



저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

공학박사 학위논문

능동 변조 집적 광 소자의 구현을  
위한 그래핀 플라즈모닉스

Graphene plasmonics for actively tunable  
integrated photonic devices

2017 년 8 월

서울대학교 대학원

전기컴퓨터공학부

김 윤 중



# 능동 변조 집적 광 소자의 구현을 위한 그래핀 플라즈모닉스

지도 교수 박 남 규

이 논문을 공학박사 학위논문으로 제출함  
2017 년 6 월

서울대학교 대학원  
전기컴퓨터공학부  
김 윤 중

김윤중의 공학박사 학위논문을 인준함  
2017 년 7 월

위원장	李 紹 賢	
부위원장	박 남 규	
위원	정 윤 찬	
위원	민 범 기	
위원	정 영 진	



# 초 록

육방 격자 구조 형태로 결합되어 있는 탄소 원자들의 단일 격자 층으로 이루어진 그래핀은 이차원 (2D) 구조 특성, 선형적 분산 특성 (linear dispersion with the massless Dirac point)에 따른 매우 높은 전기 전도성 등의 많은 장점을 가지고 있기 때문에 극한 과장 한계 이하 영역의 플라즈모닉스를 위한 차세대 구성 물질로 각광을 받고 있다. 특히, 그래핀 자체의 저차원 구조 특성은 광학 소자의 집적도를 향상시킬 수 있고, 도핑 레벨 조절에 따른 전기 전도도의 변화 특성은 그래핀의 광학적 특성에 대한 변조 가능성과 직결되기 때문에 광 흡수체, 광 변조기, 메타 물질 등과 같은 다양한 그래핀 기반의 능동 변조 플라즈모닉 소자에서 화학적 도핑이나 직류 전기장 바이어스의 인가를 통해 그래핀의 전기 전도도를 조절함으로써 빛의 흐름을 제어하기 위한 연구가 활발히 진행되고 있다.

본 연구에서는 그래핀 플라즈몬의 탁월한 특성들을 활용하여 능동 변조 집적 광 소자를 구현하고 빛의 흐름을 보다 효율적으로 제어하기 위한 방안을 제시하는 데에 초점을 두고 있으며, 그래핀 플라즈몬 모드에 대한 제어 및 변조 효율 증대를 위해 light-graphene 상호작용 및 모드 국소화 특성을 향상시킬 수 있는 그래핀 플라즈모닉 시스템들을 제안하고자 한다.

배경 이론에서는 그래핀의 광학적 전기 전도도에 대한 이론적 해석 모델인 magneto-optical 전기 전도도 모델에 대한 고찰을 바탕으로 그래핀의 광학적 흡수 전이 특성과 복소 표면 전기 전도도 사이의 관계를 규명하고, 주파수 응답 특성 및 도핑 레벨에 따른 변조 특성을

확인하였다. 또한, 이러한 magneto-optical 전기 전도도를 갖는 그래핀 단층 박막의 표면에서 발생하는 그래핀 플라즈몬 모드들에 대한 기초 이론과 수치 해석 전산 모사에서 그래핀 단층 박막을 다루는 대표적인 방식을 설명하였다.

먼저, 이러한 이론적 배경을 바탕으로 그래핀 기반의 저차원 metal-gap-dielectric (MGD) 도파로 시스템을 제안하였다. 저차원 MGD 도파로 시스템은 두 일차원 경계 조건에 의하여, gap 그래핀 층에 강하게 국소화되어 전파하는 저차원 하이브리드 그래핀 갭 플라즈몬 (H-GGP) 모드를 발생시키며 이러한 H-GGP 모드의 독특한 전기장 분포 패턴에 기인하여 매우 향상된 light-graphene 결합 수치를 갖는다. 또한 이와 같이 증가한 light-graphene 결합 수치의 영향으로, H-GGP 모드는 그래핀의 도핑 레벨 변조에 대하여 mode profile은 안정적으로 유지하면서 전파 상수의 변조 민감도 향상과 선형 변조가 가능한 특성을 보인다.

한편, 그래핀 플라즈몬의 lateral 방향 모드 국소화를 위한 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 (DLGSP) 도파로 구조를 제안하였는데, 이는 그래핀을 재단하거나 표면 전기 전도도를 공간적으로 변조할 필요가 없기 때문에 나노 공정 기술을 이용한 제작이 용이하고 다양한 구조로 응용이 가능한 장점을 갖는다. 또한 DLGSP 모드는 높은 유효 모드 굴절률 특성을 보이고 그래핀의 표면 전기 전도도 변화에 대해 매우 민감한 변조 특성을 갖기 때문에 이러한 특성들을 기반으로 설계한 결합 DLGSP 도파로 시스템에서는 주기가 매우 짧은 블로흐 진동 현상의 구현이 가능하며 그래핀의 도핑 레벨 변조를 통해 블로흐 진동의 전파 특성 (주기 및 진동)을 파장 한계 영역에서 효율적으로 제어할 수 있다.

또한, 그래핀의 저차원 구조 특성에 의한 광 흡수 효율 감소 문제를 극복하고 광 흡수 특성을 극대화하기 위해 그래핀-유전체 다층 박막 구조 기반의 광대역 완전 광 흡수체를 제안하였다. 제안한 튜널 형태의 광 흡수 구조체는 쌍곡 메타물질 도파로의 느린 빛 모드를 활용함으로써 그래핀에 의한 완전 광 흡수 특성이 넓은 주파수 대역에서 유지할 뿐만 아니라 그래핀의 도핑 레벨 조절을 통해 완전 광 흡수 대역의 능동 변조가 가능한 장점을 갖는다.

이러한 연구 결과들은 그래핀 자체의 저차원 구조 특성으로 인해 광학 모드와 그래핀의 상호 작용이 감소하는 근본적인 문제점을 보완하고 그래핀 플라즈몬 모드에 대한 제어 및 변조, 광 흡수 효율을 극대화하는 기술에 활용할 수 있기 때문에 능동 변조 집적 광 소자의 개발 및 성능 향상을 위한 다양한 응용 가능성과 자유도를 제시할 수 있다.

**주요어** : 그래핀 플라즈모닉스, 하이브리드 그래핀 갭 플라즈몬, 유전체 부하 그래핀 플라즈몬, 광학적 블로흐 진동, 광대역 완전 광 흡수체

**학 번** : 2010-23249

# 목 차

초 록 .....	i
목 차 .....	iv
그림 목차 .....	vi
<b>제 1 장 서 론 .....</b>	<b>1</b>
1.1 연구의 배경 .....	1
1.1.1 그래핀 기반의 광전자 및 광학 소자 연구 .....	3
1.1.2 그래핀 플라즈모닉스와 메타 물질 연구 .....	8
1.1.3 그래핀/금속 혼성 구조를 이용한 플라즈모닉스 연구 .....	12
1.2 연구의 목적 .....	15
1.3 논문의 구성 .....	17
<b>제 2 장 배경 이론 .....</b>	<b>18</b>
2.1 그래핀의 magneto-optical 전기 전도도 .....	19
2.2 그래핀의 표면 플라즈몬 파 분석 .....	28
2.2.1 표면 전기 전도도 (surface conductivity) 모델 .....	28
2.2.2 등가 유전율 (equivalent permittivity) 모델 .....	34
2.3 그래핀 기반의 플라즈모닉 도파로 기술 .....	40
<b>제 3 장 Light-graphene 상호작용의 향상을 위한 저차원 hybrid graphene gap plasmon .....</b>	<b>45</b>
3.1 저차원 metal-gap-dielectric (MGD) 도파로 시스템 .....	48
3.2 저차원 H-GGP 모드의 전파 특성 분석 .....	52
3.2.1 H-GGP 모드의 전기장 분포 특성 .....	53
3.2.2 Gap 그래핀 영역의 너비 조절에 따른 H-GGP 모드의 주요 모드 특성 변화 .....	57
3.2.3 H-GGP 모드의 전기장 집속 특성 및 light-graphene 결합 수치 .....	60
3.2.4 상온 (T=300K)에서의 H-GGP 모드 특성 .....	64
3.3 도핑 레벨 변화에 따른 H-GGP 모드의 변조 특성 .....	67
3.4 결론 .....	71

<b>제 4 장 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 도파로 시스템의 블로흐 진동 분석</b> .....	<b>72</b>
4.1 유전체 기판에 의한 그래핀 표면 플라즈몬 모드의 전파 특성 변화 .....	75
4.2 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 도파로 .....	77
4.3 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 모드를 이용한 결합 도파로 시스템에서의 블로흐 진동 특성 분석 .....	83
4.3.1 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 모드 기반의 결합 도파로 시스템 .....	83
4.3.2 결합 모드 이론을 이용한 블로흐 진동 현상 분석 .....	86
4.3.3 도핑 레벨 변화에 따른 블로흐 진동의 변조 특성 .....	91
4.4 결론 .....	95
<b>제 5 장 쌍곡 메타물질 도파로 이론을 활용한 그래핀-유전체 다층 박막 기반의 광대역 완전 광 흡수 구조체</b> .....	<b>96</b>
5.1 쌍곡 메타물질 도파로의 모드 특성 .....	97
5.2 그래핀-유전체 다층 박막 구조 기반의 광대역 완전 광 흡수체 .....	101
5.2.1 그래핀-유전체 다층 박막 톱날 구조의 광 흡수 특성 .....	101
5.2.2 그래핀-유전체 다층 박막 톱날 구조의 흡수 대역 변조 특성 .....	104
5.3 결론 .....	106
<b>제 6 장 결론</b> .....	<b>107</b>
<b>참고문헌</b> .....	<b>109</b>
<b>Abstract</b> .....	<b>116</b>

# 그림 목차

[그림 1.1] 다양한 금속 및 전기 전도체의 플라즈마 진동수 및 충돌 주파수에 따른 저항률. 파란색 심볼은 마이크로파 주파수 대역, 빨간색 심볼은 적외선 대역, 초록색 심볼은 가시광선 대역을 나타내며, 검정색 사선은 저항률의 실수부 (즉, 충돌 손실)를 의미한다..... 2

[그림 1.2] 그래핀의 전자 구조. (a) 탄소 원자들의 단일 격자층으로 이루어진 그래핀의 모식도. 단위 격자당 두 개의 탄소 원자들 ( $A, B$ )이 육방 격자 구조 형태로 결합되어 있다. (b) 그래핀의 3차원 운동량-에너지 밴드 구조..... 3

[그림 1.3] 도핑 레벨에 따라 그래핀에서 발생하는 광학 흡수 특성에 대한 모식도. (a) 도핑이 되지 않은 intrinsic 그래핀에서 발생하는 단일 광자 흡수 특성. (b) n-도핑 그래핀의 흡수 특성. (c) p-도핑 그래핀의 흡수 특성. (d) n-도핑 그래핀에서 운동량 중대를 발생시키는 밴드 내 / 밴드 간 플라즈몬 흡수 전이 특성. (e) 단일 광자 흡수와 2광자 흡수 특성. (f) 파울리 차단에 따른 광 포화 흡수 현상..... 5

[그림 1.4] 그래핀 기반의 광전자 및 광학 소자. (a) 금속-그래핀-금속 구조의 광 검출기 및 입사파의 세기에 대한 광 전류 특성. (b) 실리콘 도파로-그래핀 접합 구조의 광 변조기와 구동 전압에 따른 투과 변조 특성. (c) 그래핀을 광 포화 흡수체로 이용한 초고속 모드-락 펄스 레이저 (좌측)와 광대역 변조가능 Q-스위치 레이저 (우측)의 모식도와 레이저 특성. (d) 그래핀-폴리머 복합필름에서의 비선형 광 흡수에 따른 광 리미팅 (limiting) 특성..... 7

[그림 1.5] (a) 그래핀 기반의 광대역 switchable 편광 필터. (b) 그래핀 리본 (ribbon) 구조의 플라즈몬 모드. (c) 도핑 레벨의 공간적 변조를 이용한 그래핀 기반의 2차원 IMI (Insulator / Metal / Insulator) 도파로 및 스플리터 (splitter) 설계. (d) 서로 다른 특성 (금속 / 유전체)을 갖는 두 그래핀 사이의 1차원 경계를 따라 발생하는 1D-SPP 모드..... 9

[그림 1.6] (a) 테이퍼드 그래핀 리본 (tapered graphene ribbon) 구조를 이용한 그래핀 플라즈몬의 파장 별 근접 전기장 집중 특성. (b) 원판 구조 (좌측)와 삼각형 구조 (우측)의 그래핀 나노 공진기 쌍에서 발생하는 그래핀 플라즈몬의 거리에 따른 근접 전기장 집중 특성..... 10

- [그림 1.7] 그래핀의 도핑 레벨에 따른 전기 전도도 및 플라즈몬 공진의 변조 특성을 이용한 변조 광학 소자 (a) 국소 그래핀 플라즈몬에 의한 변조 광 흡수체. (b) 그래핀 리본의 배열 구조를 이용한 반사형 메타 표면에서의 비정상 반사 (anomalous reflection)와 렌즈 효과. (c) 변조 광학을 이용한 그래핀 플라즈몬 모드 기반의 루네부르크 렌즈 (Luneburg lens). ..... 11
- [그림 1.8] 금속 입자에서 발생하는 국소 표면 플라즈몬의 근접 전기장을 그래핀 단층 박막에 강하게 집속시켜 light-graphene 상호작용을 증대시킨 그래핀 / 금속 입자 혼성 구조. (a) 라만 산란의 증대 효과. (b) 광 전류의 증대 효과 및 금속 입자의 크기에 따른 공진 파장 변화. .... 13
- [그림 1.9] 금속 기반의 메타 물질과 그래핀의 복합 구조. (a) 그래핀의 이차 비선형 광학 특성의 발생 및 초고속 펄스 레이저를 이용한 비선형 신호의 제어 특성. (b) 흡수 공진 주파수의 변조가 가능한 능동 메타 물질. (c) 공진 주파수에서의 흡수/투과/반사율의 세기를 변조할 수 있는 능동 메타 물질. .... 14
- [그림 2.1] 그래핀 표면 전기 전도도의 성분 별 ( $\sigma_{intra}$ ,  $\sigma_{inter}$ ) 주파수 응답 특성 ( $\Gamma = 0.43meV$ ,  $T = 3K$ ). 이 때, 인가한 화학적 퍼텐셜은  $f = 50THz$  를 갖는 광자 에너지의 절반 ( $\mu = 103.4meV = \hbar\omega_0/2$ ,  $\omega_0 = 2\pi \times (50THz)$ )에 해당하는 값이기 때문에  $\sigma_{inter}$  는  $50THz$  를 기준으로 급격한 변화 특성을 보이게 된다. 반면,  $\sigma_{intra}$  는 전 주파수 대역에서 Drude 모델과 매우 흡사한 주파수 응답 특성을 갖는다. .... 23
- [그림 2.2] (a) 그래핀의 주파수 변화에 따른 복소 표면 전기 전도도.  $f < f_1$  (주황색 영역):  $Im\{\sigma_g\} > 0$ ,  $f_1 < f < f_2$  (초록색 영역):  $Im\{\sigma_g\} < 0$ ,  $f > f_2$  (하얀색 영역):  $Re\{\sigma_g\} \gg 0$ .  $\Gamma, T, \mu$ 는 그림 2.1에서 사용한 값과 동일하다. (b) n-도핑 그래핀에서 발생하는 광학적 흡수 전이 특성에 대한 모식도. 빨간색 화살표: 밴드 내 플라즈몬 흡수 전이, 초록색 화살표: 밴드 간 플라즈몬 흡수 전이, 보라색 화살표: 대칭적 밴드 간 흡수 전이. .... 25
- [그림 2.3]  $f = 20THz$  일 때, 화학적 퍼텐셜 ( $\mu$ )에 대한 그래핀 표면 전기 전도도의 변화.  $\mu_1 < \mu < \mu_2$  인 영역 (하늘색 영역)에서 그래핀의 복소 표면 전기 전도도는  $Im\{\sigma_g\} < 0$  을 만족하는 반면,  $\mu > \mu_2$  인 영역 (주황색 영역)에서는  $Im\{\sigma_g\} > 0$  인 특성을 보인다.  $\mu < \mu_1$  인 영역은 대칭적 밴드 간 흡수 전이에 의하여 흡수 손실이 매우 크다 ( $Re\{\sigma_g\} \gg 0$ ).  $\Gamma, T$ 는 그림 2.1에서 사용한 값과 동일하다. .... 27
- [그림 2.4] 두 유전체 ( $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$ ) 사이에 놓여있는 그래핀 단층 박막

의 모식도. 표면 전기 전도도가  $\sigma_g$ 인 그래핀 단층 박막에서 발생하는 그래핀 플라즈몬은  $y$ 방향으로 진행하고 구조체는  $x$ 방향으로 균일하다..... 29

[그림 2.5] 두 유전체 ( $\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}$ ) 사이에 놓여있는 그래핀 단층 박막의 모식도. 그래핀은 두께가  $\delta$ 이고 비유전율이  $\epsilon_g$ 인 bulk material으로 간주하였으며 이때 그래핀 단층 박막에서 발생하는 그래핀 플라즈몬은  $y$ 방향으로 진행하고 구조체는  $x$ 방향으로 균일하다..... 36

[그림 2.6] 그래핀 플라즈몬의 수치 해석 결과에 대한 그래핀 두께 ( $\delta$ )의 영향. (a) 그래핀 리본 (ribbon) 구조에서 플라즈몬 모드 여기에 의해 발생하는 흡수 스펙트럼의 너비에 따른 변화. 그래핀의 두께가  $0.33nm$  (갈색 실선) /  $0.5nm$  (청색 실선)일 때, 충분히 이론값(검정 실선, DSDA,  $\delta = 0$ )에 수렴하며 두께가 얇을수록 오차는 감소한다. (b) 3장에서 소개할 hybrid graphene gap plasmon 모드와 1D-SPP 모드의 유효 모드 굴절률 및 light-graphene 겹침 수치. 그래핀의 두께가  $0.5nm$  (실선) /  $1nm$  (점선)일 때의 수치 해석 결과가 매우 작은 허용 오차를 보이며 일치한다. .... 39

[그림 2.7] 그래핀 리본 구조에서 발생하는 GSP 모드 특성.  $W = 100nm$ ,  $E_F = 500meV$ 일 때, free-standing 그래핀 리본의 (a) dispersion relation과 (b) GSP 모드들의 전기장 분포 특성. (c) 다양한 너비 ( $W$ )와 도핑 레벨 ( $E_F$ )에 대해 공통적으로 만족하는 치수 매개변수 (식 (2.18)). . 41

[그림 2.8] semi-infinite한 그래핀의 모서리에서 발생하는 GEP 모드의 dispersion relation (좌측: 2차원 전자 가스 모델, 우측: 그래핀의 실제 표면 전기 전도도를 반영한 결과). Bulk mode는 무한 평면의 그래핀 단층 박막에서 발생하는 그래핀 플라즈몬 모드를 의미한다. .... 42

[그림 2.9] 도핑 레벨의 공간적 변조를 이용하여 구현한 2차원 IMI 도파로 시스템. (a) 직류 전기장 바이어스를 공간적으로 다르게 인가하여  $W_2 = 200nm$ 에 해당하는 영역에만 그래핀이 금속적 광학 특성을 갖게 하여 그래핀 리본 구조와 유사한 도파로 구성이 가능하다. (b) 같은 방식으로 구현한 도파로 기반의 스플리터..... 43

[그림 2.10] 1D-SPP에서  $\sigma^{(R)}(\omega)$  효과에 의해 나타나는 (a) 유효 모드 굴절률 변화와 (b) 모드 집속 특성의 변화.  $-\sigma^{(R)}(\omega)/\sigma^{(L)}(\omega)$ 가 1에 가까워질 때 유효 굴절률이 급격히 증가하며 모드 집속 특성이 향상된다..... 44

- [그림 3.1] (a) 금속 기반의 하이브리드 플라즈모닉 도파로 구조의 모식도. 금속 기판 ( $\epsilon_m$ )과 유전체 코어 ( $\epsilon_c$ ) 사이에 매우 얇은 gap 유전체 ( $\epsilon_d$ )가 존재한다. (b) 서로 다른 유전체 사이에서 발생하는 수직 전기장 성분의 불연속 경계 조건을 이용하여 플라즈몬의 전기장을 gap 유전체에 강하게 국소화시킬 수 있다. .... 46
- [그림 3.2] Normalized chemical potential ( $\Omega^{-1} = \mu/\hbar\omega$ )에 대한 그래핀 표면 전기 전도도의 변화.  $0.5 < \Omega^{-1} < 0.6$ 인 영역 (하늘색 영역)에서 그래핀은 유전체적 광학 특성 ( $Im\{\sigma_g\} < 0$ )을 보이는 반면,  $\Omega^{-1} > 0.6$ 인 영역 (주황색 영역)에서는 금속적 광학 특성 ( $Im\{\sigma_g\} > 0$ )을 보인다.  $\Omega^{-1} < 0.5$ 인 영역은 interband 전이에 의한 흡수 손실이 매우 크다 ( $Re\{\sigma_g\} \gg 0$ ). .... 49
- [그림 3.3] 저차원 metal-gap-dielectric (MGD) 도파로 시스템의 모식도.  $xy$ -평면에 놓여 있는 저차원 MGD 도파로 시스템은 서로 다른 표면 전기 전도도를 갖는 세 가지 그래핀 층으로 이루어져 있다. i) M 영역 ( $\sigma^{(M)}, x < 0$ ), ii) D 영역 ( $\sigma^{(D)}, x > w$ ), iii) G 영역 ( $\sigma^{(G)}, 0 < x < w$ ). 이러한 도파로 시스템에서 발생하는 hybrid graphene gap plasmon (H-GGP)은  $y$ 축을 따라  $\vec{q} = q\vec{k}$ 의 파수 벡터로 진행하고 있다고 가정한다. .... 51
- [그림 3.4] 그래핀 플라즈몬 모드들의 전기장 분포 특성: (a) H-GGP 모드 ( $(\Omega^{(G)})^{-1} = 0.54, w = 5nm$ ), (b) GEP 모드, (c) 1D-SPP 모드.  $(\Omega^{(M)})^{-1} = 4, (\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002$ 은 동일하게 적용되며 각 전기장 성분은 정규화하였다. 검정색 수평 실선은 그래핀 단층 박막을 나타낸다. .... 54
- [그림 3.5] H-GGP 모드와 1D-SPP 모드의 그래핀 단층 박막 내  $E_x$  field 분포 비교: (a) H-GGP 모드 ( $(\Omega^{(M)})^{-1} = 4, (\Omega^{(G)})^{-1} = 0.54, (\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002, w = 5nm$ ), (b) 1D-SPP 모드 ( $(\Omega^{(M)})^{-1} = 4, (\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002$ ) ..... 56
- [그림 3.6] Gap 그래핀의 너비 ( $w$ ) 변화에 따른 H-GGP 모드의 유효 모드 굴절률  $n_{eff} = Re\{q\}/k_0$ . 파랑/초록색 점선은 1D-SPP 모드들을 나타낸다.  $\sigma^{(M)}, \sigma^{(G)}, \sigma^{(D)}$ 는 그림 3.5에서 사용한 값과 동일하다. .... 58
- [그림 3.7] Gap 그래핀의 너비 ( $w$ ) 변화에 따른 H-GGP 모드의 modal cross section contour. 그래핀 박막은  $x$ 축 ( $z = 0$ ) 상에 놓여 있으며 파랑/초록색 점선은 1D-SPP 모드들을 나타낸다.  $\sigma^{(M)}, \sigma^{(G)}, \sigma^{(D)}$ 는 그림 3.5에서 사용한 값과 동일하다. .... 59

- [그림 3.8] Gap 그래핀의 너비 ( $w$ ) 변화에 따른 H-GGP 모드의 그래핀 단층 박막 내, 전기장 세기 분포 변화. 전기장 세기는 그래핀 단층 박막의 중심축 ( $x$ 축)을 따라 측정하였고 전체 공간 상의 전기장 세기의 합으로 정규화하였다 ( $|\bar{E}|^2 = |\bar{E}(x, 0, 0)|^2 / \iint |\bar{E}|^2 dS$ ). 파랑 / 초록색 점선은 1D-SPP 모드들을 나타내며  $\sigma^{(M)}$ ,  $\sigma^{(G)}$ ,  $\sigma^{(D)}$ 는 그림 3.5에서 사용한 값과 동일하다..... 61
- [그림 3.9] Gap 그래핀의 너비 ( $w$ ) 변화에 따른 H-GGP 모드의 light-graphene 겹침 수치 ( $\rho$ ).  $w_{max} = 5nm$ ,  $w_{cut-off} = 40nm$ . 파랑 / 초록색 점선은 1D-SPP 모드들을 나타내며  $\sigma^{(M)}$ ,  $\sigma^{(G)}$ ,  $\sigma^{(D)}$ 는 그림 3.5에서 사용한 값과 동일하다. .... 63
- [그림 3.10] Normalized chemical potential, 온도 및 주파수 변화에 따른 그래핀 표면 전기 전도도의 변화 (빨강: 실수부, 파랑: 허수부). (a)  $f = 20THz$ 일 때, 온도 변화 (실선:  $T = 3K$ , 파선:  $T = 20K$ , 점선:  $T = 120K$ )의 영향. (b)  $T = 300K$ 일 때, 주파수 변화 (실선:  $f = 150THz$ , 파선:  $f = 100THz$ , 점선:  $f = 50THz$ )의 영향.  $\sigma_g$ 는  $\sigma_0 = e^2/4h = 6.085 \times 10^{-4}S$ 으로 정규화하였다. .... 64
- [그림 3.11] 상온 ( $T = 300K$ )에서 발생하는 H-GGP 모드의 주요 모드 특성. (a) 전기장 분포 특성 ( $w = 1nm$ ), 각 전기장 성분은 정규화 하였으며 검정색 수평 실선은 그래핀 단층 박막을 나타낸다. (b) Gap 그래핀의 너비 ( $w$ ) 변화에 따른 유효 모드 굴절률  $n_{eff} = Re\{q\}/k_0$ . (c) 그래핀 단층 박막 내, 전기장 세기 분포 변화. 파랑/초록색 점선은 1D-SPP 모드들을 나타낸다..... 66
- [그림 3.12] Normalized chemical potential의 조절 ( $\Delta\Omega^{-1}$ )에 따른 유효 모드 굴절률의 변조 특성 ( $\Delta n_{eff}/n_0$ ). 실선은 그래핀 층의 전체 영역에 도핑 레벨의 변화를 인가한 경우이며 점선은 gap 그래핀 영역 ( $w = w_{max} = 5nm$ )을 중심으로  $3w_{max}$ 의 한정적 변조 구간에서 도핑 레벨을 변화시킨 경우에 해당한다.  $(\Omega^{(M)})^{-1} = 4 + \Delta\Omega^{-1}$ ,  $(\Omega^{(G)})^{-1} = 0.54 + \Delta\Omega^{-1}$ ,  $(\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002 + \Delta\Omega^{-1}$ ..... 68
- [그림 3.13] Normalized chemical potential의 조절 ( $\Delta\Omega^{-1}$ )에 따른 H-GGP 모드의 주요 변조 특성. (a) H-GGP 모드의 그래핀 단층 박막 내, 전기장 세기 분포 변화. (b) light-graphene 겹침 수치의 변화 비교. GEP 모드는 매우 작은 값 ( $\rho \sim 0.728 \times 10^{-3}$ )을 갖는다. 각 그래핀의 도핑 레벨 변화는 그림 3.12과 동일하다. .... 70

- [그림 4.1] (a) 사각형 금속 ridge 구조의 전극을 이용하여 그래핀 단층 박막에 공간적으로 다른 직류 전기장 바이어스를 인가하는 방식의 모식도. (b)  $a = 25nm$ ,  $b = 1\mu m$ ,  $W = 25nm$ ,  $V_0 = 20V$ 일 때, 주파수에 따른 그래핀 표면 전기 전도도 분포 변화 (좌측:  $Im\{\sigma_g\}$ , 우측:  $Re\{\sigma_g\}$ ). 특성 (c) 표면 전기 전도도 분포 변화를 고려한 경우 (SB)와 고려하지 않은 경우 (HB)에 발생하는 그래핀 플라즈몬의 유효 모드 굴절률 차이..... 74
- [그림 4.2] 두 유전체 사이에 놓여 있는 n-도핑 그래핀 단층 박막 (그래프 오른쪽 아래의 모식도)에서 발생하는 GSP 모드의 유효 모드 굴절률 ( $n_{eff}$ )에 대한 유전 상수 ( $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$ )의 영향. 원형 표식: COMSOL Multiphysics의 고유모드 해석법을 이용한 수치 해석적 결과 / 실선: 식 (4.2)로부터 얻은 유효 모드 굴절률의 근사값..... 76
- [그림 4.3] DLGSP 도파로 구조의 모식도. 기판에 형성된 유전체 코어 (비유전율:  $\epsilon_{r2}$ , 높이:  $h$ , 너비:  $w$ ) 위에 n-도핑 그래핀 단층 박막 (표면 전기 전도도:  $\sigma_g^{(M)}$ ,  $xy$  평면)를 접합하는 방식으로 DLGSP 도파로 시스템을 설계하였다. 공정상의 편의를 위해 유전체 클래딩은  $\epsilon_{r1} = 1$ 으로 가정하였으며 DLGSP 모드는  $y$ 축 ( $\vec{q} = q\vec{k}$ )을 따라 진행한다. ... 77
- [그림 4.4] DLGSP 도파로 구조 ( $h = 200nm$ ,  $w = 100nm$ )에서 발생하는 고유 전파 모드들의 주요 모드 특성. (a) 분산 특성 곡선 (dispersion curve) (b)  $f = 50THz$ 일 때, 기본 모드 ( $m = 0$ ) 및 고차 모드들 ( $m = 1, 2, 3$ )의 정규화 된 전기장 분포 ( $|\vec{E}|$ ), 붉은 실선은 n-도핑 그래핀 단층 박막 ( $\sigma_g^{(M)}$ )을 나타낸다. .... 79
- [그림 4.5] (a) 유전체 코어의 너비 변화 ( $w = 50 / 100 / 150 / 200nm$ )에 따른 DLGSP 모드 (기본 모드,  $m = 0$ )의 유효 모드 굴절률 분산 특성 (b)  $\lambda = 15\mu m$  ( $f = 50THz$ )일 때, 코어의 너비 조절에 따른 유효 모드 굴절률의 변조 특성 (c)  $\lambda = 15\mu m$ ,  $w = 100nm$ 일 때, 코어의 높이 변화에 따른 유효 모드 굴절률의 변화. .... 81
- [그림 4.6] (a) 도핑 레벨 변화 ( $\mu = 300 \sim 700meV$ )에 따른 기본 DLGSP 모드 ( $m = 0$ )가 갖는 유효 모드 굴절률 분산 곡선의 변조 특성. (b) 유전체 코어의 비유전율 ( $\epsilon_{r2}$ ) 변화에 대한 유효 모드 굴절률의 의존성..... 82

- [그림 4.7] (a) 결합 DLGSP 도파로 시스템의 모식도.  $\epsilon_{r1} = 1$ ,  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{Si}$ ,  $p = 250nm$ ,  $h = 100nm$ ,  $\sigma_g^{(M)}$ : n-도핑 그래핀 단층 박막 (붉은 실선)의 표면 전기 전도도. DLGSP 모드들은  $z$ 축 ( $\vec{q} = q\vec{k}$ )을 따라 진행한다. (b) 각 도파로에서 발생하는 DLGSP 모드의 유효 모드 굴절률이 선형적 구배 ( $\Delta n_{eff} \approx 6.8$ )를 갖도록 설계한 도파로의 너비 및 유효 모드 굴절률 변화. .... 85
- [그림 4.8] (a) 이중 도파로 ( $m = 10, 11$ )에서 발생하는 두 고유 모드의  $y$ 방향 전기장 분포 ( $q_s$ : 대칭 모드 /  $q_a$ : 반대칭 모드). (b) 고유 모드 수치해석을 통해 얻은  $q_m$ 과  $C_{m,m+1}$ . (c) 블로흐 진동 현상을 보이는 결합 DLGSP 도파로 시스템의 자기장 세기 분포 ( $|a_m(z)|^2$ ,  $m = 1 \sim N$ ,  $N = 19$ ). 블로흐 진동의 주기 ( $P_{B,0} = 6.82\mu m$ )가 진공 중의 파장 ( $\lambda_0 = 15\mu m$ )에 비해 짧은 특성을 보인다. .... 90
- [그림 4.9] 도핑 레벨 변화 ( $\mu = 450 \sim 600meV$ )에 따른 결합 DLGSP 도파로 시스템의 유효 모드 굴절률 분포 곡선의 변화. .... 91
- [그림 4.10] 도핑 레벨 변조 ( $\mu = 450 / 500 / 550 / 600meV$ )에 따른 블로흐 진동의 특성 변화. 결합 모드 이론을 통한 결합 DLGSP 도파로 시스템의 자기장 세기 분포 ( $|a_m(z)|^2$ ,  $m = 1 \sim N$ ,  $N = 19$ )로 나타내었으며, 하얀색 화살표는 각 블로흐 진동 주기 ( $P_{B,0}$ )를 나타낸다. 도핑 레벨 변조에 따른 정확한  $P_{B,0}$  값은 그림 4.11에 표시하였다. .... 93
- [그림 4.11] 도핑 레벨 변조에 따른 블로흐 진동 주기 ( $P_{B,0} = \lambda_0 / \Delta n_{eff}$ ) 및 평균 결합 계수 ( $C_{B,0} = (\sum_{m=1}^N C_{m,m+1}) / N$ )의 변화.  $\Delta n_{eff}$ 는 유효 모드 굴절률의 평균값 ( $(\sum_{m=1}^N \Delta n_{eff}^{m,m+1}) / N$ )을 의미한다. .... 94
- [그림 5.1] 다층 박막 구조의 쌍곡 메타물질에서 유효 매질 이론을 통해 계산된 각 방향 유효 유전율. .... 97
- [그림 5.2] (a) 금속(Al)과 유전체( $Al_2O_3$ ) 기반의 쌍곡 메타물질 도파로의 dispersion relation. 도파로의 너비를  $100nm$ ,  $200nm$ ,  $300nm$ 로 변화시킴에 따라 느린 빛 모드가 (검은 원) 형성되는 주파수가 변화한다. (b) 튜널 형태 다층 박막 구조의 완전 광 흡수체. 느린 빛 모드가 연속적 주파수 대역에서 형성되도록 설계하여 광대역의 광 흡수를 적외선 대역에서 구현하였다. .... 100

- [그림 5.3] (a) 그래핀-유전체 다층 박막 구조의 각 방향 유효 유전율의 실수부. 방향에 따라 유효 유전율의 부호가 다르므로 쌍곡 메타물질의 특성을 갖는다. (b) 그래핀-유전체 다층 박막 튜널 구조의 광 흡수 스펙트럼. 구조 변수인 유전체 두께를  $500\text{nm}$ 에서  $1\mu\text{m}$ 까지  $100\text{nm}$ 씩 증가시킴에 따라 광 흡수 대역폭이 변화한다. 왼쪽 하단은 유전체 두께가  $1\mu\text{m}$ 인 구조에서 파장이  $38\mu\text{m}$ 와  $43\mu\text{m}$ 일 때 자기장 세기의 분포를 나타낸다. 파장이 길어질수록 낮은 위치에서 자기장이 집중됨을 관찰할 수 있다. .... 103
- [그림 5.4] 유효 매질 이론 (EMT)을 적용한 구조와 다층 박막 구조 (Multilayer)의 광 흡수 스펙트럼 및 자기장 분포 ( $\lambda = 38\mu\text{m}$ )비교. .... 104
- [그림 5.5] 그래핀-유전체 다층 박막 튜널 구조의 광 흡수 대역 변조 특성. 도핑 레벨이  $300\text{meV}$ 에서  $600\text{meV}$ 으로 증가함에 따라 광 흡수 대역이 단파장으로 이동한다. .... 105



# 제 1 장 서 론

## 1.1 연구의 배경

전자기파를 파장 한계 이하 (sub-wavelength)의 영역에 집중시켜 빛과 매질의 상호작용을 극대화하는 기술은 나노 광학 소자 및 회로 설계를 위해 중요하며 특히, 광 검출기 [1], 광 변조기 [2, 3], 바이오 센서 [4], 레이저 [5] 등과 같은 변조 광학 소자 (tunable optical device)의 성능을 결정하는 매우 중요한 이슈이다. 일반적으로 금속의 표면을 따라 전자 플라즈마의 진동과 전자기파가 결합 (coupling)하여 발생하는 표면 플라즈몬 모드 (surface plasmon-polaritons) [6]는 본질적으로 이러한 파장 한계 이하의 영역에 광학 모드를 국소화 (mode confinement)시킬 수 있는 장점을 갖기 때문에 다양한 플라즈모닉 소자에 대한 많은 연구가 진행되어 왔다 [7-10]. 하지만 이러한 noble metal 기반의 플라즈모닉 소자들은 소비 전력, 동작 대역폭, 소자 크기 등의 주요 성능이 금속의 광학적 물성에 의해 결정되어 버리기 때문에 적절한 금속의 선택이 필요할 뿐만 아니라 금속 내에서 근본적으로 발생하는 자유전자의 충돌 손실 (collision loss) 문제는 결국 피할 수 없게 된다 [11] (그림 1.1).

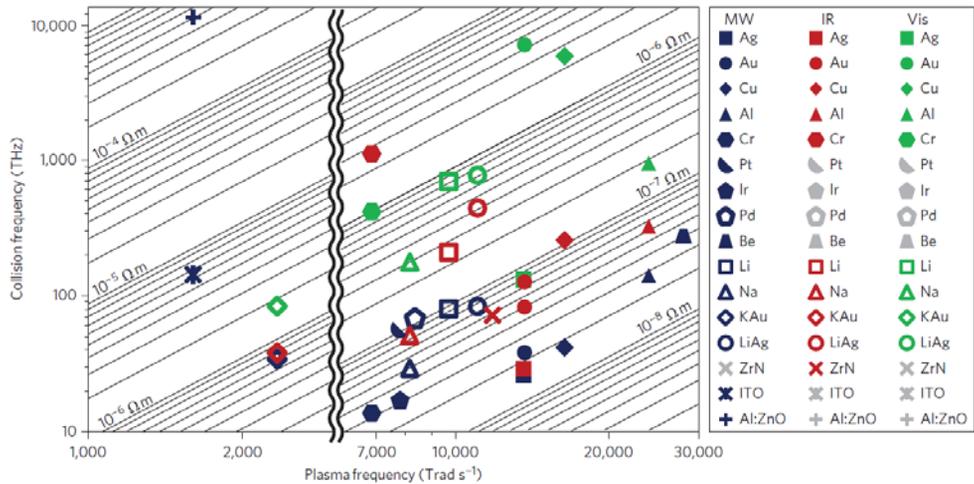


그림 1.1 다양한 금속 및 전기 전도체의 플라즈마 진동수 및 충돌 주파수에 따른 저항률 [11]. 파란색 심볼은 마이크로파 주파수 대역, 빨간색 심볼은 적외선 대역, 초록색 심볼은 가시광선 대역을 나타내며, 검정색 사선은 저항률의 실수부 (즉, 충돌 손실)를 의미한다.

한편, 육방 격자 구조 형태로 결합되어 있는 탄소 원자들의 단일 격자 층으로 이루어진 그래핀 [12, 13]은 높은 물리적 성질 [14, 15]과 함께 선형적 분산 특성 (linear dispersion with the massless Dirac point)에 따른 탁월한 전기적 [13, 16–20], 광학적 특성 [18, 20–28]을 보이기 때문에 차세대 전자 소자의 구성 물질로 많은 주목을 받고 있다 [18, 20, 24, 29–37]. 특히, 도핑 레벨 변화에 따라 광학 흡수 특성 및 전기 전도도의 변조가 가능한 특성 [21, 22, 26]을 이용하여 광 검출기 [38–44], 광 흡수체 [45–48], 광 변조기 [49–58], 변조 가능 메타물질 [57–71] 등과 같이 다양한 그래핀 기반의 광전자 및 광학 소자 연구가 진행되고 있다. 뿐만 아니라, 적외선 주파수 영역에서 발생하는 그래핀 플라즈몬 [72–74]은 noble metal 기반의 표면

플라즈몬에 비해 매우 큰 에너지 집적도, 작은 전파 손실, tunability와 같은 많은 장점 [27, 28, 75, 76]을 가지고 있기 때문에 이에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다 [26–28, 45–48, 66, 72–95].

### 1.1.1 그래핀 기반의 광전자 및 광학 소자 연구

일반적인 전도체에서 전자의 운동이 비상대론적 양자 이론 (non-relativistic Schrödinger equation with an effective mass)을 따르는 반면, 그래핀 단층 박막의 전자는 상대론적 양자 이론 (relativistic Dirac equation)으로 해석할 수 있는 massless Dirac fermion과 흡사한 성질을 가지고 있다.

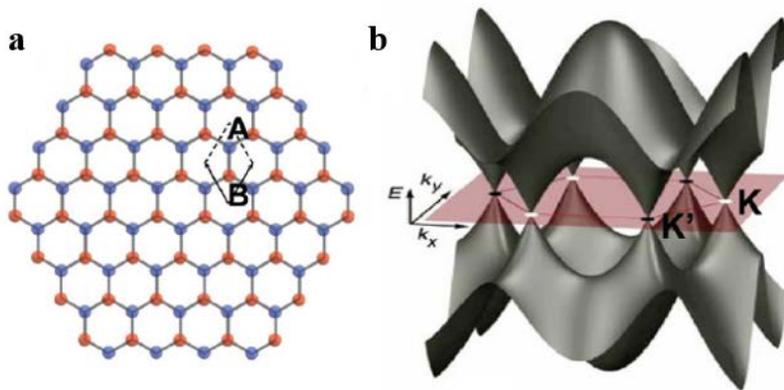


그림 1.2 그래핀의 전자 구조 [18]. (a) 탄소 원자들의 단일 격자층으로 이루어진 그래핀의 모식도. 단위 격자당 두 개의 탄소 원자들 ( $A, B$ )이 육방 격자 구조 형태로 결합되어 있다. (b) 그래핀의 3차원 운동량-에너지 밴드 구조.

그래핀은 그림 1.2와 같이 저 에너지 대역에서 원뿔 형태의 전도 밴드 (conduction band)와 가전자 밴드 (valence band)가 Dirac point에서 만나는 선형적 운동량-에너지 분산 특성을 나타내게 된다 [13, 18, 24, 96]. 이러한 선형적 분산 특성으로 인해 그래핀은 높은 전자 이동도 ( $2.5 \times 10^5 \text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$  [19]) 및 전기 전도도와 같이 매우 좋은 전기적 특성 [13, 16-20]을 가질 뿐만 아니라 매우 높은 광 투과율 ( $T \approx 1 - \pi e^2 / \hbar c \approx 0.977$  [26])을 넓은 주파수 대역에서 유지하는 장점을 가지기 때문에 전계 효과 트랜지스터 [29-32], 플렉시블 (flexible) 투명 전극 [33-37] 등과 같은 전자 소자에의 응용이 시도되고 있다.

선형적 분산 특성을 갖는 그래핀의 전자 구조에 의해 그래핀은 그림 1.3과 같이 도핑 레벨 (Fermi level,  $E_F$ )에 따라 다양한 광학 흡수 특성 [26]을 보이며 이러한 그래핀의 광학적 특성은 다양한 광전자 소자 및 광학 소자로의 응용이 가능하게 한다. 먼저 그래핀은 그림 1.3(a)와 같이 전도 밴드와 가전자 밴드 사이에 밴드 갭 (band gap)이 존재하지 않기 때문에 가시광선 대역에서 적외선 대역까지, 광범위한 대역의 파장에서 단일 광자 흡수 (single photon absorption)가 가능하며 이러한 그래핀의 광대역 흡수 특성은 높은 전자 이동도 특성과 함께 초고속 광대역 광 검출기 [38-40]의 개발에 응용될 수 있다 (그림 1.4).

또한 그래핀은 도핑 레벨에 따라 단일 광자 흡수에 의한 대칭적 밴드 간 전이 특성을 조절할 수 있는 특징을 갖는다. 즉, n-도핑 그래핀 (그림 1.3(b))에서는 전도 밴드를 이미 차지하고 있는 전자들에 의해 광자 에너지 ( $\hbar\omega$ )가  $2E_F$ 보다 작은 주파수의 빛은 흡수될 수 없으며 p-

도핑 그래핀 (그림 1.3(c))에서는 가전자 밴드의 전자들이 광자 에너지 ( $\hbar\omega$ )가  $2E_F$ 보다 큰 주파수의 빛만 흡수하여 밴드 간 전이가 발생할 수 있다.

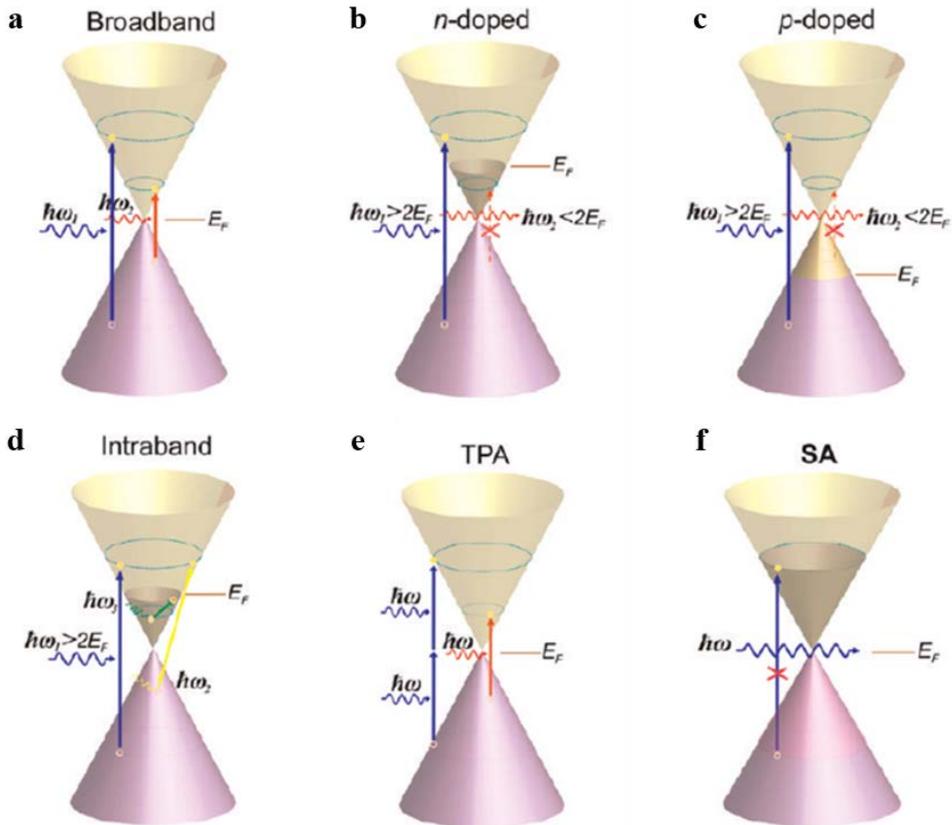


그림 1.3 도핑 레벨에 따라 그래핀에서 발생하는 광학 흡수 특성에 대한 모식도 [26]. (a) 도핑이 되지 않은 intrinsic 그래핀에서 발생하는 단일 광자 흡수 특성. (b) n-도핑 그래핀의 흡수 특성. (c) p-도핑 그래핀의 흡수 특성. (d) n-도핑 그래핀에서 운동량 증대를 발생시키는 밴드 내 / 밴드 간 플라즈몬 흡수 전이 특성. (e) 단일 광자 흡수와 2광자 흡수 특성. (f) 파울리 차단에 따른 광 포화 흡수 현상.

도핑 레벨은 화학적 도핑이나 직류 전기장 바이어스의 인가 등을 통하여 광대역의 변조 [21, 22, 26]가 가능하기 때문에 밴드 간 광 흡수 전이의 변조 특성을 이용한 그래핀 기반의 광대역 광 변조기 (그림 1.4(b))에 대한 다양한 연구 [49-54]도 진행되었으며 밴드 내 플라즈몬 흡수 전이 (그림 1.3(d)의 초록색 화살표)를 이용한 광 변조기 [55, 56]도 제안되었다.

한편, 매우 강한 세기를 갖는 레이저 광을 그래핀에 인가하게 되면 그래핀의 전도 밴드 및 가전자 밴드에서 전하 운반체 밀도가 일시적으로 비평형 분포 상태 (non-equilibrium carrier population)에 이르는 과도 동적 응답 (transient dynamic response) 특성을 보이게 된다. 이러한 그래핀의 비선형적 광학 흡수 특성 (그림 1.3(e), (f))에 대한 다양한 연구들이 진행되었는데 특히, 파울리 차단 (Pauli blocking)에 따른 광 포화 흡수 현상 (그림 1.3(f))이 광대역 (자외선~적외선)에서 발생하는 특징 [97-99]을 이용하여 그래핀을 레이저의 광 포화 흡수체 (saturable absorber)로 활용한 연구 결과들 (그림 1.4(c))이 발표되었다 [100-102]. 이 밖에도 광대역 광 리미터 (그림 1.4(d)) [103], Kerr effect [104], soliton [105-107]과 같이 그래핀의 광대역 비선형 광학 특성에 대한 다양한 연구가 이루어지고 있다.

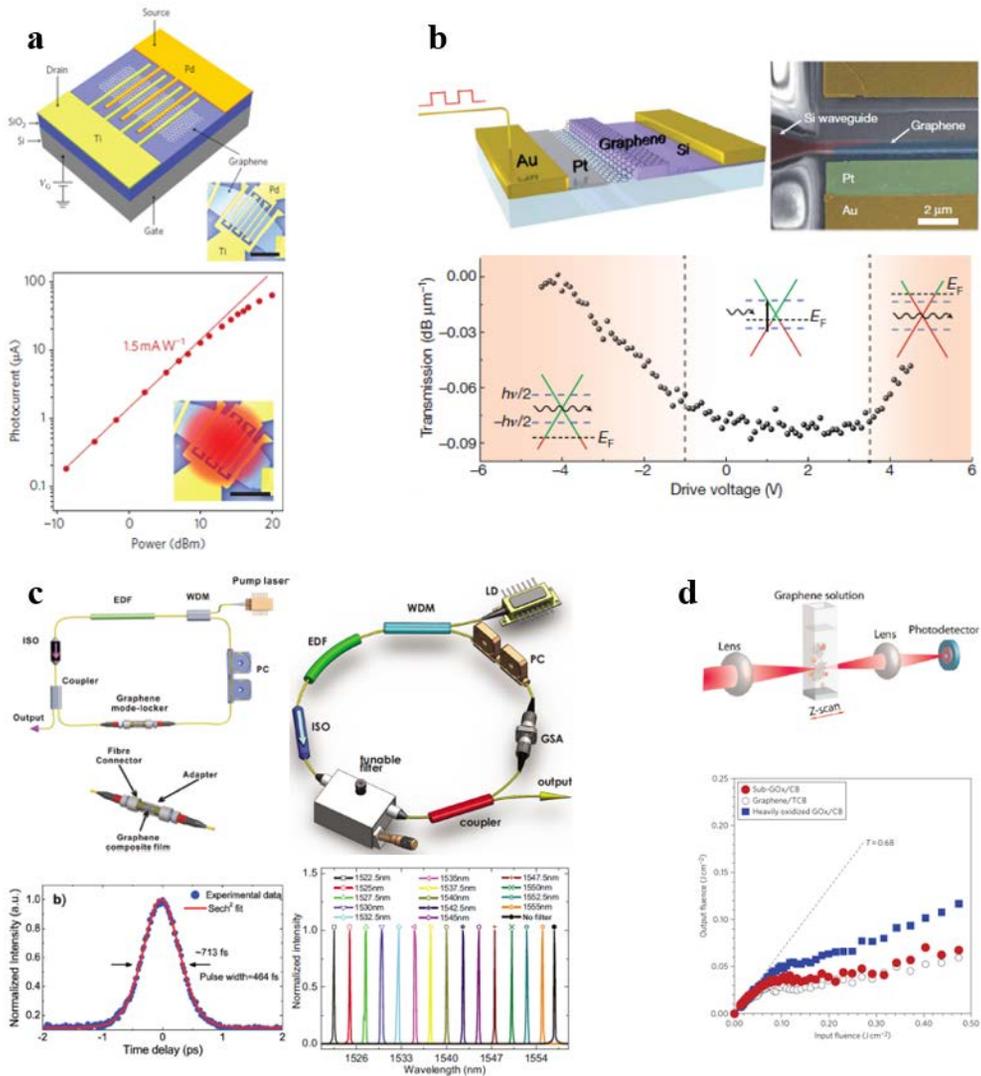


그림 1.4 그래핀 기반의 광전자 및 광학 소자. (a) 금속-그래핀-금속 구조의 광 검출기 및 입사파의 세기에 대한 광 전류 특성 [41]. (b) 실리콘 도파로-그래핀 접합 구조의 광 변조기와 구동 전압에 따른 투과 변조 특성 [49]. (c) 그래핀을 광 포화 흡수체로 이용한 초고속 모드-락 펄스 레이저 [101] (좌측)와 광대역 변조가능 Q-스위치 레이저 [102] (우측)의 모식도와 레이저 특성. (d) 그래핀-폴리머 복합필름에서의 비선형 광 흡수에 따른 광 리미팅 (limiting) 특성 [103].

### 1.1.2 그래핀 플라즈모닉스와 메타 물질 연구

도핑이 되지 않은 intrinsic 그래핀에서는 단일 광자 흡수에 의한 대칭적 밴드 간 전이 특성 (그림 1.3(a))만을 보이는 반면, n-도핑 그래핀은 그림 1.3(d)와 같이 대칭적 밴드 간 흡수 전이 (파란색 화살표)뿐만 아니라 비대칭적 밴드 간 흡수 전이 (노란색 화살표)와 밴드 내 흡수 전이 (초록색 화살표)가 적외선 및 테라헤르츠 주파수 대역에서 발생하게 되며 도핑 레벨에 따라 조절이 가능한 특성을 갖는다.

특히, n-도핑 그래핀의 전자들은 이러한 새로운 흡수 전이 현상들에 의해 운동량 증대 (momentum enhancement)가 발생하게 되어 표면 플라즈몬 파를 여기할 수 있는데, 도핑 레벨 및 입사한 빛의 주파수에 따라 TE (Transverse Electric) mode 표면 전자기파 [72, 73]와 TM (Transverse Magnetic) mode 그래핀 플라즈몬 [73, 74]의 여기가 모두 가능한 특징을 갖기 때문에 광대역 switchable 편광 필터 [77]로의 응용이 가능하다 (그림 1.5(a)). 또한 그래핀 자체의 저차원 구조 특성과 함께 TM mode 그래핀 플라즈몬 파는 기존의 noble metal의 표면에서 발생하는 표면 플라즈몬 파에 비하여 매우 큰 에너지 집적도, 작은 전파 손실, 도핑 레벨 변화에 따른 전기 전도도의 변조 가능성 등과 같이 많은 장점 [21, 22]을 가지고 있기 때문에 그래핀은 저차원 플라즈모닉 도파로의 새로운 플랫폼으로 각광받고 있으며 다양한 그래핀 도파로 구조에서 발생하는 그래핀 플라즈몬 모드에 대한 연구들 [75, 76, 78-85]이 진행되었다 (그림 1.5(b)-(d)).

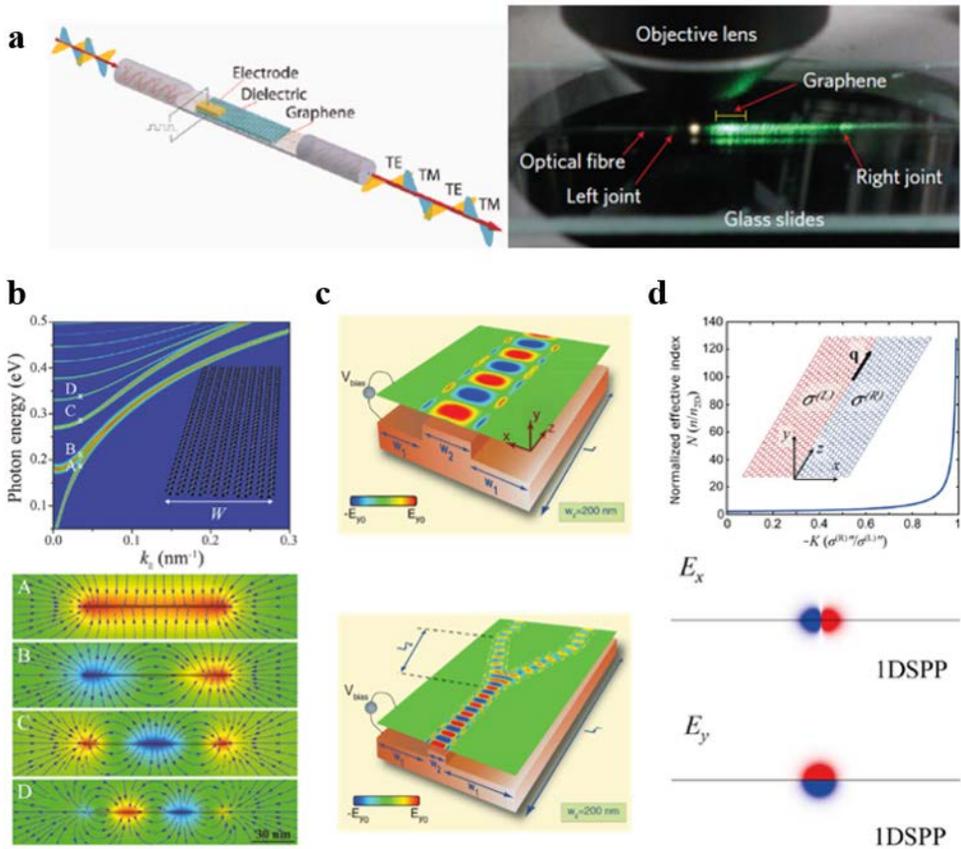


그림 1.5 (a) 그래핀 기반의 광대역 switchable 편광 필터 [77]. (b) 그래핀 리본 (ribbon) 구조의 플라즈몬 모드 [76]. (c) 도핑 레벨의 공간적 변조를 이용한 그래핀 기반의 2차원 IMI (Insulator / Metal / Insulator) 도파로 및 스플리터 (splitter) 설계 [80]. (d) 서로 다른 특성 (금속 / 유전체)을 갖는 두 그래핀 사이의 1차원 경계를 따라 발생하는 1D-SPP 모드 [85].

그래핀 플라즈몬이 갖는 매우 높은 전기장 집속도 (electric field enhancement)를 이용하여 리본(ribbon) 구조 [75, 86–90], 원반 (disc) 구조 [75, 91, 92], 나노 공진기 구조 [93, 94] 등과 같은

다양한 구조에서 그래핀 플라즈몬 모드에 의한 광학 특성을 극대화하는 연구가 활발하게 진행되어 왔으며 특히, 나노 이미징 기술 [86, 87, 90]과 바이오 센서 [94, 95] 등에 응용이 가능하다 (그림 1.6).

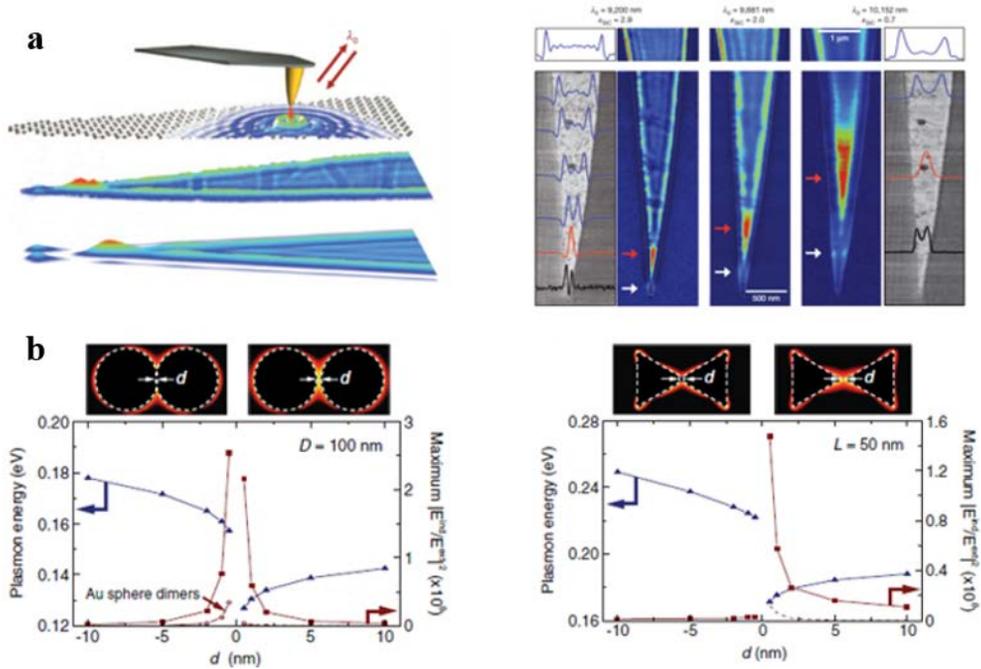


그림 1.6 (a) 테이퍼드 그래핀 리본 (tapered graphene ribbon) 구조를 이용한 그래핀 플라즈몬의 파장 별 근접 전기장 집중 특성 [87]. (b) 원판 구조 (좌측)와 삼각형 구조 (우측)의 그래핀 나노 공진기 쌍에서 발생하는 그래핀 플라즈몬의 거리에 따른 근접 전기장 집중 특성 [94].

그래핀의 가장 큰 장점은 1.1.1절에서 설명한 바와 같이 도핑 레벨에 따라 그래핀의 광학적 흡수 특성을 조절할 수 있다는 점이며 이는 그래핀의 광학적 전기 전도도 및 그래핀 플라즈몬의 공진 특성에

대한 광대역 변조 가능성과 직결된다. 이를 이용해 빛의 흡수 대역을 변조할 수 있는 광 흡수체 [45–48]와 빛의 세기 및 위상 변조가 가능한 메타 표면 [59–66] 등의 그래핀 플라즈몬 변조 소자에 대한 다양한 연구들이 진행 되었으며, 그래핀의 전기 전도도를 공간적으로 변조함으로써 변환 광학 (transformation optics) [67, 80] 및 클로킹 (cloaking) [68, 69]에 응용한 연구 결과도 발표되었다 (그림 1.7).

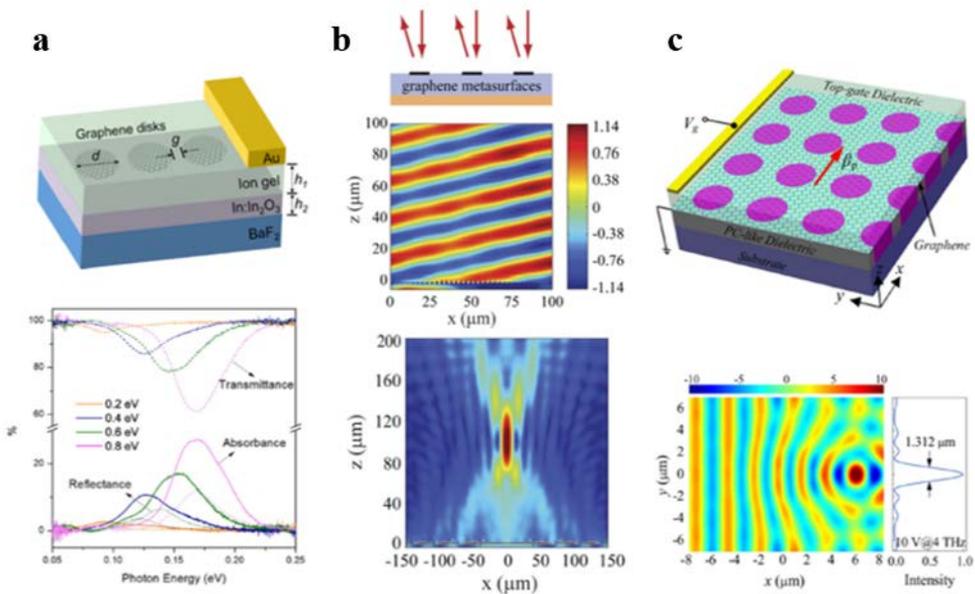


그림 1.7 그래핀의 도핑 레벨에 따른 전기 전도도 및 플라즈몬 공진의 변조 특성을 이용한 변조 광학 소자 (a) 국소 그래핀 플라즈몬에 의한 변조 광 흡수체 [48]. (b) 그래핀 리본의 배열 구조를 이용한 반사형 메타 표면 [65]에서의 비정상 반사 (anomalous reflection)와 렌즈 효과. (c) 변환 광학을 이용한 그래핀 플라즈몬 모드 기반의 루네부르크 렌즈 (Luneburg lens) [67].

### 1.1.3 그래핀 / 금속 혼성 구조를 이용한 플라즈모닉스 연구

앞에서 설명한 것과 같이 그래핀은 탁월한 물리적, 전기적, 광학적 특성을 바탕으로 다양한 분야 (전자 소자, 광전자 및 광학 소자)의 차세대 구성 물질로 각광을 받아왔으나 그래핀 자체의 구조 특성 ( $1\text{nm}$  이하 두께의 저차원 특성, 중심 대칭성)으로 인해 그래핀에 의한 광학 특성 변화의 효율이 떨어지는 문제점이 있다. 따라서 noble metal 기반의 플라즈모닉 구조체와 그래핀의 혼성 구조를 통하여 이러한 한계를 극복하려는 연구들이 진행되어 왔다.

먼저 그래핀은 저차원 특성으로 인해 입사한 빛의 흡수율이 매우 작기 때문에 금속 입자에서 발생하는 국소 표면 플라즈몬을 그래핀 단층 박막에 강하게 집속시켜 light-graphene 상호작용을 증대시킴으로써 소자의 성능을 향상시킨 그래핀 / 금속 혼성 구조 기반의 라만 분광 기술 (Raman spectroscopy) [108-110], 광 검출기 [42-44] 등이 제안되었다 (그림 1.8). 또한 그래핀은 중심 대칭성으로 인해 이차 비선형 광학 특성을 관측하기 매우 어려운데, 최근 비대칭 이중분리 고리형 금속 메타 원자를 갖는 메타 물질 구조와 그래핀을 융합시킴으로써 이차 비선형 광학 특성을 발생시키고 금속 메타 원자의 공진 세기를 조절함으로써 비선형 신호의 제어가 가능한 연구 결과 [70]도 발표되었다 (그림 1.9(a)).

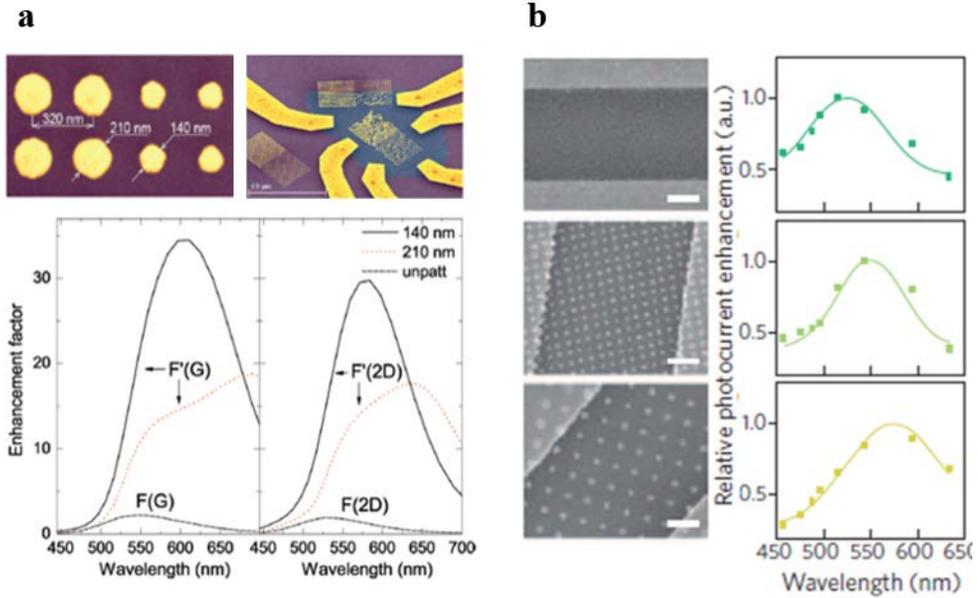


그림 1.8 금속 입자에서 발생하는 국소 표면 플라즈몬의 근접 전기장을 그래핀 단층 박막에 강하게 집속시켜 light-graphene 상호작용을 증대시킨 그래핀 / 금속 입자 혼성 구조. (a) 라만 산란의 증대 효과 [108]. (b) 광 전류의 증대 효과 및 금속 입자의 크기에 따른 공진 파장 변화 [43].

이 밖에도, 그래핀의 도핑 레벨에 따른 변조 특성을 noble metal 기반의 메타 물질 구조가 갖는 공진 특성과 결합하여 광학 특성의 변조가 가능한 능동 메타 물질을 구현하는 연구 [57, 58]도 진행되었다 (그림 1.9(b)-(c)).

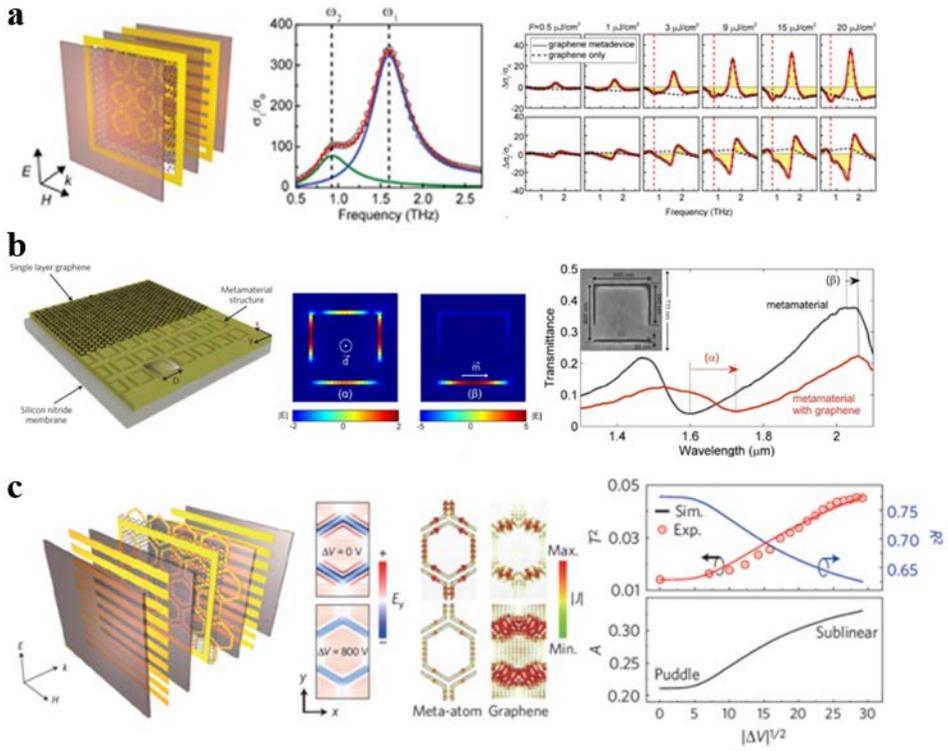


그림 1.9 금속 기반의 메타 물질과 그래핀의 복합 구조. (a) 그래핀의 이차 비선형 광학 특성의 발생 및 초고속 펄스 레이저를 이용한 비선형 신호의 제어 특성 [70]. (b) 흡수 공진 주파수의 변조가 가능한 능동 메타 물질 [57]. (c) 공진 주파수에서의 흡수/투과/반사율의 세기를 변조할 수 있는 능동 메타 물질 [58].

## 1.2 연구의 목적

앞에서 살펴본 바와 같이 그래핀은 탁월한 전기적, 광학적 특성을 바탕으로 다양한 광학 소자의 구현 및 성능 향상을 위한 차세대 구성 물질로 조명되고 있는데 특히, 본 연구에서는 능동 변조 집적 광 소자의 구현을 위한 그래핀 플라즈몬의 응용에 초점을 두고 있다.

먼저 그래핀 플라즈몬은 매우 높은 전기장 집속도를 갖기 때문에 극한 파장 한계 이하의 영역에 플라즈몬 모드의 국소화가 가능한 저차원 플라즈모닉 소자 [45-95]를 설계할 수 있으나 그래핀 자체의 저차원 구조 특성으로 인하여 플라즈몬 모드와 그래핀의 상호 작용이 감소하여 소자의 성능 효율이 떨어지고 그래핀 플라즈몬 모드에 대한 효율적인 제어 및 변조가 어려운 문제점을 가지고 있다. 본 연구에서는 플라즈몬-그래핀 결합 수치 및 모드 변조 특성을 매우 향상시킬 수 있는 저차원 metal-gap-dielectric (MGD) 도파로 시스템과 그래핀에 의한 완전 광 흡수가 넓은 주파수 대역에서 가능한 그래핀-유전체 다층 박막 구조 기반의 광대역 완전 광 흡수체의 설계를 통하여 그래핀 플라즈모닉 변조 소자의 성능 향상을 위한 방안을 제안하고자 한다.

또한, 기존의 그래핀 플라즈몬 도파로는 lateral 방향의 모드 국소화를 위하여 그래핀을 재단 [75, 76, 78, 79, 86-90]하거나 공간적으로 다른 직류 전기장 바이어스를 인가하는 방식 [80-85]을 제안하였는데 이러한 방식들은 그래핀 경계 면에서의 손실이나 공정상의 제약 문제를 유발할 수 있다. 이러한 문제에 대한 해결책으로써, 본 연구에서는 실리콘 나노 공정으로 제작이 용이한 유전체 코어 (core)와 그래핀 단층 박막을 결합하는 유전체 부하 그래핀 플라즈몬

(DLGSP) 도파로 구조를 제안하고 파장 한계 이하의 영역에서 광학 모드의 흐름을 효율적으로 제어하는 결합 DLGSP 도파로 시스템을 구현하여 그래핀 플라즈몬 기반의 능동 변조 집적 광 소자의 개발에 대한 다양한 응용 가능성과 자유도를 제시하고자 한다.

### 1.3 논문의 구성

본 박사 학위 논문은 그래핀 플라즈몬 기반의 능동 변조 집적 광소자의 구현을 위한 light-graphene 상호작용의 향상을 목표로 하고 있으며, 이를 위해 저차원 하이브리드 그래핀 갭 플라즈몬 도파로, 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 도파로 및 결합 도파로 시스템, 그래핀 다층 박막 기반의 광대역 완전 광 흡수체를 설계하고 그 특성을 분석하였다.

먼저 제 2장에서는 그래핀의 magneto-optical 전기 전도도에 대한 이론적 해석 모델과 그래핀 단층 박막에서 발생하는 그래핀 플라즈몬 모드들에 대한 기초 이론과 수치 해석 전산 모사에서 그래핀 단층 박막을 다루는 대표적인 방식을 설명하고 있다. 이러한 이론적 배경을 바탕으로 제 3장에서는 그래핀 기반의 저차원 MGD 도파로 시스템을 설계하고 light-graphene 결합 수치 및 그래핀 플라즈몬의 변조 민감도 향상 특성을 수치 해석적으로 분석하였다. 제 4장에서는 그래핀 플라즈몬의 lateral 방향 모드 국소화를 위한 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 (DLGSP) 도파로 구조를 제안하고 결합 DLGSP 도파로 시스템에서 발생하는 블로흐 진동 현상의 특이성 및 변조 특성을 설명하였으며, 제 5장에서는 쌍곡 메타 물질 (Hyperbolic Meta-Material)의 원리를 이용하여 그래핀의 광 흡수 특성을 극대화시킬 수 있는 그래핀-유전체 다층 박막 구조 기반의 광대역 완전 광 흡수체를 제안하였다.

## 제 2 장 배경 이론

이 장에서는 그래핀 기반의 저차원 능동 변조 플라즈모닉 소자를 설계하기 위해 필요한 기초 이론에 대하여 설명하고자 한다. 먼저 그래핀의 광학적 전기 전도도에 대한 이론적 해석 모델인 magneto-optical 전기 전도도 모델에 대한 고찰을 바탕으로 그래핀의 광학적 흡수 전이 특성과 복소 표면 전기 전도도 사이의 관계를 규명하고, 주파수 응답 특성 및 도핑 레벨에 따른 변조 특성을 설명하도록 하겠다.

또한 전자기장 이론의 기초가 되는 맥스웰 방정식 (Maxwell's equations)으로부터, magneto-optical 전기 전도도를 갖는 그래핀 단층 박막의 표면에서 기본적으로 TE mode 표면 전자기파 / TM mode 표면 플라즈몬 파가 발생할 수 있음을 증명하고, 각각의 dispersion relation을 도출함으로써 복소 표면 전기 전도도에 따른 전파 특성을 설명하도록 하겠다.

한편, 그래핀 플라즈몬 모드의 다양한 mode 특성에 대한 수치 해석을 위하여 일반적으로 그래핀의 등가 유전율 모델을 이용한 많은 연구들이 진행되어 왔는데, 이러한 등가 유전율 모델에 대해 설명하고 이를 이용하여 구현한 대표적인 그래핀 기반의 저차원 플라즈몬 모드들의 특성을 간략히 소개하도록 하겠다.

## 2.1 그래핀의 magneto-optical 전기 전도도

일반적으로 그래핀 단층 박막은 magneto-optical 전기 전도도를 tensor 형태로 갖는 2차원 평면으로 간주되어 왔는데 본 절에서는 Kubo formalism으로부터 그래핀의 magneto-optical 전기 전도도 tensor를 구하는 가장 대표적인 방식 [21, 60, 80]을 소개하고 이를 중심으로 그래핀이 갖는 복소 표면 전기 전도도의 특징을 설명하고자 한다.

먼저 2차원 무한 평면의 그래핀 단층 박막이 자유 공간상의  $xy$  평면에 놓여져 있다고 가정할 때, 그래핀의 non-local anisotropic 전기 전도도는 다음과 같은 tensor의 형태로 표현할 수 있다.

$$\vec{\sigma}(\omega, \Gamma, T, \mu(\vec{E}_0), \vec{B}_0) = \hat{x}\hat{x}\sigma_{xx} + \hat{x}\hat{y}\sigma_{xy} + \hat{y}\hat{x}\sigma_{yx} + \hat{y}\hat{y}\sigma_{yy} \quad (2.1)$$

이 때,  $\omega$ 는 각 진동수 (angular frequency),  $\Gamma$ 는 하전 입자의 산란율 (charged particle scattering rate),  $T$ 는 온도,  $\mu$ 는 화학 퍼텐셜 (chemical potential)을 나타내고  $\vec{E}_0$ 와  $\vec{B}_0$ 는 외부에서 인가한 직류 바이어스 전/자기장의 세기를 의미한다. 그래핀의 손실 메커니즘을 대변하고 있는  $\Gamma$ 는 일반적으로 주파수, 온도, 필드의 세기, 란다우 준위 지수 (Landau level index)에 대한 함수로 표현할 수 있으며 하전 입자의 밀도와 연관되어 있는  $\mu$ 는 화학적 도핑 [46, 89, 92]이나 직류 전기장 바이어스 ( $\vec{E}_0 = \hat{z}E_0$ )의 인가 [22, 45, 47, 48]를 통해 조절이 가능하여 도핑 레벨이라고 부르기도 한다.

Magneto-optical Lorentzian model로부터 식 (2.1)에  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} =$

$\sigma_d$ ,  $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \sigma_o$  의 조건을 적용하면  $\vec{\sigma}(\omega, \Gamma, T, \mu(\vec{E}_0), \vec{B}_0) = \sigma_d(\hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y}) + \sigma_o(\hat{x}\hat{y} - \hat{y}\hat{x})$  와 같이 diagonal 전기 전도도 ( $\sigma_d$ )와 off-diagonal (Hall) 전기 전도도 ( $\sigma_o$ )의 합으로 표현할 수 있는데, 하전 입자의 산란율 ( $\Gamma$ )이 주파수와 란다우 준위 지수에 영향을 받지 않는다는 가정과 함께 Kubo formalism을 이용하면  $\sigma_d$ 와  $\sigma_o$ 를 아래와 같이 얻을 수 있다 [21].

$$\begin{aligned} \sigma_d &= \frac{e^2 v_F^2 |eB_0| \hbar (\omega + i2\Gamma)}{i\pi} \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \left( 1 - \frac{\Delta^2}{M_n M_{n+1}} \right) \frac{\{f(M_n) - f(M_{n+1})\} + \{f(-M_{n+1}) - f(-M_n)\}}{\{(M_{n+1} - M_n)^2 - (\omega + i2\Gamma)^2\}(M_{n+1} - M_n)} \right. \\ &\left. + \left( 1 + \frac{\Delta^2}{M_n M_{n+1}} \right) \frac{\{f(-M_n) - f(M_{n+1})\} + \{f(-M_{n+1}) - f(M_n)\}}{\{(M_{n+1} + M_n)^2 - (\omega + i2\Gamma)^2\}(M_{n+1} + M_n)} \right] \end{aligned} \quad (2.2a)$$

$$\begin{aligned} \sigma_o &= -\frac{e^2 v_F^2 eB_0 \hbar}{\pi} \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \left( 1 - \frac{\Delta^2}{M_n M_{n+1}} \right) \frac{\{f(M_n) - f(M_{n+1})\} + \{f(-M_{n+1}) - f(-M_n)\}}{(M_{n+1} - M_n)^2 - (\omega + i2\Gamma)^2} \right. \\ &\left. + \left( 1 + \frac{\Delta^2}{M_n M_{n+1}} \right) \frac{\{f(M_n) - f(M_{n+1})\} + \{f(-M_{n+1}) - f(-M_n)\}}{(M_{n+1} + M_n)^2 - (\omega + i2\Gamma)^2} \right] \end{aligned} \quad (2.2b)$$

이 때,  $f(\epsilon) = 1/[1 + \exp\{(\epsilon - \mu)/(k_B T)\}]$  는 Fermi-Dirac 분포 함수를 나타내고,  $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{C}$  은 전자의 전하량,  $v_F = 10^6 \text{m/s}$  는 Fermi 속도,  $\hbar = 1.054 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$  는 Dirac 상수,  $k_B = 1.381 \times 10^{-23} \text{J/K}$  는

Boltzmann 상수이다. 한편,  $M_n = \sqrt{\Delta^2 + 2nv_F^2|eB_0|\hbar}$  은  $n$  번째 란다우 준위의 에너지,  $\Delta$ 은 excitonic band gap을 의미하는데 자기장의 세기가 매우 작은 영역 (low magnetic field limit)에서는  $\Delta=0$ 으로 가정할 수 있고  $M_n$ 을 연속적인 에너지 변수 ( $\epsilon$ )로 대체하여 식 (2.2)을 다음과 같은 적분 식으로 간단하게 정리할 수 있다.

$$\sigma_d = -\frac{ie^2(\omega + i2\Gamma)}{\pi\hbar^2} \left[ \frac{1}{(\omega + i2\Gamma)^2} \int_0^\infty \epsilon \left( \frac{\partial f(\epsilon)}{\partial \epsilon} - \frac{\partial f(-\epsilon)}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon - \int_0^\infty \frac{f(-\epsilon) - f(\epsilon)}{(\omega + i2\Gamma)^2 - 4(\epsilon/\hbar)^2} d\epsilon \right] \quad (2.3a)$$

$$\sigma_o = -\frac{e^2v_F^2eB_0}{\pi\hbar^2} \left[ \frac{1}{(\omega + i2\Gamma)^2} \int_0^\infty \left( \frac{\partial f(\epsilon)}{\partial \epsilon} + \frac{\partial f(-\epsilon)}{\partial \epsilon} \right) d\epsilon + \int_0^\infty \frac{1}{(\omega + i2\Gamma)^2 - 4(\epsilon/\hbar)^2} d\epsilon \right] \quad (2.3b)$$

본 연구에서는 직류 자기장 바이어스를 인가하지 않은 경우 ( $B_o = 0$ )에 초점을 두고 있는데 이러한 경우, 식 (2.3b)로부터 그래핀의 off-diagonal (Hall) 전기 전도도는 0이 되고 직류 자기장 바이어스와 무관한 diagonal 전기 전도도 ( $\sigma_d$ ) 성분만 존재하게 된다. 식 (2.3a)는 두 개의 항으로 이루어져 있는데 첫 번째 항은 그래핀의 밴드 내 전이 (intraband transition)에 의한 효과를 의미하며 두 번째 항은 그래핀의 밴드 간 전이 (interband transition)에 의한 효과를 내포하고 있다.

한편, 밴드 내 전이에 해당하는 첫 번째 항의 적분 식은 수학적으로 풀이가 가능하며 본 연구에서 사용한 그래핀의 복소 표면 전기 전도도 (complex surface conductivity)에 대한 최종 식을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\sigma_g(\omega, \Gamma, T, \mu(\vec{E}_0)) = \sigma_{intra} + \sigma_{inter} \quad (2.4a)$$

$$\sigma_{intra} = i \frac{e^2 k_B T}{\pi \hbar^2 (\omega + i2\Gamma)} \left[ \frac{\mu}{k_B T} + 2 \ln \left( e^{-\frac{\mu}{k_B T}} + 1 \right) \right] \quad (2.4b)$$

$$\sigma_{inter} = \frac{ie^2(\omega + i2\Gamma)}{\pi \hbar^2} \int_0^\infty \frac{f(-\epsilon) - f(\epsilon)}{(\omega + i2\Gamma)^2 - 4(\epsilon/\hbar)^2} d\epsilon \quad (2.4c)$$

식 (2.4c)의 적분 식은 수학적으로 풀기 어렵기 때문에 본 연구에서는 수치 해석 프로그램인 MATLAB을 이용하여 그래핀의 복소 표면 전기 전도도를 구하였다. 그림 2.1은  $\Gamma = 0.43meV$ ,  $T = 3K$ ,  $\mu = 103.4meV$  일 때, 식 (2.4)로부터 얻은 그래핀의 복소 표면 전기 전도도의 주파수에 대한 응답 특성을 각 전이 성분 별 ( $\sigma_{intra}$ ,  $\sigma_{inter}$ )로 나타내고 있다.

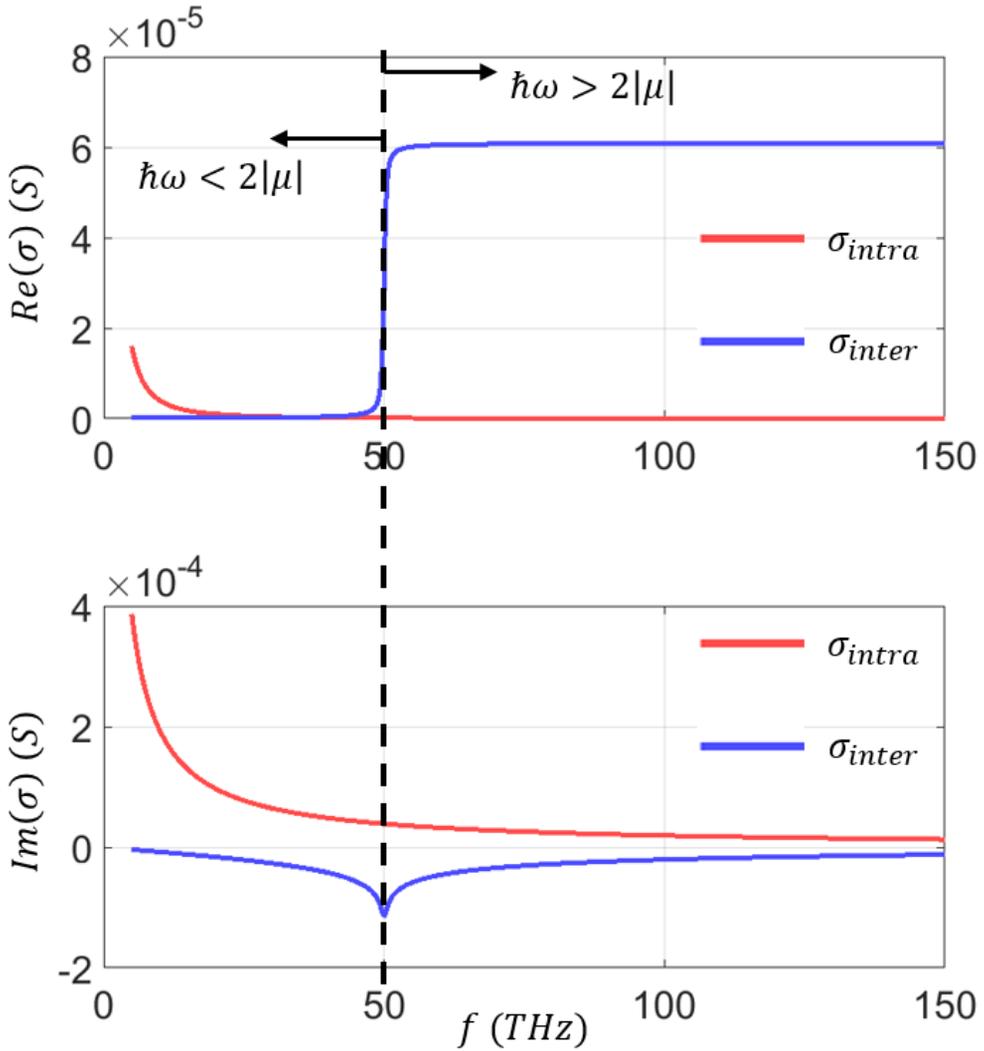


그림 2.1 그래핀 표면 전기 전도도의 성분 별 ( $\sigma_{intra}$ ,  $\sigma_{inter}$ ) 주파수 응답 특성 ( $\Gamma = 0.43meV$ ,  $T = 3K$ ). 이 때, 인가한 화학적 퍼텐셜은  $f = 50THz$ 를 갖는 광자 에너지의 절반 ( $\mu = 103.4meV = \hbar\omega_0/2$ ,  $\omega_0 = 2\pi \times (50THz)$ )에 해당하는 값이기 때문에  $\sigma_{inter}$ 는  $50THz$ 를 기준으로 급격한 변화 특성을 보이게 된다. 반면,  $\sigma_{intra}$ 는 전 주파수 대역에서 Drude 모델과 매우 흡사한 주파수 응답 특성을 갖는다.

식 (2.4)와 그림 2.1에서 알 수 있듯이, 밴드 내 전이에 의한  $\sigma_{intra}$ 와 밴드 간 전이에 의한  $\sigma_{inter}$ 는 입사한 빛의 주파수 및 그래핀의 화학적 퍼텐셜과 밀접한 상관 관계를 가지고 있다. 이러한 상관 관계를 자세히 알아 보기 위하여 식 (2.4)에서  $|\mu|, \hbar\omega \gg k_B T$ 일 때,  $\sigma_{intra}$ 과  $\sigma_{inter}$ 를 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\sigma_{intra} \approx i \frac{e^2 \mu}{\pi \hbar^2 (\omega + i2\Gamma)} \quad (2.5a)$$

$$\sigma_{inter} \approx \frac{ie^2}{4\pi\hbar} \ln \left( \frac{2|\mu| - (\omega + i2\Gamma)\hbar}{2|\mu| + (\omega + i2\Gamma)\hbar} \right) \quad (2.5b)$$

식 (2.5b)로부터 하전 입자의 산란율 ( $\Gamma = 0.43meV$ )이 작은 값을 가질 경우,  $\sigma_{inter}$ 는 특정 주파수 ( $\omega = 2|\mu|/\hbar$ )를 기준으로 그 값이 급격하게 변화하는 반면, 밴드 내 전이에 의한  $\sigma_{intra}$ 는 식 (2.5a)에서 알 수 있듯이 전 주파수 대역에서 Drude 모델과 매우 흡사한 형태를 가지는 것을 알 수 있다. 따라서  $\hbar\omega > 2|\mu|$ 를 만족시키는 고 주파수 대역 (그림 2.2(a)의 하안색 영역,  $f > f_2$ )에서는 단일 광자 흡수 (single photon absorption)에 의한 대칭적 밴드 간 전이 (그림 2.2(b)의 보라색 화살표)가 지배적으로 발생하게 되며 그래핀의 전체 표면 전기 전도도 ( $\sigma_g$ )는  $\sigma_{inter}$ 의 경향성을 따라 흡수 손실이 매우 높은 특성 ( $Re\{\sigma_g\} \gg 0$ )을 보이게 된다.

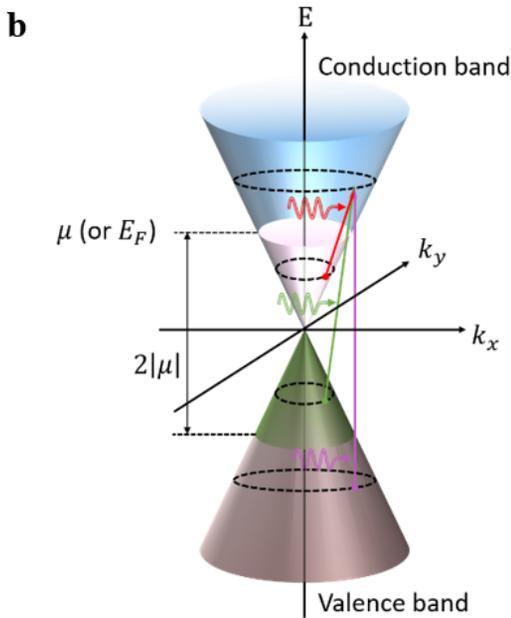
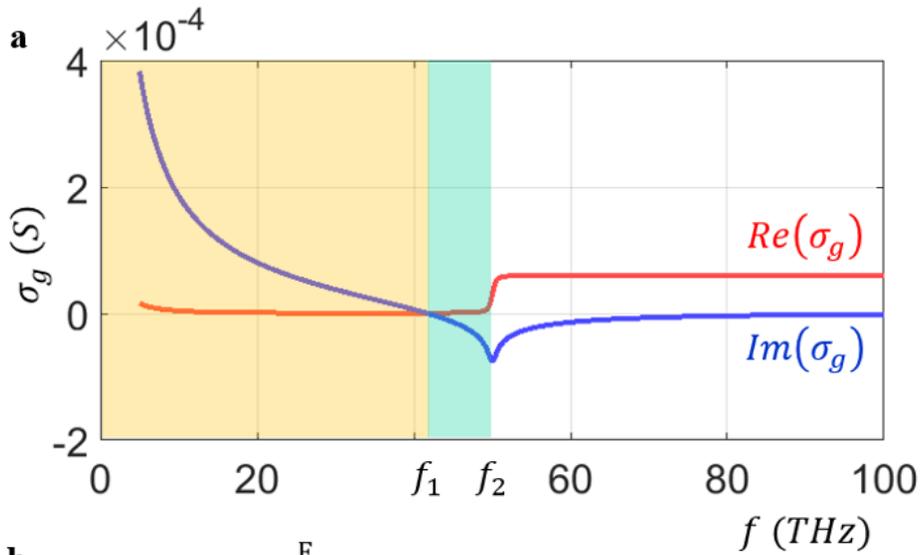


그림 2.2 (a) 그래핀의 주파수 변화에 따른 복소 표면 전기 전도도.  $f < f_1$  (주황색 영역):  $Im\{\sigma_g\} > 0$ ,  $f_1 < f < f_2$  (초록색 영역):  $Im\{\sigma_g\} < 0$ ,  $f > f_2$  (하얀색 영역):  $Re\{\sigma_g\} \gg 0$ .  $\Gamma, T, \mu$ 는 그림 2.1에서 사용한 값과 동일하다. (b) n-도핑 그래핀에서 발생하는 광학적 흡수 전이 특성에 대한 모식도. 빨간색 화살표: 밴드 내 플라즈몬 흡수 전이, 초록색 화살표: 밴드 간 플라즈몬 흡수 전이, 보라색 화살표: 대칭적 밴드 간 흡수 전이.

한편,  $\hbar\omega < 2|\mu|$ 인 저 주파수 대역에서는 밴드 내 플라즈몬 흡수 전이 (그림 2.2(b)의 빨간색 화살표)와 밴드 간 플라즈몬 흡수 전이 (그림 2.2(b)의 초록색 화살표)가 일어나게 되고 이에 의해 운동량 증대 (momentum enhancement)를 발생시켜 플라즈몬 모드를 여기 시킬 수 있게 되는데 그래핀의 전체 표면 전기 전도도는  $\sigma_{inter}$ 와  $\sigma_{intra}$ 의 상호작용에 의해 결정된다. 즉,  $f_1 < f < f_2$ 인 대역 (그림 2.2(a)의 초록색 영역)에서는 밴드 간 플라즈몬 흡수 전이에 의한  $\sigma_{inter}$ 의 영향이 우세하여  $Im\{\sigma_g\} < 0$ 인 특성을 보이는 반면,  $f < f_1$ 인 대역 (그림 2.2(a)의 주황색 영역)에서는 밴드 내 플라즈몬 흡수 전이에 의한  $\sigma_{intra}$ 의 영향이 크기 때문에  $Im\{\sigma_g\} > 0$ 인 특성을 보이게 된다.

그래핀의 표면 전기 전도도는 식 (2.4), (2.5)에서 알 수 있듯이, 화학적 퍼텐셜 ( $\mu$ )에 의하여 조절이 가능하며 그림 2.3은 이러한 변조 특성을 보여주고 있다. 특히 주목할 점은 특정 주파수에서 그래핀에 인가한 화학적 퍼텐셜에 따라  $Im\{\sigma_g\}$ 의 부호를 결정할 수 있다는 점이다. 이와 같은  $Im\{\sigma_g\}$ 의 부호 변화는 그래핀 단층 박막에서 발생하는 표면 전자기파 모드의 생성 조건 및 변조 특성과 매우 밀접한 관계를 갖게 되는데, 이는 다음 절에서 dispersion relation과 함께 자세히 설명하도록 하겠다.

Kubo formalism으로부터 구한 그래핀의 magneto-optical 전기 전도도는 그래핀의 선형적 광학 특성만을 반영하고 있는데, 강한 세기의 광 여기 (photoexcitation)에 의해 발생하는 비선형적 광학 특성을 포함하기 위해서는 광 펌핑 (optical pumping)의 조건에 따라 발생하는 전하 운반체 (carrier)의 비평형 에너지 분포를 고려하여 일반적인 Fermi-Dirac 분포 대신 치환해 주어야 한다 [97-99].

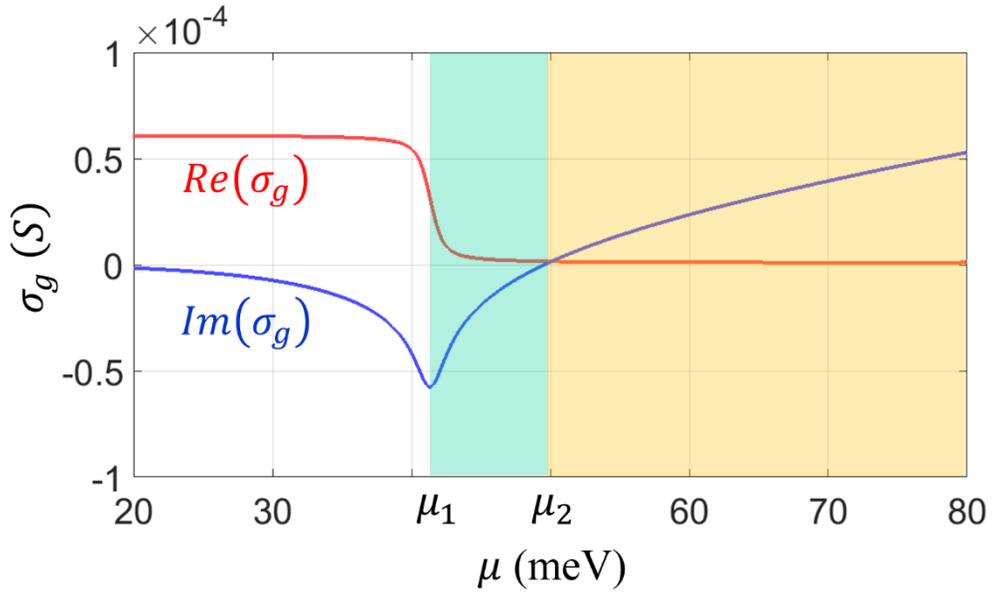


그림 2.3  $f = 20THz$ 일 때, 화학적 퍼텐셜 ( $\mu$ )에 대한 그래핀 표면 전기 전도도의 변화.  $\mu_1 < \mu < \mu_2$ 인 영역 (하늘색 영역)에서 그래핀의 복소 표면 전기 전도도는  $Im\{\sigma_g\} < 0$ 을 만족하는 반면,  $\mu > \mu_2$ 인 영역 (주황색 영역)에서는  $Im\{\sigma_g\} > 0$ 인 특성을 보인다.  $\mu < \mu_1$ 인 영역은 대칭적 밴드 간 흡수 전이에 의하여 흡수 손실이 매우 크다 ( $Re\{\sigma_g\} \gg 0$ ).  $\Gamma, T$ 는 그림 2.1에서 사용한 값과 동일하다.

## 2.2 그래핀의 표면 플라즈몬 파 분석

표면 플라즈몬 (SPPs: Surface Plasmon-Polaritons)은 유전체와 도체 사이의 경계 면에서 도체 내부에 존재하는 전자 플라즈마의 진동이 입사된 빛의 전자기장과 결합 (coupling)하여 표면을 따라 전파되는 전자기적 들뜸 (electromagnetic excitation)현상을 말한다. 이러한 표면 플라즈몬 파는 그래핀 단층 박막의 표면에서도 발생할 수 있으며 2.1절에서 설명한 그래핀의 탁월한 광학적 특성으로 인하여 기존의 noble metal 기반의 SPPs에 비해 우수한 전파 특성을 가진다.

이 절에서는 맥스웰 방정식 (Maxwell's equation)으로부터 그래핀 단층 박막의 표면에서 발생하는 기본적인 그래핀 플라즈몬 모드의 dispersion relation을 도출함으로써 그래핀과 전자기파의 상호작용을 분석하고 noble metal 기반의 표면 플라즈몬과의 비교를 통해 그래핀 플라즈몬의 장점을 설명하도록 하겠다. 또한, 그래핀 플라즈몬 모드의 다양한 mode 특성에 대한 수치 해석을 위하여 기존의 많은 연구들에서 사용한 그래핀의 등가 유전율 모델을 소개하고 복소 표면 전기 전도도와 등가 유전율 사이의 관계 및 수렴성을 규명하도록 하겠다.

### 2.2.1 표면 전기 전도도 (surface conductivity) 모델

그래핀 단층 박막은 일반적으로  $1nm$  이하의 매우 얇은 두께를 갖기 때문에 표면 전기 전도도 ( $\sigma_g$ )를 갖는 경계 조건 하의 맥스웰 방정식으로 나타낼 수 있다. 그림 2.4과 같이 서로 다른 비유전율

(relative permittivity)  $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$ 를 갖는 두 유전체의 경계 면인  $xy$ -평면 상에 그래핀 단층 박막이 놓여있고 그래핀 플라즈몬이  $y$  방향으로 진행하는 상황을 고려해 보자.

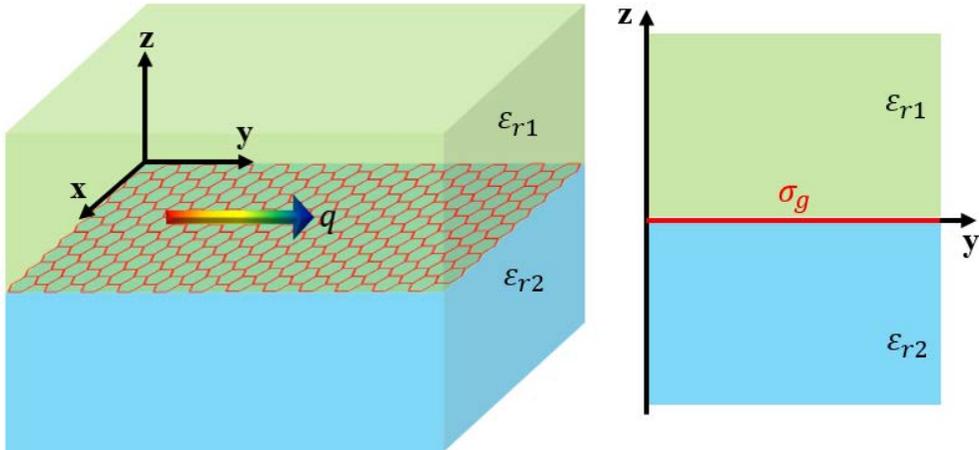


그림 2.4 두 유전체 ( $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$ ) 사이에 놓여있는 그래핀 단층 박막의 모식도. 표면 전기 전도도가  $\sigma_g$  인 그래핀 단층 박막에서 발생하는 그래핀 플라즈몬은  $y$ 방향으로 진행하고 구조체는  $x$ 방향으로 균일하다.

Harmonic time dependence ( $\partial/\partial t = -i\omega$ )를 갖는 전자기파를 가정했을 때, 그래핀 바깥 쪽의 두 유전체에서는 다음과 같이 맥스웰 방정식의 두 curl equation을 만족하게 된다.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = i\omega\mu_0\vec{H} \quad (2.6a)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = -i\omega \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (2.6b)$$

이 때,  $y$  방향으로 진행 ( $\vec{q} = q\hat{y}$ ,  $\partial/\partial y = iq$ ) 하는 전자기파의 TM mode ( $H_x$ ,  $E_y$ ,  $E_z$ ) 해는 식 (2.7a), (2.7b)와 같이 나타난다.

$$\begin{aligned} (\text{for } z > 0) \quad H_x &= A_1 e^{iqy - \kappa_1 z} \\ E_y &= \frac{1}{i\omega \epsilon_0 \epsilon_{r1}} \kappa_1 A_1 e^{iqy - \kappa_1 z} \end{aligned} \quad (2.7a)$$

$$E_z = \frac{q}{\omega \epsilon_0 \epsilon_{r1}} A_1 e^{iqy - \kappa_1 z}$$

$$\begin{aligned} (\text{for } z < 0) \quad H_x &= A_2 e^{iqy + \kappa_2 z} \\ E_y &= -\frac{1}{i\omega \epsilon_0 \epsilon_{r2}} \kappa_2 A_2 e^{iqy + \kappa_2 z} \end{aligned} \quad (2.7b)$$

$$E_z = \frac{q}{\omega \epsilon_0 \epsilon_{r2}} A_2 e^{iqy + \kappa_2 z}$$

식 (2.7a)와 (2.7b)는 경계 면 ( $z = 0$ )에서 전기장의 tangential 성분 ( $E_y$ )이 연속이어야 하고 표면 전기 전도도 모델로 표현되는 그래핀에 의해  $\hat{z} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{J}_s = \sigma_g \vec{E}$ 의 경계 조건을 만족하여야 한다. 이러한 경계 조건 하에서 TM mode 그래핀 플라즈몬의 dispersion relation을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\varepsilon_{r1}}{\sqrt{q^2 - \varepsilon_{r1}k_0^2}} + \frac{\varepsilon_{r2}}{\sqrt{q^2 - \varepsilon_{r2}k_0^2}} = -\frac{i\sigma_g}{\omega\varepsilon_0} \quad (2.8a)$$

$$\kappa_i = \sqrt{q^2 - \varepsilon_{ri}k_0^2}, \quad (i = 1,2) \quad (2.8b)$$

여기서  $k_0$  는 진공 상태의 자유 공간에서 전자기파가 갖는 파수 (wave number),  $q$  는 그래핀 플라즈몬의 진행 방향 ( $y$  방향) 전파 상수를 의미하며  $\kappa_1, \kappa_2$  는 비유전율  $\varepsilon_{r1}, \varepsilon_{r2}$  를 갖는 각 유전체에서 경계면에 수직한  $z$ 방향으로의 감쇠 상수 (attenuation constant)를 나타낸다. 이와 유사한 방식으로, TE mode 표면 전자기파의 dispersion relation을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\sqrt{q^2 - \varepsilon_{r1}k_0^2} + \sqrt{q^2 - \varepsilon_{r2}k_0^2} = i\sigma_g\omega\mu_0 \quad (2.9a)$$

$$\kappa_i = \sqrt{q^2 - \varepsilon_{ri}k_0^2}, \quad (i = 1,2) \quad (2.9b)$$

식 (2.8a), (2.9a)에서 알 수 있듯이 TM mode 그래핀 플라즈몬과 TE mode 표면 전자기파는 서로 다른 전파 특성을 갖는다. 이러한 차이점은 free-standing 그래핀 ( $\varepsilon_{r1} = \varepsilon_{r2} = 1$ )의 경우를 고려해 보면 명확히 나타난다. 이 경우 각 mode의 dispersion relation은 다음과 같이 나타난다.

$$TM \text{ mode} : \frac{2}{\sqrt{q^2 - k_0^2}} = -\frac{i\sigma_g}{\omega\epsilon_0} \quad (2.10a)$$

$$TE \text{ mode} : 2\sqrt{q^2 - k_0^2} = i\sigma_g\omega\mu_0 \quad (2.10b)$$

$$\kappa = \sqrt{q^2 - k_0^2} \quad (2.10c)$$

표면 전자기파 모드는 경계 면에 수직한 방향으로 field 세기가 감쇠하는 특성을 가져야 하므로 TM / TE mode 모두 감쇠 상수의 실수부는 양수 ( $Re\{\kappa\} > 0$ )이어야 한다. 식 (2.10a), (2.10b)에 각각 이 조건을 적용하면 TM mode 그래핀 플라즈몬 모드는 표면 전도도의 허수부가 양수 ( $Im\{\sigma_g\} > 0$ )일 때 발생하며, TE mode 표면 전자기파는 표면 전도도의 허수부가 음수 ( $Im\{\sigma_g\} < 0$ )인 경우에 발생한다. 2.1절에서 구한 그래핀의 복소 표면 전기 전도도와 식 (2.10a), (2.10b)를 이용하여 각 모드의 전파 상수 ( $q$ )와 감쇠 상수 ( $\kappa$ )를 구해보면 일반적으로 TE mode 표면 전자기파의 전파 상수가 진공의 파수( $k_0$ )와 매우 유사한 값을 갖기 때문에 mode confinement가 낮은 weakly guided mode이다. 또한 그림 2.2(a)에 나타나듯이,  $Im\{\sigma_g\} < 0$ 을 만족하고 동시에 interband 전이에 의한 손실이 적은 주파수 대역이 매우 좁은 단점을 갖는다. 따라서 본 연구에서는 상대적으로 매우 큰 mode confinement와 넓은 가용 주파수 대역의 장점을 갖는 TM mode 그래핀 플라즈몬에 초점을 두었다.

적외선 및 테라헤르츠 주파수 대역에서 발생하는 TM mode 그래핀 플라즈몬을 기준으로 그래핀 플라즈몬이 기존의 noble metal에서 발생하는 표면 플라즈몬에 비하여 갖는 장점을 알아보기 위해 먼저 금속과 유전체 사이의 경계 면에서 발생하는 표면 플라즈몬 모드의 dispersion relation을 구하면 다음과 같다 [6].

$$\beta_{metal} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_r \epsilon_m(\omega)}{\epsilon_r + \epsilon_m(\omega)}} \quad (2.11)$$

여기서  $\epsilon_r$  과  $\epsilon_m(\omega)$ 는 각각 유전체와 금속의 비 유전율에 해당하는데, 금속의 비 유전율은 적외선 대역에서 다음과 같은 Drude 모델로 표현할 수 있다.

$$\epsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (2.12)$$

이 때,  $\omega_p$ 는 금속의 플라즈마 진동수,  $\gamma$ 는 충돌 주파수를 의미하는데 금속의 종류 및 주파수 대역에 따라 그 값이 다르며 긴 적외선 대역에서 금의 경우를 예로 들면,  $\omega_p = 13.7 \times 10^{15} Hz$ ,  $\gamma = 40.7 \times 10^{12} Hz$  이다 [111]. 식 (2.11), (2.12)으로부터  $\epsilon_r = 1$ ,  $f = 20 THz$  일 때 금에서 발생하는 표면 플라즈몬의 전파 상수를 구해보면  $Re\{\beta_{Au}\} \approx k_0$  으로 weakly guided mode가 되는 반면, 식 (2.4), (2.10)으로부터  $\Gamma = 0.43 meV$ ,  $T = 3K$ ,  $\mu = 100 meV$  일 때의 TM mode 그래핀 플라즈몬은  $Re\{q_{gr}\} \approx 70k_0$  의 매우 큰 전파 상수를 갖는 것을 알 수 있다. 즉,

그래핀 플라즈몬은 적외선 및 테라헤르츠 주파수 대역에서 금속의 표면에서 발생하는 표면 플라즈몬에 비해 매우 큰 mode confinement를 갖고 그래핀 자체의 저차원 구조 특성과 함께 극한 파장한계의 영역에 플라즈몬 모드의 국소화가 가능한 장점을 갖는다. 또한 식 (2.12)과 같이 주파수에 대한 금속의 고정된 광학적 물성 (플라즈마 진동수, 충돌 주파수)에 의해 전파 특성이 결정되는 표면 플라즈몬 (식 (2.11))과 비교하여, 그래핀 플라즈몬은 도핑 레벨에 따라 그래핀의 표면 전기 전도도 (식(2.4))를 조절함으로써 전파 특성 (식 (2.11))을 변조할 수 있는 가장 큰 장점을 갖는다.

### 2.2.2 등가 유전율 (equivalent permittivity) 모델

최근 전산모사 기술이 발전함에 따라  $1nm$  이하의 그래핀 두께를 반영하여 그래핀 플라즈몬에 대한 전산 모사를 수행한 많은 연구들이 이루어져 왔다. 이 절에서는 이러한 연구들이 공통적으로 사용한 등가 유전율 모델에 대해 설명하고 이를 통해 구한 그래핀 플라즈몬 모드의 dispersion relation이 2.2.1절의 결과와 상응함을 보이하고자 한다.

등가 유전율 모델은 그래핀 단층 박막을 표면 전기 전도도 ( $\sigma_g$ )를 갖는 경계 조건으로 치환하는 대신 일정한 두께를 갖는 bulk material로 간주하고 표면 전기 전도도에 상응하는 등가 비유전율 ( $\epsilon_g$ )을 할당하는 방식이다. 이러한 등가 유전율을 구하기 위해 먼저 그래핀의 두께가  $\delta$ 라고 가정하면 그래핀의 체적 전기 전도도 (volume conductivity)를  $\sigma_{g,v} \equiv \sigma_g/\delta$ 으로 정의할 수 있으며 이 때, 체적 전류 밀도 (volume

current density)는  $\vec{J}_v = \sigma_{g,v}\vec{E}$  으로 표현할 수 있다. 맥스웰 방정식 중에서 암페어 법칙 (Ampere' s circuital law)의 time harmonic 형태인  $\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J}_v - j\omega\epsilon_0\vec{E}$  에 체적 전류 밀도 식을 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = (\sigma_{g,v} - j\omega\epsilon_0)\vec{E} = -j\omega\epsilon_0\epsilon_g\vec{E} \quad (2.13)$$

식 (2.13)에 앞에서 정의한 그래핀의 체적 전기 전도도를 대입하여 정리하면 최종적으로 다음과 같은 등가 비유전율을 얻을 수 있다.

$$\epsilon_g(\omega) = 1 + j\sigma_g(\omega)/\omega\epsilon_0\delta \quad (2.14)$$

이와 같이 등가 유전율 모델로 고려한 그래핀 단층 박막에서 발생하는 그래핀 플라즈몬 모드의 dispersion relation을 구하기 위하여 그림 2.5과 같이 서로 다른 비유전율 (relative permittivity)  $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$  를 갖는 두 유전체의 사이에 두께가  $\delta$ 이고 비유전율이  $\epsilon_g$ 인 그래핀 slab이 삽입되어 있는 구조를 생각할 수 있다.

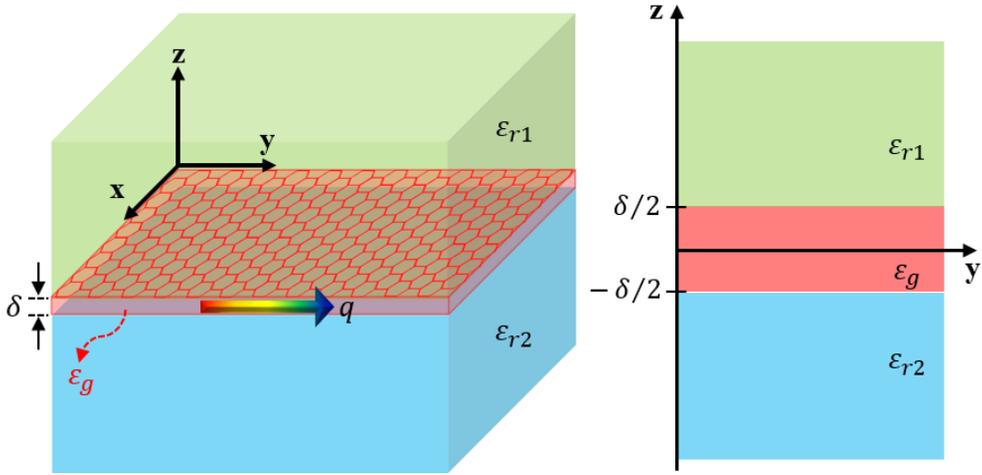


그림 2.5 두 유전체 ( $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$ ) 사이에 놓여있는 그래핀 단층 박막의 모식도. 그래핀은 두께가  $\delta$  이고 비유전율이  $\epsilon_g$  인 bulk material으로 간주하였으며 이때 그래핀 단층 박막에서 발생하는 그래핀 플라즈몬은  $y$ 방향으로 진행하고 구조체는  $x$ 방향으로 균일하다.

그림 2.5와 같은 등가 유전율 모델에서 발생하는 TM mode 그래핀 플라즈몬의 dispersion relation은 noble metal 기반의 IMI (Insulator / Metal / Insulator) 시스템에서 발생하는 표면 플라즈몬 모드와 동일한 방식 [112]으로 얻을 수 있으며, 이와 같은 방식으로 맥스웰 방정식과 경계 조건을 풀어 dispersion relation을 구하면 다음과 같다.

$$e^{-2\kappa_3\delta} = \left( \frac{\kappa_3/\epsilon_{r3} + \kappa_2/\epsilon_{r2}}{\kappa_3/\epsilon_{r3} - \kappa_2/\epsilon_{r2}} \right) \left( \frac{\kappa_3/\epsilon_{r3} + \kappa_1/\epsilon_{r1}}{\kappa_3/\epsilon_{r3} - \kappa_1/\epsilon_{r1}} \right) \quad (2.15a)$$

$$\kappa_i = \sqrt{q^2 - \epsilon_{ri}k_0^2}, \quad (i = 1,2,3) \quad (2.15b)$$

이제 그래핀의 두께 ( $\delta$ )가 매우 작은 경우, 식 (2.15a)가 표면 전기 전도도 모델의 dispersion relation (식 (2.8))과 상응함을 보이기 위해  $\varepsilon_{ri}/\kappa_i = X_i$  으로 치환하여 식 (2.15a)를 다음과 같이 정리할 수 있다.

$$(X_1 + X_2) \frac{i\kappa_3 \delta}{\tan(i\kappa_3 \delta)} = -X_1 X_2 \frac{\kappa_3^2 \delta^2}{\varepsilon_{r3} \delta} - \varepsilon_{r3} \delta \quad (2.16)$$

먼저 그래핀의 두께가 매우 얇아 무시할 수 있다고 가정 ( $\delta \rightarrow 0$ ) 하면,  $\lim_{\delta \rightarrow 0}(\varepsilon_{r3} \delta) = i\sigma_g/(\omega\varepsilon_0)$  와 같이 된다. 또한  $\lim_{\delta \rightarrow 0}[i\kappa_3 \delta/\tan(i\kappa_3 \delta)] = 1$  과  $\lim_{\delta \rightarrow 0}[(-X_1 X_2 \kappa_3^2 \delta^2)/(\varepsilon_{r3} \delta)] = 0$  을 만족하므로 dispersion relation을 아래 식과 같이 최종적으로 얻을 수 있다.

$$\frac{\varepsilon_{r1}}{\kappa_1} + \frac{\varepsilon_{r2}}{\kappa_2} = -\frac{i\sigma_g}{\omega\varepsilon_0}, \quad \kappa_i = \sqrt{q^2 - \varepsilon_{ri}k_0^2} \quad (2.17)$$

위의 결과는 식 (2.8)와 정확히 일치하는 것을 확인할 수 있는데 즉, 그래핀 단층 박막은 그 두께가 매우 얇기 때문에 표면 전기 전도도를 등가 비유전율로 치환하는 해석이 타당하다고 판단할 수 있다. 한편, 같은 방식으로 맥스웰 방정식과 경계 조건을 풀면 등가 유전율 모델에서의 TE mode 표면 전자기파의 dispersion relation 또한 식 (2.9)와 일치하는 결과를 얻을 수 있는데 앞에서 설명한 바와 같이 본 연구에서는 TM mode 그래핀 플라즈몬에 초점을 두고 있으므로 TE mode 표면 전자기파의 dispersion relation에 대한 유도 과정은 생략하도록 한다.

기존의 전산 모사 기술은 대부분 bulk material에서의 광학 특성을 해석하는데 최적화되어 있기 때문에 등가 유전율 모델을 이용하여 그래핀 단층 박막을 해석하는 것이 표면 전기 전도도 모델에 비해 용이하며, 그래핀을 두께 ( $\delta$ )가  $0.2 \sim 1nm$  정도인 박막으로 나타내어 그래핀 플라즈몬의 특성을 해석한 다양한 연구가 진행되어 왔다 [76, 80, 85]. 그림 2.6은 등가 유전율 모델을 이용한 전산 모사에서 그래핀의 두께 ( $\delta$ )의 감소에 따른 수치해석 결과의 수렴성을 보여주고 있는데, 이를 바탕으로 그래핀의 두께를  $1nm$  이하로 설정하면 등가 유전율 모델의 가정 ( $\delta \rightarrow 0$ )을 만족시키는 타당한 결과를 얻을 것으로 판단할 수 있다. 따라서 본 연구의 3,4장에서 설명할 다양한 그래핀 플라즈몬 모드들에 대한 수치 해석은 그래핀의 두께가  $\delta = 0.2nm$  일 때의 등가 유전율 모델을 이용하였다.

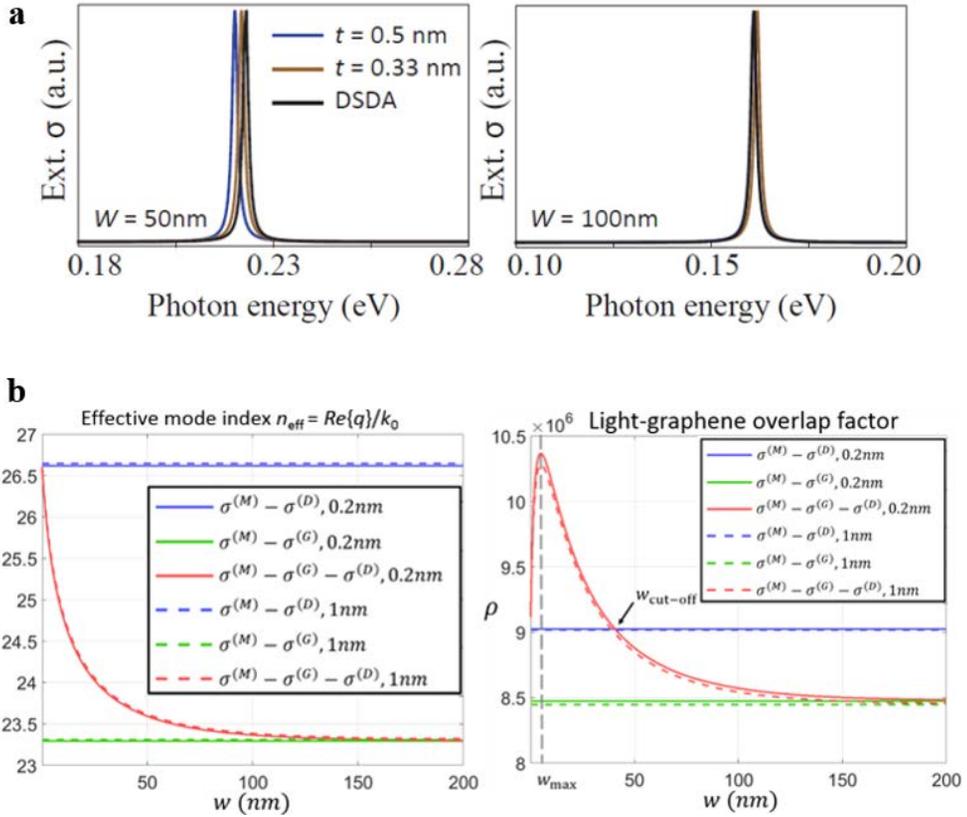


그림 2.6 그래핀 플라즈몬의 수치 해석 결과에 대한 그래핀 두께 ( $\delta$ )의 영향. (a) 그래핀 리본 (ribbon) 구조에서 플라즈몬 모드 여기에 의해 발생하는 흡수 스펙트럼의 너비에 따른 변화 [76]. 그래핀의 두께가  $0.33\text{nm}$  (갈색 실선) /  $0.5\text{nm}$  (청색 실선)일 때, 충분히 이론값(검정 실선, DSDA,  $\delta = 0$ )에 수렴하며 두께가 얇을수록 오차는 감소한다. (b) 3장에서 소개할 hybrid graphene gap plasmon 모드와 1D-SPP 모드의 유효 모드 굴절률 및 light-graphene 겹침 수치. 그래핀의 두께가  $0.5\text{nm}$  (실선) /  $1\text{nm}$  (점선)일 때의 수치 해석 결과가 매우 작은 허용 오차를 보이며 일치한다.

## 2.3 그래핀 기반의 플라즈모닉 도파로 기술

TM mode 그래핀 플라즈몬의 lateral 방향 모드 국소화를 위한 가장 대표적인 방식은 n-도핑 그래핀 단층 박막을 일정 너비로 차단한 그래핀 리본 (ribbon) 구조 [76, 78]로써 이는 2차원 IMI (Insulator / Metal / Insulator) 도파로 시스템에 해당한다 (그림2.7). 먼저 그래핀 리본의 너비 ( $W$ )가 빛의 파장 ( $\lambda$ )에 비해 상대적으로 매우 작은 경우 ( $W \ll \lambda$ ), 그래핀 리본 구조에서 발생하는 플라즈몬 공진 주파수는 그래핀 리본의 너비와 그래핀의 표면 전기 전도도에 의해서만 결정되는 정전기적 성질 (electrostatic nature)을 띄게 되며 그래핀 리본의 전체 표면을 따라 전파하는 Graphene Surface Plasmon (GSP) 모드들의 dispersion relation은 다음과 같은 치수 매개변수 (scaling parameter)에 의해 결정된다 [76].

$$\eta(k_{\parallel}W) = \chi \frac{Im\{\sigma_g(\omega_p)\}}{\omega_p W} \quad (2.18)$$

이 때,  $\omega_p$ 는 GSP 모드의 공진 주파수,  $k_{\parallel}$ 는 GSP 모드의 진행 방향 전파 상수,  $\sigma_g$ 는 그래핀의 표면 전기 전도도,  $\chi = 2/(\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2})$ 는 주변 유전체의 비 유전율에 의한 효과,  $W$ 는 그래핀 리본의 너비이다. 치수 매개변수  $\eta$ 는 차원이 없는 변수  $k_{\parallel}W$ 만의 함수로써 나타나기 때문에 특정 너비와 도핑 레벨을 갖는 그래핀 리본 구조에서의 dispersion relation으로부터 곡선 맞춤 (curve fitting)을 통하여 GSP mode의 공진 주파수 ( $\omega_p$ )가 결정되면 식 (2.18)의 scaling law에 의해 너비 및

도핑 레벨 변화에 따른 GSP mode의 모든 dispersion relation을 구할 수 있게 된다.

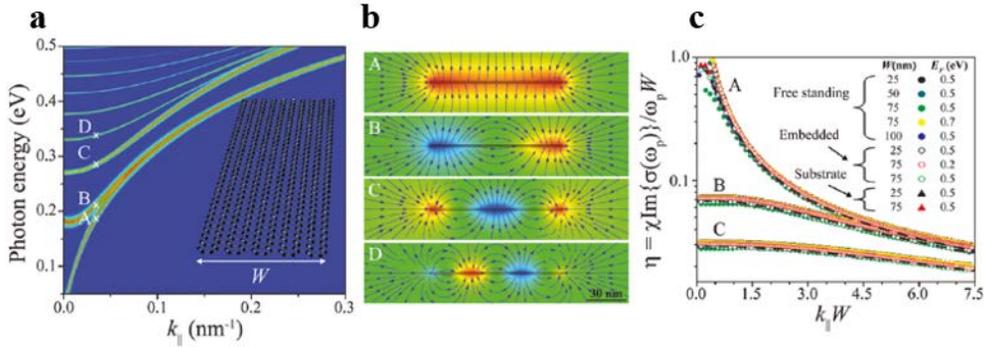


그림 2.7 그래핀 리본 구조에서 발생하는 GSP 모드 특성 [76].  $W = 100\text{nm}$ ,  $E_F = 500\text{meV}$  일 때, free-standing 그래핀 리본의 (a) dispersion relation과 (b) GSP 모드들의 전기장 분포 특성. (c) 다양한 너비 ( $W$ )와 도핑 레벨 ( $E_F$ )에 대해 공통적으로 만족하는 치수 매개변수 (식 (2.18)).

또한, 그래핀 리본의 전체 표면을 따라 전파하는 GSP 모드들뿐만 아니라 그래핀 리본 구조의 모서리에 존재하는 준-1차원 금속 / 유전체 경계에 강하게 국소화되어 전파하는 Graphene Edge Plasmon (GEP) 모드들이 존재한다 (그림 2.8). 2차원 전자 가스 모델 (2DEG)과 푸아송 방정식 (Poisson's equation)의 준정적 (quasistatic) 근사해로부터 그래핀의 표면 전기 전도도를 적용하면, 다음과 같이 GEP mode의 dispersion relation을 구할 수 있다 [79].

$$\beta_{GEP} \approx \sqrt{3/2} \beta_{2D} \approx \frac{2\sqrt{3/2} \varepsilon_r \varepsilon_0 \omega}{\text{Im}\{\sigma_g(\omega)\}} \quad (2.19)$$

이 때,  $\varepsilon_0$ 는 진공 상태의 유전율,  $\varepsilon_r$ 는 주변 유전체의 비 유전상수,  $\sigma_g$ 는 그래핀의 표면 전기 전도도,  $\beta_{2D}$ 는 무한 평면의 그래핀 단층 박막에서 발생하는 그래핀 플라즈몬 모드의 전파 상수 (식 (2.8))이다.

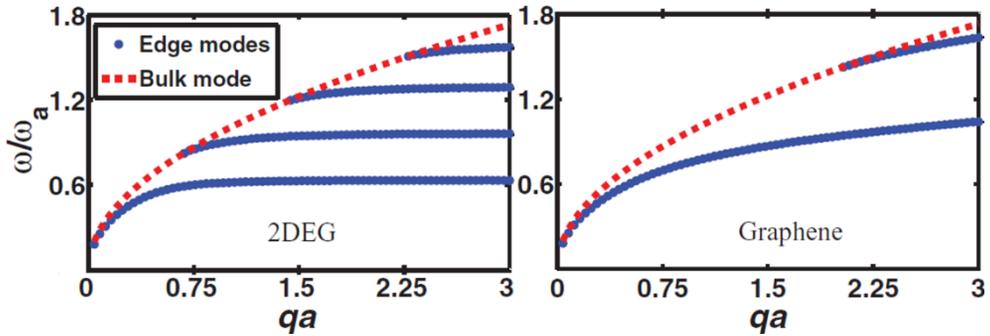


그림 2.8 semi-infinite한 그래핀의 모서리에서 발생하는 GEP 모드의 dispersion relation (좌측: 2차원 전자 가스 모델, 우측: 그래핀의 실제 표면 전기 전도도를 반영한 결과). Bulk mode는 무한 평면의 그래핀 단층 박막에서 발생하는 그래핀 플라즈몬 모드를 의미한다.

한편, n-도핑 그래핀은 도핑 레벨에 따라 표면 전기 전도도를 변조함으로써 그래핀의 광학 특성을 금속과 유전체 간의 상전이가 가능하도록 조절할 수 있다. 이러한 특징을 바탕으로 그래핀 단층 박막에 공간적으로 다른 직류 전기장 바이어스를 인가하여 그래핀 리본 구조와 유사한 2차원 IMI 도파로 [80] 시스템을 구현할 수 있다.

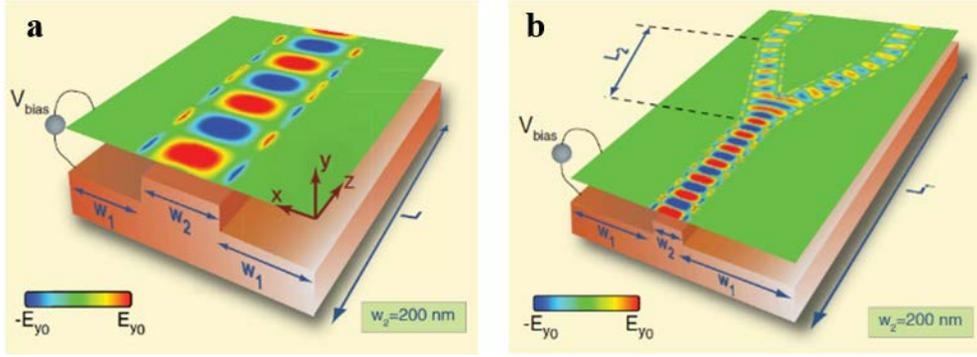


그림 2.9 도핑 레벨의 공간적 변조를 이용하여 구현한 2차원 IMI 도파로 시스템 [80]. (a) 직류 전기장 바이어스를 공간적으로 다르게 인가하여  $W_2 = 200\text{nm}$  에 해당하는 영역에만 그래핀이 금속적 광학 특성을 갖게 하여 그래핀 리본 구조와 유사한 도파로 구성이 가능하다. (b) 같은 방식으로 구현한 도파로 기반의 스플리터.

그래핀 리본 구조는 그래핀을 재단함에 따라 모서리에서 발생하는 불균일성 (inhomogeneity) 및 결함 (defect)에 의해 플라즈몬 모드의 전파 손실 문제 [28]를 야기할 수 있는 반면, 그림 2.9와 같은 방식은 이러한 문제를 피할 수 있으며 다양한 구조의 저차원 도파로 시스템 설계가 용이한 장점을 갖는다. 그림 2.10은 같은 방식을 이용하여 설계한 1차원 금속 / 유전체 경계에서 발생하는 1D-SPP 모드를 보여주고 있다. 1D-SPP 모드는 GEP 모드와 유사하게 2차원 전자 가스 모델과 푸아송 방정식의 준정적 근사해를 이용하여 다음과 같이 dispersion relation을 구할 수 있다 [85].

$$\beta_{1DSPP} \approx \frac{2\sqrt{3/2} \epsilon_r \epsilon_0 \omega}{(Im\{\sigma^{(L)}(\omega)\} + Im\{\sigma^{(R)}(\omega)\})} \quad (2.20)$$

$\sigma^{(L)}(\omega)$ 는 금속적 광학 특성 ( $\sigma^{(L)} > 0$ )을 갖는 그래핀 영역의 전기 전도도,  $\sigma^{(R)}(\omega)$ 는 유전체적 광학 특성 ( $\sigma^{(R)} < 0$ )을 갖는 그래핀 영역의 전기 전도도이다. 이러한 1D-SPP 모드는 금속 기반의 2차원 금속 / 유전체 경계 면에서 발생하는 표면 플라즈몬 모드의 dispersion relation (식 (2.11))과 유사하게  $Im\{\sigma^{(L)}\} + Im\{\sigma^{(R)}\} = 0$  일 때, 전파 상수 ( $\beta_{1DSPP}$ )가 발산하는 cut-off 특성 (그림 2.10(a))을 갖는다. 또한, 식 (2.20)에서  $\sigma^{(R)} = 0$  을 만족하면  $\beta_{1DSPP} \approx 2\sqrt{3/2} \epsilon_r \epsilon_0 \omega / Im\{\sigma^{(L)}(\omega)\}$  이 되는데 이는 GEP 모드의 dispersion relation (식 (2.21))과 일치한다. 즉, 1D-SPP 모드는 GEP 모드와 유사한 전파 특성을 갖지만  $\sigma^{(R)}(\omega)$ 에 의한 효과로 인하여 매우 향상된 전기장 집속 특성을 갖는다 (그림 2.10(b)).

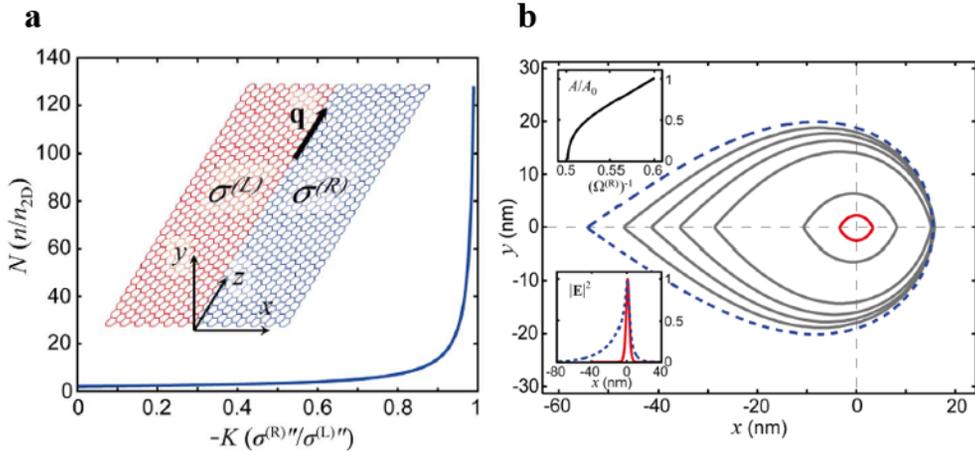


그림 2.10 1D-SPP에서  $\sigma^{(R)}(\omega)$  효과에 의해 나타나는 (a) 유효 모드 굴절률 변화와 (b) 모드 집속 특성의 변화 [85].  $-\sigma^{(R)}(\omega)/\sigma^{(L)}(\omega)$ 가 1에 가까워질 때 유효 굴절률이 급격히 증가하며 모드 집속 특성이 향상된다.

### 제 3 장 Light-graphene 상호작용의 향상을 위한 저차원 hybrid graphene gap plasmon

앞에서 설명한 바와 같이 그래핀은 저차원 구조 특성, 높은 전기 전도도, tunability, 그래핀 플라즈몬 등의 많은 장점을 가지고 있기 때문에 그래핀 기반의 플라즈모닉 소자에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다 [45–95]. 하지만 그래핀의 저차원 구조 특성은 광학 모드 (optical mode)와 그래핀의 겹침 수치 (overlap factor)를 감소시켜 광학 소자의 성능을 제한하는 본질적인 문제를 발생시키기도 한다. 즉, Å-스케일의 두께를 갖는 그래핀과 일반적으로 수십~수백 나노미터 스케일의 모드 크기를 갖는 그래핀 플라즈몬 사이에서 발생하는 scale mismatch는 light-graphene interaction을 현저하게 감소시켜 그래핀 플라즈몬 모드에 대한 효율적인 제어 및 변조를 방해하게 된다. 따라서 그래핀 플라즈모닉 변조 소자의 성능을 향상시키기 위해서는 그래핀 플라즈몬의 모드 사이즈 자체를 감소시키는 방안 [82, 85]뿐만 아니라 그래핀과의 겹침 수치를 증가시키는 연구 또한 매우 중요한 이슈이다.

한편, noble metal 기반의 플라즈모닉 도파로에서 금속 ( $Re\{\epsilon_m\} < 0$ )과 유전체 ( $Re\{\epsilon_d\} > 0$ ) 사이에 얇은 gap 유전체 ( $0 < Re\{\epsilon_g\} < Re\{\epsilon_d\}$ )를 삽입하여 플라즈몬 모드의 전기장을 gap 영역에 강하게 국소화시킴으로써 field enhancement를 향상시키고 궁극적으로 light-matter 상호작용을 극대화하는 하이브리드 플라즈모닉 도파로 (그림 3.1)에 대한 연구가 진행되어 왔다 [5, 113, 114].

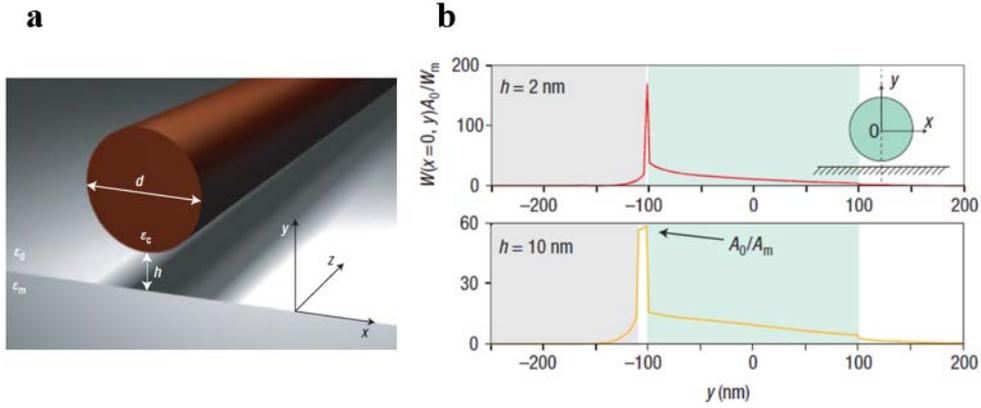


그림 3.1 (a) 금속 기반의 하이브리드 플라즈모닉 도파로 구조의 모식도 [113]. 금속 기반 ( $\epsilon_m$ )과 유전체 코어 ( $\epsilon_c$ ) 사이에 매우 얇은 gap 유전체 ( $\epsilon_d$ )가 존재한다. (b) 서로 다른 유전체 사이에서 발생하는 수직 전기장 성분의 불연속 경계 조건을 이용하여 플라즈몬의 전기장을 gap 유전체에 강하게 국소화시킬 수 있다.

본 장에서는 이러한 noble metal 기반의 하이브리드 플라즈모닉 도파로에서 착안하여 저차원 metal-gap-dielectric (MGD) 도파로 시스템을 구상하였다. 도핑 레벨에 따라 그래핀의 광학 특성을 금속과 유전체 간의 상전이가 가능하도록 조절할 수 있다는 점을 이용하여, 광학 특성이 다른 세 가지 그래핀 단층 박막의 접합 구조로 이루어져 있는 저차원 MGD 도파로 시스템을 설계할 수 있다. 이러한 저차원 MGD 도파로 시스템은 두 일 차원 (1D) 경계 조건에 의하여, gap 그래핀 층에 강하게 국소화되어 전파하는 저차원 hybrid graphene gap plasmon (H-GGP) 모드를 발생시킨다. 이 장에서는 먼저 H-GGP 모드의 주요 모드 특성들을 분석하고 특히, H-GGP 모드의 독특한 전기장 분포 패턴에 기인하여 기존의 graphene edge plasmon (GEP)

[78, 79], 1D plasmonic mode (1D-SPP) [85]에 비해 매우 향상된 light-graphene 결합 수치를 갖는 특징을 설명하도록 하겠다. 또한 이와 같이 증가한 light-graphene 결합 수치의 영향으로, 그래핀의 전기 전도도 변화에 대하여 H-GGP 모드의 mode profile은 그대로 유지하면서 전파 상수의 변조 민감도 향상과 선형 변조가 가능함을 보이도록 하겠다.

### 3.1 저차원 metal-gap-dielectric (MGD) 도파로 시스템

2.1절에서 설명한 바와 같이 그래핀의 표면 전기 전도도는 주파수 ( $\omega = 2\pi f$ ), 온도 ( $T$ ), 하전 입자의 산란율 ( $\Gamma$ ), chemical potential ( $\mu$ ) 또는 도핑 레벨에 대한 함수 ( $\sigma_g(\omega, \Gamma, T, \mu) = Re\{\sigma_g\} + jIm\{\sigma_g\}$ )로 표현할 수 있으며 특히, 화학적 도핑이나 electric bias를 통해 변조가 가능하다 [45–48, 92]. 그림 3.2는  $f = \omega/2\pi = 20 \text{ THz}$ ,  $\Gamma = 0.43 \text{ meV}$  [80],  $T = 3\text{K}$ 일 때, Kubo formula [21, 60, 80]에 의해 계산한 그래핀 표면 전기 전도도의 normalized chemical potential ( $\Omega^{-1} = \mu/\hbar\omega$ )에 대한 의존성을 보여주고 있는데, 이와 같이 그래핀의 표면 전기 전도도는 scaling property에 의해 다른 주파수 대역에서도 동일한 의존성을 보이는 것을 특징으로 한다.

그래핀의 표면 전기 전도도를 아래와 같은 등가 유전율 모델을 이용하여 비유전율로 치환하면 normalized chemical potential에 대한 그래핀의 광학적 응답 특성 변화를 분석할 수 있다.

$$\varepsilon_g(\omega) = 1 + j \frac{\sigma_g(\omega)}{\omega \varepsilon_0 \delta} = \left[ 1 - \frac{Im\{\sigma_g(\omega)\}}{\omega \varepsilon_0 \delta} \right] + j \left[ \frac{Re\{\sigma_g(\omega)\}}{\omega \varepsilon_0 \delta} \right] \quad (3.1a)$$

$$Re\{\varepsilon_g(\omega)\} = 1 - \frac{Im\{\sigma_g(\omega)\}}{\omega \varepsilon_0 \delta} \approx - \frac{Im\{\sigma_g(\omega)\}}{\omega \varepsilon_0 \delta} \quad (3.1b)$$

$$Im\{\varepsilon_g(\omega)\} = \frac{Re\{\sigma_g(\omega)\}}{\omega \varepsilon_0 \delta} \quad (3.1c)$$

식 (3.1)으로부터 그래핀이 금속적 광학 특성 ( $Re\{\epsilon_g\} < 0$ )을 갖기 위해서는  $Im\{\sigma_g\} > 0$ 을 만족하여야 하며 이는  $\Omega^{-1} > 0.6$ 인 영역 (그림 3.2의 주황색 영역)에 해당한다. 반면,  $0.5 < \Omega^{-1} < 0.6$ 인 영역 (그림 3.2의 하늘색 영역)에서는  $Im\{\sigma_g\} < 0$ 을 만족하므로 그래핀은 유전체적 광학 특성 ( $Re\{\epsilon_g\} > 0$ )을 갖는 것을 알 수 있다.

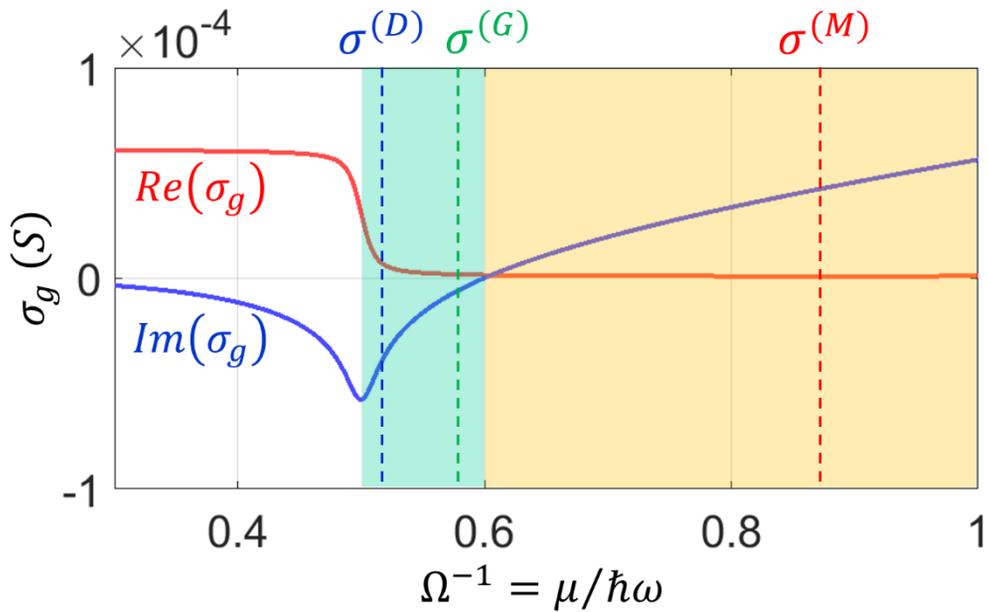


그림 3.2 Normalized chemical potential ( $\Omega^{-1} = \mu/\hbar\omega$ )에 대한 그래핀 표면 전기 전도도의 변화.  $0.5 < \Omega^{-1} < 0.6$ 인 영역 (하늘색 영역)에서 그래핀은 유전체적 광학 특성 ( $Im\{\sigma_g\} < 0$ )을 보이는 반면,  $\Omega^{-1} > 0.6$ 인 영역 (주황색 영역)에서는 금속적 광학 특성 ( $Im\{\sigma_g\} > 0$ )을 보인다.  $\Omega^{-1} < 0.5$ 인 영역은 interband 전이에 의한 흡수 손실이 매우 크다 ( $Re\{\sigma_g\} \gg 0$ ).

이와 같이 도핑 레벨에 따라 그래핀의 광학 특성을 금속과 유전체 간의 상전이 가능성이 있도록 조절할 수 있는 점을 이용하면 그림 3.3과 같은 저차원 metal-gap-dielectric (MGD) 도파로 시스템을 설계할 수 있다. 저차원 MGD 도파로 시스템은 두 semi-infinite한 영역인 M 그래핀 층 (금속적 광학 특성;  $Im\{\sigma^{(M)}\} > 0$ )과 D 그래핀 층 (유전체적 광학 특성;  $Im\{\sigma^{(D)}\} < 0$ ) 사이의 너비  $w$ 를 갖는 gap 영역에 G 그래핀 층 (유전체적 광학 특성;  $Im\{\sigma^{(G)}\} < 0$ )이 삽입되어 있는 구조로 이루어져 있다. 이 때, noble metal 기반의 하이브리드 플라즈모닉 도파로 기술 [5, 113, 114]과 유사하게 저차원 MGD 도파로 시스템이 gap 그래핀 층에 강하게 국소화되어 전파하는 hybrid graphene gap plasmon (H-GGP) 모드를 발생시키기 위해서는 다음의 gap mode 조건을 만족시켜야 한다.

$$Im\{\sigma^{(D)}\} < Im\{\sigma^{(G)}\} < 0 < Im\{\sigma^{(M)}\} \quad (3.2)$$

이러한 gap mode 조건은 다음 절에서 H-GGP mode의 전기장 분포와 함께 자세히 설명하도록 하겠다. 그림 3.2에 나타난 것과 같이 저차원 MGD 도파로 시스템이 각 영역에서 gap mode 조건 (식 3.2)에 맞는 표면 전기 전도도 ( $\sigma^{(M)}, \sigma^{(G)}, \sigma^{(D)}$ )를 갖기 위해서는 각 영역에서의 normalized chemical potential이  $0.5 < (\Omega^{(D)})^{-1} < (\Omega^{(G)})^{-1} < 0.6 < (\Omega^{(M)})^{-1}$ 을 만족하도록 도핑 ( $\mu(x)$ )되어야 하는데 이는 그래핀 단층 박막에 도핑 레벨을 공간적으로 다르게 조절할 수 있는, 기존의 electric gating이나 substrate level control 방법을 통하여 구현이 가능하다.

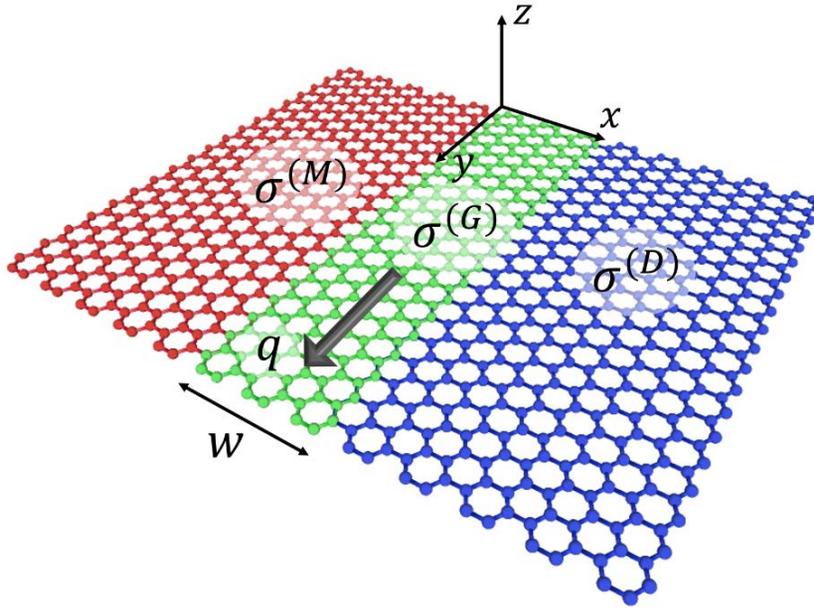


그림 3.3 저차원 metal-gap-dielectric (MGD) 도파로 시스템의 모식도.  $xy$ -평면에 놓여 있는 저차원 MGD 도파로 시스템은 서로 다른 표면 전기 전도도를 갖는 세 가지 그래핀 층으로 이루어져 있다. i) M 영역 ( $\sigma^{(M)}$ ,  $x < 0$ ), ii) D 영역 ( $\sigma^{(D)}$ ,  $x > w$ ), iii) G 영역 ( $\sigma^{(G)}$ ,  $0 < x < w$ ). 이러한 도파로 시스템에서 발생하는 hybrid graphene gap plasmon (H-GGP)은  $y$  축을 따라  $\vec{q} = q\vec{k}$ 의 파수 벡터로 진행하고 있다고 가정한다.

### 3.2 저차원 H-GGP 모드의 전파 특성 분석

그래핀 플라즈몬의 공간적 국소화를 향상시킬 수 있는 방안으로 그래핀 ribbon 구조의 edge에서 발생하는 graphene edge plasmon (GEP)에 대한 연구가 진행되었는데 이와 관련하여 최근에 그래핀 / 그래핀 접합 구조의 1차원 금속-유전체 경계 면에서 발생하는 1D plasmonic mode (1D-SPP)를 통해 플라즈몬 모드의 공간 집속도를 더욱 향상시킬 수 있음이 제안된 바 있다. 본 절에서는 앞에서 설계한 저차원 MGD 도파로 시스템의 고유 플라즈몬 모드인 hybrid graphene gap plasmon (H-GGP)의 전기장 분포 및 주요 모드 특성을 설명하고 GEP [78, 79], 1D-SPP [85]와의 비교를 통해 그 특이성을 강조하고자 한다.

H-GGP 모드의 여러 가지 특성을 분석하기 위하여 본 연구에서는 유한 요소법 (Finite Element Method) 기반의 상용 전산모사 프로그램인 COMSOL Multiphysics를 이용하였다. 그래핀 단층 박막은 두께  $\delta$ 가  $0.2nm$ 인 얇은 필름 [85]으로 가정하고 등가 유전율 모델 (식 3.1)로부터 유효 비유전율을 계산하여 인가하는 방식으로 전산모사를 수행하였으며 이 때, 그래핀의 표면 전기 전도도는 그림 3.2에서와 같은 조건 ( $f = \omega/2\pi = 20 THz$ ,  $\Gamma = 0.43 meV$ ,  $T = 3K$ )에서 Kubo formula에 의해 계산한 값을 사용하였다.

### 3.2.1 H-GGP 모드의 전기장 분포 특성

COMSOL Multiphysics의 고유모드 해석법 (eigenmode solver)을 이용하면 주어진 도파로 시스템의 고유 전파 모드를 구할 수 있는데 그림 3.4(a)는 앞에서 설계한 저차원 MGD 도파로 (그림 3.3)에서  $(\Omega^{(M)})^{-1} = 4$  ,  $(\Omega^{(G)})^{-1} = 0.54$  ,  $(\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002$  ,  $w = 5nm$  일 때 발생하는 H-GGP 모드의 전기장 분포 특성을 성분 별로 보여주고 있으며 H-GGP 모드의 독특한 전기장 집속 특성을 설명하기 위하여 같은 물질 parameter를 갖는 조건에서 발생하는 GEP 모드(그림 3.4(b)), 1D-SPP 모드 (그림 3.4(c))의 전기장 분포와 비교하였다.

그래핀 단층 박막을 포함하는 수평선 (그림 3.4의 검정색 실선,  $x$ 축)을 기준으로 전기 전도도의 공간적 비대칭성이 매우 큰 GEP 모드 ( $|\sigma(x,y)| \ll |\sigma(-x,y)|$  for  $z = 0$ )와 달리, 1D-SPP 모드와 H-GGP 모드는 이러한 비대칭성을 완화 ( $\sigma(x,y) \sim -\sigma(-x,y)$  for  $z = 0$ )시킴으로써 GEP 모드에 비해 향상된 전기장 국소화를 얻을 수 있다. 특히, H-GGP 모드는 1D-SPP 모드에 비해 전기장의 transverse 성분 ( $E_x$ )이 gap 그래핀 영역 ( $\sigma^{(G)}$ )의 주변에 강하게 국소화 되어 있는 독특한 분포 현상을 보이는 데 이는 noble metal 기반의 하이브리드 플라즈모닉 도파로 기술과 유사하게 그래핀 단층 박막에 존재하는 경계 조건에 의해 발생하는 특성이다.

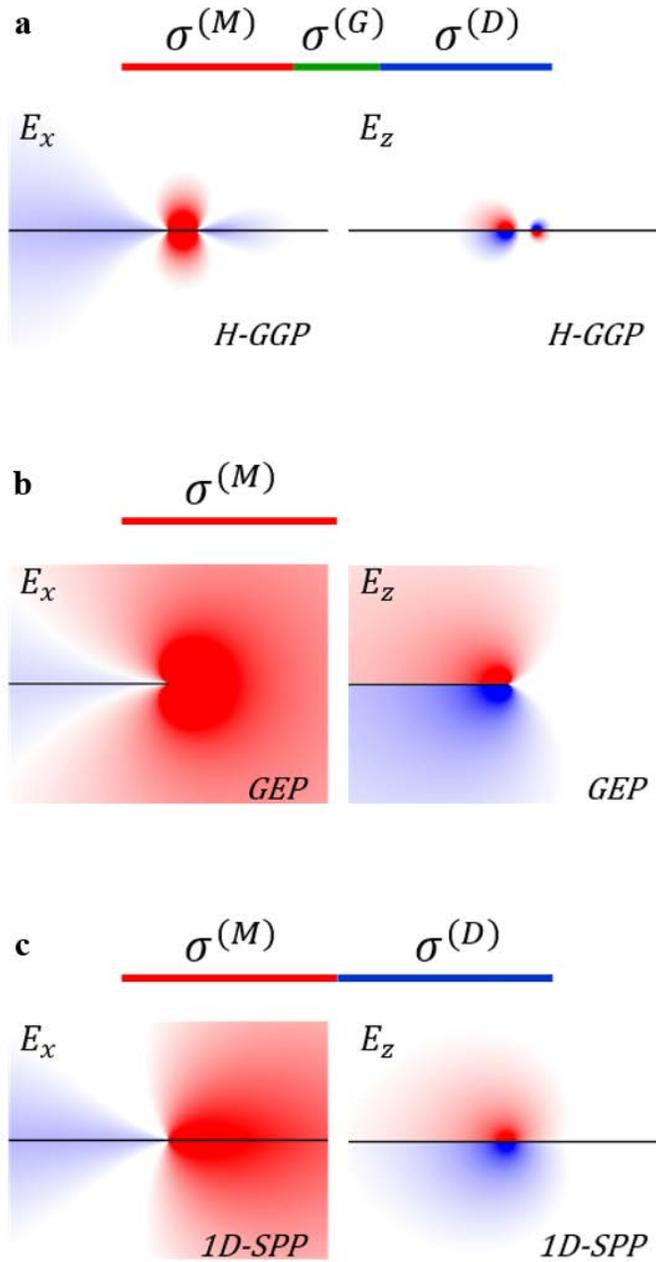


그림 3.4 그래핀 플라즈몬 모드들의 전기장 분포 특성: (a) H-GGP 모드 ( $(\Omega^{(G)})^{-1} = 0.54$ ,  $w = 5nm$ ), (b) GEP 모드, (c) 1D-SPP 모드.  $(\Omega^{(M)})^{-1} = 4$ ,  $(\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002$ 은 동일하게 적용되며 각 전기장 성분은 정규화하였다. 검정색 수평 실선은 그래핀 단층 박막을 나타낸다.

그림 3.3의 저차원 MGD 도파로 시스템에는 두 1D 경계 조건이 존재하는데 먼저 M-G 그래핀 사이의 금속/유전체 경계 면에서는 경계 조건 ( $Im\{\sigma^{(G)}\} < 0 < Im\{\sigma^{(M)}\}$ )에 의하여 1D-SPP 모드와 마찬가지로 경계 면에 속박되어 전파하는 저차원 플라즈몬 모드가 발생하게 된다. G-D 그래핀 경계 면의 경우, 두 그래핀 층이 모두 유전체적 성질을 가지므로 전기장 변위 벡터 (electric displacement vector)의 수직 성분 ( $D_x = \epsilon E_x$ )이 연속인 경계 조건을 만족하여야 한다. 즉, 유전 상수가 다른 두 유전체의 경계에서 각각 유도되는 분극 표면 전하 (the polarization surface charges)의 차이에 의해 전기장의 수직 성분 ( $E_x$ )은 유전 상수의 비에 해당하는 불연속성 ( $E_x^{(G)}/E_x^{(D)} = \epsilon^{(D)}/\epsilon^{(G)}$ )을 갖게 되는데 등가 유전율 모델을 이용하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\frac{E_x^{(G)}}{E_x^{(D)}} = \frac{\omega \epsilon_0 \delta + j\sigma^{(D)}}{\omega \epsilon_0 \delta + j\sigma^{(G)}} \quad (3.3)$$

이 때, 그래핀 단층 박막의 두께가 매우 얇고 ( $\delta \rightarrow 0$ ) 그래핀 표면 전기 전도도의 실수부는 허수부에 비해 작기 때문에 ( $Re\{\sigma_g\} \ll Im\{\sigma_g\}$ ), 식 (3.3)는 다음과 같은 경계 조건으로 근사할 수 있다.

$$\frac{E_x^{(G)}}{E_x^{(D)}} \approx \frac{Im\{\sigma^{(D)}\}}{Im\{\sigma^{(G)}\}} \quad (3.4)$$

따라서 저차원 MGD 도파로 시스템이 식 (3.2)의 gap mode 조건을 만족할 때, H-GGP 모드의  $E_x$  성분이 gap 그래핀 영역에서  $Im\{\sigma^{(D)}\}/Im\{\sigma^{(G)}\}$ 에 비례하여 증대되는 특성을 보이게 된다. 그림

3.5는 그래핀 단층 박막의 중심축 ( $x$ 축)을 따라 H-GGP 모드와 1D-SPP 모드의 정규화 된  $E_x$ -field profile을 비교하여 나타내고 있는데, H-GGP 모드는 식 (3.4)의 경계 조건에 의하여 1D-SPP 모드와 달리 비단조적 (non-monotonic) 분포 특성을 보이며  $E_x$  field가 gap 그래핀 영역에서 강하게 집중되어 있는 것을 확인할 수 있다.

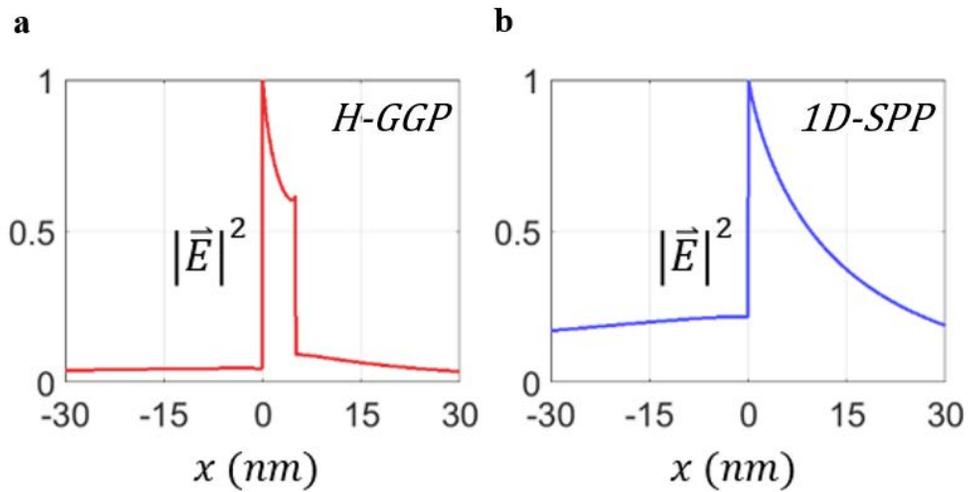


그림 3.5 H-GGP 모드와 1D-SPP 모드의 그래핀 단층 박막 내  $E_x$  field 분포 비교: (a) H-GGP 모드 ( $(\Omega^{(M)})^{-1} = 4$ ,  $(\Omega^{(G)})^{-1} = 0.54$ ,  $(\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002$ ,  $w = 5nm$ ), (b) 1D-SPP 모드 ( $(\Omega^{(M)})^{-1} = 4$ ,  $(\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002$ ).

### 3.2.2 Gap 그래핀 영역의 너비 조절에 따른 H-GGP 모드의 주요 모드 특성 변화

본 연구에서 설계한 저차원 MGD 도파로 시스템 (그림 3.3)에서 발생하는 H-GGP 모드는 gap 그래핀 영역의 너비 변화에 따라 두 가지 1D-SPP 모드로 수렴하기 때문에 H-GGP 모드의 주요 모드 특성들은 대부분 두 극한적 경우인 1D-SPP 모드들 사이의 중간 영역에 존재하게 된다.

먼저, 그림 3.6은 gap 그래핀 영역의 너비 ( $w$ )를  $0.1nm \sim 200nm$ 로 조절하였을 때, H-GGP 모드의 유효 모드 굴절률 (effective mode index)변화를 보여준다. 먼저 gap 그래핀의 너비가 0에 수렴하게 되면, 주어진 MGD 도파로 시스템은  $\sigma^{(M)} - \sigma^{(D)}$  사이의 1D-SPP 시스템 (그림 3.6의 파란색 점선)으로 수렴하는데 이 때의 유효 모드 굴절률은 다음과 같다.

$$n_{eff,MD} = Re\{q\}/k_0 \approx \frac{2 \cdot (3/2)^{1/2} \cdot \epsilon_0 c}{Im\{\sigma^{(M)}\} + Im\{\sigma^{(D)}\}} \quad (3.5)$$

gap 그래핀 영역의 너비가 증가함에 따라 H-GGP 모드의 유효 모드 굴절률은  $n_{eff,MD}$ 으로부터 빠르게 감소하여 최종적으로 너비가 무한대로 발산하게 되면  $\sigma^{(M)} - \sigma^{(G)}$  사이의 1D-SPP 시스템 (그림 3.6의 초록색 점선)의  $n_{eff,MG}$ 으로 수렴하게 된다. 이 때, MGD 도파로 시스템은  $Im\{\sigma^{(D)}\} < Im\{\sigma^{(G)}\} < 0$ 의 조건을 만족하기 때문에 식 (3.5)으로부터  $n_{eff,MG} < n_{eff,MD}$ 임을 알 수 있다.

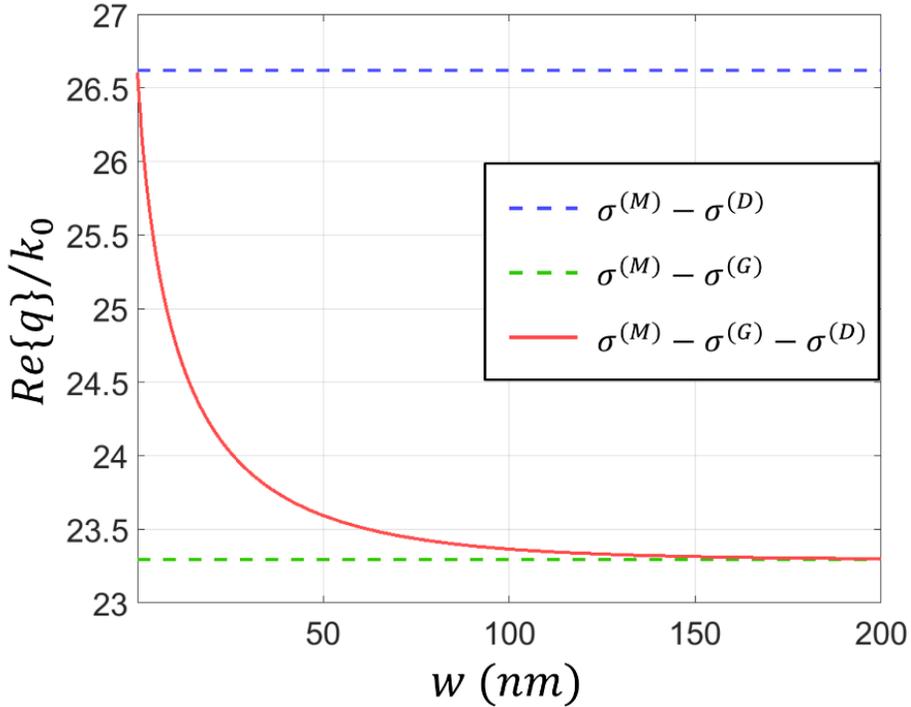


그림 3.6 Gap 그래핀의 너비 ( $w$ ) 변화에 따른 H-GGP 모드의 유효 모드 굴절률  $n_{eff} = Re\{q\}/k_0$ . 파랑/초록색 점선은 1D-SPP 모드들을 나타낸다.  $\sigma^{(M)}, \sigma^{(G)}, \sigma^{(D)}$ 는 그림 3.5에서 사용한 값과 동일하다.

그림 3.7은 gap 그래핀 영역의 너비가 1 / 10 / 20 / 30nm일 때, H-GGP 모드의 modal cross section area를 나타내고 있는데 너비 변화에 대한 모드 사이즈의 의존성도 유효 모드 굴절률과 같은 경향성을 가지며 두 극한적 경우인 1D-SPP 모드들 사이의 중간 영역에 존재함을 확인할 수 있다. 이 때, modal cross section contour는 다음과 같이 전체 전기장 세기 (electric field intensity)의 80%를 포함하는 등전기장 폐곡선으로 정의하였다.

$$\iint_A |\vec{E}|^2 dS / \iint |\vec{E}|^2 dS = 0.8 \quad (3.6)$$

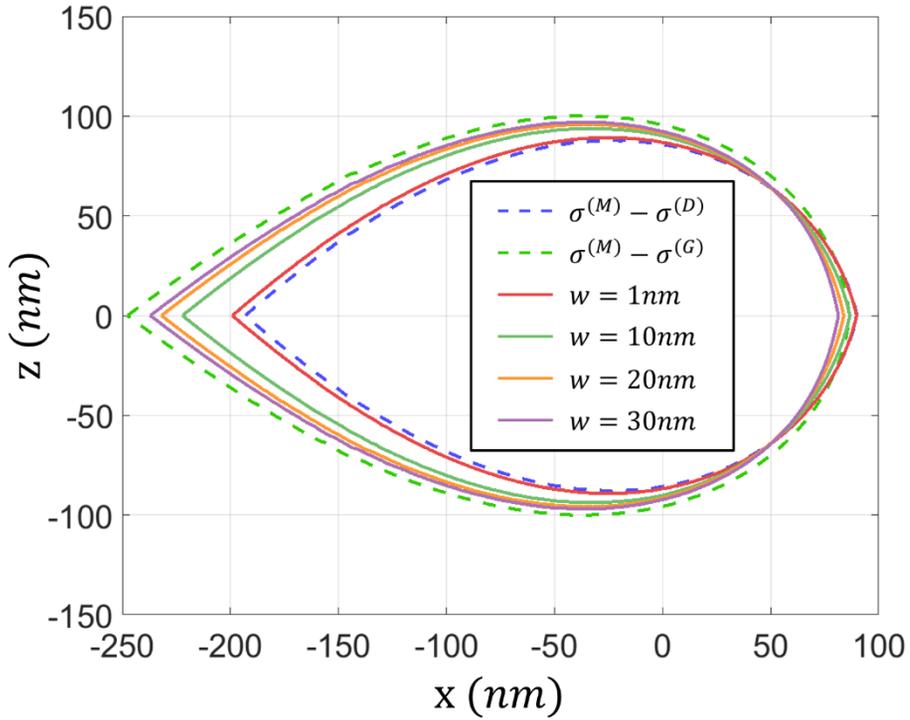


그림 3.7 Gap 그래핀의 너비 ( $w$ ) 변화에 따른 H-GGP 모드의 modal cross section contour. 그래핀 박막은  $x$  축 ( $z = 0$ ) 상에 놓여 있으며 파랑/초록색 점선은 1D-SPP 모드들을 나타낸다.  $\sigma^{(M)}$ ,  $\sigma^{(G)}$ ,  $\sigma^{(D)}$  는 그림 3.5에서 사용한 값과 동일하다.

### 3.2.3 H-GGP 모드의 전기장 집속 특성 및 light-graphene 결합 수치

H-GGP 모드는 유효 모드 굴절률 및 모드 사이즈에서 나타나는 경향성과 다르게 독특한 전기장 분포 특성 (그림 3.4)을 보이며 특히, 그래핀 단층 박막의 내부에서는 1D-SPP 모드에 비해 매우 향상된 전기장 집속 특성 (그림 3.5)을 갖는데 이러한 in-plane방향의 mode confinement는 H-GGP 모드와 그래핀의 상호작용을 증대시키는 매우 중요한 이점을 제공하게 된다.

그림 3.8은 gap 그래핀 영역의 너비를 2 / 5 / 10 / 20 / 30nm로 조절하였을 때, 그래핀 단층 박막의 중심축 ( $x$  축)에서의 전기장 세기 분포 변화를 나타내고 있는데, 그래핀 내부에서는 gap 모드 경계 조건 (식 (3.3))에 의한 전기장의 transverse 성분 ( $E_x$ )이 지배적이기 때문에 전체 전기장의 세기도 그림 3.5와 유사하게 gap 그래핀 영역에 강하게 집속되어 있는 비단조적 분포 특성을 보이게 된다. 또한 gap 그래핀 영역의 너비가 증가함에 따라 이러한 H-GGP 모드의 비단조적 전기장 분포 특성은 약화되어  $\sigma^{(M)} - \sigma^{(G)}$  사이의 1D-SPP 시스템으로 수렴하지만 너비가 충분히 작은 구간 ( $w < 30nm$ )에서는 두 극한적 경우인 1D-SPP 시스템에 비해 향상된 전기장 집속도를 유지함을 알 수 있다.

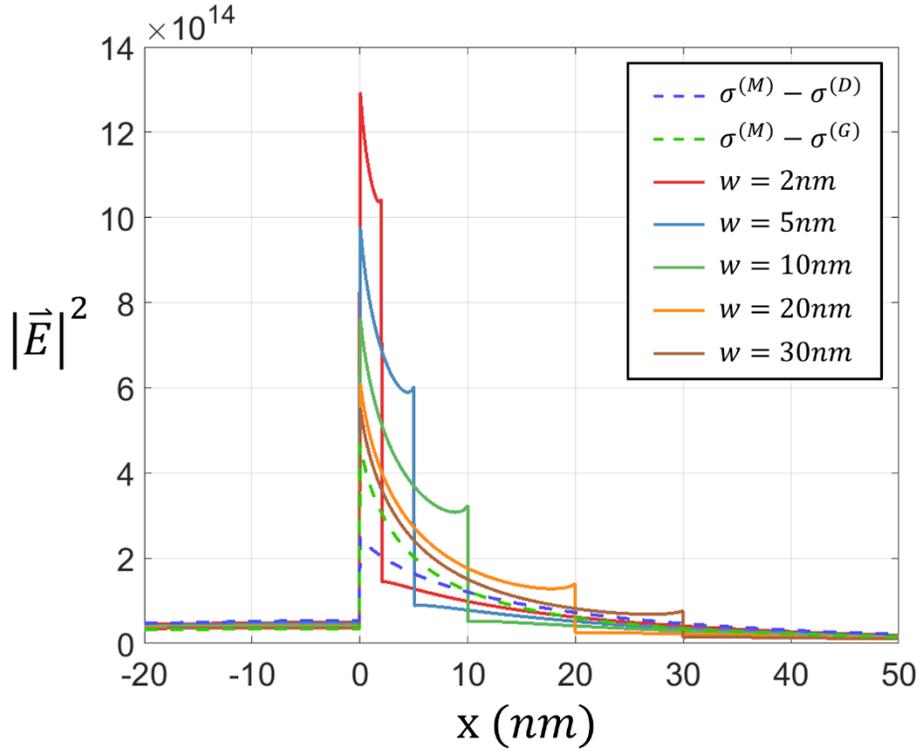


그림 3.8 Gap 그래핀의 너비 ( $w$ ) 변화에 따른 H-GGP 모드의 그래핀 단층 박막 내, 전기장 세기 분포 변화. 전기장 세기는 그래핀 단층 박막의 중심축 ( $x$ 축)을 따라 측정하였고 전체 공간 상의 전기장 세기의 합으로 정규화하였다 ( $|\vec{E}|^2 = |\vec{E}(x, 0, 0)|^2 / \iint |\vec{E}|^2 dS$ ). 파랑 / 초록색 점선은 1D-SPP 모드들을 나타내며  $\sigma^{(M)}$ ,  $\sigma^{(G)}$ ,  $\sigma^{(D)}$ 는 그림 3.5에서 사용한 값과 동일하다.

이와 같은 in-plane방향의 mode confinement 향상 특성이 H-GGP 모드와 그래핀 단층 박막의 상호작용에 미치는 영향을 확인하기 위하여 다음과 같이, 공간 상에 분포되어 있는 전체 전기장의 적분에 대하여 그래핀 단층 박막 내부에 존재하는 전기장의 적분이 차지하는

비율로 light-graphene 겹침 수치 ( $\rho$ )를 정의하였다.

$$\rho = \iint_{\text{graphene}} |\vec{E}|^2 dS / \iint |\vec{E}|^2 dS \quad (3.7)$$

H-GGP 모드는 그림 3.9에서와 같이 gap 그래핀의 너비가 특정 구간 ( $0 < w < w_{\text{cut-off}} = 40\text{nm}$ )의 값을 유지할 때, 두 극한적 경우인 1D-SPP 시스템 ( $\sigma^{(M)} - \sigma^{(D)}$ ) 1D-SPP 모드:  $\rho = 1.81 \times 10^{-3} / \sigma^{(M)} - \sigma^{(G)}$  1D-SPP 모드:  $\rho = 1.70 \times 10^{-3}$ )과 GEP 모드 ( $\rho = 0.728 \times 10^{-3}$ )에 비해 높은 light-graphene 겹침 수치를 가지며 특히,  $w = w_{\text{max}} = 5\text{nm}$ 일 때  $\rho = 2.07 \times 10^{-3}$ 의 극대 값을 갖는다. 이러한 경향성은 그림 3.8에서 그래핀 단층 박막 내부의 in-plane방향 전기장이 gap 그래핀 영역에 강하게 집중되어 있기 때문에 발생하는 H-GGP 모드만의 독특한 특성이며 그래핀 단층 박막과의 상호작용을 향상시킴으로써 그래핀 플라즈몬 모드에 대한 효율적인 제어 및 변조를 가능하게 한다.

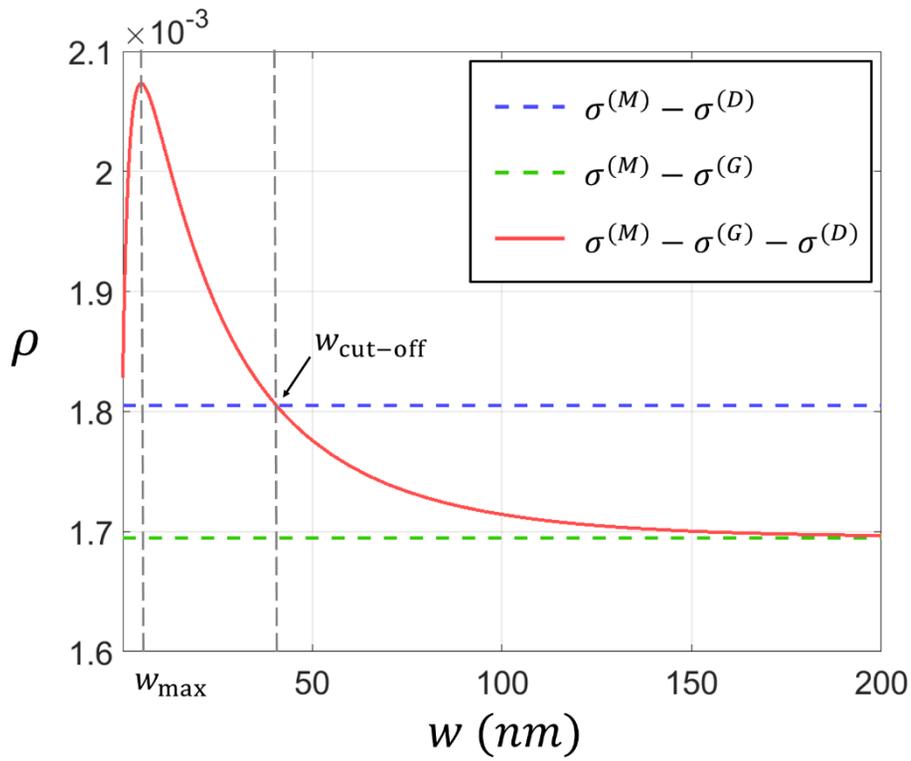


그림 3.9 Gap 그래핀의 너비 ( $w$ ) 변화에 따른 H-GGP 모드의 light-graphene 결합 수치 ( $\rho$ ).  $w_{max} = 5nm$ ,  $w_{cut-off} = 40nm$ . 파랑 / 초록색 점선은 1D-SPP 모드들을 나타내며  $\sigma^{(M)}$ ,  $\sigma^{(G)}$ ,  $\sigma^{(D)}$ 는 그림 3.5에서 사용한 값과 동일하다.

### 3.2.4 상온 (T=300K)에서의 H-GGP 모드 특성

그래핀의 복소 표면 전기 전도도  $\sigma_g(\omega, \Gamma, T, \mu)$ 는 식 (2.4)에서 알 수 있듯이, chemical potential뿐만 아니라 온도 ( $T$ ) 및 주파수 ( $\omega = 2\pi f$ )에 따라 그 특성이 변화하게 되며 그림 3.10은 이러한 의존성을 보여주고 있다.

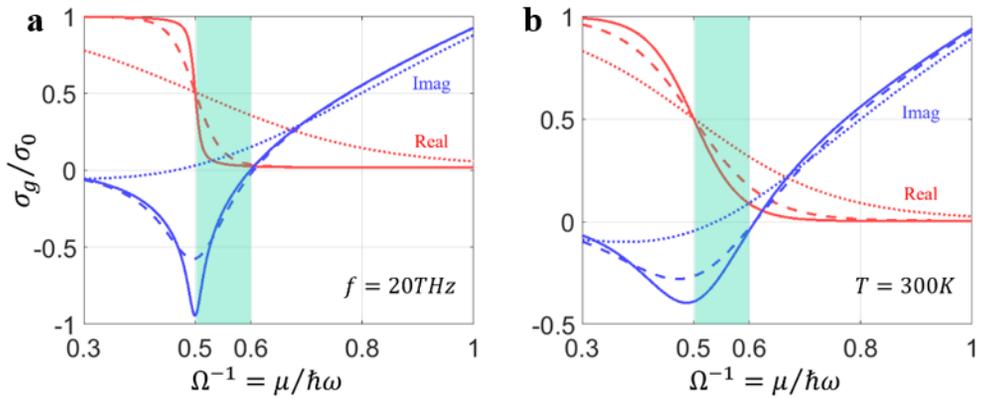


그림 3.10 Normalized chemical potential, 온도 및 주파수 변화에 따른 그래핀 표면 전기 전도도의 변화 (빨강: 실수부, 파랑: 허수부). (a)  $f = 20THz$  일 때, 온도 변화 (실선:  $T = 3K$ , 파선:  $T = 20K$ , 점선:  $T = 120K$ )의 영향. (b)  $T = 300K$  일 때, 주파수 변화 (실선:  $f = 150THz$ , 파선:  $f = 100THz$ , 점선:  $f = 50THz$ )의 영향.  $\sigma_g$ 는  $\sigma_0 = e^2/4\hbar = 6.085 \times 10^{-4}S$ 으로 정규화하였다.

그래핀은 그림 3.10(a)와 같이, 일정한 주파수 ( $f = 20THz$ )에서 온도가 증가하게 되면 표면 전기 전도도 변화 곡선의 기울기가 감소하게 되고, 특정 온도 ( $T = 120K$ ) 이상이 되면  $0.5 < \Omega^{-1} < 0.6$ 인 영역

(하늘색 영역)에서 유전체적 광학 특성 ( $Im\{\sigma_g\} < 0$ )을 잃게 되므로 앞에서 제안한 저차원 MGD 도파로 시스템은 해당 주파수에서 H-GGP 모드를 더 이상 발생시킬 수 없게 된다. 하지만 동작 주파수를 증가시켜 그래핀 표면 전기 전도도에 대한 온도의 영향을 보상함으로써 이러한 문제를 해결할 수 있다. 그림 3.10(b)는 상온 ( $T = 300K$ )에서 그래핀의 표면 전기 전도도 곡선에 대한 주파수 변화의 영향을 보여주고 있는데, 온도에 비해 충분히 높은 주파수 대역에서는 그래핀이  $0.5 < \Omega^{-1} < 0.6$ 인 영역에서 유전체적 광학 특성 ( $Im\{\sigma_g\} < 0$ )을 잘 유지하는 것을 알 수 있다. 즉, 식 (2.4)로 표현되는 그래핀 표면 전기 전도도는 상온에서도  $\hbar\omega \gg k_B T$ 를 만족하는 고주파수 대역에서 금속과 유전체 간의 광학적 상전이 특성을 그대로 유지할 수 있기 때문에 저차원 MGD 도파로 시스템 ( $Im\{\sigma^{(D)}\} < Im\{\sigma^{(G)}\} < 0 < Im\{\sigma^{(M)}\}$ )의 설계가 가능하다.

그림 3.11은 앞에서 설계한 저차원 MGD 도파로 시스템 (그림 3.3)에서  $(\Omega^{(M)})^{-1} = 2$ ,  $(\Omega^{(G)})^{-1} = 0.59$ ,  $(\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002$ ,  $f = 100THz$  일 때, 상온 ( $T = 300K$ )에서 발생하는 H-GGP 모드의 전기장 분포 및 주요 모드 특성을 보여주고 있다.

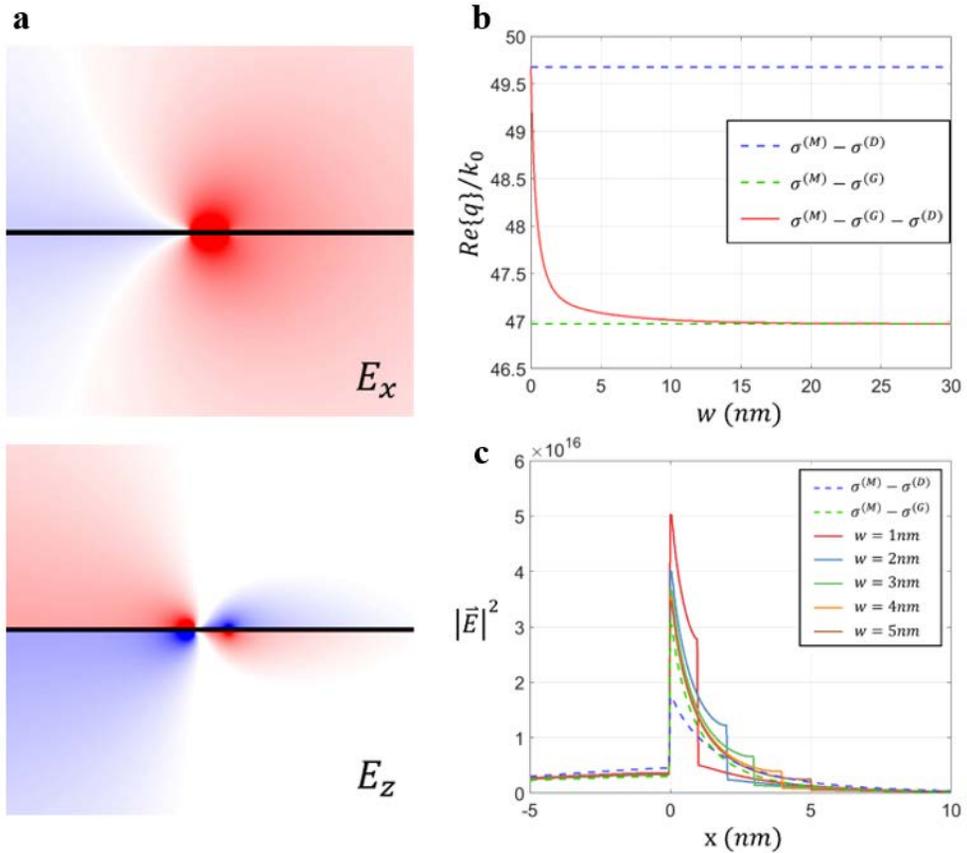


그림 3.11 상온 ( $T = 300K$ )에서 발생하는 H-GGP 모드의 주요 모드 특성. (a) 전기장 분포 특성 ( $w = 1nm$ ), 각 전기장 성분은 정규화하였으며 검정색 수평 실선은 그래핀 단층 박막을 나타낸다. (b) Gap 그래핀의 너비 ( $w$ ) 변화에 따른 유효 모드 굴절률  $n_{eff} = Re\{q\}/k_0$ . (c) 그래핀 단층 박막 내, 전기장 세기 분포 변화. 파랑/초록색 점선은 1D-SPP 모드들을 나타낸다.

### 3.3 도핑 레벨 변화에 따른 H-GGP 모드의 변조 특성

그림 3.9에서 확인한 바와 같이, H-GGP 모드는 그래핀 단층 박막 내부에서의 전기장 집속도를 증대시킴으로써 플라즈몬 모드와 그래핀의 상호작용을 향상시키는 특성을 갖기 때문에 그래핀의 광학적 특성 변화에 대해 더욱 민감하게 모드의 전파 특성을 변조할 수 있다. 이러한 H-GGP 모드의 변조 특성을 확인하기 위하여, 본 절에서는 도핑 레벨의 조절을 통해 그래핀의 표면 전기 전도도를 변화시켰을 때, 유효 모드 굴절률 및 주요 모드 특성의 변화를 1D-SPP, GEP 모드와 비교하였다.

먼저 앞에서 설계한 저차원 MGD 도파로 (그림 3.3)에서 각 그래핀 영역에 동일한 normalized chemical potential의 변화를 주었을 때 ( $(\Omega^{(M)})^{-1} = 4 + \Delta\Omega^{-1}$ ,  $(\Omega^{(G)})^{-1} = 0.54 + \Delta\Omega^{-1}$ ,  $(\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002 + \Delta\Omega^{-1}$ ), H-GGP 모드의 유효 모드 굴절률 변화 ( $\Delta n_{eff}/n_0$ )를 1D-SPP, GEP 모드와 비교하였다 (그림 3.12의 실선). H-GGP 모드는 도핑 레벨의 작은 변조 ( $\Delta\Omega^{-1}$ )에 대해서 GEP 모드에 비해 유효 모드 굴절률이 매우 민감하게 변화할 뿐만 아니라,  $\Delta\Omega^{-1} \leq 0.015$  인 구간에서는 두 1D-SPP 모드들에 비해서도 변조 민감도 향상과 선형 변조가 가능함을 알 수 있다.

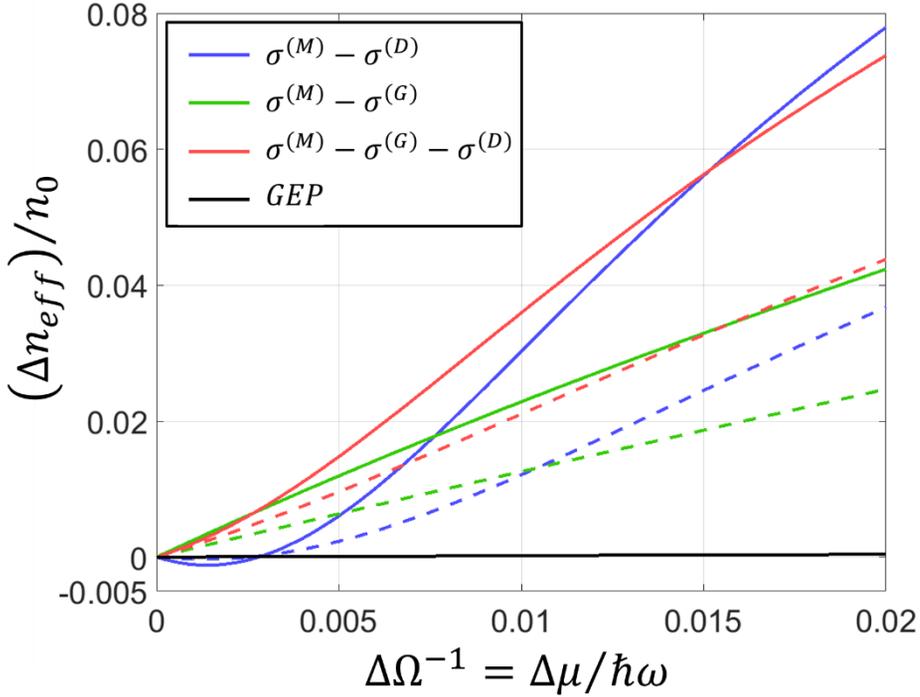


그림 3.12 Normalized chemical potential의 조절 ( $\Delta\Omega^{-1}$ )에 따른 유효 모드 굴절률의 변조 특성 ( $\Delta n_{eff}/n_0$ ). 실선은 그래핀 층의 전체 영역에 도핑 레벨의 변화를 인가한 경우이며 점선은 gap 그래핀 영역 ( $w = w_{max} = 5nm$ )을 중심으로  $3w_{max}$ 의 한정적 변조 구간에서 도핑 레벨을 변화시킨 경우에 해당한다.  $(\Omega^{(M)})^{-1} = 4 + \Delta\Omega^{-1}$ ,  $(\Omega^{(G)})^{-1} = 0.54 + \Delta\Omega^{-1}$ ,  $(\Omega^{(D)})^{-1} = 0.5002 + \Delta\Omega^{-1}$ .

이러한 H-GGP 모드의 도핑 레벨 변화에 대한 효율적인 변조 특성은 도핑 레벨의 변조 구간 ( $3w_{max}$ )을 한정적으로 주었을 때 (그림 3.12의 점선) 더욱 극명하게 나타내는데, 이는 H-GGP 모드가 gap 그래핀 영역에 in-plane방향의 전기장을 강하게 집속하는 특성 (그림 3.8)에서 기인한다. 또한 H-GGP 모드는 도핑 레벨 변조 ( $\Delta\Omega^{-1}$ )에 대하여

transverse 방향의 전기장 집속 특성 (그림 3.13(a))과 light-graphene 접침 수치의 향상 특성 (그림 3.13(b))을 매우 안정적으로 유지하기 때문에 유효 모드 굴절률의 선형적 변조가 가능하며 이는 결국 모드의 전파 특성 변조를 효율적으로 제어할 수 있음을 내포한다. 즉, 일반적으로 chemical potential (혹은 도핑 레벨)의 변조는 외부에서 전기장을 인가하는 방식 (electric gating)으로 구현하기 때문에 이와 같은 H-GGP 모드의 변조 특성 (그림 3.12과 3.13)은 신호의 왜곡 및 전력 소모가 적고 동작 속도가 빠른 그래핀 플라즈모닉 변조 소자의 구현 가능성을 제시한다.

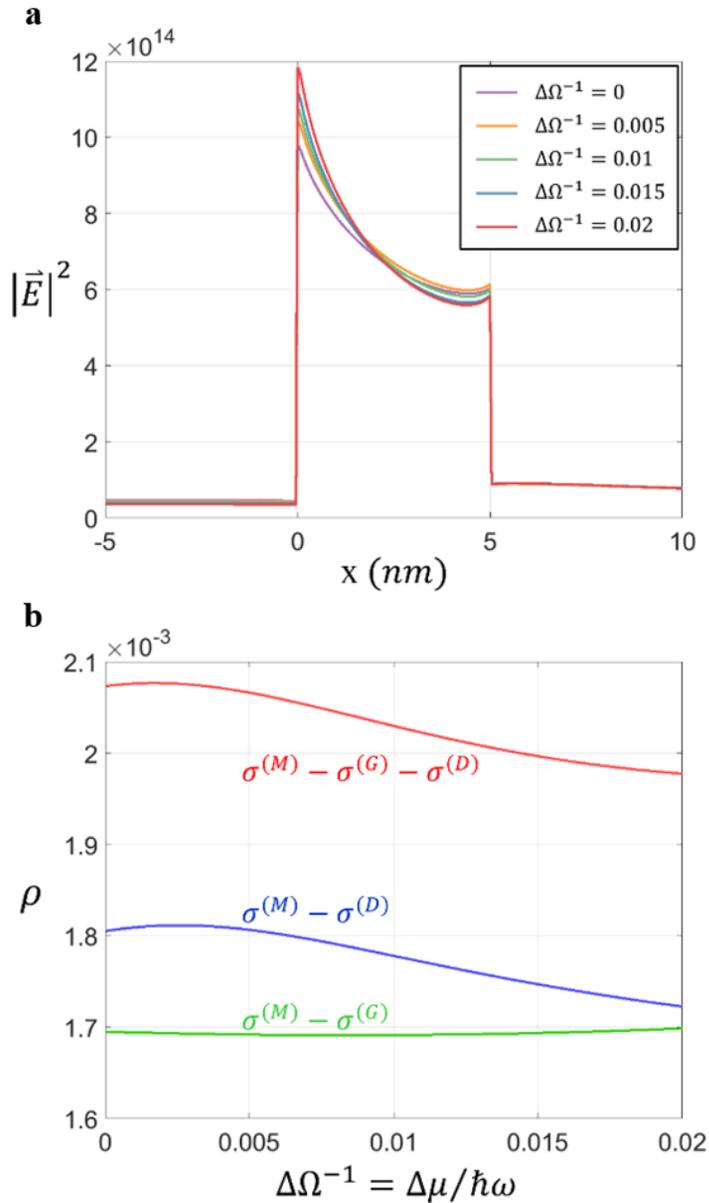


그림 3.13 Normalized chemical potential의 조절 ( $\Delta\Omega^{-1}$ )에 따른 H-GGP 모드의 주요 변조 특성. (a) H-GGP 모드의 그래핀 단층 박막 내, 전기장 세기 분포 변화. (b) light-graphene 겹침 수치의 변화 비교. GEP 모드는 매우 작은 값 ( $\rho \sim 0.728 \times 10^{-3}$ )을 갖는다. 각 그래핀의 도핑 레벨 변화는 그림 3.12과 동일하다.

### 3.4 결론

본 장에서는 도핑 레벨에 따라 표면 전기 전도도의 조절이 가능한 그래핀의 특성과 noble metal 기반의 하이브리드 플라즈모닉 도파로 기술을 이용하여, 그래핀 기반의 저차원 MGD 도파로 시스템을 제안하였으며 이러한 시스템은 기존의 electric field bias [22, 45, 47, 48]나 substrate level control 방식 [115]을 이용하여 실제 구현이 가능하다. 저차원 MGD 도파로 시스템은 두 1D 경계 조건에 의하여, gap 그래핀 층에 강하게 국소화되어 전파하는 저차원 H-GGP 모드를 발생시키며 이러한 H-GGP 모드의 독특한 전기장 분포 패턴에 기인하여 기존의 GEP, 1D-SPP 모드에 비해 매우 향상된 light-graphene 결합 수치를 갖는다. 또한 이와 같이 증가한 light-graphene 결합 수치의 영향으로, H-GGP 모드는 mode profile은 그대로 유지하면서 전파 상수의 변조 민감도 향상과 선형 변조가 가능하므로 그래핀 플라즈모닉 변조 소자의 성능 향상에 가능성을 제시할 뿐만 아니라 optical transformation 기술 [80, 116, 117]을 기반으로 한 다양한 이차원 광학 시스템의 구현에도 응용이 가능하다.

한편, 앞에서 설계한 그래핀 기반의 저차원 MGD 도파로 시스템에서, gap 그래핀 영역의 너비가 매우 작은 극한적인 경우 ( $w < 1nm$ )에 발생하는 H-GGP 모드 특성에 대한 정확한 수치 해석을 위해서는 전자 상태의 비국소화 효과 (non-local effect)와 양자 사이즈 효과 (quantum finite-size effects) 등에 의한 그래핀 전기 전도도 분포의 변화를 고려해 주어야 한다 [94, 118-120].

## 제 4 장 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 도파로

### 시스템의 블로흐 진동 분석

배경 이론 (제 2.3절)에서 살펴본 바와 같이, 기존의 그래핀 플라즈몬 도파로 시스템들은 lateral 방향의 모드 국소화를 위하여 n-도핑 그래핀 단층 박막을 일정 너비로 재단한 그래핀 리본 구조 [75, 76, 78, 79, 86-90] 또는 도핑 레벨에 따라 n-도핑 그래핀의 광학 특성이 금속과 유전체 간의 상전이가 가능한 특성을 기반으로 그래핀 단층 박막에 공간적으로 다른 직류 전기장 바이어스를 인가하는 방식 [80-85]을 이용하였다. 그래핀 리본 구조는 그래핀을 재단함에 따라 모서리에서 발생하는 불균일성 및 결함이 그래핀 플라즈몬 모드의 전파 특성에 강한 영향을 줄 뿐만 아니라 전파 손실 문제 [28]를 야기할 수 있는데, 이러한 불균일성 및 결함을 줄이기 위해 모서리에서의 원자 배열 상태를 제어하는 기술은 여전히 도전 과제로 남아있다 [121]. 반면, 직류 전기장 바이어스의 공간적 변조 방식은 이러한 문제를 피할 수 있으며 다양한 구조의 저차원 도파로 시스템 설계가 용이한 장점을 갖는다. 이러한 방식은 대부분 그림 4.1(a)과 같이 사각형 금속 ridge 구조의 전극을 이용하여 그래핀 단층 박막과 전극 사이의 거리를 조절함으로써 그래핀의 표면 전기 전도도를 변조시키게 되는데, 전극의 높이가 급격하게 변화하는 경계 면을 따라 그래핀의 광학 특성도 금속 / 유전체 간의 상전이가 급격하게 발생한다는 가정을 하고 있다. 하지만 사각형 ridge 전극에서 실제로 발생하는 전기장 분포는 계단 함수의

형태가 아니기 때문에 이에 따른 그래핀의 표면 전기 전도도 분포 (그림 4.1(b)) 및 그래핀 플라즈몬 모드의 전파 특성 (그림 4.1(c))도 달라지게 된다. 따라서 직류 전기장 바이어스의 인가 방식을 이용한 그래핀 플라즈몬 도파로 시스템의 설계 및 공정 시, 전극에서 발생하는 전기장 분포 및 표면 전기 전도도의 변조 특성에 대한 세심한 분석이 필요하게 된다 [81].

본 연구에서는 실리콘 나노 공정으로 제작이 가능한 유전체 코어 (core)와 그래핀 단층 박막을 결합한 구조를 통해 lateral 방향의 모드 국소화가 가능한 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 (Dielectric-Loaded Graphene Surface Plasmon: DLGSP) 도파로 시스템을 제안하고자 한다. 이는 그래핀을 차단하거나 표면 전기 전도도를 공간적으로 변조할 필요가 없기 때문에 기존의 도파로 구조들이 갖는 문제를 해결할 수 있으며 공정 상의 제약에 대해 훨씬 유연한 장점을 갖는다. 이 장에서는 먼저 DLGSP 모드의 주요 모드 특성들을 분석하고 이를 바탕으로 설계한 결합 도파로 시스템 (coupled waveguide system)에서 발생하는 블로흐 진동 (Bloch Oscillation) 현상 및 변조 특성을 설명하도록 하겠다.

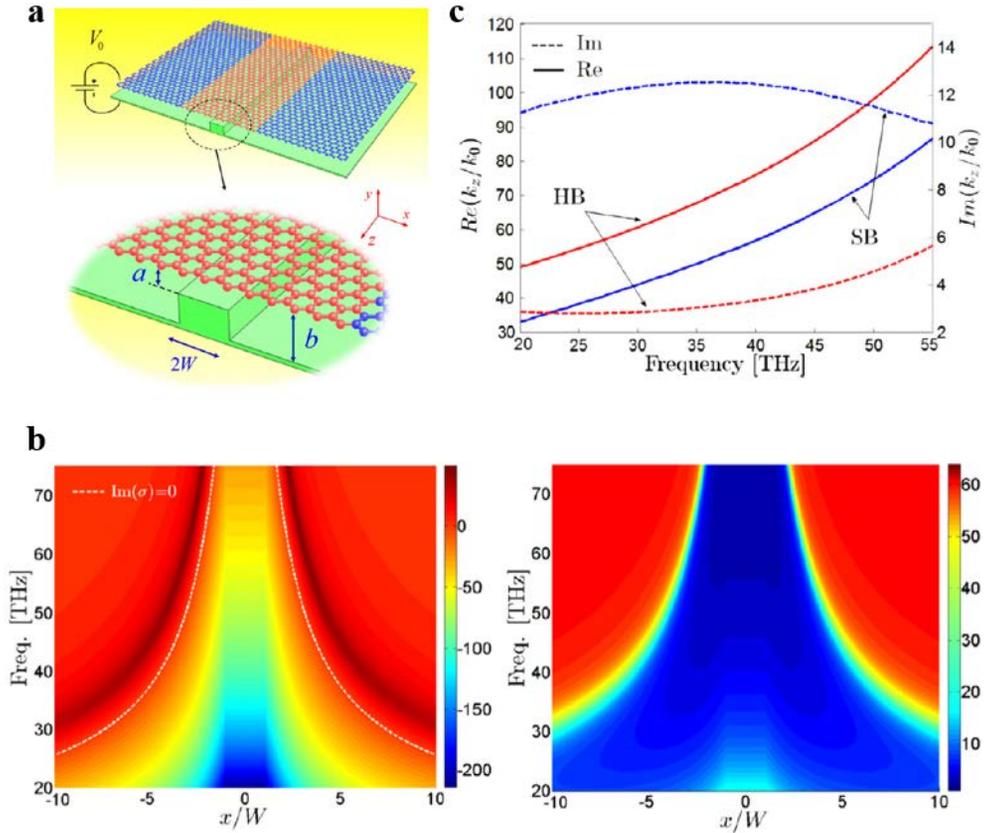


그림 4.1 (a) 사각형 금속 ridge 구조의 전극을 이용하여 그래핀 단층 박막에 공간적으로 다른 직류 전기장 바이어스를 인가하는 방식의 모식도 [81]. (b)  $a = 25\text{nm}$ ,  $b = 1\mu\text{m}$ ,  $W = 25\text{nm}$ ,  $V_0 = 20\text{V}$  일 때, 주파수에 따른 그래핀 표면 전기 전도도 분포 변화 (좌측:  $\text{Im}\{\sigma_g\}$ , 우측:  $\text{Re}\{\sigma_g\}$ ). 특성 (c) 표면 전기 전도도 분포 변화를 고려한 경우 (SB)와 고려하지 않은 경우 (HB)에 발생하는 그래핀 플라즈몬의 유효 모드 굴절률 차이.

## 4.1 유전체 기판에 의한 그래핀 표면 플라즈몬 모드의 전파 특성 변화

서로 다른 비유전율  $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$  를 갖는 두 유전체 사이에 놓여 있는 n-도핑 그래핀 단층 박막 (그림 2.4)에서 발생하는 TM mode 그래핀 표면 플라즈몬 (GSP) 모드는 일반적으로 전파 상수 ( $q$ )가 매우 크기 때문에, 각 유전체에서의 감쇠 상수가 비슷한 값 ( $\kappa_1 \approx \kappa_2$ )을 갖는다. 이러한 가정을 식 (2.8)에 적용하면, 다음과 같이 전파 상수를 구할 수 있다.

$$q \approx k_0 \sqrt{\chi - \left( \frac{2\chi}{\eta_0 \sigma_g(\omega)} \right)^2}, \quad \chi = \frac{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}{2} \quad (4.1)$$

이 때,  $k_0$  와  $\eta_0$  는 각각 진공 상태의 자유 공간에서 전자기파가 갖는 전파 상수와 고유 임피던스를 나타낸다.  $\sigma_g(\omega)$  는 그래핀 단층 박막의 표면 전기 전도도로서 충분히 높은 도핑 레벨을 갖는 경우를 고려하면,  $-[2\chi/(\eta_0 \sigma_g)]^2 \approx [2\chi/(\eta_0 \text{Im}\{\sigma_g\})]^2 \gg \chi$  를 만족하게 되어 다음과 같은 근사가 가능하다.

$$n_{eff} = \text{Re}\{q\}/k_0 \approx \chi \frac{2}{\eta_0 \text{Im}\{\sigma_g\}}, \quad \chi = \frac{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2}}{2} \quad (4.2)$$

그림 4.2는  $T = 300K$ ,  $f = 20THz$ ,  $\Omega^{-1} = \mu/(\hbar\omega) = 4$  일 때,  $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$  의 변화에 따른 GSP 모드의 유효 모드 굴절률을 수치 해석적으로

구한 결과와 근사식 (4.2)으로부터 얻은 결과의 수렴성을 보여주고 있다. 그림 4.2와 식 (4.2)에서 알 수 있듯이, n-도핑 그래핀 단층 박막에서 발생하는 GSP 모드의 유효 모드 굴절률은  $\chi = (\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2})/2$ 에 대하여 선형적 비례 특성을 보이며, 그래핀 주변의 유전체에 대해 매우 민감한 영향을 받는다. 특히, 그래핀 단층 박막이 유전체 기판 위에 놓여 있는 상황 ( $\epsilon_{r1} = 1$ , 그림 4.2의 파란색 실선)만을 고려했을 때에도 기판의 비유전율에 의해 GSP 모드의 전파 특성을 효과적으로 조절할 수 있음을 예상할 수 있다.

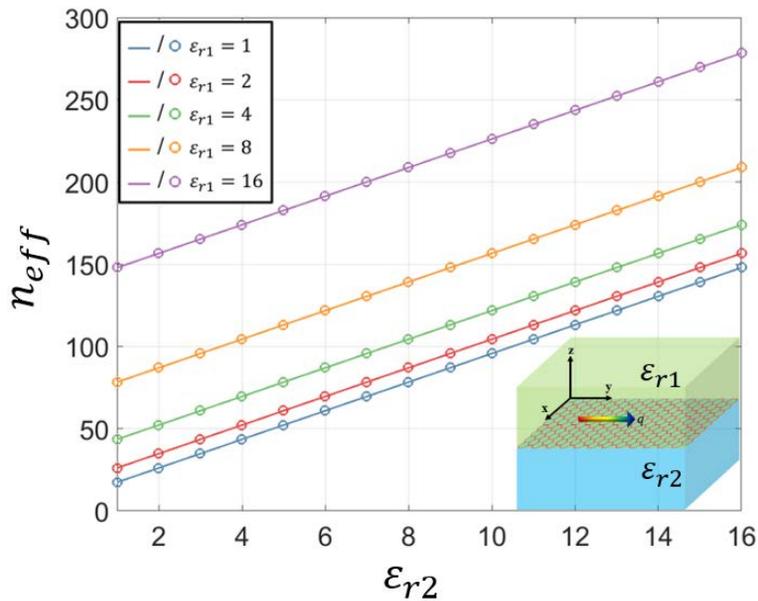


그림 4.2 두 유전체 사이에 놓여 있는 n-도핑 그래핀 단층 박막 (그래프 오른쪽 아래의 모식도)에서 발생하는 GSP 모드의 유효 모드 굴절률 ( $n_{eff}$ )에 대한 유전 상수 ( $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$ )의 영향. 원형 표식: COMSOL Multiphysics의 고유모드 해석법을 이용한 수치 해석적 결과 / 실선: 식 (4.2)로부터 얻은 유효 모드 굴절률의 근사값.

## 4.2 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 도파로

앞에서 확인한 바와 같이, 그래핀 표면 플라즈몬 (GSP)의 유효 모드 굴절률은 유전체 기판의 비유전율에 대해 매우 큰 영향을 받기 때문에 그림 4.3과 같이 유전체 기판의 기하학적 형태화 (patterning)를 통하여 GSP 모드의 전자기장 분포를 효율적으로 제어할 수 있다. 이와 같은 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 (DLGSP) 도파로 구조는 금속 기반의 유전체 부하 플라즈모닉 도파로 [122]와 유사하게 유전체 코어와 n-도핑 그래핀 단층 박막을 결합함으로써 그래핀 플라즈몬의 lateral 방향 전자기장 분포를 유전체 코어에 국소화시킬 수 있다.

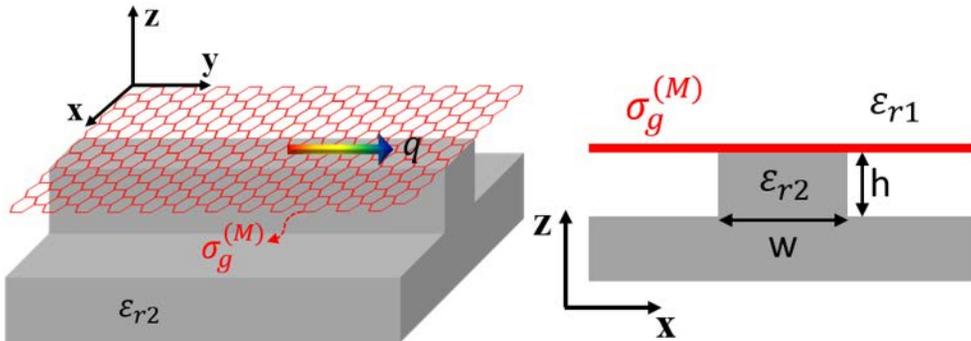


그림 4.3 DLGSP 도파로 구조의 모식도. 기판에 형성된 유전체 코어 (비유전율:  $\epsilon_{r2}$ , 높이:  $h$ , 너비:  $w$ ) 위에 n-도핑 그래핀 단층 박막 (표면 전기 전도도:  $\sigma_g^{(M)}$ ,  $xy$  평면)을 접합하는 방식으로 DLGSP 도파로 시스템을 설계하였다. 공정 상의 편의를 위해 유전체 클래딩은  $\epsilon_{r1} = 1$  으로 가정하였으며 DLGSP 모드는  $y$  축 ( $\vec{q} = q\vec{k}$ )을 따라 진행한다.

먼저 유전체 코어는 기존의 나노 공정 기술로 제작이 용이할 수 있도록 실리콘 ( $\epsilon_{r2} = \epsilon_{Si}$  [123])으로 가정하고, n-도핑 그래핀 단층 박막의 표면 전기 전도도 ( $\sigma_g^{(M)}$ )는  $T = 300K$ ,  $\mu = 500meV$ 일 때, Kubo formula (식 (2.4))로부터 구한 값을 사용하였을 때, COMSOL Multiphysics의 고유모드 해석법을 이용하여 DLGSP 모드의 주요 특성을 분석하였다.

그림 4.4는  $h = 200nm$ ,  $w = 100nm$ 인 DLGSP 도파로 시스템에서 발생하는 고유 전파 모드들의 분산 (dispersion) 및 모드 국소화 특성을 보여주고 있다. DLGSP 모드들의 전기장 분포가 유전체 코어에 해당하는 너비 ( $w = 100nm$ ) 안에서 강하게 국소화되어 있는 것 (그림 4.4(b))을 확인할 수 있는데, 이는 일반적인 유전체 도파로의 동작 원리와 마찬가지로, 유전체 코어의 굴절률이 주변 클래딩에 비하여 높은 값 ( $\sqrt{\epsilon_{r2}} > \sqrt{\epsilon_{r1}}$ )을 갖기 때문이다. 따라서 그림 4.4(a)와 같이 DLGSP 모드들의 전파 상수 ( $q$ )는 코어 유전체 기판 ( $\epsilon_{r1} = 1$ ,  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{Si}$ ) 위의 그래핀에서 발생하는 GSP 모드의 전파 상수 ( $k_{GSP,core}$ )와 클래딩으로 둘러 쌓인 그래핀 ( $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$ )에서 발생하는 GSP 모드의 전파 상수 ( $k_{GSP,clad}$ )의 중간 영역에 존재하게 되는데  $k_{GSP,core}$ 와  $k_{GSP,clad}$ 는 식 (4.2)에 의해 다음과 같다.

$$Re\{k_{GSP,core}\} = n_{GSP,core}k_0 \approx \frac{1 + \epsilon_{Si}}{\eta_0 Im\{\sigma_g\}} \quad (4.3a)$$

$$Re\{k_{GSP,clad}\} = n_{GSP,clad}k_0 \approx \frac{2}{\eta_0 Im\{\sigma_g\}} < Re\{k_{GSP,core}\} \quad (4.3b)$$

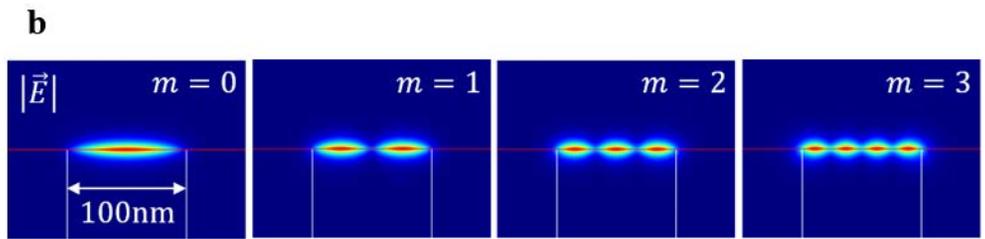
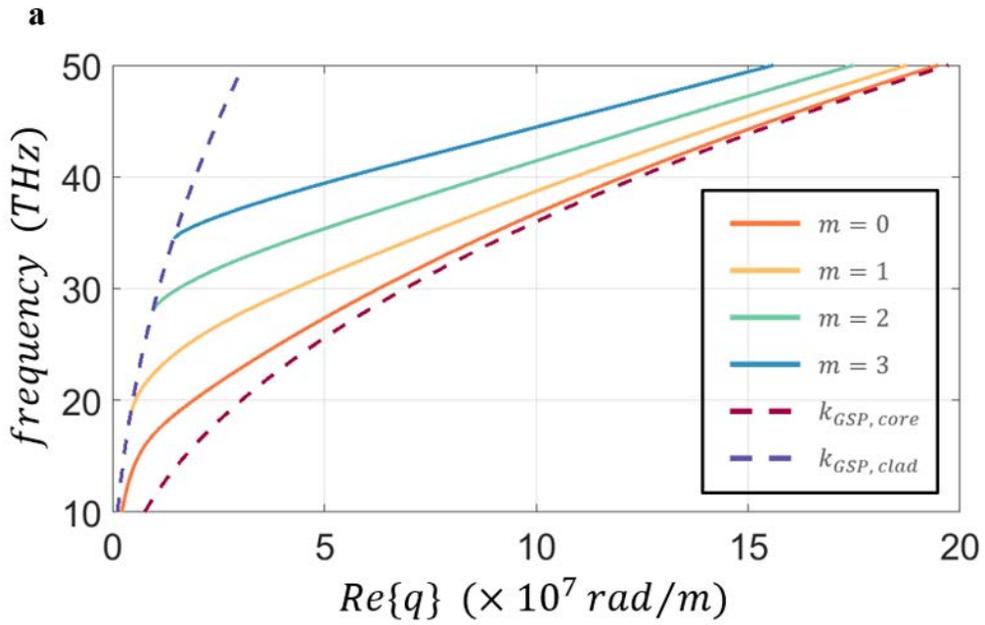


그림 4.4 DLGSP 도파로 구조 ( $h = 200\text{nm}$ ,  $w = 100\text{nm}$ )에서 발생하는 고유 전파 모드들의 주요 모드 특성. (a) 분산 특성 곡선 (dispersion curve) (b)  $f = 50\text{THz}$ 일 때, 기본 모드 ( $m = 0$ ) 및 고차 모드들 ( $m = 1, 2, 3$ )의 정규화 된 전기장 분포 ( $|\vec{E}|$ ), 붉은 실선은  $n$ -도핑 그래핀 단층 박막 ( $\sigma_g^{(M)}$ )을 나타낸다.

또한 주파수가 감소함에 따라 DLGSP 모드들의 전파 상수 ( $q$ )는 점차적으로 감소하는 경향성을 보이며, 유효 모드 굴절률 ( $n_{eff} = Re\{q\}/k_0$ )이  $n_{GSP,clad}$ 에 수렴하는 특정 주파수에 도달했을 때, 모드의 형성이 차단 (cut-off)되는 특성을 갖는다. DLGSP 모드들은 모드 차수가 높을수록 유효 모드 굴절률이 작아지는 경향성을 보이기 때문에 이러한 차단 주파수가 증가하게 된다. 따라서 주파수가 낮아짐에 따라 DLGSP 도파로에서 발생할 수 있는 고차 모드 (higher-order mode)의 수는 점점 감소하게 되며 결국 가장 넓은 동작 주파수 대역을 갖는 기본 모드 (fundamental mode,  $m = 0$ )만 존재하는 단일 모드 동작 (single mode operation)도 가능해진다.

그림 4.5는 유전체 코어의 너비 및 높이 변화에 따른 DLGSP 모드 (기본 모드,  $m = 0$ )의 유효 모드 굴절률 변조 특성을 보여주고 있는데, DLGSP 모드의 유효 모드 굴절률은 모든 파장 대역에서 유전체 코어의 너비가 증가할수록 그 값이 증가하는 경향성 (그림 4.5(a))을 보이며 특히,  $n_{GSP,core}$ 와  $n_{GSP,clad}$ 에 충분히 수렴하지 않은 중간 파장 대역에서는 코어의 너비 변화에 민감하게 유효 모드 굴절률의 변조가 가능함을 알 수 있다 (그림 4.5(b)). 한편, 코어의 높이 변화도 유효 모드 굴절률에 영향을 주지만 그림 4.4(b)에서 알 수 있듯이 DLGSP 모드는 수직 방향 감쇠 상수가 매우 커서 그래핀 단층 박막의 근처에 전기장이 강하게 국소화되어 있기 때문에 너비 변화에 의한 효과에 비해 매우 작은 것을 확인할 수 있다 (그림 4.5(c)).

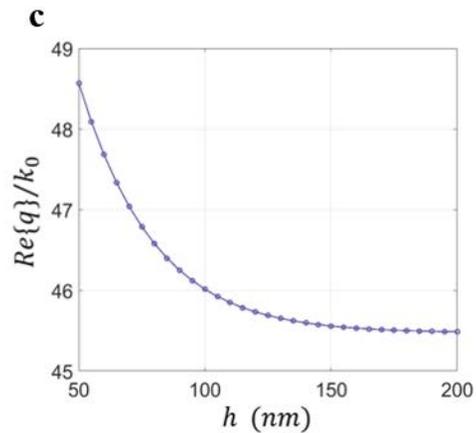
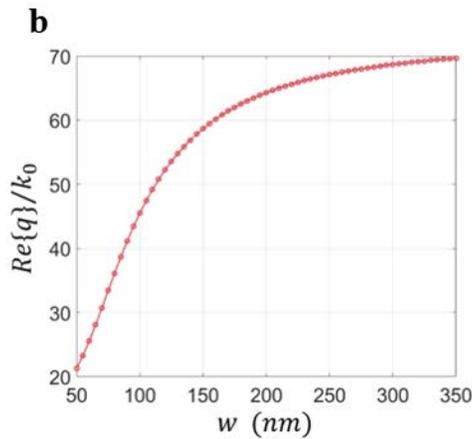
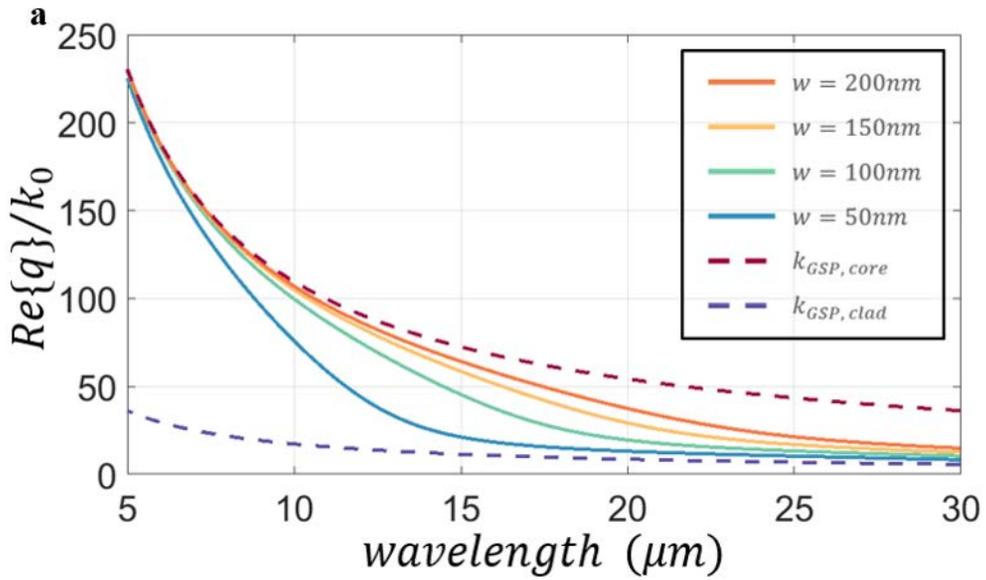


그림 4.5 (a) 유전체 코어의 너비 변화 ( $w = 50 / 100 / 150 / 200nm$ )에 따른 DLGSP 모드 (기본 모드,  $m = 0$ )의 유효 모드 굴절률 분산 특성 (b)  $\lambda = 15\mu m$  ( $f = 20THz$ )일 때, 코어의 너비 조절에 따른 유효 모드 굴절률의 변조 특성 (c)  $\lambda = 15\mu m$ ,  $w = 100nm$ 일 때, 코어의 높이 변화에 따른 유효 모드 굴절률의 변화.

그림 4.6은 도핑 레벨 ( $\mu$ )의 조절을 통해 그래핀의 표면 전기 전도도를 변화시키거나 유전체 코어의 굴절률을 변화시켰을 때, 기본 DLGSP 모드 ( $m = 0$ )의 유효 모드 굴절률의 변화를 보여주고 있다. DLGSP 모드의 유효 모드 굴절률은 도핑 레벨 변화에 매우 민감하기 때문에 도핑 레벨 변화를 통한 전파 특성의 효율적인 변조가 가능하며, 높은 굴절률 값을 갖는 유전체로 코어를 설계하였을 때, 이러한 변조 효율 ( $\Delta n_{eff}$ )을 극대화할 수 있다.

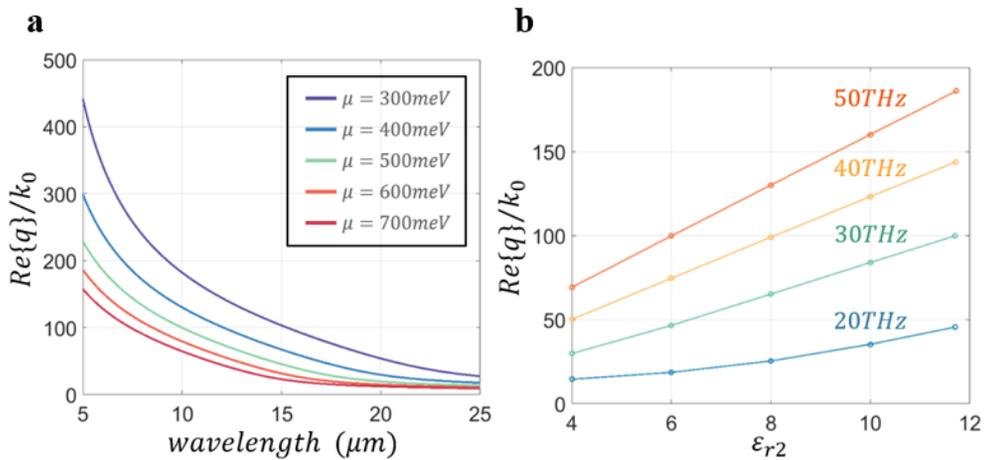


그림 4.6 (a) 도핑 레벨 변화 ( $\mu = 300 \sim 700 meV$ )에 따른 기본 DLGSP 모드 ( $m = 0$ )가 갖는 유효 모드 굴절률 분산 곡선의 변조 특성. (b) 유전체 코어의 비유전율 ( $\epsilon_{r2}$ ) 변화에 대한 유효 모드 굴절률의 의존성.

### 4.3 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 모드를 이용한 결합 도파로 시스템에서의 블로흐 진동 특성 분석

블로흐 진동은 주기적인 결정 (crystal) 내의 전자들이 균일한 외부 전기장 하에서 진동하는 현상 [123]으로 일반적인 결정에서는 전자파의 파속 (wave packet)이 갖는 가간섭성 시간 (coherence time)이 블로흐 진동의 주기에 비해 매우 짧고 격자 내 결함이나 전자 간의 산란이 블로흐 진동 현상을 저해하기 때문에 반도체 초격자 (semiconductor superlattices), 원자 시스템 (atomic system) 등의 유사한 계에서 전자의 블로흐 진동 현상을 관측하려는 연구들이 있었다 [124–126].

최근에는 유전체 도파로 [127–129], 금속 기반 플라즈모닉 도파로 [130, 131]와 같이 광학 도파로 시스템 기반의 블로흐 진동을 구현하는 연구들이 발표되었는데, 본 장에서는 DLGSP 모드 기반의 결합 도파로 시스템에서 발생할 수 있는 광학적 블로흐 진동 현상을 구현하고 도핑 레벨의 조절에 따른 변조 특성을 설명하도록 하겠다.

#### 4.3.1 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 모드 기반의 결합 도파로 시스템

반도체 초격자 (semiconductor superlattices) 내에서 전자의 블로흐 진동을 발생시키기 위해 강한 외부 전기장을 인가함으로써 경사진 퍼텐셜 에너지 띠를 형성시키는 것 [124]과 유사하게, 결합 DLGSP 도파로 시스템에서 광학적 블로흐 진동 현상을 구현하기 위해서는 각 도파로의 고유 모드들 사이에서 유효 모드 굴절률 ( $n_{eff}$ )의

선형적 구배가 필요하다 [130, 131]. 제 4.2절에서 알 수 있듯이, 단일 DLGSP 도파로에서 발생하는 DLGSP 모드의 전파 상수 ( $q$ )는 n-도핑 그래핀의 표면 전기 전도도 ( $\sigma_g^{(M)}$ ), 그래핀 단층 박막 주변 유전체들의 비유전율 ( $\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}$ ) 또는 굴절률 ( $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ ), 도파로의 높이 ( $h$ ) 및 너비 ( $w$ )에 따라 변조가 가능하므로 이러한 특성을 이용하면 유효 모드 굴절률 ( $n_{eff} = q/k_0$ )의 선형적 구배를 갖는 결합 DLGSP 도파로 시스템을 설계할 수 있다.

본 장에서는 공정 상의 편의성을 고려하여 그래핀 단층 박막과 유전체의 물성 ( $\sigma_g^{(M)}, \epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}$ )을 고정하고 도파로의 너비 ( $w$ )만을 조절하여 DLGSP 모드의 유효 모드 굴절률을 변조하는 방식을 채택하였으며, 그림 4.7(a)와 같이 실리콘 기판 ( $n^2 = \epsilon_{r2} = \epsilon_{Si}$  [132])을 식각하여 높이 ( $h = 100nm$ )는 같고 너비가 다른 도파로 구조들 ( $w_1 = 50nm \sim w_N = 200nm, N = 19$ )을 일정한 주기 간격 ( $p = 250nm$ )으로 형성한 후 그 위에 n-도핑 그래핀 단층 박막을 접합시킨 결합 DLGSP 도파로 시스템을 고려하였다. 그림 4.7(b)는  $f = 20THz$ ,  $T = 300K$ ,  $\mu = 500meV$  일 때, COMSOL Multiphysics의 고유모드 해석법을 이용하여 구한 각 DLGSP 모드의 유효 모드 굴절률을 보여주고 있는데 도파로의 너비를 적절하게 증가시킴으로써 유효 모드 굴절률이 선형적으로 증가하도록 배치할 수 있음을 알 수 있다.

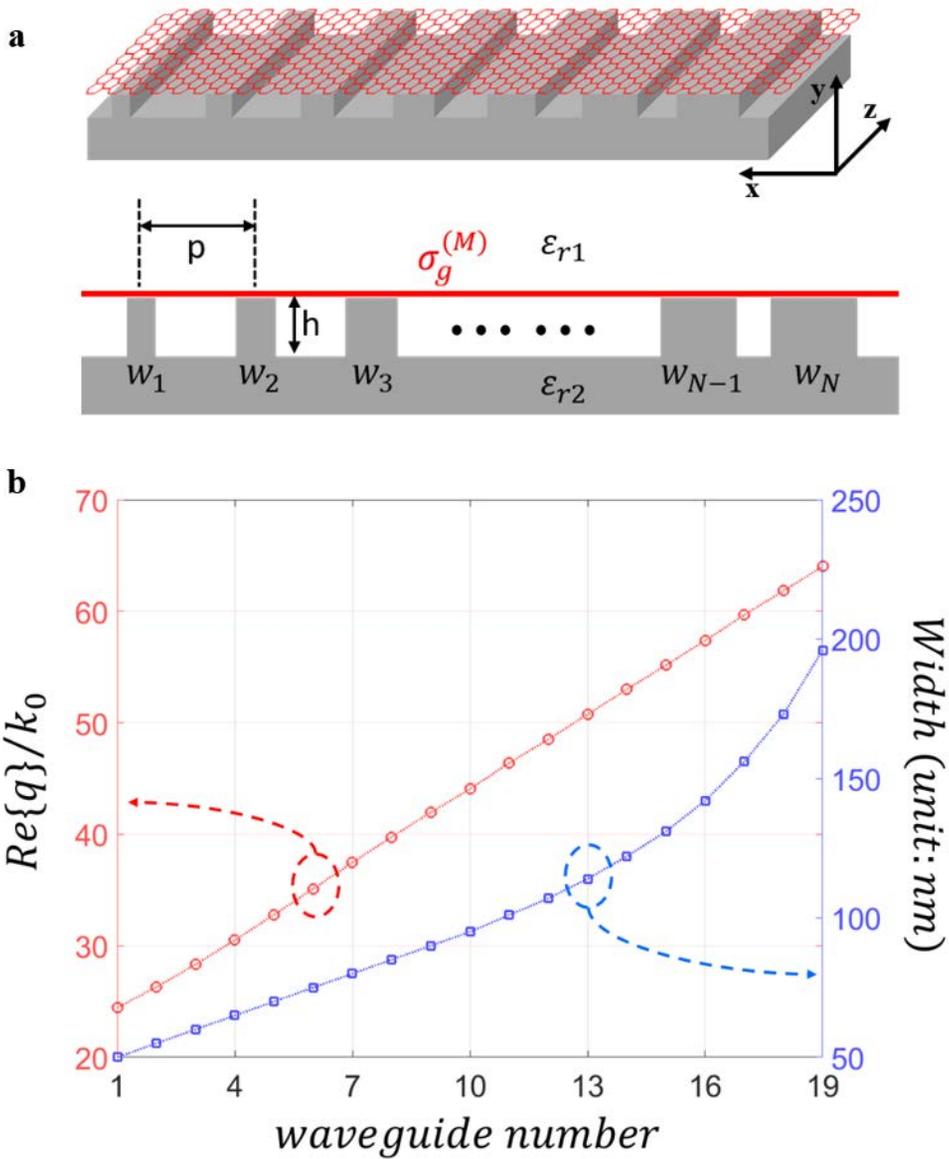


그림 4.7 (a) 결합 DLGSP 도파로 시스템의 모식도.  $\epsilon_{r1} = 1$ ,  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{Si}$  [132],  $p = 250\text{nm}$ ,  $h = 100\text{nm}$ ,  $\sigma_g^{(M)}$ : n-도핑 그래핀 단층 박막 (붉은 실선)의 표면 전기 전도도. DLGSP 모드들은  $z$ 축 ( $\vec{q} = q\vec{k}$ )을 따라 진행한다. (b) 각 도파로에서 발생하는 DLGSP 모드의 유효 모드 굴절률이 선형적 구배 ( $\Delta n_{eff} \approx 6.8$ )를 갖도록 설계한 도파로의 너비 및 유효 모드 굴절률 변화.



이 때,  $q_m$  과  $C_{m,m+1}$  은 각각 단일 도파로와 이중 도파로에서의 수치해석을 통해 얻어진 값이다. 이를 이용하여 계수 행렬  $M$ 의 고유치  $\chi_i$ 와 고유벡터  $\Lambda_i$ 를 구할 수 있으며, 고유 모드  $e^{\chi_i z} \Lambda_i$ 의 선형 결합으로 전체 도파로 배열에서의 자기장 세기를 나타낼 수 있다.

$$\frac{dA(z)}{dz} = \chi A(z) = MA(z), \quad A(z) = [a_1(z) \ a_2(z) \ \dots \ a_N(z)]^t \quad (4.6)$$

$$a_m(z) = \sum_{i=1}^N \eta_i e^{\chi_i z} \Lambda_i(m), \quad \chi_i \Lambda_i = M \Lambda_i \quad (i = 1, 2, \dots, N) \quad (4.7)$$

각 고유 모드의 선형 결합 상수  $\eta_i$ 는 초기 조건  $A(0)$ 에 의해 다음과 같이 결정된다.

$$A(0) = \sum_{i=1}^N \eta_i \Lambda_i = \Lambda \eta, \quad \eta = \Lambda^{-1} A(0) \quad (4.8)$$

따라서 계수 행렬  $M$ 의 성분  $q_m$  과  $C_{m,m+1}$ 을 계산함으로써 도파로 배열 전체의 자기장 분포를 얻을 수 있다. 이 때,  $q_m$ 은  $m$ 번째 단일 도파로의 고유치를 계산하여 얻을 수 있으며,  $C_{m,m+1}$ 은  $m$ 번째와  $m+1$ 번째에 해당하는 이중 도파로에서 결합 모드 이론을 이용하여 계산할 수 있다. 이중 도파로에서의 결합 모드 방정식은 아래와 같이 나타난다.

$$\frac{da_m(z)}{dz} = jq_m a_m(z) = jC_{m,m+1} a_{m+1}(z) + jq_m a_m(z) \quad (4.9)$$

$$\frac{da_{m+1}(z)}{dz} = jq_{m+1}a_m(z) = jC_{m,m+1}a_m(z) + jq_{m+1}a_{m+1}(z) \quad (4.10)$$

$$\begin{bmatrix} q_m - q & C_{m,m+1} \\ C_{m,m+1} & q_{m+1} - q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_m \\ a_{m+1} \end{bmatrix} = 0 \quad (4.11)$$

식 (4.11)이 실용해 (non-trivial solution)를 가져야 하므로  $(q - q_m)(q - q_{m+1}) = (C_{m,m+1})^2$  을 만족하며, 이 때의 두 해는 각각 대칭 (symmetric) 모드와 반대칭 (anti-symmetric) 모드에 해당하는 파수  $(q_s, q_a)$ 이다. 한편, 이중 도파로의 고유 모드 수치해석을 통해  $q_s, q_a$ 를 계산할 수 있으며 이에 따라  $C_{m,m+1}$ 이 다음과 같이 결정된다.

$$C_{m,m+1} = \begin{cases} +\frac{\sqrt{(q_s - q_a)^2 - (q_{m+1} - q_m)^2}}{2}, & q_s > q_a \\ -\frac{\sqrt{(q_s - q_a)^2 - (q_{m+1} - q_m)^2}}{2}, & q_s < q_a \end{cases} \quad (4.12)$$

그림 4.8(a)는 이중 도파로 ( $m = 10, 11$ )에서 발생하는 대칭 모드와 반대칭 모드의  $E_y$ -field 분포를 보여주고 있으며, 고유 모드 수치해석을 통해 얻은  $q_m$  과  $C_{m,m+1}$ 은 그림 4.8(b)과 같이 나타난다. 앞에서 설계한 결합 DLGSP 도파로 시스템에서 발생하는 블로흐 진동을 확인하기 위하여 5번째 도파로를 기준으로 2개의 도파로를 반치전폭 (FWHM)으로 갖는 가우스 빔 (Gaussian beam)이 입사하였다고 가정하면, 초기 조건을 다음과 같이 설정할 수 있다.

$$a_m(0) = \begin{cases} \exp[-(m - 5)^2/2^2] & (m = 3, 4, 5, 6, 7) \\ 0 & (m < 3, m > 7) \end{cases} \quad (4.13)$$

그림 4.8(c)는  $f = 20\text{THz}$ ,  $T = 300\text{K}$ ,  $\mu = 500\text{meV}$  일 때, 위의 과정을 통해 얻은 결합 DLGSP 도파로 시스템에서의 블로흐 진동 현상을 보여주고 있다. 결합 DLGSP 도파로 시스템에서 발생하는 블로흐 진동 현상은 다른 광 도파로 기반의 블로흐 진동에 비해 진동 주기가 매우 짧다는 장점을 갖는데 이는 DLGSP 모드가 매우 큰 유효 모드 굴절률을 갖는 점에서 기인한다. 결합 광 도파로 시스템에서 발생하는 공간적 블로흐 진동 현상의 진동 주기는  $P_{B,0} = \lambda_0 / \overline{\Delta n_{eff}}$  으로 결정되는데,  $\overline{\Delta n_{eff}}$  은 인접한 도파로 사이의 유효 모드 굴절률 차이의 평균값을 의미한다 [130]. 일반적으로 유전체 도파로 및 금속 기반의 플라즈모닉 도파로 시스템에서는 광학 모드의 유효 모드 굴절률 자체가 크지 않기 때문에  $\Delta n_{eff}$  이 매우 작아 블로흐 진동의 주기가 진공 중의 파장( $\lambda_0$ )에 비해 매우 길어진다 [127, 130, 131]. 하지만 DLGSP 모드의 경우, 그림 4.7(b)와 같이 매우 큰  $\Delta n_{eff}$  을 얻을 수 있도록 설계가 가능하기 때문에 블로흐 진동의 주기를 진공 중의 파장( $\lambda_0$ )보다도 짧게 조절할 수 있는 특징을 갖는다.

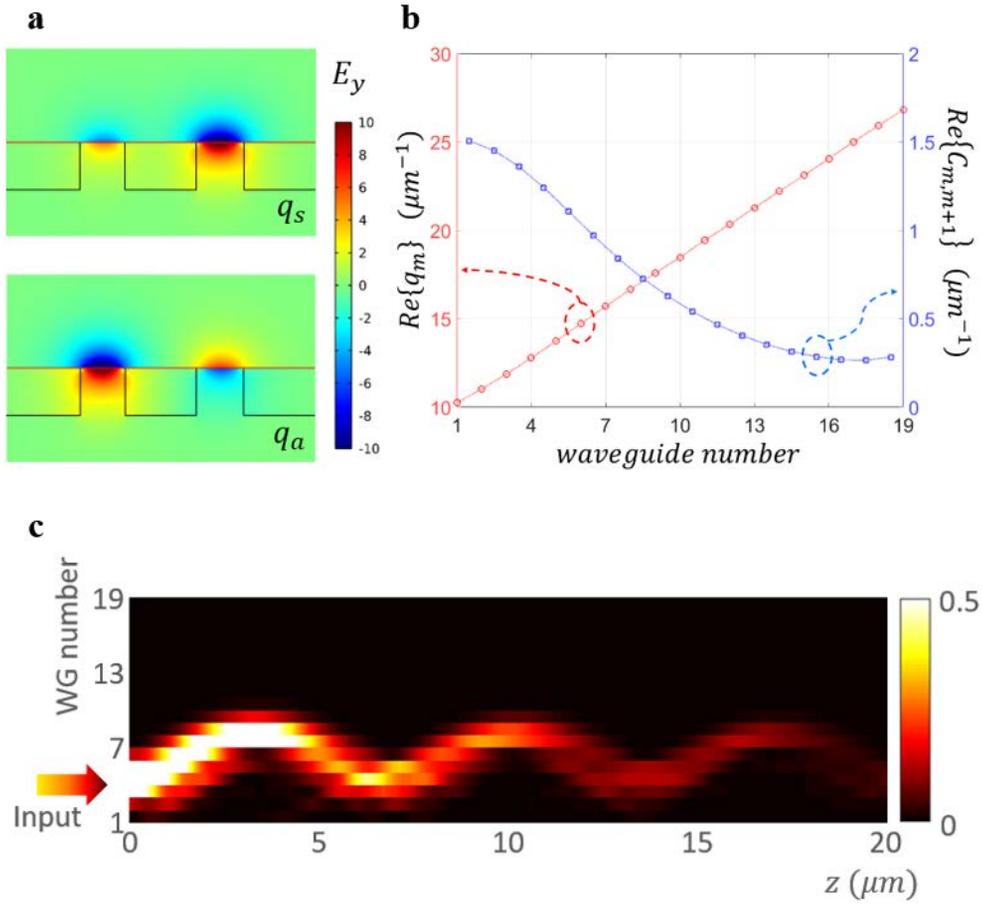


그림 4.8 (a) 이중 도파로 ( $m = 10, 11$ )에서 발생하는 두 고유 모드의  $y$ 방향 전기장 분포 ( $q_s$ : 대칭 모드 /  $q_a$ : 반대칭 모드). (b) 고유 모드 수치해석을 통해 얻은  $q_m$  과  $C_{m,m+1}$ . (c) 블로흐 진동 현상을 보이는 결합 DLGSP 도파로 시스템의 자기장 세기 분포 ( $|a_m(z)|^2$ ,  $m = 1 \sim N$ ,  $N = 19$ ). 블로흐 진동의 주기 ( $P_{B.O} = 6.82\mu\text{m}$ )가 진공 중의 파장 ( $\lambda_0 = 15\mu\text{m}$ )에 비해 짧은 특성을 보인다.

### 4.3.3 도핑 레벨 변화에 따른 블로흐 진동의 변조 특성

DLGSP 모드는 도핑 레벨 ( $\mu$ )의 조절을 통해 그래핀의 표면 전기 전도도를 변화시켰을 때, 유효 모드 굴절률이 매우 민감하게 변화하는 특성을 갖는다 (그림 4.6(a)). 이러한 변조 특성은 결합 DLGSP 도파로 시스템에서도 동일하게 나타날 것으로 예상할 수 있기 때문에 그래핀의 도핑 레벨을 조정함으로써 블로흐 진동 특성을 제어할 수 있는 장점을 제공한다.

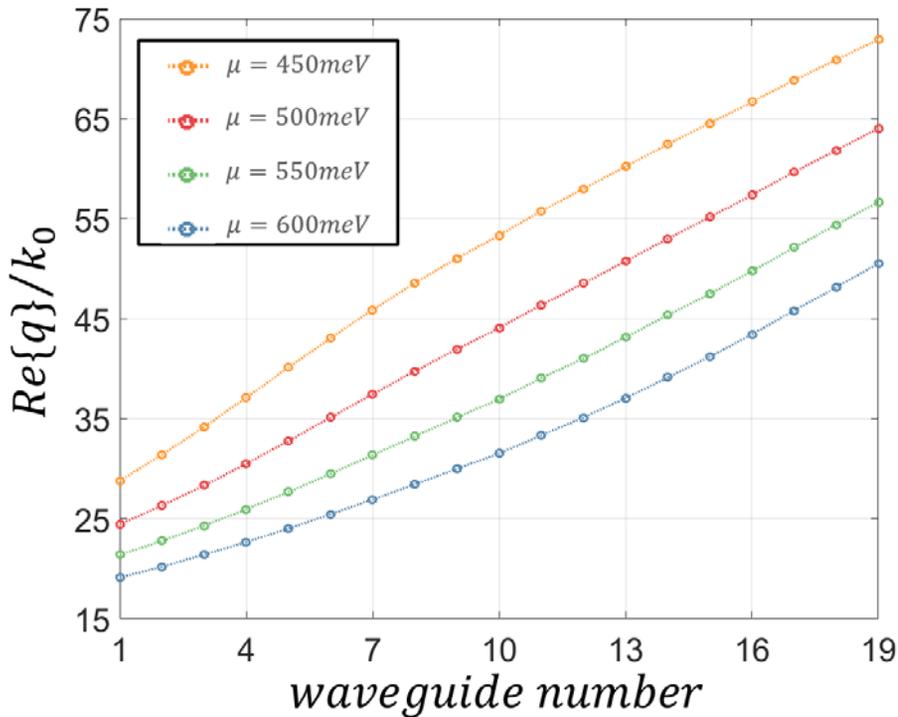


그림 4.9 도핑 레벨 변화 ( $\mu = 450 \sim 600 \text{ meV}$ )에 따른 결합 DLGSP 도파로 시스템의 유효 모드 굴절률 분포 곡선의 변화.

그림 4.9는  $f = 20THz$ ,  $T = 300K$ ,  $\mu = 500meV$  일 때, 유효 모드 굴절률이 선형적 구배를 갖도록 설계한 결합 DLGSP 도파로 시스템에서 도핑 레벨의 조절을 통해 그래핀의 표면 전기 전도도를 변화시켰을 때, 유효 모드 굴절률의 변화를 보여주고 있다. 도핑 레벨을 조절함에 따라 선형적 구배 특성을 안정적으로 유지하면서 각 유효 모드 굴절률의 변조가 가능함을 확인할 수 있는데, 이는 결합 DLGSP 도파로 시스템에서 발생하는 블로흐 진동 현상을 유지하면서 도핑 레벨에 따라 진동 주기를 변조할 수 있음을 의미한다. 그림 4.10은 도핑 레벨을 조절하였을 때 발생하는 블로흐 진동의 특성 변화를 나타내는데, 도핑 레벨을 증가시키기에 따라 블로흐 진동의 주기와 진폭이 점차적으로 증가하는 경향성을 확인할 수 있다. 먼저, 그림 4.9에서 알 수 있듯이 도핑 레벨이 증가하게 되면 각 DLGSP 모드의 유효 모드 굴절률이 전체적으로 감소하기 때문에  $\Delta n_{eff}$ 도 감소하게 되므로 블로흐 진동의 주기 ( $P_{B.O} = \lambda_0 / \Delta n_{eff}$ )는 증가하게 된다. 블로흐 진동의 진폭은 도파로 간의 결합 계수 ( $C_{m,m-1}$ )와 밀접한 관계를 갖는데, 그림 4.11에서 알 수 있듯이 도핑 레벨이 증가하게 되면 결합 DLGSP 도파로 시스템의 평균 결합 계수 ( $C_{B.O} = (\sum_{m=1}^N C_{m,m+1}) / N$ )가 증가하게 되므로 블로흐 진동 현상에 관여할 수 있는 도파로의 개수가 증가함에 따라 블로흐 진동의 진폭이 커지게 된다.

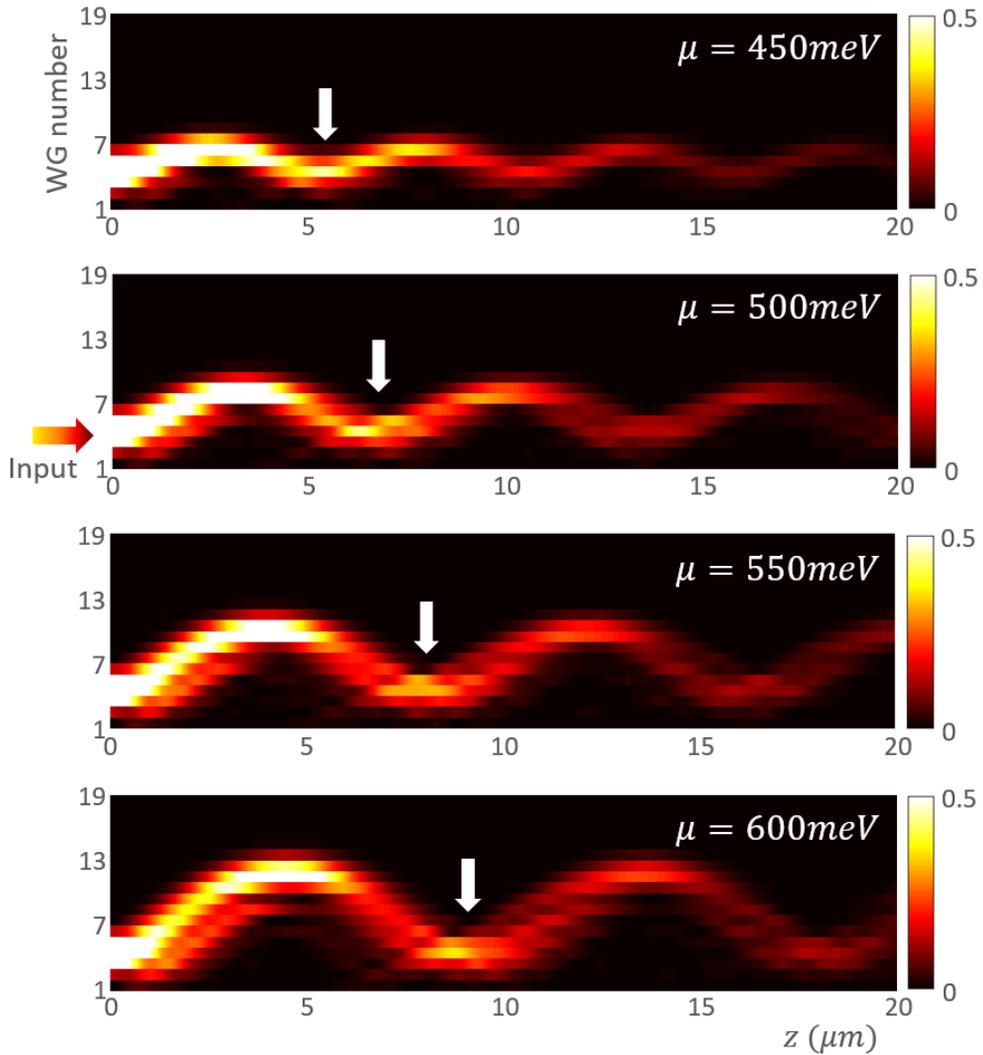


그림 4.10 도핑 레벨 변조 ( $\mu = 450 / 500 / 550 / 600 \text{meV}$ )에 따른 블로흐 진동의 특성 변화. 결합 모드 이론을 통해 구한 결합 DLGSP 도파로 시스템의 자기장 세기 분포 ( $|a_m(z)|^2$ ,  $m = 1 \sim N$ ,  $N = 19$ )로 나타내었으며, 하얀색 화살표는 각 블로흐 진동 주기 ( $P_{B,O}$ )를 나타낸다. 도핑 레벨 변조에 따른 정확한  $P_{B,O}$  값은 그림 4.11에 표시하였다.

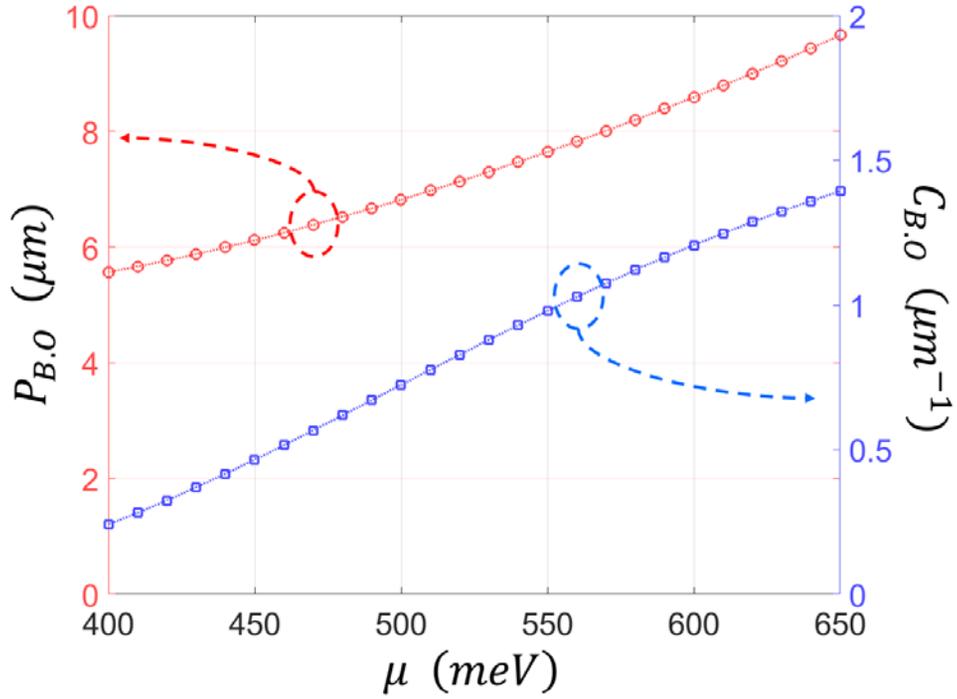


그림 4.11 도핑 레벨 변조에 따른 블로흐 진동 주기 ( $P_{B,O} = \lambda_0 / \overline{\Delta n_{eff}}$ ) 및 평균 결합 계수 ( $C_{B,O} = (\sum_{m=1}^N C_{m,m+1}) / N$ )의 변화.  $\overline{\Delta n_{eff}}$ 는 유효 모드 굴절률의 평균값 ( $(\sum_{m=1}^N \Delta n_{eff}^{m,m+1}) / N$ )을 의미한다.

## 4.4 결론

본 장에서는 그래핀 플라즈몬의 lateral 방향 모드 국소화를 위한 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 (DLGSP) 도파로 구조를 제안하였다. 이는 도파로 모서리에서 발생하는 원자 배열 및 전기 전도도 분포의 불균일성 등과 같이, 기존의 도파로 구조들이 갖는 공정 상의 제약 [28, 81, 121]에 대해 훨씬 유연하기 때문에 나노 공정 기술을 이용한 제작이 용이하고 다양한 구조로 응용이 가능한 장점을 갖는다. DLGSP 모드는 높은 유효 모드 굴절률 특성을 보이고 유전체 코어의 너비 및 그래핀의 표면 전기 전도도 변화에 대해 매우 민감한 변조 특성을 갖는다. 이러한 특성들을 기반으로 설계한 결합 DLGSP 도파로 시스템에서는 다른 광학 도파로 시스템 [127, 130, 131]에 비해 진동 주기가 매우 짧은 블로흐 진동 현상의 구현이 가능하며 그래핀의 도핑 레벨 변조를 통해 블로흐 진동의 전파 특성 (주기 및 진동)을 효율적으로 제어할 수 있는 장점을 갖는다. 이러한 결합 DLGSP 도파로 시스템은 그래핀 플라즈몬 기반의 능동 변조 집적 광 소자의 개발에 다양한 응용 가능성과 자유도를 제시할 수 있다.

# 제 5 장 쌍곡 메타물질 도파로 이론을 활용한 그래핀-유전체 다층 박막 기반의 광대역 완전 광 흡수 구조체

그래핀은 광대역의 흡수 스펙트럼을 가지고 있기 때문에 가시광선 대역에서 긴 적외선 대역에 이르기까지, 다양한 주파수 대역에서 그래핀 단층 박막에 의한 광 흡수를 증대시키기 위한 많은 연구들이 진행되어 왔다 [27, 45-48]. 하지만, 그래핀의 두께가 매우 얇은 저차원 구조 특성에 기인하여 광학 모드와 그래핀의 결합 수치가 현저히 작기 때문에 대부분의 그래핀 기반 광학 흡수체는 흡수 효율이 좋지 않은 한계를 보인다. 이러한 문제를 해결하기 위해서 금속 기반의 플라즈모닉 공진기 [133], 파브리-페로 공동 (Fabry-Perot cavity) [134], 유전체 격자 (dielectric grating) [135] 및 광 결정 구조 (photonic crystal)와의 임계 결합 (critical coupling) [136] 등과 같이 다양한 공진 모드와의 결합을 통해 흡수 효율을 극대화시키는 완전 광 흡수체에 대한 연구가 발표되었으나 이들은 완전 광 흡수를 위해 공진 모드를 이용하기 때문에 흡수 대역폭이 매우 좁은 단점을 갖는다.

본 장에서는 쌍곡 메타물질 (Hyperbolic Meta-Material) [137-140]의 특성을 이용하여 넓은 적외선 주파수 대역에서 완전 광 흡수가 가능한, 그래핀-유전체 다층 박막 구조 기반의 광대역 완전 광 흡수체를 제안하고, 그래핀의 도핑 레벨 조절에 따른 흡수 대역의 변조 특성을 설명하고자 한다.

## 5.1 쌍곡 메타물질 도파로의 모드 특성

금속과 유전체를 번갈아 적층한 구조는 방향에 따라 각각 금속과 유전체의 광학적 특성을 갖으며 이는 쌍곡 메타물질 [137-140]로 해석될 수 있다 (그림 5.1 내 모식도). 파장에 비해 각 박막의 두께가 얇은 경우 유효 매질 이론 (Effective Medium Theory) [141]을 적용하면 금속과 유전체 각각의 두께가  $t_m$ ,  $t_d$  이고 유전율이  $\epsilon_m$ ,  $\epsilon_d$  인 쌍곡 메타물질의 각 방향 유효 유전율을 다음과 같이 나타낼 수 있다. 그림 5.1는 금속 (Al)과 유전체 ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )를  $20\text{nm}$  씩 교대로 적층한 구조의 각 방향 유효 유전율을 나타낸 것이다.

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{t_m \epsilon_m + t_d \epsilon_d}{t_m + t_d} \quad \epsilon_{\perp}^{-1} = \frac{t_m \epsilon_m^{-1} + t_d \epsilon_d^{-1}}{t_m + t_d} \quad (5.1)$$

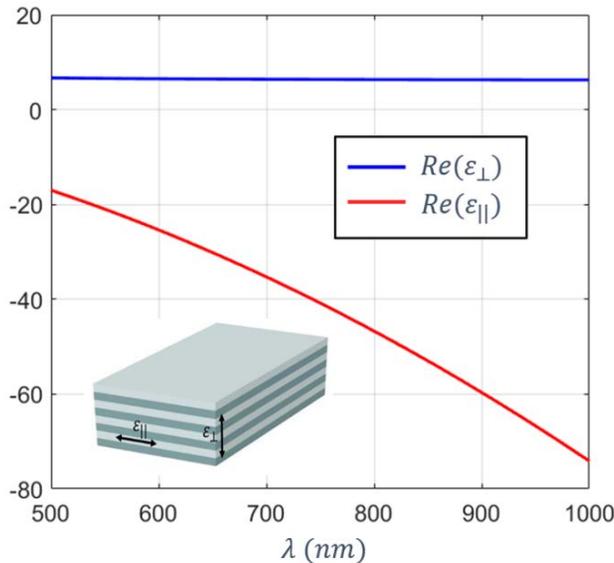


그림 5.1 다층 박막 구조의 쌍곡 메타물질에서 유효 매질 이론을 통해 계산된 각 방향 유효 유전율.

쌍곡 메타물질을 이용한 도파로는 비등방적 구조에 의해 일반적 도파로와 달리 특정 주파수에서 군속도 (group velocity)가 0에 가까운 모드 특성을 갖게 되는데, 이러한 특이적 모드를 느린 빛 (slow light) 모드라 한다 [137-140]. 쌍곡 메타물질 도파로의 느린 빛 모드 특성은 dispersion relation을 구함으로써 해석될 수 있으며, 이러한 dispersion relation을 얻기 위하여 그림 5.2(a) 내의 모식도와 같은 도파로를 가정하였다. 영역 II는 비등방적 유전율을 갖는 도파로, 영역 I, III은 도파로를 둘러싼 매질이며 경계는 각각  $z = a$  와  $z = -a$  이다. 도파로에서의 각 방향 유전율은  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{\perp}$ ,  $\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon_{\parallel}$  이며  $y$  방향으로의 구조는 균일하다.  $x$  방향으로 진행되는 전자기파의 각 영역에서 TM mode의 자기장을 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 (\text{for } a < z) \quad H_y &= Ae^{iqx - \kappa_1 z} \\
 (\text{for } -a < z < a) \quad H_y &= Be^{iqx - ik_2 z} + Ce^{iqx + ik_2 z} \\
 (\text{for } z < -a) \quad H_y &= De^{iqx + \kappa_3 z}
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

이 때,  $\kappa_i$ ,  $k_2$ 는 각 매질에서의 등 주파수 곡면 (iso-frequency surface)에 대한 식으로부터 얻을 수 있으며 각각 다음과 같이 나타난다.

$$q^2 + (i\kappa_i)^2 = \epsilon_{ri} k_0^2 \quad \kappa_i = \sqrt{q^2 - \epsilon_{ri} k_0^2} \quad (i = 1, 3) \tag{5.3a}$$

$$\frac{q^2}{\varepsilon_{\parallel}} + \frac{k_2^2}{\varepsilon_{\perp}} = k_0^2 \quad k_2 = \sqrt{\varepsilon_{\perp} k_0^2 - (\varepsilon_{\perp}/\varepsilon_{\parallel})q^2} \quad (5.3b)$$

Maxwell 방정식을 이용하여 식 (5.2)으로부터  $E_x$ 를 구한 후, 각 경계에서  $H_y$ ,  $E_x$ 의 연속 조건을 적용하면 아래와 같은 dispersion relation을 얻을 수 있다.

$$e^{4k_2 a} = \frac{\left(\frac{ik_2}{\varepsilon_{\perp}} - \frac{k_1}{\varepsilon_1}\right) \left(\frac{ik_2}{\varepsilon_{\perp}} - \frac{k_3}{\varepsilon_3}\right)}{\left(\frac{ik_2}{\varepsilon_{\perp}} + \frac{k_1}{\varepsilon_1}\right) \left(\frac{ik_2}{\varepsilon_{\perp}} + \frac{k_3}{\varepsilon_3}\right)} \quad (5.4)$$

그림 5.2(a)는 모식도에 해당하는 쌍곡 메타물질 도파로의 dispersion relation (식 (5.4))을 도파로의 너비 ( $W = 2a$ ) 변화에 따라 나타낸 것인데, 도파로의 너비에 따라 서로 다른 특정 주파수에서 군속도가 0에 가까워지는 느린 빛 현상이 나타남을 확인할 수 있다. 이때, 도파로 너비가 증가할수록 느린 빛 모드의 해당하는 파장이 증가한다. 이를 이용하여 도파로의 너비를 점진적으로 변화시키는 톱날 형태의 다층 박막 구조를 통해 광대역의 광 흡수를 구현하는 연구가 진행되었다 [137, 138] (그림 5.2(b)).

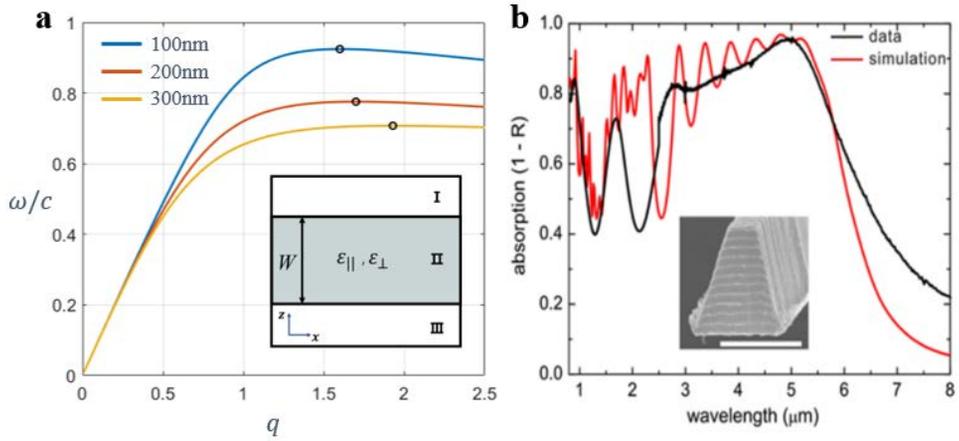


그림 5.2 (a) 금속(Al)과 유전체( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) 기반의 쌍곡 메타물질 도파로의 dispersion relation. 도파로의 너비를  $100\text{nm}$ ,  $200\text{nm}$ ,  $300\text{nm}$  로 변화시킴에 따라 느린 빛 모드가 (검은 원) 형성되는 주파수가 변화한다. (b) 튼날 형태 다층 박막 구조의 완전 광 흡수체 [138]. 느린 빛 모드가 연속적 주파수 대역에서 형성되도록 설계하여 광대역의 광 흡수를 적외선 대역에서 구현하였다.

## 5.2 그래핀-유전체 다층 박막 구조 기반의 광대역 완전 광 흡수체

n-도핑 그래핀 박막은 적외선 대역에서 금속적 광학 특성을 보이기 때문에 그래핀-유전체 다층 박막 구조는 5.1절의 쌍곡 메타물질 이론을 동일하게 적용할 수 있다. 본 장에서는 그래핀-유전체 다층 박막 기반의 톱날 구조를 통하여 광대역 완전 광 흡수가 가능함을 보이고, 유효 매질 이론에 의한 쌍곡 메타물질 도파로 모델로서 흡수 특성을 해석하였다. 또한 도핑 레벨 ( $\mu$ )의 조절을 통해 그래핀의 표면 전기 전도도를 변화시켰을 때, 완전 광 흡수 대역의 변조 특성을 확인하였다.

### 5.2.1 그래핀-유전체 다층 박막 톱날 구조의 광 흡수 특성

그래핀을 등가 유전율 모델로 해석하였을 때, 그래핀의 두께  $\delta$ 와 등가 유전율  $\epsilon_g$ 을 이용하여 그래핀-유전체 다층 박막 구조에 유효 매질 이론을 적용하면 쌍곡 메타물질의 각 방향 유효 유전율을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\epsilon_{\parallel} = \frac{\delta\epsilon_g + t_d\epsilon_d}{\delta + t_d} \quad \epsilon_{\perp}^{-1} = \frac{\delta\epsilon_g^{-1} + t_d\epsilon_d^{-1}}{\delta + t_d} \quad (5.5)$$

한편 그래핀의 두께가 유전체에 비해 매우 얇다는 조건과 ( $\delta \ll t_d$ ) 그래핀의 등가 유전율 및 표면 전기 전도도 간의 관계 (식 (2.14))을

사용하여 식 (5.5)를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\varepsilon_{\parallel}(\omega) \approx \varepsilon_d + j\sigma_g(\omega)/\omega\varepsilon_0 t_d \quad \varepsilon_{\perp}(\omega) \approx \varepsilon_d \quad (5.6)$$

위의 식에서 나타나듯이 유효 매질 이론을 통해 계산된 유효 유전율은 등가 유전율 모델에서 가정하는 그래핀의 두께와 무관하게 수렴한다. 즉, 유효 유전율의 근사식에서 그래핀 박막의 효과는 유전체의 유전율로부터 박막에 평행한 방향의 유전율의 허수부  $Im(\varepsilon_{\parallel}(\omega))$ 가 추가되는 것으로 나타남을 확인할 수 있다. 유전체의 굴절률이 1.5, 두께가  $1\mu m$ 이고,  $T = 300K$ ,  $\mu = 500meV$ 일 때 그래핀의 두께를  $0.2nm$ 로 가정하는 등가 유전율 모델을 통해 계산된 유효 유전율은 그림 5.3(a)와 같이 나타나는데, 특정 주파수 대역에서 각 방향 유효 유전율의 부호가 다르므로 쌍곡 메타물질 특성을 갖는다. 이에 해당하는 대역에서 그래핀-유전체 다층 박막 톱날 구조를 설계하면, 느린 빛 모드를 통한 광대역 완전 광 흡수체를 구현할 수 있다. 이와 같은 방식으로 설계된 톱날 구조는 상단 및 하단 너비는 각각  $1\mu m$ 와  $8\mu m$ 이며 유전체의 굴절률은 1.5이고 16쌍의 그래핀과 유전체가 교대로 적층된 형태이다. 그림 5.3(b)는 설계된 톱날 구조 완전 광 흡수체의 광 흡수 스펙트럼을 나타낸 것인데, 테라헤르츠 (THz) 대역인  $30\mu m \sim 50\mu m$ 에서 광대역의 흡수 폭을 보여주고 있다. 또한 구조 변수인 유전체 두께의 제어를 통해 흡수 대역을 조절할 수 있음을 확인할 수 있다. 유전체의 두께를  $500nm$ 에서  $1\mu m$ 까지  $100nm$ 씩 변화시킴에 따라 광 흡수 대역폭이 증가하는 것으로 나타난다.

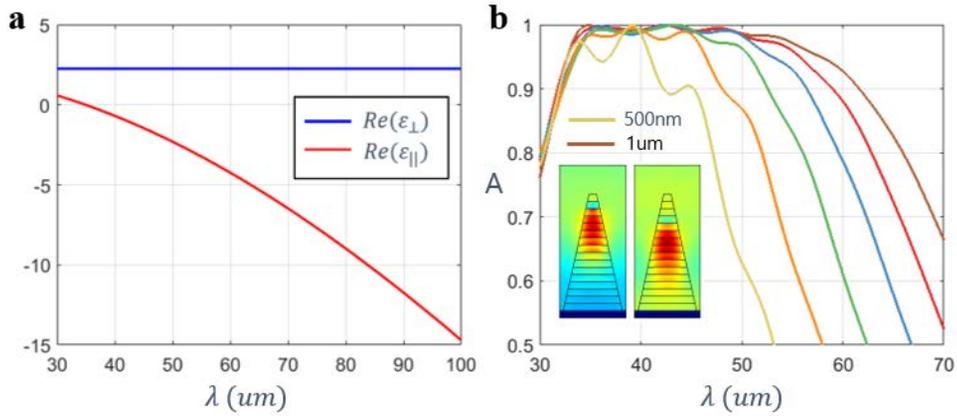


그림 5.3 (a) 그래핀-유전체 다층 박막 구조의 각 방향 유효 유전율의 실수부. 방향에 따라 유효 유전율의 부호가 다르므로 쌍곡 메타물질의 특성을 갖는다. (b) 그래핀-유전체 다층 박막 톱날 구조의 광 흡수 스펙트럼. 구조 변수인 유전체 두께를  $500nm$ 에서  $1\mu m$ 까지  $100nm$ 씩 증가시킴에 따라 광 흡수 대역폭이 변화한다. 왼쪽 하단은 유전체 두께가  $1\mu m$ 인 구조에서 파장이  $38\mu m$ 와  $43\mu m$ 일 때 자기장 세기의 분포를 나타낸다. 파장이 길어질수록 낮은 위치에서 자기장이 집중됨을 관찰할 수 있다.

다층 박막 구조와 그로부터 유도된 유효 유전율 구조의 광 흡수 스펙트럼을 비교함으로써 유효 매질 이론에 의한 쌍곡 메타물질로서의 해석을 정당화할 수 있다. 그림 5.4는 그림 5.3(b)에서 유전체의 두께가  $500nm$ 일 때의 다층 박막의 구조와 유효 매질 이론의 유효 유전율을 인가한 구조의 흡수 스펙트럼을 비교하고 있다. 그림에서 나타나듯이, 두 경우가 매우 유사한 흡수 특성과 자기장의 분포를 보이므로 유효 매질 이론 및 이로부터 유도된 쌍곡 메타물질 도파로로서의 해석이

타당함을 확인할 수 있다.

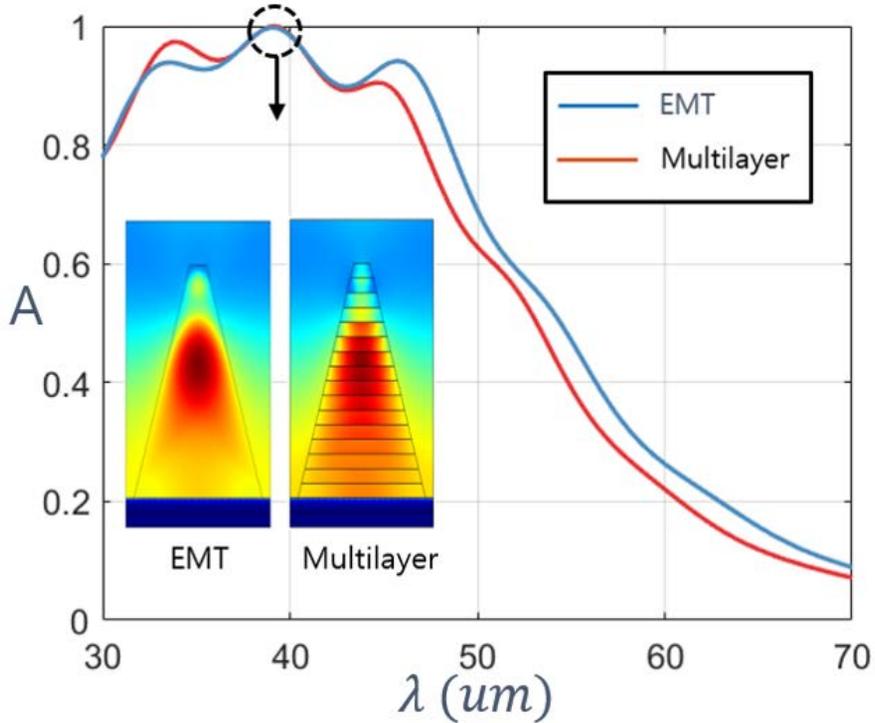


그림 5.4 유효 매질 이론 (EMT)을 적용한 구조와 다층 박막 구조 (Multilayer)의 광 흡수 스펙트럼 및 자기장 분포 ( $\lambda = 38\mu m$ )비교.

### 5.2.2 그래핀-유전체 다층 박막 톱날 구조의 흡수 대역 변조 특성

그래핀의 표면 전기 전도도는 도핑 레벨 ( $\mu$ )의 조절을 통해 변조가 가능하기 때문에 그래핀-유전체 다층 박막 구조의 각 방향 유효 유전율 또한 변화하게 되며, 이는 앞에서 제안한 완전 광 흡수체의 흡수 대역에 대한 변조 가능성을 내포하고 있다. 그림 5.5는 그래핀-유전체 다층

박막 톱날 구조 (그림 5.3(b))에서 유전체의 두께가  $1\mu\text{m}$  인 경우에 대하여 도핑 레벨의 변조에 따른 광 흡수 스펙트럼 변화를 보여주고 있는데, 도핑 레벨을  $300\text{meV} \sim 600\text{meV}$ 에서  $100\text{meV}$ 씩 증가시킴에 따라 흡수 대역이 단파장으로 이동하는 것을 볼 수 있다. 이러한 특성을 이용하면 단일 구조체에서 완전 광 흡수 대역의 효율적 변조가 가능한 능동 변조 광 흡수체를 구현할 수 있다.

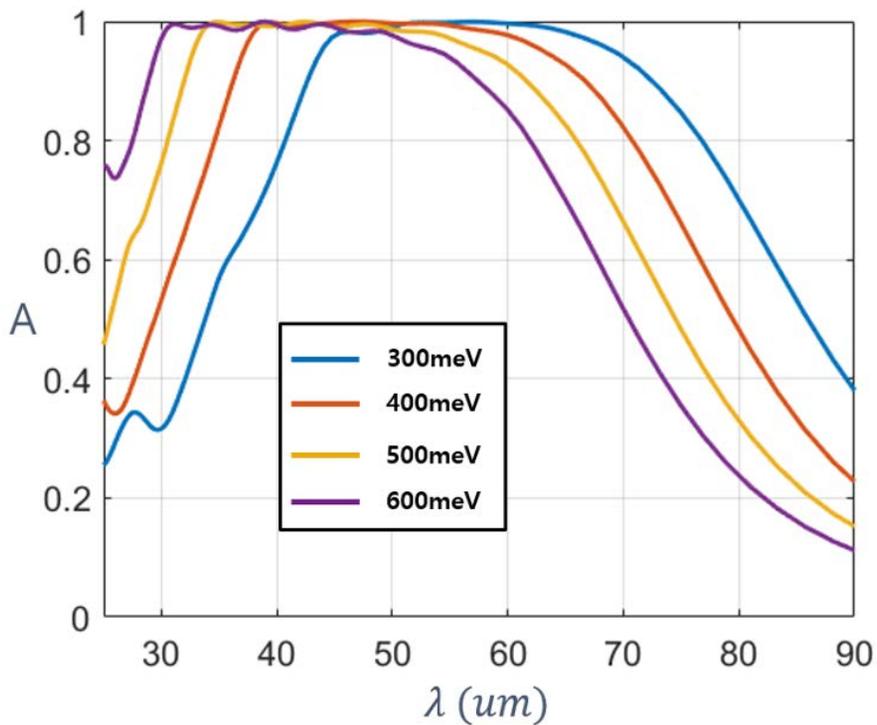


그림 5.5 그래핀-유전체 다층 박막 톱날 구조의 광 흡수 대역 변조 특성. 도핑 레벨이  $300\text{meV}$ 에서  $600\text{meV}$ 으로 증가함에 따라 광 흡수 대역이 단파장으로 이동한다.

## 5.3 결론

본 장에서는  $n$ -도핑 그래핀과 유전체의 다층 박막을 기반으로 하는 톱날 모양의 완전 광 흡수 구조체를 설계하여 광대역 완전 광 흡수 특성을 확인하고 유효 유전율 이론을 이용한 쌍곡 메타물질 도파로 모델과의 비교를 통해 그 특성을 검증하였다. 또한 그래핀의 도핑 레벨 조절에 따른 흡수 대역 변화 특성을 통하여 능동 변조 광 흡수체 구현의 가능성을 확인하였다. 이는 기존의 그래핀 기반 완전 광 흡수체들이 갖는 좁은 흡수 대역폭 문제 [133-136]를 해결하여 그래핀 기반 고효율 광대역 광 검출기의 구현 가능성을 제시할 뿐만 아니라, 쌍곡 메타물질 이론을 이용한 다양한 그래핀 기반의 능동 변조 소자에 응용될 수 있다.

한편, 앞에서 설계한 광대역 완전 광 흡수체의 실제적인 제작 및 구현을 위해서는 입사한 빛의 세기에 따라 발생할 수 있는 그래핀의 비선형 광학 특성 및 광 손상 임계값 (optical damage threshold) 등에 대한 세심한 고려가 필요하다 [26, 97-102].

## 제 6 장 결론

본 연구에서는 그래핀 플라즈몬 기반의 능동 변조 집적 광 소자의 구현을 위한 light-graphene 상호작용 및 광학 모드 변조 특성의 향상을 목표로 하고 있으며, 이를 위해 저차원 MGD (Metal / Gap / Dielectric) 도파로, 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 도파로 및 결합 도파로 시스템, 그래핀-유전체 다층 박막 기반의 광대역 완전 광 흡수체를 설계하고 그 특성을 분석하였다.

도핑 레벨에 따라 표면 전기 전도도의 조절이 가능한 그래핀의 특성과 noble metal 기반의 하이브리드 플라즈모닉 도파로 기술을 이용하여 설계한 저차원 MGD 도파로는 두 가지 일차원 경계 조건에 의하여 gap 그래핀 층에 강하게 국소화되어 전파하는 저차원 H-GGP 모드를 발생시킨다. 이러한 H-GGP 모드의 독특한 전기장 분포 패턴에 기인하여 기존의 GEP, 1D-SPP 모드에 비해 매우 향상된 light-graphene 결합 수치를 갖게 되며, 전파 상수의 변조 민감도 향상과 선형 변조가 가능하게 된다.

그래핀 플라즈몬의 lateral 방향 모드 국소화를 위해 제안한 유전체 부하 그래핀 플라즈몬 (DLGSP) 도파로 구조는 실리콘 나노 공정 기술을 이용한 제작이 용이하고 다양한 구조로 응용이 가능한 장점을 갖는다. 또한, 유전체 코어에 국소화된 플라즈몬 모드의 높은 유효 모드 굴절률 특성으로 인해 그래핀의 표면 전기 전도도 변화에 대해 매우 민감한 변조 특성을 가지며, 결합 DLGSP 도파로 시스템에서 발생하는 블로흐 진동 현상을 통해 파장 한계 이하의 영역에서 DLGSP 모드의

흐름을 효율적으로 제어할 수 있음을 확인하였다.

그래핀의 저차원 구조 특성에 의한 광 흡수 효율 감소 문제를 극복하고 광 흡수 특성을 극대화하기 위해 제안한 그래핀-유전체 다층 박막 기반의 튜널 형태 광 흡수체는 쌍곡 메타물질 도파로의 느린 빛 모드를 활용함으로써 그래핀에 의한 완전 광 흡수 특성이 넓은 주파수 대역에서 유지할 뿐만 아니라 그래핀의 도핑 레벨 조절을 통해 완전 광 흡수 대역의 능동 변조가 가능한 장점을 갖는다.

이러한 연구 결과들은 그래핀 자체의 저차원 구조 특성으로 인해 광학 모드와 그래핀의 상호 작용이 감소하는 근본적인 문제점을 보완하고 그래핀 플라즈몬 모드에 대한 제어 및 변조, 광 흡수 효율을 극대화하는 기술에 활용할 수 있기 때문에 능동 변조 집적 광 소자의 개발 및 성능 향상을 위한 다양한 응용 가능성과 자유도를 제시할 수 있다.

## 참고 문헌

1. Tang, L., et al., *Nanometre-scale germanium photodetector enhanced by a near-infrared dipole antenna*. Nature Photonics, 2008. **2**(4): p. 226-229.
2. Nozaki, K., et al., *Sub-femtojoule all-optical switching using a photonic-crystal nanocavity*. Nature Photonics, 2010. **4**(7): p. 477-483.
3. Piao, X., S. Yu, and N. Park, *Control of Fano asymmetry in plasmon induced transparency and its application to plasmonic waveguide modulator*. Optics express, 2012. **20**(17): p. 18994-18999.
4. Yang, A.H., et al., *Optical manipulation of nanoparticles and biomolecules in sub-wavelength slot waveguides*. Nature, 2009. **457**(7225): p. 71-75.
5. Oulton, R.F., et al., *Plasmon lasers at deep subwavelength scale*. Nature, 2009. **461**(7264): p. 629-632.
6. Barnes, W.L., A. Dereux, and T.W. Ebbesen, *Surface plasmon subwavelength optics*. Nature, 2003. **424**(6950): p. 824-830.
7. Gramotnev, D.K. and S.I. Bozhevolnyi, *Plasmonics beyond the diffraction limit*. Nature photonics, 2010. **4**(2): p. 83-91.
8. Schuller, J.A., et al., *Plasmonics for extreme light concentration and manipulation*. Nature materials, 2010. **9**(3): p. 193-204.
9. Luk'yanchuk, B., et al., *The Fano resonance in plasmonic nanostructures and metamaterials*. Nature materials, 2010. **9**(9): p. 707-715.
10. Atwater, H.A. and A. Polman, *Plasmonics for improved photovoltaic devices*. Nature materials, 2010. **9**(3): p. 205-213.
11. Tassin, P., et al., *A comparison of graphene, superconductors and metals as conductors for metamaterials and plasmonics*. Nature Photonics, 2012. **6**(4): p. 259-264.
12. Geim, A.K. and K.S. Novoselov, *The rise of graphene*. Nature materials, 2007. **6**(3): p. 183-191.
13. Neto, A.C., et al., *The electronic properties of graphene*. Reviews of modern physics, 2009. **81**(1): p. 109.
14. Liu, F., P. Ming, and J. Li, *Ab initio calculation of ideal strength and phonon instability of graphene under tension*. Physical Review B, 2007. **76**(6): p. 064120.
15. Lee, C., et al., *Measurement of the elastic properties and intrinsic strength of monolayer graphene*. science, 2008. **321**(5887): p. 385-388.
16. Novoselov, K.S., et al., *Electric field effect in atomically thin carbon films*. science, 2004. **306**(5696): p. 666-669.
17. Morozov, S., et al., *Giant intrinsic carrier mobilities in graphene and its bilayer*. Physical review letters, 2008. **100**(1): p. 016602.
18. Avouris, P., *Graphene: electronic and photonic properties and devices*. Nano letters, 2010. **10**(11): p. 4285-4294.
19. Mayorov, A.S., et al., *Micrometer-scale ballistic transport in encapsulated graphene at room temperature*. Nano letters, 2011. **11**(6): p. 2396-2399.
20. Novoselov, K.S., et al., *A roadmap for graphene*. Nature, 2012. **490**(7419): p. 192-200.
21. Gusynin, V., S. Sharapov, and J. Carbotte, *Magneto-optical conductivity in graphene*. Journal of Physics: Condensed Matter, 2006.

- 19(2): p. 026222.
22. Li, Z., et al., *Dirac charge dynamics in graphene by infrared spectroscopy*. Nature Physics, 2008. **4**(7): p. 532–535.
  23. Stauber, T., N. Peres, and A. Geim, *Optical conductivity of graphene in the visible region of the spectrum*. Physical Review B, 2008. **78**(8): p. 085432.
  24. Bonaccorso, F., et al., *Graphene photonics and optoelectronics*. Nature photonics, 2010. **4**(9): p. 611–622.
  25. Yan, H., et al., *Infrared spectroscopy of wafer-scale graphene*. Acs Nano, 2011. **5**(12): p. 9854–9860.
  26. Bao, Q. and K.P. Loh, *Graphene photonics, plasmonics, and broadband optoelectronic devices*. ACS nano, 2012. **6**(5): p. 3677–3694.
  27. Grigorenko, A., M. Polini, and K. Novoselov, *Graphene plasmonics*. Nature photonics, 2012. **6**(11): p. 749–758.
  28. Garcia de Abajo, F.J., *Graphene plasmonics: challenges and opportunities*. Acs Photonics, 2014. **1**(3): p. 135–152.
  29. Farmer, D.B., et al., *Utilization of a buffered dielectric to achieve high field-effect carrier mobility in graphene transistors*. Nano letters, 2009. **9**(12): p. 4474–4478.
  30. Lin, Y.-M., et al., *100-GHz transistors from wafer-scale epitaxial graphene*. Science, 2010. **327**(5966): p. 662–662.
  31. Xia, F., et al., *Graphene field-effect transistors with high on/off current ratio and large transport band gap at room temperature*. Nano letters, 2010. **10**(2): p. 715–718.
  32. Liao, L., et al., *High-speed graphene transistors with a self-aligned nanowire gate*. Nature, 2010. **467**(7313): p. 305–308.
  33. Kim, K.S., et al., *Large-scale pattern growth of graphene films for stretchable transparent electrodes*. nature, 2009. **457**(7230): p. 706–710.
  34. Gomez De Arco, L., et al., *Continuous, highly flexible, and transparent graphene films by chemical vapor deposition for organic photovoltaics*. ACS nano, 2010. **4**(5): p. 2865–2873.
  35. Bae, S., et al., *Roll-to-roll production of 30-inch graphene films for transparent electrodes*. Nature nanotechnology, 2010. **5**(8): p. 574–578.
  36. Torrisi, F. and J.N. Coleman, *Electrifying inks with 2D materials*. Nature nanotechnology, 2014. **9**(10): p. 738–739.
  37. Ahn, J.-H. and B.H. Hong, *Graphene for displays that bend*. Nature nanotechnology, 2014. **9**(10): p. 737–738.
  38. Park, J., Y. Ahn, and C. Ruiz-Vargas, *Imaging of photocurrent generation and collection in single-layer graphene*. Nano letters, 2009. **9**(5): p. 1742–1746.
  39. Xia, F., et al., *Photocurrent imaging and efficient photon detection in a graphene transistor*. Nano letters, 2009. **9**(3): p. 1039–1044.
  40. Xia, F., et al., *Ultrafast graphene photodetector*. Nature nanotechnology, 2009. **4**(12): p. 839–843.
  41. Mueller, T., F. Xia, and P. Avouris, *Graphene photodetectors for high-speed optical communications*. Nature Photonics, 2010. **4**(5): p. 297–301.
  42. Echtermeyer, T., et al., *Strong plasmonic enhancement of photovoltage in graphene*. arXiv preprint arXiv:1107.4176, 2011.
  43. Liu, Y., et al., *Plasmon resonance enhanced multicolour photodetection by graphene*. Nature communications, 2011. **2**: p. 579.
  44. Koppens, F., et al., *Photodetectors based on graphene, other two-*

- dimensional materials and hybrid systems*. Nature nanotechnology, 2014. **9**(10): p. 780-793.
45. Ju, L., et al., *Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials*. Nature nanotechnology, 2011. **6**(10): p. 630-634.
  46. Yan, H., et al., *Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks*. Nature nanotechnology, 2012. **7**(5): p. 330-334.
  47. Fang, Z., et al., *Gated tunability and hybridization of localized plasmons in nanostructured graphene*. ACS nano, 2013. **7**(3): p. 2388-2395.
  48. Fang, Z., et al., *Active tunable absorption enhancement with graphene nanodisk arrays*. Nano letters, 2013. **14**(1): p. 299-304.
  49. Liu, M., et al., *A graphene-based broadband optical modulator*. Nature, 2011. **474**(7349): p. 64-67.
  50. Liu, M., X. Yin, and X. Zhang, *Double-layer graphene optical modulator*. Nano letters, 2012. **12**(3): p. 1482-1485.
  51. Koester, S.J. and M. Li, *High-speed waveguide-coupled graphene-on-graphene optical modulators*. Applied Physics Letters, 2012. **100**(17): p. 171107.
  52. Polat, E.O. and C. Kocabas, *Broadband optical modulators based on graphene supercapacitors*. Nano letters, 2013. **13**(12): p. 5851-5857.
  53. Youngblood, N., et al., *Multifunctional graphene optical modulator and photodetector integrated on silicon waveguides*. Nano letters, 2014. **14**(5): p. 2741-2746.
  54. Phare, C.T., et al., *Graphene electro-optic modulator with 30 GHz bandwidth*. Nature Photonics, 2015. **9**(8): p. 511-514.
  55. Andersen, D.R., *Graphene-based long-wave infrared TM surface plasmon modulator*. JOSA B, 2010. **27**(4): p. 818-823.
  56. Sensale-Rodriguez, B., et al., *Broadband graphene terahertz modulators enabled by intraband transitions*. Nature communications, 2012. **3**: p. 780.
  57. Papasimakis, N., et al., *Graphene in a photonic metamaterial*. Optics express, 2010. **18**(8): p. 8353-8359.
  58. Lee, S.H., et al., *Switching terahertz waves with gate-controlled active graphene metamaterials*. Nature materials, 2012. **11**(11): p. 936-941.
  59. Alaei, R., et al., *A perfect absorber made of a graphene micro-ribbon metamaterial*. Optics express, 2012. **20**(27): p. 28017-28024.
  60. Fallahi, A. and J. Perruisseau-Carrier, *Design of tunable biperiodic graphene metasurfaces*. Physical Review B, 2012. **86**(19): p. 195408.
  61. Fan, Y., et al., *Tunable terahertz meta-surface with graphene cut-wires*. Acs Photonics, 2015. **2**(1): p. 151-156.
  62. Iorsh, I.V., et al., *Hyperbolic metamaterials based on multilayer graphene structures*. Physical Review B, 2013. **87**(7): p. 075416.
  63. Lu, F., B. Liu, and S. Shen, *Infrared wavefront control based on graphene metasurfaces*. Advanced Optical Materials, 2014. **2**(8): p. 794-799.
  64. Carrasco, E., et al., *Gate-controlled mid-infrared light bending with aperiodic graphene nanoribbons array*. Nanotechnology, 2015. **26**(13): p. 134002.
  65. Li, Z., et al., *Graphene plasmonic metasurfaces to steer infrared light*. Scientific reports, 2015. **5**: p. 12423.
  66. Yatooshi, T., A. Ishikawa, and K. Tsuruta, *Terahertz wavefront control by tunable metasurface made of graphene ribbons*. Applied Physics Letters, 2015. **107**(5): p. 053105.

67. Zeng, C., X. Liu, and G. Wang, *Electrically tunable graphene plasmonic quasicrystal metasurfaces for transformation optics*. Scientific reports, 2014. **4**.
68. Chen, P.-Y. and A. Alù, *Atomically thin surface cloak using graphene monolayers*. ACS nano, 2011. **5**(7): p. 5855–5863.
69. Farhat, M., C. Rockstuhl, and H. Bağcı, *A 3D tunable and multi-frequency graphene plasmonic cloak*. Optics express, 2013. **21**(10): p. 12592–12603.
70. In, C., et al., *Photoinduced nonlinear mixing of terahertz dipole resonances in graphene metadevices*. Advanced Materials, 2016. **28**(7): p. 1495–1500.
71. Kim, W.Y., et al., *Graphene-ferroelectric metadevices for nonvolatile memory and reconfigurable logic-gate operations*. Nature communications, 2016. **7**.
72. Mikhailov, S. and K. Ziegler, *New electromagnetic mode in graphene*. Physical review letters, 2007. **99**(1): p. 016803.
73. Hanson, G., *Erratum: "Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene" [J. Appl. Phys. 103, 064302 (2008)]*. Journal of Applied Physics, 2013. **113**(2): p. 029902–029902.
74. Jablan, M., H. Buljan, and M. Soljačić, *Plasmonics in graphene at infrared frequencies*. Physical review B, 2009. **80**(24): p. 245435.
75. Koppens, F.H., D.E. Chang, and F.J. García de Abajo, *Graphene plasmonics: a platform for strong light-matter interactions*. Nano letters, 2011. **11**(8): p. 3370–3377.
76. Christensen, J., et al., *Graphene plasmon waveguiding and hybridization in individual and paired nanoribbons*. ACS nano, 2011. **6**(1): p. 431–440.
77. Bao, Q., et al., *Broadband graphene polarizer*. Nature photonics, 2011. **5**(7): p. 411–415.
78. Nikitin, A.Y., et al., *Edge and waveguide terahertz surface plasmon modes in graphene microribbons*. Physical Review B, 2011. **84**(16): p. 161407.
79. Wang, W., P. Apell, and J. Kinaret, *Edge plasmons in graphene nanostructures*. Physical Review B, 2011. **84**(8): p. 085423.
80. Vakil, A. and N. Engheta, *Transformation optics using graphene*. Science, 2011. **332**(6035): p. 1291–1294.
81. Forati, E. and G.W. Hanson, *Soft-boundary graphene nanoribbon formed by a graphene sheet above a perturbed ground plane: conductivity profile and SPP modal current distribution*. Journal of optics, 2013. **15**(11): p. 114006.
82. De Angelis, C., et al., *Coupling dynamics of 1D surface plasmon polaritons in hybrid graphene systems*. Optics letters, 2016. **41**(3): p. 480–483.
83. Mishchenko, E., A. Shytov, and P. Silvestrov, *Guided Plasmons in Graphene p–n Junctions*. Physical review letters, 2010. **104**(15): p. 156806.
84. Hassan, N.M., V. Mkhitarian, and E. Mishchenko, *One-dimensional plasmons confined in bilayer graphene p–n junctions*. Physical Review B, 2012. **85**(12): p. 125411.
85. Mason, D.R., et al., *Plasmonic excitations of 1D metal-dielectric interfaces in 2D systems: 1D surface plasmon polaritons*. Scientific reports, 2014. **4**: p. 4536.

86. Fei, Z., et al., *Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging*. Nature, 2012. **487**(7405): p. 82-85.
87. Chen, J., et al., *Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons*. Nature, 2012. **487**(7405): p. 77-81.
88. Nikitin, A.Y., et al., *Surface plasmon enhanced absorption and suppressed transmission in periodic arrays of graphene ribbons*. Physical Review B, 2012. **85**(8): p. 081405.
89. Yan, H., et al., *Damping pathways of mid-infrared plasmons in graphene nanostructures*. Nature Photonics, 2013. **7**(5): p. 394-399.
90. Zhang, Q., et al., *Graphene surface plasmons at the near-infrared optical regime*. Scientific reports, 2014. **4**: p. 6559.
91. Thongrattanasiri, S., F.H. Koppens, and F.J.G. De Abajo, *Complete optical absorption in periodically patterned graphene*. Physical review letters, 2012. **108**(4): p. 047401.
92. Yan, H., et al., *Infrared spectroscopy of tunable Dirac terahertz magneto-plasmons in graphene*. Nano letters, 2012. **12**(7): p. 3766-3771.
93. Brar, V.W., et al., *Highly confined tunable mid-infrared plasmonics in graphene nanoresonators*. Nano letters, 2013. **13**(6): p. 2541-2547.
94. Thongrattanasiri, S. and F.J.G. de Abajo, *Optical field enhancement by strong plasmon interaction in graphene nanostructures*. Physical review letters, 2013. **110**(18): p. 187401.
95. Wu, L., et al., *Highly sensitive graphene biosensors based on surface plasmon resonance*. Optics express, 2010. **18**(14): p. 14395-14400.
96. Novoselov, K.S., et al., *Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene*. nature, 2005. **438**(7065): p. 197-200.
97. Satou, A., F. Vasko, and V. Ryzhii, *Nonequilibrium carriers in intrinsic graphene under interband photoexcitation*. Physical Review B, 2008. **78**(11): p. 115431.
98. Vasko, F. and V. Ryzhii, *Photoconductivity of intrinsic graphene*. Physical Review B, 2008. **77**(19): p. 195433.
99. Vasko, F., *Saturation of interband absorption in graphene*. Physical Review B, 2010. **82**(24): p. 245422.
100. Sun, Z., et al., *A stable, wideband tunable, near transform-limited, graphene-mode-locked, ultrafast laser*. Nano Research, 2010. **3**(9): p. 653-660.
101. Sun, Z., et al., *Graphene mode-locked ultrafast laser*. ACS nano, 2010. **4**(2): p. 803-810.
102. Popa, D., et al., *Graphene Q-switched, tunable fiber laser*. Applied Physics Letters, 2011. **98**(7): p. 073106.
103. Lim, G.-K., et al., *Giant broadband nonlinear optical absorption response in dispersed graphene single sheets*. Nature photonics, 2011. **5**(9): p. 554-560.
104. Zhang, H., et al., *Z-scan measurement of the nonlinear refractive index of graphene*. Optics letters, 2012. **37**(11): p. 1856-1858.
105. Belonenko, M., N. Lebedev, and O.Y. Tuzalina, *Electromagnetic solitons in a system of graphene planes with Anderson impurities*. Journal of Russian Laser Research, 2009. **30**(2): p. 101-108.
106. Dong, H., et al., *Terahertz relativistic spatial solitons in doped graphene metamaterials*. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2013. **46**(15): p. 155401.
107. Bludov, Y.V., et al., *Discrete solitons in graphene metamaterials*. Physical Review B, 2015. **91**(4): p. 045424.

108. Schedin, F., et al., *Surface-enhanced Raman spectroscopy of graphene*. ACS nano, 2010. **4**(10): p. 5617-5626.
109. Lee, J., et al., *Surface-Enhanced Raman Scattering of Single- and Few-Layer Graphene by the Deposition of Gold Nanoparticles*. Chemistry-A European Journal, 2011. **17**(8): p. 2381-2387.
110. Kravets, V., et al., *Surface hydrogenation and optics of a graphene sheet transferred onto a plasmonic nanoarray*. The Journal of Physical Chemistry C, 2012. **116**(6): p. 3882-3887.
111. Palik, E.D., *Handbook of optical constants of solids*. Vol. 3. 1998: Academic press.
112. Maier, S.A., *Plasmonics: fundamentals and applications*. 2007: Springer Science & Business Media.
113. Oulton, R.F., et al., *A hybrid plasmonic waveguide for subwavelength confinement and long-range propagation*. Nature Photonics, 2008. **2**(8): p. 496-500.
114. Bian, Y., et al., *Hybrid wedge plasmon polariton waveguide with good fabrication-error-tolerance for ultra-deep-subwavelength mode confinement*. Optics express, 2011. **19**(23): p. 22417-22422.
115. Goncher, S.J., et al., *Substrate level control of the local doping in graphene*. Nano letters, 2013. **13**(4): p. 1386-1392.
116. Yu, S., et al., *Bloch-like waves in random-walk potentials based on supersymmetry*. Nature communications, 2015. **6**.
117. Heinrich, M., et al., *Supersymmetric mode converters*. Nature communications, 2014. **5**.
118. Thongrattanasiri, S., A. Manjavacas, and F.J. Garcia de Abajo, *Quantum finite-size effects in graphene plasmons*. ACS Nano, 2012. **6**(2): p. 1766-1775.
119. Esteban, R., et al., *Bridging quantum and classical plasmonics with a quantum-corrected model*. Nature communications, 2012. **3**: p. 825.
120. Marinica, D.C., et al., *Quantum plasmonics: nonlinear effects in the field enhancement of a plasmonic nanoparticle dimer*. Nano letters, 2012. **12**(3): p. 1333-1339.
121. Kotakoski, J., D. Santos-Cottin, and A.V. Krasheninnikov, *Stability of graphene edges under electron beam: equilibrium energetics versus dynamic effects*. ACS nano, 2011. **6**(1): p. 671-676.
122. Holmgaard, T. and S.I. Bozhevolnyi, *Theoretical analysis of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides*. Physical Review B, 2007. **75**(24): p. 245405.
123. Bloch, F., *Über die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern*. Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei, 1929. **52**(7): p. 555-600.
124. Feldmann, J., et al., *Optical investigation of Bloch oscillations in a semiconductor superlattice*. Physical Review B, 1992. **46**(11): p. 7252.
125. Dahan, M.B., et al., *Bloch oscillations of atoms in an optical potential*. Physical Review Letters, 1996. **76**(24): p. 4508.
126. Genske, M., et al., *Electric quantum walks with individual atoms*. Physical review letters, 2013. **110**(19): p. 190601.
127. Pertsch, T., et al., *Optical Bloch oscillations in temperature tuned waveguide arrays*. Physical Review Letters, 1999. **83**(23): p. 4752.
128. Peschel, U., T. Pertsch, and F. Lederer, *Optical Bloch oscillations in waveguide arrays*. Optics letters, 1998. **23**(21): p. 1701-1703.
129. Longhi, S., *Bloch Oscillations in Complex Crystals with P T Symmetry*. Physical review letters, 2009. **103**(12): p. 123601.

130. Lin, W., et al., *Spatial Bloch oscillations of plasmons in nanoscale metal waveguide arrays*. Applied physics letters, 2007. **91**(24): p. 243113.
131. Block, A., et al., *Bloch oscillations in plasmonic waveguide arrays*. Nature communications, 2014. **5**.
132. Edwards, D.F. and E. Ochoa, *Infrared refractive index of silicon*. Applied optics, 1980. **19**(24): p. 4130-4131.
133. Fang, Z., et al., *Graphene-antenna sandwich photodetector*. Nano letters, 2012. **12**(7): p. 3808-3813.
134. Furchi, M., et al., *Microcavity-integrated graphene photodetector*. Nano letters, 2012. **12**(6): p. 2773-2777.
135. Zhan, T., et al., *Band structure of plasmons and optical absorption enhancement in graphene on subwavelength dielectric gratings at infrared frequencies*. Physical Review B, 2012. **86**(16): p. 165416.
136. Piper, J.R. and S. Fan, *Total absorption in a graphene monolayer in the optical regime by critical coupling with a photonic crystal guided resonance*. ACS Photonics, 2014. **1**(4): p. 347-353.
137. Cui, Y., et al., *Ultrabroadband light absorption by a sawtooth anisotropic metamaterial slab*. Nano letters, 2012. **12**(3): p. 1443-1447.
138. Zhou, J., et al., *Experiment and theory of the broadband absorption by a tapered hyperbolic metamaterial array*. ACS Photonics, 2014. **1**(7): p. 618-624.
139. Neira, A.D., G.A. Wurtz, and A.V. Zayats, *Superluminal and stopped light due to mode coupling in confined hyperbolic metamaterial waveguides*. Scientific reports, 2015. **5**.
140. Li, B., Y. He, and S. He, *Investigation of light trapping effect in hyperbolic metamaterial slow-light waveguides*. Applied Physics Express, 2015. **8**(8): p. 082601.
141. Choy, T.C., *Effective medium theory: principles and applications*. Vol. 165. 2015: Oxford University Press.

## **Abstract**

# **Graphene plasmonics for actively tunable integrated photonic devices**

Yunjung Kim

Department of Electrical and Computer Engineering

The Graduate School

Seoul National University

Graphene, the atomically thin material in which carbon atoms are arranged in a hexagonal lattice, has become a leading candidate for deep-subwavelength plasmonics due to its two-dimensional (2D) structure with extremely large conductivity from the massless Dirac point. Along with its structural advantage for the integration, the giant and tunable conductivity of the graphene layer also enables the modulation of its optical properties. A number of devices such as absorber, modulators, and tunable metamaterials controlling optical flows through the designed graphene layer have been proposed and demonstrated, by manipulating the dispersion of graphene conductivity via electric gating or chemical doping. During my Ph.D. study, I have been trying to exploit intriguing features of graphene plasmon to provide some novel paths for the efficient manipulation of light flows in actively tunable integrated photonic devices. In this

dissertation, the tunable graphene plasmonic systems are investigated aiming to improve modulation efficiency in terms of light-graphene interaction and mode confinement.

In the theoretical part of this dissertation, the theoretical description for optical response of graphene sheet is provided in most general formalism, Kubo formula. Based on this model, I discuss the analytic expression for tunable graphene conductivity and the existence of surface waves across the graphene. I also introduce dispersion relations for several different graphene plasmon modes, such as graphene surface plasmon, graphene edge plasmon in graphene ribbon structure, and 1D plasmonic mode in one dimensional hybrid graphene/graphene interface.

Through the numerical and theoretical studies, I firstly propose the low-dimensional waveguide system supporting hybrid graphene gap plasmon (H-GGP) modes, the field profile of which is strongly confined inside the graphene gap between metallic and dielectric graphene layers. From this distinct in-plane intensity distribution, the H-GGP modes exhibit the unique property on out-of-plane confinement, in terms of the light-graphene overlap factor. By exploiting the tunable graphene conductivity through the chemical potential modulation, highly sensitive and linear modulation of the H-GGP propagation constant is also achieved with its stable mode profile.

I also introduce a novel dielectric-loaded GSP (DLGSP) structure

to confine and guide graphene plasmons at the deep subwavelength scale without tailoring the graphene sheet or spatially varying graphene conductivity. Utilizing the evanescently coupled DLGSP waveguide arrays, actively tunable spatial Bloch oscillations (BOs) of graphene plasmon are also demonstrated with experimentally accessible material parameters. The period and amplitude of BOs can be flexibly controlled by chemical potential modulation in sub-wavelength scale due to strong mode confinement of DLGSPs.

Furthermore, I proposed tunable broadband perfect light absorber based on graphene / dielectric multilayer structure. Originating in the extraordinary slow light modes in hyperbolic metamaterial waveguide, the saw-tooth shaped multilayer structure was designed and its broadband absorption at infrared frequencies was numerically demonstrated. The modulation of absorption band is also achievable by adjusting the chemical potential of graphene.

The proposed graphene plasmonic systems with improved light-graphene interaction pave the path way toward actively tunable integrated photonic devices on graphene.

**Keywords:** Graphene plasmonics, Hybrid graphene gap plasmon, Dielectric-loaded graphene plasmon, Optical Bloch oscillations, Broadband perfect light absorber

**Student Number:** 2010-23249