độ Kelvin, k_B là hằng số Boltzman, \hbar là hằng số Planck rút gọn. Trong mô phỏng, $T = 300$ K, $\mu_c = 0,6$ eV, $\Gamma = 2\pi \times 2,42$ THz [27]. Đối với mô phỏng, phổ hấp thụ của cấu trúc một vòng cộng hưởng dựa trên graphene dưới sóng tới trực giao với bề mặt mô hình được minh họa trong Hình 1.17 (a), trong đó các đường liền nét biểu thị kết quả trong trường hợp phân cực TE, và đường gạch ngang đặc trưng cho phân cực TM.

Như quan sát trên Hình 1.17, độ hấp thụ đạt được 99% tại 37,8 THz. Sự hấp thụ có thể được giải thích bằng lý thuyết phối hợp trở kháng và cộng hưởng điện từ mạnh như trình bày ở trên [30]. Hình 1.17 (b) cho thấy phần thực (đường liền nét) và phần ảo (đường nét đứt) của trở kháng tương đối $z = \mathbf{Z}/\mathbf{Z}_{\text{không khí}}$. Có thể thấy rằng trở kháng tương đối z gần bằng 1 tại xung quanh tần số 37,8 THz, có nghĩa là trở kháng của cấu trúc được điều chỉnh gần với giá trị trở kháng của môi trường hoạt động. Do đó, năng lượng của sóng điện từ tới có thể được truyền qua hoàn toàn mặt phân cách giữa bề mặt kim loại phía trên của cấu trúc và môi trường hoạt động [25,32].



Hình 1.18. (a) Sự phụ thuộc của phổ hấp thụ của cấu trúc một vòng cộng hưởng theo độ dày điện môi $t_d = 0,1 \mu\text{m}$, $0,3 \mu\text{m}$ và $0,7 \mu\text{m}$, và (b) Phổ màu biểu diễn độ hấp thụ khi t_d thay đổi từ $0,1 \mu\text{m}$ đến $1 \mu\text{m}$.



Hình 1.19. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc một vòng đơn đối với $R_1 = 1,2 \mu\text{m}$, $1,4 \mu\text{m}$ và $1,6 \mu\text{m}$. và (b) bản đồ màu hấp thụ với R_1 thay đổi từ $0,3 \mu\text{m}$ đến $1,8 \mu\text{m}$.

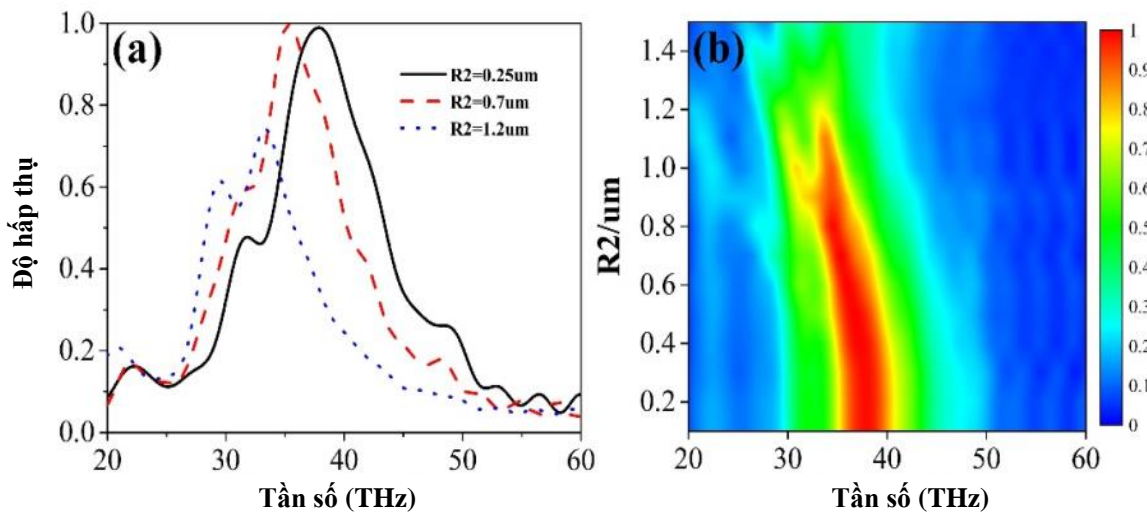
Ảnh hưởng của các tham số hình học của cấu trúc MPA lên tính chất hấp thụ được khảo sát trên Hình 1.18. Kết quả mô phỏng thể hiện đỉnh phổ hấp thụ chuyển sang tần số thấp hơn khi t_d tăng dần, trong khi đó $t_d = 0,3 \mu\text{m}$ là giá trị tối ưu cho độ hấp thụ cao. Hình 1.19 so sánh phổ hấp thụ cho các giá trị khác nhau của bán kính ngoài R_1 . Trong trường hợp này đỉnh hấp thụ bị dịch về tần số thấp hơn và độ hấp thụ tăng lên khi giá trị R_1 tăng dần. Sau đó, sự hấp thụ biến mất khi R_1 tăng lên $1,7 \mu\text{m}$. Bên cạnh đó, Hình 1.20 là kết quả khảo sát

ảnh hưởng của bán kính trong R_2 đến sự hấp thụ, phổ hấp thụ dịch chuyển đến tần số thấp hơn khi R_2 tăng dần và cuối cùng biến mất với $R_2 = 1,2 \mu\text{m}$.

Để giải thích kết quả quan sát ở trên, chúng ta có thể dựa trên công thức phụ thuộc của tần số cộng hưởng theo tham số cấu trúc được tính từ tài liệu tham khảo [32]:

$$2\pi r = \lambda = \frac{c}{f\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (1.46)$$

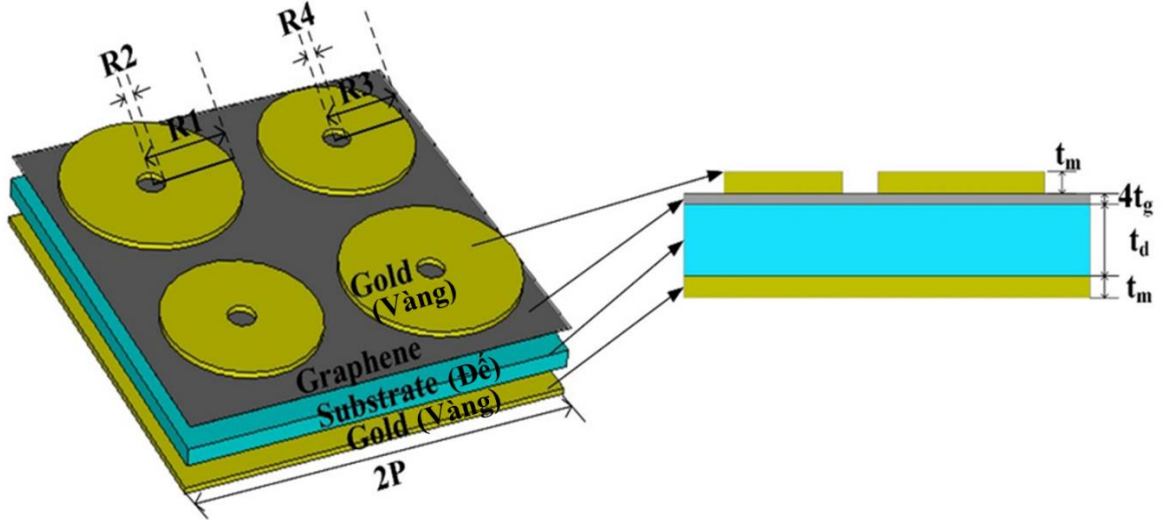
trong đó, $r = (R_1 + R_2)/2$ là bán kính trung bình của vòng cộng hưởng, λ và f lần lượt là bước sóng và tần số cộng hưởng, c là vận tốc của ánh sáng trong không gian tự do, và ϵ_{eff} là hằng số điện môi hiệu dụng của tấm nền. Khi R_1 và R_2 tăng lên làm cho giá trị r tăng, dẫn đến tần số hấp thụ bị dịch chuyển về phía tần số thấp. Khi độ dày của tấm điện môi tăng, hằng số điện môi hiệu dụng của cấu trúc bị thay đổi dẫn đến tần số cộng hưởng bị dịch theo xu hướng khảo sát.



Hình 1.20. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc vòng đơn với $R_2 = 0,25 \mu\text{m}$, $0,7 \mu\text{m}$ và $1,2 \mu\text{m}$, và (b) bản đồ màu của sự hấp thụ với R_2 thay đổi từ $0,1 \mu\text{m}$ đến $1,5 \mu\text{m}$.

Từ phân tích ở trên, có thể kết luận về biên độ và tần số hấp thụ bị ảnh hưởng mạnh bởi bán kính vòng cộng hưởng. Do đó, cấu trúc siêu ô cơ sở gồm 4 vòng cộng hưởng khác nhau được đánh giá trên Hình 1.21 theo các thông số của cấu trúc như sau: $P = 3,6 \mu\text{m}$, $R_1 = 1,6 \mu\text{m}$, $R_2 = 0,25 \mu\text{m}$, $R_3 = 1,4 \mu\text{m}$, và

$R_4 = 0,25 \mu\text{m}$, $t_g = 0,34 \text{ nm}$, $t_d = 0,3 \mu\text{m}$, và $t_m = 0,1 \mu\text{m}$. $T = 300 \text{ K}$, $\mu_c = 0,6 \text{ eV}$, và $\Gamma = 2\pi \times 2,42 \text{ THz}$. Bốn vòng cộng hưởng có vai trò duy trì độc lập các đỉnh hấp thụ theo góc phân cực và có thể thu được sự hấp thụ băng tần rộng được cho trong Hình 1.22(a). Cả hai loại cấu trúc đều cho thấy khả năng hấp thụ gần như tuyệt đối, và do sự tương tác giữa các vòng lân cận, độ rộng của phổ hấp thụ đạt $7,1 \text{ THz}$ với độ hấp thụ trung bình trên 90% .

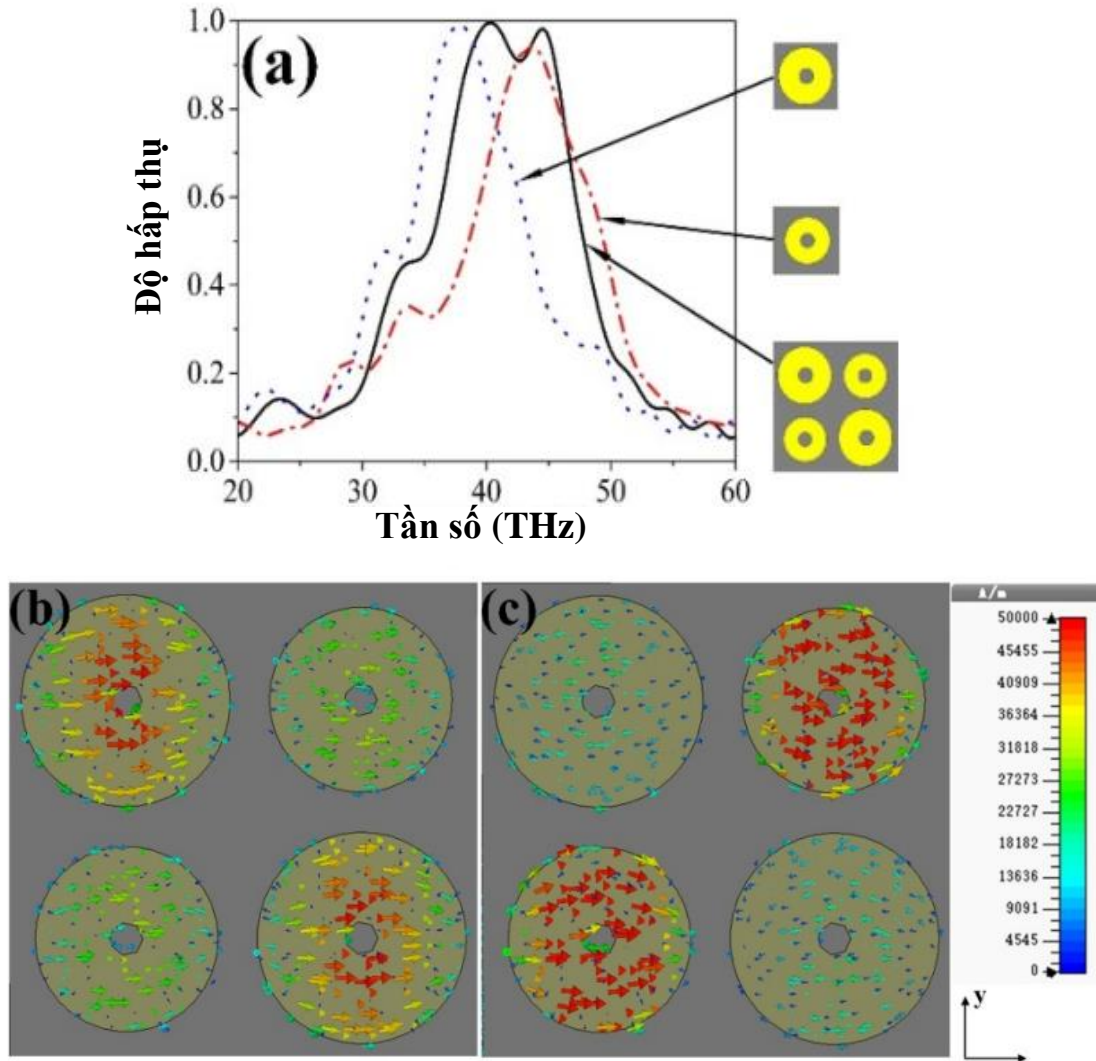


Hình 1.21. Sơ đồ của cấu trúc hấp thụ gồm bốn vòng cộng hưởng kim loại với bán kính khác nhau.

Để làm rõ cơ chế hoạt động của MPA-2DP dải tần rộng, phân bố dòng điện cảm ứng trên bề mặt kim loại ở các tần số cộng hưởng là $40,2 \text{ THz}$ và $44,5 \text{ THz}$ theo sự phân cực TE được biểu diễn Hình 1.22 (b) và 1.22 (c). Dễ thấy, dòng điện cảm ứng xuất hiện tập trung mạnh ở vị trí vòng cộng hưởng lớn tại tần số $40,2 \text{ THz}$, trong khi sự tăng cường mật độ dòng cảm ứng tập trung tại xung quanh vòng nhỏ ở tần số $44,5 \text{ THz}$. Đây chính là nguyên nhân chính dẫn tới hai cộng hưởng và tạo ra độ hấp thụ mạnh tại hai vị trí tần số trên do điều kiện phối hợp trở kháng hoàn hảo được thỏa mãn.

Hình 1.23 (a) mô tả phổ hấp thụ với các giá trị khác nhau của thế hóa học $\mu_c = 0,2, 0,6$ và $1,0 \text{ eV}$ tương ứng. Phổ phân bố màu mô tả sự thay đổi độ hấp thụ khi μ_c trong Hình 1.23 (b) cũng cho thấy đỉnh hấp thụ dịch chuyển sang tần

số cao hơn khi μ_c tăng dần. Đặc biệt, đối với $\mu_c = 0,6$ eV, phổ hấp thụ đạt được giá trị tối ưu về độ rộng phổ và cường độ của đỉnh hấp thụ.



Hình 1.22. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc bốn vòng. (b) Phân bố dòng điện cảm ứng trên ở mặt trên của cấu trúc hấp thụ bốn vòng ở tần số cộng hưởng 40,2 THz dưới phân cực TE. (c) Phân bố dòng điện cảm ứng ở mặt trên của cấu trúc hấp thụ bốn vòng ở tần số cộng hưởng 44,5 THz dưới phân cực TE.

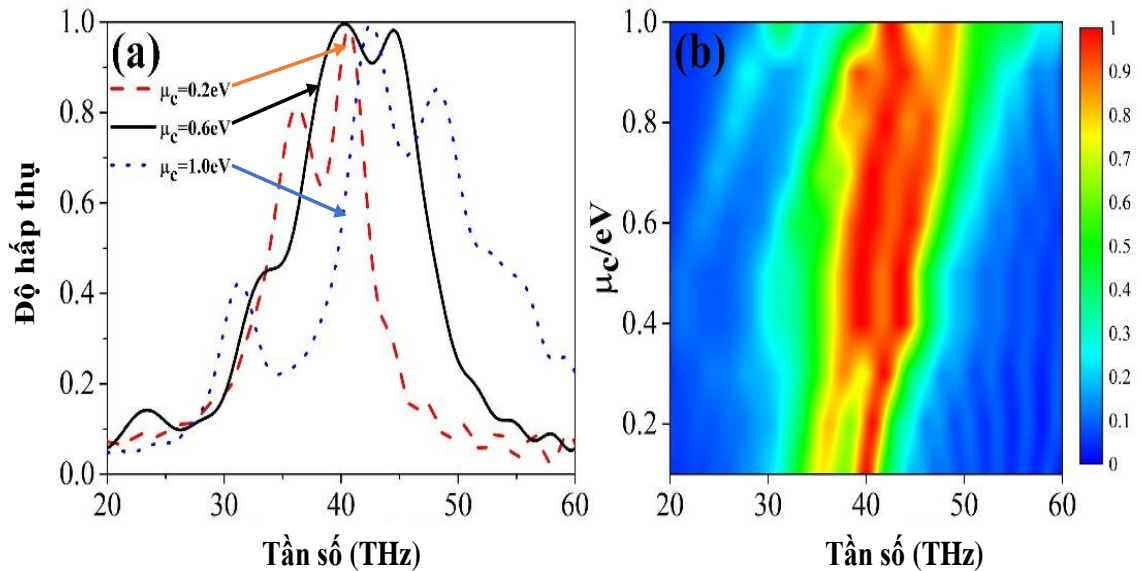
Như đã đề cập ở trên, độ điện thẩm của graphene có thể ảnh hưởng đến độ hấp thụ. Độ dẫn điện của graphene có thể được biểu thị bằng $\sigma = \sigma_{intra} + \sigma_{inter}$. Nhưng trong một số trường hợp, độ dẫn điện interband σ_{inter} là không đáng kể, có nghĩa là $\sigma(\omega)$ có thể giảm xuống [33]:

$$\sigma(\omega) = \sigma_{intra} = -j \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega - j\Gamma)} \left(\frac{\mu_c}{k_B T} + 2 \ln \left(e^{-\frac{\mu_c}{k_B T}} + 1 \right) \right) \quad (1.47)$$

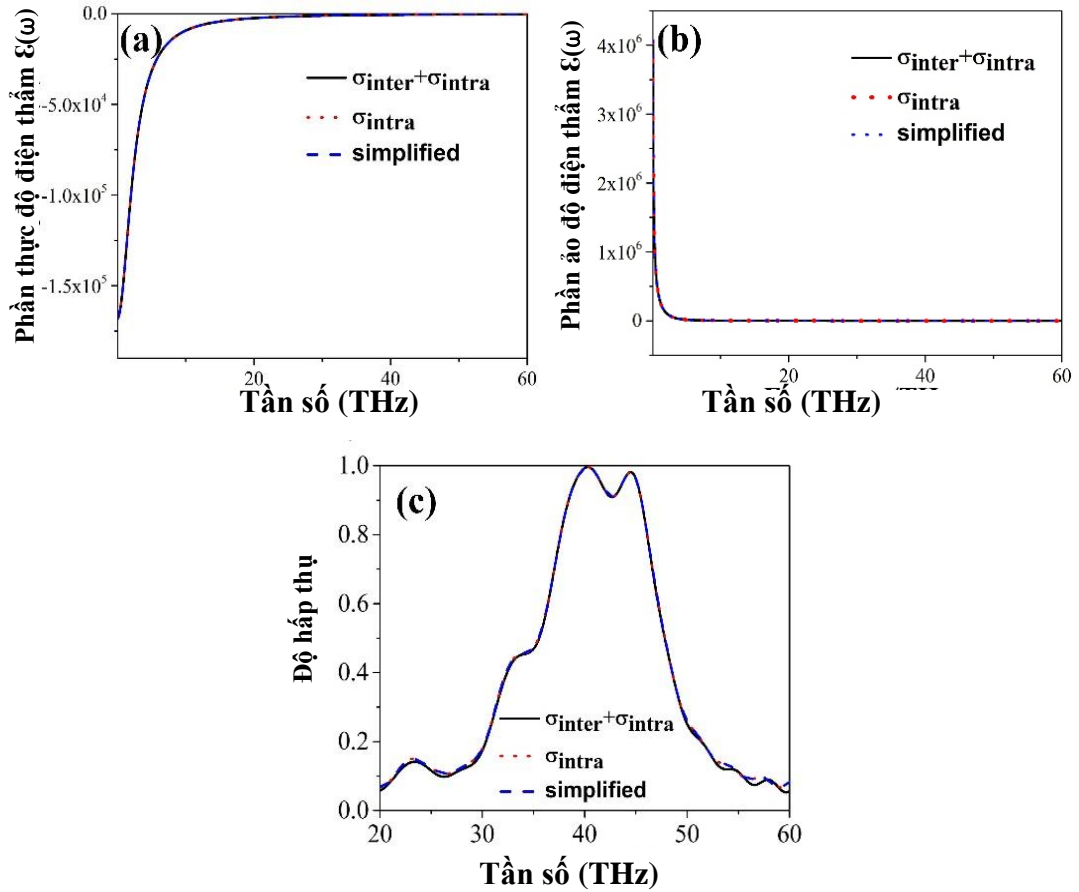
Hơn nữa, một dạng biểu thức đơn giản khác, trong đó độ điện thẩm phức của graphene được mô hình hóa là:

$$\varepsilon_G(\omega) = 1 + \frac{j\sigma_G(\omega)}{\varepsilon_0\omega} \approx \frac{-\omega_P^2}{\omega(\omega + j\Gamma/\hbar)} \quad (1.48)$$

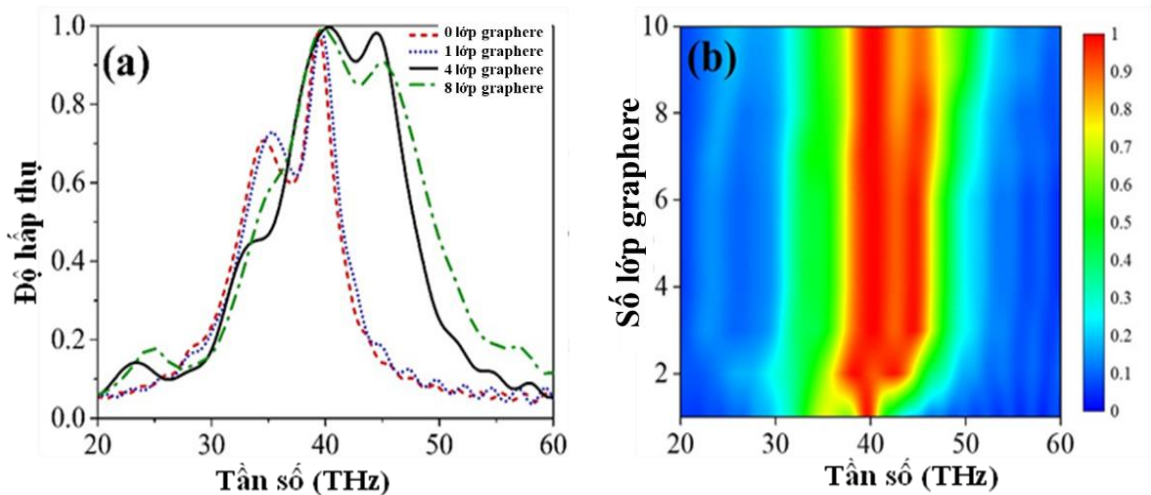
trong đó, $\omega_P^2 = (e^2\mu_c)/(t_d\varepsilon_0\pi\hbar^2)$, ω_P là tần số plasma. Hình 1.22(a) và 1.22(b) cho thấy phần thực và phần ảo của độ điện thẩm tương đối của graphene được tính bằng các phương pháp khác nhau. Có thể thấy rằng độ điện thẩm tương đối được sử dụng trong các tài liệu tham khảo khác nhau [9,31,38] gần như thống nhất. Hình 1.24(c) trình bày kết quả phổ hấp thụ bằng cách sử dụng ba giá trị của độ điện thẩm của graphene trong Hình 1.24 (a) – 1.24 (b) áp dụng cho trường hợp cấu trúc trong Hình 1.21. Đường nét liền, chấm và đường nét đứt biểu thị kết quả phổ hấp thụ tương ứng khi dùng các biểu thức $\sigma = \sigma_{\text{intra}} + \sigma_{\text{inter}}$, $\sigma = \sigma_{\text{intra}}$ và dạng đơn giản hóa theo phương trình (1.46). Có thể thấy rằng phổ hấp thụ của cấu trúc là giống nhau đối với ba biểu thức khác nhau của graphene trong vùng tần số khảo sát. Do đó, để đơn giản hóa việc tính toán dựa trên việc sử dụng độ điện thẩm rút gọn của graphene trong mô phỏng.



Hình 1.23. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc dạng bốn vòng với $\mu_c = 0,2\text{ eV}$, $0,6\text{ eV}$ và $1,0\text{ eV}$. (b) Bản đồ màu của sự hấp thụ với μ_c thay đổi từ $0,1\text{ eV}$ đến $1,0\text{ eV}$.

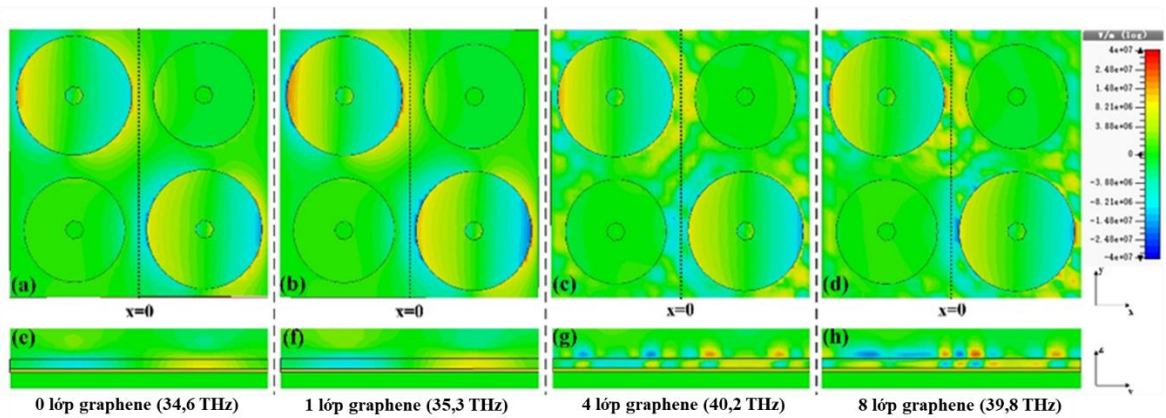


Hình 1.24. (a) Phần thực và (b) phần ảo của độ điện thẩm tương đối của graphene được tính bằng các phương pháp khác nhau. (c) Phổ hấp thụ của cấu trúc siêu ô cơ sở sử dụng ba phương pháp tính độ điện thẩm khác nhau của graphene.



Hình 1.25. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc gồm bốn vòng cộng hưởng 0 lớp graphene, 1 lớp, 4 lớp và 8 lớp (b) Bản đồ màu sắc của sự hấp thụ với số lớp graphene thay đổi từ 1 đến 10 lớp.

Hình 1.25(a) cho thấy ảnh hưởng của các lớp graphene đến sự hấp thụ. Các đường gạch ngang, chấm chấm, nét liền và nét đứt lần lượt mô tả phổ hấp thụ khi tích hợp: 0, 1, 4 và 8 lớp graphene. Dễ thấy, độ hấp thụ giảm đáng kể nếu không tích hợp graphene trên cấu trúc. Phổ hấp thụ thay đổi nhỏ khi chỉ có một lớp graphene được đưa vào cấu trúc. Tuy nhiên, khi số lượng lớp graphene tăng lên bốn lớp, cả độ rộng phổ hấp thụ và độ hấp thụ đều được tăng cường và bị suy giảm khi tiếp tục tăng số lượng lớp graphene. Hình 25 (b) trình bày phổ phân bố màu của sự hấp thụ với các lớp graphene thay đổi từ 1 đến 10 lớp. Dễ thấy, phổ hấp thụ thay đổi từ rất hẹp (đơn lớp) tiến tới độ rộng phổ hấp thụ được tăng cường (hai lớp) và cuối cùng là sự chồng chập giữa các đỉnh hấp thụ bị suy giảm khi các lớp graphene tiếp tục tăng lên (10 lớp).

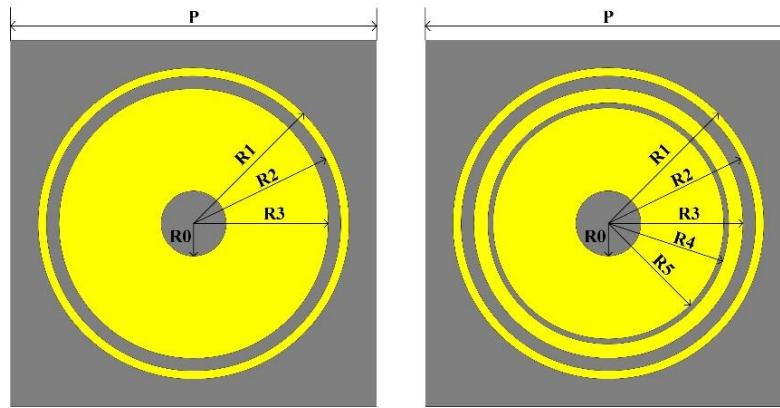


Hình 1.26. Hình ảnh phân bố nhìn từ trên xuống của phân bố thành phần E_z đối với (a) không có lớp graphene ở 34,6 THz (b) đơn lớp graphene ở 35,3 THz, (c) bốn lớp graphene ở 40,2 THz, và (d) tám lớp graphene ở 39,8 THz. Phân bố E_z trong mặt phẳng $yo z$ tại $x = 0$ (e) không có graphene, (f) đơn lớp graphene, (g) bốn lớp graphene, và (h) tám lớp graphene.

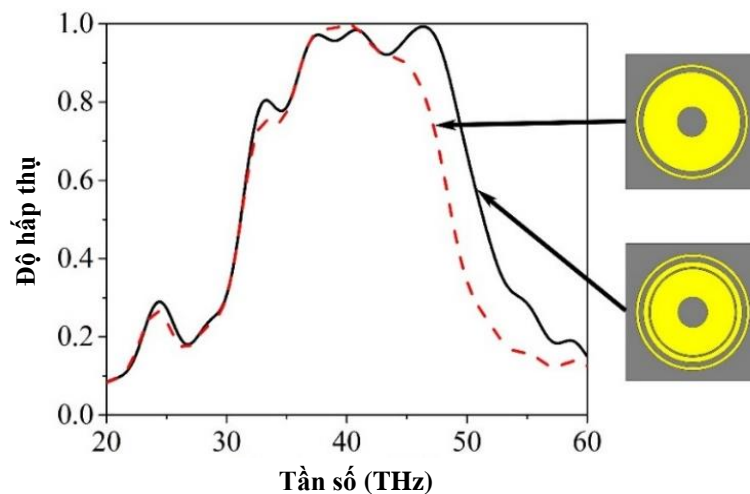
Để tiếp tục làm rõ cơ chế vật lý của sự hấp thụ với số lớp graphene khác nhau. Hình 1.26 (a) - (d) là hình ảnh phân bố điện trường E_z ở các tần số cộng hưởng lần lượt là $f = 34,6$ THz, 35,3 THz, 40,2 THz và 39,8 THz ứng với các trường hợp 0, 1, 4 và 8 lớp graphene. Có thể thấy rõ điện trường được phân bố rộng hơn trên bề mặt của graphene khi tích hợp bốn lớp hoặc tám lớp graphene, so với các trường hợp 0-1 lớp. Hình 1.26 (e) -1.26 (h) trình bày phân bố E_z

trong mặt phẳng yoz tại $x = 0$. Dễ thấy, sự phân bố điện trường trong Hình 1.26 (e) và 1.26 (f) là tương tự nhau, trong khi ở Hình 1.26 (g) và (h) thể hiện sự phân bố tập trung mạnh tại biên phân cách giữa tấm điện môi và graphene.

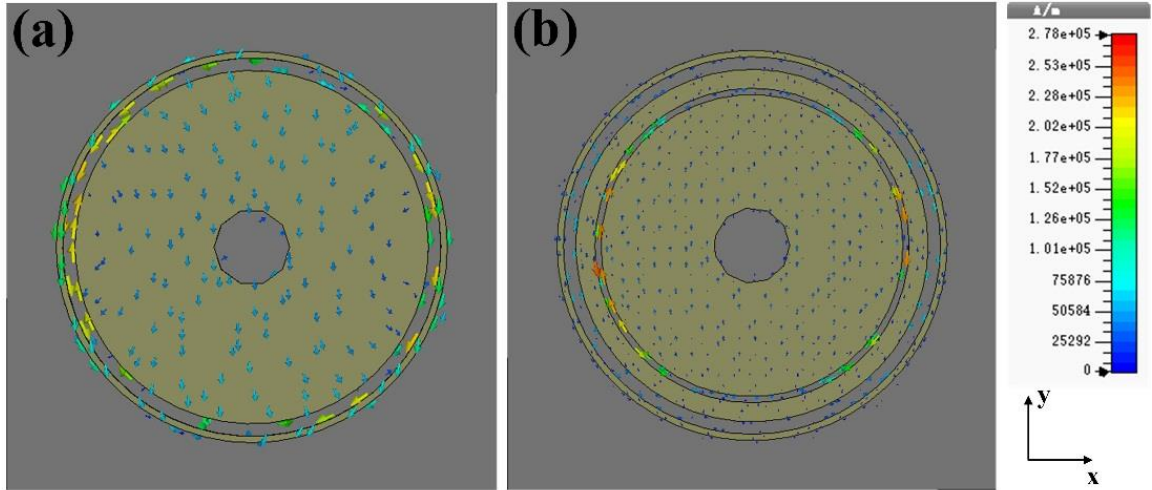
Hấp thụ băng tần rộng cũng có thể đạt được bằng cách thiết kế các cấu trúc cộng hưởng bằng cách sắp xếp theo dạng đồng trục. Cấu trúc siêu ô cơ sở được minh họa trong Hình 1.27, các thông số của cấu trúc hai - ba vòng cộng hưởng kín đồng trục như sau: $P = 3,9$, $R_0 = 0,3 \mu\text{m}$, $R_1 = 1,55 \mu\text{m}$, $R_2 = 1,5 \mu\text{m}$, $R_3 = 1,4 \mu\text{m}$, $R_4 = 1,25 \mu\text{m}$ và $R_5 = 1,2 \mu\text{m}$. Hình 1.28 biểu diễn phổ hấp thụ của các cấu trúc hai và ba vòng cộng hưởng đồng trục. Độ rộng tương đối của phổ hấp thụ ($A > 90\%$) đối với cấu trúc hai và ba vòng cộng hưởng lần lượt là 8,7 THz và 11,9 THz.



Hình 1.27. Cấu trúc ô đơn vị của gồm hai và ba vòng cộng hưởng đồng trục.



Hình 1.28. Phổ hấp thụ của cấu trúc gồm hai và ba vòng cộng hưởng đồng trục dựa trên nền graphene.

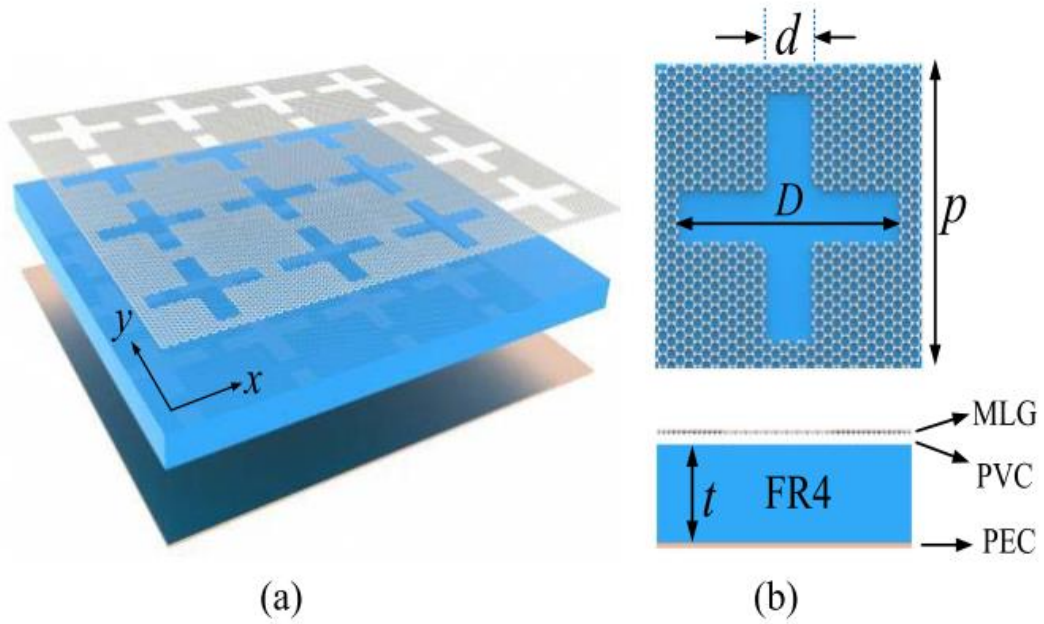


Hình 1.29. (a) Phân bố dòng điện cảm ứng trên bề mặt của cấu trúc hai vòng cộng hưởng đồng trục ở tần số cộng hưởng 47 THz dưới phân cực y vuông góc. (b) Phân bố dòng điện bề mặt của cấu trúc ba vòng cộng hưởng đồng trục ở tần số cộng hưởng là 47 THz theo tỷ lệ phân cực vuông góc.

Để hiểu cơ chế của sự hấp thụ băng tần rộng, phân bố dòng điện cảm ứng trên bề mặt ở mặt trên cùng của cấu trúc tại 47 THz được mô phỏng trong Hình 1.29 (a) và 1.29 (b) tương ứng cho cấu trúc hai và ba vòng cộng hưởng đồng trục. Sự phân bố dòng điện là tương tự đối với các cấu trúc MPAs truyền thống, bắt nguồn từ cộng hưởng từ và tương tác trường gần giữa hai cấu trúc cộng hưởng lân cận.

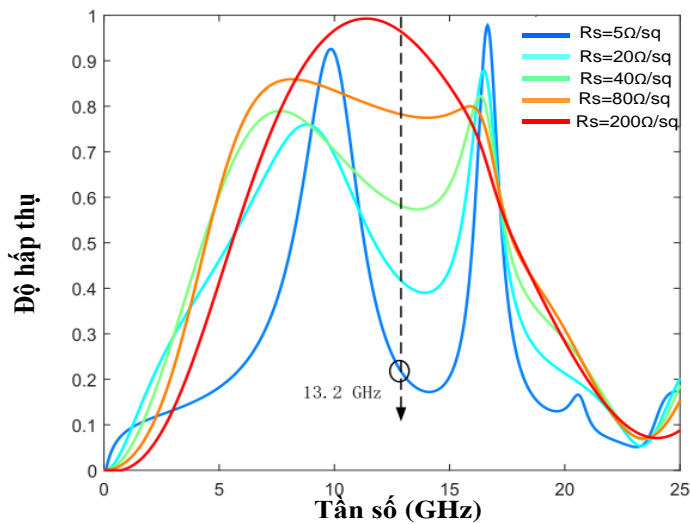
1.3.2. Cấu trúc MPA dựa trên cộng hưởng mặt trước hoàn toàn bằng vật liệu 2D

Trong trường hợp nghiên cứu đặc tính hấp thụ của MPAs khi thay thế kim loại hoàn toàn bởi lớp graphene, sơ đồ thiết kế cấu trúc ô cơ sở được mô tả trên Hình 1.30(a) và (b) [34]. Thông số cấu trúc được tối ưu tại: $p = 10$ mm, $D = 9$ mm và $d = 2$ mm. Một lớp PVC dày 75 μm với độ điện thẩm tương đối là 3.5 chứa lớp graphene và sau đó được đặt trên một tấm FR4. Tấm FR4 này được phủ một lớp chất dẫn điện ở phía sau. Chú ý rằng lớp PVC có độ dày nhỏ hơn nhiều so với bước sóng, do đó, nó có rất ít ảnh hưởng đến cộng hưởng của toàn bộ cấu trúc. Chiều dày của lớp FR4 là $t = 3$ mm và độ điện thẩm tương đối là 4,4. Dải tần số để phân tích là từ 1 đến 25 GHz.



Hình 1.30. Ô cơ sở của MPA khi graphene thay thế cho cấu trúc kim loại
(a) ba chiều và (b) hai chiều.

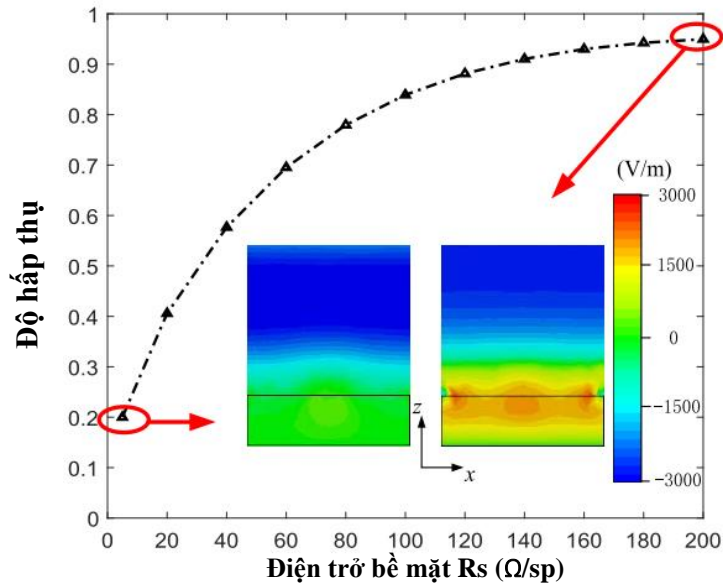
Phổ hấp thụ của cấu trúc trên khi sóng điện từ tới theo phương vuông góc và phân cực TE được thể hiện trong Hình 1.31, từ đó có thể nhận thấy có sự thay đổi của đỉnh hấp thụ dịch chuyển từ 11,9 GHz tới 13,2 GHz, điều này có nguyên nhân là do có thêm phần điện kháng được tạo ra bởi các cấu trúc.



Hình 1.31. Phổ hấp thụ của MPA đề xuất với các giá trị điện trở bề mặt khác nhau của graphene.

Tại tần số 13,2 GHz, khi điện trở bề mặt của lớp graphene có giá trị khoảng 200 Ω/sq , cấu trúc đạt độ hấp thụ $A > 0,95$ và năng lượng sóng tới hầu

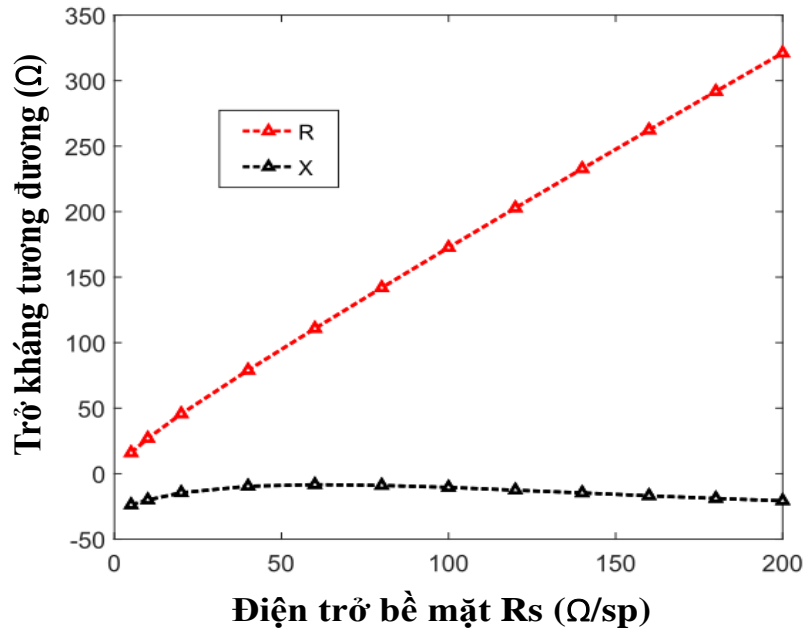
như bị hấp thụ hoàn toàn. Khi điện trở bề mặt giảm, độ phản xạ tăng lên, khi điện trở bề mặt giảm xuống còn $5 \Omega/\text{sq}$, độ hấp thụ nhỏ hơn 0,2 và cấu trúc thể hiện đặc tính phản xạ gần như toàn phần. Mối quan hệ giữa độ hấp thụ tại 13,2 GHz và điện trở bề mặt của graphene được trình bày trên Hình 1.29. Hình 1.29 cũng mô tả phân bố điện trường trong mặt phẳng xoz dưới kích thích của sóng phân cực TE, hình bên trái tương ứng với $R_s = 5 \Omega/\text{sq}$ và hình bên phải tương ứng với $200 \Omega/\text{sq}$, từ đây chúng ta có thể thấy rằng sóng điện từ không thể truyền vào trong cấu trúc MM trong trường hợp điện trở mặt thấp. Ngược lại, khi điện trở bề mặt đạt tới $200 \Omega/\text{sq}$, sóng tới bị tiêu tán mạnh bên trong cấu trúc hấp thụ và hình thành điện trường cảm ứng lớn nhất tại vị trí của lớp graphene.



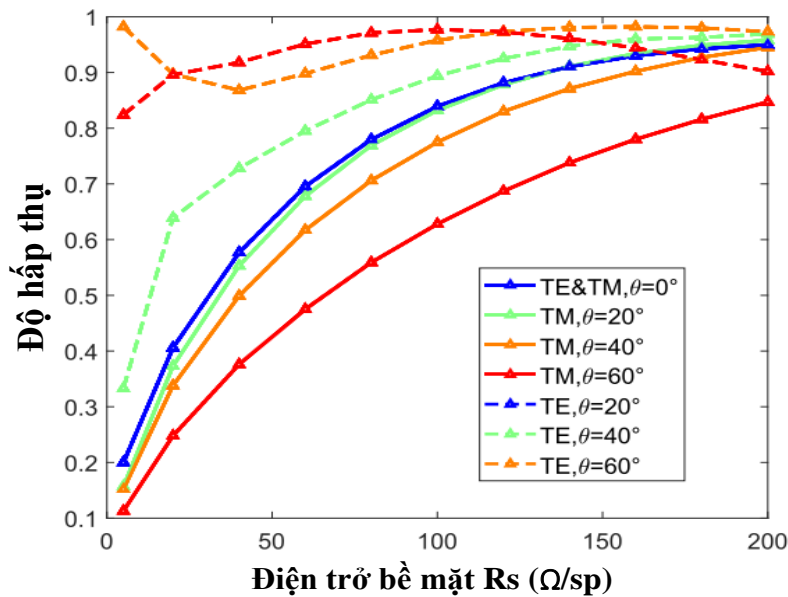
Hình 1.32. Độ hấp thụ của MPA tại 13,2 GHz thay đổi theo điện trở bề mặt của graphene. Hình điện trường trong mặt phẳng xoz dưới sự kích thích của sóng phân cực TE. Trái: $R_s = 5 \Omega/\text{sq}$ và Phải: $200 \Omega/\text{sq}$.

Cơ chế có thể được giải thích theo điều kiện kết hợp của trở kháng tương đương. Điện trở và điện kháng tối ưu tại 13,2 GHz được tính lần lượt là 334 và 120Ω . Trong Hình 1.33, khi điện trở bề mặt tăng từ 5 đến $200 \Omega/\text{sq}$, giá trị của trở kháng tương đương hiệu dụng tăng dần đến giá trị tối ưu để hiệu ứng phối hợp trở kháng có thể xảy ra. Sự thay đổi độ hấp thụ dưới các góc tới khác nhau được hiển thị trong Hình 1.34. Do đối xứng trục của cấu trúc, khi sóng điện từ kích thích theo phân cực TE và TM là giống nhau tại $\theta = 0^\circ$. Với trường hợp phân cực TM, độ hấp thụ vẫn giữ trên 0,7 tại 13,2 GHz khi θ thay đổi từ 0°

đến 60° , điều này thể hiện tính chất ổn định của cộng hưởng từ. Tuy nhiên, khi sóng tới là phân cực TE, độ hấp thụ ở 13,2 GHz chỉ có thể duy trì tốt khi góc tới trong phạm vi 20° . Các phương pháp để cải thiện hiệu suất hấp thụ đối với sóng điện từ tới với góc tới lớn có thể kể đến như tăng số lượng lớp cấu trúc hoặc tăng cường hệ số dập tắt dựa trên tối ưu hóa cấu trúc [35].

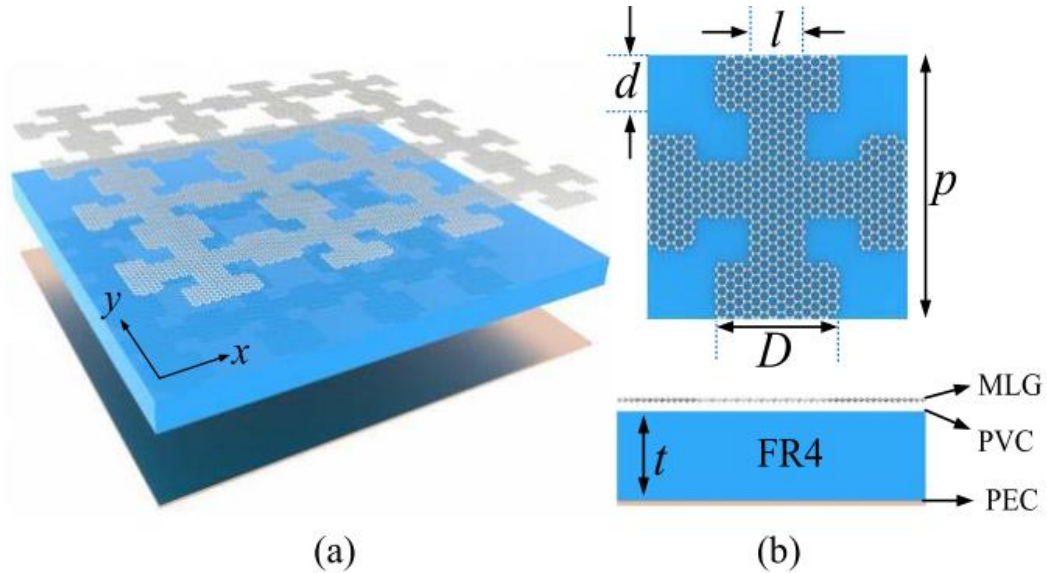


Hình 1.33. Trở kháng và điện kháng tương đương của lớp graphene trong MPA ở 13,2 GHz theo điện trở bề mặt của MLG.

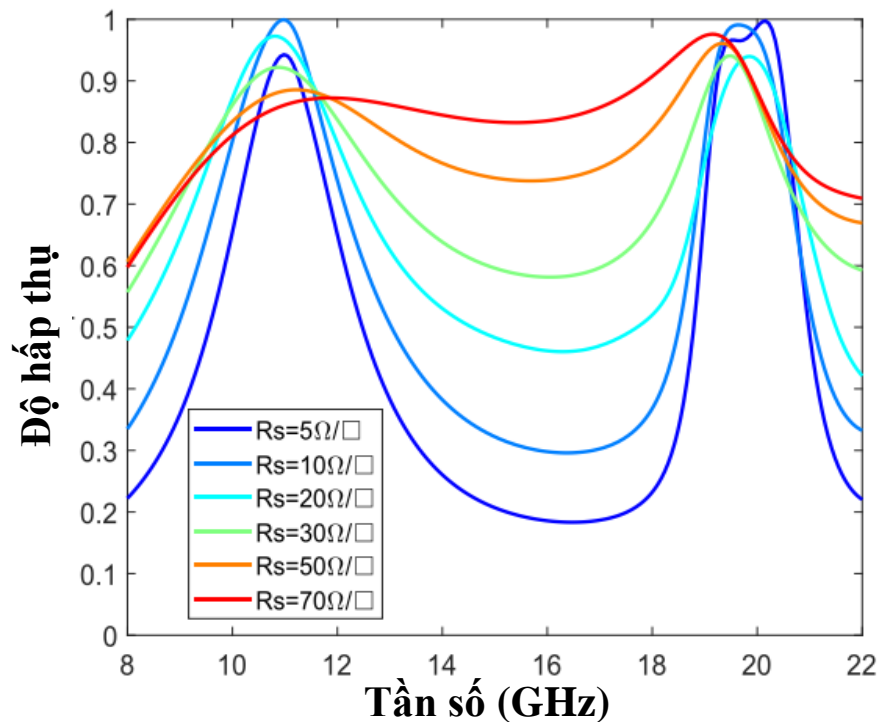


Hình 1.34. Độ hấp thụ của MPA ở 13,2 GHz với các góc tới khác nhau đối với các phân cực TM và TE.

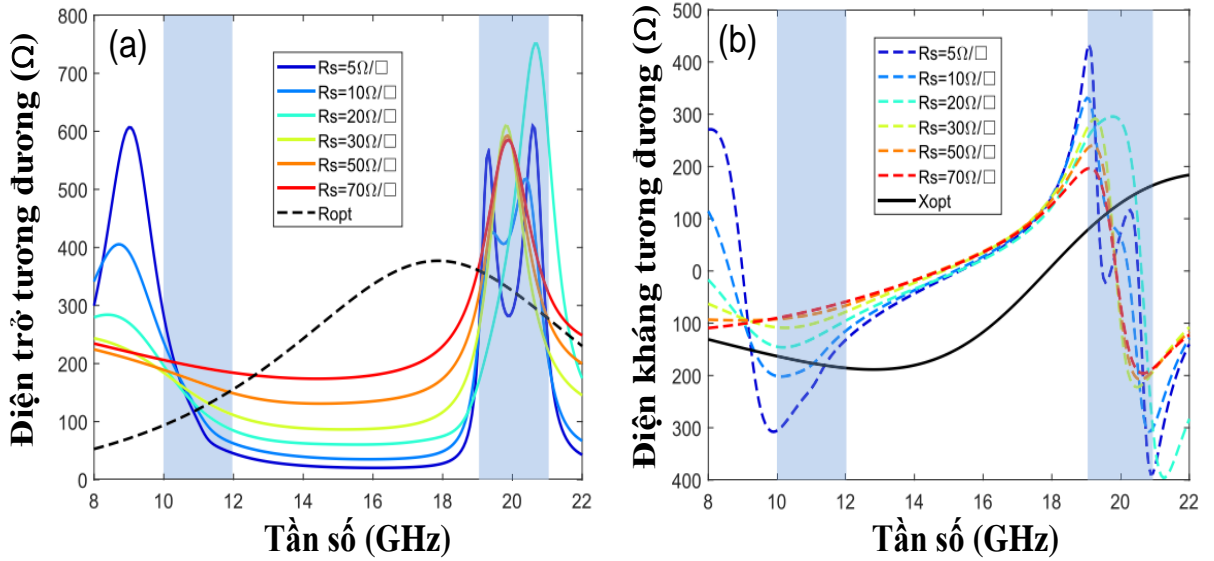
Dựa trên các nghiên cứu đơn/đa dải tần, một cấu trúc cải tiến của MPA để đạt được băng thông rộng được đề xuất như trong Hình 1.35 (a) và (b). Các thông số hình học của các mẫu được chọn là: $D = 5$ mm, $d = 3,5$ mm và $l = 1,5$ mm, $p = 13$ mm, độ dày của lớp FR4 là $t = 2$ mm, và độ điện thẩm tương đối là 4,4.



Hình 1.35. Cấu trúc ô cơ sở của MPA sau khi cải tiến (a) ba chiều và (b) hai chiều.



Hình 1.36. Phổ hấp thụ của MPA dải kép phụ thuộc theo các giá trị điện trở bề mặt khác nhau của graphene.

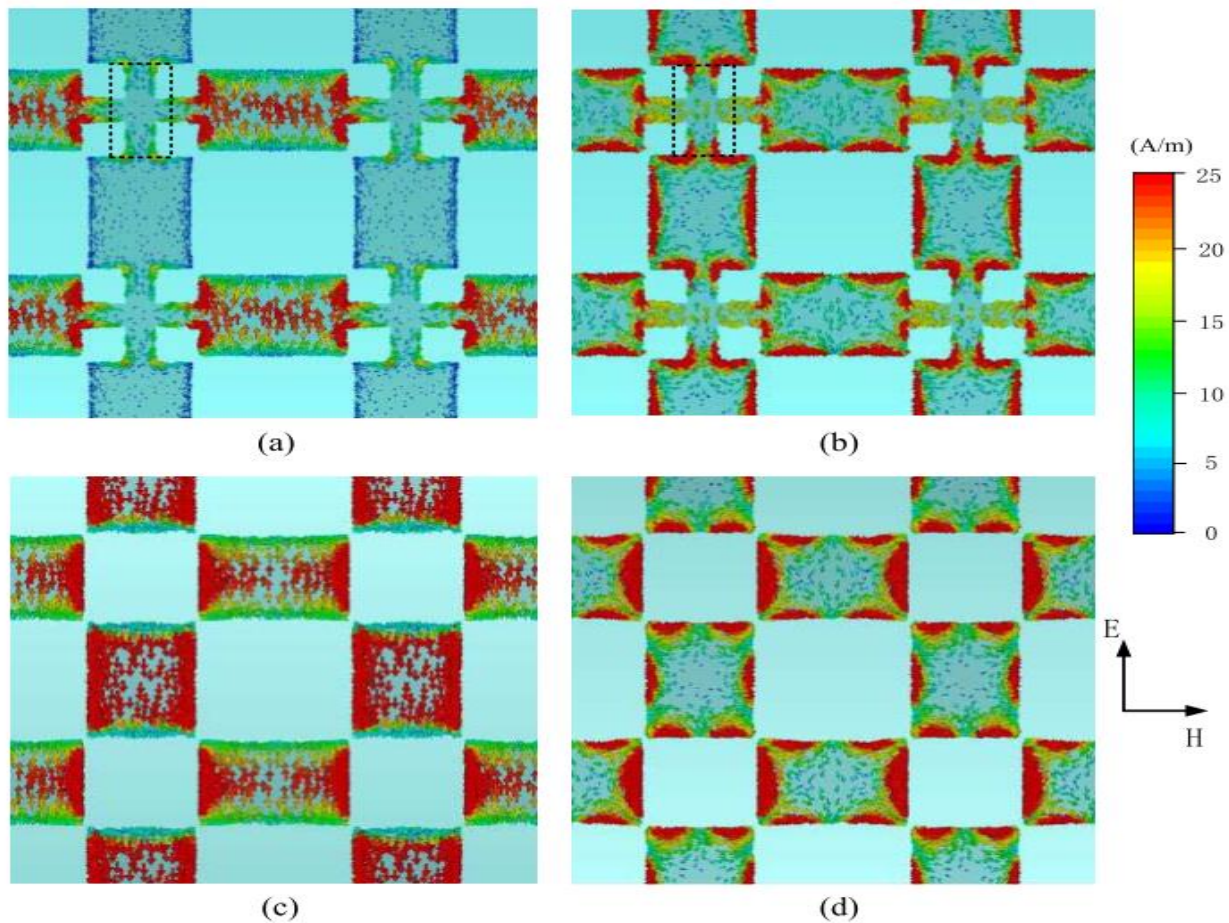


Hình 1.37. (a) Điện trở tương đương và (b) điện kháng tương đương của lớp graphene tuần hoàn trong MPA dải kép được tính toán theo các giá trị điện trở bề mặt khác nhau.

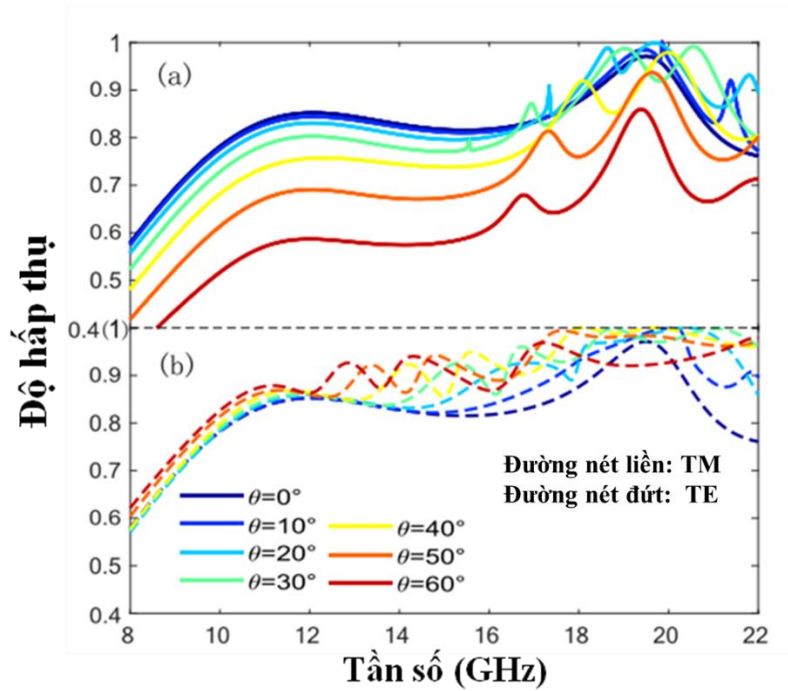
Phổ hấp thụ mô phỏng dưới sóng tới vuông góc và với phân cực TE được thể hiện trong Hình 1.36. Khi điện trở bề mặt của lớp graphene thấp, cấu trúc hoạt động như một MPA dải kép, các đỉnh hấp thụ cực đại xuất hiện tại 10,5 và 20,2 GHz. Khi điện trở bề mặt tăng, độ hấp thụ tại vùng tần số giữa 10,5 và 20,2 GHz tăng lên tương ứng, trong khi các giá trị của độ hấp thụ gần hai cực đại hấp thụ hầu như không đổi. Khi R_s tăng lên 70 Ω/sq , độ hấp thụ giữa hai cực đại đạt trên 80% và cấu trúc cho thấy khả năng hấp thụ băng thông rộng. Trở kháng tương đương của lớp graphene chữ thập được tính toán và thể hiện trong Hình 1.37.

Để hiểu rõ hơn về cơ chế hấp thụ, như minh họa trong Hình 1.38 là biểu đồ phân bố dòng điện bề mặt trên lớp graphene ở tần số 10,5 và 20,2 GHz trong trường hợp $R_s = 5 \Omega/\text{sq}$. Trên thực tế, các cấu trúc chữ thập có thể được xem là sự kết hợp của các mảng điện trở hình chữ nhật ngang và dọc (theo chiều điện trường \mathbf{E}) được nối với nhau bằng các dải băng hẹp (được đánh dấu trong Hình 1.36). Tại 10,5 GHz, dòng điện bề mặt chủ yếu phân bố theo diện tích vuông góc với điện trường. Do đó, các cấu trúc hình chữ nhật lớn kích thích cộng hưởng tại tần số thấp. Bên cạnh đó, dòng điện bề mặt tập trung xung quanh điện

tích hai cấu trúc hình chữ nhật (tại 20,2 GHz) như trong Hình 1.38 (b), điều này cho thấy kết quả của sự chồng chập của hai cộng hưởng. Để so sánh, chúng ta có thể thay thế lớp cấu trúc hình chữ thập chỉ bằng các cấu trúc dạng chữ nhật như trong Hình 1.38 (c) và (d). Sự phân bố dòng điện bề mặt ở 20,2 GHz cho thấy sự tương đồng với Hình 1.38 (b). Khi góc tới của sóng điện từ tăng dần, như thể hiện trong Hình 1.39, (điện trở bề mặt của graphene là $70 \Omega/\text{sq}$), độ hấp thụ giảm khi góc tới trong trường hợp phân cực TM tăng đến 30° . Đối với phân cực TE, khi θ tăng từ 0° đến 60° , độ hấp thụ trong dải từ 9,6 đến 20,2 GHz luôn duy trì trên 80%.



Hình 1.38. (a) và (b) phân bố dòng điện bề mặt trên lớp MLGFSS của chất hấp thụ được đề xuất (loại B) ở tần số 10,5 và 20,2 GHz. (c) và (d) phân bố dòng điện bề mặt trên lớp MLGFSS của chất hấp thụ được đề xuất (loại-B) không có dải băng hẹp ở tần số 10,5 và 20,2 GHz. Điện trở tấm của MLG là $5 \Omega/\text{sq}$.



Hình 1.39. Phổ hấp thụ của chất hấp thụ được đề xuất ở các góc tới khác nhau đối với các phân cực (a) TM và (b) TE. Điện trở tâm của MLG là $70 \Omega/sq$.

1.4. Tiềm năng ứng dụng của MM-2DP

1.4.1. Ứng dụng giảm thiểu tác động của bức xạ THz



Hình 1.40. Tổng hợp một số tiềm năng ứng dụng của vật liệu biến hóa tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều [82].

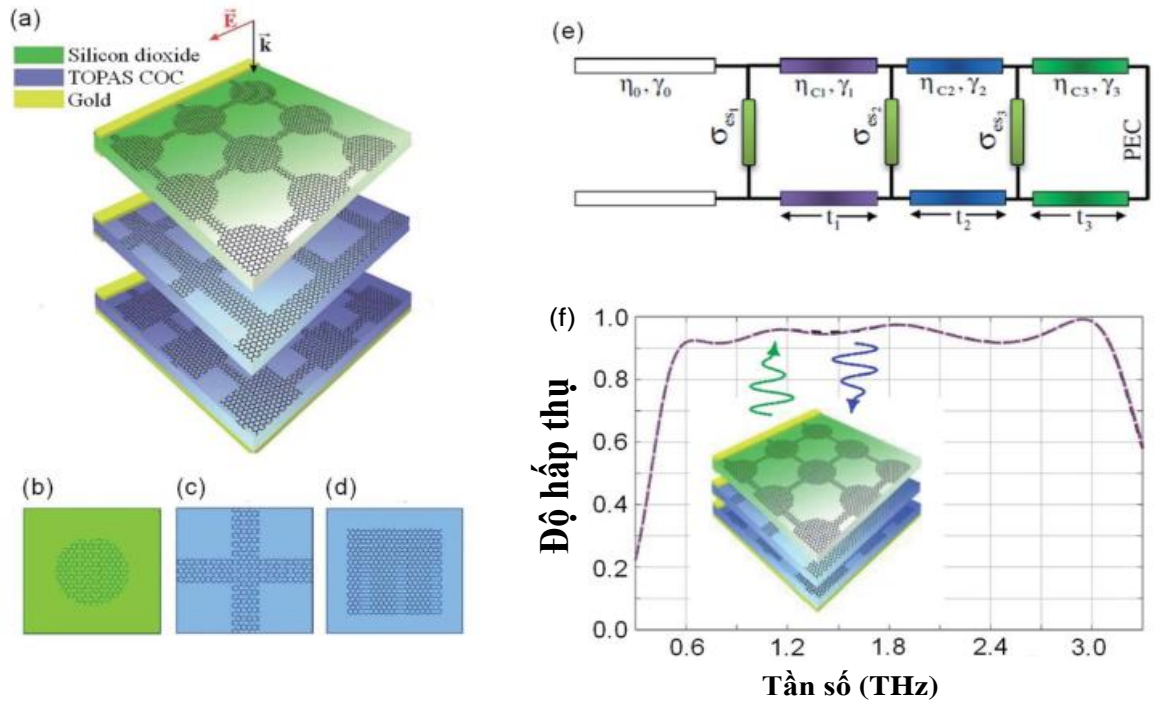
Hiện tại, các cấu trúc MM thiết kế hoạt động ở dải sóng THz hứa hẹn nhiều lợi thế cho các ứng dụng liên lạc thế hệ tiếp theo (6G) [83-86]. Tuy nhiên, hiện nay chưa có nhiều nghiên cứu tổng thể đối với sự ảnh hưởng của sóng THz

tới sức khỏe con người, do đó, vấn đề về nhiễu điện từ, an ninh thông tin và tàng hình trong quân sự của các loại vật liệu ở vùng GHz-THz vẫn đang được đẩy mạnh nghiên cứu. Như trình bày trên Hình 1.40, một số lợi thế khi tích hợp vật liệu 2DP trong cấu trúc vật liệu MMs thể hiện thông qua khả năng: điều khiển linh hoạt biên độ và tần số hấp thụ trong các cấu trúc đa lớp, cấu trúc lai hóa, hay các cấu trúc siêu mỏng-nhẹ. Bảng 1.1, trình bày chi tiết thông số kỹ thuật một số mô hình MMs tích hợp vật liệu 2DP cho mục tiêu che chắn sóng điện từ vùng THz. Độ hấp thụ của một số cấu trúc có thể lên tới trên 90% trong dải tần số hoạt động từ 0,1 THz tới 2,5 THz. Cơ chế điều khiển hoặc hoạt động đều dựa trên tác động điện- quang [87].

Bảng 1.1. Thống kê một số ứng dụng hấp thụ cho ứng dụng che chắn sóng điện từ tương ứng với từng vùng tần số từ GHz-THz [87].

Vật liệu	Độ hấp thụ (dB)	Băng tần hiệu quả (THz)	Hiệu quả chắn sóng (dB)	Kích thích điều khiển
Graphene/SiO ₂ /p-Si/Au MMS	~0,88 @ 620 GHz	-	-	Điện trường
Graphene/polymer/Au MMS	0,95 @ 0,5 THz, 0,97 @ 1,5 THz	-	-	-
Graphene/cross-shape Au/liquid crystal/Au MMS	0,96 @ 1 THz (TM), 0,87 @ 0,87 THz (TE)	-	-	Điện trường
MXene/Au nano-slot MMS	-	-	20 dB @ 1,0 THz	-
Graphene/PU/Au MMS	-	1,54 – 2,23 THz	-	Điện trường
Ion gel/graphene/Al/PU/Al MMS	~20 dB @ 0,43 & 0,75 THz	-	72,1 dB @ 0,6 THz	Điện trường
rGO paper	17,6 dB @ 0,7 THz	0,2-1,6 THz	28 dB @ 0,6 THz	Điện trường và quang học
3D rGO foam	28 dB @ 1,6 THz	0,2-1,6 THz	28 dB @ 1,6 THz	Điện trường và quang học
WCNT/rGO foam	30 dB	1,5 THz (0,1-1,6 THz)	61 dB	-
Fe ₃ O ₄ /rGO foam	38 dB (trung bình)	3,4 GHz – 2,5 THz	-	-
MXene/rGO foam	30,6 dB (trung bình)	0,2 - 2,0 THz	-	-
MXene/GO/Zn ²⁺ foam	30,6 dB (trung bình)	0,86 – 2,0 THz	51 dB	-

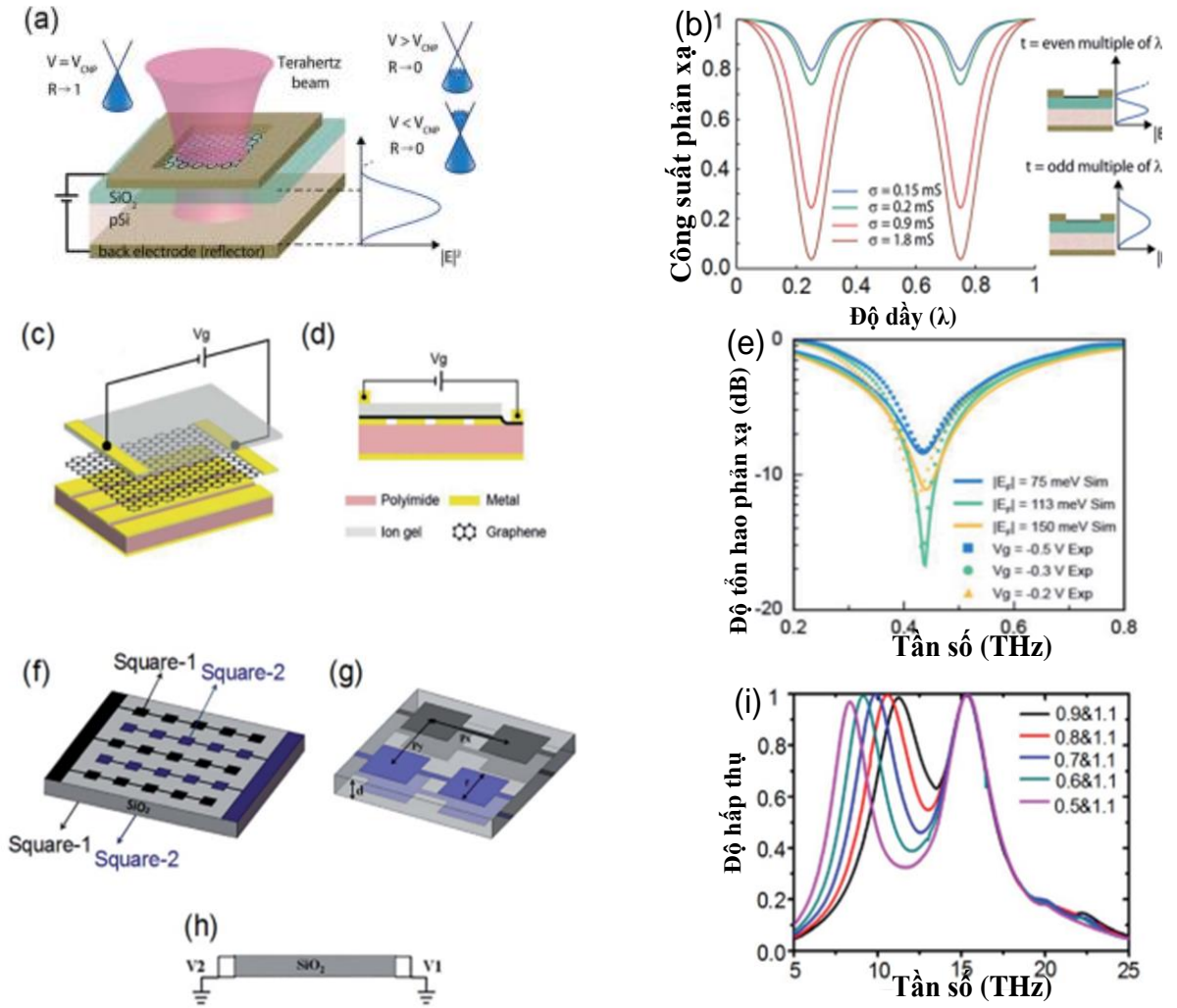
Tiêu biểu cho các nghiên cứu trên như quan sát trên Hình 1.41, RahManzadeh và cộng sự đã đề xuất một mô hình cấu trúc MPA-2DP đa lớp cho hấp thụ gần tuyệt đối từ 0,55 THz tới 3,12 THz. Trong mô hình này, nhóm tác giả cũng nhấn mạnh vai trò đóng góp đáng kể của hiệu ứng cộng hưởng plasmon bề mặt (SPPs) trong quá trình tiêu tán năng lượng hấp thụ của cấu trúc 2DP ở dạng tuần hoàn. Cấu trúc này có thể hoạt động tốt dưới sự phân cực khác nhau của sóng điện từ và ở góc tới rộng [87].



Hình 1.41. Sơ đồ cấu trúc đa lớp của MPA – Graphene hấp thụ dải rộng cho ứng dụng che chắn bức xạ THz [87].

1.4.2. Ứng dụng điều biến THz

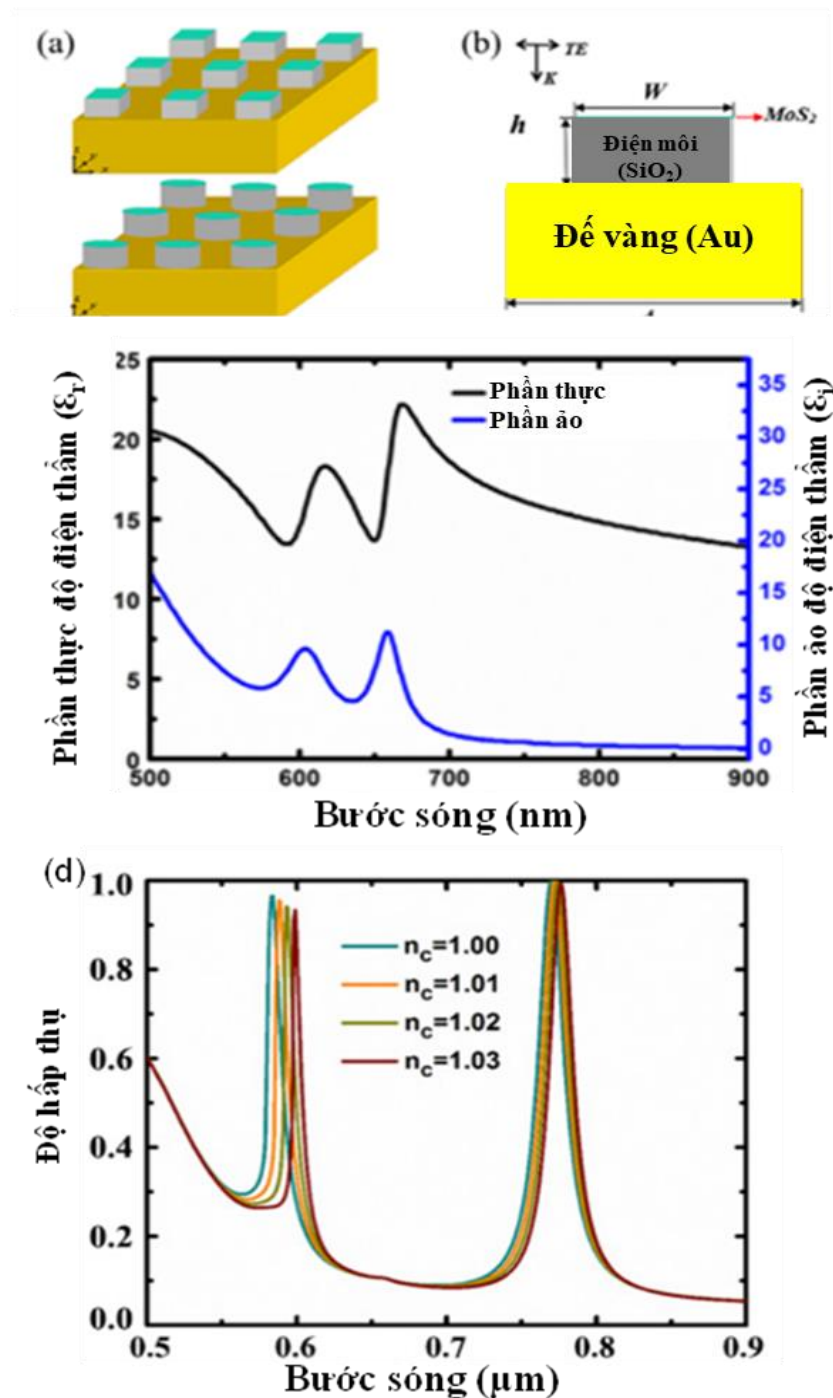
Các nhóm nghiên cứu Rodriguez, Chen và Jin đã đề xuất mô hình kiểm soát bức xạ THz dựa trên cấu trúc MPA-2DP (đơn lớp Graphene/SiO₂/pSi), như quan sát trên Hình 1.42. Mật độ điện tử và mức năng lượng Fermi của Graphene có thể được điều khiển thông qua thế áp đặt bên ngoài, như quan sát trên Hình 1.42 (a-d). Kết quả thực nghiệm cho thấy tính khả thi để đạt được sự hấp thụ trong vùng THz dựa trên graphene và khoảng điều biến có thể đạt tới 25% bằng cách áp dụng điện áp phân cực tương đối nhỏ (0,2 đến 2 V), như trong Hình 1.42(e). Thông qua các ý tưởng này, chúng ta có thể thấy tiềm năng sử dụng MPA-2DP có thể được mở rộng với ứng dụng đa định/dải rộng bằng cách thiết kế cấu trúc đa lớp. Tuy nhiên, khó khăn chính hiện tại đang là việc chế tạo các cấu trúc trên hoạt động ở vùng THz với công nghệ hiện tại. Do đó, hướng nghiên cứu trước mắt cho cấu trúc MPA-2DP có thể hướng đến các ứng dụng cho việc chọn lọc và tích trữ năng lượng sóng điện từ ở vùng GHz [88,89].



Hình 1.42. Mô hình cấu trúc ô cơ sở và độ phản xạ của một số bộ điều biến THz [88,89].

1.4.3. Ứng dụng cảm biến THz

Năm 2019, Qiu và cộng sự đã đề xuất mô hình cấu trúc MPA tích hợp vật liệu MoS₂ trên vùng ánh sáng nhìn thấy, như quan sát trên Hình 1.43. Đối với ứng dụng cảm biến, mô hình này có thể đạt được độ nhạy 500 nm/RIU and 200 nm/RIU tương ứng với cấu trúc dạng hình vuông và tròn, như quan sát trên Hình 1.43(d). Cơ chế hoạt động dựa trên cộng hưởng điện môi và cộng hưởng plasmon bề mặt của các cấu trúc vật liệu 2DP tích hợp dưới dạng tuần hoàn bên trong MPA [90].



Hình 1.43. Minh họa cấu trúc 2DP-MPA cho ứng dụng cảm biến sử dụng vật liệu MoS₂: (a)-(b) Sơ đồ cấu trúc ô cơ sở, (c) Giá trị phần thực và phần ảo của độ điện thẩm cho đơn lớp MoS₂. (d) Sự thay đổi phổ hấp thụ theo giá trị chiết suất của môi trường hoạt động [90].

Từ kết quả này, so với MPA băng tần kép trước đây, bộ hấp thụ của Qiu mở ra tiềm năng phát triển cho các thể hệ cấu trúc lai hóa 2DP-MPA chỉ có một cấu trúc cộng hưởng. Mô hình lai hóa này được đánh giá là cần thiết khi đơn giản

hóa đáng kể quy trình sản xuất và bộ hấp thụ không nhạy cảm với sự phân cực của ánh sáng tới. Hơn nữa, 2DP-MPA này có thể tích hợp cho loại cảm biến chiết suất với hiệu suất cao do khả năng hấp thụ gần như thống nhất ổn định của nó.

KẾT LUẬN CHƯƠNG 1

Trong chương tổng quan, luận án đã trình bày khái quát về các hướng nghiên cứu về đặc tính hấp thụ sóng điện từ của một số mô hình vật liệu biến hóa tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều (Graphene và MoS_2):

(i) Tích hợp một phần (đồng thời với cấu trúc kim loại tuần hoàn) hay tích hợp toàn phần (thay thế cho lớp kim loại tuần hoàn/liên tục) đều mang tới lợi thế trong sự điều khiển biên độ và tần số hoạt động cho MMs.

(ii) Cơ chế hoạt động của các mô hình lai hóa MPA-2DP được giải thích dựa trên lý thuyết phối hợp trở kháng hoàn hảo hay hiệu ứng truyền qua trong suốt cảm ứng điện từ. Qua đó, đánh giá rõ các đóng góp của đặc tính plasmonic của lớp vật liệu 2DPs lên cơ chế tiêu tán năng lượng hấp thụ của các cấu trúc MPA.

(iii) Một số các ứng dụng nổi bật của các mô hình vật liệu biến hóa tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều (Graphene và MoS_2) có thể kể đến như: che chắn sóng điện từ và cảm biến. Các ứng dụng này dựa trên việc áp dụng được các đặc trưng plasmonic của vật liệu 2DPs trong mô phỏng và thực nghiệm nhằm điều khiển biên độ và tần số của phổ hấp thụ; tối ưu mô hình MPA-2DPs dựa trên điều khiển chủ động (cơ nhiệt, điện, quang và pha tạp).

CHƯƠNG 2. PHƯƠNG PHÁP NGHIÊN CỨU

Nhằm đạt được mục tiêu nghiên cứu đặc trưng hấp thụ sóng điện từ của vật liệu biến hóa tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều, luận án đã sử dụng kết hợp các phương pháp nghiên cứu bao gồm tính toán, mô phỏng và thực nghiệm. Đặc trưng hấp thụ sóng điện từ của các vật liệu được nghiên cứu theo trình tự như sau: thứ nhất, xuất phát từ các kết quả nghiên cứu về MMs tích hợp vật liệu plasmonics hai chiều đã được công bố để đề xuất các ý tưởng vật lý. Từ các ý tưởng vật lý này chúng tôi sẽ lựa chọn loại vật liệu thành phần và thiết kế cấu trúc hình học của vật liệu. Tiếp theo, các đặc trưng điện từ như phản xạ, truyền qua, pha ... của vật liệu được mô phỏng bằng phần mềm CST, đồng thời mô hình lý thuyết cũng được xây dựng một cách độc lập nhằm thu được các kết quả về tham số hiệu dụng của vật liệu. Sau khi tối ưu cấu trúc, mẫu vật liệu được chế tạo và tính chất điện từ của nó được đo đạc. Cuối cùng kết quả mô phỏng, tính toán lý thuyết và đo đạc thực nghiệm được so sánh để đánh giá và kết luận về đặc trưng điện từ của mẫu vật liệu đang nghiên cứu.

2.1. Mô hình tính toán lý thuyết MPA-2DP

Trong tính toán theo lý thuyết phần tử hữu hạn, để đánh giá được độ hấp thụ của mẫu, chúng ta cần xác định các thông số tán xạ thông qua mối liên hệ giữa sóng tới và sóng phản xạ và truyền qua. Trường hợp này là tương tự cho phân tích mạch theo tín hiệu phản xạ/truyền qua của thiết bị đo, như quan sát trên Hình 2.1, trong đó S_{11} , S_{21} là hai thông số đặc trưng cho độ phản xạ $R(\omega)$ và độ truyền qua $T(\omega)$. Do đó, thông qua S_{11} , chúng ta có thể đánh giá được vị trí xảy ra sự phối hợp trở kháng ($|S_{11}| \approx 0$) và thông qua S_{21} chúng ta có thể đánh giá được mức độ tổn hao của môi trường.

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} = \frac{V_{reflected\ at\ port1}}{V_{incident\ port1}} |S_{11}| = \frac{Ap(V_{reflected\ at\ port1})}{Ap(V_{incident\ port1})} \quad (2.1)$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} = \frac{V_{out\ of\ port2}}{V_{incident\ port1}} |S_{21}| = \frac{Ap(V_{out\ of\ port2})}{Ap(V_{incident\ port1})} \quad (2.2)$$

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2} = \frac{V_{reflected\ at\ port2}}{V_{incident\ port2}} |S_{22}| = \frac{Ap(V_{reflected\ at\ port2})}{Ap(V_{incident\ port2})} \quad (2.3)$$

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2} = \frac{V_{out\ of\ port1}}{V_{incident\ port2}} |S_{12}| = \frac{Ap(V_{out\ of\ port1})}{Ap(V_{incident\ port2})} \quad (2.4)$$

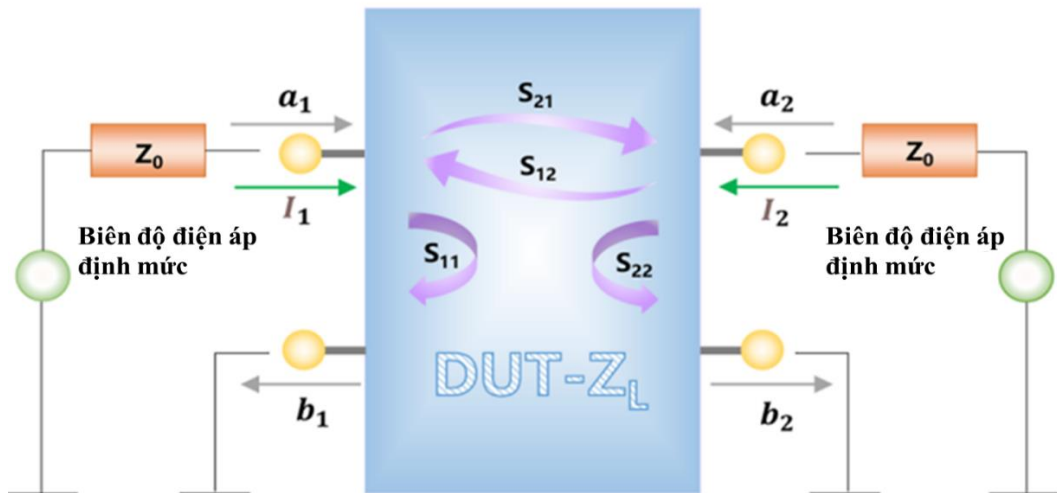
$$R(\omega) = |S_{11}|^2 \quad (2.5)$$

$$T(\omega) = |S_{21}|^2 \quad (2.6)$$

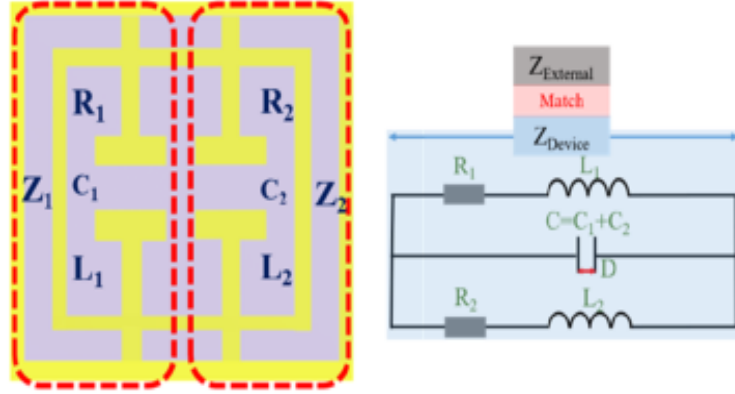
Để dự đoán tần số hấp thụ của cấu trúc, chúng ta có thể dựa trên mạch cộng hưởng RLC tương đương của cấu trúc đó, tùy vào thiết kế cấu trúc ô cơ sở, ví dụ như Hình 2.2. Trở kháng hiệu dụng tổng cộng và độ lệch pha có thể được biểu diễn thông qua phương trình:

$$Z_{Device} = \sqrt{\frac{R^2 + (\omega L)^2}{(1 - \omega^2 LC)^2 + (\omega CR)^2}} \quad (2.7)$$

$$\phi = \arctan \frac{\omega L - \omega C [R^2 + (\omega L)^2]}{R} \quad (2.8)$$



Hình 2.1. Sơ đồ mô tả nguyên lý xác định các thông số tán xạ của cấu trúc [91].



Hình 2.2. Minh họa mạch điện dao động RCL của cấu trúc cộng hưởng MPA [91].

Áp dụng điều kiện tại tần số cộng hưởng $f_0 = \omega_0/2\pi, \phi = 0$, ta xác định được:

$$\omega L - \omega C[R^2 + (\omega L)^2] = 0 \quad (2.9)$$

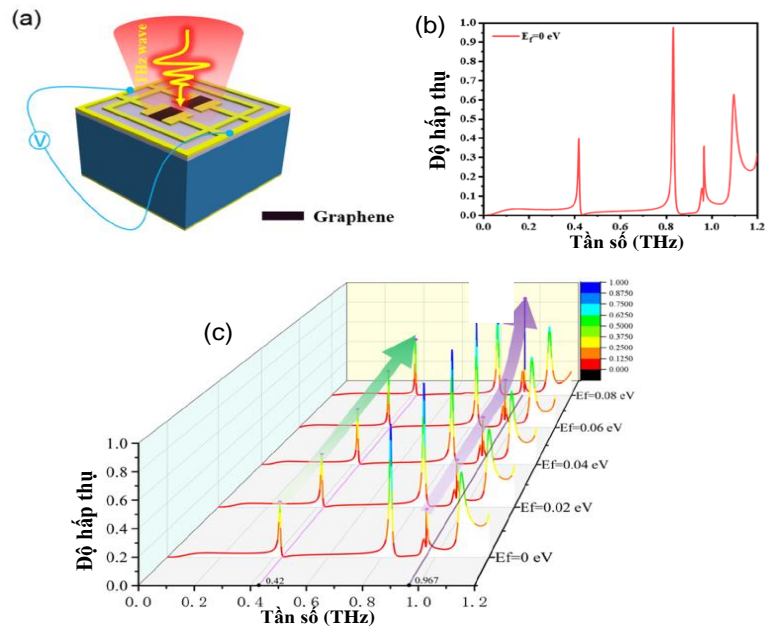
$$\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{L}\right)^2} \quad (2.10)$$

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{L}\right)^2} \quad (2.11)$$

Khi bỏ qua giá trị điện trở R khi bề mặt kim loại của MPA lớn, chúng ta thu được tần số cộng hưởng theo dạng:

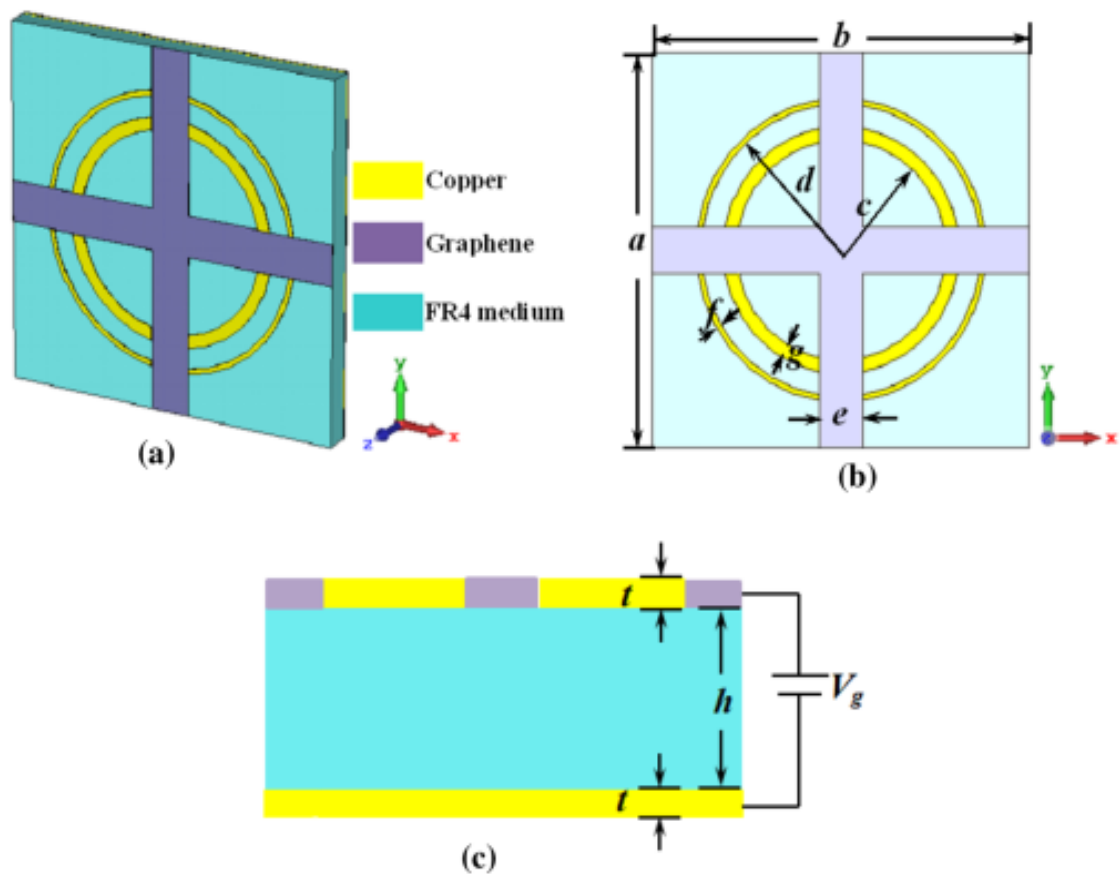
$$f_0 = 1/(2\pi\sqrt{LC}) \quad (2.12)$$

$$C = \frac{\epsilon_0 S}{D} \quad (2.13)$$



Hình 2.3. (a) Cấu trúc ô sớ của MPA-2DP dựa trên vật liệu graphene. Phổ hấp thụ phụ thuộc điện thế áp đặt lên lớp graphene tại (b) 0 eV và (c) 0–0,08 eV [91].

Khi thay thế cấu trúc kim loại bởi vật liệu hai chiều (ví dụ như Graphene), bề mặt cấu trúc có thể tạo ra cộng hưởng plasmon mạnh đóng góp trong quá trình tiêu tán năng lượng và triệt tiêu sự lan truyền sóng điện từ bên trong cấu trúc. Bên cạnh đó, độ dẫn của vật liệu plasmonic hai chiều cũng được điều khiển linh hoạt thông qua tác động ngoại vi cũng Mang lại nhiều lợi thế cho MPA so với các cấu trúc thụ động trước đó, ví dụ như Hình 2.3. Bằng cách thay đổi thế hóa học của lớp graphene ($0,3 \mu\text{m}$) tích hợp trong cấu trúc, MPA-2DP có độ biến điệu (modulation depth) 26% tại $0,42 \text{ THz}$ và 62,17% tại $0,967 \text{ THz}$.



Hình 2.4. Sơ đồ cấu trúc MPA tích hợp graphene theo ô cơ sở: (a) 3 chiều (b) hai chiều và (c) minh họa sự thay đổi điện áp ngoài V_g [92].

Trong vùng tần số GHz, Hình 2.4 là sơ đồ cấu trúc ô cơ sở của MPA-2DP dải rộng, lớp graphene được tích hợp vào cấu trúc có chiều dày $0,035 \text{ mm}$. Mô hình mạch điện tương đương của cấu trúc được trình bày trên Hình 2.5. Biên độ và tần số phổ hấp thụ có thể điều chỉnh dựa trên graphene theo thế hóa học.

Độ hấp thụ có thể đạt trên 90% từ 1,57 đến 8,467 GHz khi mức Fermi của graphene là 0,7 eV, như quan sát trên Hình 2.6. Trở kháng hiệu dụng cho thấy sự phối hợp trở kháng tốt trong vùng tần số từ 1-9 GHz. Một số phương trình tính toán cho mạch điện LC như trong Hình 2.5 được minh họa như sau [92]:

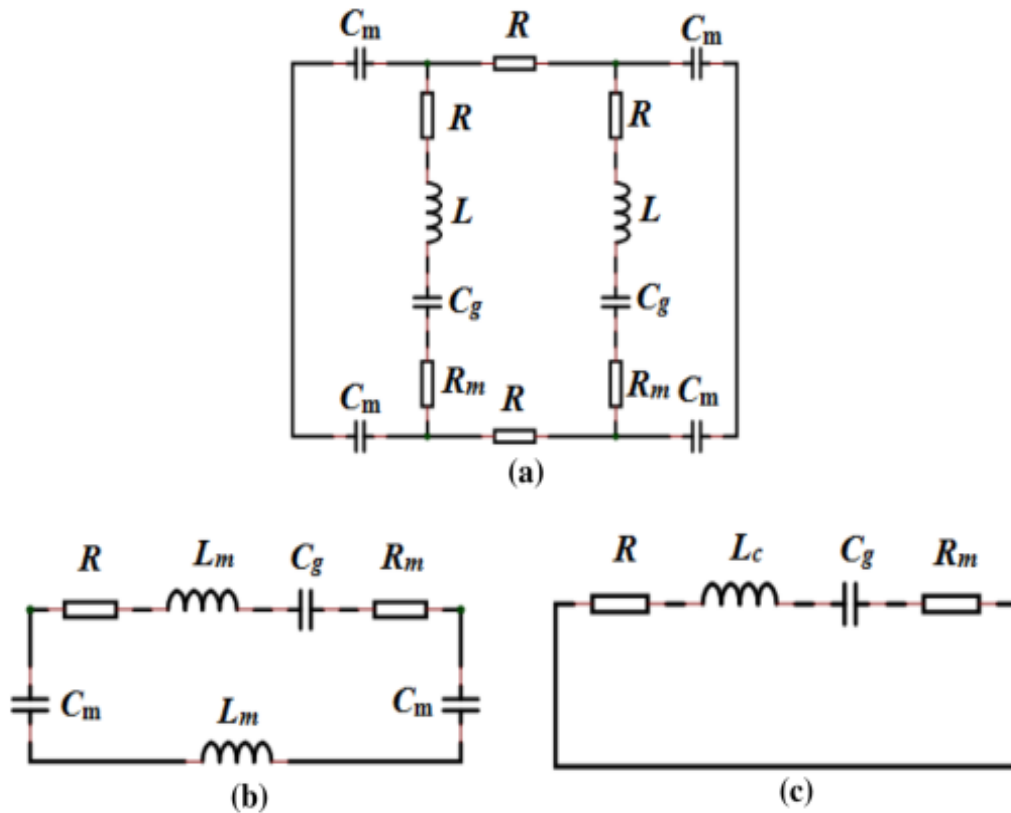
$$L_m \approx 2\mu_0 r \ln(d/w) \quad (2.14)$$

$$C_m \approx \varepsilon_r \varepsilon_0 r w / 2d \quad (2.15)$$

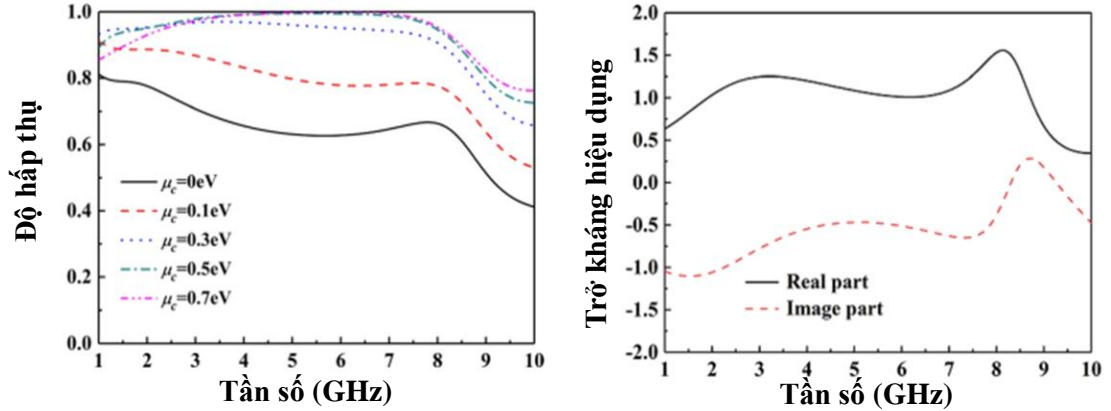
$$Z_c = R + R_m + j \left(2\omega_c L_m - \frac{2}{\omega_c C_m} \right) \quad (2.16)$$

$$\omega_c = \frac{1}{\sqrt{L_m C_m}} \approx \frac{C_0}{\pi r \sqrt{(\varepsilon_r w/d) \ln(w/d)}} \quad (2.17)$$

Trong đó, Z_c là trở kháng hiệu dụng và ω_c là tần số cộng hưởng từ của cấu trúc, C_0 là vận tốc ánh sáng và ε_r là độ điện thẩm tương đối. R_m và R tương ứng là điện trở của kim loại và graphene.



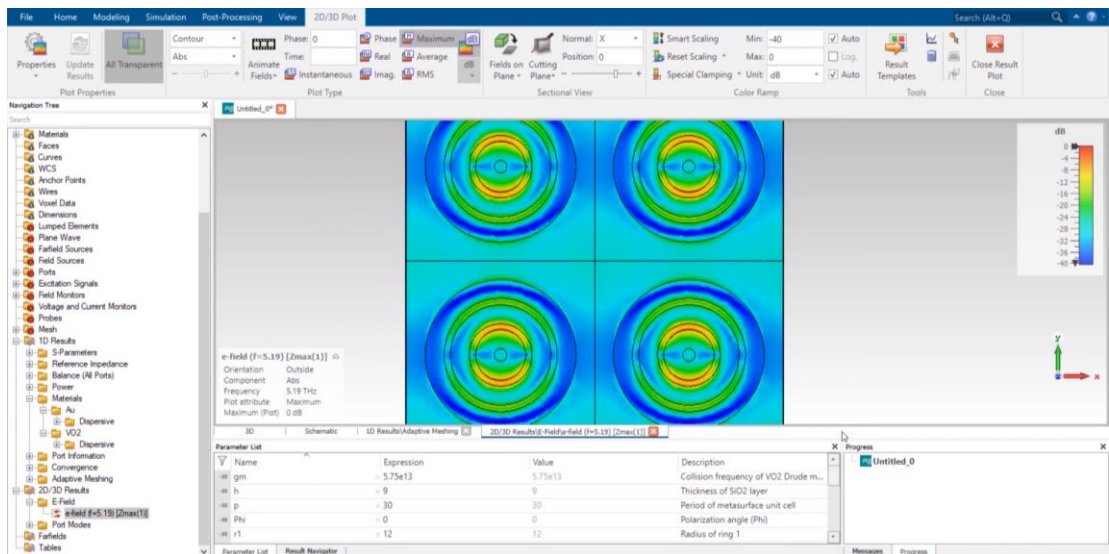
Hình 2.5. (a) Sơ đồ mạch điện dao động tương đương của cấu trúc đề xuất. (b) Sơ đồ mạch điện theo cộng hưởng từ và (c) cộng hưởng điện [92].



Hình 2.6. Phổ hấp thụ theo sự thay đổi của thế hóa học (Fermi) và trở kháng hiệu dụng trong trường hợp thế hóa học là 0,7 eV [92].

2.2. Một số kỹ thuật mô phỏng MPA-2DP

Trong mô phỏng, cơ chế hấp thụ và tính chất cộng hưởng của các MPAs có thể được mô phỏng dựa trên các phần mềm thương mại (CST, COMSOL, ...) [93,94] được cấp bản quyền tại Phòng thí nghiệm số của Học viện KHCN. Các phần mềm này cho phép chúng ta thu được phân bố điện trường, từ trường, dòng điện cảm ứng và năng lượng tổn hao, v.v. Bên cạnh đó, giá trị tường minh của các tham số ϵ_{eff} và μ_{eff} (hay chiết suất hiệu dụng) có thể xác định được thông qua kỹ thuật tính toán cho môi trường MM đẳng hướng (khi sử dụng hệ số phản xạ và truyền qua). Do đó, việc sử dụng phần mềm mô phỏng là công cụ hữu ích giúp chúng ta có thể phát hiện những tính chất vật lý mới.



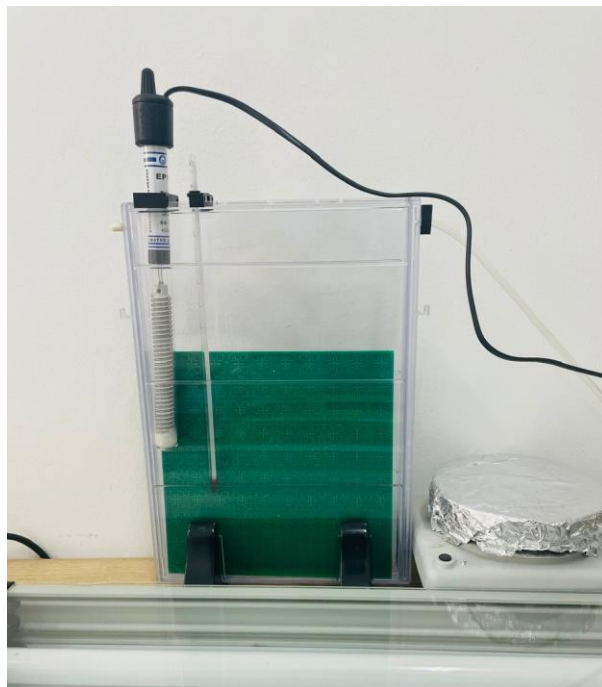
Hình 2.7. Minh họa quy trình mô phỏng sử dụng phần mềm CST Studio Suite.

Dựa trên quy trình nghiên cứu về sự kết hợp giữa tính toán mô phỏng và thực nghiệm, như quan sát trên Hình 2.7, có thể khẳng định rằng phương pháp tính toán và mô phỏng là chìa khóa giải quyết các thách thức vật lý mới trong lĩnh vực vật liệu biến hóa tích hợp vật liệu hai chiều cần được làm rõ như: (i) Đánh giá vai trò đóng góp của tổn hao điện môi và ohmic trong hấp thụ; (ii) Tính toán sự phân bố và chuyển hóa nhiệt trong cấu trúc MPAs tại tần số hấp thụ; (iii) Điều khiển hiệu suất chuyển đổi phân cực hoặc truyền dẫn năng lượng dựa trên cộng hưởng điện từ và (iv) Thu nhỏ kích thước của MPAs xuống vùng tần số thấp (MHz) hay tăng kích thước hoạt động của chúng trên vùng tần số cao (THz).

2.3. Một số kỹ thuật chế tạo MPA và tích hợp vật liệu 2DP

2.3.1. MPA tích hợp một phần vật liệu 2DP

Mẫu chế tạo có thể bao gồm 3 lớp: kim loại/điện môi/kim loại, hoặc 2 lớp, kim loại/điện môi, tùy thuộc vào vị trí vật liệu plasmonic hai chiều được tích hợp một phần hay toàn phần. Vật liệu 2DP được sử dụng để tích hợp vào mẫu MPAs sẽ là: Graphene, MoS₂.



Hình 2.8. Hệ thiết bị quang khắc chế tạo MMs và tích hợp mực dẫn trong vùng tần số GHz.

Ban đầu, các mô hình đã tối ưu trong mô phỏng và tính toán sẽ được chế tạo bằng phương pháp quang khắc thường với 2 lớp: kim loại (Cu) – Điện môi (FR-4). Hệ chế tạo cho quy trình này bao gồm:

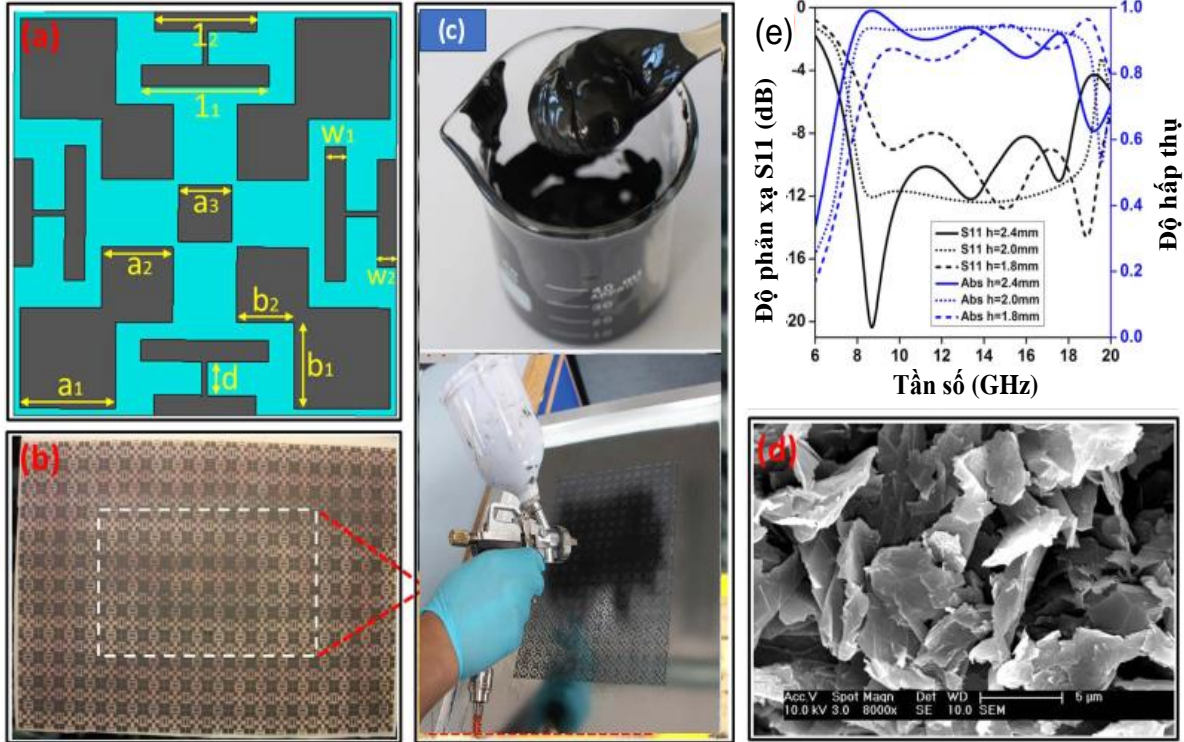
- Hệ chiếu sáng: Đèn chiếu (công suất khoảng 2-5 mW/cm²), tùy chỉnh khoảng cách từ đèn tới bề mặt mẫu và thời gian chiếu;
- Hệ hiện hình: Bể chứa dung dịch hiện hình, kích thước lớn hầu mẫu, thường được gia nhiệt ~ 45°C.
- Hệ ăn mòn: Bể chứa các dung dịch ăn mòn chuyên dụng, hệ thống gia nhiệt cho dung dịch ăn mòn ~ 45°C tùy thuộc loại hóa chất và thiết bị khuấy/ thiết bị tạo khí để đảm độ đồng đều ăn mòn trên toàn bộ tấm điện môi.
- Hệ cố định mẫu có gắn mặt nạ trong quá trình chiếu sáng.

Phương pháp quang khắc có độ chính xác ~ 0,5 mm, do đó, có thể chế tạo vật liệu MPA với độ chính xác tương đối cao hoạt động trong vùng tần số GHz. Bên cạnh đó, ngày nay, trên thế giới và trong nước đã phát triển nhiều phương pháp in phun mực dẫn điện để chế tạo vật liệu MPA hoạt động ở vùng tần số GHz. Ưu điểm của các phương pháp mới nhằm cải tiến để vật liệu như tăng tính mềm dẻo, tăng số lượng lớn chế tạo, độ đồng đều cao, tiết kiệm thời gian và chi phí, đặc biệt hạn chế được việc sử dụng các hóa chất như trong phương pháp chế tạo quang khắc truyền thống.

2.3.2. MPAs có cấu trúc cộng hưởng sử dụng vật liệu 2DP

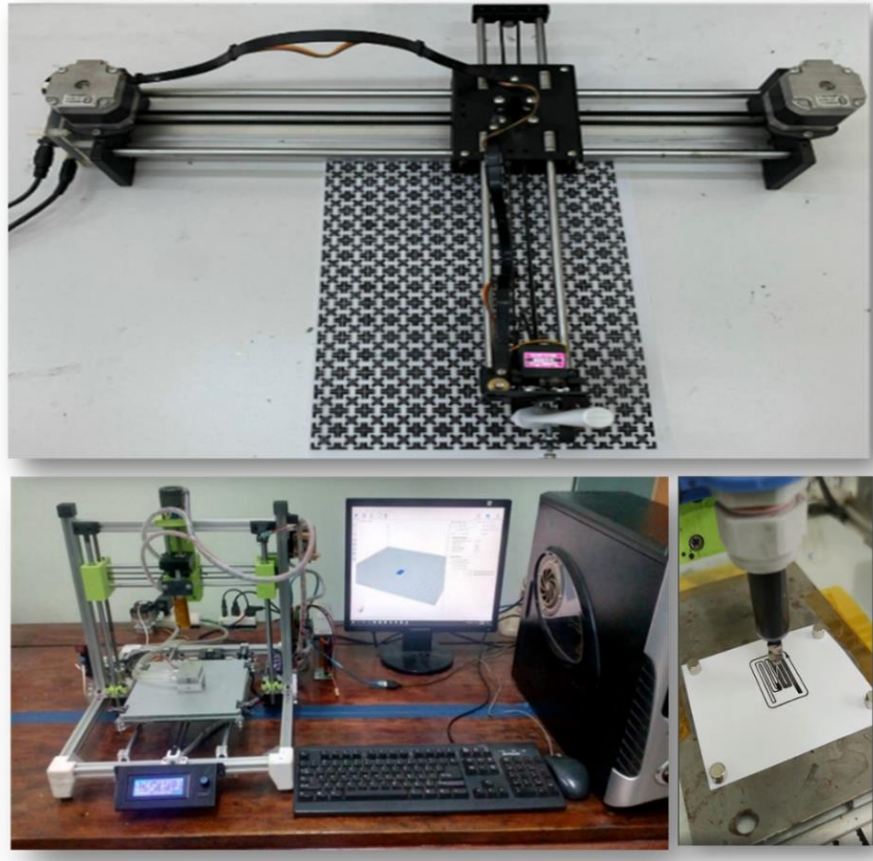
Trong trường hợp thay thế hoàn toàn lớp kim loại tuân hoàn bằng mực dẫn vật liệu hai chiều, một nhóm nghiên cứu của Đại học Manchester (Anh) đã phát triển một mô hình 2DP-MPAs ở vùng GHz sử dụng lớp mực in graphene, như quan sát trong Hình 2.9 [20]. Trong công trình này, các lớp mực in 2DP đã thay thế lớp kim loại phía trên của cấu trúc PMPA để đảm bảo sự phối hợp trở kháng đồng thời tạo ra cộng hưởng điện từ mạnh. Mô hình này đã cho kết quả là độ hấp thụ thực nghiệm đạt trên 90% trong dải tần số từ 10,4 đến 19,7 GHz.

Về công nghệ thực nghiệm, mực nano-graphene được bắn xuyên qua một mặt nạ (có các rãnh là hình các cấu trúc đã được khắc bằng laser) được đánh giá là phương pháp hiệu quả cao với mức chi phí thấp.



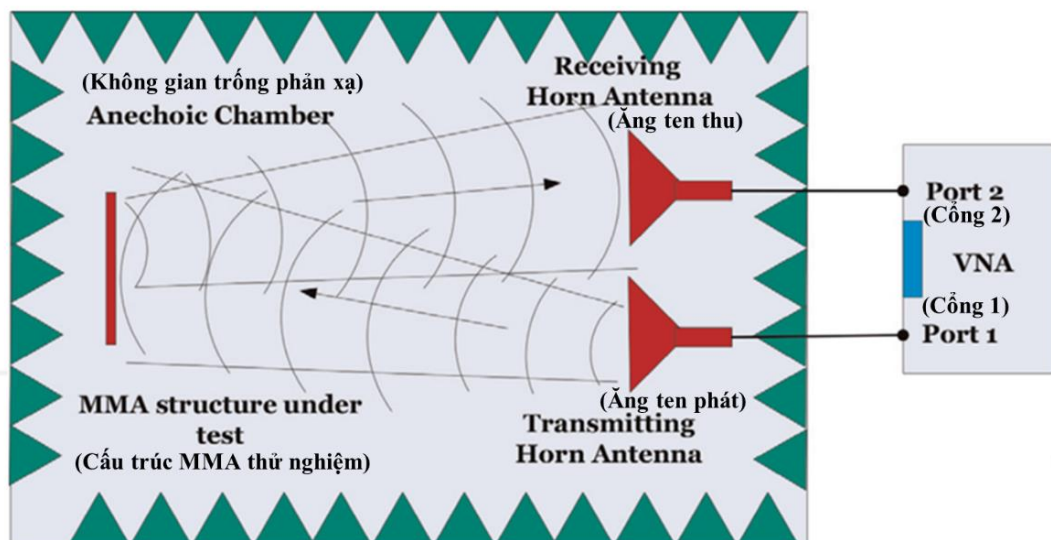
Hình 2.9. (a) Sơ đồ thiết kế ô cơ sở và (b) mẫu chế tạo của vật liệu biến hoá hấp thụ vùng GHz, vật liệu Plamonic hai chiều được tích hợp trên bề mặt sử dụng (c) mực graphene và mặt nạ. (d) Ảnh SEM của mực graphene và (e) mô phỏng sự biến đổi của phổ hấp thụ phụ thuộc vào chiều dày của đế điện môi dẻo [36].

Hiện nay, các phương pháp in trực tiếp cũng đang được coi là một công cụ hữu hiệu giúp chế tạo hay tích hợp nhiều loại vật liệu khác nhau trên cấu trúc MPA. Cụ thể, cấu trúc của vật liệu sẽ được tạo bởi mực in dẫn điện được pha tạp các thành phần kim loại như các hạt nano bạc hoặc graphene, MoS_2 và WS_2 , chế tạo và cung cấp từ các nhà sản xuất thương mại. Đây là một phương pháp mới đơn giản, nhanh chóng và có thể tích hợp nhiều loại vật liệu 2DPs với kích thước lớn mà không cần sử dụng mặt nạ. Do đó, công nghệ này hoàn toàn phù hợp cho chế tạo các mô hình 2DP-MPA ở dải tần số GHz, như quan sát trong Hình 2.10.

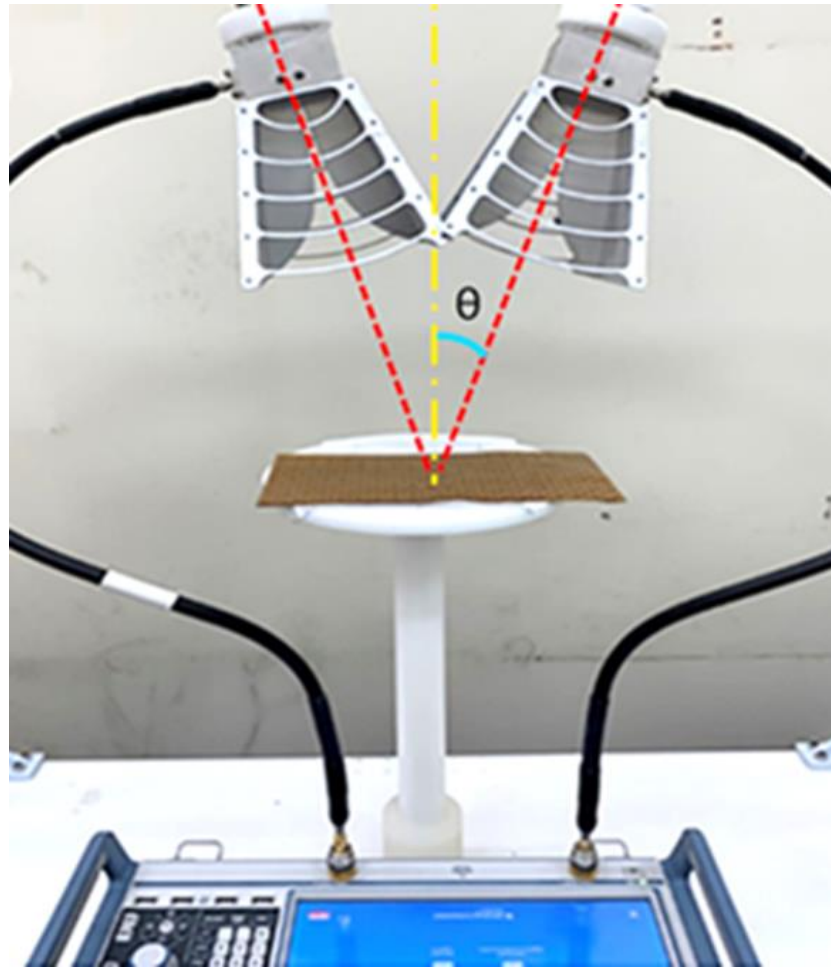


Hình 2.10. Hệ thiết bị in phun trực tiếp tại Viện KHVL và hệ in 3D tại Viện Kỹ thuật nhiệt đới – VAST, phù hợp cho chế tạo các cấu trúc vật liệu biến hóa sử dụng mực in graphene.

2.4. Đo đạc và khảo sát thực nghiệm đặc tính điện từ của MPA-2DP



Hình 2.11. Giản đồ mô tả phép đo thực nghiệm phổ phản xạ của các mẫu cấu trúc MPA-2DP.



Hình 2.12. Sơ đồ bố trí hệ đo phản xạ sử dụng cặp loa ăng-ten kết nối với Hệ đo Vector Network Analyzer ZNB20 tại Viện KHVL.

Trong quá trình đo đặc tại vùng tần số GHz, trong phòng cách âm, chúng tôi sử dụng hệ đo Hewlett-Packard ZNB20. Trong phương pháp đo trong không gian tự do, hai ăng ten loa có dải tần số hoạt động từ 1,0 đến 18,0 GHz được thiết lập sao cho có thể thay đổi góc tới của sóng điện từ đến bề mặt của MPA-2DP. Để thay đổi góc tới, góc mở của các ăng-ten loa được thay đổi theo thanh ray hình vòng cung và khoảng cách của chúng đến vị trí đặt mẫu được tinh chỉnh phù hợp sao cho búp sóng chính của các ăng-ten loa luôn quét tới bề mặt mẫu. Trong phép đo thực nghiệm, góc tới có thể thay đổi từ 5° đến 55° . Ngoài ra, để phép đo được chính xác, khoảng cách từ điểm giữa hai ăng-ten đến mẫu đo có giá trị xấp xỉ 100 lần bước sóng hấp thụ của MPA-2DP, thỏa mãn điều kiện trường xa. Hiện tại, quá trình đo đặc này sẽ được thực hiện tại Viện Khoa học vật liệu hoặc tại Viện Khoa học và Kỹ thuật Quân sự - Việt Nam.

KẾT LUẬN CHƯƠNG 2

Trong chương này, luận án tập trung làm rõ các phương pháp nghiên cứu sử dụng để tính toán lý thuyết, mô phỏng và thực nghiệm phù hợp cho đánh giá đặc tính điện từ của các mô hình 2DP-MPAs đề xuất theo trình tự như sau:

(i) Quá trình tính toán tần số cộng hưởng của các cấu trúc có thể dựa trên mô hình mạch điện tương đương LC. Các thông số hiệu dụng như Trở kháng được tính toán thông qua thông số tán xạ (S_{11}) thu được từ các bộ Codes Matlab tự xây dựng.

(ii) Hình dạng các cấu trúc cộng hưởng 2DP-MPAs vùng GHz và THz được thiết kế trên các phần mềm thương mại được trang bị tại Học viện Khoa học và Công nghệ như CST Studio và Comsol Multiphysics. Các phần mềm này có kỹ thuật tính toán phù hợp cho cấu trúc tuần hoàn (kỹ thuật phân tử hữu hạn). Việc sử dụng mô phỏng sẽ giúp tiết kiệm rất nhiều thời gian của quá trình thử -sai trong nghiên cứu thực nghiệm.

(iii) Các cấu trúc 2DP-MPAs tối ưu sau mô phỏng được chế tạo để kiểm chứng các đặc trưng điện từ mong muốn dựa trên kỹ thuật quang khắc (photolithography) tương ứng với cấu trúc ô cơ sở thang mm hoặc micromet.

(iv) Sau cùng, thông số tán xạ (S_{11}) của các mẫu 2DP-MPAs được đo đạc thông qua Hệ phân tích mạng (VNA ZNB20), từ đó chúng ta sẽ đánh giá được sự phù hợp/sai khác giữa lý thuyết và thực nghiệm, là nền tảng quan trọng cho việc tối ưu hóa quá trình tích hợp vật liệu 2DP vào trong MPAs.

CHƯƠNG 3. NGHIÊN CỨU ĐẶC TÍNH HẤP THỤ CỦA VẬT LIỆU BIẾN HÓA TÍCH HỢP VẬT LIỆU GRAPHENE

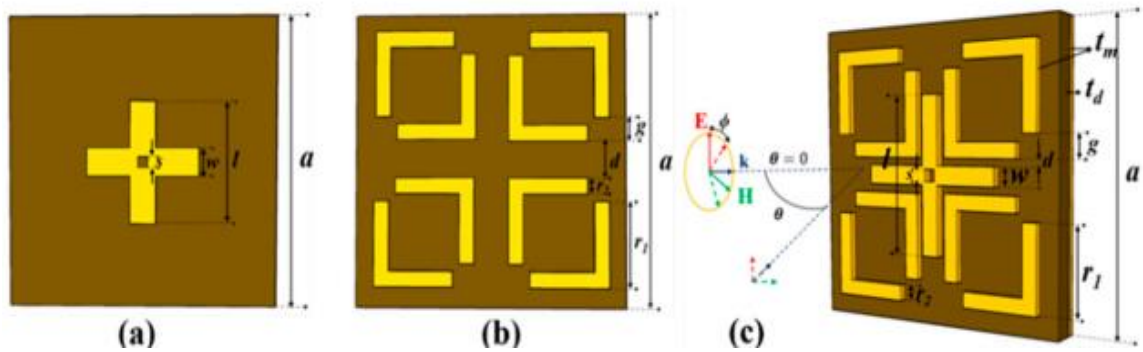
Chương này sẽ tập trung nghiên cứu cơ chế hoạt động của một số mô hình 2DP-MPAs, dựa trên việc tích hợp graphene. Như đã trình bày ở các chương trước đây, cơ chế tương tác trường gần (NF) xuất hiện khi tích hợp các loại vật liệu 2D lên cấu trúc vật liệu biến hóa truyền thống cần phải đánh giá rõ hơn. Trong phần này, ảnh hưởng của graphene đến tương tác NF cũng như khả năng hấp thụ của MPA dựa trên tương tác NF sẽ được làm rõ thông qua mô phỏng và thực nghiệm trong vùng tần số GHz. Bên cạnh đó, phần này cũng bước đầu nghiên cứu khả năng điều khiển đặc trưng hấp thụ như biên độ và tần số hấp thụ của MPAs được tích hợp với vật liệu graphene bằng các tác động ngoại vi như cơ học ở vùng tần số GHz hoặc điện áp trên vùng tần số THz.

3.1. Nghiên cứu ảnh hưởng của graphene lên tính chất điện từ của vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ có hiệu ứng tương tác NF trực tiếp (D-MPA)

Cần nhắc lại rằng, hiệu ứng truyền qua cảm ứng điện từ (EIT) có nguồn gốc là hiệu ứng giao thoa lượng tử nhằm tạo ra đỉnh truyền qua trong dải tần số hẹp trên nền phổ hấp thụ của nguyên tử. Để đơn giản hóa sự phức tạp của quá trình thực nghiệm, hiệu ứng tương tự như EIT lượng tử đã được tái tạo lại trong các hệ dao động cổ điển. Ví dụ điển hình là vật liệu biến hóa được đề xuất bởi Zhang và các cộng sự vào năm 2008 đã tạo ra được hiệu ứng EIT khi tương tác với sóng điện từ/ánh sáng dựa vào sự giao thoa triệt tiêu giữa các cấu trúc cộng hưởng trong vật liệu. Kể từ đó, hiệu ứng EIT trong các vật liệu biến hóa có cấu trúc khác nhau đã được nghiên cứu và phát triển. Bên cạnh việc khai thác vùng truyền qua của hiệu ứng EIT, một đặc điểm khác của hiệu ứng này cũng được quan tâm nghiên cứu. Đó là khả năng sinh ra các cộng hưởng mới do ảnh hưởng của tương tác trường gần (NF) giữa các cấu trúc cộng hưởng trong vật liệu biến hóa. Đặc biệt, khi kết hợp trong MPA, tương tác NF sẽ góp phần tạo ra nhiều đỉnh hấp thụ hơn góp phần mở rộng tần số hấp thụ của vật liệu.

3.1.1. Thiết kế - mô phỏng D-MPA

Xuất phát từ các cấu trúc cơ bản (cấu trúc thanh kim loại, ô cơ sở trên thang mm) đã được nghiên cứu trước đây của nhóm nghiên cứu [61,62], để tạo ra hiệu ứng EIT đa đỉnh dựa trên tương tác trực tiếp, ô cơ sở của cấu trúc đề xuất được thể hiện trong Hình 3.1. Cấu trúc được ký hiệu là D-MPA bao gồm: một lớp điện môi FR-4 ở giữa hai lớp kim loại đồng. Trong nghiên cứu mô phỏng, độ điện thẩm của FR-4 được lựa chọn là 4,3 với tổn hao điện môi là 0,025. Đồng có độ dẫn điện $\sigma = 5,8 \times 10^7 \text{ S.m}^{-1}$ được chọn cho cả lớp cấu trúc tuần hoàn trên cùng và tấm kim loại liên tục dưới cùng. Để dễ dàng dự đoán tần số cộng hưởng điện/từ ở vùng tần số GHz, lớp cấu trúc dạng cộng hưởng kín có rãnh (SRR) và hình chữ thập (CS) được thiết kế với các thông số chi tiết được trình bày trong Bảng 3.1, thông số này phù hợp với công nghệ chế tạo D-MPAs trong vùng tần số GHz.



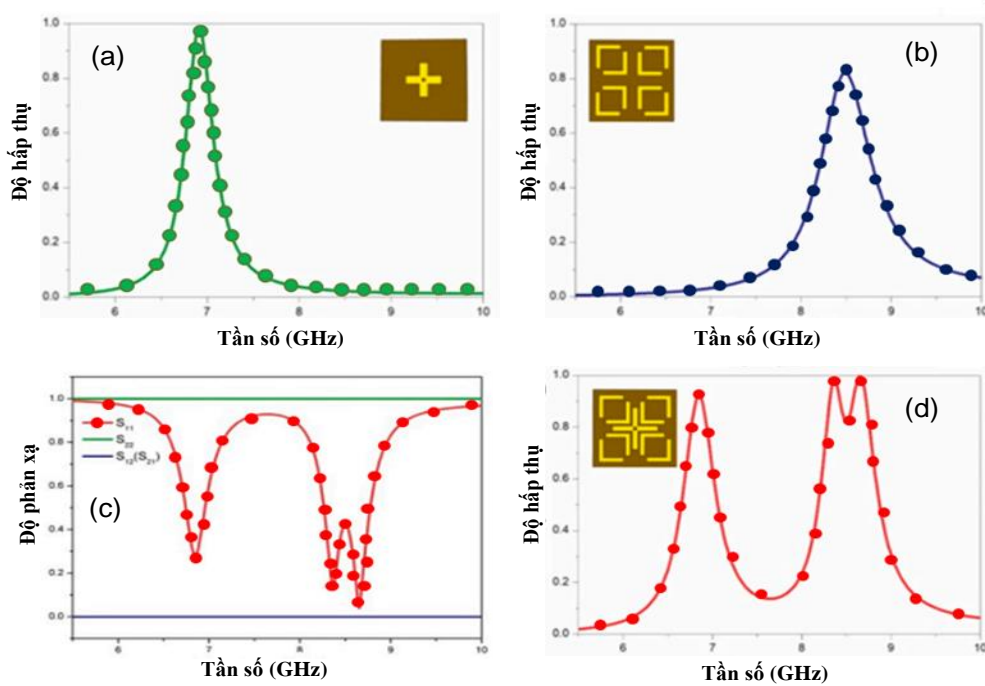
Hình 3.1. Cấu trúc đơn vị của MPA được đề xuất: (a) Cấu trúc CS, (b) Cấu trúc SRR và (c) Cấu trúc D-MPA kết hợp đa cộng hưởng.

Bảng 3.1. Các thông số cấu trúc của MPA

Thông số	a	d	g	l	r_1	r_2	s	t_d	t_m	w
Giá trị (mm)	22,0	1,0	1,5	11,0	7,0	1,0	0,5	1,6	0,035	2,0

Kết quả mô phỏng thu được bằng cách sử dụng phần mềm CST Microwave Studio dựa trên kỹ thuật tích phân hữu hạn. Miền tần số nghiên cứu được sử dụng trong dải tần từ 5,5 đến 10,0 GHz. Vì lớp dưới cùng là một mặt phẳng kim loại liên tục nên không có sóng EM truyền qua cấu trúc. Hình 3.2

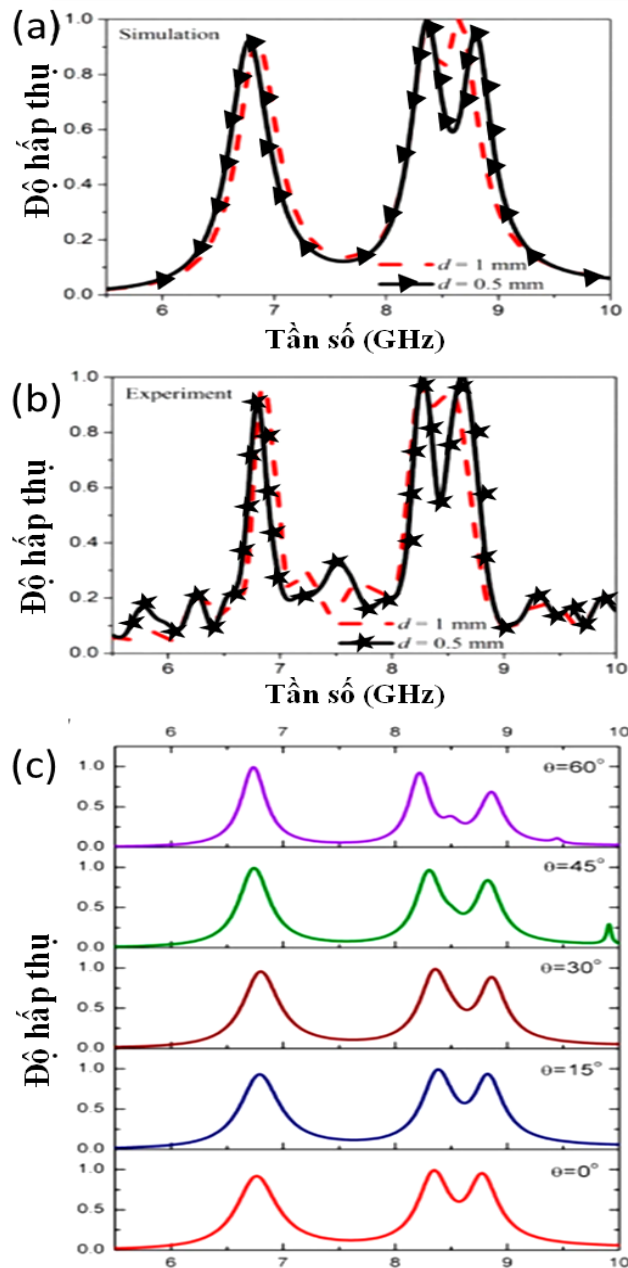
trình bày các phổ hấp thụ mô phỏng của cấu trúc CS (Hình 3.2a), SRR (Hình 3.2b) và cấu trúc MPA được đề xuất kết hợp với cả hai cấu trúc CS và SRR (Hình 3.2d). Kết quả mô phỏng chỉ ra rằng độ hấp thụ của cấu trúc CS có thể đạt tới 98,4% ở 6,85 GHz, trong khi của cấu trúc SRR là 82,2% tại 8,5 GHz. Kết quả này là minh chứng cho hai phần tử cộng hưởng được kích thích trực tiếp bởi trường ngoài (mode sáng). Mặc dù mỗi cấu trúc đơn lẻ chỉ tạo ra một đỉnh duy nhất, nhưng bằng cách kết hợp chúng với nhau, D-MPA có thể tạo ra ba đỉnh hấp thụ 92,2% ở 6,85 GHz và hai đỉnh hấp thụ gần nhau ở 8,37 và 8,65 GHz với cường độ hấp thụ lần lượt là 98% và 99,8%. Hai cực đại hấp thụ này tạo ra một dải tần số đặc trưng có hấp thụ trên 80% từ 8,28 đến 8,75 GHz. Kết quả cho thấy, bên cạnh các đỉnh hấp thụ của hai cấu trúc riêng lẻ, việc khai thác tương tác NF của hiệu ứng EIT cho phép đạt được phổ hấp thụ đa dải. Do hai cấu trúc cộng hưởng trong hiệu ứng tương tác đều được kích thích trực tiếp bởi trường ngoài, D-MPA được đề xuất hoạt động dựa trên tương tác NF “sáng – sáng”. Các thông số S_{11} , S_{21} , S_{22} và S_{12} của vật liệu cũng được biểu diễn trong Hình 3.2 cho thấy D-MPA đề xuất chỉ hấp thụ sóng tới lớp cấu trúc kim loại tuần hoàn phía trước và phản xạ toàn bộ sóng điện từ khi sóng tới theo chiều ngược lại.



Hình 3.2. Phổ hấp thụ của (a) cấu trúc CS và (b) SRR. (c) Các thông số S_{11} , S_{22} và S_{12} (S_{21}), và (d) phổ hấp thụ của D-MPA đề xuất.

Có thể nhận xét rằng, mặc dù D-MPA chỉ được cấu thành từ hai cấu trúc cộng hưởng, hiệu ứng EIT do tương tác NF của các phân tử sáng-sáng đã khiến cho D-MPA có thể tạo ra ba cộng hưởng hấp thụ tại 3 tần số 6,85, 8,37 và 8,65 GHz. Hay nói cách khác, tương tác NF đóng vai trò quan trọng giúp tăng số lượng cộng hưởng, từ đó tạo ra sự hấp thụ đa đỉnh.

3.1.2. Nghiên cứu sự biến thiên của phổ hấp thụ của theo tham số cấu tạo của cấu trúc D-MPA



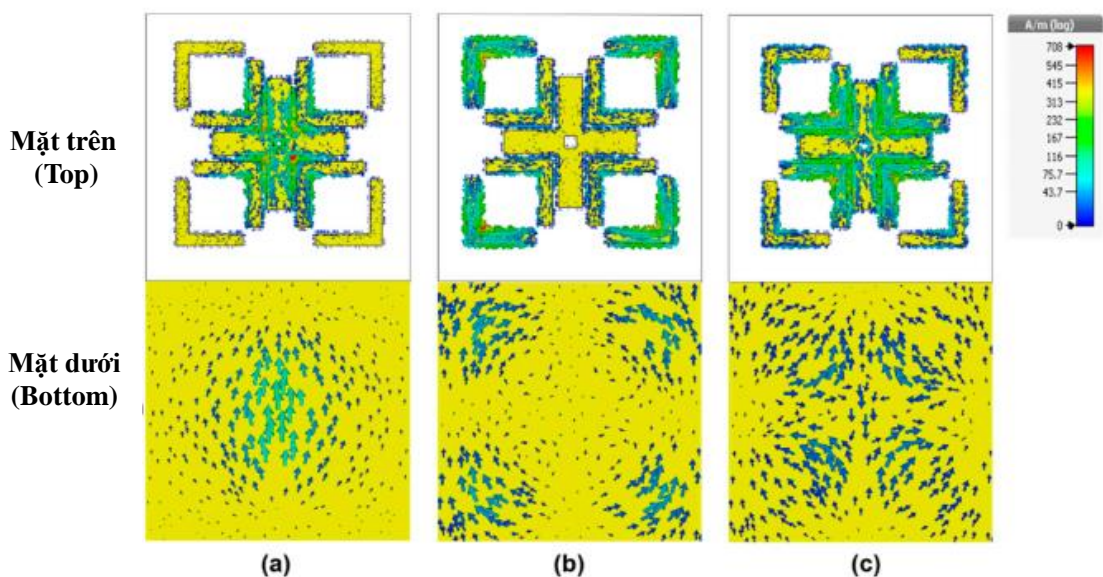
Hình 3.3. (a) Phổ hấp thụ mô phỏng và (b) thực nghiệm phụ thuộc vào khoảng cách d giữa các cấu trúc SRR và CS và (c) góc tới.

Sự thay đổi phổ hấp thụ theo khoảng cách d giữa các cấu trúc CS và SRR (đặc trưng cho độ mạnh tương tác NF giữa các phần tử cộng hưởng) của D-MPA đã được nghiên cứu và thể hiện trong Hình 3.3. Ở đây, khoảng cách d được thay đổi bằng cách cố định vị trí tâm của CS và dịch chuyển các thanh kim loại của SRR.

Các kết quả mô phỏng cho thấy, khi khoảng cách d giảm từ 1 đến 0,5 mm, sự dịch chuyển nhỏ xảy ra ở vị trí cộng hưởng hấp thụ đầu tiên (từ 6,85 đến 6,80 GHz). Trong khi đó, hai đỉnh hấp thụ tần số cao bị thay đổi rõ rệt hơn. Cụ thể, tần số hấp thụ của các cực đại thứ hai và thứ ba lần lượt dịch chuyển đến 8,36 và 8,80 GHz, khi $d = 0,5$ mm. Bên cạnh đó, độ hấp thụ thay đổi tương ứng là 99,4% và 95%. Kết quả này cho thấy rằng tham số d đóng một vai trò quan trọng trong việc điều khiển sự tương tác NF của hai phần tử cộng hưởng. Khi d nhỏ hơn, sự tương tác trường gần của SRR và CS càng mạnh, làm cho đỉnh cộng hưởng tách rõ rệt hơn. Hiện tượng này phù hợp với các kết quả đã được công bố trước đây về hiệu ứng tương tác trường gần NF giữa các cấu trúc cộng hưởng trong MM [1-4]. Từ các kết quả thu được, có thể kết luận rằng bằng cách kiểm soát tham số cấu trúc d , vị trí cộng hưởng (hấp thụ) được điều khiển linh hoạt. Do đó, vùng hấp thụ từ 8,28 đến 8,75 GHz có thể được chuyển đổi từ băng rộng (ở d lớn hơn) sang vùng hấp thụ băng tần kép (ở d nhỏ hơn). Các phổ hấp thụ đo đạc thực nghiệm được thể hiện trong Hình 3.3b phù hợp tốt với các phổ được mô phỏng trong Hình 3.3a. Sai lệch nhỏ về tần số và cường độ hấp thụ có thể là do sai số của các mẫu chế tạo. Ảnh hưởng của góc tới đối với phổ hấp thụ của MPA ($d = 0,5$ mm) được mô phỏng và trình bày trên Hình 3.3c. Kết quả cho thấy phổ hấp thụ của MPA gần như không thay đổi đối với góc tới nhỏ hơn 45° . Điều này có thể được giải thích do sự thay đổi góc tới sẽ làm giảm biên độ của thành phần từ trường/điện trường kích thích lên các phần tử cộng hưởng dẫn tới sự suy giảm về độ hấp thụ.

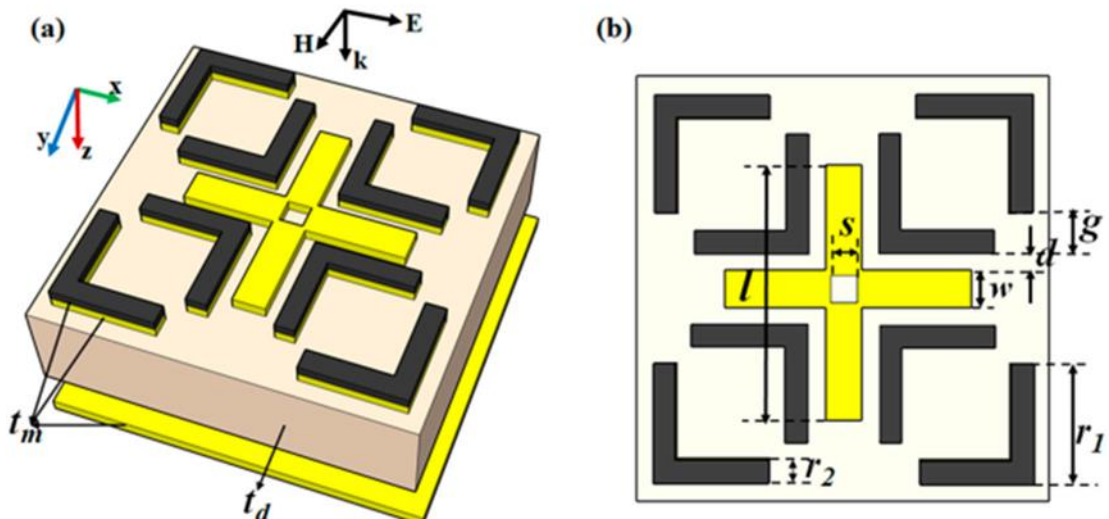
Để làm rõ cơ chế của plasmonic D-MPA, sự phân bố dòng điện bề mặt trên cấu trúc đã được mô phỏng và được trình bày trong Hình 3.4. Có thể thấy

rằng tất cả các cộng hưởng ở tần số hấp thụ là các cộng hưởng từ tạo ra do dòng điện cảm ứng trên bề mặt có chiều đối song, xuất hiện tại các lớp kim loại ở mặt trên và mặt dưới. Tại tần số hấp thụ 6,80 GHz, dòng điện cảm ứng tập trung chủ yếu trên cấu trúc CS, nói cách khác, đỉnh hấp thụ ở tần số thấp nhất là do cộng hưởng nội tại của cấu trúc CS. Trong khi đó, tại 8,36 GHz và 8,80 GHz, dòng điện cảm ứng được phân bố chủ yếu trên SRR, cho thấy vai trò chính của SRR ở hai tần số cao. Tuy nhiên, dễ thấy sự phân bố dòng điện cảm ứng tạo ra không đồng nhất trên cấu trúc SRR. Các dòng điện được tập trung chủ yếu trên các nhánh bên ngoài của SRR ở 8,36 GHz, trong khi chúng được kích thích mạnh trên các nhánh bên trong của SRR ở 8,80 GHz. Các kết quả quan sát cho thấy cộng hưởng hấp thụ ở 8,36 và 8,89 GHz cũng bị ảnh hưởng bởi sự tương tác trường gần của cấu trúc SRR và CS. Do đó, hiện tượng này dẫn tới sự phân bố lại dòng điện bề mặt trên SRR và hệ quả là có thể tạo ra giao thoa triệt tiêu trường bức xạ của sóng điện từ tại 3 tần số 6,85, 8,37 và 8,65 GHz. Sự tương tác này đã được chứng minh thực nghiệm thông qua phương pháp chế tạo quang khắc và phép đo phản xạ trong không gian tự do, sử dụng hệ VNA ZNB20 (1-18 GHz) tại Viện KHV, đối với hai trường hợp NF ($d = 0,5$ mm) và trường hợp tương tác xa ($d = 1,0$ mm) như quan sát trên Hình 3.3b.

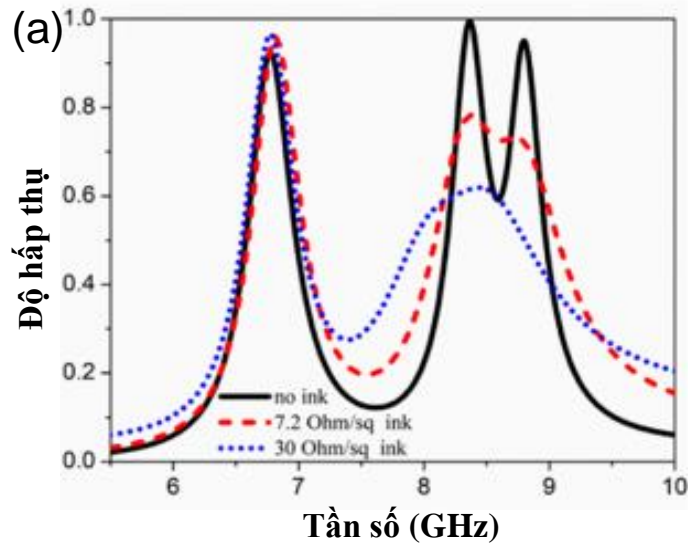


Hình 3.4. Phân bố dòng điện cảm ứng trên bề mặt cấu trúc MPA khi $d = 0,5$ mm tại (a) 6,80, (b) 8,36 và (c) 8,80 GHz.

Tiếp theo, chúng tôi tiếp tục cải tiến cấu trúc D-MPA bằng cách điều khiển tương tác NF giữa hai cấu trúc CS và SRR bằng cách sử dụng mực in nền vật liệu plasmonic hai chiều (graphene). Hình 3.5 minh họa cấu trúc ô cơ sở của D-MPA tích hợp vật liệu plasmonic graphene.



Hình 3.5. Cấu hình ô đơn vị của MPA plasmonic tích hợp graphene (a) và (b) mặt trên.



Hình 3.6. Phổ hấp thụ mô phỏng của các MPA plasmonic ban đầu và sau khi tích hợp graphene với các điện trở khác nhau của mực graphene.

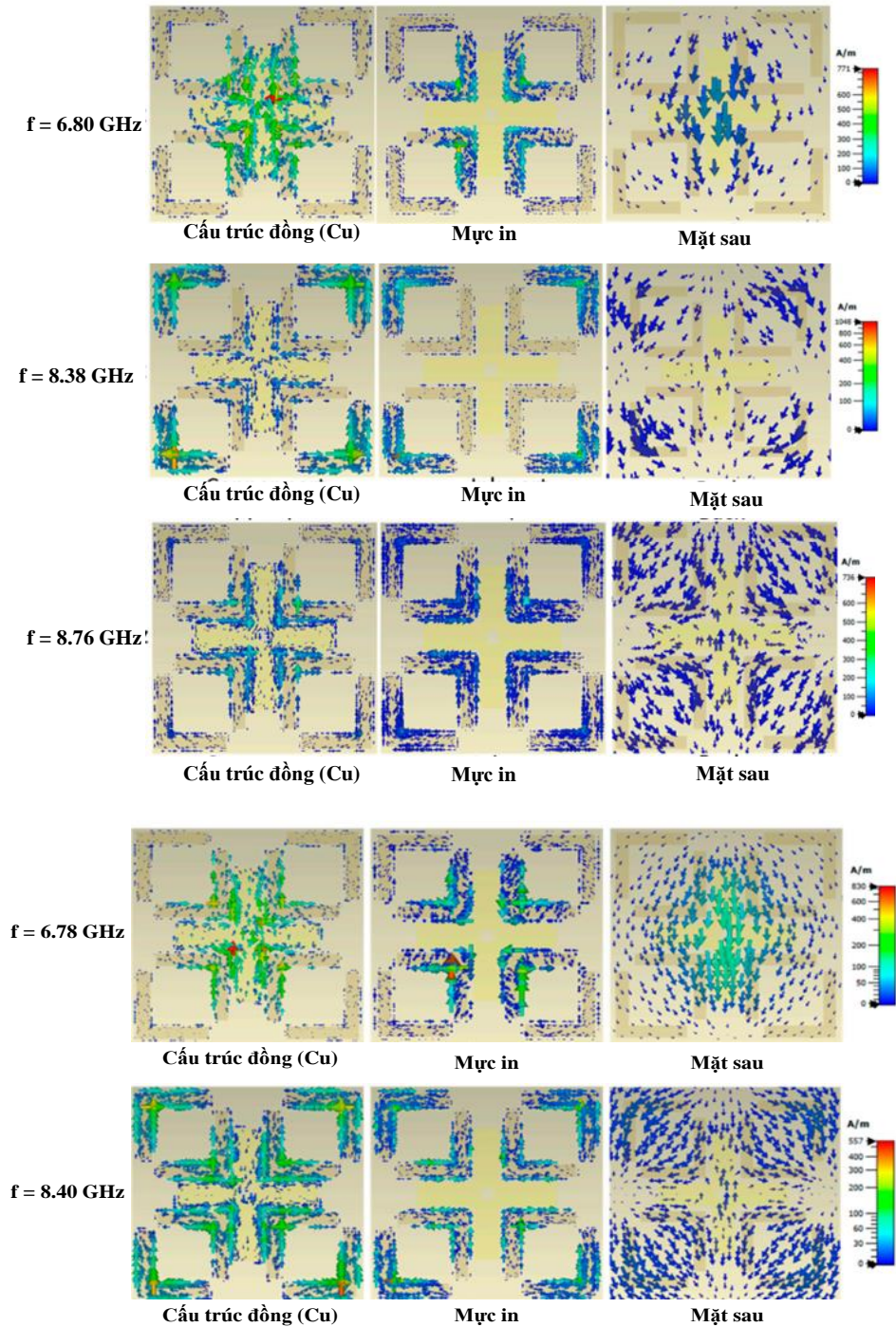
Hình 3.6 cho thấy phổ hấp thụ mô phỏng của D-MPA được đề xuất khi chưa tích hợp graphene và khi được tích hợp graphene (D-MPA-2DP). Trong mô phỏng, khi điện trở bề mặt của mực graphene là $7,2 \Omega / \text{sq}$, đỉnh hấp thụ đầu

tiên gần như không thay đổi vì đây là cộng hưởng hấp thụ riêng của cấu trúc CS được kích thích trực tiếp bởi sóng điện từ tới, do đó không bị ảnh hưởng bởi tương tác của lớp vật liệu graphene. Tuy nhiên, khoảng cách giữa hai vị trí đỉnh hấp thụ thứ hai và thứ ba tại vùng tần số cao bị thu hẹp, tại 8,26 GHz và 8,86 GHz, độ hấp thụ chỉ đạt 70% và 80%. Khi điện trở mặt của lớp graphene tăng từ 7,2 đến 30 Ω/sq , đỉnh hấp thụ đầu tiên vẫn gần như không thay đổi. Trong khi đó, các đỉnh hấp thụ thứ hai và thứ ba được biến đổi thành một đỉnh hấp thụ duy nhất ở 8,4 GHz tương ứng với độ hấp thụ giảm xuống giá trị 60%.

Để hiểu rõ hơn về cơ chế hấp thụ của D-MPA tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều (graphene), sự phân bố của dòng điện cảm ứng trên bề mặt dẫn điện của D-MPA-2DP được mô phỏng ở các tần số hấp thụ khác nhau. Hình 3.7a cho thấy sự phân bố dòng điện cảm ứng trên bề mặt lớp kim loại và lớp graphene có điện trở bề mặt là 7,2 Ω/sq tại 6,80 GHz, 8,38 GHz và 8,76 GHz. Rõ ràng, tất cả các cộng hưởng này là cộng hưởng từ, đặc trưng bởi các dòng điện bề mặt cảm ứng ngược chiều nhau trên các lớp vật liệu dẫn điện. Ở tần số 6,80 GHz, dòng điện cảm ứng vẫn được tăng cường chủ yếu xung quanh cấu trúc CS. Bên cạnh đó, các dòng điện cảm ứng ở 8,38 GHz tập trung mạnh ở các rìa bên ngoài các thanh kim loại của SRR. Đồng thời, ở tần số 8,76 GHz, dòng điện cảm ứng phân bố chủ yếu ở các cạnh bên trong và một phần ở các cạnh bên ngoài của các thanh kim loại của SRR. So với sự phân bố dòng điện cảm ứng trong Hình 3.4, sự phân bố dòng điện này không tập trung mạnh ở các cạnh bên ngoài và bên trong các thanh kim loại tại các đỉnh hấp thụ tại hai tần số cao. Điều này chỉ ra rằng sự tương tác NF của các cấu trúc cộng hưởng “sáng-sáng” bị suy yếu khi có sự tồn tại của lớp vật liệu graphene.

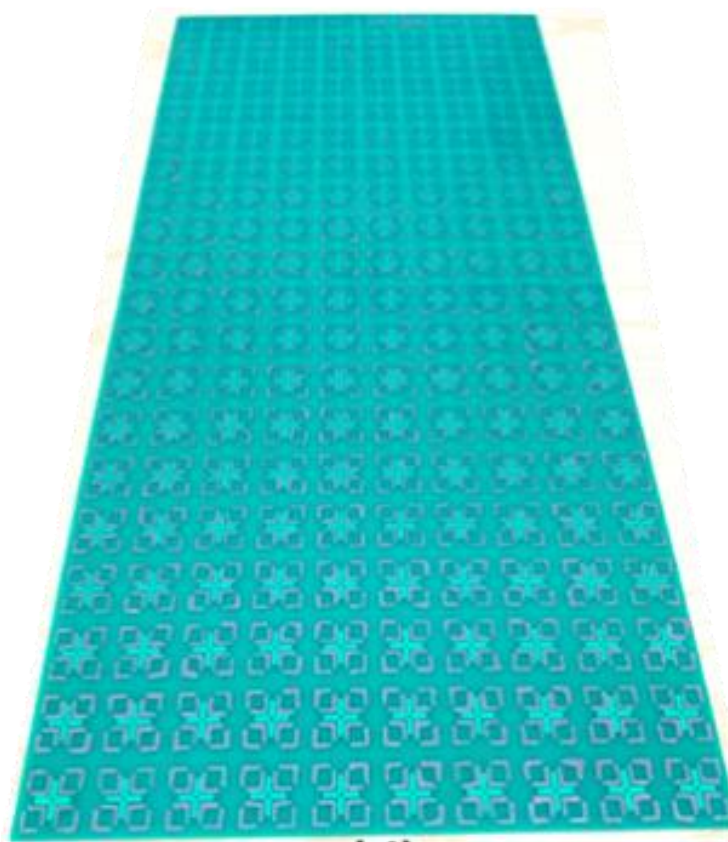
Cần nhắc lại rằng, phân bố dòng điện bề mặt mô phỏng cho thấy sự cộng hưởng ở 6,80 GHz là do cộng hưởng của cấu trúc CS riêng lẻ như đã phân tích ở trên, trong khi dải hấp thụ từ 8,26 đến 8,76 GHz là kết quả của cấu trúc SRR và sự tương tác giữa SRR và CS. Khi điện trở bề mặt của lớp graphene tăng lên 30 Ω/sq , các cộng hưởng từ còn tồn tại duy nhất ở 6,78 và 8,40 GHz, tuy nhiên

sự phân bố dòng điện cảm ứng bề mặt có tính đồng nhất cao hơn, tập trung mạnh trên cấu trúc SRR. Hiệu ứng quan sát được chỉ ra rằng giá trị điện trở cao của lớp graphene đã làm suy yếu hiệu ứng tương tác trường gần xảy ra giữa CS và SRR. Do đó, phổ hấp thụ dải kép được kích thích chủ yếu còn lại bởi các cộng hưởng nội tại (mode sáng) của cấu trúc CS và SRR.



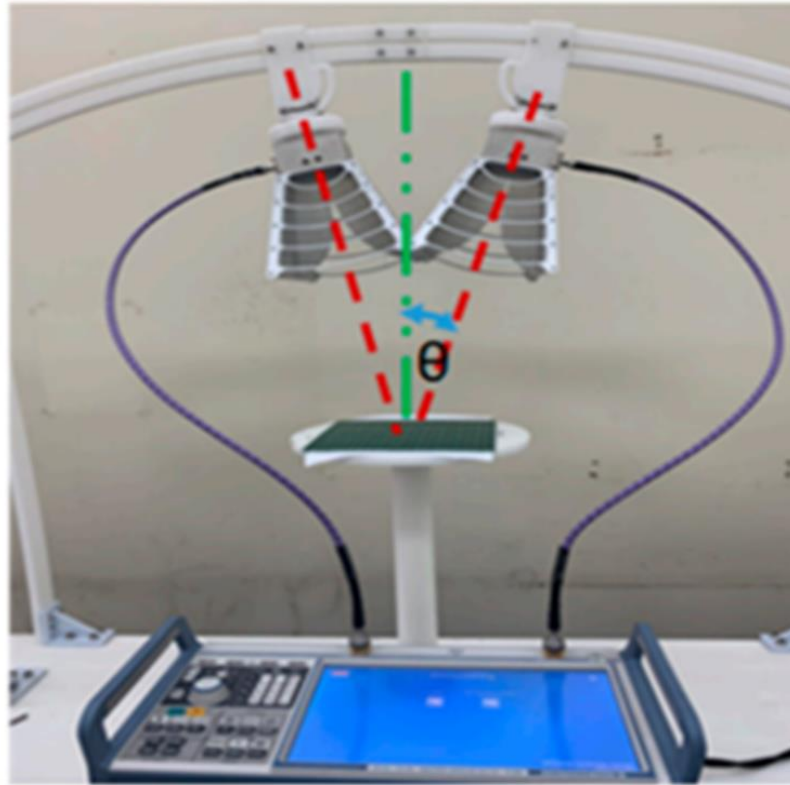
Hình 3.7. Sự phân bố dòng điện bề mặt với các điện trở bề mặt khác nhau của mực graphene: (a) $7,2 \Omega/\text{sq}$ và (b) $30 \Omega/\text{sq}$.

3.1.3. Chế tạo và nghiên cứu đặc tính hấp thụ của D-MPA tích hợp vật liệu plasmonic graphene

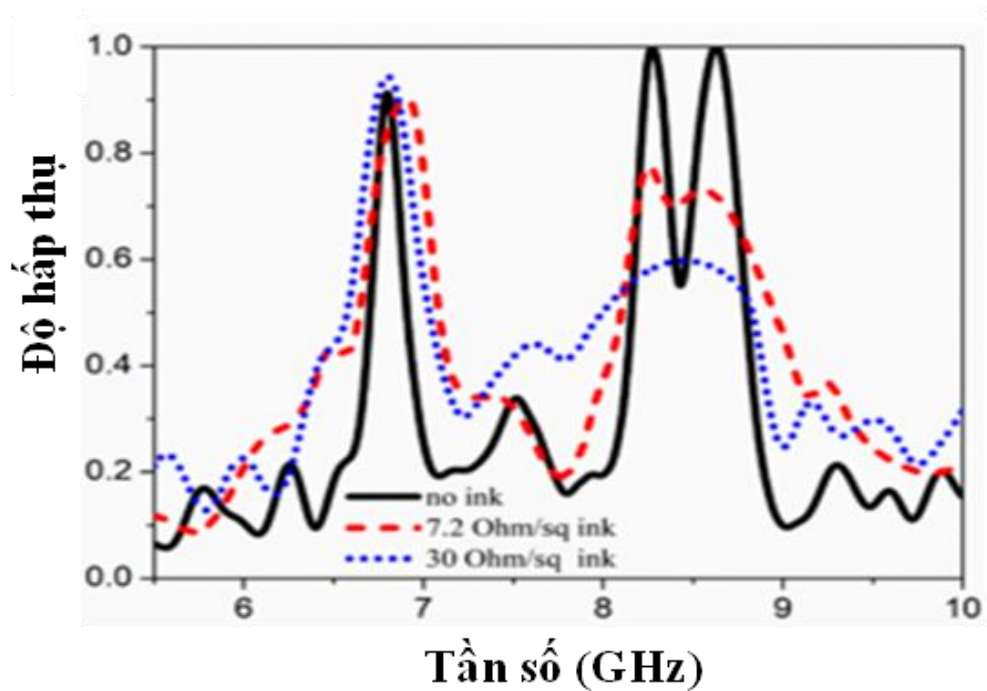


Hình 3.8. Mẫu D-MPA-2DP chế tạo theo phương pháp quang khắc kết hợp in phun trực tiếp.

Trong chế tạo mẫu, trước hết, các cấu trúc kim loại tuần hoàn trên đế truyền thống FR-4/Polyimide dày 0,6 – 1,2 mm ($\epsilon_r = 2,5-4.3$, tổn hao điện môi $\tan\delta \sim 0,02$) có thể chế tạo bằng kỹ thuật quang khắc thông qua các bước tiêu chuẩn: chiếu sáng, hiện hình, tẩy rửa lớp cảm quang và ăn mòn với sự hỗ trợ của bếp từ gia nhiệt. Một lớp mực graphene (Resistivity: 0,003 – 0,005 $\Omega/\text{sq.}$) được phủ lên bề mặt của các cấu trúc kim loại thông qua phương pháp in phun trực tiếp, như quan sát mẫu sau chế tạo trên Hình 3.8. Để khảo sát hiệu ứng tương tác trường gần, các loại mực graphene chiều dày khác nhau đã được tích hợp lên MPA tương ứng với điện trở thay đổi từ 7,2 Ω/sq đến 30 Ω/sq . Sau khi in, giá trị điện trở tấm graphene được xác định dựa trên phương pháp bốn đầu dò bằng cách sử dụng Máy đo điện trở Helpass HPS2523.



Hình 3.9. Bố trí hệ đo độ phản xạ trong vùng tần số 1-18 GHz sử dụng hệ đo VNA ZNB20.



Hình 3.10. Phổ hấp thụ thực nghiệm của cấu trúc D-MPA-2DP trong các trường hợp: không có graphene, mực in graphene điện trở mặt 7,2 Ω /sq. và 30 Ω /sq.

Trong thực nghiệm, chúng tôi sử dụng hệ đo Vector Network Analyzer (VNA) ZNB20 gồm cặp ăng-ten thu/phát để đo đặc các thông số phản xạ của

MPA, như sơ đồ bố trí trong Hình 3.9. Khoảng cách giữa ăng-ten và mẫu xấp xỉ 2 m và góc tới θ là khoảng 15° .

Các phổ hấp thụ đo đạc của cấu trúc D-MPA-2DP có xu hướng tương tự như kết quả mô phỏng (So sánh với Hình 3.6) được thể hiện như quan sát trên Hình 3.10. Trong trường hợp không có mực in graphene, độ hấp thụ đạt trên 90% tại 3 đỉnh: 6,8 GHz, 8,4 GHz và 8,8 GHz. Khi điện trở của mực in graphene tăng lên 7,2 và 30 Ω/sq , phổ thực nghiệm cũng cho thấy sự suy giảm về biên độ (độ hấp thụ thấp nhất dưới 60%) tại hai đỉnh 8,4 GHz và 8,8 GHz.

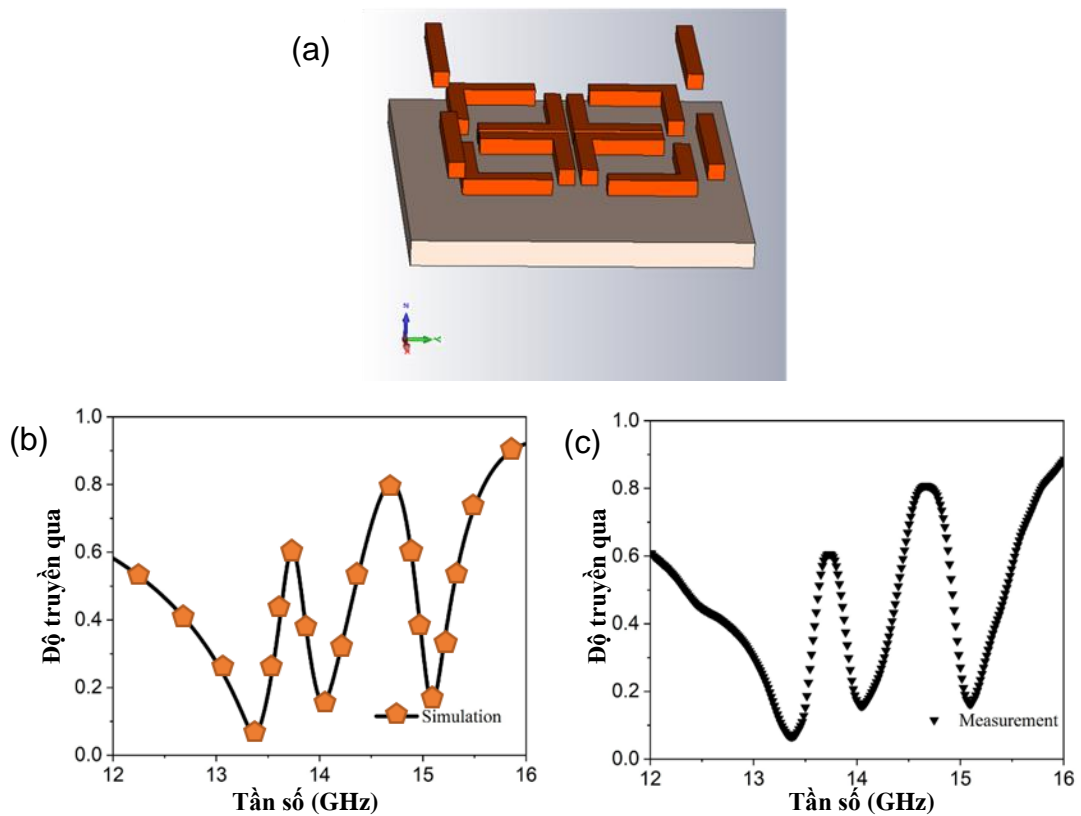
Trong cấu trúc lai hóa giữa D-MPA tích hợp plasmonic hai chiều, cụ thể ở đây, lớp graphene đóng vai trò là lớp điện trở làm suy yếu biên độ cộng hưởng riêng lẻ của SRR. Do đó, sự tương tác trường gần của cấu trúc cộng hưởng SRR và CS cũng bị suy yếu, làm cho sự tách biệt về tần số giữa các đỉnh thứ hai và thứ ba suy giảm. Hơn nữa, đáng chú ý là cường độ cộng hưởng của SRR bị suy yếu khi xuất hiện lớp graphene do sự thay đổi của mật độ điện tích cảm ứng làm thay đổi trở kháng trong D-MPA. Do đó, điều kiện phối hợp trở kháng hoàn hảo tại vị trí hai tần số này không còn được thỏa mãn dẫn tới sự suy giảm về độ truyền qua (độ trong suốt cảm ứng điện từ) hay suy giảm về độ hấp thụ. Các kết quả thu được chỉ ra rằng đặc tính hấp thụ của D-MPA có thể được điều khiển linh hoạt bằng cách tích hợp với vật liệu độ dẫn thấp (tương tự như vật liệu plasmonic hai chiều –graphene) trong dải tần số hoạt động mong muốn.

3.2. Nghiên cứu ảnh hưởng của graphene lên tính chất điện từ của vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ có hiệu ứng tương tác NF gián tiếp (I-MPA)

3.2.1. Nghiên cứu đặc trưng điện từ của cấu trúc vật liệu biến hóa có hiệu ứng NF gián tiếp

Trong phần này, cấu trúc hai lớp trên, kim loại-điện môi, của I-MPA được thiết kế bao gồm vòng cộng hưởng có rãnh bất đối xứng (SRR) và dây bị cắt (CW), như quan sát trên Hình 3.11. SRR có chiều dài cạnh 15 mm, chiều rộng 1 mm và khoảng cách giữa các nhánh 1,5 mm, đóng vai trò là cấu trúc tạo ra cộng hưởng mode sáng. Thanh kim loại CW có chiều rộng 1 mm và chiều dài

15 mm, có vai trò tạo ra cộng hưởng mode tối do đặt vuông góc với điện trường ngoài (\mathbf{E}). Khoảng cách giữa CW và SRR được cố định là 0,5 mm. Chiều dày của lớp kim loại và đế lần lượt là 0,035 mm và 1 mm. Ưu điểm cấu trúc này là cả hai chế độ cộng hưởng “sáng – sáng” và “sáng – tối” đều có thể được kích thích thông qua sự tương tác NF giữa các cấu trúc cộng hưởng. Tuy nhiên, điểm khác biệt với cấu trúc D-MPA ở điểm: các cộng hưởng trên CW được kích hoạt gián tiếp thông qua trường điện từ của các cấu trúc SRR ở khoảng cách đủ gần.



Hình 3.11. (a) Cấu trúc EIT đa đỉnh tối ưu trong vùng tần số GHz và (b) phổ truyền qua mô phỏng và (c) thực nghiệm tương ứng.

Kết quả mô phỏng cho thấy hai cực đại truyền qua 60% và 80% xuất hiện tại 13,7 GHz và 14,7 GHz trong khi các đáy không truyền qua lần lượt là 13,3 GHz, 14 GHz và 15 GHz, như quan sát trên Hình 3.11 (b). Như phân tích cụ thể trong tài liệu tham khảo [95-97], kết quả mô phỏng khi khoảng cách giữa CW và SRR nhỏ hơn 0,5 mm, khoảng cách giữa các vị trí đáy truyền qua được dự đoán sẽ tách xa nhau nhất do tương tác NF mạnh nhất. Cần lưu ý rằng, ở các giá trị khoảng cách xa lớn hơn 0,5 mm, SRR và CW được coi là đối xứng

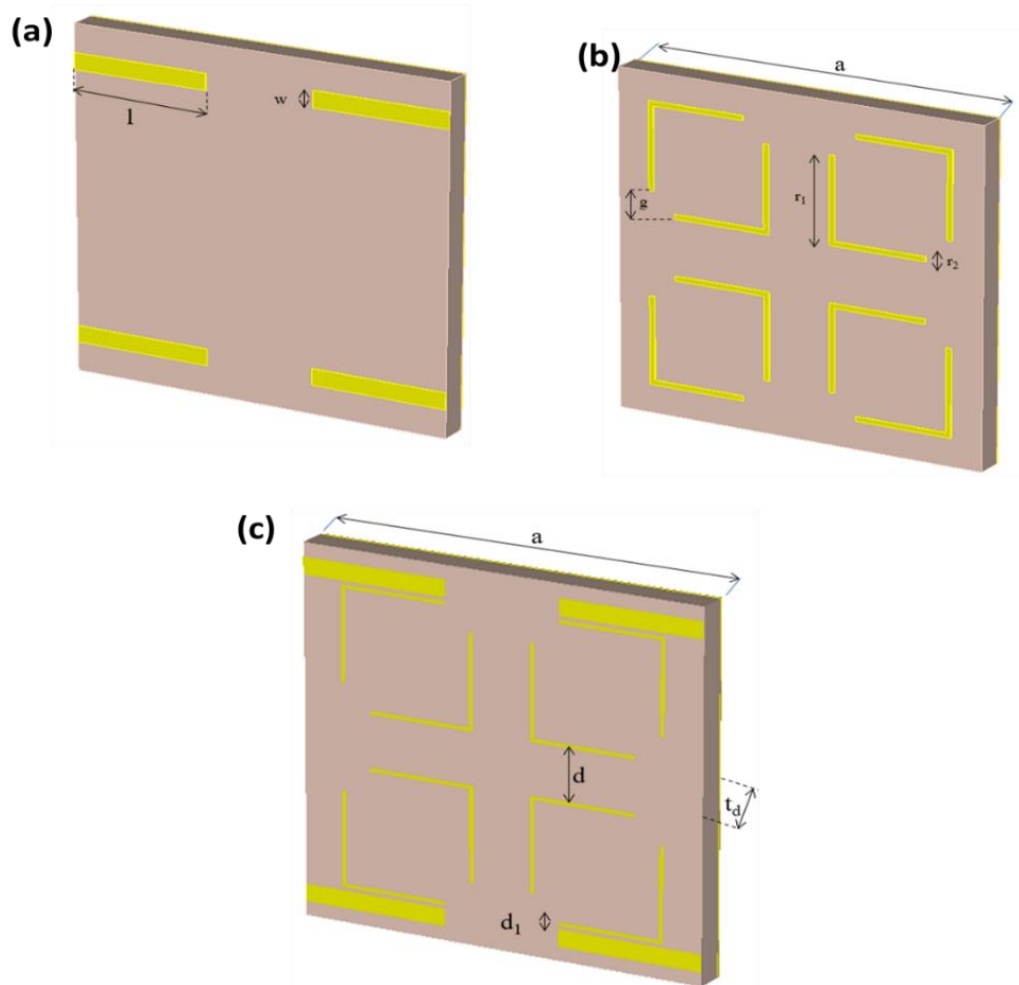
nên các kích thích do tương tác NF giữa SRR và CW không rõ ràng hay nói các khác là chỉ có thể tạo ra 1 đáy trong phổ hấp thụ (do lưỡng cực điện được cảm ứng trên SRR). Bên cạnh đó, khi $d = 0,5$ mm, vị trí của SRR và CW trở thành bất đối xứng và tương tác NF “sáng – tối” và “sáng-sáng” giữa SRR và CW đều được tạo ra. Do đó, hiệu ứng EIT đa dải tần xuất hiện do các tương tác này.

Dựa trên kết quả mô phỏng, mẫu vật liệu EIT như trên Hình 3.11(a) được chế tạo bằng phương pháp quang khắc mạch in tiêu chuẩn. Kết quả thực nghiệm trong Hình 3.11(c) cho thấy sự phù hợp tốt về dự đoán lý thuyết khi tạo ra 03 đáy trên phổ truyền qua tại 13,3 GHz, 14,0 GHz, và 15,0 GHz. Hai đỉnh truyền qua đạt 60% (tại 13,7 GHz) và 80% (tại 14,7 GHz).

3.2.2. Tối ưu mô hình cấu trúc I-MPA

Để tạo ra cấu trúc hấp thụ dựa trên hiệu ứng EIT, trước tiên, chúng ta tận dụng sự kích thích trực tiếp của sóng tới lên thành phần SRR (tạo ra mode sáng). Tiếp theo, NF của cộng hưởng trên SRR sẽ kích thích cộng hưởng trên thanh CW (các kích thích này là gián tiếp nên gọi là mode tối). Sau cùng, cộng hưởng trên CW (mode tối) sẽ tương tác trở lại với cộng hưởng trên SRR (mode sáng). Do sự giao thoa triệt tiêu trường điện từ giữa các phần tử mode sáng/tối, cấu trúc đề xuất như trên Hình 3.11 có thể tạo ra đa đỉnh cộng hưởng tại các tần số khác nhau.

Để tối ưu hoá và thu được các đỉnh hấp thụ có độ hấp thụ 90% chúng tôi đã tiến hành thiết kế thêm tấm kim loại liên tục phía sau của cấu trúc CW-SRR (cấu trúc này được gọi là I-MPA). Lớp kim loại có vai trò triệt tiêu sự truyền qua của sóng điện từ trong vùng tần số khảo sát và tạo ra cộng hưởng từ khi kết hợp với cấu trúc EIT ở mặt trên. Trong phần này, chúng tôi tiến hành mô phỏng nhiều phương án khác nhau để làm rõ cơ chế hấp thụ đa dải tần thông qua các bước như: thay đổi kích thước ô cơ sở, chiều dài và chiều rộng thanh cắt (CW), kích thước vòng cộng hưởng phân chia (SRR) cũng như khoảng cách giữa CW và SRR. Ô cơ sở của MPA sau khi đã được tối ưu được đề xuất trình bày trong Hình 3.12. Thông số cấu trúc tối ưu được trình bày trên Bảng 3.2.

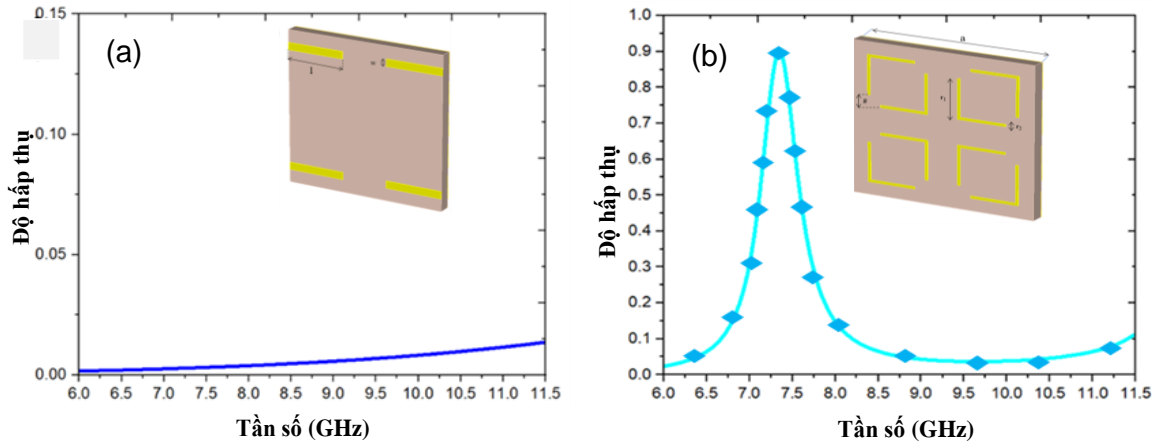


Hình 3.12. Sơ đồ cấu trúc vật liệu MPA 3 lớp (Kim loại/điện môi/kim loại): a) thanh cắt CW; b) Vòng cộng hưởng SRR; c) Cấu trúc I-MPA.

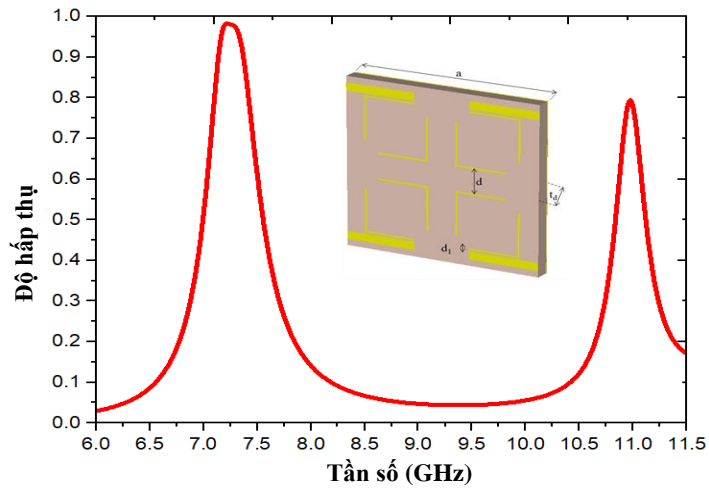
Bảng 3.2. Thông số cấu trúc của EIT-MPA

Tham số	a	w	l	g	r₁	r₂	d	d₁	td	tm
Giá trị (mm)	21,0	1,0	7,5	1,5	7,0	0,2	3,0	0,2	1,6	0,035

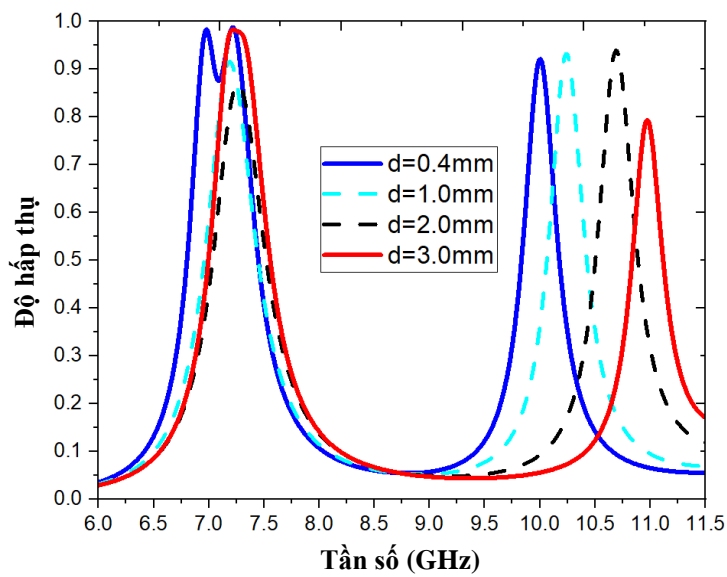
Đối với các phương án mô phỏng lớp phản xạ phía dưới cùng chúng tôi lựa chọn vật liệu kim loại là Đồng (Cu), vật liệu điện môi là polyimide hoặc FR-4 với các tham số đã được tích hợp sẵn phần mềm CST. Chúng tôi thay đổi khoảng cách d giữa các SRR để nghiên cứu ảnh hưởng đến phổ hấp thụ của cấu trúc I-MPA.



Hình 3.13. Phổ hấp thụ của cấu trúc tương ứng với (a) CW và (b) SRR.



Hình 3.14. Phổ hấp thụ trong dải tần số 6,0 – 11,5 GHz của các cấu trúc CW-SRR.

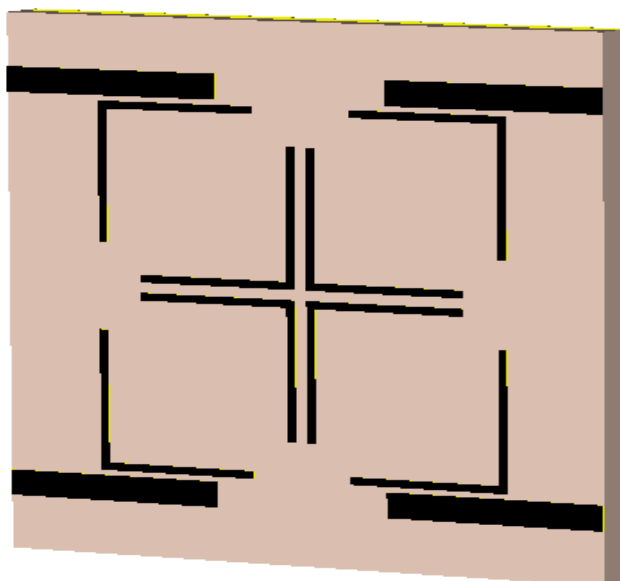


Hình 3.15. Phổ hấp thụ trong dải tần số GHz của các cấu trúc MPA khi giảm giá trị khoảng cách d từ 3,0 mm xuống 0,4 mm.

Kết quả trên Hình 3.13(a) chỉ ra rằng, khả năng hấp thụ của cấu trúc CW có giá trị rất thấp, điều này khẳng định là CW là phần tử mode tối không được kích thích trực tiếp từ trường điện từ ngoài. Trong khi đó, cấu trúc SRR đạt độ hấp thụ 92,53% tại tần số 7,35 GHz, như quan sát trên Hình 3.13(b). Kết quả này được giải thích do SRR được thiết kế với vai trò là mode sáng, được kích thích trực tiếp từ trường ngoài. Tương tác NF “sáng-tối” được thể hiện bằng cách kết hợp các cấu trúc với nhau, I-MPA được đề xuất có hai đỉnh hấp thụ tại 7,23 GHz và 10,98 GHz với độ hấp thụ 98,78 GHz và 79,25%, tương ứng trên Hình 3.14. Trong đó, nhờ có tương tác trường gần của SRR và CW, trường điện từ trên SRR đã cảm ứng ra dao động điện từ trên các thanh CW nằm ngang. Hệ quả là cộng hưởng trên CW được cảm ứng bởi tương tác NF “sáng-tối” đã làm xuất hiện thêm đỉnh hấp thụ tại 10,98 GHz.

Kết quả thứ vị được trên Hình 3.15, khi giảm khoảng cách d giữa các SRR, dẫn đến sự thay đổi mạnh tại các đỉnh hấp thụ của cấu trúc. Tại tần số thấp hơn, xuất hiện hai đỉnh hấp thụ tại 6,97 GHz và 7,22 GHz với độ hấp thụ 98,27 % và 98,75 % tương ứng với giá trị $d < 0,4$ mm. Trong khi đó, đỉnh hấp thụ thứ ba tại tần số 10 GHz tăng từ 79,25 lên tới 92,0%. Quan sát chỉ ra rằng tham số d đóng một vai trò quan trọng trong việc kiểm soát các tương tác NF sáng-tối và sáng-sáng. Khi khoảng cách d càng nhỏ, sự tương tác trường gần của các SRR càng mạnh, làm cho vị trí các đỉnh cộng hưởng ở tần số thấp hơn (xung quanh 7 GHz) tách ra xa hơn. Trong khi đó, đỉnh hấp thụ ở vùng tần số cao hơn là do cộng hưởng của CW được cảm ứng bởi tương tác NF “sáng-tối” của SRR và CW. Do vị trí tương đối của SRR và CW thay đổi, phân bố dòng điện cảm ứng trên CW cũng thay đổi, từ đó làm dịch chuyển tần số hấp thụ của đỉnh hấp thụ này.

3.2.3. Thiết kế và mô phỏng cấu trúc vật liệu I-MPA tích hợp vật liệu plasmonic graphene

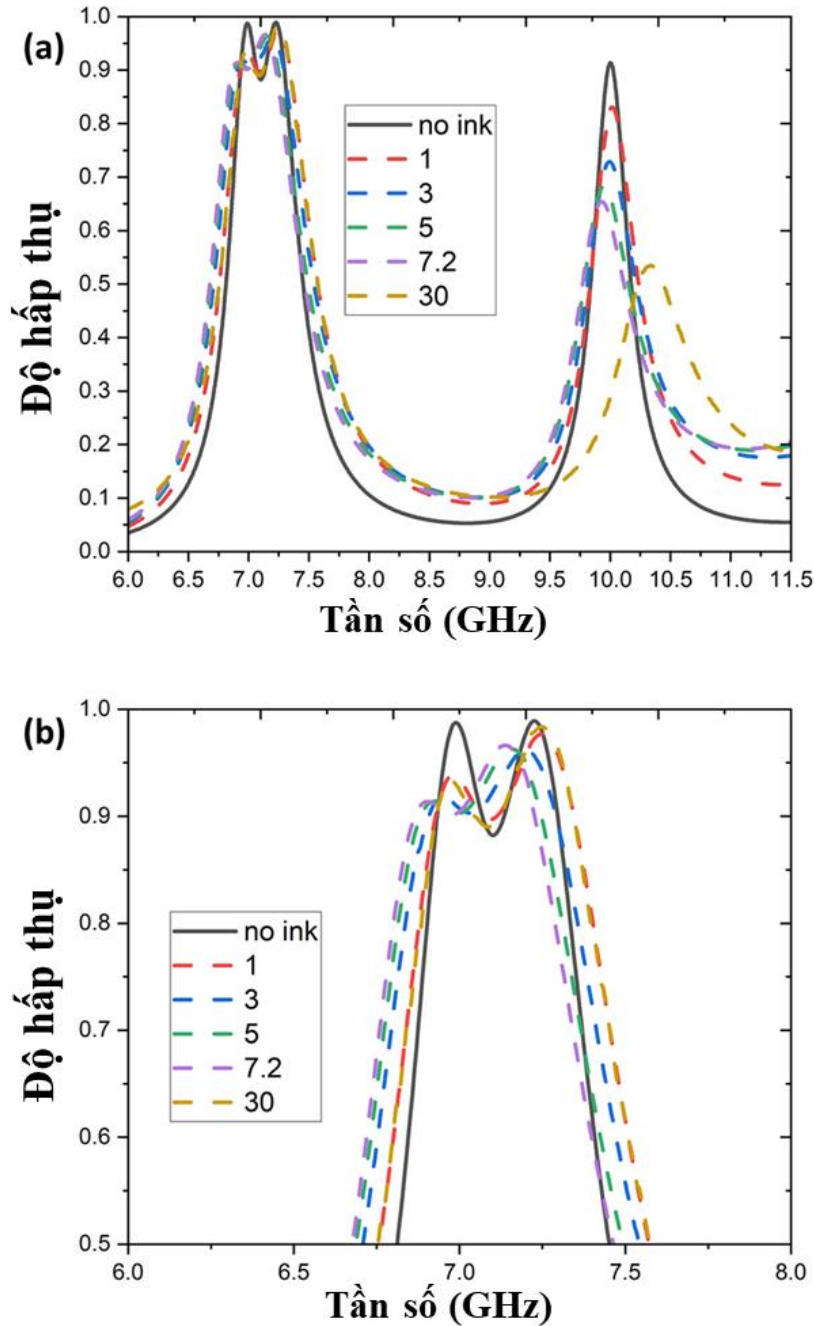


Hình 3.16. Sơ đồ cấu trúc vật liệu I-MPA-2DP tích hợp graphene (màu đen).

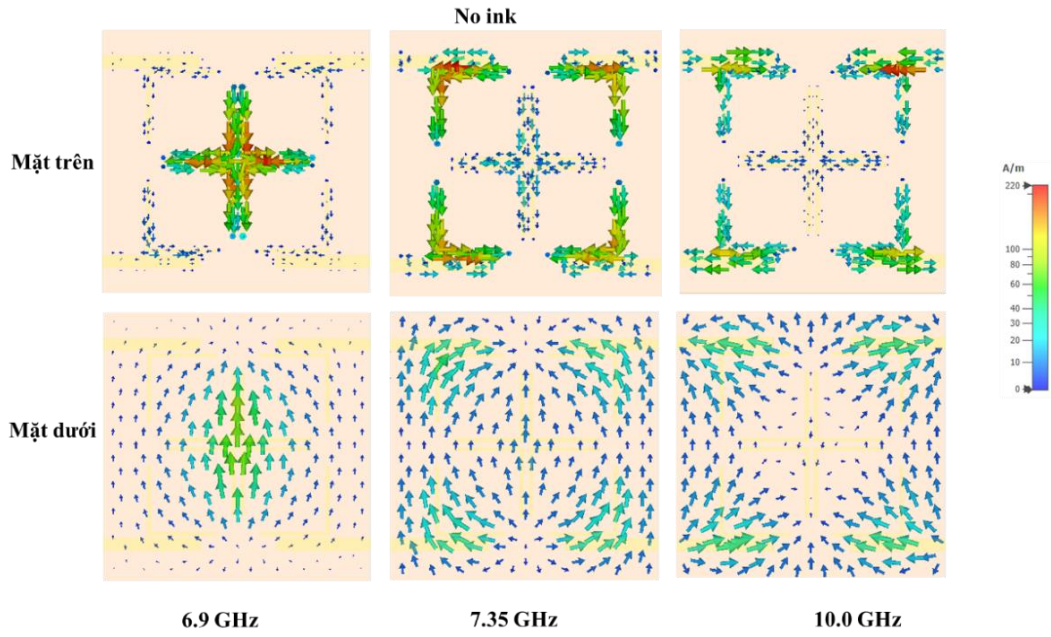
Tương tự như Mục 3.1, để mở rộng khả năng điều khiển phổ hấp thụ, chúng tôi tích hợp vật liệu graphene độ dẫn thấp vào cấu trúc I-MPA (Hình 3.16). Khác với trường hợp trên, mực in graphene được phủ toàn bộ lên CW và SRR (do cấu trúc CW là mode tối). Chúng tôi tiến hành khảo sát với các loại mực graphene khác nhau với điện trở mặt thay đổi từ 1,0 đến 30 Ω/sq , tại khoảng cách $d = 0,4$ mm.

Kết quả phổ hấp thụ của cấu trúc khi lớp kim loại được phủ các loại mực graphene khác nhau được trình bày trong Hình 3.17. Kết quả cho thấy, độ hấp thụ của hai đỉnh tại tần số thấp hơn giảm dần và xu hướng không còn tách đỉnh, có xu hướng thành một đỉnh. Đỉnh hấp thụ riêng lẻ tại tần số cao hơn (10 GHz) giảm từ 92% xuống còn 66% khi tăng giá trị điện trở mực graphene từ 1,0 lên 7,2 Ω/sq . Tuy nhiên, trong trường hợp này, khi giá trị điện trở mực dẫn graphene tăng lên 30 Ω/sq ., phổ hấp thụ vẫn tồn tại 3 đỉnh lần lượt tại xung quanh tần số 6,9 GHz độ hấp thụ xấp xỉ 90%, tại 7,35 GHz độ hấp thụ xấp xỉ 96% và tại 10 GHz độ hấp thụ xấp xỉ 55%. Kết quả này khẳng định rằng, sự có mặt của vật liệu 2D plasmonic như graphene ảnh hưởng mạnh đến các đỉnh hấp

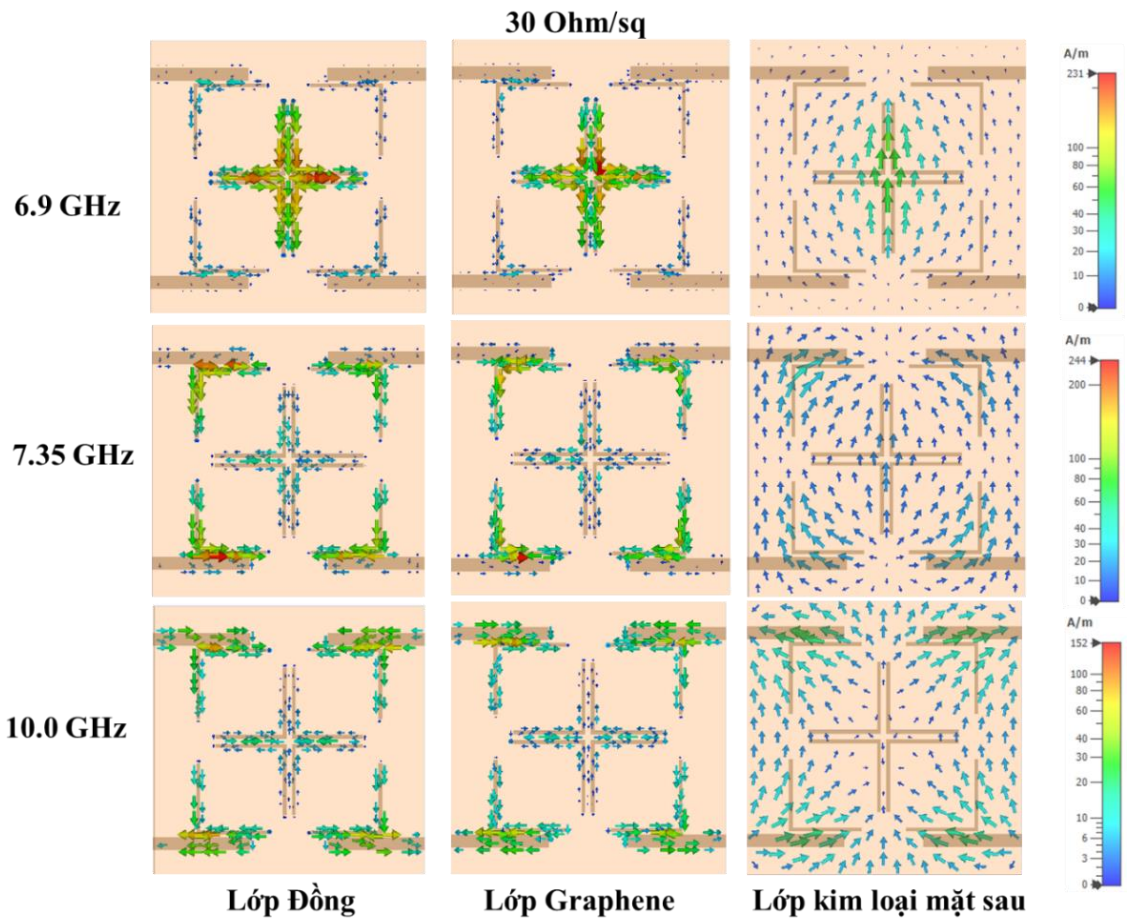
thụ gây ra do tương tác NF (tại 6,9 GHz và 10 GHz), biên độ hấp thụ giảm do các dòng điện cảm ứng bị triệt tiêu trên bề mặt các cấu trúc thanh kim loại CW (thành phần tổn hao Ohmic được tăng cường khi điện trở mặt tăng từ 1,0 đến 30 Ω/sq). Ngược lại, tần số hấp thụ cơ bản tại 7,35 GHz được duy trì do sự tồn tại của cộng hưởng từ và tổn hao điện môi nội tại bên trong cấu trúc MPA.



Hình 3.17. (a) Phổ hấp thụ của cấu trúc khi thay đổi điện trở của mực graphene từ 1 đến 30 Ω/sq và (b) quan sát sự thay đổi của hai đỉnh hấp thụ tại tần số thấp.



Hình 3.18. Phân bố dòng điện cảm ứng tại các tần số hấp thụ khi không tích hợp graphene.

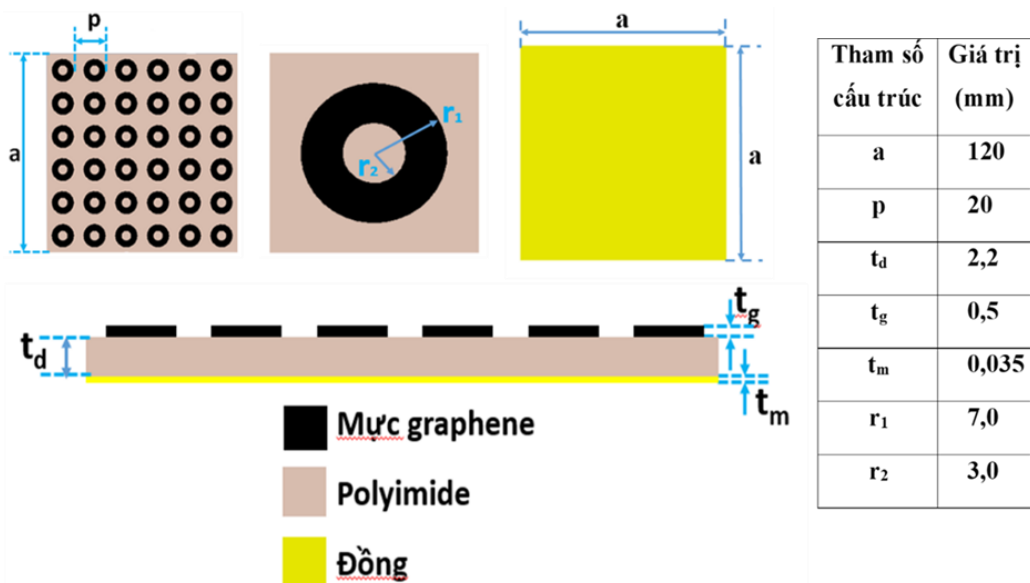


Hình 3.19. Phân bố dòng điện cảm ứng tại các tần số hấp thụ trên các lớp cấu trúc trong trường hợp mực in graphene có điện trở bề mặt $30 \Omega/sq$.

Hình 3.18 trình bày kết quả mô phỏng phân bố dòng điện cảm ứng tại các bề mặt kim loại trong trường hợp cấu trúc ban đầu chưa tích hợp graphene. Các cặp dòng điện đối song trên các vị trí khác nhau của cấu trúc SRR và CW cho thấy các cộng hưởng từ đã được kích thích khi đặt trong điều kiện có hiệu ứng EIT, hệ quả tạo ra các đỉnh hấp thụ tại các tần số cộng hưởng. Đặc biệt, chúng ta quan sát tại dòng điện cảm ứng trên các cấu trúc thanh CW mặc dù đặt vuông góc với từ trường, cộng hưởng này sinh ra do CWs đặt trong điều kiện NF với SRR như đã phân tích ở trên.

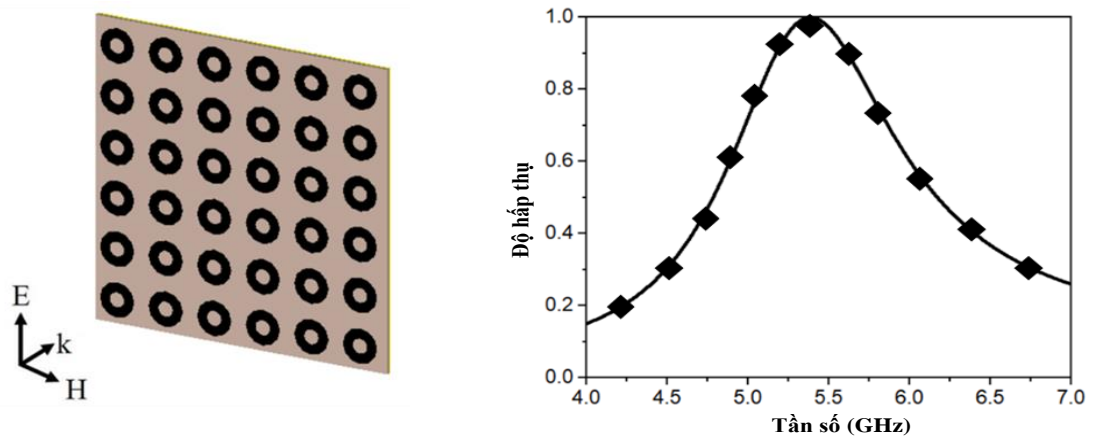
Khi tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều tiêu biểu là mực in graphene với điện trở bề mặt là $30 \Omega/\text{sq}$, phân bố của dòng điện cảm ứng bị giảm về mật độ đáng kể tại các tần số hấp thụ sinh ra do NF, như quan sát trên Hình 3.19. Sự giảm về mật độ dòng điện cảm ứng mạnh nhất được quan sát trên các cấu trúc CWs, dẫn tới sự suy giảm về cường độ hấp thụ xuống dưới 60% như đã thảo luận ở trên. Các kết quả mô phỏng này đã làm rõ ảnh hưởng của lớp graphene đến cường độ của tương tác NF “sáng-sáng và “sáng-tối” của cấu trúc I-MPA-2DP, từ đó cũng làm rõ sự thay đổi độ hấp thụ của vật liệu.

3.3. Điều khiển đặc trưng hấp thụ của vật liệu MPA tích hợp vật liệu plasmonic graphene

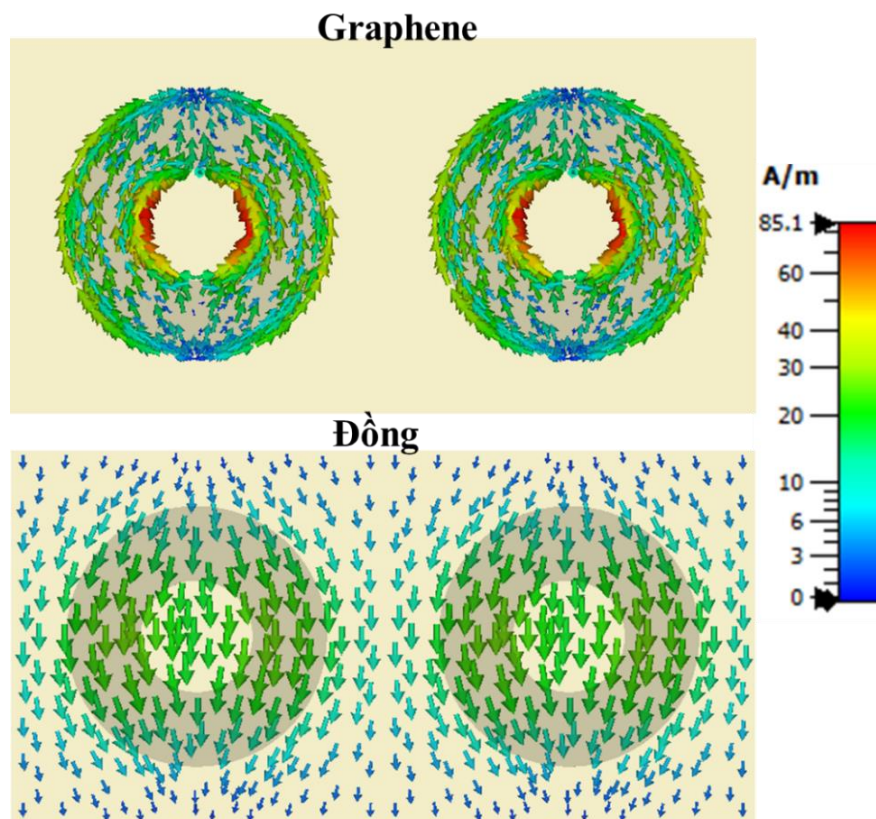


Hình 3.20. Minh họa cấu tạo của cấu trúc MPA-2DP hoạt động ở vùng GHz.

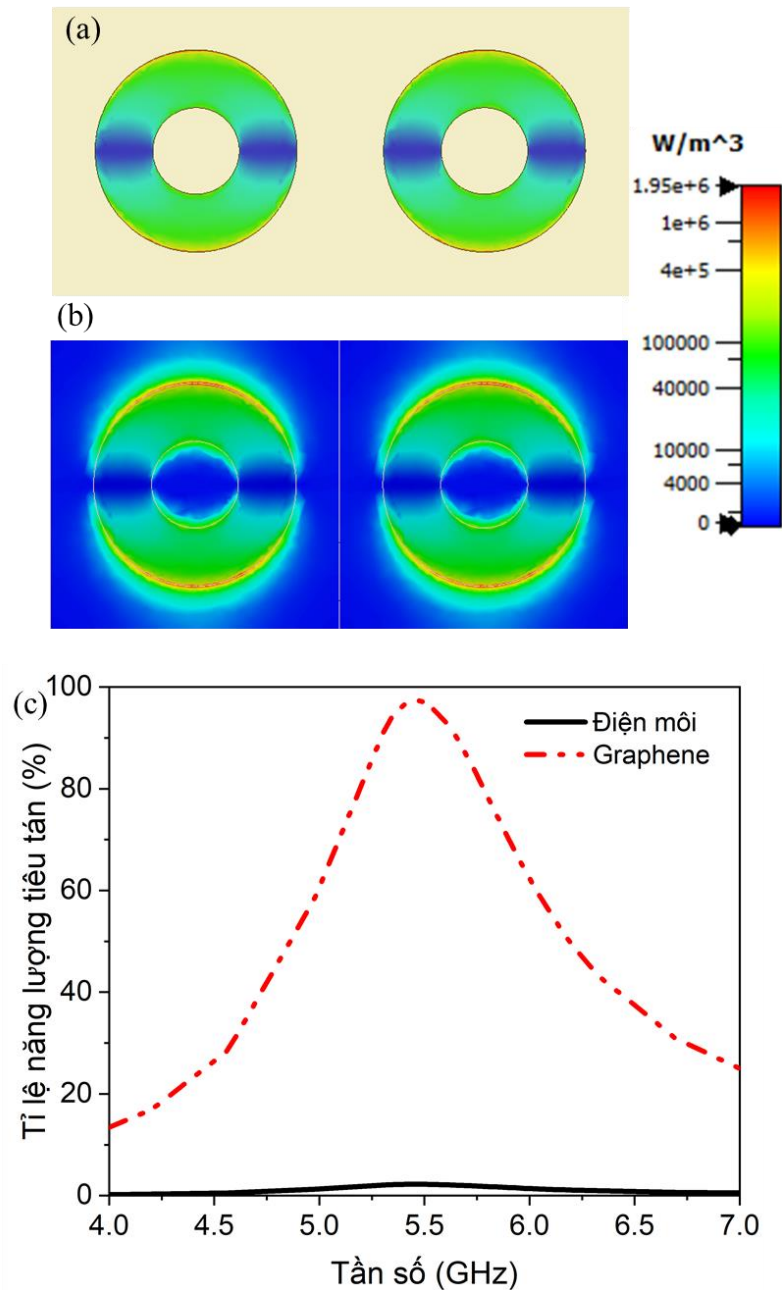
Bên cạnh sự điều khiển linh hoạt tần số và biên độ hấp thụ do tương tác NF của các hệ D-/I-MPAs ở trên, đặc tính plasmonic của graphene ảnh hưởng đến các cộng hưởng cơ bản/bậc cao sẽ được chúng tôi khảo sát tiếp theo cho một số mô hình cấu trúc biến dạng (uốn cong).



Hình 3.21. Phổ hấp thụ mô phỏng của vật liệu 2D-MPA dạng phẳng sử dụng mực graphene.



Hình 3.22. Dòng điện cảm ứng phân bố tại lớp Graphene và mặt kim loại tại tần số 5,26 GHz.

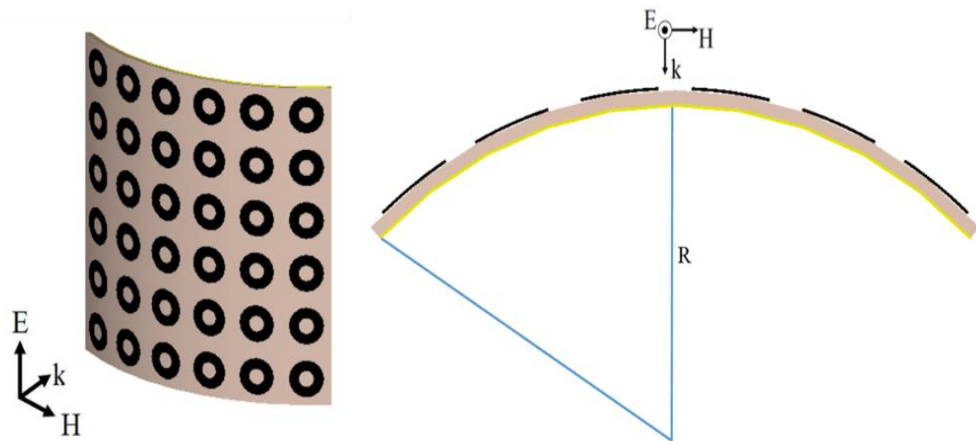


Hình 3.23. Năng lượng tiêu tán trên (a) lớp mực graphene và (b) lớp điện môi, (c) tỉ lệ năng lượng tiêu tán tại các vật liệu thành phần.

Hình 3.20 mô tả cấu trúc của vật liệu MPA-2DP sử dụng lớp mực in graphene. Vật liệu có cấu trúc gồm ba lớp: lớp kim loại đồng liên tục ở mặt sau, lớp điện môi dẻo polyimide ở giữa và lớp mực graphene được tạo các cấu trúc cộng hưởng tuần hoàn ở mặt trước. Mực graphene được sử dụng trong nghiên cứu này có điện trở bề mặt là $7,2 \Omega/sq$. Mẫu vật liệu biến hóa có các tham số cấu trúc được tối ưu như ở Hình 3.20. Hình 3.21 trình bày phổ hấp thụ của mẫu

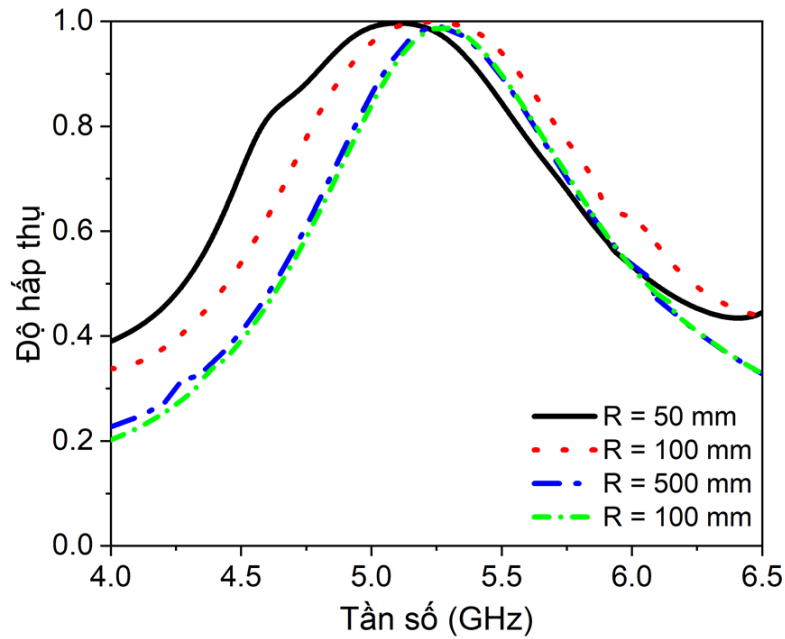
vật liệu MPA-2DP sử dụng mực in graphene với các tham số cấu trúc được tối ưu như trên. Kết quả mô phỏng cho thấy vật liệu có độ hấp thụ đạt tới 99,9% tại tần số 5,26 GHz ở trạng thái phẳng.

Phân bố dòng điện cảm ứng trên bề mặt lớp kim loại Graphene và mặt kim loại tại tần số 5,26 GHz cho thấy cộng hưởng từ cơ bản (bậc 1) được hình thành do dòng điện cảm ứng đối song giữa các lớp trên được hình thành, như quan sát trên Hình 3.22. Hiện tượng này cũng mang đến kết quả thú vị khi việc tích hợp toàn phần vật liệu plasmonic hai chiều (thay thế cấu trúc kim loại tuần hoàn) có thể đạt được độ hấp thụ cao (99,9%). Khác với cấu trúc MPA cấu tạo từ cấu trúc bề mặt bằng kim loại, sự tiêu tán năng lượng thường do tổn hao điện môi, nhưng như quan sát trên Hình 3.23, năng lượng hấp thụ sóng điện từ được tiêu tán chủ yếu trên lớp vật liệu graphene (tổn hao Ohmic chiếm ưu thế).

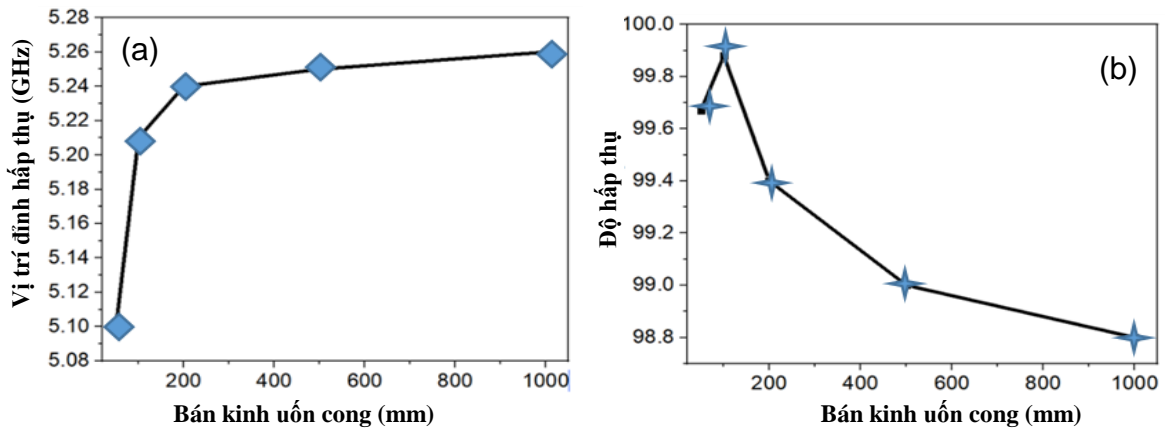


Hình 3.24. Mô hình cấu trúc MPA-2DP khi ở dạng uốn cong theo bán kính R .

Từ kết quả khảo sát trong trường hợp mẫu phẳng, chúng tôi tiếp tục khảo sát khả năng hoạt động của cấu trúc MPA-2DP trong trường hợp chịu tác động bề cong như quan sát trên Hình 3.24. Dễ thấy phổ hấp thụ mô phỏng của vật liệu bị suy giảm nhẹ về biên độ và tần số bị dịch xanh khi bán kính uốn cong tăng dần. Cụ thể, khi được uốn cong với bán kính uốn $R = 1000$ mm, độ hấp thụ đạt 98,8 % tại 5,26 GHz, như quan sát trên Hình 3.25. Trong điều kiện khi $R = 500$ mm, 100 mm, và 50 mm, độ hấp thụ tương ứng đạt 98,99% (5,25 GHz), 99,88 % (5,21 GHz) và 99,67 % (5,1 GHz).



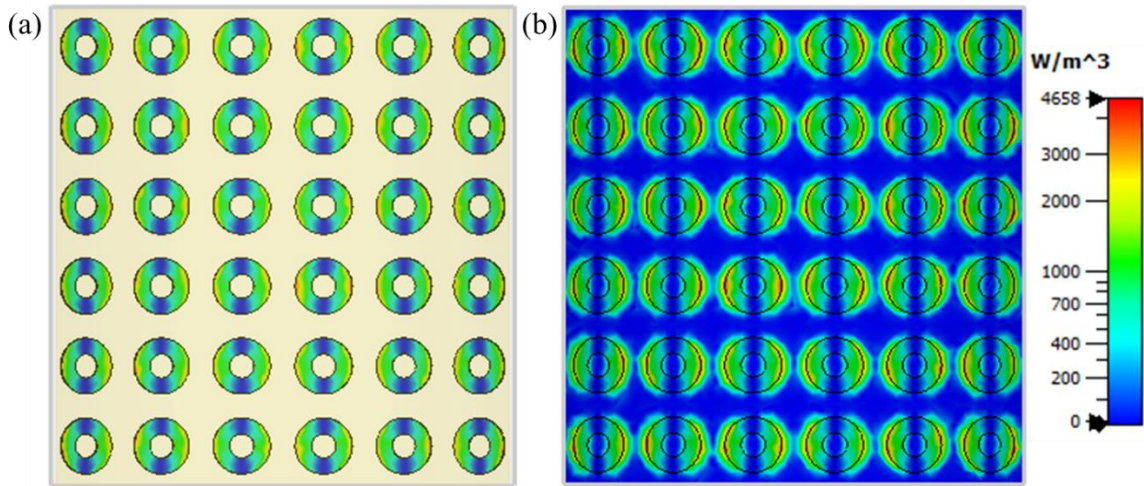
Hình 3.25. Phổ hấp thụ mô phỏng của vật liệu khi bán kính uốn cong (a) $R = 1000$ mm, (b) $R = 500$ mm, $R = 200$ mm và $R = 50$ mm.



Hình 3.26. Sự phụ thuộc (a) vị trí và (b) cường độ đỉnh hấp thụ vào độ uốn cong.

Hình 3.26a và 3.26b mô tả trực quan sự phụ thuộc của vị trí đỉnh và cường độ hấp thụ của mẫu vật liệu vào độ uốn cong. Khi độ uốn cong tăng lên (bán kính uốn giảm), đỉnh phổ hấp thụ bị dịch chuyển về phía tần số thấp hơn và độ hấp thụ tăng lên. Tuy nhiên sự thay đổi là nhỏ. Như vậy, có thể kết luận rằng, với mẫu vật liệu được đề xuất, phổ hấp thụ không phụ thuộc nhiều vào đặc tính đàn hồi của vật liệu, nó vẫn duy trì tốt đặc tính hấp thụ ngay cả khi bị uốn cong với bán kính uốn $R = 50$ mm. Kết quả này là mới khi so sánh với

trường hợp cấu trúc tuần hoàn mặt trước làm bằng kim loại (dưới điều kiện biến dạng, sự phối hợp trở kháng thường bị suy giảm dẫn tới độ hấp thụ giảm đáng kể). Nhận định này có thể giải thích dựa trên quan sát Hình 3.27 về phân bố tiêu tán năng lượng trên lớp mực graphene và lớp điện môi tại tần số hấp thụ 5,21 GHz khi bán kính uốn $R = 100$ mm. Tổn hao Ohmic trên lớp graphene vẫn giữ vai trò chính trong sự duy trì các đỉnh hấp thụ cao.

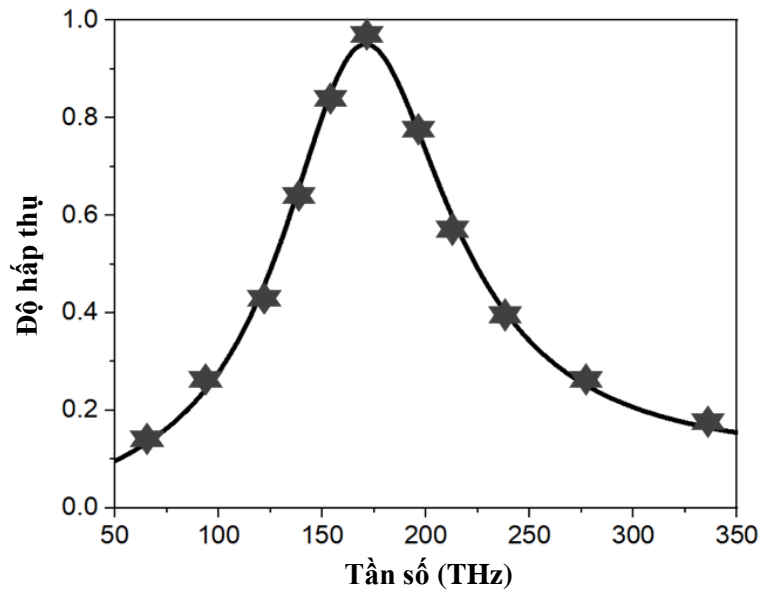
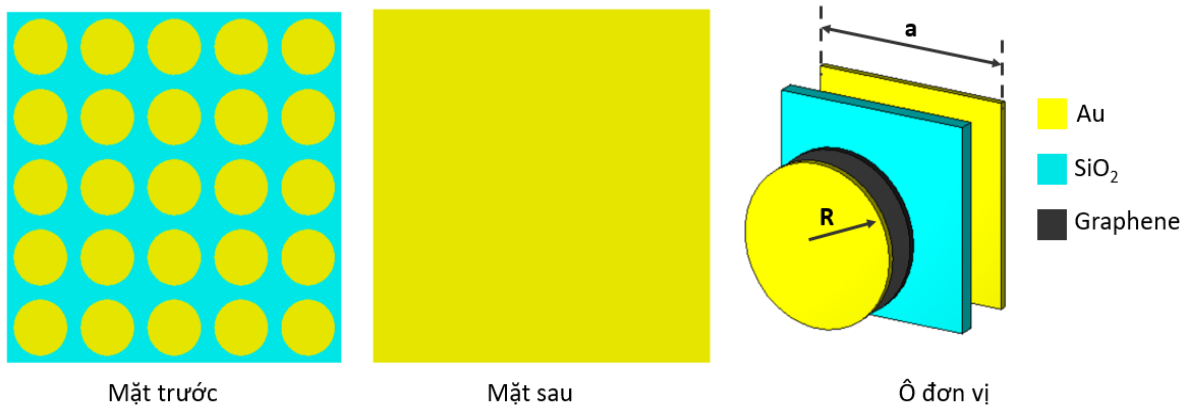


Hình 3.27. Tiêu tán năng lượng trên (a) lớp mực graphene và (b) lớp điện môi tại tần số hấp thụ 5,21 GHz khi bán kính uốn $R = 100$ mm.

Mô hình MPA-2DP có thể điều khiển tần số và độ hấp thụ bằng điện áp

Nối tiếp các nghiên cứu trên về sự duy trì biên độ và tần số hấp thụ của cấu trúc MPA-2DP ở trên, khảo sát về sự ảnh hưởng của đặc tính hấp thụ của MPA-2DP vào thế hóa học của lớp vật liệu plasmonic hai chiều (graphene) được trình bày trên Hình 3.28. Để đạt điện thế điều chỉnh thế hóa học, cấu trúc MPA-2DP được tinh chỉnh để hoạt động trên vùng tần số cao (THz) gồm 3 lớp: dưới cùng là lớp kim loại vàng liên tục, ở giữa là lớp điện môi (SiO_2) và trên cùng là các cấu trúc cộng hưởng hình tròn, làm từ kim loại vàng được sắp xếp tuần hoàn. Một lớp graphene được đặt xen giữa lớp SiO_2 và cấu trúc cộng hưởng hình tròn (Hình 3.28). Các tham số hình học của vật liệu là kích thước ô đơn vị $a = 300$ nm, bán kính hình tròn cộng hưởng $R = 120$ nm, độ dày lớp kim loại vàng $t_m = 6$ nm, độ dày lớp điện môi SiO_2 là $t_d = 25$ nm. Lớp graphene có độ dày $t_g = 0,001$ nm tương ứng với 3 đơn lớp graphene. Phổ hấp thụ mô phỏng

của vật liệu biến hóa khi tích hợp graphene được mô tả trong Hình 3.28. Vật liệu đề xuất cho một đỉnh hấp thụ xung quanh 170,9 THz với độ hấp thụ 95,1%.



Hình 3.28. Cấu trúc vật liệu biến hóa tích hợp graphene và Phổ hấp thụ mô phỏng cho cấu trúc MPA-2DP tương ứng.

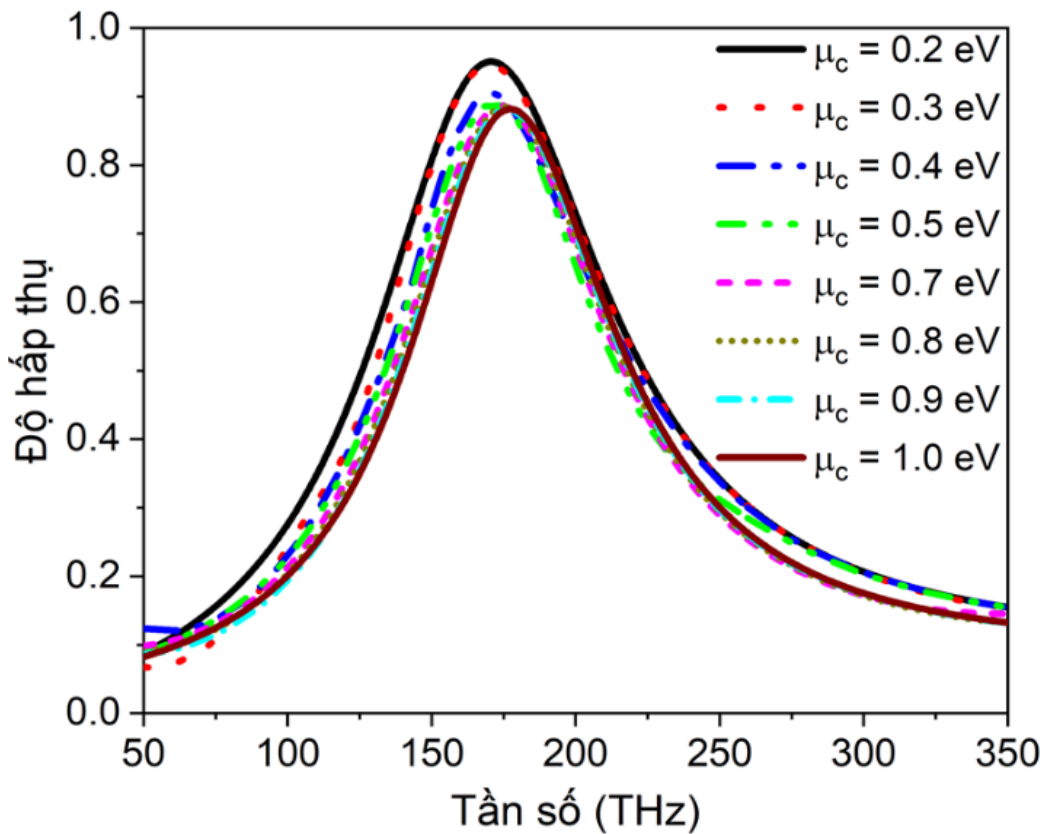
Như phân tích trên phần tổng quan, trong vùng THz, độ dẫn điện của graphene có thể thay đổi được thông qua việc thay đổi thế hóa học μ_c (tức là năng lượng Fermi). Việc thay đổi này có thể được thực hiện bằng cách sử dụng điện áp bên ngoài. Do đó, trong phần này, chúng tôi tập trung khảo sát khả năng điều khiển tần số và độ hấp thụ của MPA-2DP tích hợp graphene trong vùng tần số THz khi thay đổi thế hóa học trong giá trị từ 0,0 eV đến 1,0 eV.

Hình 3.29 biểu diễn phổ hấp thụ của vật liệu đề xuất khi $\mu_c = 0,2$ eV đến 1,0 eV. Thống kê sự thay đổi về biên độ và tần số hấp thụ được mô tả cụ thể

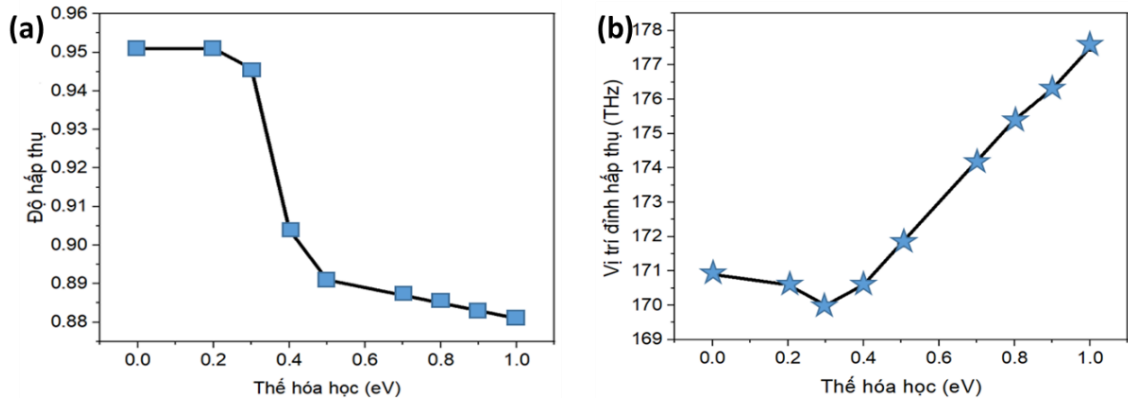
theo xu hướng của giá trị μ_c được minh họa trên Hình 3.30 và Bảng 3.1. Sự thay đổi về biên độ và tần số hấp thụ có thể được lý giải do sự thay đổi về mật độ điện tích cảm ứng sinh ra khác nhau do điện thế áp đặt với giá trị khác nhau.

Bảng 3.1. Sự thay đổi về biên độ và tần số hấp thụ theo thế hóa học của graphene.

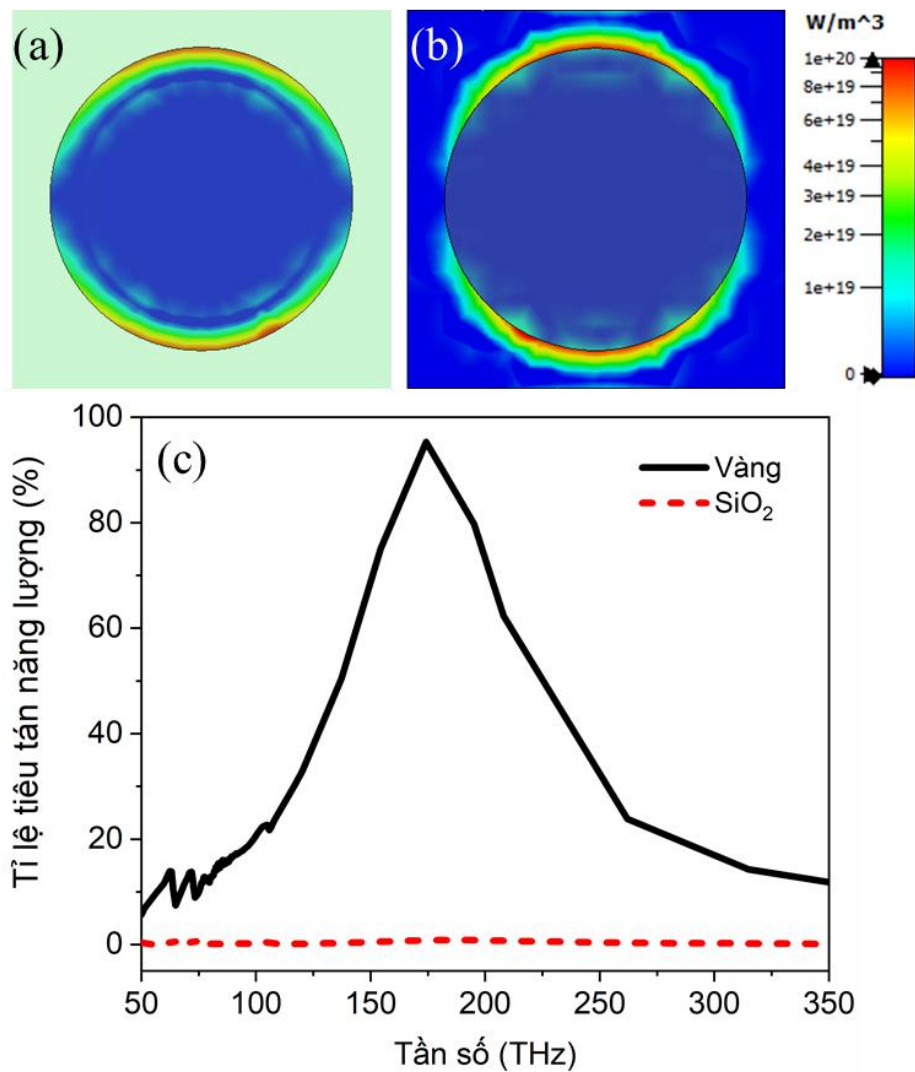
μ_c (eV)	Đỉnh hấp thụ (f-THz)	Độ hấp thụ (A)
0,2	170,6	95,10
0,3	170,0	94,58
0,4	170,6	90,40
0,5	171,8	89,10
0,7	174,2	88,70
0,8	175,4	88,50
0,9	176,3	88,30
1,0	177,5	88,10



Hình 3.29. Phổ hấp thụ mô phỏng của vật liệu phụ thuộc thế hóa học μ_c

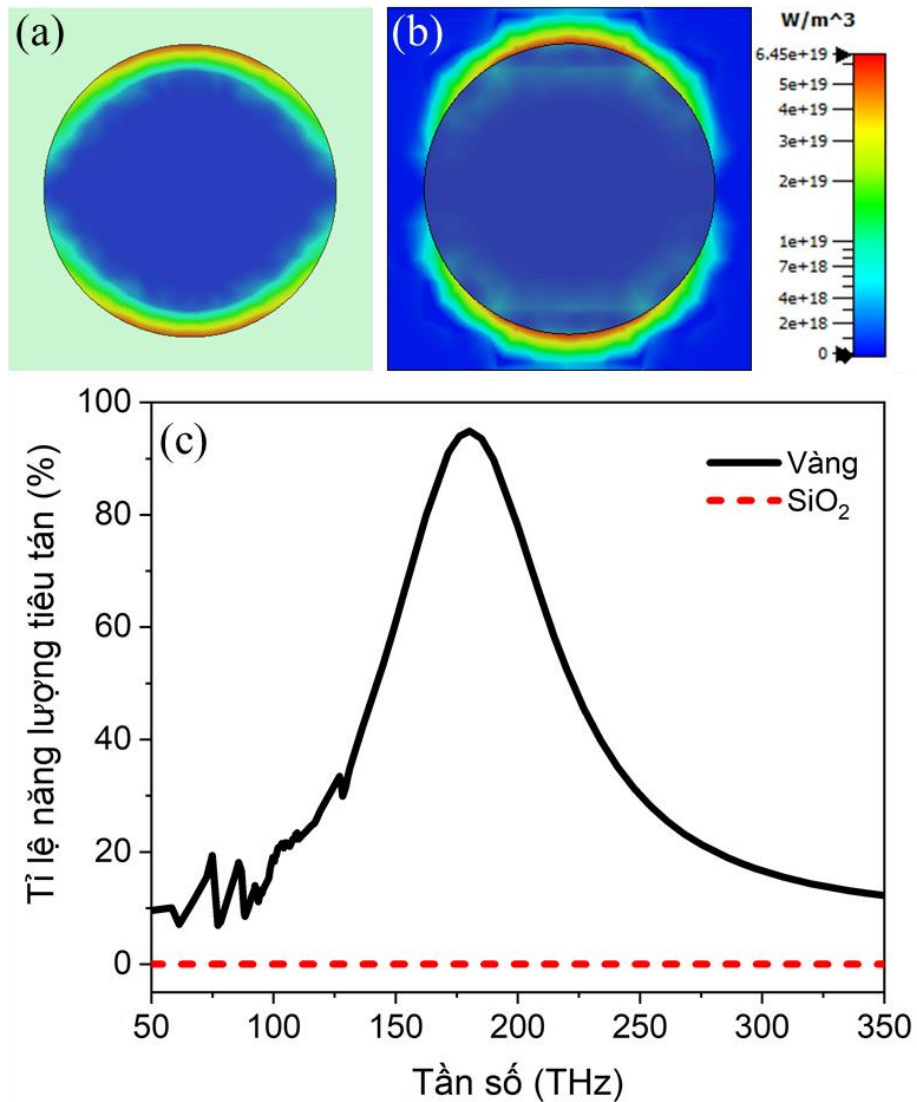


Hình 3.30. Sự thay đổi (a) cường độ hấp thụ và (b) vị trí đỉnh hấp thụ theo giá trị của thế hóa học μ_c của tấm graphene.

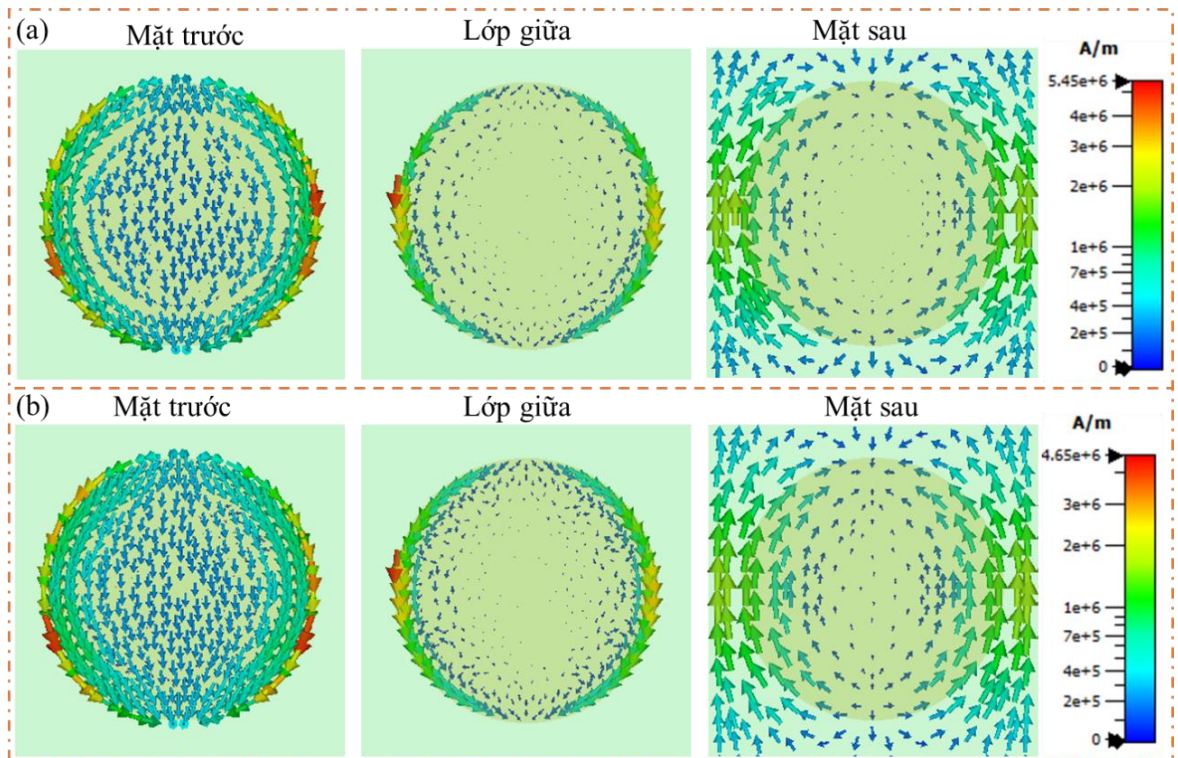


Hình 3.31. Phân bố mật độ năng lượng tiêu tán trên (a) cấu trúc cộng hưởng kim loại và (b) điện môi SiO₂, (c) tỉ lệ năng lượng tiêu tán trên các lớp vật liệu khi $\mu_c = 0$ eV.

Hình 3.31 và 3.32 lần lượt là phân bố mật độ năng lượng tiêu tán trên cấu trúc cộng hưởng kim loại và lớp điện môi SiO_2 , khi $\mu_c = 0$ và $1,0 \text{ eV}$. So sánh tỷ lệ năng lượng tiêu tán trên các lớp vật liệu cho thấy, lớp kim loại chiếm ưu thế do tổn hao Ohmic trên vùng tần số cao. Sự tăng thế hóa học đến $1,0 \text{ eV}$ sự giảm về biên độ hấp thụ có thể được giải thích dựa trên vị trí và cường độ của các cộng hưởng plamon của lớp graphene có thể bị dịch chuyển sang vùng tần số khác. Một nguyên nhân khác cũng có thể kể đến từ sự chuyển tiếp giữa các vùng interband và intraband của lớp graphene. Sự giảm về mật độ điện tích cảm ứng trên bề mặt các lớp vật liệu được minh hoạt trên Hình 3.33.



Hình 3.32. Phân bố mật độ năng lượng tiêu tán trên (a) cấu trúc cộng hưởng kim loại và (b) điện môi SiO_2 , (c) tỷ lệ năng lượng tiêu tán trên các lớp vật liệu khi $\mu_c = 1,0 \text{ eV}$.



Hình 3.33. Phân bố dòng điện bề mặt tại tần số hấp thụ khi thế hóa học là (a) 0,0 eV và (b) 1,0 eV.

KẾT LUẬN CHƯƠNG 3

Chương này trình bày một số kết quả quan trọng chính về nghiên cứu đặc tính hấp thụ đa dải tần dựa trên cấu trúc có hiệu ứng tương tác NF trực tiếp (D-MPA) và gián tiếp (I-MPA). Thông qua sự tích hợp vật liệu plasmonic hai chiều (graphene), các tương tác trường gần ảnh hưởng đến cộng hưởng của các phần tử mode sáng và mode tối dẫn tới sự thay đổi trong biên độ và tần số hấp thụ trong dải tần số GHz. Cụ thể:

- Đối với cấu trúc dạng D-MPA: tương tác NF mạnh tại khoảng cách $d = 0,5$ mm giữa các cộng hưởng SRR và CS, kết quả mô phỏng và thực nghiệm xác nhận tương tác NF bị suy giảm khi tích hợp lớp một phần lớp vật liệu graphene có điện trở mặt tăng trong khoảng $7,2 \Omega/\text{sq}$. đến $30 \Omega/\text{sq}$. Hệ quả là độ hấp thụ duy trì trên 90% tại tần số tại tần số 6,8 GHz và độ hấp thụ suy giảm xuống dưới 60% tại 8,2 GHz và 8,8 GHz.

- Đối với cấu trúc dạng I-MPA: tương tác NF mạnh tại khoảng cách $d = 0,4$ mm giữa các cộng hưởng SRR và CW, kết quả mô phỏng xác nhận các đỉnh hấp thụ sinh ra do tương tác NF bị ảnh hưởng mạnh xung quanh tần số 6,9 GHz và 10,0 GHz, trong khi độ hấp thụ duy trì trên 90% tại 7,35 GHz khi giá trị điện trở mặt của lớp graphene tăng lên đến giá trị $30 \Omega/\text{sq}$.

- Bên cạnh sự điều khiển linh hoạt tần số và biên độ hấp thụ do tương tác NF của các hệ D-/I-MPAs ở trên, đặc tính plasmonic của graphene ảnh hưởng đến các cộng hưởng cơ bản/bậc cao đã được luận án khảo sát ở một số mô hình cấu trúc biến dạng (uốn cong) trong vùng tần số GHz và mô hình điều khiển điện áp ngoài trong vùng tần số THz. Kết quả cho thấy, tại vùng tần số GHz, sự có mặt của lớp vật liệu graphene (tích hợp toàn phần/thay thế cho lớp kim loại cộng hưởng trên bề mặt) tạo ra tổn hao Ohmic giữ vai trò chính trong sự duy trì các đỉnh hấp thụ cao trên 90% cho các trường hợp bị biến dạng cong. Trên vùng tần số THz, đặc tính plasmonic của lớp graphene được điều khiển thông qua thế hóa học (từ 0,2 eV đến 1,0 eV) đã ảnh hưởng đến biên độ (độ hấp thụ giảm từ 95,1% đến 88,1%) và tần số hấp thụ (từ 170,6 đến 177,5 THz).

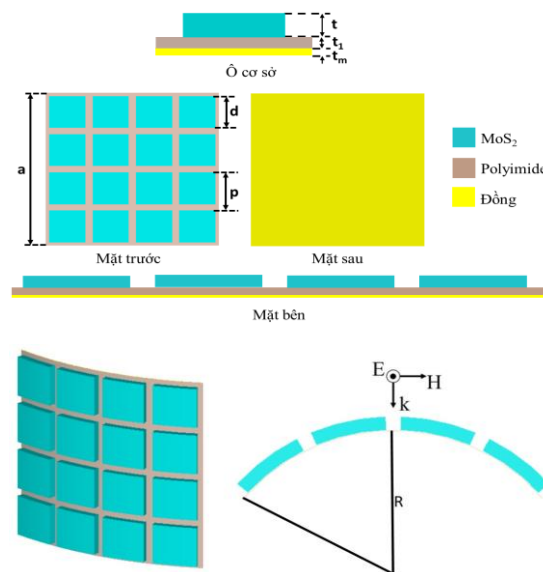
CHƯƠNG 4: NGHIÊN CỨU ĐẶC TÍNH HẤP THỤ TRONG MỘT SỐ MÔ HÌNH VẬT LIỆU BIẾN HÓA TÍCH HỢP VẬT LIỆU MoS_2

Trong chương 3, luận án đã nghiên cứu đặc tính hấp thụ đa dải tần dựa trên cấu trúc có hiệu ứng tương tác NF trực tiếp và gián tiếp của vật liệu MMs tích hợp vật liệu hai chiều là graphene. Tuy nhiên, để mở rộng phạm vi ứng dụng và khám phá thêm các mô hình cấu trúc hấp thụ mới, việc nghiên cứu các vật liệu hai chiều khác là cần thiết. Trong đó, Molybdenum disulfide (MoS_2) là một vật liệu hai chiều khác cũng đang được quan tâm rộng rãi tương tự như graphene. Vì lý do đó, chương 4 của luận án tập trung nghiên cứu mở rộng băng tần hấp thụ của MMs hoạt động trong vùng tần số GHz dựa trên việc tích hợp vật liệu MoS_2 , đồng thời nghiên cứu điều khiển biên độ và tần số hấp thụ của MMs tích hợp MoS_2 hoạt động trong vùng tần số GHz và THz.

4.1. Nghiên cứu đặc trưng hấp thụ của MPA-2DP tích hợp MoS_2 trong vùng tần số GHz.

4.1.1. Thiết kế cấu trúc ô cơ sở MPA-2DP tích hợp MoS_2 trong vùng tần số GHz.

Vật liệu biến hóa được thiết kế với cấu trúc gồm ba lớp: lớp kim loại đồng liên tục ở mặt sau, lớp điện môi dẻo làm từ polyimide ở giữa và lớp mực in MoS_2 được cấu tạo bởi các cấu trúc dạng hình vuông đơn giản (Hình 4.1). Các tham số hình học của cấu trúc ô cơ sở đề xuất trình bày trong bảng 4.1.

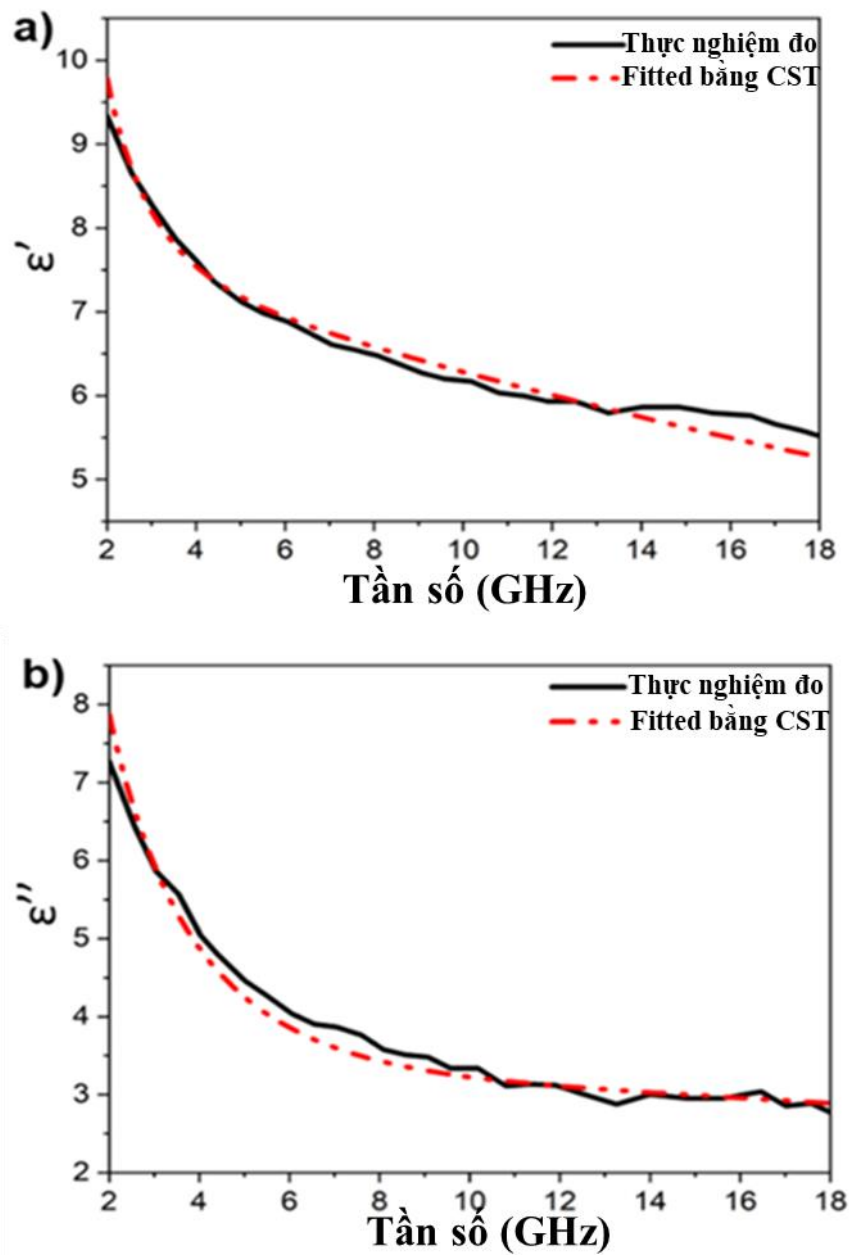


Hình 4.1. Minh họa cấu trúc ô cơ sở và trạng thái đàn hồi của MPA-2DP.

Bảng 4.1. Giá trị các tham số hình học của cấu trúc ô cơ sở đề xuất

Tham số cấu trúc	p	d	t_1	t	t_m
Giá trị (mm)	18	15	0,25	3	0,035

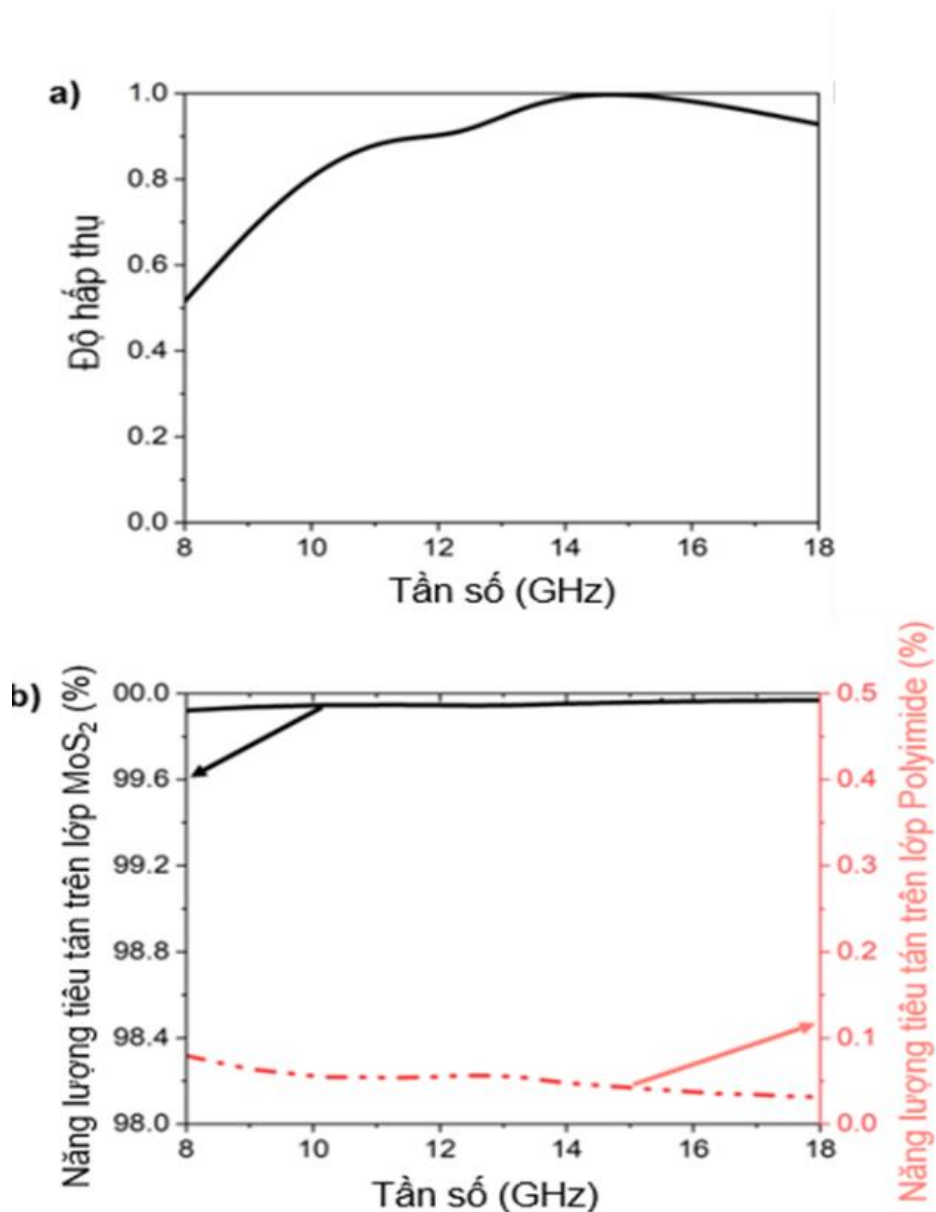
Vật liệu MoS_2 sử dụng trong mô phỏng này có độ dẫn điện là $3,31 \times 10^{-3}$ S/m và hằng số điện môi $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$. Trong đó thành phần thực và thành phần ảo của hằng số điện môi của MoS_2 phụ thuộc vào tần số như mô tả trên Hình 4.2.



Hình 4.2. Hằng số điện môi của mực MoS_2 được sử dụng trong mô phỏng vật liệu biến hóa đề xuất: a) phần thực và b) phần ảo.

4.1.2. Mô phỏng các đặc trưng điện từ của MPA-2DP tích hợp MoS₂ ở trạng thái phẳng

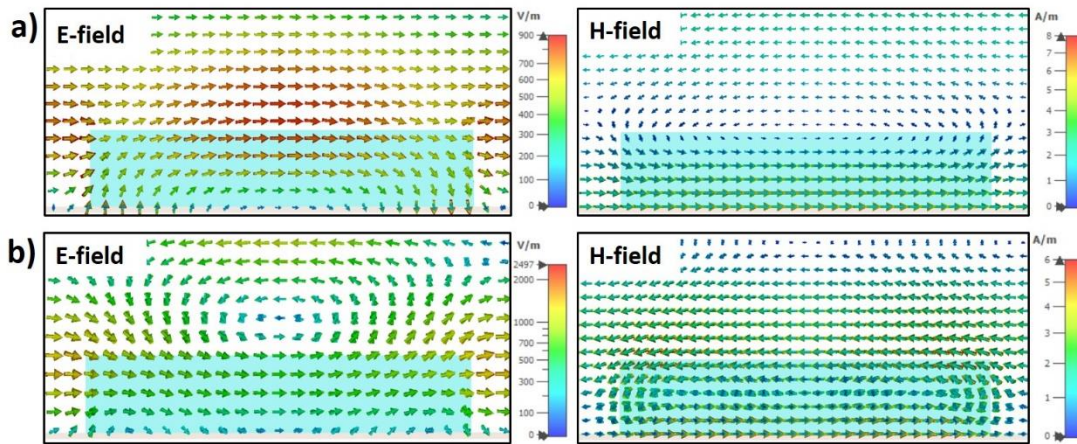
Kết quả mô phỏng cho thấy vật liệu thể hiện tính chất hấp thụ tốt với độ hấp thụ đạt trên 90% trong dải tần số từ 10,1 GHz đến 17,6 GHz (Hình 4.3(a)). Để làm rõ cơ chế hấp thụ, tỉ lệ năng lượng tiêu tán trong lớp MoS₂ và lớp chất nền điện môi Polyimide với tổng năng lượng được vật liệu hấp thụ đã được mô phỏng và trình bày trên Hình 4.3(b). Dễ thấy rằng, gần như 100% năng lượng hấp thụ được tiêu tán trên lớp mực MoS₂, trong khi đó phần năng lượng tiêu tán trên lớp chất nền điện môi chỉ chiếm chưa tới 0,05%.



Hình 4.3. (a) Phổ hấp thụ của MPA-2DP đề xuất, (b) tỉ lệ năng lượng tiêu tán trong các lớp cấu trúc của vật liệu.

4.1.3. Phân tích cơ chế hấp thụ của MPA-2DP tích hợp MoS₂

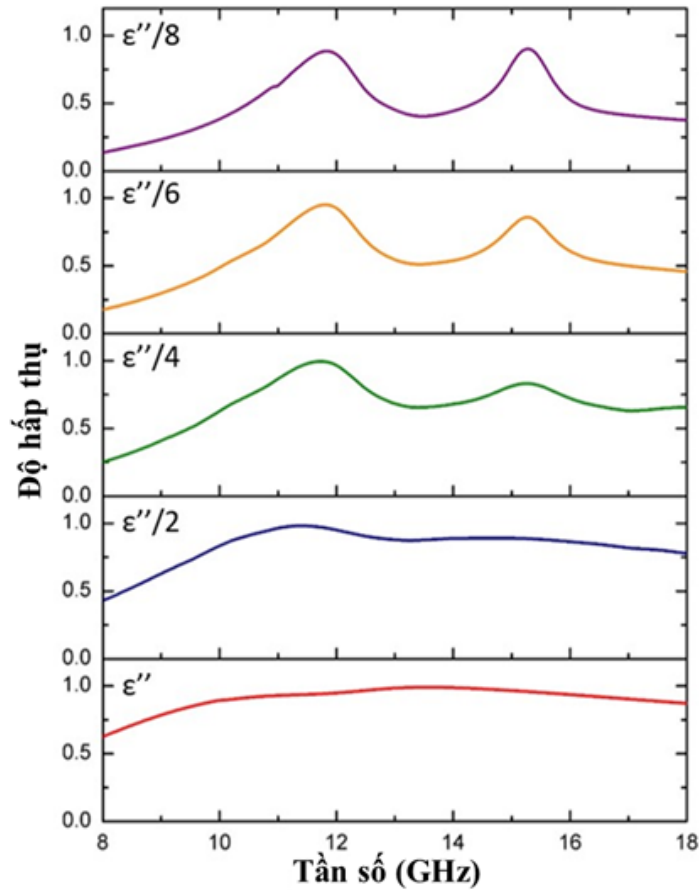
Mô phỏng sự phân bố năng lượng điện trường và năng lượng từ trường tại các tần số khác nhau như minh họa trên Hình 4.4. Kết quả mô phỏng cho thấy rằng tại tần số 11,7 GHz, một điện trường hình khuyên được hình thành, tạo ra một lưỡng cực từ tập trung trong khối MoS₂. Ngược lại, ở tần số 15,3 GHz, có thể quan sát thấy một lưỡng cực điện trong khối MoS₂ được hình thành do từ trường hình khuyên trong khối lập phương. Từ điểm này, ta có thể kết luận băng tần rộng của cấu trúc được đề xuất đạt được do sự kết hợp của hai chế độ cộng hưởng Mie: TE₀₁₁ (kích thích do điện trường vuông góc với mặt phẳng tới) và TM₀₁₁ (kích thích do điện trường vuông góc với mặt phẳng tới) [98].



Hình 4.4. Phân bố điện trường và từ trường tại các tần số: (a) 11,7 GHz và b) 15,3 GHz

Để khảo sát ảnh hưởng của phần ảo của hằng số điện môi phức (ϵ'') trong cơ chế hấp thụ băng tần rộng, các đặc điểm hấp thụ của cấu trúc MPA với các giá trị ϵ'' khác nhau đã được nghiên cứu và biểu diễn trong Hình 4.5. Với giá trị ban đầu, như mô tả trong Hình 4.3, phổ hấp thụ là dải rộng, trong đó độ hấp thụ lớn hơn 90% trong dải tần từ 10,1 đến 17,6 GHz. Giá trị của ϵ'' sau đó được giảm theo tỷ lệ 1/2, 1/4, 1/6 và 1/8 so với giá trị ban đầu. Kết quả mô phỏng cho thấy, khi giảm giá trị của ϵ'' , phổ hấp thụ không còn là dải rộng nữa mà chuyển sang dải hẹp. Điều này cho thấy sự hấp thụ băng tần rộng xảy ra chủ yếu do giá trị lớn của phần ảo của hằng số điện môi của MoS₂, phù hợp với kết quả đã nói ở trên, trong Hình 4.3 (b). Như vậy, có thể khẳng định hiện tượng

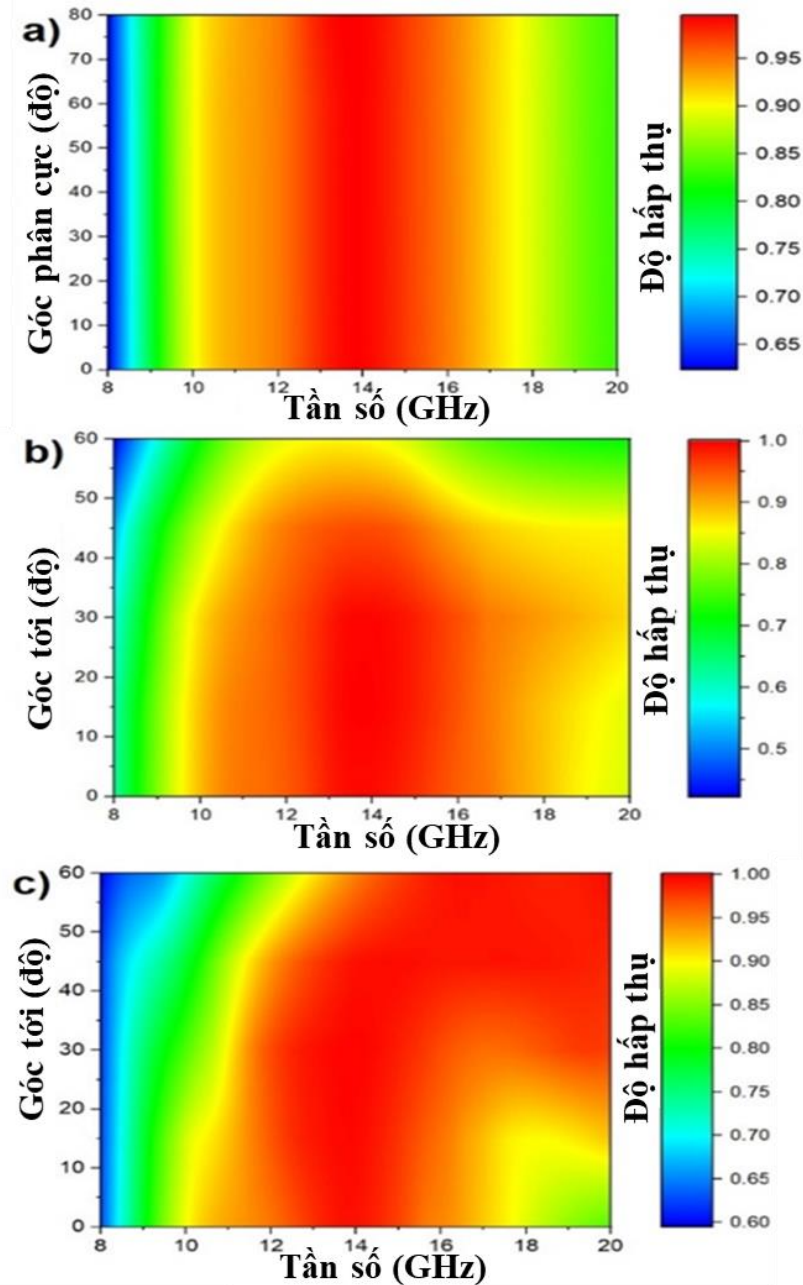
hấp thụ dải rộng xảy ra chủ yếu do hai yếu tố: yếu tố thứ nhất là sự kích thích của hai cực đại cộng hưởng Mie, và yếu tố thứ hai là sự mất mát điện môi cao của vật liệu MoS_2 , làm mở rộng hai cực đại cộng hưởng này thành phổ hấp thụ băng tần rộng.



Hình 4.5. Ảnh hưởng của phần ảo điện môi của MoS_2 lên tính chất hấp thụ của vật liệu

4.1.4. Sự ảnh hưởng của góc tới và góc phân cực lên đặc tính hấp thụ của MPA-2DP tích hợp MoS_2

Để khảo sát đặc tính hấp thụ sóng điện từ sát với thực tế hoạt động, ảnh hưởng của góc phân cực của sóng điện từ và góc tới lên phổ hấp thụ của vật liệu được mô phỏng như trên Hình 4.6. Kết quả cho thấy, do đặc tính đối xứng của cấu trúc, phổ hấp thụ gần như không thay đổi khi góc phân cực thay đổi từ 0° đến 80° (Hình 4.6 (a)). Vật liệu cũng thể hiện tính chất ổn định với góc tới rộng, khi góc tới của sóng điện từ tăng lên đến 60° , phổ hấp thụ vẫn duy trì đặc trưng hấp thụ dải rộng, với độ hấp thụ đạt trên 80% trong dải tần số từ 11,1 GHz đến 15,6 GHz, như quan sát trên Hình 4.6 (b) và (c).

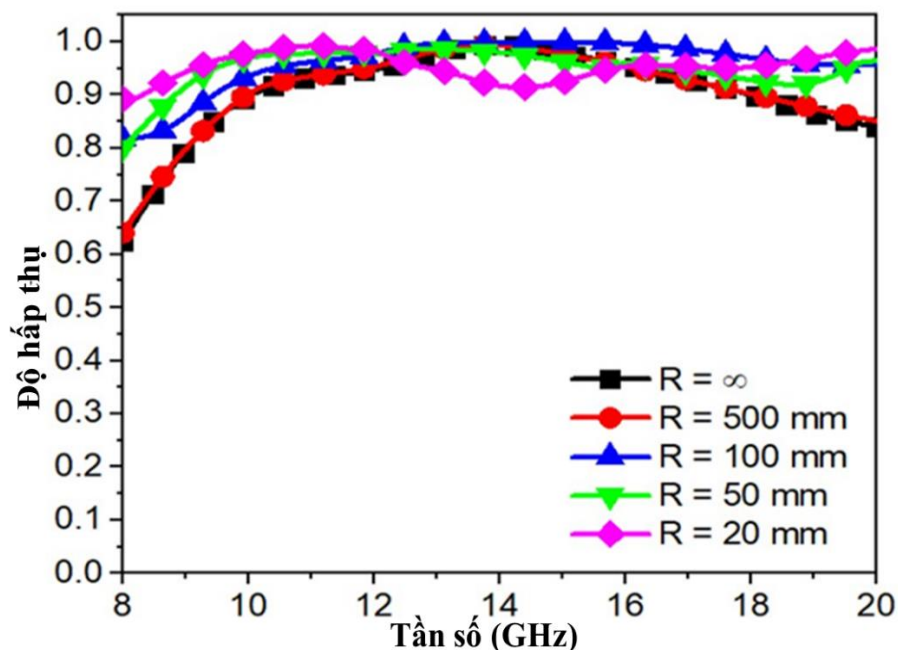


Hình 4.6. a) Ảnh hưởng của góc phân cực, b) và c) lần lượt mô tả ảnh hưởng của góc tới lên đặc tính hấp thụ của vật liệu khi sóng tới là TE và TM.

4.1.5. Ảnh hưởng của biến dạng cong lên đặc trưng hấp thụ của MPA-2DP tích hợp MoS₂

Do mẫu vật liệu được thiết kế với lớp điện môi là Polyimide có khả năng uốn cong tốt, do đó mẫu vật liệu có thể dễ dàng được uốn với độ cong khác nhau. Kết quả mô phỏng phổ hấp thụ của mẫu vật liệu biến hóa sử dụng vật liệu MoS₂ ở trạng thái phẳng và được uốn cong với các bán kính uốn khác nhau được trình bày trên Hình 4.7. Ở dạng phẳng ($R = \infty$), vật liệu hấp thụ trên 90%

sóng điện từ trong dải tần số từ khoảng 10,1 GHz đến 17,8 GHz. Khi ở trạng thái uốn cong với độ uốn cong tăng dần (bán kính uốn giảm từ $R = 500$ mm đến 20 mm), tính chất hấp thụ sóng điện từ với băng tần rộng của vật liệu vẫn được duy trì tốt (độ hấp thụ trên 90% từ 10,1 GHz đến 17,6 GHz). Đáng chú ý là có sự mở rộng phổ hấp thụ khi uốn cong với các bán kính uốn $R = 100$ mm, 50 mm và 20 mm. Cụ thể như sau: với $R = 100$ mm, vật liệu có độ hấp thụ trên 90% trong dải tần số từ 9,5 đến 24 GHz, với $R = 50$ mm, độ hấp thụ đạt trên 90% trong dải tần số từ 8,8 GHz đến 24 GHz. Với $R = 20$ mm, độ hấp thụ đạt trên 90% sóng điện từ trong dải tần số từ 8,3 đến 24 GHz. Như vậy, khi bán kính uốn giảm từ 500 mm đến 20mm, FBW đã tăng từ 55,2% lên 97,2%. Sự mở rộng của phổ hấp thụ có thể được giải thích dựa trên sự bất đối xứng của cấu trúc. Khi vật liệu ở dạng uốn cong, sóng điện từ tới bề mặt của vật liệu dưới các góc tới khác nhau. Điều này dẫn đến điện trường và từ trường phân bố trên bề mặt vật liệu sẽ không đồng nhất. Khi bán kính cong giảm xuống, sự không đồng nhất này tăng lên, và sẽ cảm ứng ra các cộng hưởng mới do sự bất đối xứng về mặt điện từ của vật liệu. Do đó, khi bán kính uốn cong giảm, phổ hấp thụ của vật liệu được mở rộng.



Hình 4.7. Phổ hấp thụ của vật liệu khi được uốn cong với các bán kính uốn khác nhau.

4.2. Điều khiển biên độ và tần số hấp thụ của MPA-2DP tích hợp MoS₂ trong vùng tần số THz

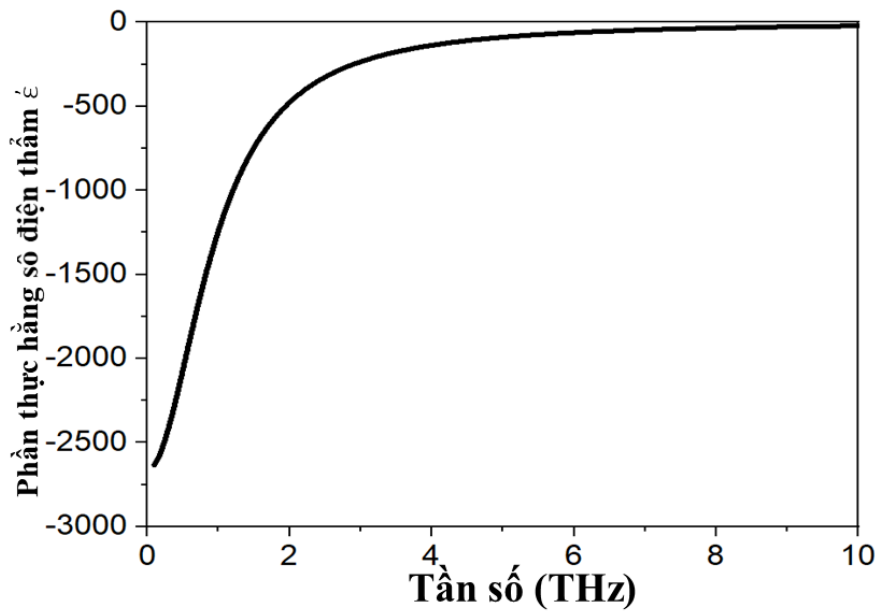
Mô hình vật liệu biến hóa được đề xuất có cấu trúc gồm ba lớp: lớp kim loại vàng liên tục ở mặt sau, lớp điện môi dẻo được làm từ polyimide ở giữa và lớp vật liệu hai chiều MoS₂ được tạo hình các cấu trúc cộng hưởng ở mặt trước. Vật liệu plasmonic hai chiều MoS₂ có hằng số điện môi phức phụ thuộc vào tần số và được tính toán sử dụng mô hình Drude:

$$\epsilon_{MoS_2} = 1 + i \frac{\sigma_{mos2}}{\omega \epsilon_0 t}, \quad (4.1)$$

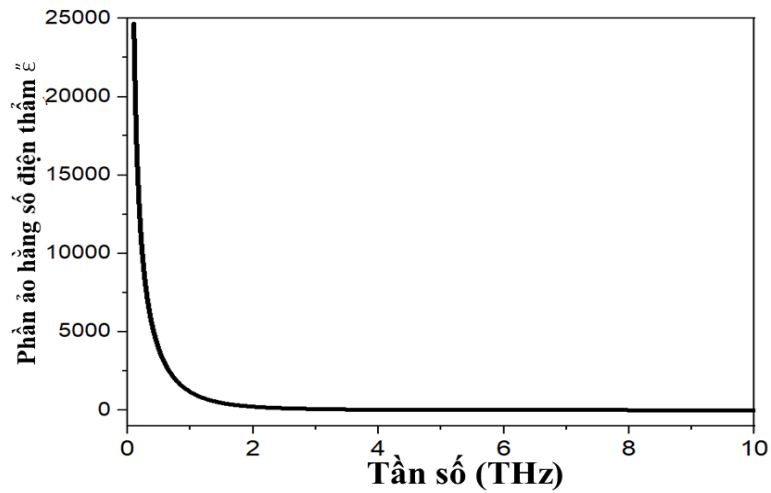
$$\text{với } \sigma_{mos2} = \sigma_{intra} = \frac{ne^2}{m^*} \frac{\tau}{1 - i\omega\tau} = \sigma_r + i\sigma_i, \quad (4.2)$$

$$\sigma_r = \frac{ne^2\tau}{m^*(1+\omega^2\tau^2)}, \sigma_i = \frac{ne^2\tau^2\omega}{m^*(1+\omega^2\tau^2)} \quad (4.3)$$

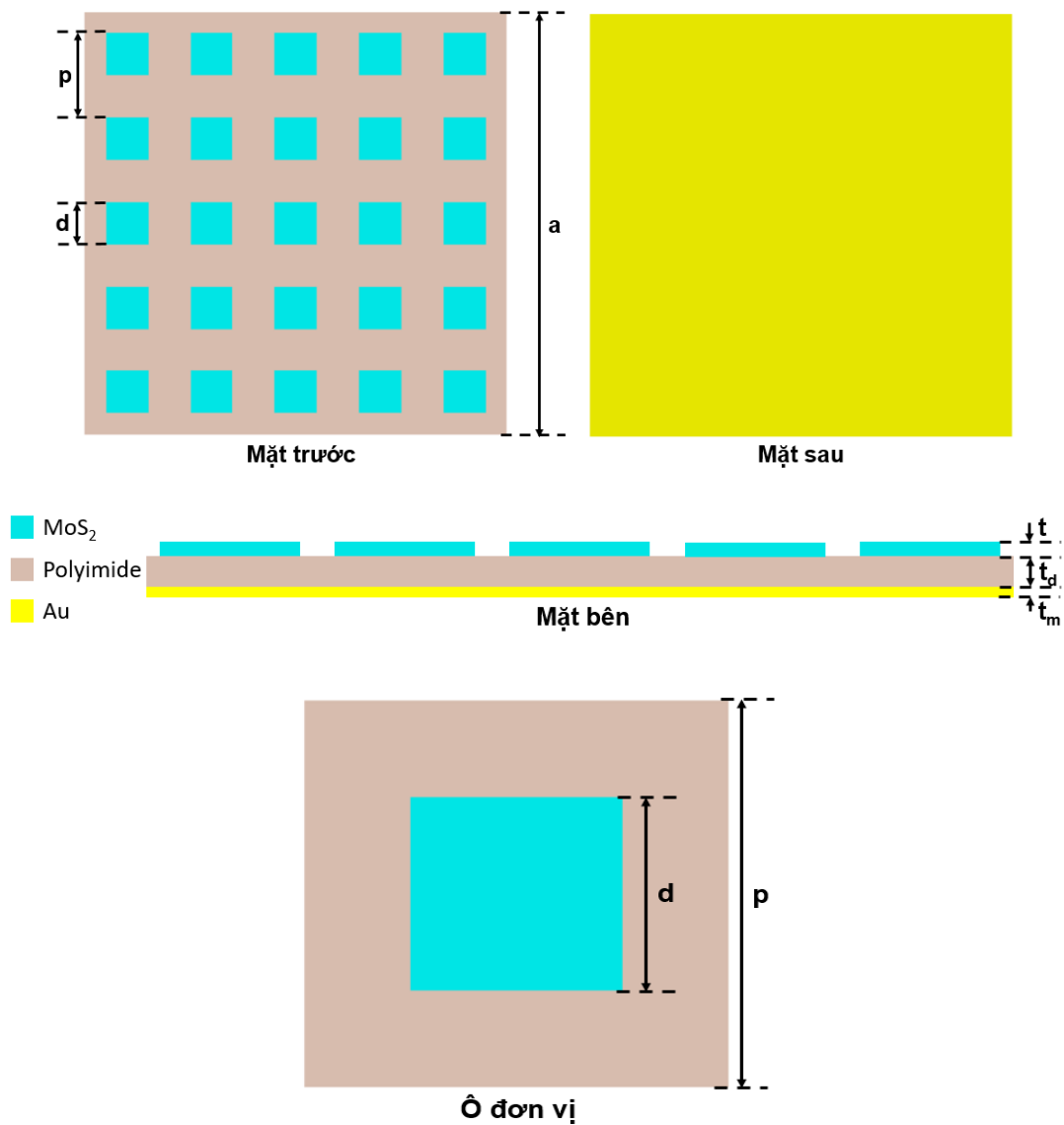
trong đó n là mật độ hạt tải, e là điện tích của electron, m^* là khối lượng hiệu dụng của electron được tính bằng 0,53 lần khối lượng của electron, ω là tần số góc, $\tau = 0,17$ ps là tần số va chạm, $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ F/m là hằng số điện môi của chân không, t là độ dày của lớp MoS₂. Trong mô phỏng này, chúng tôi tối ưu độ dày của lớp MoS₂ là $t = 0,65 \mu\text{m}$ và $n = 10^{19} \text{ m}^{-2}$. Từ công thức (4.1), chúng tôi tính được phần thực và phần ảo của hằng số điện môi phụ thuộc vào tần số của MoS₂ và biểu diễn trên Hình 4.8 và Hình 4.9.



Hình 4.8. Phần thực mô phỏng cho độ điện thẩm của vật liệu MoS₂ tương ứng với bề dày $0,65 \mu\text{m}$, $n = 10^{19} \text{ m}^{-2}$.

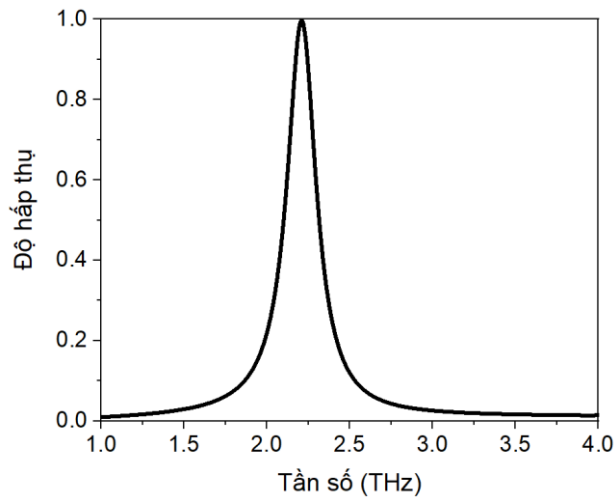


Hình 4.9. Phần ảo mô phỏng cho độ điện thẩm vật liệu MoS_2 tương ứng với bề dày $0,65 \mu\text{m}$, $n = 10^{19} \text{m}^{-2}$.



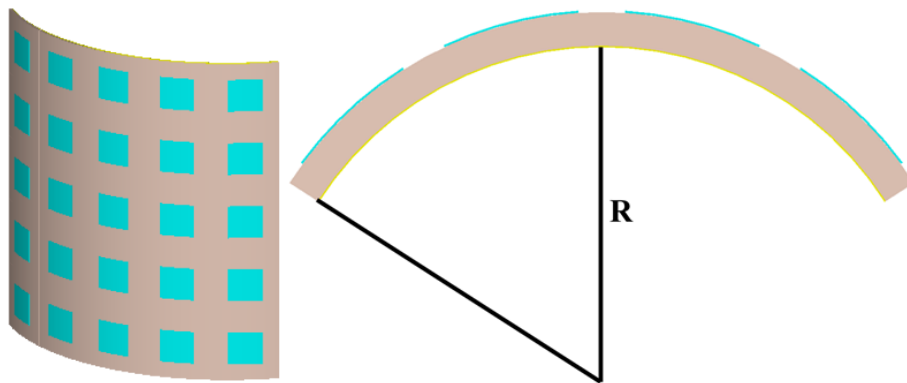
Hình 4.10. Mô hình vật liệu MPA-2DP tích hợp vật liệu MoS_2

Mô hình vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ hoạt động trong vùng tần số THz được mô tả trong Hình 4.10. Kích thước của vật liệu theo chiều dài và chiều rộng là $a = 300 \mu\text{m}$. Khoảng cách tuần hoàn giữa các cấu trúc cộng hưởng ở mặt trước là $p = 60 \mu\text{m}$. Độ dày của lớp điện môi polyimide là $t_d = 3 \mu\text{m}$, độ dày của lớp MoS_2 là $t = 0,65 \mu\text{m}$ và độ dày của lớp kim loại vàng là $t_m = 0,06 \mu\text{m}$. Cấu trúc cộng hưởng ở mặt trên có dạng hình vuông có cạnh là $d = 30 \mu\text{m}$. Phổ hấp thụ mô phỏng của vật liệu được trình bày trên Hình 4.11. Kết quả mô phỏng cho thấy, vật liệu cho một đỉnh hấp thụ tại tần số 2,2 THz với độ hấp thụ đạt 99,7%.



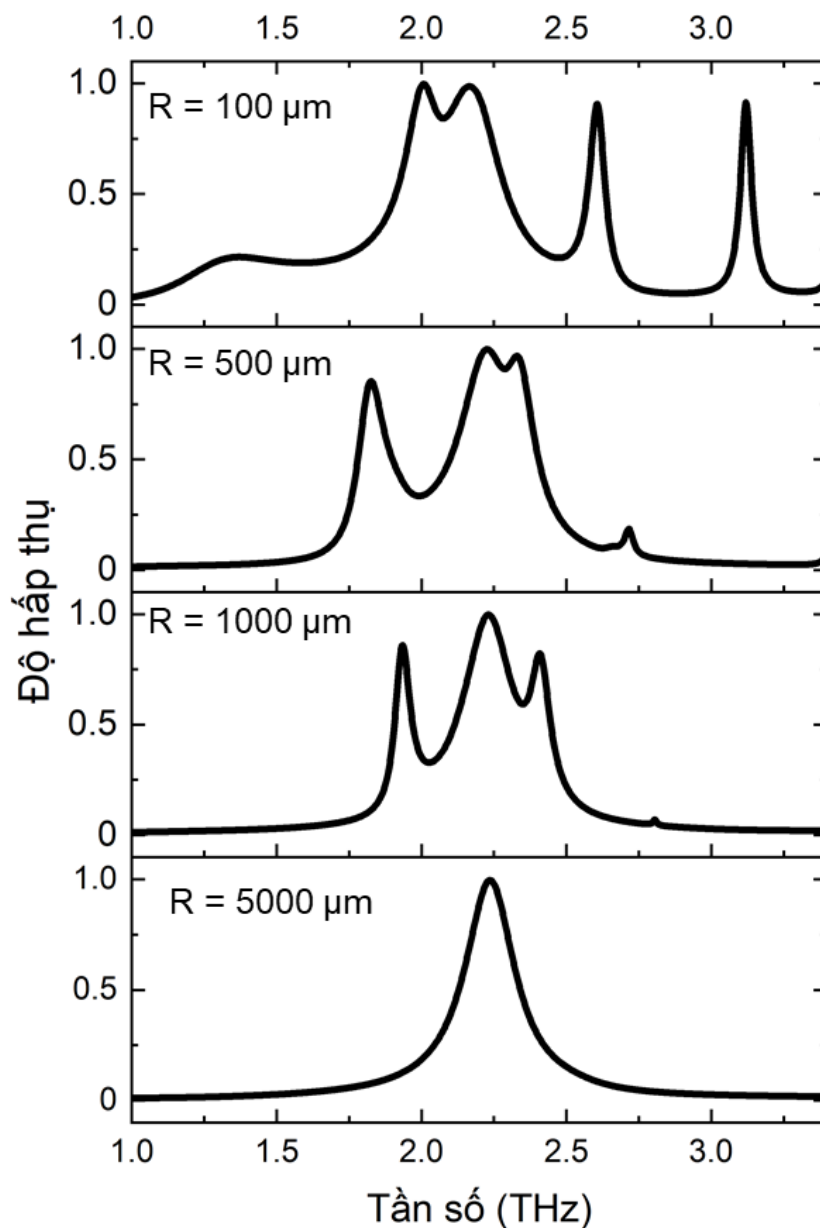
Hình 4.11. Phổ hấp thụ mô phỏng MPA-2DP tích hợp vật liệu MoS_2

Mẫu vật liệu đề xuất có lớp điện môi làm từ Polyimide có khả năng uốn dẻo tốt, do đó chúng tôi đã nghiên cứu khả năng điều khiển đỉnh hấp thụ của vật liệu bằng cách uốn cong.

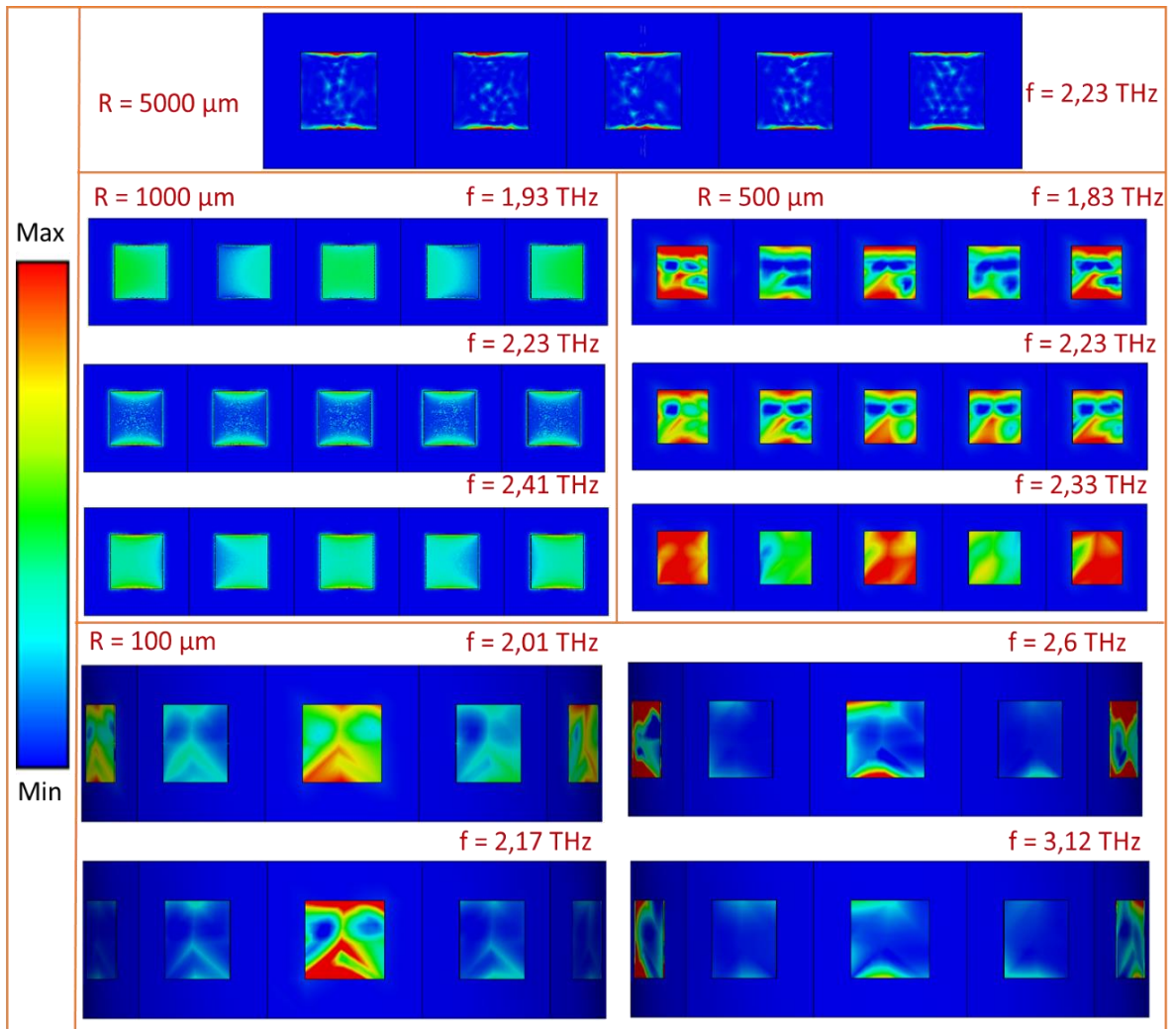


Hình 4.12. Mô hình cấu trúc MPA-2DP tích hợp vật liệu MoS_2 khi ở dạng uốn cong

Hình 4.13 mô tả phổ hấp thụ mô phỏng của mẫu vật liệu biến hóa ở trạng thái uốn cong với bán kính uốn là $R = 5000 \mu\text{m}$. Kết quả cho thấy vật liệu có đỉnh hấp thụ tại tần số 2,23 GHz với độ hấp thụ 99,6%. Khi $R = 5000 \mu\text{m}$, vật liệu có độ uốn cong rất nhỏ, bề mặt vật liệu gần như phẳng nên vị trí đỉnh hấp thụ thay đổi nhỏ về phía tần số cao hơn so với trường hợp mẫu phẳng. Khi bán kính uốn là $R = 1000 \mu\text{m}$. Kết quả cho thấy đỉnh hấp thụ tại tần số 2,23 THz bị tách thành ba đỉnh hấp thụ tại các vị trí 1,93 THz (85,5%), 2,23 THz (99,7%) và 2,41 THz (82%).



Hình 4.13. Phổ hấp thụ mô phỏng MPA-2DP tích hợp vật liệu MoS_2 uốn cong với $R = 5000 \mu\text{m}$, $1000 \mu\text{m}$, $500 \mu\text{m}$, và $100 \mu\text{m}$.



Hình 4.14. Phân bố năng lượng tổn hao của cấu trúc tại các tần số hấp thụ ở các bán kính cong khác nhau.

Khi bán kính uốn giảm xuống $R = 500 \mu\text{m}$, ở phía tần số thấp vẫn quan sát được ba đỉnh hấp thụ tại các tần số 1,83 THz (85,2%), 2,23 THz (99,7%) và 2,33 THz (96,7%). Khi bán kính uốn là $R = 100 \mu\text{m}$. Có thể quan sát thấy bốn đỉnh hấp thụ tại các vị trí 2,01 THz (99,6%), 2,17 THz (98,6%) và 2,6 THz (90,6%) và 3,12 THz (90,5%). Như vậy, khi uốn cong mẫu vật liệu với bán kính uốn khác nhau, chúng ta có thể điều khiển phổ hấp thụ của từ trạng thái đơn đỉnh (bán kính cong lớn) sang trạng thái hấp thụ đa đỉnh (khi vật liệu bị uốn cong với bán kính uốn nhỏ đến $100 \mu\text{m}$). Nguyên nhân của sự hình thành các đỉnh hấp thụ mới có thể được giải thích thông qua quan sát phân bố năng lượng tổn hao của cấu trúc ở các vị trí khác nhau trên tấm vật liệu 2DP-MPA,

tại các tần số hấp thụ và bán kính cong khác nhau, như thể hiện trong Hình 4.14. Thông qua sự biến dạng cong của các cấu trúc cộng hưởng tạo bởi MoS_2 , sự phân bố trường điện từ cục bộ xung quanh chúng có thể kích thích các chế độ cộng hưởng plasmonic mới ở các tần số khác nhau khi sóng THz chiếu tới (góc tới khác nhau) mỗi cấu trúc cộng hưởng. Điều này tương ứng với hiệu ứng đa cộng hưởng khi mẫu bị uốn cong như trong tài liệu tham khảo [99-102].

KẾT LUẬN CHƯƠNG 4

Luận án đã thiết kế và nghiên cứu mô phỏng cấu trúc MPA-2DP dựa trên vật liệu MoS_2 , có khả năng thay đổi đặc tính cộng hưởng trong vùng tần số GHz-THz.

- + Trong vùng tần số GHz: Vật liệu thể hiện đặc tính hấp thụ dải rộng, với độ hấp thụ đạt trên 90% trong dải tần số từ 10,1 GHz đến 17,6 GHz. Đặc trưng hấp thụ của vật liệu ở trạng thái uốn cong đã được khảo sát. Kết quả cho thấy, khi vật liệu bị uốn cong, độ rộng phổ hấp thụ được tăng lên đáng kể. Với các đặc trưng hấp thụ này, vật liệu biến hóa băng tần rộng, đàn hồi được đề xuất có thể phù hợp cho các ứng dụng thực tế bao gồm hệ thống tàng hình linh hoạt, che chắn điện từ, hiển ảnh vi sóng.
- + Trong vùng tần số THz: đặc tính cộng hưởng đơn đỉnh hoặc đa đỉnh của mẫu MPA-2DP tích hợp MoS_2 có thể đạt được dựa trên điều chỉnh độ cong của mẫu từ 100-5000 μm . Các đỉnh hấp thụ mới đạt được giá trị độ hấp thụ trên 90% trên cùng dải tần số hoạt động.

KẾT LUẬN CHUNG

Luận án đã đạt được mục tiêu đề ra và thu được một số kết quả về nghiên cứu đặc tính hấp thụ đa dải tần dựa trên các cấu trúc MPA-2DPs tích hợp một phần/toàn phần vật liệu plasmonic hai chiều (graphene và MoS₂):

(i) Đối với MPA-2DPs tích hợp vật liệu graphene một phần dạng phần tử cộng hưởng được kích thích trực tiếp (D-MPA): tương tác trường gần (NF) giữa các cộng hưởng trực tiếp SRR và CS được khảo sát và đánh giá là mạnh tại khoảng cách $d = 0,5$ mm giữa chúng, kết quả mô phỏng và thực nghiệm xác nhận tương tác NF bị suy giảm khi tích hợp lớp một phần lớp vật liệu graphene có điện trở mặt tăng trong khoảng $7,2 \Omega/\text{sq}$ đến $30 \Omega/\text{sq}$. Hệ quả là độ hấp thụ duy trì trên 90% tại tần số tại tần số 6,8 GHz và độ hấp thụ suy giảm xuống dưới 60% tại 8,2 GHz và 8,8 GHz; MPA-2DPs tích hợp vật liệu graphene một phần dạng I-MPA: tương tác NF mạnh tại khoảng cách $d = 0,4$ mm giữa các cộng hưởng SRR và CW, kết quả mô phỏng xác nhận các đỉnh hấp thụ sinh ra do tương tác NF bị ảnh hưởng mạnh xung quanh tần số 6,9 GHz và 10,0 GHz, trong khi độ hấp thụ duy trì trên 90% tại 7,35 GHz khi giá trị điện trở mặt của lớp graphene tăng lên đến giá trị $30 \Omega/\text{sq}$.

(ii) Bên cạnh sự điều khiển linh hoạt tần số và biên độ hấp thụ do tương tác NF của các hệ D-/I-MPAs ở trên, đặc tính plasmonic của graphene ảnh hưởng đến các cộng hưởng cơ bản/bậc cao đã được luận án khảo sát ở một số mô hình cấu trúc MPA-2DP tích hợp toàn phần qua biến dạng (uốn cong) trong vùng tần số GHz và mô hình điều khiển điện áp ngoài trong vùng tần số THz. Kết quả cho thấy, tại vùng tần số GHz, sự có mặt của lớp vật liệu graphene (tích hợp toàn phần/thay thế cho lớp kim loại cộng hưởng trên bề mặt) tạo ra tổn hao Ohmic giữ vai trò chính trong sự duy trì các đỉnh hấp thụ cao trên 90% cho các trường hợp bị biến dạng cong. Trên vùng tần số THz, đặc tính plasmonic của lớp graphene được điều khiển thông qua thế hóa học (từ 0,2 eV đến 1,0 eV) đã ảnh hưởng đến biên độ (độ hấp thụ giảm từ 95,1% xuống 88,1%) và tần số hấp thụ thay đổi (từ 170,6 đến 177,5 THz).

(iii) Một số cấu trúc MPA-2DP tích hợp toàn phần vật liệu MoS₂ đã được khảo sát qua khả năng thay đổi đặc tính cộng hưởng trong vùng tần số GHz-THz. Trong vùng tần số GHz: Cấu trúc thể hiện đặc tính hấp thụ dải rộng, với độ hấp thụ đạt trên 90% trong dải tần số từ 10,1 GHz đến 17,8 GHz. Đặc trưng hấp thụ của vật liệu ở trạng thái uốn cong cho thấy độ rộng phổ hấp thụ được tăng lên đáng kể; Trong vùng tần số THz: đặc tính cộng hưởng đơn đỉnh hoặc đa đỉnh của mẫu MPA-2DP tích hợp MoS₂ có thể đạt được dựa trên điều chỉnh độ cong của mẫu từ 100 - 5000 μm . Các đỉnh hấp thụ mới được kích thích tại 2,01 THz(99,6%), 2,17 THz (98,6%) và 2,6 THz (90,6%) và 3,12 THz (90,5%).

CÁC HƯỚNG PHÁT TRIỂN NGHIÊN CỨU CỦA LUẬN ÁN

Mặc dù hướng nghiên cứu cơ bản về các cấu trúc MPA-2DP kể trên đã đạt được các kết quả bước đầu quan trọng, tuy nhiên, trong giai đoạn nghiên cứu tiếp theo một số thách thức mới cần phải giải quyết trước khi sử dụng chúng trong các ứng dụng có thể kể đến bao gồm: Thiết kế cấu trúc để tăng số lượng dải tần số chọn lọc, cải thiện độ ổn định, tăng khả năng uốn dẻo và thu nhỏ kích thước ô cơ sở khi hoạt động ở tần số thấp; đánh giá đầy đủ về đặc tính cộng hưởng của cấu trúc dạng “lai hóa” khi tích hợp thêm các vật liệu tiên tiến/linh kiện điện tử vào bên trong cấu trúc MPA-2DP; Mở rộng khả năng điều khiển biên độ và pha sóng điện từ của MPA-2DP khi tích hợp với bộ chuyển đổi phân cực sóng điện từ.

Nghiên cứu ứng dụng MPA-2DPs trong thời gian tới có thể kể đến như: chế tạo vật liệu biến hóa có khả năng che chắn sóng điện từ định hướng ứng dụng trong lĩnh vực quân sự và chăm sóc sức khỏe; Phát triển các cấu trúc tích trữ năng lượng sử dụng vật liệu biến hóa định hướng ứng dụng trong lĩnh vực thông tin liên lạc và năng lượng; Phát triển các thiết bị cảm biến, hệ thiết bị giám sát/điều khiển thông số môi trường tích hợp với vật liệu biến hóa, định hướng ứng dụng trong lĩnh vực nông nghiệp công nghệ cao và y sinh.

DANH MỤC CÁC CÔNG TRÌNH ĐÃ CÔNG BỐ CỦA LUẬN ÁN

1. **Man Hoai Nam**, Bui Son Tung, Bui Xuan Khuyen, Duong Thi Ha, Nguyen Van Ngoc, Manh Cuong Tran, Dac Tuyen Le, Vu Dinh Lam, Liangyao Chen, Haiyu Zheng, YoungPak Lee. “*Graphene-Integrated Plasmonic Metamaterial for Manipulation of Multi-Band Absorption, Based on Near-Field Coupled Resonators*”. Crystals, 12, 525, 2022.
2. **Man Hoai Nam** , Vu Thi Hong Hanh, Nguyen Ba Tuong, Bui Son Tung, Bui Xuan Khuyen, Vu Dinh Lam, Liang Yao Chen and Young Pak Lee. “*Multi-Band Electromagnetically-Induced-Transparency Metamaterial Based on the Near-Field Coupling of Asymmetric Split-Ring and Cut-Wire Resonators in the GHz Regime*”. Crystals, 11, 164, 2021.
3. Duong Thi Ha, **Man Hoai Nam**, Bui Son Tung, Bui Xuan Khuyen, Vu Dinh Lam and Quynh-Le Van. “*Ultra-broadband and flexible Metamaterial absorber based on MoS₂ cubes with Mie resonances*”. Journal of the Korean Physical Society, Volume 82, pages 1047–1054, (2023).
4. Pham Van Dien, Mai Duc Toan, Pham Quang Tuyen, Vu Minh Tu, Vu Dinh Lam, Nguyen Anh Dung, **Man Hoai Nam**, and Tran Manh Cuong. “*Multi-Element Unit Cell Metamaterial Absorber For The Ghz Frequency Applications*”. HNUE JOURNAL OF SCIENCE Natural Sciences 2023, Volume 68, Issue 3, pp. 26-33.
5. Dương Thị Hà, Boudthaly Vankham, Đỗ Thùy Chi, **Mẫn Hoài Nam**, Lê Thị Hồng Hiệp, Phạm Thanh Sơn, Bùi Sơn Tùng, Nguyễn Thanh Tùng, Vũ Đình Lãm và Bùi Xuân Khuyên. “*Nghiên cứu mô phỏng vật liệu biến hóa hấp thụ sóng điện từ băng tần rộng dựa trên vật liệu plasmonic hai chiều MoS₂*”. Hội nghị vật lý chất rắn, 2021

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Z. Chen, B. Guo, Y. Yang, and C. Cheng, 2014, Metamaterials-based enhanced energy harvesting: A review, *Physica B: Condensed Matter*, Vol. 438, pp. 1-8.
2. X. Tong, 2018, *Functional Metamaterials and Metadevices*, Springer Series in Materials Science, 262 (Switzerland: Springer International Publishing).
3. Y. Y. Liang, H. Z. Liu, F. Q. Wang, H. Y. Meng, J. P. Guo, J. F. Li, and Z. C. Wei, 2018, High-efficiency, near-diffraction limited, dielectric metasurface lenses based on crystalline titanium dioxide at visible wavelengths, *Nano Materials* 8, pp. 288–293.
4. J. B. Pendry, 2000, Negative Refraction Makes a Perfect Lens, *Phys. Rev. Lett.* 85, 3966 – Published 30 October, 2000.
5. D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice, S. A. Cummer, J. B. Pendry, A. F. Starr, and D. R. Smith, 2006, Metamaterial Electromagnetic cloak at microwave frequencies, *Science*, Vol. 314, Iss. 5801, pp. 977-980.
6. N. I. Landy, S. Sajuyigbe, J. J. Mock, D. R. Smith, and W. J. Padilla, 2008, Perfect Metamaterial absorber, *Physical Review Letters* 100, 207402 (2008).
7. X. Huang, K. Pan, and Z. Hu, 2016, Experimental Demonstration of Printed Graphene Nano-flakes Enabled Flexible and Conformable Wideband Radar Absorbers, *Scientific Reports*, Volume 6, Article number: 38197 (2016).
8. H. Sun, C. Gu, X. Chen, Z. Li, L. Liu, B. Xu, and Z. Zhou, 2017, Broadband and broad-angle polarization-independent metasurface for radar cross section reduction, *Scientific Reports* 7, 40782.
9. T. S. Bui, T. D. Dao, L. H. Dang, L. D. Vu, A. Ohi, T. Nabatame, Y. P. Lee, T. Nagao, and C. V. Hoang, 2016, Metamaterial-enhanced vibrational absorption spectroscopy for the detection of protein molecules, *Scientific Reports* 6, 32123.
10. M. C. Tran, V. H. Pham, T. H. Ho, T. T. Nguyen, H. T. Do, X. K. Bui, S. T. Bui, D. T. Le, T. L. Pham, and D. L. Vu, “Broadband microwave coding Metamaterial absorbers”, *Scientific Reports* 10, 1810 (2020).
11. X. K. Bui, S. T. Bui, T. T. Nguyen, T. H. Nguyen, Y. J. Kim, L. Y. Chen, Y. P. Lee, T. L. Pham, and D. L. Vu, 2020, Realization for dual-band high-order perfect absorption, based on Metamaterial, *Journal of Physics D: Applied Physics* 53, 105502.

12. Anh D. Phan, Cuong V. Nguyen, Pham T. Linh, Tran V. Huynh, Vu D. Lam, Anh-Tuan Le, and Katsunori Wakabayashi, 2020, Deep learning for the inverse design of mid-infrared graphene plasmons, *Crystals* 10, 125.
13. J. Huang et al., 2018, Tailored Emission Spectrum of 2D Semiconductors Using Plasmonic Nanocavities, *ACS Photonics* 5, pp. 552-558.
14. Yongzhi Cheng, Hongsen Zhang, Xue Song Mao, and RongZhou Gong, 2018, Dual-band plasmonic perfect absorber based on all-metal nanostructure for refractive index sensing application, *Materials Letters*, Volume 219, 15 May 2018, pp. 123-126.
15. Q. Pan et al., 2017, Graphene plasmonics for surface enhancement near-infrared absorptivity, *Opt. Express* 25, pp. 16400-16408.
16. D. Jariwala et al., 2016, Near-Unity Absorption in van der Waals Semiconductors for Ultrathin Optoelectronics, *Nano Lett.* 16, pp. 5482-5487.
17. S. Ogawa et al., 2018, Graphene on metal-insulator-metal-based plasmonic Metamaterials at infrared wavelengths, *Opt. Express* 26, pp. 5665-5674.
18. H. Huang et al., 2018, Design of broadband graphene-Metamaterial absorbers for permittivity sensing at mid-infrared regions, *Sci. Rep.* 8, 4183.
19. Shiva Hayati Raad, et al., 2020, Broadband absorption using all-graphene grating-coupled nanoparticles on a reflector, *Sci Rep* 10, 19060.
20. Xia S-X, Zhai X, Wang L-L, Wen S-C, 2020, Polarization-independent plasmonic absorption in stacked anisotropic 2D Material nanostructures, *Optics Letters* Vol. 45, Issue 1, pp. 93-96.
21. Cheng Y, Luo H, Chen F, Gong R, 2019, Triple narrow-band plasmonic perfect absorber for refractive index sensing applications of optical frequency, *OSA Continuum* Vol. 2, Issue 7, pp. 2113-2122.
22. D.T. Chi, et al., 2020, Progresses in metamaterials for advanced low-frequency perfect absorbers: a brief review, *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, Volume 34, Issue 17, Pages 2251-2265.
23. Limei Qi and Chang Liu, 2019, Broadband multilayer graphene metamaterial absorbers, *Optical Materials Express* 9, pp. 1298-1309.

24. Y. Zhang, T. Li, B. Zeng, H. Zhang, H. Lv, X. Huang, W. Zhang, and A. K. Azad, 2015, A graphene based tunable terahertz sensor with double Fano resonances, *Nanoscale* 7(29), pp. 12682–12688.
25. K. Arik, S. Abdollahramezani, and A. Khavasi, 2016, Polarization insensitive and broadband terahertz absorber using graphene disks, *Plasmonics* 12, 1.
26. Y. Zhang, T. Li, Q. Chen, H. Zhang, J. F. O’Hara, E. Abele, A. J. Taylor, H. T. Chen, and A. K. Azad, 2016, Independently tunable dual-band perfect absorber based on graphene at mid-infrared frequencies, *Sci. Rep.* 5(1), 18463.
27. K. Delihacioglu, S. Uckun, and T. Ege, 2006, L-shaped frequency selective surfaces as conducting elements on chiral slab, *JOURNAL OF OPTOELECTRONICS AND ADVANCED MATERIALS*, Vol. 8, No. 4, pp. 1398 – 1401.
28. G. W. Hanson, 2008, Dyadic Green’s functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene, *J. Appl. Phys.* 103(6), 064302.
29. C. Liu, L. Qi, and X. Zhang, 2018, Broadband graphene-based Metamaterial absorbers, *AIP Adv.* 8(1), 015301.
30. J. Fan, D. Xiao, Q. Wang, Q. Liu, and Z. Ouyang, 2017, Wide-angle broadband terahertz Metamaterial absorber with a multilayered heterostructure, *Appl. Opt.* 56(15), pp. 4388–4391.
31. J. Wang, S. Qu, Z. Xu, H. MPA, Y. Yang, C. Gu, and X. Wu, 2009, A polarization-dependent wide-angle threedimensional Metamaterial absorber, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Volume 321, Issue 18, September 2009, pp. 2805-2809.
32. S. Agarwal and Y. K. Prajapati, 2016, Broadband and polarization-insensitive helix Metamaterial absorber using graphene for terahertz region, *Applied Physics A*, Volume 122, Article number 561.
33. Ben A. Munk, 2000, *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design*, Copyright © 2000 by John Wiley and Sons, Inc. p. 5, 393.
34. H. Chen, W. -B. Lu, Z. -G. Liu, J. Zhang, A. -Q. Zhang and B. Wu, 2018, Experimental Demonstration of Microwave Absorber Using Large-Area

- Multilayer Graphene-Based Frequency Selective Surface, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 66, No. 8, pp. 3807-3816.
35. F. Costa, A. Monorchio, and G. Manara, 2010, Analysis and design of ultra thin Electromagnetic absorbers comprising resistively loaded high impedance surfaces, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol.58, No.5, pp.1551- 1558.
 36. Zhu J, Zhang L, Jiang S, Ou J-Y, Liu QH, 2020, Selective light trapping of plasmonic stack Metamaterials by circuit design, *Nanoscale*, Issue 3, 2020, pp.2057–2062.
 37. Wang J, Jiang Y, Hu Z., 2017, Dual-band and polarization-independent infrared absorber based on two-dimensional black phosphorus Metamaterials, *Optics Express* Vol. 25, Issue 18, pp. 22149-22157.
 38. Man Hoai Nam, Bui Son Tung, Bui Xuan Khuyen, Duong Thi Ha, Nguyen Van Ngoc, Manh Cuong Tran, Dac Tuyen Le, Vu Dinh Lam, Liangyao Chen, Haiyu Zheng, YoungPak Lee, 2022, Graphene-Integrated Plasmonic Metamaterial for Manipulation of Multi-Band Absorption, Based on Near-Field Coupled Resonators, *Crystals*, 12, 525.
 39. Xia S-X, Zhai X, Wang L-L, Wen S-C., 2018, Plasmonically induced transparency in double-layered graphene nanoribbons, *Photonics Research*, Vol. 6, Issue 7, pp. 692-702.
 40. X. Huang et al., 2016, Highly Flexible and Conductive Printed Graphene for Wireless Wearable Communications Applications, *Sci. Rep.* 5, 18298.
 41. Xianjun Huang et al., 2016, Graphene radio frequency and microwave passive components for low cost wearable electronics, *2D Materials*, Volume 3, Number 2 025021.
 42. S. Gupta, et al., 2018, Ultra-thin chips for high-perforMance flexible electronics, *npj Flexible Electronics*, Volume 2, Article number: 8.
 43. Iara. J aet all, 2020, Silver nanopartical conductive ink: synthesis, characteristic and fabrication of injkjet-printed flexible electrode, *Scientific Report*, Volume 10, Article number 8878.

44. Kewen Pan et al., 2018, Sustainable production of highly conductive multilayer graphene ink for wireless connectivity and IoT applications, *Nature Communications*, Volume 9, Article number: 5197.
45. L. Leng, XJ. Huang, KH. Chang, et al., 2016, Graphene Nanoflakes Printed Flexible Meandered-Line Dipole Antennas on Paper Substrate for Low-Cost RFID and Sensing Applications, *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters* 15, pp. 1565–1568.
46. Jayendra Kumar, Banani Basu, Fazal Ahmed Talukdar, Arnab Nandi, 2019, Stable-multiband frequency reconfigurable antennas with improved radiation efficiency and increased number of multiband operations, *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, February 2019, 13(5), pp. 642-648.
47. A. Scida, S. Haque, E. Treossi, A. Robinson, S. Smerzi, S. Ravesi, S. Borini, and V. Palermo, 2018, Application of graphene-based flexible antennas in consumer electronic devices, *Materials Today*, Volume 21, Issue 3, April 2018, pp. 223-230.
48. V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, J. P. Carbotte, 2009, On the universal AC optical background in graphene, *New Journal of Physics*, Volume 11, Article number 095013.
49. Q. Zhang, Q. MPA, S. Yan, F. Wu, X. He, J. Jiang, 2015, Tunable terahertz absorption in graphene-based Metamaterial, *Optics Communications*, Volume 353, 15 October 2015, pp. 70-75.
50. G. W. Hanson, 2008, Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene, *J. Appl. Phys.* 103(6), 064302.
51. H. Yan, F. Xia, W. Zhu, M. Freitag, C. Dimitrakopoulos, A. A. Bol, G. Tulevski, P. Avouris, 2011, Infrared spectroscopy of wafer-scale graphene, *ACS Nano*, Volume 5, Issue 12, pp. 9854–9860.
52. Longfang Ye, Kehan Sui, Yanhui Liu, Miao Zhang, and Qing Huo Liu, 2018, Graphene-based hybrid plasmonic waveguide for highly efficient broadband mid-infrared propagation and modulation, *Optics Express*, Vol. 26, Iss.12, pp. 15935-15947.

53. M. Bozzi, et al., 2015, Applications of Graphene at Microwave Frequencies, *Radioengineering* . Sep. 2015, Vol. 24, Issue 3, p661-669.
54. L. Ye, Y. Chen, G. Cai, N. Liu, J. Zhu, Z. Song, and Q. H. Liu, 2017, Broadband absorber with periodically sinusoidally-patterned graphene layer in terahertz range, *Opt. Express* 25(10), pp. 11223–11232.
55. Fan Wu, Yilu Xia, Mengxiao Sun, and Aming Xie, 2018, Two-dimensional (2D) few-layers WS₂ nanosheets: An ideal nanomaterials with tunable electromagnetic absorption performance, *Appl. Phys. Lett.* 113, 052906.
56. X. Lin, J. Wang, Z. Chu, D. Liu, T. Guo, L. Yang, Z. Huang, S. Mu and S. Li, 2020, The optimization of hydrothermal process of MoS₂ nanosheets and their good microwave absorption performances, *Chinese Chemical Letters*, 31(5), pp.1124-1128.
57. J.A.N.T. Soares, 2014, *Introduction to Optical Characterization of Materials*, (Springer New York, 2014), pp. 43–92 (First Online: 01 January 2014).
58. Willie J. Padilla and Kebin Fan, 2022, *Metamaterial Electromagnetic Wave Absorbers*, Copyright © 2022 by Morgan & Claypool, ISBN 9781636392615.
59. Bhattarai, K., Silva, S., Song, K. et al., 2017, Metamaterial Perfect Absorber Analyzed by a Meta-cavity Model Consisting of Multilayer Metasurfaces, *Scientific Reports*, Volume 7, Article number: 10569.
60. Y. R. Padooru, A. B. Yakovlev, C. S. R. Kaipa, F. Medina, and F. Mesa, 2011, Circuit modeling of multiband high-impedance surface absorbers in the microwave regime, *Phys. Rev. B* 84, 035108.
61. Bui Son Tung, Bui Xuan Khuyen, Nguyen Van Dung, Vu Dinh Lam, Yong Hwan Kim, Hyeonsik Cheong, YoungPak Lee, 2015, Multi-band near-perfect absorption via the resonance excitation of dark meta-molecules, *Optics Communications* 356, pp. 362-367.
62. BS Tung, NN Viet, BX Khuyen, TS Pham, PX Do, NT Hoa, VD Lam, 2024, Multi-band and polarization-insensitive electromagnetically-induced transparency based on coupled-resonators in a metamaterial operating at GHz frequencies, *Physica Scripta* 99 (11), 115502.

63. Na Liu, Lutz Langguth, Thomas Weiss, Jürgen Kästel, Michael Fleischhauer, Tilman Pfau & Harald Giessen, 2009, Plasmonic analogue of electromagnetically induced transparency at the Drude damping limit, *Nature Materials*, Volume 8, pp. 758–762.
64. Hua Lu, Xueming Liu, and Dong Mao, 2012, Plasmonic analog of electromagnetically induced transparency in multi-nanoresonator-coupled waveguide systems, *Phys. Rev. A* 85, 053803.
65. Min Gi Choi, Young Ju Kim, Ji Sub Hwang, Bui Xuan Khuyen, Bui Son Tung, Liang Yao Chen, YoungPak Lee, 2019, High-performance double-sided absorber, based on metamaterial, *Current Applied Physics*, Volume 19, Issue 11, pp. 1217-1221.
66. Xianjun Huang; Zhirun Hu; Peiguo Liu, 2014, Graphene based tunable fractal Hilbert curve array broadband radar absorbing screen for radar cross section reduction, *AIP Advances* 4, 117103.
67. D. Yi, X. -C. Wei and Y. -L. Xu, 2017, Tunable Microwave Absorber Based on Patterned Graphene, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 65, No. 8, pp. 2819-2826.
68. Fei Cai and Zhifei Kou, 2023, A Novel Triple-Band Terahertz Metamaterial Absorber Using a Stacked Structure of MoS₂ and Graphene, *Photonics*, Volume 10, Issue 6, 643; 10060643.
69. Fei Cai, Zhifei Kou and Ying Li, 2022, THz Broadband Absorber Based on MoS₂ with Split Rings and Archimedean Spiral Structures, *Symmetry*, Volume 14, Issue 10, 2189.
70. Min Zhang, Xi-Xi Wang, Wen-Qiang Cao, Jie Yuan, and Mao-Sheng Cao, 2019, Electromagnetic Functions of Patterned 2D Materials for Micro–Nano Devices Covering GHz, THz, and Optical Frequency, *Advanced Optical Materials*, Article number 1900689, Volume 7, Issue 19.
71. Ming-Qiang Ning, Ming-Ming Lu, Jing-Bo Li, Zhuo Chen, Yan-Kun Dou, Cheng-Zhi Wang, Fida Rehman, Mao-Sheng Cao and Hai-Bo Jin, 2015, Two-dimensional nanosheets of MoS₂: a promising material with high dielectric properties and microwave absorption performance, *Nanoscale*, Issue 8.

72. V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, J. P. Carbotte, 2007, Sum rules for the optical and Hall conductivity in graphene, *Phys. Rev. B* 75(16), 165407.
73. V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, J. P. Carbotte, 2009, On the universal AC optical background in graphene, *New J. Phys* 11(9), 095013.
74. Q. Zhang, Q. MPA, S. Yan, F. Wu, X. He, J. Jiang, 2015, Tunable terahertz absorption in graphene-based Metamaterial, *Opt. Commun.* 353, pp. 70-75.
75. G. W. Hanson, 2008, Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene, *J. Appl. Phys.* 103(6), 064302.
76. L Ye, K Sui, Y Liu, M Zhang, QH Liu, 2018, Graphene-based hybrid plasmonic waveguide for highly efficient broadband mid-infrared propagation and modulation, *Optics Express*, Vol. 26, Issue 12, pp. 15935-15947.
77. C. Zhao, et al., 2023, Structures, principles, and properties of metamaterial perfect absorbers, *Phys. Chem. Chem. Phys.* 25, 30145.
78. L. Ye, Y. Chen, G. Cai, N. Liu, J. Zhu, Z. Song, and Q. H. Liu, 2017, Broadband absorber with periodically sinusoidally-patterned graphene layer in terahertz range, *Opt. Express* 25(10), pp. 11223–11232.
79. Fan Wu, Yilu Xia, Mengxiao Sun, and Aming Xie, 2018, Two-dimensional (2D) few-layers WS₂ nanosheets: An ideal nanoMaterials with tunable Electromagnetic absorption performMance, *Appl. Phys. Lett.* 113, 052906.
80. X. Lin, J. Wang, Z. Chu, D. Liu, T. Guo, L. Yang, Z. Huang, S. Mu and S. Li, 2020, The optimization of hydrothermal process of MoS₂ nanosheets and their good microwave absorption performances, *Chinese Chemical Letters*, Volume 31, Issue 5, pp. 1124-1128.
81. Yize Li, et al., 2023, Ultra-wideband, polarization-insensitive flexible Metamaterial absorber base on laser printed graphene using equivalent circuit design method, *Carbon* 212, 118166.
82. Jialiang Pan, Haowen Hu, Zechen Li, Jingyang Mu, Yunxiang Cai, Hongwei Zhu, 2021, Recent progress in two-dimensional materials for terahertz protection, *Nanoscale Adv.*, 2021, 3, pp. 1515-1531.
83. Shuping Dang, Osama Amin, Basem Shihada & Mohamed-Slim Alouini, 2020, What should 6G be? . *Nature Electronics*, Volume 3, pp. 20-29.

84. Ian F. Akyildiz, Josep Miquel Jornet, Chong Han, 2014, Terahertz band: Next frontier for wireless communications, *Physical Communication*, Volume 12, September 2014, pp. 16-32.
85. John Federici and Lothar Moeller, 2010, Review of terahertz and subterahertz wireless communications, *J. Appl. Phys.* 107, 111101.
86. Daniel M. Mittleman, 2017, Perspective: Terahertz science and technology, *J. Appl. Phys.* 122, 230901.
87. Mahdi Rahmanzadeh, Hamid Rajabalipanah, and Ali Abdolali, 2018, Multilayer graphene-based metasurfaces: robust design method for extremely broadband, wide-angle, and polarization-insensitive terahertz absorbers, *Applied Optics* Vol. 57, Issue 4, pp. 959-968.
88. Xieyu Chen, Zhen Tian, Yongchang Lu, Yuehong Xu, Xueqian Zhang, Chunmei Ouyang, Jianqiang Gu, Jiaguang Han, Weili Zhang, 2019, Electrically Tunable Perfect Terahertz Absorber Based on a Graphene Salisbury Screen Hybrid Metasurface, *Advanced Optical Materials*, 8(3):1900660.
89. Xiao Jin, Fengling Wang, Sha Huang, Zhengwei Xie, Ling Li, Xiuyun Han, Hongjie Chen, Hongjun Zhou, 2019, Coherent perfect absorber with independently tunable frequency based on multilayer graphene, *Optics Communications*, Volume 446, 1 September 2019, pp. 44-50.
90. Caiyu Qiu, Jianghong Wu, Rongrong Zhu, Lian Shen, Bin Zheng, 2019, Dual-band near-perfect metamaterial absorber based on cylinder MoS-dielectric arrays for sensors, *Optics Communications*, Volume 451, 15 November 2019, Pages 226-230.
91. Qiangguo Zhou et al., 2022, Metasurface Terahertz Perfect Absorber with Strong MultiFrequency Selectivity, *ACS Omega* 7, pp. 36712–36727.
92. Liansheng Wang et al., 2021, A tunable ultra-wideband Metamaterial absorber based on graphene, *Journal of Computational Electronics*, Volume 20, pages 107–115.
93. <https://www.3ds.com/products-services/simulia/products/cst-studio-suite/>.
94. <https://www.comsol.com/>.
95. Bui Son Tung, Bui Xuan Khuyen, Young Ju Kim, Ji Sub Hwang, Vu Dinh Lam, Liang-Yao Chen & YoungPak Lee, 2021, Manipulation of the near-field coupling

- in metamaterial for multi-band absorber, *Waves in Random and Complex Media*, Volume 31, Issue 6, Pages 2290-2300.
96. Bui Son Tung, Bui Xuan Khuyen, Young Ju Kim, Vu Dinh Lam, Ki Won Kim & YoungPak Lee, 2017, Polarization-independent, wide-incident-angle and dual-band perfect absorption, based on near-field coupling in a symmetric metamaterial, *Scientific Reports*, Volume 7, Article number: 11507.
97. Man Hoai Nam, Vu Thi Hong Hanh, Nguyen Ba Tuong, Bui Son Tung, Bui Xuan Khuyen, Vu Dinh Lam, Liang Yao Chen and Young Pak Lee, 2021, Multi-band electromagnetically-induced-transparency metamaterial based on the near-field coupling of asymmetric split-ring and cut-wire resonators in the GHz regime, *Crystals* 11, 164.
- [98] Qian Zhao, Ji Zhou, Fuli Zhang, Didier Lippens, 2009, Mie resonance-based dielectric metamaterials, *Materials Today*, Vol. 12, Issue 12, pp. 60-69.
- [99] JS Hwang, YJ Kim, YJ Yoo, KW Kim, JY Rhee, LY Chen, YP Lee, 2017, Switching and extension of transmission response, based on bending metamaterials, *Scientific Reports* 7, 3559.
- [100] DT Ha, BS Tung, BX Khuyen, TS Pham, NT Tung, NH Tung, NT Hoa, 2021, Dual-band, polarization-insensitive, ultrathin and flexible metamaterial absorber based on high-order magnetic resonance, *Photonics* 8 (12), 574.
- [101] LV Long, NS Khiem, BS Tung, NT Tung, TT Giang, PT Son, BX Khuyen, 2021, Flexible broadband metamaterial perfect absorber based on graphene-conductive inks, *Photonics* 8 (10), 440.
- [102] BX Khuyen, BS Tung, YJ Kim, KW Kim, JY Rhee, VD Lam, L Chen, 2019, Broadband and ultrathin metamaterial absorber fabricated on a flexible substrate in the long-term evolution band, *Journal of Electronic Materials* 48, 7937-7943.