Master's Thesis

Terahertz Microcavity

Kije Kwon **(권 기 제)**

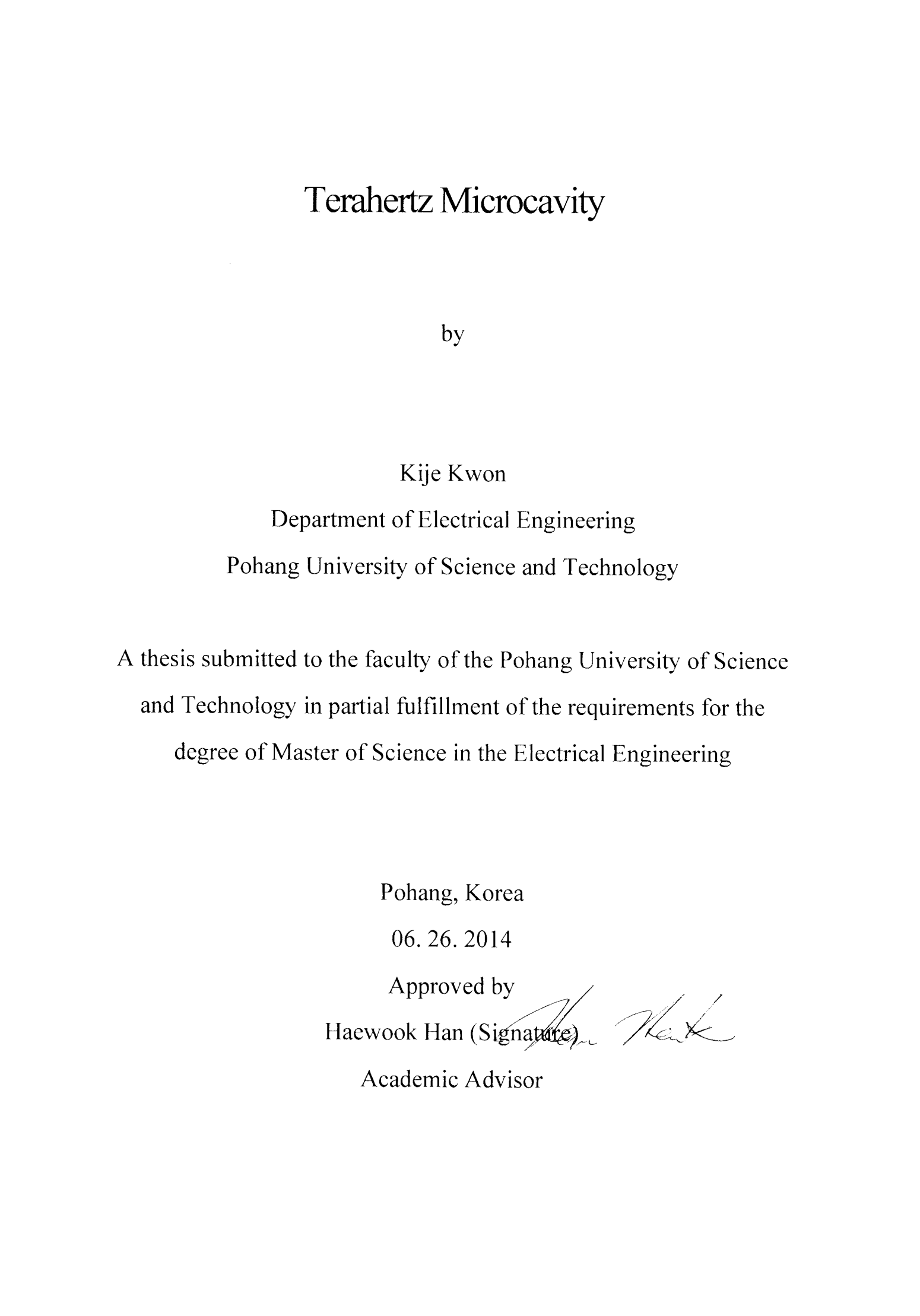
Department of Electrical Engineering

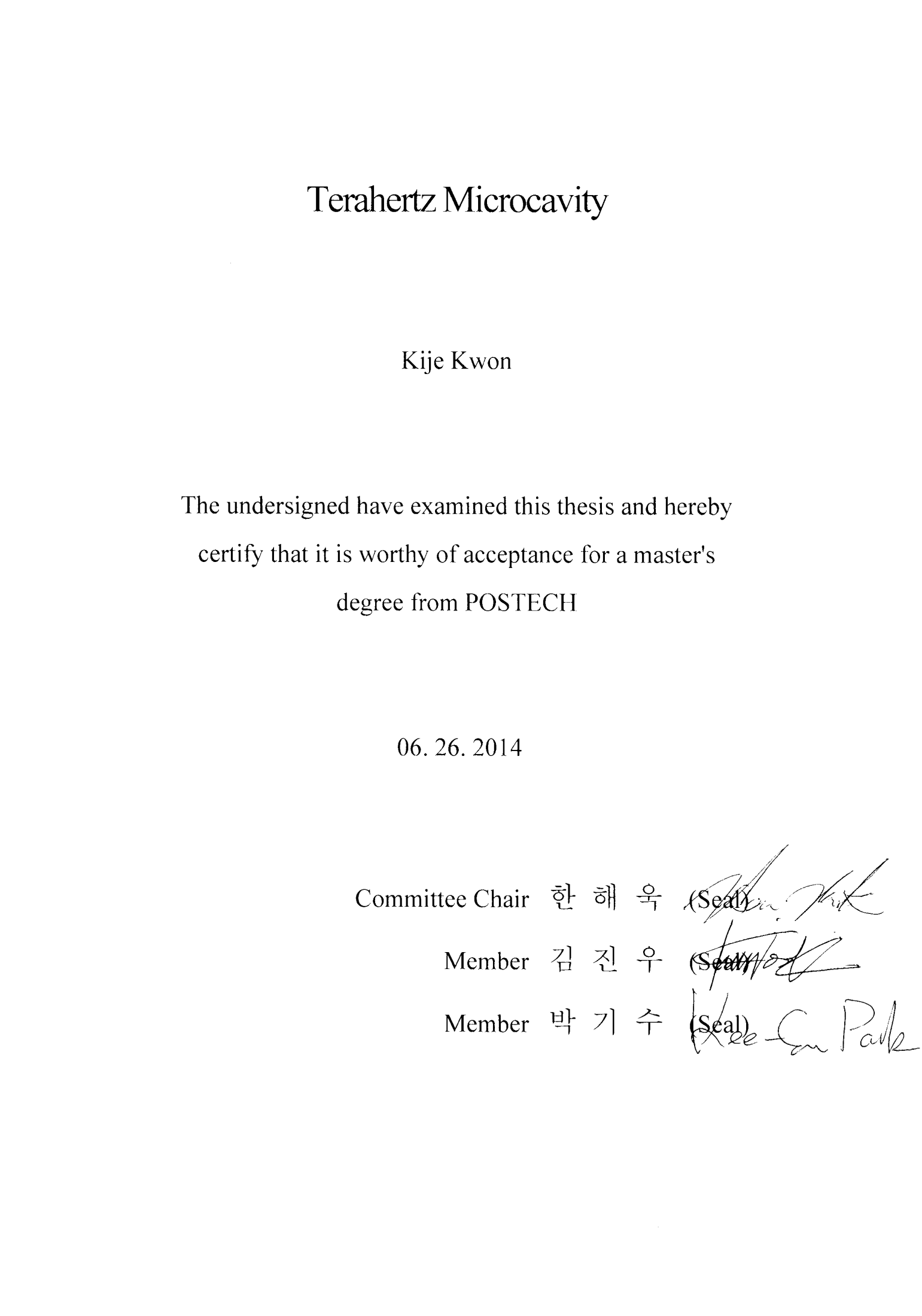
Pohang University of Science and Technology

2014

테라헤르츠 마이크로 공진기

Terahertz Microcavity





|  |  |
| --- | --- |
| MEE  20120752 | 권기제, Kije Kwon, Terahertz Microcavity, 테라헤르츠 마이크로 공진기,  Department of Electrical Engineering, 2014, 65P,  Advisor: Haewook Han, Text in Korean |

**ABSTRACT**

We designed terahertz (THz) resonators based on distributed Bragg reflectors (DBRs) which were composed of fused quartz and air gaps. THz properties of fused quartz and DBRs were measured by THz time-domain spectroscopy (THz-TDS). The measured THz transmittance of DBRs was in good agreement with calculations based on the transfer matrix method. The DBRs had reflectance for a resonator with wide stop band. We found that the DBR cavities can control spontaneous emission rate and photon density of states. The spontaneous emission rate was enhanced at stop band edge in DBR and at the resonance frequency. We also calculated the spatial distribution of electric field in the cavity, and optimized the position of gain films to reduce the threshold gain of THz microcavity lasers.

**목차**

1. **서론 1**
2. **레이저의 기본원리 5**
   1. **레이저의 기본구성 5**
   2. **자발방출 (Spontaneous Emission) 과 유도방출 (Stimulated Emission) 10**
   3. **레이저의 동작과정 12**
   4. **문턱이득 (Threshold Gain) 14**
3. **마이크로 공진기 (Microcavity) 에서의 자발방출 16**
   1. **마이크로 공진기에서의 자발방출율 (Spontaneous Emission Rate) 과 자발방출계수 (Spontaneous Emission Factor) 16**
   2. **페르미 황금률 (Fermi’s Golden Rule) 18**
      1. **섭동이론 18**
      2. **시간의존 섭동이론에 의한 페르미 황금률 19**
   3. **광자상태밀도 (Photon Density of States) 25**
      1. **주기적인 일차원 다층 구조의 광자상태밀도 25**
      2. **DBR 과 마이크로 공진기에서의 광자상태밀도 27**
4. **DBR 제작 및 설계 29**
   1. **다층 구조에서의 전달행렬 (Transfer Matrix) 29**
   2. **Distributed Bragg Reflector (DBR) 의 구조와 특성 33**
   3. **THz 시간영역 분광법 (THz Time Domain Spectroscopy) 35**
      1. **실험 구성 및 방법 35**
      2. **Fused Quartz 굴절률 추출 36**
      3. **Fused Quartz 를 이용한 DBR 제작과 그 특성 39**
   4. **Band Edge Lasing 을 위한 DBR 설계 42**
5. **마이크로 공진기 설계 45**
   1. **마이크로 공진기의 구조와 특성 45**
   2. **마이크로 공진기의 성능을 나타내는 변수 48**
   3. **공진주파수 Lasing 을 위한 마이크로 공진기 설계 50**
6. **결론 57**

**References 59**

**그림 목차**

**그림 1.1** 전자기파의 주파수 대역 스펙트럼1

**그림 1.2** 테라헤르츠 영역에서의 분자 모드와 움직임2

**그림 1.3** 테라헤르츠 영역 근처 광원들의 출력3

**그림 2.1** 레이저의 기본구성5

**그림 2.2** 자발방출 과정10

**그림 2.3** 유도방출 과정11

**그림 2.4** 레이저 동작과정12

그림 2.5 공진기 내부에서 빛의 왕복운동에 의한 field 와 power 의 변화 (: field 이득 계수, : power 이득)15

**그림 3.1** 주기적인 일차원 다층구조와 빛의 전파26

**그림 3.2** 간단한 DBR 과 마이크로 공진기 구조의 광자상태밀도 분포28

**그림 4.1** 다층 구조에서 빛의 전파29

그림 4.2 N+1/2 pairs 의 주기적인 DBR 구조33

**그림 4.3** THz 시간영역 분광시스템 모식도35

그림 4.4 (a) 시간영역과 (b) 주파수영역에서 fused quartz 의 THz-TDS 실험결과36

**그림 4.5** Air-Quartz-Air 구조에서 빛의 전파37

그림 4.6 추출한 fused quartz (a) 굴절률과 (b) 흡광 계수38

그림 4.7 제작한 DBR 의 현미경 사진39

그림 4.8 실제 제작한 두 DBR 각 층의 측정 두께40

그림 4.9 제작한 DBR 이 가지는 투과율의 실험값과 계산값 그리고 이상

적인 구조에서의 투과율 비교 (a) DBR #1, (b) DBR #241

그림 4.10 DBR pair 수에 따른 투과율과 광자상태밀도 스펙트럼43

**그림 4.11** 정지밴드 끝 (stop band edge) 에서13.5 pairs DBR내부의 공 간적인 전기장 분포43

**그림 5.1** DBR 을 이용한 마이크로 공진기 구조와 빛의 전파45

**그림 5.2** 마이크로 공진기의 투과율 스펙트럼46

**그림 5.3** 마이크로 공진기 pair 수에 따른 투과율과 광자상태밀도

(a) 정지밴드 영역에서의 투과율 (b) 공진주파수 근처에서의 투과율 (c) 공진주파수 근처에서의 광자밀도51

**그림 5.4** 공진주파수와 정지밴드 끝에서 9.5 pairs 마이크로 공진기 내부의 공간적인 전기장 분포53

**그림 5.5** 기존의 9.5 pairs 마이크로 공진기의 두 거울 사이에 기판을 삽입한 최적화 구조와 공진주파수에서 전기장의 공간적 분포53

그림 5.6 기존 9.5 pairs 마이크로 공진기 구조와 새롭게 설계한 구조, 그리고 각 구조에서 전기장의 공간적인 분포56

1. **서론**

테라헤르츠 (terahertz, THz) 파는 마이크로파와 적외선 사이에 존재하는 전자기파로 0.1 ~ 10 THz 정도의 주파수를 가진다. 파장으로는 30 ~ 3000 µm, 광자 에너지로는 0.41 ~ 41 meV 의 물리량을 가진다. 테라헤르츠 파는 광파의 직진성과 전파의 투과성 2가지 특성을 모두 가지고 있으며, 전자공학과 광공학의 경계에 위치하기 때문에 융합형 과학기술의 성격이 강하다.

테라헤르츠 파의 가장 큰 장점은 광파가 투과할 수 없는 물질을 잘 투과하면서도 X-선과 같은 높은 에너지의 이온화 복사선이 아니므로 인체에 해를 주지 않는다는 점이다. 또한 테라헤르츠 파는 금속을 제외한 플라스틱, 세라믹, 종이, 고무, 가죽 등을 잘 투과한다는 특징을 가지고 있다. 이와 같은 투과성을 이용하면 반도체나 유전체에 대한 전기 광학적 특성들을 잘 분석할 수 있다. 또한 테라헤르츠 파의 에너지는 분자들의 비틀림, 회전, 진동 에너지와 상호작용하여 공명을 일으킴으로써 물질 고유의 흡수 스펙트럼을 나타나게 한다. 이를 이용하면 미지의 물질 성분에 대한 확인도 가능할 것으로 알려져 있다 [1-5]. 이러한 장점을 바탕으로 테라헤르츠 파는 소재물성, 분자광학, 생명과학 및 생화학, 약품과학, 의료영상 등의 기초과학에서부터 대기관측, 가스감지, 식품검사 및 암세포 진단 등 다양한 분야에서 매우 흥미로운 연구대상이며 그 중요성이 나날이 증대되고 있다.

그림 1.1 전자기파의 주파수 대역 스펙트럼

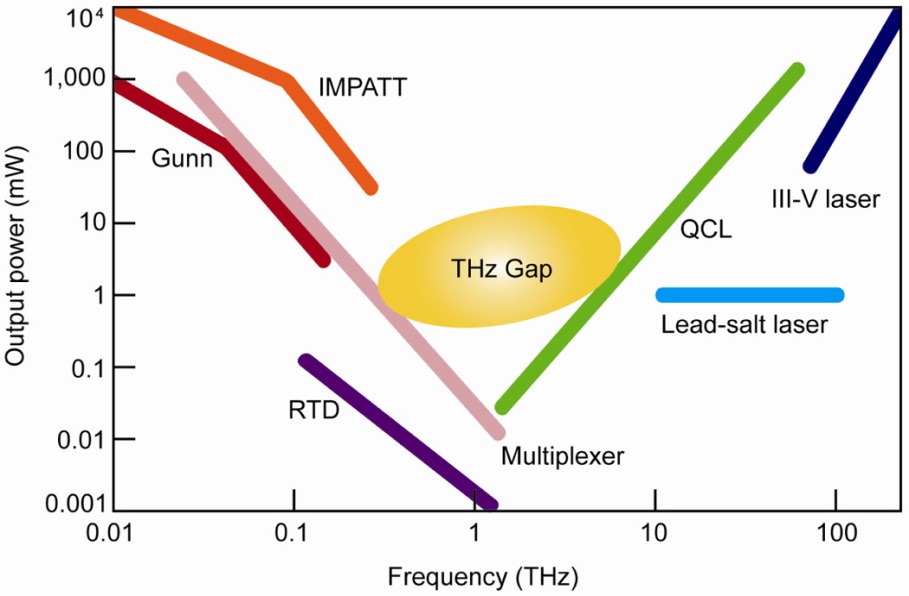
그러나 이러한 과학기술적인 중요성에도 불구하고 그림 1.3과 같이 기존 광학 영역 (10 THz 이상) 의 레이저나 전자공학의 밀리미터파 영역 (0.1 THz 이하) 과는 달리 효율과 출력, 그리고 사용의 편의성 면에서 만족할 만한 THz 광원이 아직까지 개발되어 있지 않다. 1970년대 후반까지도 THz 주파수 대역은 적절한 광원을 개발하지 못하여 미지의 주파수 영역으로 남아있었다. 테라헤르츠 기술의 발전은 1990년대 초반부터 본격적으로 시작되었으며, 초기에는 레이저 펄스에 의하여 펌핑된 광전도체를 사용한 테라헤르츠 파의 발생 및 측정이 이루어졌었다 [6-7]. 테라헤르츠 파의 발생방법에는 레이저를 여기 광원으로 이용하는 방법과 전류주입에 의한 방법이 있다. 전자의 경우 펨토초 펄스 레이저에 의해 여기된 반도체 소자 (안테나와 반도체 표면 등) 에 의한 발생법 [8-9], 비선형 광학결정에 의한 발생법 [10-11] 등이 있는데 효율과 출력이 매우 낮고 생성된 테라헤르츠 파가 펄스 형태로 국한된다는 단점이 있다. 후자의 경우에는 양자폭포레이저 (QCL: Quantum cascade laser) 나 자유전자 레이저 (FEL: Free electron laser) 를 사용하는 방법이 있다. 양자폭포레이저의 경우, 아직 액체질소 온도에서 구동할 수 있는 단계에 있으며, 상온 구동이 불가능하다 [12]. 자유전자레이저는 현재까지 개발된 가장 강한 출력의 테라헤르츠 광원이지만 장치가 거대하고 복잡하기 때문에 연구에 널리 사용되지 못하고 있다 [13]. 이러한 문제는 테라헤르츠 분야의 발전에 가장 큰 걸림돌로 작용하고 있다. 따라서 소형이면서 실온에서 동작가능하고 고효율과 고출력을 가지는 광대역 테라헤르츠 광원이 반드시 필요하다.

그림 1.2 테라헤르츠 영역에서의 분자 모드와 움직임

그림 1.3 테라헤르츠 영역 근처 광원들의 출력

본 논문에서는 테라헤르츠 레이저를 개발하기 위한 기초연구로 테라헤르츠 대역에서 공진기로 동작하는 Distributed Bragg Reflector (DBR) 과 마이크로 공진기를 설계하였다. 먼저 레이저의 기본원리에 대해서 알아보고 DBR 과 마이크로 공진기 설계에 필요한 자발방출율과 자발방출계수에 대해 알아보았다. 그 후 fused quartz를 이용하여 실제 DBR을 제작하였고 그 특성을 테라헤르츠 시간영역 분광법으로 측정하였다. 또한 DBR과 마이크로 공진기의 광자상태밀도 스펙트럼을 통해 레이저 발진에 이용할 수 있는 주파수를 찾았고, 해당 주파수에 대해 구조 내부에서 전기장의 공간분포를 확인함으로써 레이저 동작을 위해 이득매질을 삽입해야 하는 위치를 알아보았다. 마지막으로 효율적인 레이저 동작을 위한 마이크로 공진기 구조를 설계하였다.

1. **레이저의 기본원리**
   1. **레이저의 기본구성**

레이저빔을 얻기 위한 레이저의 기본구성이 그림 2.1에 나타나 있다. 우선 레이저발진이 되려면 그 원인이 되는 물질인 이득매질 (gain medium) 이 필요하고, 이 매질을 펌핑하기 위한 펌핑소스 (pumping source) 와 공진기 (resonator) 가 필요하다 [14].

*이득매질 (Gain Medium)*

펌핑을 통해 밀도반전이 이루어진 물질을 이득매질이라 부른다. 외부에서 이 물질에 입사된 빛은 연쇄적인 증폭과정을 거쳐 높은 세기의 출력광이 되기 때문이다. 이득매질은 우리가 이미 알고 있는 흡수매질의 반대 개념으로 이해될 수 있다. 흡수매질은 열적 평형상태에 놓인 물질을 말하는데, 원자들이 낮은 에너지준위에 더 많이 채워져 있으므로 외부에서 입사된 빛은 흡수과정에 지배되어 점점 그 세기를 잃어간다. 매질을 지나며 빛의 세기가 줄어드는 정도는 베어의 법칙 (Beer’s law) 에 따라 다음 식으로 표현된다 [15]. 빛의 진행방향을 z 라고 가정하면,

그림 2.1 레이저의 기본구성



여기서 는 흡수계수 (absorption coefficient) 라 부르고 는 입사광의 세기이다. 흡수계수는 각 에너지준위에 존재하는 원자의 밀도와 다음 관계식으로 연결된다.



는 원자의 흡수단면적이고, 와 은 각각 높은 에너지준위와 낮은 에너지준위에 있는 원자의 밀도이다.  이므로 는 양수가 되어 빛은 진행하면서 세기가 줄어든다. 그리고 이 클수록 흡수계수는 크다. 이제 우리는 흡수계수와 유사하게 이득계수 (gain coefficient) 를 정의할 수 있다.



이때 는 밀도반전 값이다. 위 관계식에서 우리는 다음과 같은 결과를 얻게 되고, 베어의 법칙에 대입하면 흡수와는 정반대로 빛 세기가 지수함수적으로 증가하게 된다.



결론적으로 흡수와 이득은 모든 면에서 역관계를 가지고 있다고 할 수 있다. 이는 근본적으로 흡수과정과 유도방출과정의 대칭성에 기인한다.

*펌핑소스 (Pumping Source)*

일정 온도에서 물질을 자연 상태로 놓아두면 물질 내의 원자들은 그 온도에서 물질이 갖는 열에너지를 서로 주고 받으며 평형상태를 유지한다. 평형상태에서 원자가 가지게 되는 에너지준위의 통계적 분포는 볼츠만 분포에 의해 결정된다.



위 관계식에 따르면 원자의 에너지가 높으면 그 밀도가 급격히 작아짐을 알 수 있다. 따라서 상온에서 대부분의 원자는 바닥준위에 몰려있다. 이 상태에서는 높은 에너지준위에 머물고 있는 원자가 거의 없기 때문에 빛을 발생시킬 수가 없다. 따라서 일반적으로 열에너지를 가해 높은 에너지준위의 원자의 밀도를 높여서 자발방출과정으로 빛을 발생시킨다. 그러나 이렇게 자발방출로 얻어진 광자들은 서로 위상과 편광 그리고 진행방향 등이 제각각 다르므로, 열에너지를 이용해 얻은 빛은 방향성이 없이 사방으로 퍼지는 결맞지 않은 빛 (incoherent light) 이 된다. 위 식에서 볼 수 있듯이 아무리 열에너지를 가해 온도를 올린다 해도 높은 에너지준위에 존재하는 원자는 낮은 에너지준위에 있는 원자의 밀도보다 작다. 따라서 외부에서 빛을 입사시켰을 경우 유도방출과정이 일어날 수는 있지만 흡수가 더 지배적인 현상이 되어 빛의 세기는 물질 내를 지나가면서 점차 줄어든다.

레이저발진을 위한 빛의 증폭이 가능하기 위해서는 결국 높은 에너지 준위의 원자 밀도가 낮은 에너지준위의 밀도보다 커져야 한다. 이렇게 열적 평형상태에서 벗어나 원자의 밀도분포가 역전되는 상황을 밀도반전 (population inversion) 이라 부른다. 밀도반전을 위해 외부에서 매질에 열에너지가 아닌 다른 형태의 에너지를 공급하여 높은 에너지준위를 가진 원자의 밀도를 높이는 과정을 펌핑 (pumping) 이라 한다. 밀도반전된 물질에 빛이 입사하면 이제 흡수보다는 유도방출이 더 지배적이 되어 빛은 물질 내를 지나가면서 점점 그 세기가 증가한다.

이득매질의 종류에 따라 효율적인 다양한 방법으로 펌핑이 이루어진다. 기체매질의 경우는 일반적으로 매질을 방전관 내에 가두고 전기방전을 일으켜 원자들을 여기 상태로 끌어 올린다. 고체매질에는 주로 광펌핑이 사용되는데, 섬광전구를 쓰는 경우와 다른 레이저빔을 사용하는 경우가 있다. 특히 반도체 레이저에서는 p-n 접합에 전류를 직접 흘려주어 높은 에너지준위에 전자들을 주입한다.

*공진기 (Resonator)*

가장 간단한 형태로 일반적으로 많이 쓰이는 공진기는 두 개의 반사거울로 구성된 패브리-페로 (Fabry-Perot) 간섭계로 이득매질을 중심으로 양쪽으로 두 거울을 위치시킨다. 밀도반전을 유지하고 있는 매질에서 발생한 빛이 거울에 반사되어 매질에 되먹임된 후 증폭되고 다시 다른 쪽 거울에서 반사되어 증폭과정을 겪는다. 이 과정을 반복하면서 공진기 내에서 레이저빔은 높은 세기를 갖게 되고, 일부의 빔이 공진기 밖으로 빠져 나와 레이저의 출력 광이 된다. 아직 테라헤르츠 대역에서 이득을 가지는 물질이 발견되지 않았기 때문에, 우선적으로 레이저 구성요소 중 효율적인 공진기를 설계하는 것이 이 연구의 목적이다.

* 1. **자발방출 (Spontaneous Emission) 과 유도방출 (Stimulated Emission)**

*자발방출 (Spontaneous Emission)*

원자나 분자에서 빛이 방출되기 위해서는 먼저 높은 에너지 준위에 전자가 존재해야 한다. 일반적으로 외부에서 아무런 에너지 공급이 없으면 전자들 대부분은 낮은 에너지 준위에 머무르려는 경향이 있다. 이는 마치 높은 곳에 있는 물체가 낮은 위치로 이동하려는 성질과 같다. 낮은 에너지 준위 중에서도 제일 낮은 바닥준위 (ground level) 에 머무르려 하는데, 이 상태에서는 빛을 낼 수가 없다. 따라서 어떤 식으로든 외부로부터 에너지를 받아 높은 에너지 준위로 전자가 이동해야 원자나 분자가 빛을 낼 수 있다. 바닥준위를 제외한 나머지 높은 에너지 준위들을 들뜬 준위 (excited level) 라 부르는데, 일반적으로 전자가 주위로부터 열에너지를 받아 높은 에너지 상태의 들뜬 준위로 올라간다. 이들 전자는 높은 에너지 준위에 잠시 머무르지만 자연적으로 원래의 낮은 에너지 준위로 돌아가고, 이때 준위간의 에너지 차이를 빛으로서 방출하는 것이다. 이러한 방출을 자발 방출이라고 한다. 대부분의 광원은 이렇게 열에너지가 자발 방출 과정을 통해 빛으로 변환된다. 이렇게 방출된 광자들은 제각기 다른 위상, 편광 그리고 진행방향을 가진다 [16].

그림 2.2 자발방출 과정

*유도방출 (Stimulated Emission)*

외부로부터 유입된 광자가 높은 에너지준위에 머물고 있는 전자에 작용하여 낮은 에너지준위로 끌어내리는 형태로 천이를 일으키는 방출과정을 유도방출이라고 한다. 1917년 아인슈타인에 의해 처음 도입된 개념인데, 입사한 빛의 주파수는 두 에너지준위의 차이에 해당하는 값을 가지며 방출되는 빛은 천이를 유도한 입사한 빛과 같은 위상, 주파수, 편광 그리고 진행방향을 가진다. 즉 모든 면에서 입사한 빛과 방출되는 빛의 성질이 똑같다 [16-17].



그림 2.3 유도방출 과정

* 1. **레이저의 동작과정**

레이저의 기본구성 (이득매질, 펌핑소스, 공진기) 을 통해 실제로 레이저가 동작하는 과정에 대해 살펴보았다. 그림 2.4는 레이저의 동작과정을 순차적으로 나타낸 것이다. 첫 번째 그림은 이득매질의 양끝에 높은 반사율을 가지는 거울을 설치해 구성한 공진기를 나타내며, 그 내부에 펌핑 전의 바닥 준위에 놓은 원자들의 상태를 나타낸 것이다. 만약 외부의 펌핑소스에 의해 많은 원자들이 들뜬 준위로 천이가 된다면 이득매질의 밀도가 반전된다. 그리고 잠시 시간이 지나면 높은 에너지준위에 있는 원자들은 개별적으로 자발방출하기 시작한다. 이렇게 방출된 광자들은 서로 위상도 다르고 편광, 진행방향도 다르다. 이 광자들 중에서 거울 쪽으로 진행하는 광자는 반사되어 이득매질에 되먹임되어 이득매질로부터 같은 위상, 편광, 주파수, 진행방향을 가지는 광자들을 유도방출 시킨다. 이득매질 양쪽의 거울을 통해 반복적으로 증폭과정을 거쳐 높은 세기의 레이저빔을 얻게 된다.

그림 2.4 레이저 동작과정

* 1. **문턱이득 (Threshold Gain)**

빛이 증폭되기 위해서는 몇 가지 중요한 조건을 만족해야 한다. 공진기 내에서 빛이 반사되면서 한 바퀴 순환하는 동안, 손실되는 빛의 양보다 이득매질에 의해 증가되는 빛의 양이 더 커야 한다는 것이다. 그렇지 않을 경우 빛은 한 바퀴 순환할 때마다 그 세기가 줄어들 것이고 거듭되는 순환에 의해 그 세기가 계속 약해져 결국 사라지게 될 것이다. 공진기 내부에서의 손실에는 거울의 투과율에 의한 손실뿐만 아니라 거울 표면과 매질 내에서의 빛의 산란 등도 포함된다. 하지만 빛의 산란에 의한 손실은 거울의 투과율에 의한 손실에 비해 매우 작기 때문에 무시할 수 있다. 또한 위상을 고려해야 하는데, 처음의 빛과 거울 사이를 왕복운동 했을 때 빛이 보강간섭을 해야 공진기로 동작할 수 있기 때문이다. 따라서 왕복운동 후의 위상변화는 의 정수배가 되어야 하며 거울 사이의 거리는 반파장의 정수배가 되어야 한다.

문턱조건 (threshold condition) 은 빛이 증폭되기 위해서는 한 바퀴 순환한 이후의 빛의 크기가 처음 빛의 크기와 최소한 같아야 한다는 것으로 그림 2.5와 같이 두 거울 사이의 공간이 이득매질로 채워져 있다고 가정하면 field 와 세기에 대하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.





위 식에서 , 와 , 는 각각 두 거울의 field와 power에 대한 반사율을 나타내고, 와 는 각각 이득매질의 field와 power에 대한 이득, 는 두 거울 사이의 거리를 나타낸다. Field에 대한 식을 보면 위상과 관련된 복소항이 존재하는데, 보강간섭을 위해서는 위상변화가 의 정수배가 되어야 하므로  이 된다. 위 식을 통해 레이저 동작을 위해 이득매질이 가져야 할 최소한의 이득, 즉 문턱이득을 구할 수 있다 [18-19].





문턱 값 아래에서는 펌핑에너지를 가해도 레이저빔을 얻을 수 없으므로 입력된 펌핑에너지는 그저 손실되는 양이라고 볼 수 있다. 따라서 작은 문턱이득 값을 가지는 레이저를 설계하는 것이 무엇보다 중요하다.



그림 2.5 공진기 내부에서 빛의 왕복운동에 의한 field 와 power 의 변화 (: field 이득 계수, : power 이득)

1. **마이크로 공진기 (Microcavity) 에서의 자발방출**
   1. **마이크로 공진기에서의 자발방출율 (Spontaneous Emission Rate) 과 자발방출계수 (Spontaneous Emission Factor)**

1946년 Purcell은 원자의 자발방출이 고정된 값이 아니라 원자 주변의 전자기 밀도와 관계가 있다고 제안하였다 [20]. 1970년대에 이 생각이 실험적으로 증명되었고 1980년대에 간단한 구조에서의 이론계산과 함께 마이크로파 영역에서 금속 거울을 이용해 원자의 자발방출을 조절하는 실험이 있었다 [21-22]. 이 분야가 공진기의 양자전기역학 (quantum electrodynamics) 로 자리 잡게 되었다. 1987년 Yablonovitch와 John은 이 이론을 광 영역에서 적용하기 위해 손실이 큰 금속거울 대신, 유전체를 3차원에서 주기적으로 배치한 광 결정 (photonic crystal) 거울을 이용하여 빛의 방출을 조절하자고 제안하였고 [23-24], 1990년에 이 구조에 대한 이론적 계산이 이뤄졌다 [25].

마이크로 공진기는 기본적으로 그 크기가 수 파장 정도로 작고 반사율이 높아 공진기 안에서의 모드 개수가 크게 줄어들어 자발방출이 심하게 억제, 증폭되는 공진기이다 [26]. 고체에서 밴드갭에 의해 전자가 전파할 수 없는 영역이 생기는 것과 유사하게 광자가 전파할 수 없는 영역이 생기는데 이를 광 밴드갭 (photonic band gap) 이라고 한다. 이 영역에서는 전자기 모드가 없어 자발방출이 억제된다. 또 마이크로 공진기의 두 거울 사이의 거리가 반파장이 되면 공진모드가 생기기 때문에 진공에서보다 자발방출이 증가하게 된다. 마이크로 공진기 공진모드에서의 자발방출 증가는 Purcell factor로 나타낼 수 있다.



은 공진기 내부에서의 파장이며,  와 는 각각 quality factor 와 cavity 모드의 부피를 나타낸다. Quality factor 는 공진기의 손실에 반비례하기 때문에 [27] 위 식에 따르면 자발방출율 역시 손실에 반비례함을 알 수 있다. 따라서 자발방출율은 문턱이득과 관련이 있음을 알 수 있다.

원자의 자발방출율 조절과 함께 방출된 에너지가 원하는 모드로 얼마나 결합하는 가를 나타내는 변수가 자발방출계수 이다. 는 전체 자발방출량과 발진모드에서 일어나는 자발방출의 비로 정의된다. 보통의 레이저는 이  값이 0.0001보다 작다. 즉, 자발방출이 대부분 필요 없는 모드로 방출되는 것이다. 레이저 모드로 방출되는 빛의 양을 보면 처음에는 자발방출이 주도하면서 작은 양만이 원하는 모드로 방출되다가 이 빛이 되먹임 되면서 거울의 손실을 극복한 이후부터 레이저 동작을 하면서, 공급해주는 에너지의 대부분이 원하는 모드로 결합하게 된다. 따라서 문턱이 생기게 되는데  값이 1에 가까워짐에 따라, 즉 방출되는 빛이 유효한 공진모드로 결합이 잘되게 설계함에 따라 문턱이 작아진다. 그리고  값이 완전히 1이 되면 문턱이 없는 레이저가 된다. 또한 값은 이득매질의 부피와 자발방출율의 스펙트럼 선폭에 반비례한다 [28-29].

* 1. **페르미 황금률 (Fermi’s Golden Rule)**

앞 절에서 살펴보았듯이, 우리는 자발방출율을 계산함으로써 레이저의 문턱이득이 크고 작음을 알 수 있다. 효율적인 레이저를 설계하기 위해서는 불필요한 주파수 영역에서 자발방출율 최대한 억제시키고 발진모드에서는 자발방출율을 증가시켜야 한다. 자발방출율은 시간에 의존하는 섭동이론으로부터 구할 수 있는데 이 식을 페르미 황금률이라고 한다 [30].

**3.2.1 섭동이론**

섭동이론은 실제 물리세계에서 슈뢰딩거 방정식의 완전한 해를 구하는 것이 특정 몇몇 경우를 제외하면 매우 어렵거나 불가능하다는 것에서 출발한다. 이를 완전히 해결하려면 고유값과 고유함수를 구하기 위해 많은 수학적 기술들을 필요로 하게 된다. 하지만 섭동이론은 기존의 알려진 해로부터 근사적으로 이를 해결함으로써 에너지 준위와 파동함수가 어떻게 변할지를 비교적 간단히 예측하게 해준다 [31].

예를 들어, 어떤 계의 해밀토니언이 로 주어졌다고 가정하면 우리가 만약 에 대한 고유함수의 complete set 을 알고,  의 효과가 충분히 작다면 해밀토니언  이  를 살짝 건드려 그 해를 보정하는 것으로 볼 수 있다. 여기서  를 섭동하지 않은 (unperturbed) 해밀토니언,  을 섭동 (perturbed) 해밀토니언이라 한다. 대개,  에 대한 급수로 해를 전개하는데 이 효과가 작다면 (), 고차원항은 그 크기가 작아지기 때문에, 저차원항만 계산하여 근사값을 얻을 수 있다.

**3.2.2 시간의존 섭동이론에 의한 페르미 황금률**

전체 해밀토니언을 , 정확한 해를 아는 시간에 무관한 해밀토니언을 , 그리고 시간에 의존하는 섭동이 있는 해밀토니언을 으로 나타내고 섭동이 작다고 가정하자.



이때 전체 계를 기술하는 시간의존 슈뢰딩거 방정식은 다음과 같다.

 (1)

 의 해가 다음과 같이 주어진다고 하자.



의 고유함수  가 complete set 을 이루기 때문에 의 고유함수  를 다음과 같이 나타낼 수 있다.



물론  가 시간에 무관하기 때문에  은 시간에 대해 변화한다.  을 아래와 같이 정의하자.



그러면  의 고유함수  는 다음과 같이 표현할 수 있다.

 (2)

식 (2) 를 슈뢰딩거 방정식 (1) 에 대입하여 정리하면, 다음과 같다.

 (3)

식 (3) 의 양변에  을 곱하고, 0차 고유함수의 직교성을 이용하자.

 (4)

전개 계수  를  의 차수로 급수 전개하면,

 (5)

식 (5) 를 식 (4) 에 대입하고, 항상 성립하기 위해서는 다음 조건을 만족해야 한다.

 (6)

 (7)

 (8)



식 (6) 으로부터 0차 전개 계수  은 모두 상수가 되어야 함을 알 수 있다. 식 (7), (8) 을 보면 우리가 모르는 계수 은 역시 우리가 모르는 계수  으로 주어지기 때문에 풀기가 쉽지 않다. 따라서 우리는 몇 가지 가정이 필요하다.

첫째, 섭동 이전인 t=0 에서 시스템은 전부 *j* 번째 고유상태에 있다. 즉  이면,  이고  이다.  
 둘째, 섭동이 적용되는 시간 t 는 변화를 무시할 수 있을 정도로 매우 짧다. 즉  이고  이다.  
 위 가정으로부터 식 (7) 의 급수 항을 하나의 항으로 나타낼 수 있는데,



여기서 섭동이 있는 해밀토니언  을 시간과 공간의 함수로 다음과 같이 분리하여 쓸 수 있고, 섭동의 시간변화를 sin 이나 cos 함수 등으로 (Harmonic perturbation) 나타낼 수 있다고 가정해보았다.

 (9)

 가 에르미트 (Hermitian) 연산자일 경우,  로 쓸 수 있다. 초기 상태를 , 최종 상태를  라고 하면,  일 때

 (10)

식 (9) 를 식 (10) 에 대입하고 정리하고,



시간에 대해 적분한 후, 절대값의 제곱을 취하면 아래 식을 얻는다.

 (11)

여기서  은 시간 t 에서 *f* 번째 고유상태에 있을 확률을 나타낸다. 식을 좀 더 간단히 하기 위해 아래 관계식을 이용하면,

 & 

식 (11) 은 다음과 같이 정리할 수 있고, 이 식은 전이 확률 (transition probability) 을 의미한다.



많은 경우에 에너지  를 가지는 하나의 준위  가 존재하는 것이 아니라,  에 가까운 에너지를 가지는 많은 연속적인 준위가 존재한다. 따라서 최종 상태에 대한 확률의 합으로 전이 확률을 계산해야 한다. 단위 에너지당 상태의 개수를 나타내는 상태밀도 (Density of states) 를 이용하면,



전이 확률은 다음과 같다.



매우 협소한 에너지 구간에 대해 위 적분을 수행하게 되면,  이므로 전이 확률은 단순히 상태밀도를 곱한 것으로 나타낼 수 있다.



단위 시간당 전이가 일어날 확률인 전이율 (Transition rate) 은 위 식을 시간에 대해 미분하면 구할 수 있다.



다르게 나타내면,



따라서 우리는 시간에 의존하는 섭동이론으로부터 우리는 자발방출율을 얻을 수 있다. 이 식을 페르미의 황금률이라고 한다. 위 식의 첫 번째 경우는 최종 상태의 에너지가 초기 상태의 에너지보다 높은 경우로 흡수 (Absorption) 을 나타내고, 두 번째 경우는 최종 상태의 에너지가 초기 상태의 에너지보다 낮은 방출 (Emission) 을 나타낸다. 페르미 황금률에 의하면 자발방출율과 상태밀도는 비례한다.

* 1. **광자상태밀도 (Photon Density of States)**

**3.3.1 주기적인 일차원 다층 구조의 광자상태밀도**

앞 절에서 우리는 낮은 문턱을 갖는 레이저를 설계하는데 필요한 자발방출 스펙트럼을 얻기 위해, 시간에 의존하는 섭동이론으로부터 자발방출율에 대한 식, 페르미 황금률을 유도했다. 하지만 앞서 보았듯이 정확한 자발방출율을 구하는 것은 쉽지 않기 때문에 직접 계산하는 대신, 자발방출율과 광자상태밀도가 비례한다는 성질을 이용하여 광자 상태밀도를 계산함으로써 자발방출이 크고 작음을 판단했다. 주기적인 일차원 다층 구조에서 광자상태밀도를 계산하는 것은 자발방출율을 구하는 것에 비해 상대적으로 매우 간단하다.

그림3.1과 같이, 본 논문에서 설계한 DBR 과 마이크로 공진기 구조에 대응하는 주기적인 1차원 다층 구조에 대해 광자상태밀도를 구해보았다. 먼저 광자상태밀도를 다음과 같이 정의할 수 있다.



위 식을 보면, 광자상태밀도는 파수 (wave number) 를 각 진동수로 미분하여 구할 수 있기 때문에 전체 구조를 에 대한 함수으로 표현할 수 있으면 그로부터 광자상태밀도를 구할 수 있다. 주어진 구조에 입사하는 빛의 세기가 1이라고 가정하고, 전체 구조를 투과하는 빛의 복소 투과계수 (complex transmission coefficient) 를  라고 하자. 복소 투과계수는 위상에 대한 정보를 가지고 있기 때문에 로부터  (dispersion relation) 을 얻을 수 있다. 따라서 우리는 전체 구조에 대한 복소 투과계수로부터 광자의 상태밀도를 구할 수 있다 [32-33].

전체 구조에 대한 복소 투과계수는 다음과 같다.





 는 빛이 구조를 투과하면서 생기는 전체 위상변화를 의미하고 그 값은  와 같다. 여기서  는 유효 파수 (effective wave number) 이고  는 구조의 전체 두께이다. 따라서 위 식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.



위 식을 각 진동수  에 대해 미분하여 정리하면,



그림 3.1 주기적인 일차원 다층구조와 빛의 전파





광자상태밀도의 정의로부터,



위 식은 주기적인 일차원 다층구조에서의 광자상태밀도 식이다. 식을 보면 알겠지만, 자발방출율을 계산하는 것에 비해 광자상태밀도를 계산하는 것은 상당히 간단하다. 따라서 본 논문에서는 자발방출율 대신 광자상태밀도를 바탕으로 레이저 공진기를 설계하였다.

**3.3.2 DBR 과 마이크로 공진기에서의 광자상태밀도**

앞에서 구한 식을 이용하여 간단한 DBR 과 마이크로 공진기 구조에 대해서 광자상태밀도를 계산해 보았다. DBR 과 마이크로 공진기 구조는 그림 2.7과 같다. 두 구조 모두 굴절률이 2인 매질 4층과 굴절률이 1인 매질 3층을 교차로 배치한 4.5 pairs 다층구조이며 각 층의 두께는 모두 공진 조건을 만족한다. 광자상태밀도를 복소 투과계수로부터 유도하였기 때문에 투과율과 광자상태밀도의 peak 이 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. DBR 의 경우, 정지밴드 (stop band) 에서 광자상태밀도가 매우 작아 자발방출이 억제되고, stop band edge 에서 광자 상태밀도가 최대가 되어서 자발방출이 증가하는 것을 알 수 있다. 따라서 DBR 구조를 band edge lasing 에 활용할 경우 자발방출계수가 커져 낮은 문턱을 가지는 레이저를 제작할 수 있다. 반면마이크로 공진기의 경우에는 정지밴드 내의 공진모드에서 유난히 광자상태밀도가 커지는 것을 볼 수 있다. 이것은 공진모드에서 자발방출이 매우 활발하게 일어나는 것을 의미하며, 마이크로 공진기를 공진주파수lasing에 사용하면 좋은 성능의 레이저 공진기를 제작할 수 있음을 말해준다.



그림 3.2 간단한 DBR 과 마이크로 공진기 구조의 광자상태밀도 분포

1. **DBR 제작 및 설계**
   1. **다층 구조에서의 전달행렬 (Transfer Matrix)**

DBR 과 같은 다층 구조에서 빛의 전파 특성을 쉽게 계산하기 위해서 전달행렬을 사용할 수 있다 [34]. 그림 4.1과 같이 매질이x 방향에 대해 균일하지 않다면, 우리는 유전율과 투자율을 구간에 대해 나누어 생각할 수 있다. 즉,



그림 4.1 다층 구조에서 빛의 전파



입사하는 빛과 반사하는 빛이 TE 모드라 가정하고 각각 나타내면,



j-번째 매질 () 에서의 전기장은  이며, 자세히 나타내면 다음과 같다.



여기서  이다. 매질의 경계인 에서 전기장과 자기장의 탄젠트성분이 연속이라는 경계조건을 적용하면 다음 식을 얻을 수 있다.



위 두 식을 연립하여 정리하면 두 매질에서의 빛 사이의 관계식을 행렬 형태로 얻을 수 있게 된다. 이 행렬식을 전달행렬이라고 하는데 좀 더 간단히 나타내기 위해 아래와 같이 치환을 하자.



또 j+1 번째 매질의 두께는 다음과 같이 쓸 수 있다.



위 두 식을 이용하여 정리한 전달행렬은 다음과 같다.





행렬 를 backward 전달행렬이라고 하는데, j+1성분을 이용하여 j번째 성분을 구하기 때문이다. Forward 전달행렬도 쉽게 구할 수 있는데 다음과 같다.





전달행렬에서 소괄호 안에 있는 항은 매질의 경계에서 전기장과 자기장의 탄젠트 성분이 연속이라는 경계조건으로부터 도출된 결과이며, 지수 항은 각 매질에서 빛이 전파하면서 겪는 위상변화를 나타내는 항이다.

앞에서 구한 전달행렬을 N+1다층구조에 순차적으로 적용하면, 전체 구조에 대한 빛의 전파 특성을 아래와 같이 쉽게 구할 수 있다.



또한 전체 구조에 대해 투과 계수와 반사 계수를 행렬성분을 이용하여 간단히 구할 수 있는데 각각 다음과 같다.





* 1. **Distributed Bragg Reflector (DBR) 의 구조와 특성**

DBR 은 서로 다른 굴절률을 가지는 두 물질을 교차로 배치한 다층 구조로 거울과 같은 반사장치의 한 종류이다. 그림 4.2와 같이 일반적으로 DBR 구조의 양끝에 같은 물질을 사용하기 때문에 N+1/2 pairs 구조를 가진다. DBR 각 층의 광학적 두께 (optical thickness) 는 공진 조건을 만족하기 위해 설계 파장의 1/4 이 되도록 한다. 앞 절에서 살펴본 전달행렬을 N+1/2 pairs DBR 구조에 적용하면



여기서 아래첨자 0 은 빛이 입사하는 매질, S는 빛이 DBR 을 투과한 이후의 매질을 나타내며H 와 L은 각각 상대적으로 높고 낮은 굴절률을 가지는 매질을 의미한다. 위 전달행렬 식으로부터 설계 파장에서DBR 의 반사율을 구하면 다음을 얻을 수 있다 [35].



그림 4.2 N+1/2 pairs 의 주기적인 DBR 구조



위 식을 살펴보면, DBR 의 반사율은 N 값이 증가할수록 그리고 DBR 을 구성하는 두 물질의 굴절률 차이가 클수록 1에 가까워지는 것을 알 수 있다. 효율적인 공진기 제작을 위해서는 반사율이 큰 거울이 필요한데 이때 위의 두 변수를 고려하면 된다. 또 DBR 을 구성하는 물질에서 빛의 흡수가 적을수록 반사율은 커지고, 매질 내의 불순물과 표면 거칠기도 반사율에 영향을 준다. 공진 조건을 만족하는 설계 파장뿐만 아니라 그 주변 파장에 대해서도 DBR 은 매우 큰 반사율을 보이는데, 이 영역을 정지밴드 (stop band) 라고 한다. DBR 의 pair가 증가할수록 정지밴드 끝의 기울기가 커진다.

* 1. **THz 시간영역 분광법 (THz Time Domain Spectroscopy)**

**4.3.1 실험 구성 및 방법**

DBR 제작에 사용된 fused quartz 의 복소 굴절률을 추출하고 제작한 DBR 의 투과율을 측정하기 위해 THz 시간영역 분광 시스템을 사용하였다. 그림 4.3은 THz 시간영역 분광 시스템을 나타낸 것으로, 샘플을 투과한 신호를 측정하는 transmission setup 이다. 펨토초 레이저에서 나온 빔을 beam splitter를 이용해 pump beam과 probe beam 으로 나눈다. Pump beam 은 InAs로부터 테라헤르츠를 발생시키고, probe beam 은 검출기 (detector) 에 입사하여 전자-정공 쌍을 생성시킨다. Mechanical delay line은 pump beam과 probe beam의 진행경로 길이차이를 조절하기 위해 사용되며 delay line을 이용한 스캔을 통해 시간영역에서 테라헤르츠 펄스를 얻는다. 또한 높은 signal-to-noise ratio (SNR) 을 얻기 위해 광 초퍼와 lock-in amplifier 를 사용한다. Pump beam 에 의해 생성된 테라헤르츠는 샘플을 투과하여 검출기에 focusing 된다. 검출기에서 probe beam 에 의해 생성된 전자-정공 쌍은 입사하는 테라헤르츠 파의 전기장에 의해 이동하고 이것이 전류로 측정된다. 테라헤르츠는 공기중의 수분에 의해 흡수되므로 이를 방지하기 위해 Box를 씌워 dry air를 계속해서 공급해준다.

그림 4.3 THz 시간영역 분광시스템 모식도

**4.3.2 Fused Quartz 굴절률 추출**

THz-TDS 시스템을 이용하여 95 µm 두께를 가지는 fused quartz 의 복소굴절률을 추출하였다. 그림 4.4(a) 와 같이 THz-TDS 시스템의 샘플 위치에 fused quartz를 위치시켜 이것을 투과한 테라헤르츠 신호와 샘플 없이 공기를 투과한 테라헤르츠 신호를 얻었다. 두신호의 크기와 위상 차이는 fused quartz 에 의한 것으로 이 차이를 이용하여 fused quartz 의 복소굴절률을 구한다. 그림 4.4(b) 는 시간영역의 테라헤르츠 신호를 FFT한 결과이다. 여기서 한가지 고려해야 할 사항이 있다. Fused quartz 의 두께가 95 µm 정도로 매우 얇기 때문에 quartz 를 가장 먼저 통과한 첫 번째 신호와 multiple reflection 에 의해 순차적으로 나오는 신호 사이의 시간지연 (time delay) 이 충분하지 않아 서로 오버랩 된다. 즉 각각의 신호를 구분할 수 없기 때문에 굴절률 추출을 위한 수식을 세울 때 multiple reflection 에 의한 무한한 신호들을 모두 고려해야 하고 실험에서도 충분한 시간 동안 스캔 해야 한다. 그림 4.5구조를 투과한 무한한 신호들을 모두 더하면,  을 구할 수 있다.

그림 4.4 (a) 시간영역과 (b) 주파수영역에서 fused quartz 의 THz-TDS 실험결과



그림 4.5 Air-Quartz-Air 구조에서 빛의 전파

THz-TDS 시스템을 통해 얻은 실험적인 투과 계수  와 수식적으로 구한  이 일치해야 한다는 점을 이용해 numerical analysis 방법의 하나인 Newton’s method 를 이용하여 fused quartz 의 복소굴절률을 구했다 [36]. 여기서 우리는 한가지 더 주의해야 할 사항이 있다. 측정된 fused quartz 의 두께에 측정오차가 있을 수 있기 때문에 정확한 두께를 구하는 과정이 필요하다. Coutaz 그룹에서 발표한 논문에 의하면, multiple reflection에 의한 신호들이 포함된 정보를 가지고 정확하지 않은 두께로 굴절률을 구하게 되면 주파수 영역에서의 굴절률에 oscillation이 생긴다 [37]. 따라서 fused quartz 의 두께를 변수로 두고 각 두께에 대한 굴절률을 얻어 가장 oscillation 이 적은 값을 fused quartz 의 두께로 했다. 그 값이 95 µm 이다. 그림 4.6은 추출한 fused quartz 의 굴절률과 흡광 계수 (extinction coefficient) 를 주파수 영역에서 나타낸 것이다.



그림 4.6 추출한 fused quartz (a) 굴절률과 (b) 흡광 계수

**4.3.2 Fused Quartz 를 이용한 DBR 제작과 그 특성**

*Fused quartz 를 이용한 DBR 제작*

Fused quartz 를 이용하여 높은 반사율을 가지는 DBR 을 두 개 제작했다. 그림 4.7은 실제 제작한 DBR 중 하나를 현미경으로 찍은 사진이다. 제작한 DBR 은 여섯 층의 fused quartz 와 다섯 층의 air gap 으로 구성된 5.5 pairs 구조이다.

0.3 THz 를 공진주파수로 설계했기 때문에 DBR 각 층의 광학적 두께는 1/4 파장에 해당하는 250 µm 이다. 즉, 굴절률이 1인 air gap 의 두께는 250 µm, 0.3 THz 에서 굴절률이 약 1.94 인 fused quartz 의 두께는 대략 128 µm 가 되야 한다. 하지만 그림 4.8 에 나타낸 것과 같이 실제 제작한 DBR 각 층의 두께는 설계한 두께와 오차가 있다.



그림 4.7 제작한 DBR 의 현미경 사진



그림 4.8 실제 제작한 두 DBR 각 층의 측정 두께

DBR 제작에 사용한 fused quartz 는 125 µm 두께에 ±5 µm 오차범위를 가진다. 크기는 1 cm x 1.25 cm 이고, 양면 모두 7 Å 이하의 표면 거칠기를 가지도록 연마되어있다. Air gap 을 만들기 위해서는 teflon film 을 사용했다. 250 µm 두께를 가지는 air gap 을 만들기 위해 127 µm 의 두께에 ±10 % 의 오차범위를 가지는 teflon film 두 장을 겹쳐 fused quartz 사이에 샌드위치 시킨 후, 접착제로 고정하였다.

*제작한 DBR 의 특성*

그림 4.9 는 THz-TDS 시스템으로 측정한 DBR의 투과율과 전달행렬로 계산한 투과율을 비교한 그래프이다. 정지밴드 (stop band) 영역에서 실험값과 계산값이 잘 일치하고 매우 작은 투과율을 가진다. 또 같이 나타낸 0.3 THz 에 대해 이상적인 두께를 가지는 DBR 의 투과율도 정지밴드 영역의 값들은 전체적으로 거의 일치하고 단지 공진 주파수가 shift된 결과임을 알 수 있다. 따라서 fused quartz와 teflon film을 이용하여 DBR을 제작하는 것은 상당히 효과적인 방법임을 알 수 있고, 이 DBR은 정지밴드에서 상당히 작은 투과율, 즉 상당히 큰 반사율을 가지므로 마이크로 공진기를 구성하는 고 반사율 거울로 사용될 수 있다.



그림 4.9 제작한 DBR 이 가지는 투과율의 실험값과 계산값 그리고 이상적인 구조에서의 투과율 비교 (a) DBR #1, (b) DBR #2



**표 4.1** 제작한 DBR 이 가지는 최소 투과율의 실험값과 계산값 비교

* 1. **Band Edge Lasing 을 위한 DBR 설계**

앞 절에서DBR이 정지밴드 내에서 높은 반사율을 가지기 때문에 공진기를 제작하는데 필요한 거울로 사용 가능함을 볼 수 있었다. 이번에는 거울인 DBR을 공진기처럼 빛의 증폭에 이용해보았다.

그림 4.10은 DBR의 pair수에 따른 투과율과 광자상태밀도를 계산하여 주파수 영역에서 나타낸 것이다. 설계 시, 목표한 공진 주파수는 0.3 THz이다. 광자상태밀도를 복소 투과계수 (complex transmission coefficient) 로부터 유도하였기 때문에 투과율과 광자 상태밀도의 peak 이 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. DBR의 광자상태밀도 스펙트럼을 보면 정지밴드 내에서는 매우 작은 값을 가지고, 정지밴드 끝에서는 그 값이 매우 커진다 [38]. 3.1절의 페르미 황금률에 의하면 자발방출율 (spontaneous emission rate) 은 광자상태밀도에 비례하기 때문에 DBR 의 경우 정지밴드 영역에서 자발방출이 억제되고 정지밴드 끝에서는 매우 증가하는 것을 알 수 있다. 전체 자발방출율에 대한 발진모드에서의 자발방출의 비로 정의되는 자발방출 계수 (spontaneous emission factor) 는 자발방출율의 스펙트럼 선폭에 반비례하며 그 값이 클수록 낮은 문턱을 가지는 레이저를 설계할 수 있다[39]. 그래프를 보면 DBR 의 pair 수가 증가함에 따라 정지밴드 끝에서의 광자상태밀도는 그 값이 점점 커지고 스펙트럼 선폭 (spectral line width) 이 작아진다. 따라서 pair수가 큰 DBR을 band edge lasing에 활용할 경우 자발방출계수가 커지기 때문에 낮은 문턱 이득을 가지는 레이저를 설계할 수 있다.



그림 4.10 DBR pair 수에 따른 투과율과 광자상태밀도 스펙트럼



그림 4.11 정지밴드 끝 (stop band edge) 에서 13.5 pairs DBR 내부의 공간적인 전기장 분포

그림 4.11은 13.5 pairs DBR 내부 전기장의 공간적인 분포를 전달행렬을 이용하여 계산한 결과이다. 빨간색은 정지밴드 끝 중에서 낮은 주파수 성분의 전기장을 파란색은 높은 주파수 성분의 전기장을 나타낸 것이다. 흰색과 검은색으로 나타낸 영역은 각각 air gap 과 fused quartz로 이루어진 매질을 나타낸다. 그래프를 보면, 정지밴드의 낮은 주파수 성분의 전기장은 상대적으로 큰 굴절률을 가지는 fused quartz 영역의 중간에 강하게 모인다. 반면 정지밴드의 높은 주파수 성분의 전기장은 상대적으로 작은 굴절률을 가지는 air gap 영역의 중간에 강하게 모인다 [40]. 따라서 만약 해당 주파수 (정지밴드 끝) 에서 이득을 가지는 얇은 필름을 큰 굴절률 또는 작은 굴절률을 가지는 매질의 가운데 위치시킬 수 있다면 레이저 발진이 가능하게 된다. 얇은 필름을 매질 가운데 위치시키는 방법은 간단하다. 지금 설계한 두께 절반에 해당하는 같은 물질 두 개 사이에 얇은 필름을 샌드위치 시키면 된다. 여기서 이득을 가지는 물질을 얇은 필름으로 가정하는 이유는 자발방출계수가 이득매질의 부피에 반비례하기 때문이다. 따라서 얇은 필름을 사용할수록 자발방출 계수가 커지기 때문에 더 낮은 문턱 이득을 가지는 레이저 설계가 가능하다. 이제 DBR을 단순히 공진기 제작에 필요한 높은 반사율을 갖는 거울로 사용할 뿐만 아니라 그 자체를 직접 band edge lasing에 사용할 수 있음을 알 수 있다 [41].

1. **마이크로 공진기 설계**
   1. **마이크로 공진기의 구조와 특성**

1897년 Fabry와 Perot은 두 개의 평행판 사이의 multiple reflection을 이용한 새로운 간섭계를 제안하였다 [42-44]. 기존의 two-beam간섭계와 달리, 매우 높은 분광 해상도 (spectral resolution) 을 가져 측정 정밀도를 향상시킬 수 있었다. 만약 두 거울 사이의 간격이 빛의 파장 범위 내에 있으면 이 간섭계를 마이크로 공진기 라고 한다. 그림 5.1과 같이 간단한 공진기인 두 개의 평행한 평면거울을 사용한 마이크로 공진기에 대해 알아보았다. 여기서 거울로 DBR을 이용하였다. 두 거울 사이에서 multiple reflection을 통해 빛이 증폭될 때, 거울에서 발생하는 손실을 최대한 줄이기 위해서 높은 반사율을 가진 거울이 필요하고 두 거울의 표면 가공상태가 우수해야 빛의 산란이 줄어들어 손실이 적게 발생한다. 앞에서 DBR 제작 시, 양면이 연마된 fused quartz를 사용한 이유도 이런 이유 때문이다. 그림 5.1 과 같은 마이크로 공진기의 투과율은 다음 식으로 나타낼 수 있다.

그림 5.1 DBR 을 이용한 마이크로 공진기 구조와 빛의 전파



**그림 5.2** 마이크로 공진기의 투과율 스펙트럼

만약 마이크로 공진기가 완전히 좌우대칭이고 손실이 없다고 가정하면 공진모드에서의 투과율은 1이 된다. 마이크로 공진기가 공진기로 동작하려면 빛이 거울 사이를 왕복운동 했을 때 보강간섭이 일어나야 한다. 따라서 거울 사이의 거리는 반파장의 정수배가 되어야 한다.



이 조건에 의해 공진주파수는 아래와 같이 주어진다.



여기서 는 진공에서의 빛의 속도이다. 공진주파수 사이의 간격을 나타내는 free spectral range (FSR) 는 다음과 같다.



* 1. **마이크로 공진기의 성능을 나타내는 변수**

마이크로 공진기에서 손실이 존재하는 경우를 보면, 먼저 cavity를 구성하는 거울의 반사율이 1이 아니기 때문에 빛이 multiple reflection을 하면서 손실이 발생한다. 그리고 cavity를 구성하는 물질이 빛을 흡수해서 생기는 손실도 존재한다. 따라서 빛이 두 거울 사이를 왕복 운동한 이후의 세기를 다음과 같이 나타낼 수 있다.



이로부터 유효흡수계수 (effective absorption coefficient) 를 정의할 수 있다.



Cavity의 성능을 나타내는 변수로 photon lifetime, quality factor (Q-factor), finesse가 있다 [45]. 이 세가지 변수는 모두 cavity내부에서의 손실을 나타낸다.







Photon lifetime은 얼마나 오래 cavity 내부에 머무르다가 밖으로 빠져나가는가를 나타내는 것으로 유효흡수계수에 반비례한다. Q-factor는 빛이 cavity 내부를 한번 왕복 운동할 때 잃은 에너지 비율에 의해 결정되며, 공진주파수와 반값 선폭 (full width at half maximum) 의 비로 나타낼 수 있다. Finesse 는 FSR과 반값 선폭의 비로 정의할 수 있다. 이 세가지 변수는 모두 cavity 내부에서의 손실을 나타내는 방법이기 때문에 서로에 대해 식으로 표현할 수 있다.



손실이 적을수록 세 변수 값들은 커지고, 얼마나 성능이 뛰어난 cavity인지 판단하는 기준이 된다.

* 1. **공진주파수 Lasing을 위한 마이크로 공진기 설계**

DBR은 정지밴드 내에서 높은 반사율을 가지기 때문에 공진기를 구성하는 고 반사거울로 사용 가능하다. DBR을 거울로 사용한 마이크로 공진기가 공진주파수 성분을 어떻게 증폭시킬 수 있는지, 레이저 동작을 위한 공진기로 활용될 수 있는지 살펴보았다.

4.2 절에서 DBR 의 반사율은 DBR 을 구성하는 pair 수가 증가할수록 1에 가까워지는 것을 알 수 있었다. 따라서 DBR 을 사용한 마이크로 공진기 역시 pair 수가 증가할수록 거울의 반사율이 커지기 때문에 multiple reflection에 의해 손실되는 에너지가 감소할 것이다. 앞 절에서 살펴본 세가지 변수 photon lifetime, Q-factor, finesse는 모두 cavity의 손실에 반비례하기 때문에 그 값들이 pair 가 증가함에 따라 커질 것을 예상할 수 있다. 그림 5.3은 마이크로 공진기 pair 수에 따른 투과율과 광자 상태밀도를 주파수영역에서 나타낸 것이다. DBR 설계와 마찬가지로 서로 다른 굴절률을 가지는 두 물질은 공기와 fused quartz 이고, 목표한 공진 주파수는 0.3 THz이다. Pair 수가 증가할수록 공진주파수에서 투과율은 비록 작아지지만Q-factor는 커지는 것을 알 수 있다. 일반적으로 pair 수가 증가하면 Q-factor와 함께 투과율도 증가해야 하지만 fused quartz 의extinction coefficient가 커서 투과율이 감소한다. Q-factor 가 커진다는 것은 손실이 줄어든다는 것이고, 따라서 문턱이득이 작아진다는 것을 의미한다. 따라서 더 낮은 이득을 가지는 물질로 레이저 동작을 할 수 있게 된다.



그림 5.3 마이크로 공진기 pair 수에 따른 투과율과 광자상태밀도

(a) 정지밴드 영역에서의 투과율 (b) 공진주파수 근처에서의 투과율 (c) 공진주파수 근처에서의 광자상태밀도



표 5.1 공진주파수에서 마이크로 공진기 pair 수에 따른 Q-factor 와 광자상태밀도

그림 5.3의 광자상태밀도를 보면, DBR의 경우 정지밴드영역 내의 모든 주파수영역에서 광자상태밀도가 매우 작았었는데, 마이크로 공진기의 경우에는 정지밴드 대부분의 영역에서 작은 광자상태밀도를 가지지만 공진주파수에서는 그 값이 매우 커진다. 그리고 pair수가 증가할수록 광자상태밀도 값이 커지게 된다. 또 DBR 의 경우 9.5 pairs 구조에서 광자상태밀도의 최대값이 약5.6 정도였는데, 마이크로 공진기에서는 대략 40의 최대값을 가진다. 이것은 페르미 황금률에 의해 자발방출이 공진주파수에서 매우 많이 일어난다는 것을 의미하고 낮은 문턱을 가지는 레이저 동작을 위해 자발방출계수를 크게 하려면 공진주파수를 레이저 발진모드로 이용해야 한다. 즉, 마이크로 공진기는 공진주파수 lasing에 이용될 수 있다.

그림 5.4 는 9.5 pairs 마이크로 공진기 구조와 내부 전기장의 공간적인 분포를 전달행렬을 이용하여 계산한 결과이다. 빨간색은 공진주파수 성분의 전기장, 파란색과 녹색은 정지밴드 끝의 전기장을 나타낸다. 흰색과 검은색으로 나타낸 영역은 각각 air gap과 fused quartz로 이루어진 매질을 의미한다. 그래프를 보면, 먼저 공진주파수의 전기장에 비해 정지밴드 끝의 전기장은 작아서 DBR과 달리 마이크로 공진기는 band edge lasing에 부적합하다는 것을 알 수 있다. 공진 주파



**그림 5.4** 공진주파수와 정지밴드 끝에서 9.5 pairs 마이크로 공진기 내부의 공간적인 전기장 분포



**그림 5.5** 기존의 9.5 pairs 마이크로 공진기의 두 거울 사이에 기판을 삽입한 최적화 구조와 공진주파수에서 전기장의 공간적 분포

수에서 전기장의 분포를 보면, 두 거울 사이의 air gap 영역의 중간에 전기장이 매우 강하게 모이는 것을 볼 수 있다. 또한 그림 5.4에서 ② 와 ③ 으로 나타낸 곳에서도 전기장이 비교적 강하게 모이는 것을 볼 수 있다. 따라서 만약 공진주파수 (이 구조에서는 0.3 THz) 에서 이득을 가지는 얇은 필름을 ①, ②, ③ 위치에 놓을 수 있다면 효과적인 레이저 발진이 가능하게 된다. 만약 이득매질이0.3 THz가 아닌 다른 주파수에서 큰 이득을 가진다면 거울 사이의 거리를 조절하여 공진모드를 변화시키면 된다.

먼저 마이크로 공진기 내부에서 가장 강한 전기장이 모이는 ① 번 위치에 이득매질을 삽입하여 공진주파수 성분을 발진시키는 방법을 생각해보았다. ① 번 위치는 공기로 채워진 공간이기 때문에 얇은 필름을 공중에 띄울 수 없다. 따라서 우리는 얇은 필름을 고정시킬 기판 (substrate) 이 필요하다. 그림 5.5는 이득을 가지는 얇은 필름을 마이크로 공진기의 두 거울 사이에 위치시키기 위해, 기존의 9.5 pairs 마이크로 공진기에 기판을 삽입한 구조를 나타낸 것이다. 그리고 공진주파수에서 전기장의 공간적인 분포도 아래에 함께 나타냈다. 기판으로 50 µm 두께의 fused quartz를 사용한다고 가정하고, 기판 표면에 전기장이 가장 강하게 모이는 조건을 구한 결과가 그림에서 나타낸 값이다. 왼쪽 거울과 기판 사이의 간격, 기판과 오른쪽 거울 사이의 간격을 변수로 두고 그 값을 변화시켜가면서 최적화한 구조이다. 기판을 삽입함으로써 이상적인 공진구조에서 벗어나 그림 5.4에서 보았던 기존 마이크로 공진기에 비해 작은 전기장이 형성되지만 여전히 입사한 빛에 비해 8배나 큰 빛이 기판 표면 (green line 위치) 에 모인다. 따라서 0.3 THz에서 이득을 가지는 얇은 필름을 위에서 설계한 구조의 기판 표면에 부착하게 되면 공진주파수에서 lasing이 가능하게 된다. 만약 이득을 가지는 얇은 필름의 두께가 3.8 Å로 아주 얇다고 가정하고 문턱이득을 구하면, 다음 값을 가진다.



는 이득매질의 두께, 과 는 각각 이득매질 왼쪽과 오른쪽 거울의 반사율이다. 문턱이득은 이득매질의 두께에 반비례하기 때문에 더 두꺼운 물질을 사용하면 더 작은 문턱이득을 가지게 된다. 그리고 pair 수를 더 늘려 두 거울의 반사율을 크게 하면 더 낮은 문턱이득을 얻을 수 있다.

다음으로 그림 5.4의 기존 마이크로 공진기 구조에서 공진주파수에 대해 두 번째로 전기장이 강하게 모이는 ②번 위치에 이득매질을 삽입하여 공진주파수 성분을 발진시키는 방법을 생각해보았다. 그림 5.6은 기존의 9.5 pairs 마이크로 공진기 구조와 새롭게 설계한 구조를 나타내고, 각각의 구조에서 전기장의 공간적인 분포를 나타낸 것이다. 새롭게 설계한 구조는 3.8 Å의 두께를 가지고  의 전기전도율을 가지는 그래핀을 마이크로 공진기의 두 거울에 부착한 형태이다. 두 구조에 대해 전기장의 공간분포를 살펴보면 기존구조에 비해 설계한 마이크로 공진기의 green line 위치에서 전기장이 더 커진 것을 알 수 있다. 또 두 구조에 대해 문턱이득을 구하면, 기본구조는 , 설계한 구조는  의 문턱이득을 가진다. 따라서 설계한 구조가 더 큰 전기장과 더 낮은 문턱이득을 가지기 때문에 더 효과적인 레이저 발진을 할 수 있다.



그림 5.6 기존의 9.5 pairs 마이크로 공진기 구조와 새롭게 설계한 구조, 그리고 각 구조에서 전기장의 공간적인 분포

1. **결론**

본 논문에서는 테라헤르츠 레이저를 개발하기 위한 기초연구로 테라헤르츠 대역에서 공진기로 동작하는 DBR 과 마이크로 공진기를 설계하였다.

먼저 fused quartz를 이용하여 실제 DBR을 제작하였고 그 특성을 테라헤르츠 시간영역 분광법으로 측정하였다. 제작한 DBR은 정지밴드 영역에서 높은 반사율을 가지기 때문에 마이크로 공진기의 거울로 사용 가능하다. 또한 실험으로 측정한 투과율과 계산한 투과율 스펙트럼이 거의 일치하기 때문에 단순히 이론적인 설계뿐만이 아니라 실제로 소자를 제작하는 관점에서 fused quartz와 teflon film을 이용하여 DBR을 제작하는 방법은 매우 효과적이라 할 수 있다.

또한 DBR과 마이크로 공진기의 광자상태밀도 스펙트럼을 통해 레이저 발진에 이용할 수 있는 주파수를 찾았고, 해당 주파수에 대해 구조 내부에서 전기장의 공간분포를 확인함으로써 레이저 동작을 위해 이득매질을 삽입해야 하는 위치를 결정하였다.

DBR의 경우, 정지밴드 끝에서 광자상태밀도 값이 크고, 스펙트럼 선폭이 좁았다. 이것은 정지밴드 끝에서 자발방출이 활발하게 일어나고 자발방출계수가 커진다는 것을 의미한다. 따라서 DBR을 밴드 끝 주파수의 lasing에 이용할 수 있다. 전기장의 공간분포를 보면, 정지밴드 끝의 낮은 주파수 성분의 전기장은 상대적으로 큰 굴절률을 가지는 fused quartz 영역의 중간에 강하게 모이고 정지밴드의 높은 주파수 성분의 전기장은 상대적으로 작은 굴절률을 가지는 air gap 영역의 중간에 강하게 모였다. 따라서 만약 정지밴드 끝에 해당하는 주파수에서 이득을 가지는 얇은 필름을 큰 굴절률 또는 작은 굴절률을 가지는 매질의 가운데 위치시킬 수 있다면 레이저 발진이 가능하게 된다.

마이크로 공진기의 경우에는 공진주파수에서 광자상태밀도 값이 크고, 스펙트럼 선폭이 좁았다. 따라서 마이크로 공진기는 자발방출율이 큰 공진 주파수를 lasing 해야 낮은 문턱을 가지는 레이저 발진을 얻을 수 있다. 전기장의 공간분포를 보면, 두 거울 사이의 air gap 영역 중간에 전기장이 매우 강하게 모였다. 이득을 가지는 얇은 필름을 이곳에 위치시키기 위해 마이크로 공진기의 두 거울 사이에 기판을 삽입한 구조를 설계하였다. 그리고 두 번째로 전기장이 강하게 모이는 위치에서 효율적인 레이저 발진을 하기 위해 그래핀을 마이크로 공진기의 두 거울에 부착한 구조를 설계하였다. 설계한 구조들을 이용하면 공진주파수 lasing에 마이크로 공진기를 활용할 수 있다.

이처럼 주파수영역과 공간영역에서 DBR과 마이크로 공진기의 특성을 살펴봄으로써 레이저 동작이 가능한 주파수와 이득매질이 있어야 할 위치를 알 수 있었다. 테라헤르츠 대역에서 이득을 가지는 물질이 발견된다면 본 연구결과를 활용하여 테라헤르츠 레이저를 개발할 수 있다.

**REFERENCES**

1. **Thrane L., Jacobsen R. H., Jepsen P. U. and Keiding S. R., “THz reflection spectroscopy of liquid water.”**

**Chemical Physics Letters, Vol.240, No.4, 1995, pp.330-333.**

1. **Ronne C., Thrane L., Astrand P., Wallqvist A., Mikkelsen K. V. and Keiding S. R., “Investigation of the temperature dependence of dielectric relaxation in liquid water by THz reflection spectroscopy and molecular dynamics simulation.”**

**The Journal of Chemical Physics, Vol.107, No.14, 1997, pp.5319-5331.**

1. **Upadhya P. C., Shen Y. C., Davies A. G. and Linfield E.H., “Terahertz Time-Domain Spectroscopy of Glucose and Uric Acid.”**

**Journal of Biological Physics, Vol.29, No.2-3, 2003, pp.117-121.**

1. **Taday P. F., Bradley I. V. and Arnone D. D., “Terahertz Pulse Spectroscopy of Biological Materials: L-Glutamic Acid.”**

**Journal of Biological Physics, Vol.29, No.2-3, 2003, pp.109-115.**

1. **Globus T. R., Woodlard D. L., Khromova T. and Samuels A. C., “THz-Spectroscopy of Biological Molecules.”**

**Journal of Biological Physics, Vol.29, No.2-3, 2003, pp.89-100.**

1. **Auston D. H., Cheung K. P. and Smith P. R., “Picosecond photoconducting Hertzian dipoles.”**

**Applied Physics Letters, Vol.45, No.3, 1984, pp.284-286.**

1. **Auston D. H. and Nuss M. C., “Electrooptical generation and detection of femtosecond electrical transients.”**

**IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.24, No.2, 1988, pp184-187.**

1. **Smith P. R., Auston D. H. and Nuss M. C., “Subpicosecond photoconducting dipole antennas.”**

**IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.24, No.2, 1988, pp.255-260.**

1. **Sakai K., “Terahertz Optoelectronics.”**

**Springer, 2005.**

1. **Rice A., Jin Y., Ma X.F., Bliss D., Larkin J., Alexanderand M. and Zhang X.-C., “Terahertz optical rectification from <110> zinc-blende crystals.”**

**Applied Physics Letters, Vol.64, No.11, 1994, pp.1324-1326.**

1. **Verghese S., Mclntosh K. A., Calwa S., Dinatale W. F, Duerr E. K., Molvar K. A., “Generation and detection of coherent terahertz waves using two photomixers.”**

**Applied Physics Letters, Vol.73, No.26, 1998, pp.3824-3826.**

1. **Chansungsan C., Tsang L. and Chuang S. L., “Coherent terahertz emission form coupled quantum wells with exciton effects.”**

**Journal of the Optical Society of America B, Vol.11, No.12, 1994, pp.2508-2018.**

1. **Cha H. J., Jeong Y. U., Park S. H. and Lee B. C., “Power Spectrum and Coherence Length Measurements of a Compact Terahertz Free-Electron Laser.”**

**Journal of the Korean physical Society, Vol.47, No.5, 2005, pp.798-802.**

1. **Franken P. A. and Sands R. H., “The LASER, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.”**

**Ann Arbor, 1959.**

1. **Ingle J. D. and Crouch S. R., “Spectrochemical Analysis.”**

**Prentice Hall PTR, 1988.**

1. **Fain B. and Milonni P. W., “Classical stimulated emission.”**

**Journal of the Optical Society of America B, Vol.4, No.1, 1987, pp.78-85.**

1. **Loudon R., “The Quantum Theory of Light”**

**Oxford University Press, 2000.**

1. **Wilmsen C., Temkin H. and Coldren L. A., “Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: design, fabrication, characterization, and applications.”**

**Cambridge University Press, 2001.**

1. **Verdeyen J. T., “Laser electronics.”**

**Prentice-Hall, 1995.**

1. **Purcell E. M., “Spontaneous emission probabilities at radio frequencies.” Physical Review, Vol.69, No.12-13, 1946, pp.681.**
2. **Berman P. R., “Cavity Quantum Electrodynamics.”**

**Academic Press, 1994.**

1. **Jhe W., Anderson A., Hinds E. A., Meschede D., Moi L. and Haroche S., “Suppression of spontaneous decay at optical frequencies: Test of vacuum-field anisotropy in confined space.”**

**Physical Review Letters, Vol.58, No.7, 1987, pp.666-669.**

1. **Yablonovitch E., “Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics.”**

**Physical Review Letters, Vol.58, No.20, 1987, pp.2059-2062.**

1. **John S., “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices.”**

**Physical Review Letters, Vol.58, No.23, 1987, pp.2486-2489.**

1. **Ho K. M., Chan C. T. and Soukoulis C. M., “Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures.”**

**Physical Review Letters, Vol.62, No.25, 1990, pp.3152-3155.**

1. **Yamamoto Y. and Slusher R. E., “Optical Processes in Microcavities.”**

**Physics Today, Vol.46, No.3, 1993, pp. 66-73.**

1. **Saleh B. E. A. and Teich M. C., “Fundamentals of Photonics.”**

**Wiley , 2007.**

1. **Suematsu Y. and Furuya K., “Theoretical spontaneous emission factor of injection lasers.”**

**Institute of Electronics and Communication Engineers of Japan Transactions, Vol.E60, No.9, 1977, pp.467-472.**

1. **Yu S. F., “Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers.” John Wiley & Sons, 2003.**
2. **Fermi E., “Nuclear Physics.”**

**University of Chicago Press, 1950.**

1. **Treschev D. and Zubelevich O., “Introduction to the Perturbation Theory of Hamiltonian Systems.”**

**Springer, 2009.**

1. **Bendickson J. M. and Dowling J. P., “Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one-dimensional, photonic band-gap structures.”**

**Physical Review E, Vol.53, No.4, 1996, pp.4107-4121.**

1. **Zhukovsky S. V. and Gaponenko S. V., “Constraints on transmission, dispersion, and density of states in dielectric multilayers and stepwise potential barriers with an arbitrary layer arrangement.”**

**Physical Review E, Vol.77, No.046602, 2008, pp.1-10.**

1. **Chuang S. L., “Physics of Optoelectronic Devices.”**

**Wiley, 1995.**

1. **Sheppard C. J. R., “Approximate calculation of the reflection coefficient from a stratified medium.”**

**Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A, Vol.4, No.5, 1995, pp.665-669.**

1. **Kelley C. T., “Solving Nonlinear Equations with Newton’s Method.”**

**Society for Industrial and Applied Mathematics, 2003.**

1. **Duvillaret L., Garet F. and Coutaz J. L., “Highly Precise Determination of Optical Constants and Sample Thickness in Terahertz Time-Domain Sepctroscopy.”**

**Applied Optics, Vol.38, No.2, 1999, pp.409-415.**

1. **Tocci M. D. and Scalora M., “Measurement of spontaneous-emission enhancement near the one-dimensional photonic band edge of semiconductor heterostructures.”**

**Physical Review A, Vol.53, No.4, 1996, pp.2800-2803.**

1. **Kopp V. I., Fan B., Vithana H. K. M. and Genack A. Z., “Low-threshold lasing at the edge of a photonic stop band in cholesteric liquid crystals.”**

**Optics Letters, Vol.23, No.21, 1998, pp.1707-1709.**

1. **Scalora M., Dowling J. P. and Tocci M., “Dipole emission rates in one-dimensional photonic band-gap materials.”**

**Applied Physics B, Vol.60, No.2-3, 1995, S57-S61.**

1. **Dowling J. P., Scalora M., Bloemer M. J. and Bowden C. M., “The photonic band edge laser: A new approach to gain enhancement.”**

**Journal of Applied Physics, Vol.75, No.4, 1994, pp.1896-1899.**

1. **Fabry C. and Perot A., “Sur les franges des lames minces argentées et leur application à la mesure de petites épaisseurs d’air.”**

**Annales de Chimie et de Physique, Vol.12, 1897, pp.459-501.**

1. **Fabry C. and Perot A., “Théorie et applications d’une nouvelle method de spectroscopie interférentielle.”**

**Annales de Chimie et de Physique, Vol.16, 1899, pp.115-144.**

1. **Mulligan J. F., “Who were Fabry and Perot?.”**

**American Journal of Physics, Vol.66, No.9, 1988, pp.797-802.**

1. **Band Y. B., “Light and Matter: Electromagnetism, Optics, Spectroscopy and Lasers.”**

**John Wiley & Sons, 2006.**

**감사의 글 (Acknowledgements)**

끝나지 않을 것 같던 석사과정이 어느덧 마무리 되었습니다. 그 동안 수많은 일을 겪고 하루하루 정신 없이 보낸 것 같은데, 막상 지나고 나니 허무함과 아쉬움이 많이 남습니다. 대학원에 진학하지 않았더라면 절대 경험하지 못했을 소중한 추억들이 앞으로의 제 인생에 큰 힘이 될 것입니다. 제가 무사히 석사과정을 마칠 수 있었던 것은 많은 주변 분들의 도움이 있었기 때문이라고 생각합니다. 이 자리를 빌어 그 분들께 감사의 마음을 전합니다.

먼저 연구분야에 대해 아무것도 모르는 저를 학생으로 받아주시고 석사과정 마지막까지 지도해주신 한해욱 교수님께 감사의 말씀을 전합니다. 제가 그릇된 생각이나 행동을 한다고 판단하시면 진심으로 꾸짖어, 교수님께서 생각하시는 방향으로 나아가도록 도와주신 덕분에 무사히 석사과정을 마무리 지을 수 있었습니다. 이제 사회에 나가면 연구실에서의 경험을 바탕으로 어떠한 환경에서도 자신 있게 행동할 수 있을 것 같습니다. 그리고 저의 석사논문 심사를 위해 바쁜 시간을 쪼개어 참석해주신 김진우 교수님과 박기수 교수님께도 감사 드립니다.

힘든 일이 있으면 위로해주고 모르는 것은 친절히 가르쳐주며 대학원 생활 내내 저와 함께 동고동락한 우리 NBTP 연구실 멤버 모두에게도 정말 고맙다는 말을 하고 싶습니다. 궁금한 것을 물어보면 항상 진지하게 같이 고민해주고 그 존재만으로 든든한 영웅이 형, 수영과 배드민턴 스승님이자 연구실의 몸짱. 지금은 훈련소에서 열심히 생활하고 계실 텐데 규칙적인 생활로 하루빨리 예전의 건강한 모습을 되찾았으면 합니다. 우리 같이 건강해 집시다! 그리고 핵심을 정확히 지적해주고 중요한 일의 사이즈도 잘 잡아주고 뽀얀 속살과 각선미를 소유한 순성이. 종미랑 얼른 결혼해서 행복한 가정을 꾸렸으면 좋겠고 지금은 역시 훈련소에서 고생하겠지만 아픈 영웅이 형 잘 챙겨서 무사히 돌아왔으면 합니다. 손가락 찌르기의 유단자 규석이, 연구실의 모든 것을 마스터하느라 항상 고생이 많지만 가장 건강한 신비의 사나이. 장난도 많이 치지만 속은 깊은 아이라고 생각하는 순간 다시 장난치는 동갑내기 선배님, 이제 때릴 사람 없다고 슬퍼하지 마시길... 그리고 작은 고추가 맵다는 것을 제대로 보여주는 연구실의 홍일점 현아. 일에 대한 책임감이 상당한, 나이는 어리지만 선배로써 항상 모범이 되는, 연애상담과 생물을 가르쳐주는 고마운 동생이자 선배님입니다. 현아짱도 얼른 건강해 집시다! 그리고 비를 부르는 소년, 강철 지구력의 승현이. 자전거만 타면 고장 내는 마이너스의 손. 여러 가지로 힘들 텐데 티를 내지 않아서 정말로 괜찮은 건지 걱정되는 저의 첫 대학원 후배. 선배로써 해준 것이 없어 미안하고 진로 잘 생각해서 후회 없는 선택하길 바란다는 말을 전하고 싶습니다. 마지막으로 연구실에 들어온 지 4개월밖에 안된 따끈따끈한 신입생 맹진이, 제가 휴학하지 않고 졸업을 했다면 같이 생활하지 못했을 후배라고 생각하니 이것도 나름 상당한 인연인가 봅니다. 지금 겪고 있는 일들 좋은 방향으로 마무리되어서 하고 싶은 공부 계속 할 수 있었으면 좋겠습니다. 모두들 정말 고맙습니다.

저의 존재자체를 가능하게 해주신 부모님께도 감사의 말씀을 드립니다. 누구보다 정직하게 열심히 살아가시는 부모님께 부끄럽지 않은 아들이 되기 위해 노력하다 보니 이렇게 좋은 결과가 있는 것 같습니다. 다른 것에 신경 쓰지 않고 오직 대학원 생활에 집중할 수 있는 환경을 만들어주시고 저를 믿고 묵묵히 기다려 주셔서 좀 더 마음 편하게 졸업준비를 할 수 있었습니다. 지금까지는 저를 위해 살았으니 이제는 부모님께 좀 더 효도하는 아들로 살겠습니다. 경상도 특유의 무뚝뚝한 면이 많은 우리 가족이지만 항상 서로를 깊이 생각하고 있다는 걸 느낄 수 있습니다. 그래도 이제부터는 서로 사랑한다는 표현을 더 많이 했으면 좋겠습니다.

마지막으로 언제나 한결같이 제 곁을 지켜주는 윤정이에게 정말 고맙고 미안하고 많이 사랑한다는 말을 전하고 싶습니다. 올해 본 횟수가 손가락에 꼽을 만큼 적지만 전화 너머 목소리만으로도 기운이 나고 미소 짓게 하는 소중한 사람입니다. 윤정이도 취업해서 직장생활 하느라 정신 없고 힘들 텐데, 항상 제 입장을 배려해주고 불평불만 없이 밝은 목소리로 긍정적인 에너지를 줘서 많은 힘이 되었습니다. 항상 저에게 자신감을 심어주고 저를 믿어주었기에 마지막까지 석사과정을 잘 마무리할 수 있었습니다. 지금까지 잘해주지 못한 만큼 앞으로 더 잘하겠습니다.

모두 건강하고 행복했으면 좋겠습니다.

**이 력 서 (Curriculum Vitae)**

성 명: 권 기 제

생년월일: 1986년 5월 29일

주 소: 경상남도 거제시 장평동 1차 주공아파트 114동 306호

메일주소: kwonkj@postech.ac.kr

**학 력 (Education)**

2006.03~2012.02: 부산대학교 전자전기공학부  (B.S.)

2012.03~2014.08: 포항공과대학교 대학원 전자전기공학과 (M.S.)

**경 력 (Experience)**

2012.03~2012.08: 포항공과대학교 대학원 전자전기공학과 교육 및 연구조교

**국내 학회 (Domestic Conference)**

1. 권기제, 이원준, 도영, 이경인, 이차영, 한해욱, “무간격 마이크로 렌즈를 적용한 후면조사형 CMOS 이미지 센서의 최적화”, 한국광학회 하계학술대회, (2013.07.10~12), 디오션리조트, 여수 (Poster)

**소속 (Affiliation)**

포항공과대학교 전자전기공학과 Nano-Bio THz Photonics Lab

◈ 본 학위논문 내용에 관하여 학술∙교육 목적으로 사용할 모든 권리를 포항공대에 위임함.