creative commons

COMMONS DEED

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

dCollection

Mode spectra of a hexapolar deformed liquid-jet microcavity formed by a nozzle fabricated with focused ion beam technique

by

Soyun Kim

A Dissertation Submitted in Partial Fulfillment of the Requirements for the Degree of

Master of Philosophy

(Physics and Astronomy)

at the

Seoul National University

국 문 초 록

비대칭 광 공진기(Asymmetric optical resonant cavity)는 특정 방향으로의 방출 방향성을 보이며 모드의 품위값(quality factor) 또한 높으므로, 레이저로 이용하기 쉽고 광소자로 활용할 수 있다. 원형 공진기와 달리 비대칭 공진기에서는 변형도가 증가함에 따라 공진기 내부 빛의 선 역학(ray dynamics)이 점차 무질서해지며 모드 간의 상호작용(interaction)이 나타난다.

비대칭 공진기의 한 종류인 변형된 액체제트 미소 공진기(deformed liquid-jet microcavity)는 분출시킨 액체제트의 단면을 공진기로 이용하는 것이다. 이 때 분출구 모양의 초기조건에 의해 제트의 단면 모양이 달라진다. 변형된 액체제트 미소 공진기를 얻기 위한 노즐 제작 시 이전에는 유리 피펫에 열과 압력을 가하여 노즐 분출구를 변형시켰으나, 이러한 방식으로는 육중극자(hexapolar) 성분을 부여할 수 없었기에 사중-팔중극자(quadru-octapolar) 공진기만을 얻을 수 있었다.

본 연구에서는 집속이온빔(focused ion beam)을 이용한 노즐 제작 방법을 통해 삼각형 분출구를 제작하여 육중극자 성분이 들어있는 공진기를 구현하였으며, 모드 스펙트럼 분석을 통해 얻은 육중극자 공진기의 모드 양상과 경계요소법(boundary element method)으로 계산한 모드 양상을 서로

비교하여 두 결과가 일치함을 확인하였다. 결과에 따르면 미소 공진기의 모양은 사중극자, 육중극자, 팔중극자 성분의 조합으로 나타나며 육중극자와 팔중극자 성분이 비슷한 크기였다. 또한 육중극자 공진기 내부 모드 간 상호작용이 공명 보조 터널링(resonance-assisted tunneling)에 의한 것임을 Poincaré surface of section (PSOS)와 공명 모드의 후시미 함수(Husimi function)를 이용해 추론할 수 있었다.

본 연구를 통해 얻은 결과는 추후 다양한 형태의 액체제트 미소 공진기로의 접근을 가능하게 하며, 광소자 연구에 이용할 수 있는 공진기에 대한 선택의 폭을 넓게 할 수 있을 것이다. 또한 후속 연구로 육중극자 성분량에 따른 공진기의 방출방향 특성의 변화를 조사할 수 있을 것이며 나아가 둥근 삼각 공진기(rounded triangular cavity)와 같은 단일 방출방향성(uni-directional)의 공진기 구현을 시도할 수 있을 것이다.

주요어 : 비대칭 액체제트 미소 공진기, 액체제트 노즐, 집속이온빔, 육중극자 공진기, 모드 상호작용, 방출방향성, 공명 보조 터널링

목 차

1. 서론 ---------- 6

2. 배경이론 ---------- 9

2.1. 비대칭 액체제트 미소 공진기(Asymmetric liquid-jet microcavity) ---------- 9

2.2. 육중극자 공진기(Hexapolar cavity) ---------- 12

2.3. 경계요소법(Boundary element method) ---------- 15

2.4. 공진기 모드 양상(Mode evolution) ---------- 18

2.5. 공진기의 방출방향성(Directionality) ---------- 23

3. 액체제트 노즐 (Liquid-jet nozzle) 제작 ---------- 25

4. 액체제트 미소 공진기 구현과 실험 ---------- 28

4.1. 실험 셋업 ---------- 28

4.2. 삼각형 노즐에 의한 육중극자 공진기 테스트 ---------- 29

5. 실험결과 및 논의 ---------- 31

6. 결론 ---------- 37

7. 참고문헌 ---------- 38

그 림 목 차

2.1: 비대칭 액체제트 미소 공진기. ---------- 10

2.2: 사중극자(κ), 육중극자(η), 팔중극자($0.42\kappa^2$) 변형도 계수에 따른 공진기 모양 비교(식 2.5). ---------- 14

2.3: 굴절률이 다른 균일한 매질 분포의 모식도. ---------- 16

2.4: 변형도 계수 κ, η에 따른 (a)-(c)사중-팔중극자 공진기와 (d)-(f)육중극자 공진기의 모드 양상 비교. ---------- 21

2.5: BEM으로 구한 사중-팔중극자, 육중극자 공진기의 파동함수 분포. 24

3.1: 액체제트 노즐 모식도와 집속이온빔으로 제작한 노즐 분출구. --- 26

4.1: 실험 셋업 모식도. ---------- 28

4.2: 압력 변화에 따른 육중극자 공진기 스펙트럼. ---------- 30

5.1: 온도와 파장에 따른 에탄올의 굴절률. ---------- 31

5.2: 육중극자 공진기의 모드양상. ---------- 33

5.3: 전산시뮹 결과로 얻은 (a) 사중-팔중극자 공진기($\kappa = 0.15$)와 (b) 육중극자 공진기($\kappa = 0.15$, $\eta = 0.0085$)의 모드 양상 비교. ------- 34

5.4: (a) $\kappa = 0.10$, $\eta = 0.0015$인 육중극자 공진기의 PSOS. (b) 공진기 내

부의 빛 반사위치 s와 반사각 χ. (c) $kr = 136.06 - 0.001923\mathrm{j}$, $m = 178$인 모드의 후시미 함수 분포와 (d) $kr = 136.20 - 0.002454\mathrm{j}$, $m = 164$인 모드의 후시미 함수 분포. ---------- 36

1. 서론

광 공진기(cavity, or resonator)는 특정 주파수에 대해 공명(resonance) 현상을 나타내며, 매질의 굴절률(refractive index)과 공진기의 크기, 빛의 파장 등에 따라 그 특성이 달라진다. 가장 간단한 일차원 공진기(one-dimensional cavity)로는 두 개의 거울로 이루어져 있는 Fabry-Perot 공진기가 있으며 빛은 두 거울 사이에서 반복적으로 반사되어 공진기의 크기와 빛의 파장에 따른 모드(mode)가 나타난다. 원형 공진기(circular resonator)에서는 공진기 내부의 빛이 전반사(total reflection)를 통해 공진기 가장자리를 따라 돌며 갇히는 모드가 존재하는데, 이를 속삭이는 회랑 모드(Whispering gallery mode, WGM)라고 부른다 [1]. 원형 공진기의 모드는 품위값(quality factor, Q factor)이 높지만 방출되는 빛이 등방성(isotropic direction)을 가지므로 레이저로 활용하기에는 어려움이 있다.

반면 비대칭 공진기(Asymmetric resonant cavity, ARC) [2]는 특정 방향으로의 방출 방향성을 보이며 모드의 품위값 또한 높으므로 [3,4], 레이저로 이용하기 쉽고 광소자로 활용할 수 있다. 원형 공진기와 달리 비대칭 공진기에서는 변형도가 증가함에 따라 공진기 내부 빛의 선역학(ray dynamics)이 점차 무질서해지며 공진기 내의 공명 모드 간의 상호작용(interaction)이 나타난다.

최근 사중극자(quadrupolar), stadium, mushroom billiard 등 다양한 모양의 공진기가 연구되어왔는데, 이들은 양자혼돈(quantum chaos)과 비허미션(non-Hermitian) 분야의 주요 플랫폼으로서 동적 터널링(dynamical tunneling), 특이점(exceptional point), 공명 보조 터널링(resonance-assisted tunneling, RAT)을 주제로 하는 연구들에서 활용되었다 [5-11].

비대칭 공진기의 한 종류인 변형된 액체제트 미소 공진기(deformed liquid-jet microcavity)는 노즐을 통해 분출시킨 액체제트의 단면을 공진기로 이용하는 것이다. 이 때 분출구(orifice) 모양의 초기조건에 의해 제트의 단면 모양이 달라진다. 변형된 액체제트 미소 공진기는 공진기의 경계가 매우 매끄러우며, 액체의 분출 압력을 변화시킴에 따라 공진기의 변형도가 연속적으로 변한다는 장점을 지닌다. 이러한 특성은 공진기의 모양을 연속적으로 바꿀 필요가 있는 실험에서 특히 유리한 점으로 작용한다.

변형된 액체제트 미소 공진기를 얻기 위한 노즐을 만들기 위해 이전에는 열과 압력을 가해 유리 피펫을 가공하였다 [12]. 그러나 작업 과정에서 분출구의 모양을 정밀하게 만드는데 한계가 있어 동일한 조건의 노즐을 재생산하는 것이 어려웠고 또한 유리 재질의 특성상 노즐의 내구성이 낮았다. 본 연구에서는 이러한 한계점을 극복하고 원하는 모양의 노즐 형태를 정밀하게 만드는 새로운 제작 방법을 시도하였다. 즉 스테인레스 스틸(SUS304)을 사용한 금속 노즐을 만들고 집속이온빔(focused ion

beam, FIB)으로 분출구를 가공하였다.

한편 기존의 노즐 제작 방법으로 얻을 수 있는 공진기 모양은 사중극자, 팔중극자 성분이 포함된(Quadru-octapolar) 것이 유일했는데, 압력을 가하여 노즐의 분출구를 변형하는 방법으로는 육중극자 성분을 부여하기 매우 어려웠기 때문이다. 공진기에 육중극자 성분을 넣어 공진기 모양을 조절할 수 있다면 후속 연구를 통해 둥근 삼각 공진기(rounded triangular cavity) [13]와 같은 단일 방출방향성(uni-directional)의 공진기 구현이 가능해진다.

본 연구에서는 집속이온빔을 이용한 노즐 제작 방법을 통해 삼각형 분출구를 제작하여 육중극자 성분이 들어있는 공진기를 구현할 수 있었고, 육중극자 공진기의 모드 스펙트럼 분석을 통해 얻은 모드 양상과 공진기 모양을 추정하여 계산한 모드 양상을 서로 비교하였다.

2. 배경이론

2.1. 비대칭 액체제트 미소 공진기(Asymmetric liquid-jet microcavity)

노즐에서 분사된 액체 제트의 표면 진동(surface oscillation)은 그 경계 형태의 연속적인 변화를 일으키며, 제트가 진행할 수록 진동의 진폭 크기는 점차 감쇠하며 단면 모양이 원형에 수렴하게 된다. 우리는 액체 표면 진동의 마디(node)에서 액체 제트의 단면을 이차원(2-Dimensional) 공진기로 이용할 수 있다 (그림 2.1).

액체제트의 표면진동을 설명하는 유체역학 이론은 Rayleigh와 Lamb에 의한 선형분석(linear analysis)에서 시작되었고, 그 후 Niels Bohr에 의해 비선형 상호작용(nonlinear interaction)을 포함시킨 확장된 이론으로 정립되었다 [14].

액체제트의 표면진동에 대한 선형분석에 의하면 제트 높이 z에서 m번째 모드의 진폭 r_m은 원통좌표계로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$r_m = a\eta_m \cos(m\phi)\cos(k_m z + \xi_m)\, e^{-z/L_m} \quad (m = 2,3,\cdots). \tag{2.1}$$

여기서 a는 제트의 평균 반지름, η_m는 상대진폭(relative amplitude), L_m은 감쇠 길이(decay length)이며, k_m 은 파수벡터(wave vector)로 진동 파장(oscillation wavelength) Λ_m과 $k_m = 2\pi/\Lambda_m$의 관계를 가진다.

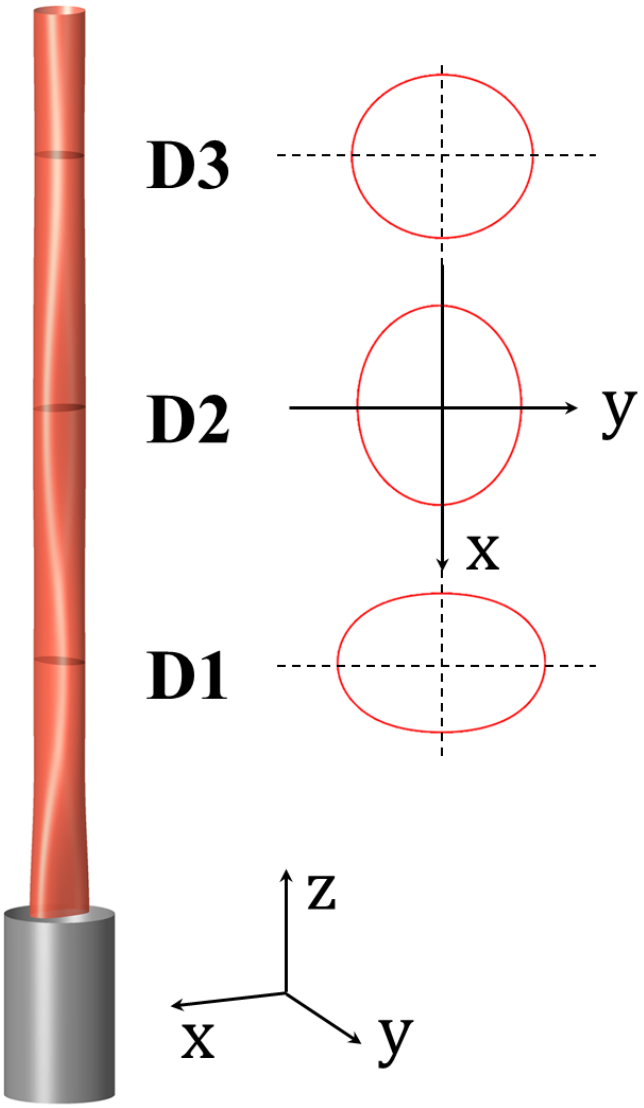


그림 2.1: 비대칭 액체제트 미소 공진기. 액체제트의 진행방향을 z방향으로 둘 때 x, y평면에서 비대칭 공진기가 나타난다. 제트의 표면진동이 일어남에 따라 마디가 나타나며 제트의 분출지점에 가까운 순서대로 각 마디를 D1, D2, D3, …로 표기한다.

그러나 선형분석만으로는 변형된 액체제트 미소 공진기의 모드 양상을 정확히 나타낼 수 없고 실제로 공진기의 모드 분포를 설명하기 위해서는 Bohr의 비선형분석이 필요하다 [14]. 이에 따르면 기존의 연구에서 사용된 노즐의 경우 액체 제트 공진기의 단면 모양은 사중극자와 팔중극자의 조합으로 표현되어 사중-팔중극자 공진기(quadru-octapolar cavity)로 불리며 마디에서의 경계 모양을 다음과 같이 극좌표계로 표현할 수 있다.

$$r(\varphi) = a[1 + \kappa \cos 2\varphi + B\,\kappa^2 \cos 4\varphi]\,. \tag{2.2}$$

여기서 $B = 0.42$이고 κ는 사중극자 성분의 변형도 계수값으로 다음과 같이 표현된다.

$$\kappa(z) = \frac{L_{\mathrm{major}}(z) - L_{\mathrm{minor}}(z)}{L_{\mathrm{major}}(z) + L_{\mathrm{minor}}(z)}. \tag{2.3}$$

$L_{\mathrm{major}}(z)$ 와 $L_{\mathrm{minor}}(z)$ 는 각각 주어진 높이 z에서의 장축, 단축의 길이를 뜻한다.

팔중극자의 계수는 사중극자의 변형도 계수의 제곱과 B factor($B = 0.42$)에 비례하며, 최근 연구에서는 Bohr의 비선형분석에 따른 B factor 값을 실험으로 검증한 바 있다 [14].

2.2. 육중극자 공진기(Hexapolar cavity)

본 연구에서는 육중극자(hexapole) 성분을 가진 공진기를 얻기 위해 정삼각형 모양의 노즐을 제작하였다. 정삼각형에 포함된 육중극자 성분량을 알기 위해 극좌표계에서 정삼각형을 다중극자로 전개하면 다음과 같다.

$$r(\varphi) \approx a[1 + 0.156\cos 3\varphi + 0.0591\cos 6\varphi + \cdots]\,. \qquad (2.4)$$

이로부터 정삼각형 모양의 노즐에서 육중극자 초기 성분은 약 15.6%임을 알 수 있다. 그러나 정확한 정삼각형을 가공하는 것은 실제로는 불가능하므로 육중극자의 성분 비율은 차이가 있을 수 있으며, 사중극자 성분이 초기조건에 포함될 수 있다.

따라서 육중극자 성분을 가진 공진기의 단면은 사중극자, 육중극자, 팔중극자 성분을 포함시켜 다음과 같이 기술할 수 있다.

$$r(\varphi) = a[1 + \kappa\cos 2\varphi + \eta\cos 3\varphi + B\,\kappa^2\cos 4\varphi] \qquad (2.5)$$

여기서 κ는 사중극자 성분의 변형도 계수값이고, η는 육중극자 성분의 변형도 계수값으로 $\kappa \neq 0$ 일 때 $B = 0.42$ 이다. 육중극자 성분이 이중극자($\cos\varphi$, dipolar)와 십이중극자($\cos 6\varphi$, dodecapolar) 성분을 발생시킬 수 있지만, 이중극자는 액체제트 축의 이동에 관여하여 단면 모양에는 영향을 주지 않는다. 또한 십이중극자 성분은 감쇠율(decay rate)이 크므로 제트가 진행함에 따라 그 성분이 아주 작아져 무시할 수 있다.

다음에서는 이를 확인하기 위해 유체역학의 선형 이론(linear theory)을 이용하여 실제 성분 계수를 대략적으로 유추하였다. 액체제트의 진동 주기(oscillation period) Λ_m/v_z와 감쇠시간(decay time) L_m/v_z는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\frac{\Lambda_m}{v_z} = \frac{2\pi}{\sqrt{m(m^2-1)}}\sqrt{\frac{\rho a^3}{T}}. \tag{2.6}$$

$$\frac{L_m}{v_z} = \frac{1}{2m(m-1)}\frac{a^2}{\nu}. \tag{2.7}$$

여기서 T는 액체의 표면장력(surface tension), ν는 동점도(kinematic viscosity), ρ는 밀도(density)로, 에탄올의 경우 $T = 2.23 \times 10^{-2}\mathrm{N/m}$, $\nu = 1.52 \times 10^{-6}\mathrm{m^2/s}$, $\rho = 789\mathrm{kg/m^3}$ 이다.

예를 들어 제트의 유효반지름 $a = 16\,\mu\mathrm{m}$ 인 경우에 대해 계산하면, 육중극자 성분($m = 3$)의 경우 진동 주기는 $\Lambda_m/v_z = 15.4\mu\mathrm{s}$, 감쇠시간은 $L_m/v_z = 14.03\mu\mathrm{s}$ 이다. 마찬가지로 십이중극자 성분($m = 6$)의 경우 진동 주기는 $\Lambda_m/v_z = 5.22\mu\mathrm{s}$, 감쇠시간은 $L_m/v_z = 2.8\mu\mathrm{s}$ 이다. 액체제트에 가한 압력이 $p = 1.385\,\mathrm{bar}$일 때, 제트의 분출 속도는 $v_z = 9.88\mathrm{m/s}$이다. 노즐의 분출구로부터 제트의 두번째 마디(D2)까지의 거리 460μm에 대해 육중극자 성분은 $e^{-z/L_3} = 0.0365$, 십이중극자 성분은 $e^{-z/L_6} = 6.01 \times 10^{-8}$ 만큼 감소한다. 따라서 십이중극자 성분은 충분히 무시할 수 있음을 알 수 있다.

그림 2.2에서는 사중극자, 육중극자 성분량에 따른 공진기의 모양을 비교하였다. $\kappa = 0.10$, $\eta = 0.10$ 일 때의 결과를 확인하면 육중극자 성분이

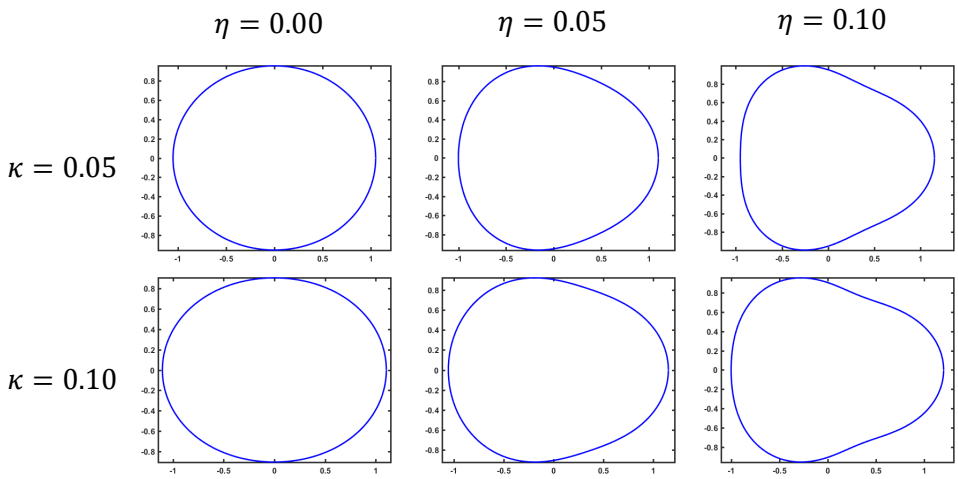


그림 2.2: 사중극자(κ), 육중극자(η), 팔중극자($0.42\kappa^2$) 변형도 계수에 따른 공진기 모양 비교(식 2.5).

증가함에 따라 볼록함(convexity)이 깨진 모양이 나오는 것을 알 수 있는데, 이러한 공진기의 경우 모드의 품위값이 낮아지고 모드의 수가 급격히 감소하게 된다. 이 점을 감안하면 공진기의 육중극자 성분을 너무 많이 포함시키지 않는 것이 실험에서 모드를 관찰하는데 유리하다.

본 연구에서는 위와 같이 사중극자, 육중극자, 팔중극자 성분을 가진 공진기를 대상으로 실험을 진행하였지만, 육중극자 성분이 새로이 포함되었다는 의미에서 앞으로 사중-육중-팔중극자 공진기를 간단히 육중극자 공진기로 부르기로 한다.

2.3. 경계요소법(Boundary element method)

서로 다른 매질로 구성된 영역이 유한 개 있는 공간에서는 경계요소법(Boundary element method, BEM) [15]을 이용하여 파동함수 분포를 계산할 수 있다. BEM은 특히 임의의 모양의 유전체 공진기(dielectric cavity)에 대해 공명모드를 구할 수 있어 유용하다. BEM을 간략히 설명하면 다음과 같다.

이차원의 유전체 공진기의 공명모드를 구하기 위해서는 다음과 같은 Helmholtz 방정식의 해를 구해야 한다.

$$[\nabla^2 + n(\boldsymbol{r})^2 k^2]\psi(\boldsymbol{r}) = 0\,. \tag{2.8}$$

이 식은 1차원의 경계 적분방정식(boundary integral equations, BIEs)으로 나타낼 수 있다. 우선 공간을 굴절률 $n(\boldsymbol{r}) = n_j \;\; (j = 1, 2, \cdots, J)$에 따라 J 개의 구역으로 나눈다(그림 2.3). 그리고 다음과 같이 그린 함수(Green function)를 정의한다.

$$\left(\nabla^2 + n_j^2 k^2\right) G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}'; k) = \delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}')\,. \tag{2.9}$$

$$\mathrm{G}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}'; k) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}\left(n_j k |\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}'|\right). \tag{2.10}$$

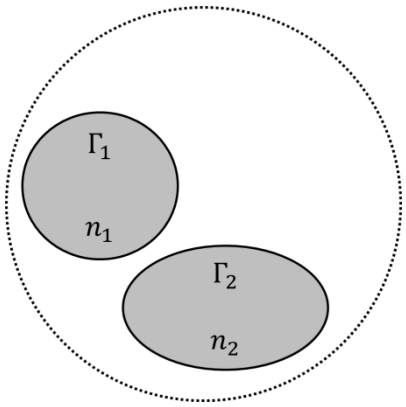


그림 2.3: 굴절률이 다른 균일한 매질 분포의 모식도. 분석하고자 하는 공간을 굴절률 $n(\boldsymbol{r}) = n_j$ $(j = 1, 2, \cdots, J)$에 따라 J개의 구역으로 나눈다.

Helmholtz 방정식에 G를 곱하고 위 식에 $\psi(\boldsymbol{r})$을 곱하여 두 식의 차를 구하면 경계 Γ_j를 따르는 적분식을 구할 수 있다.

$$\psi(\boldsymbol{r}') = \oint_{\Gamma_j} ds[\psi(s)\partial_n G(s, \boldsymbol{r}'; k) - G(s, \boldsymbol{r}'; k)\partial_n \psi(s)]. \qquad (2.11)$$

여기서 ∂_n는 위치 $\mathbf{r}$에서 경계에 대한 수직 미분(normal derivative)이며 $s = s(\boldsymbol{r})$는 경계를 따라 얻은 곡선 길이이다. 그러면 극한 $\mathrm{r}' \to \Gamma_j$에서

$$\frac{1}{2}\psi(\boldsymbol{r}') = \oint_{\Gamma_j} ds[\psi(s)\partial_n G(s, \boldsymbol{r}'; k) - G(s, \boldsymbol{r}'; k)\partial_n \psi(s)] \qquad (2.12)$$

의 경계선 상의 적분방정식을 얻는다. 이제 위의 식을 정리하면,

$$\oint_{\Gamma_j} ds \left[\psi(s)\partial_n G(s, s'; k) - \frac{1}{2}\delta(s - s')\psi(s) - G(s, s'; k)\partial_n \psi(s)\right] = 0\,,$$

$$\oint_{\Gamma_j} ds[B(s,s')\phi(s) + C(s,s')\psi(s)] = 0 \tag{2.13}$$

을 얻을 수 있으며, 이 때 $B(s,s') = -2G(s,s';k)$, $C(s,s') = 2\partial_n G(s,s';k) - \delta(s-s')$, $\phi(s) = \partial_n \psi(s)$이다.

이제 복소수 k에 대해 위 식의 해를 구하면 공명모드들을 얻을 수 있다. 경계를 N_j개의 요소로 나누면, 위 식을 다음과 같은 선형 대수방정식으로 변형시킬 수 있다.

$$\sum_{l=1}^{N_j}\left[\left(\int_l ds\, B(s_i,s)\right)\phi(s_l) + \left(\int_l ds\, C(s_i,s)\right)\psi(s_l)\right] = 0\,,$$

$$\sum_{l=1}^{N_j}(B_{il}\phi_l + C_{il}\psi_l) = 0. \tag{2.14}$$

여기서 파동함수와 그 수직 미분을 각각 구해야 할 미지수로 보고, $\int_l ds$를 중간값 s_l를 가지는 경계요소에 대한 적분으로 생각할 수 있다. 따라서 최종적으로 식 2.14는

$$\begin{pmatrix} B_1 & C_1 \\ B_2 & C_2 \\ \vdots & \vdots \\ B_J & C_J \end{pmatrix}\begin{pmatrix}\phi \\ \psi\end{pmatrix} = (\overleftrightarrow{M})\begin{pmatrix}\phi \\ \psi\end{pmatrix} = 0 \tag{2.15}$$

와 같이 표현된다. 공명모드는 이 식의 비자명해(non−trivial solution)로 주어지므로 공진기의 파수(wave number) $k(=2\pi/\lambda)$을 변화시키며 행렬 M의 행렬식이 0이 되는 k를 구하면 공명모드 조건을 만족하게 된다. 이 때

파동함수는

$$\psi(\boldsymbol{r}') = \sum_l \psi_l \int_l ds\, \partial_n G(s, r'; k) - \sum_l \phi_l \int_l ds\, G(s, r'; k) \tag{2.16}$$

으로 구할 수 있다.

2.4. 공진기 모드 양상(Mode evolution)

위와 같이 공진기에서 경계조건을 적용하여 Helmholtz 방정식을 풀어 해를 얻으면 공명모드들을 구할 수 있다. 액체제트 미소 공진기의 경우 공진기 내부 굴절률이 n이고 외부 굴절률이 1이며

$$\nabla^2 \psi_j(x, y) + n^2 k^2 \psi_j(x, y) = 0 \tag{2.17}$$

의 해를 공진기 내부 ψ_1와 공진기 외부 ψ_2로 둘 수 있다.

경계조건은 다음과 같다. 서로 다른 매질 간의 경계에서 공진기 내부와 외부의 해가 같아야 하므로

$$\psi_1(x, y) = \psi_2(x, y) \tag{2.18}$$

가 성립해야 하며, 또한 본 연구에서는 TM 편광된($B_z = 0$) 빛을 이용하므로 다음 조건

$$\frac{\partial \psi_1}{\partial n} = \frac{\partial \psi_2}{\partial n} \tag{2.19}$$

을 만족해야 한다. 여기서 $\partial/\partial n$은 수직 미분을 뜻한다.

경계조건을 적용하여 얻은 미소 공진기의 일반 해는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\psi_1(r,\theta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m J_m(kr) e^{im\theta}. \tag{2.20}$$

$$\psi_2(r,\theta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m H_m^{(1)}(kr) e^{im\theta}. \tag{2.21}$$

$J_m(kr)$은 Bessel 함수, $H_m^{(1)}(kr)$은 1차 Hankel 함수이며 A_m, B_m은 각 m에 대한 계수이다. 여기서 m은 각 모드 번호(angular mode index)로, 각운동량에 대응한다.

공진기 내부 모드의 파동함수에 대해 반지름(radial) 방향으로의 마디를 모드 번호(radial mode number) l로 대응할 수 있다. 따라서 공진기 내의 모드는 두 개의 모드 번호 m, l로 표시할 수 있고, l이 같은 모드들은 하나의 모드 그룹으로 부를 수 있다.

공진기의 모드 그룹 중 하나, 예를 들면 3번($l = 3$) 모드 그룹을 기준으로 하여 FSR(Free spectral range)마다 모드 간의 상대적 위치를 표시할 수 있다. 이 모드 양상(Mode evolution)을 보면 스펙트럼 상에서 모드간의 위치를 시각적으로 파악하기 쉽다. 그림 2.4에서는 사중-팔중극자 공진기와 육중극자 공진기의 모드 양상을 비교하였다. 크기변수 $kr = 125 - 155$ 인 영역에서 사중-팔중극자 공진기의 경우 모드1-5,

육중극자 공진기의 경우 모드1-6까지 나타내었다. 육중극자 성분이 포함되면 사중-팔중극자 공진기와는 모드 분포가 달라짐을 볼 수 있다. 또한 변형도가 증가함에 따라 모드의 교차가 나타났던 위치에서 모드의 교차 회피(avoid crossing, AC) [16] 양상으로 변하게 된다.

모드의 교차와 교차 회피 현상은 이준위 해밀토니안(two-state effective Hamiltonian matrix, $\hbar = 1$)을 도입하여 설명할 수 있다 [5].

$$H(m,\zeta) = \begin{bmatrix} \nu_p(m,\zeta) - i\gamma_p(\zeta) & C_{pq}(\zeta) \\ C_{pq}(\zeta) & \nu_q(m,\eta) - i\gamma_q(\zeta) \end{bmatrix}. \tag{2.22}$$

여기서 m은 공진기의 내부 변수(internal parameter), ζ는 공진기의 변형도, $\nu_{p(q)}$, $\gamma_{p(q)}$는 각각 다른 모드 번호를 가진 두 uncoupled mode의 주파수와 감쇠율을 의미하고, C_{pq}는 두 모드 사이의 상호작용(coupling)을 의미한다. 위의 Hamiltonian matrix를 대각화(diagonalize)하면 두 모드가 교차 혹은 회피할 때의 조건을 구할 수 있다. 즉 특정한 변형도 ζ_0에서 $C_{pq} > |\gamma_p - \gamma_q|/2$ 인 경우 주어진 m에 대해 $\nu_p(m,\zeta_0) = \nu_q(m,\zeta_0)$를 만족하면 모드의 교차 회피가 나타난다. 모드 간의 상호작용이 커질수록 모드 양상에서 두 모드 사이의 간격(mode gap)이 증가한다.

한편 우리 시스템은 실제로는 손실(loss)이 있으므로 여기서의 모드들은 '준 모드(quasi-eigenmode)'라 불러야 하지만 [5], 편의상 본 논문에서는 모드라 지칭하기로 한다.

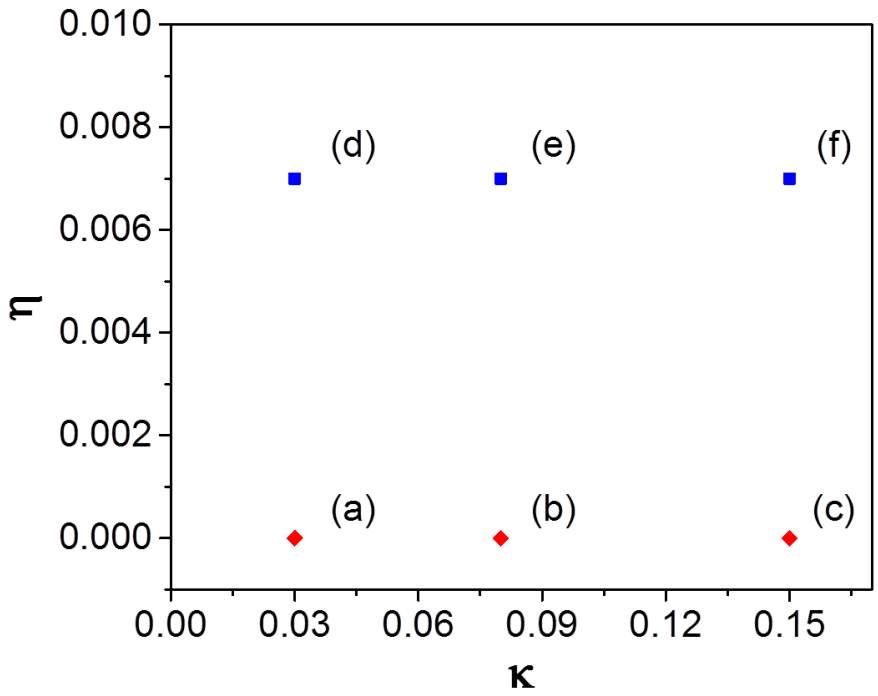


그림 2.4: 변형도 계수 κ, η에 따른 (a)−(c)사중−팔중극자 공진기와 (d)−(f)육중극자 공진기의 모드 양상 비교. 크기변수 $kr = 125 - 155$인 영역에서 사중−팔중극자 공진기의 경우 모드1−5, 육중극자 공진기의 경우 모드1−6까지 나타내었다. (다음 면 계속)

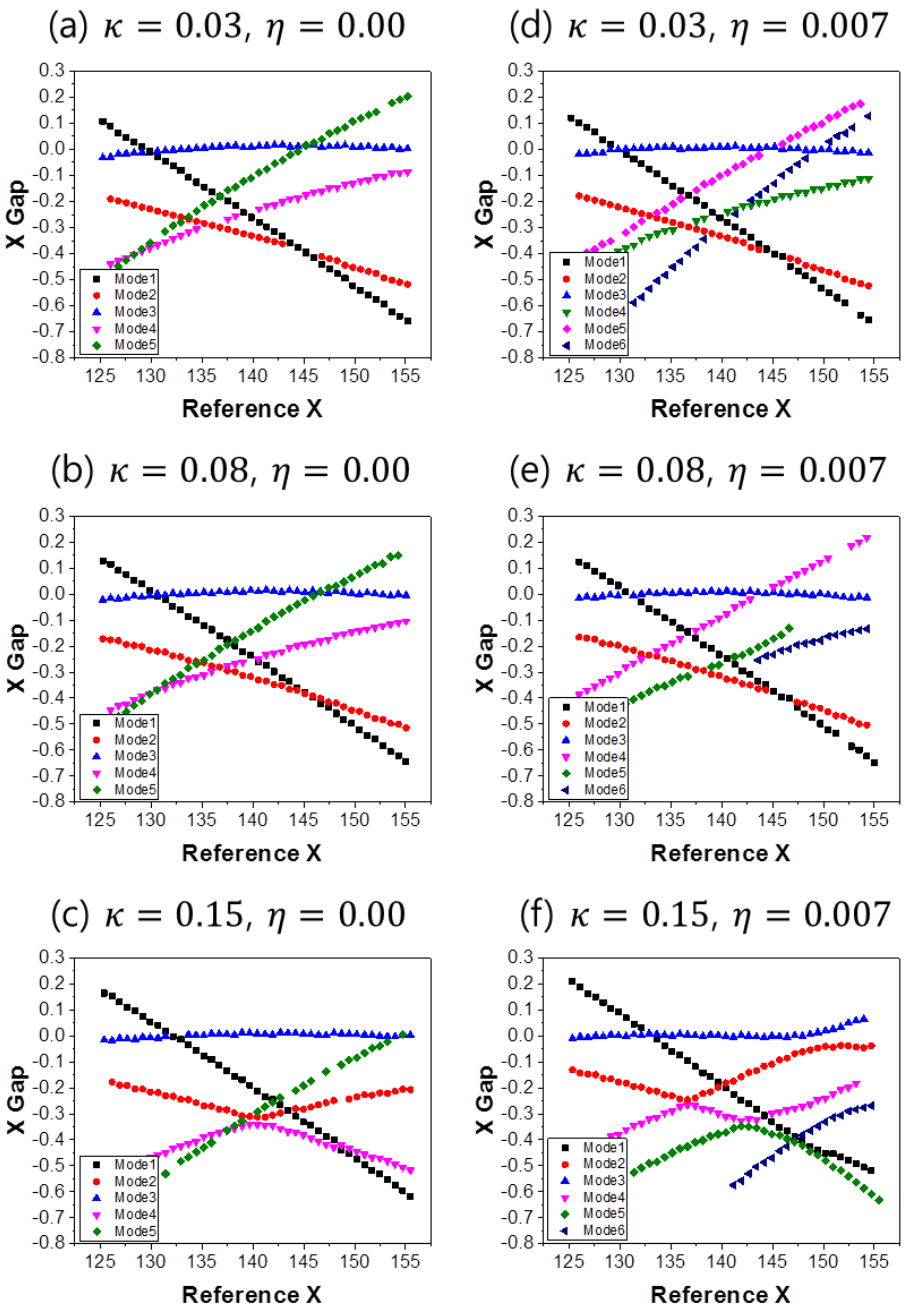


그림 2.4 (계속): 사중-팔중극자 공진기(좌)와 육중극자 공진기(우)의 모드양상.

2.5. 공진기의 방출방향성(Directionality)

공진기를 빠져 나오는 빛의 방출방향성은 공진기의 형태에 따라 달라진다. 변형된 비대칭 공진기의 방출방향성에 대한 연구는 여러 형태의 공진기에 대해 이루어져왔으며 [3,4,17−20], 특히 변형된 액체제트 사중−팔중극자 미소 공진기에서 여러 모드의 단일 방출방향성을 실험으로 확인한 바 있다 [3]. 다만 필자가 아는 한 아직 육중극자가 포함된 공진기에 대한 방출방향성 연구는 없다.

앞서 설명한 BEM을 이용하여 사중−팔중극자, 육중극자 공진기의 파동함수 분포를 구하면 공진기의 방출방향성을 예상할 수 있다. 사중−팔중극자 공진기의 경우 x, y축 대칭을 가지고 있어 방출방향성 역시 x, y축 대칭성을 가진다. 그림 2.5에서는 $\kappa = 0.15$, $\eta = 0.00$ 인 사중−팔중극자 공진기와 $\kappa = 0.15$, $\eta = 0.007$ 인 육중극자 공진기의 파동함수 분포를 나타내었다. 육중극자 공진기의 경우 x축 대칭만이 존재하여 방출방향성 또한 x축 대칭을 가지지만 y축에 대해 비대칭을 가지게 되어 사중−팔중극자 공진기와는 방향성이 뚜렷하게 다른 것을 알 수 있다.

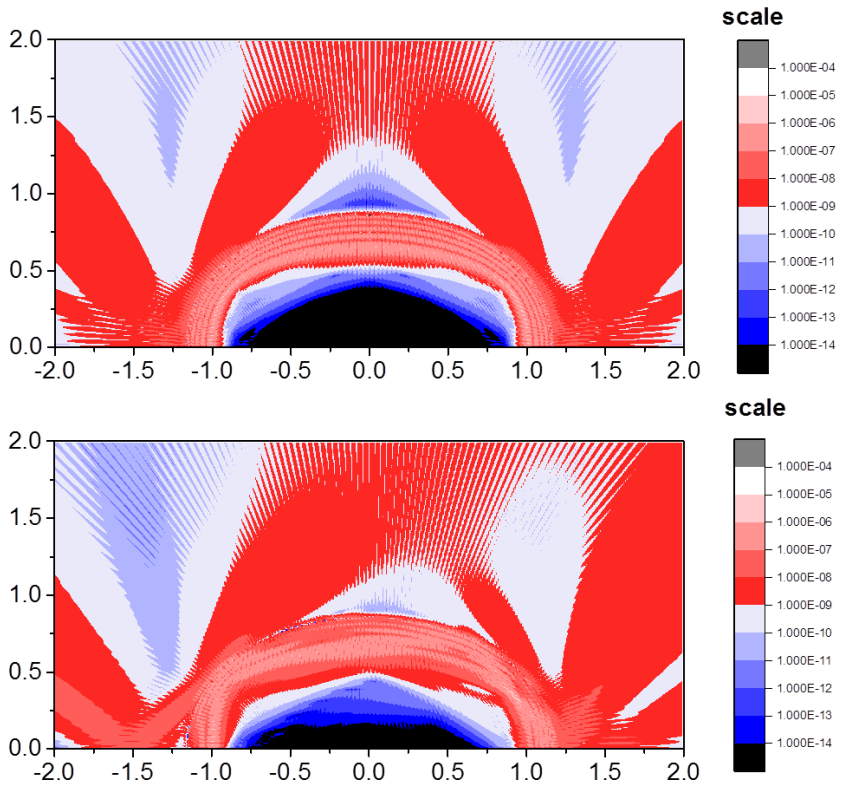


그림 2.5: BEM으로 구한 사중-팔중극자, 육중극자 공진기의 파동함수 분포. 위 : 사중-팔중극자 공진기($\kappa = 0.15$, $\eta = 0.00$), $kr = 144.76 - 0.01308j$. 아래 : 육중극자 공진기($\kappa = 0.15$, $\eta = 0.007$), $kr = 144.82 - 0.02468j$.

3. 액체제트 노즐 (Liquid-jet nozzle) 제작

앞서 언급한 육중극자 공진기의 예측 형태(식 2.5)를 실험으로 검증하기 위해 육중극자 성분을 부여한 노즐을 제작하였다. 본 연구에서 액체제트를 발생시키는 노즐을 제작하기 위해 고려한 점들은 다음과 같다.

첫번째로 가장 중요한 것은, 노즐의 분출구 모양을 재현 가능하게 가공할 수 있도록 하는 것이다. 이를 위해 본 연구에서는 집속이온빔(FIB)을 사용하였다(Quanta 200; FEI Company, Eindhoven, The Netherlands). 집속이온빔은 갈륨 이온(Ga^{3+})빔을 샘플 표면에 조사하여 그 일부를 깎아내는 방법으로 샘플을 쉽게 가공할 수 있으며 특히 나노미터 수준의 정확도를 가져 세밀한 공정이 가능하다 [21,22].

두번째, 노즐의 내구성이 보장되며 액체에 의한 부식이 방지 가능하여, 실험 중 색소분자를 용해시키는 데 사용하는 에탄올과 같은 유기용매에도 적용할 수 있어야 한다. 때문에 내구도가 높고, 액체를 운반하는 배관에 주로 사용되는 스테인레스 스틸(SUS304)을 재료로 사용했다.

그림 3.1에 액체제트 노즐의 모식도가 있다. 노즐은 팁(tip)과 베이스(base)로 구성되어 있고 두 부분은 M3 나사로 연결된다. 팁과 베이스 사이에는 o-ring을 넣어 결합시 밀착되도록 한다. 베이스 하단은 액체 배관을 통해 유체 저장용기로 연결되어있으며 질소가스로 액체분사 압력을 조절하도록 한다.

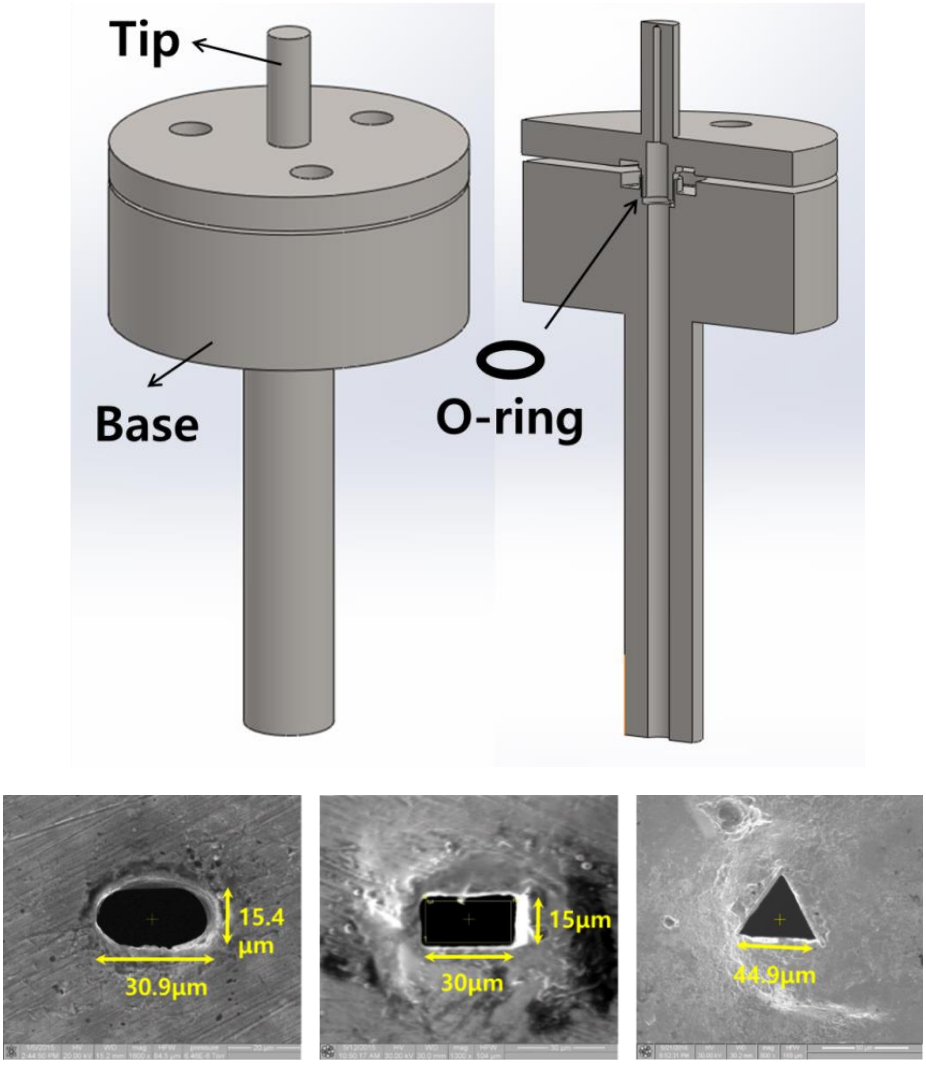


그림 3.1: 액체제트 노즐 모식도(위)와 집속이온빔으로 제작한 노즐 분출구(아래). 위 : 액체제트 노즐은 팁(tip)과 베이스(base)로 구성되어있다. 아래 : 타원, 직사각형, 삼각형의 세 가지 모양의 노즐 분출구가 시도되었다.

팁 끝부분에 분출구를 가공하기 전, 노즐 팁의 표면을 연마하여 가공하기 충분한 깊이(약 15μm)를 만들도록 한다. 두께가 이보다 너무 커지면 FIB로 가공하는데 시간이 오래 걸린다. FIB로 가공하기 전에는 알루미늄 파우더로 표면을 균일하게 마무리한 후 초음파 세척장치를 이용해 불순물들을 제거한다.

노즐 팁이 준비된 후, 원하는 분출구 모양을 FIB로 가공한다. 스테인레스 스틸 노즐 가공 시 적용된 파라미터들은 전압 30keV, 이온 빔 전류 20nA이며 이때 이온 빔 집속 정도(spot size)는 400nm이다. 분출구 가공에 걸리는 시간은 샘플 두께와 빔 상태에 따라 다르나 15μm의 두께 가공시 약 5시간 정도 소요되었다.

이와 같은 새로운 노즐 제작 방법을 통해 타원, 직사각형, 삼각형과 같은 다양한 모양의 노즐 분출구를 얻을 수 있다(그림3.1). 가공한 타원형 분출구의 장축 길이는 30.9μm, 단축 길이는 15.4μm로 초기 사중극자 변형도는 약 30%이며 직사각형 분출구는 가로길이 30μm, 세로길이 15μm이다. 타원형 분출구와 직사각형 분출구는 사중-팔중극자 공진기를 얻는데 사용되었다. 삼각형 분출구는 한 변의 길이가 44.9μm인 정삼각형을 가공하였다. 앞서 언급한대로 완벽한 정삼각형 모양을 가공하는 것은 실제로 가능하지 않으므로, 이 분출구에서 발생한 액체제트 미소 공진기는 육중극자 성분만을 가지지 않고 사중극자도 포함하게 된다.

4. 액체제트 미소 공진기 구현과 실험

4.1. 실험 셋업

실험 셋업의 구성은 그림 4.1과 같다. 액체제트 미소 공진기를 발진시키기 위해 색소분자 Rhodamine B를 에탄올에 용해시킨 0.02mM/L 에탄올 용액을 매질로 이용하였다. 온도는 액체의 굴절률에 영향을 미치므로 통제되어야 하며, 실험 시 온도는 21℃에서 유지되었다.

실험에서 공진기로 사용한 액체제트의 마디는 D2 위치로(그림 2.1),

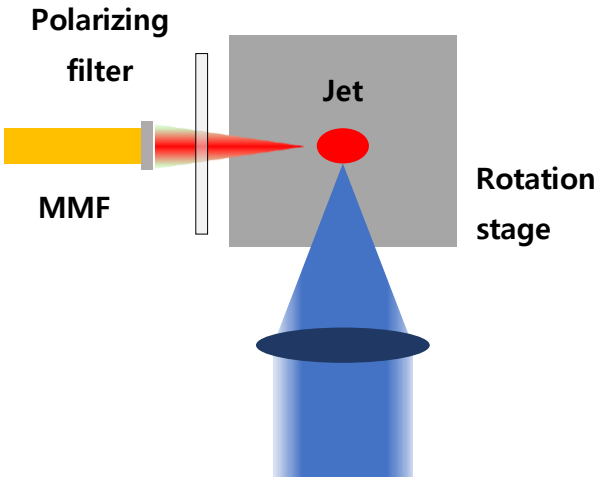


그림 4.1: 실험 셋업 모식도. 액체제트는 회전스테이지를 이용해 원하는 방향으로 회전이 가능하다.

cylindrical lens를 이용하여 제트의 단면을 펌핑하였고 사용한 레이저는 532nm 파장의 cw-Nd: Vanadate laser이다. 이 때 레이저는 TM 편광되어있다. 액체제트 미소 공진기에서 빠져 나온 빛은 multi-mode optical fiber로 연결하여 모은 후 분광기(monochromator)로 측정하였다. 공진기의 방출방향성을 고려하여, 회전 스테이지(rotation stage)를 이용해 제트를 회전시키며 방출 스펙트럼이 강하게 나오는 곳을 찾아 측정하였다.

4.2. 삼각형 노즐에 의한 육중극자 공진기 테스트

삼각형 노즐에서 발생한 제트의 지름은 약 32μm이며 약 20cm의 높이로 분출하였다. 제트 진행시 표면진동이 관측됐으며 각 마디에서 변형된 테두리를 볼 수 있었다. 다음으로, 제트 분출 시의 압력을 1.270 bar 부터 1.558 bar 까지 변화시키며 모드 스펙트럼을 얻었고(그림4.2), 총 5개의 모드 그룹을 볼 수 있다. 압력이 증가함에 따라 모드의 적색편이(red shift)가 일어나는 것을 알 수 있으며, 이로부터 압력 증가에 따라 공진기의 변형도가 커짐을 예상할 수 있다 [2]. 이는 액체제트의 단면적이 압력에 관계없이 일정하므로 변형도 증가 시 둘레 길이 또한 증가해야 하기 때문이다.

1

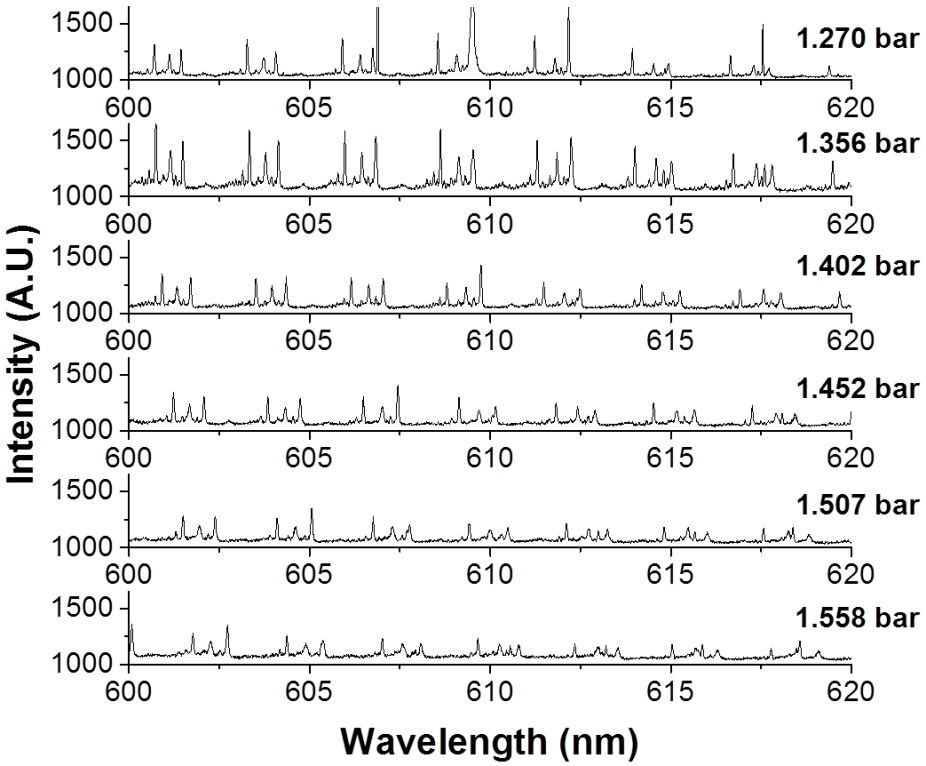


그림 4.2: 압력 변화에 따른 육중극자 공진기 스펙트럼. 압력을 1.270 bar, 1.356 bar, 1.402 bar, 1.452 bar, 1.507 bar, 1.558 bar로 변화시키며 공진기의 방출 스펙트럼을 얻었다. 비교를 위해 그림에는 600−620nm 파장영역을 나타내었다.

5. 실험결과 및 논의

실험에서 얻은 육중극자 공진기의 모드 스펙트럼을 바탕으로 모드 양상을 나타낼 때, 온도와 파장에 따라 매질인 에탄올의 굴절률이 변하는 것을 고려해야 한다(그림 5.1). 여기서는 21℃의 굴절률 분산도(dispersion relation)를 참고로 하여 굴절률 $n = 1.361$에 대응되도록 일괄적으로 파장을 보정했는데, 이는 $n = 1.361$로 계산한 이론 결과와 비교하기 위해서이다.

실험에서 얻은 모드 양상과, 식 2.5를 이용하여 전산시늉으로 계산한

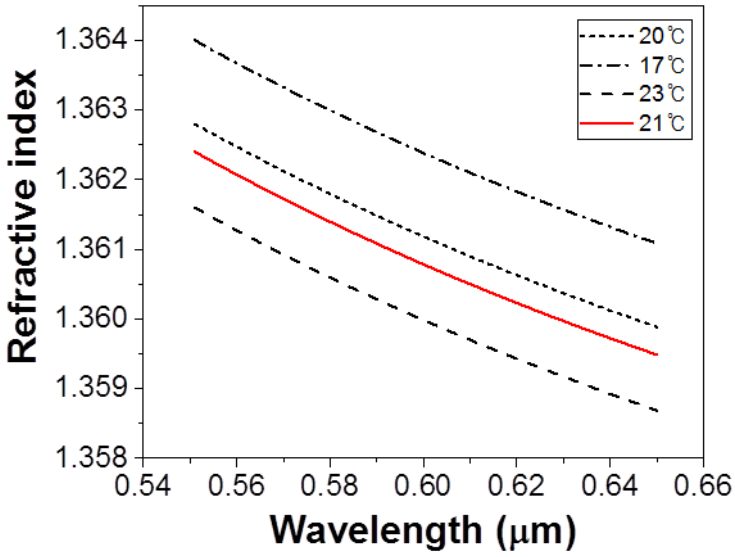


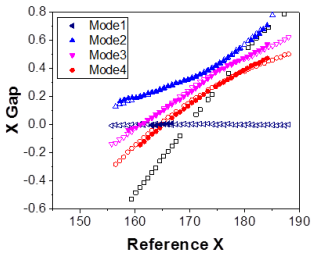
그림 5.1: 온도와 파장에 따른 에탄올의 굴절률. 파장 증가에 따라 굴절률은 감소하는 경향을 보인다.

모드 분포와 비교하여 사중극자, 육중극자, 팔중극자의 각 계수를 얻을 수 있었다 (그림 5.2). 그 결과 1.270 bar 압력에서 $\kappa = 0.138$, $\eta = 0.0075$, 1.356 bar 압력에서 $\kappa = 0.138$, $\eta = 0.0075$, 1.402 bar 의 압력에서 $\kappa = 0.138$, $\eta = 0.0075$, 1.452 bar의 압력에서 $\kappa = 0.14$, $\eta = 0.008$, 1.507 bar의 압력에서 $\kappa = 0.145$, $\eta = 0.0083$, 1.558 bar 의 압력에서 $\kappa = 0.15$, $\eta = 0.0085$ 의 변형도를 보여 압력이 증가함에 따라 공진기의 사중극자, 육중극자 변형도가 증가한다는 것이 확인되었다. 이 때 실험과 전산시뉴 간의 모드 양상이 일치하므로 식 2.5가 육중극자 공진기의 형태를 잘 나타낸다는 것을 알 수 있다.

측정 압력 구간에서 육중극자 성분은 약 0.7−0.85%로 나타났는데, 이는 약 0.7−0.95%의 팔중극자 성분량과 비슷한 크기인 것을 알 수 있다. 또한 앞에서 계산한대로, 분출구 모양인 삼각형을 분해하여 얻은 초기 육중극자 성분 15.6%으로부터 감쇠율 0.0365를 곱하여 얻은 0.57%와 비슷한 크기임을 확인할 수 있다.

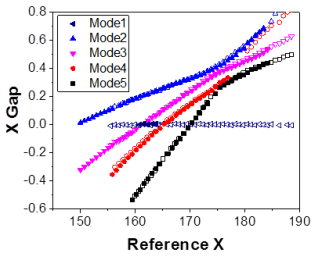
Reference X = 180 근방에서는 4개의 모드가 가까이서 상호작용하며 교차 회피 양상을 보이는 지점이 관찰되었는데, 모드2와 모드3, 모드4와 모드5가 서로 교차 회피하고 있다. 1.270 bar 에서 모드4와 모드5가 교차하다 1.356 bar 에서 교차 회피로 변하며, 1.558 bar 에서는 모드3과 모드4가 교차에서 교차 회피로 양상이 변함을 볼 수 있다. 압력이 증가함에 따라 모드 간격이 증가하는 경향도 볼 수 있다.

(a) 1.270 bar



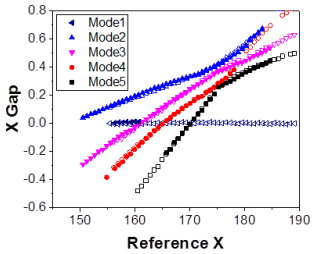
$\kappa = 0.13,\ \eta = 0.007$

(b) 1.356 bar



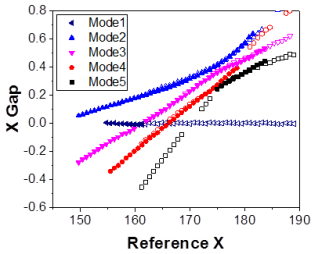
$\kappa = 0.135,\ \eta = 0.0073$

(c) 1.402 bar



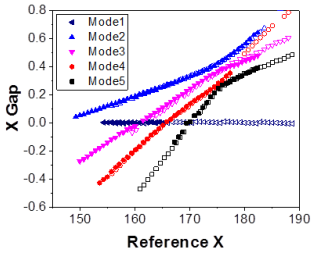
$\kappa = 0.138,\ \eta = 0.0075$

(d) 1.452 bar



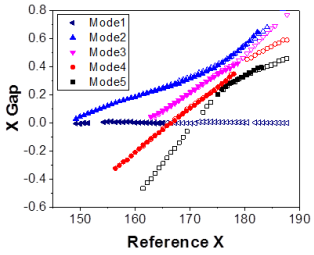
$\kappa = 0.14,\ \eta = 0.008$

(e) 1.507 bar



$\kappa = 0.145,\ \eta = 0.0083$

(f) 1.558 bar



$\kappa = 0.15,\ \eta = 0.0085$

그림 5.2: 육중극자 공진기의 모드양상. 실험 결과는 채워진 도형으로, 전산시뮬 결과는 빈 도형으로 나타내었다. 모드 그룹이 5개 나타나며, 순서대로 왼쪽 방향 삼각형(모드1), 위 방향 삼각형(모드2), 아래 방향 삼각형(모드3), 원형(모드4), 사각형(모드5)이다. 스펙트럼을 통해 얻은 제트의 유효 반지름은 약 16μm로 나타났다.

그림 5.3에서는 사중극자 변형도 15%($\kappa = 0.15$)인 사중-팔중극자 공진기와 사중극자 변형도 15%, 육중극자 0.85%($\kappa = 0.15$, $\eta = 0.0085$)인 육중극자 공진기(실험 압력 1.558 bar)의 모드양상을 전산시늉으로 계산하여 비교하였다. 사중-팔중극자 공진기에서 Reference X=185 근방의 교차하는 모드2, 모드4, 모드5가 육중극자 공진기에서는 교차 회피 양상으로 변하는 것을 볼 수 있으며 모드 간격도 증가한다. 즉 육중극자 성분이 포함되어 공진기의 변형도 증가로 모드 간의 상호작용이 커진다는 사실을 알 수 있다.

육중극자 공진기에서 공명 보조 터널링(RAT)의 작용 또한 생각해볼 수 있다. 그림 5.4 (a)는 사중극자 변형도 10%, 육중극자 0.15%($\kappa = 0.10$, $\eta = 0.0015$)인 육중극자 공진기의 Poincaré surface of section (PSOS)을

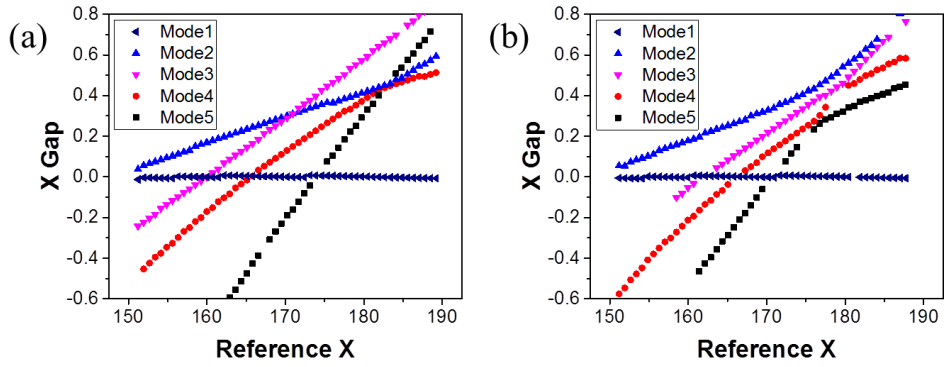


그림 5.3: 전산시늉 결과로 얻은 (a) 사중-팔중극자 공진기($\kappa = 0.15$)와 (b) 육중극자 공진기 $\kappa = 0.15$ (, $\eta = 0.0085$)의 모드 양상 비교.

전산시늉으로 구한 결과이다. PSOS는 공진기의 테두리 상의 어느 위치 s에서 테두리의 수직벡터에 대한 입사각을 χ라 할 때 s에 대한 $\mathrm{Sin}\chi$의 값을 공진기 내부 빛의 진행에 따라 표시한 것이다 (그림 5.4 (a),(b)). 그림 5.4 (c)와 (d)는 PSOS와 두 공명 모드의 후시미 함수(Husimi function)를 함께 나타낸 것으로, 위상공간 상에서 그 모드가 분포하는 위치를 알려준다.

공명 보조 터널링은 두 모드 사이에 강한 상호작용을 일으키는데 이 때 모드 번호 m의 차이는 아일랜드(island) 개수 p의 정수배에 비례($\Delta m = np$)하게 된다 [11]. 그림 5.4 (a)의 PSOS에서 아일랜드가 7개인 공명 사슬(resonance chain)을 굵은 선으로 표시하였는데, (c)와 (d)의 후시미 함수 분포를 참고하면 두 모드는 이 공명 사슬을 사이에 두고 있다. 각 모드의 모드 번호는 $m = 178$, $m = 164$이므로 $\Delta m = 14$가 되어 아일랜드 개수($p = 7$)의 정수배($n = 2$)를 만족하여 공명 보조 터널링의 조건을 만족함을 알 수 있다. 공명 보조 터널링으로 육중극자 공진기의 모드 간 상호작용을 설명할 수 있을 것이며, 특히 홀수 개 아일랜드의 공명 사슬은 기존의 사중-팔중극자 공진기에서는 나타날 수 없으므로 육중극자 공진기의 특성이라고 볼 수 있다.

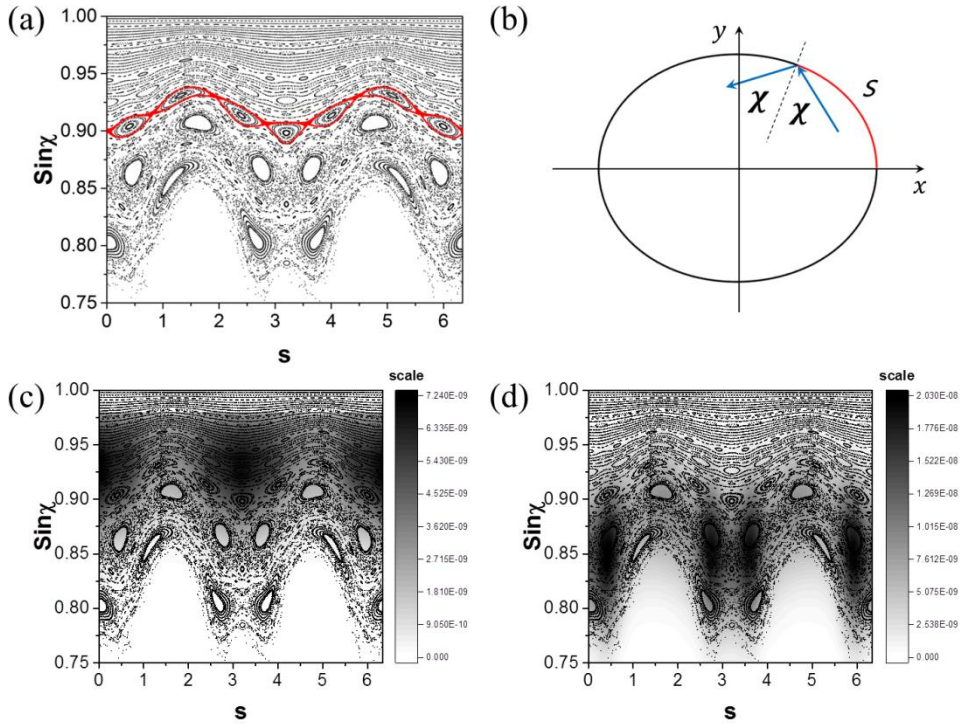


그림 5.4: (a) $\kappa = 0.10$, $\eta = 0.0015$인 육중극자 공진기의 PSOS. 아일랜드 7개의 공명 사슬을 굵은 선으로 표시하였다. (b) 공진기 내부의 빛 반사위치 s와 반사각 χ. (c) $kr = 136.06 - 0.001923\mathrm{j}$, $m = 178$인 모드의 후시미 함수 분포와 (d) $kr = 136.20 - 0.002454\mathrm{j}$, $m = 164$ 인 모드의 후시미 함수 분포.

6. 결론

본 연구에서는 집속이온빔을 이용해 액체제트 노즐의 분출구를 원하는 모양대로 제작하는 방법을 정립하였으며, 특히 삼각형 분출구를 가진 노즐을 제작하여 육중극자 성분이 포함된 미소 공진기를 구현할 수 있었다. 전산시뮹을 통해 계산한 육중극자 공진기의 방출방향성은 사중-팔중극자 공진기와는 뚜렷한 차이가 있는 것으로 나타났고 실험에서 공진기의 방출 스펙트럼 측정위치를 정할 때 고려되었다. 육중극자 미소 공진기의 모드 스펙트럼으로부터 얻은 모드 양상은 사중극자, 육중극자, 팔중극자 성분을 가지는 공진기의 모양을 기술하는 식을 이용하여 얻은 이론 예측과 동일했고 육중극자와 팔중극자 성분이 같은 크기로 나타났다. 또한 육중극자 공진기 내부 모드 간 상호작용이 공명 보조 터널링에 의한 것임을 PSOS와 공명 모드의 후시미 함수를 이용해 추론할 수 있었다.

본 연구를 통해 얻은 결과는 추후 다양한 액체제트 미소 공진기로의 접근을 가능하게 하며, 광소자 연구에 있어 이용할 수 있는 공진기에 대한 선택의 폭을 넓게 할 것이다. 또한 후속 연구로 육중극자 성분량에 따른 공진기의 방출방향 특성의 변화를 조사할 수 있을 것이며 나아가 둥근 삼각 공진기와 같은 단일 방출방향성의 공진기 구현을 시도할 수 있을 것이다.

7. 참고문헌

[1] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton, R. A. Logan, Whispering-gallery mode microdisk lasers, Appl. Phys. Lett. **60** (3), 20 (1992)

[2] Jens U. Nöckel, A. Douglas Stone, Ray and wave chaos in asymmetric resonant optical cavities, Nature **385**, 2 (1997)

[3] Lee, Sang Bum, Yang, Juhee, Moon, Songky, Lee, Jai Hyung, An, Kyungwon, Shim, Jeong Bo, Lee, Hai Woong, Kim, Sang Wook, Universal output directionality of single modes in a deformed microcavity, Phys. Rev. A **75**, 011802(R) (2007)

[4] Jens U. Nöckel, A. Douglas Stone, Gang Chen, Helene L. Grossman, and Richard K. Chang, Directional emission from asymmetric resonant cavities, Opt. Lett. **21**, 1609 (1996)

[5] Lee, Sang Bum, Yang, Juhee, Moon, Songky, Lee, Soo Young, Shim, Jeong Bo, Kim, Sang Wook, Lee, Jai Hyung, An, Kyungwon, Quasieigenstate evolution in open chaotic billiards, Phys. Rev. A **80**, 011802(R) (2009)

[6] Susumu Shinohara and Takahisa Harayama, Signature of ray chaos in quasibound wave functions for a stadium-shaped dielectric cavity Susumu, Phys. Rev. E **75**, 036216 (2007)

[7] A. Bäcker, R. Ketzmerick, and S. Löck, Dynamical tunneling in muschroom

billiards, Phys. Rev. Lett. **100**, 174103 (2008)

[8] Lee, Soo Young, An, Kyungwon, Directional emission through dynamical tunneling in a deformed microcavity, Phys. Rev. A **83**, 1 (2011)

[9] Yang, Juhee, Lee, Sang Bum, Moon, Songky, Lee, Soo Young, Kim, Sang Wook, Dao, Truong Thi Anh, Lee, Jai Hyung, An, Kyungwon, Pump-induced dynamical tunneling in a deformed microcavity laser, Phys. Rev. Lett. **104**, 243601 (2010)

[10] Lee, Sang Bum, Yang, Juhee, Moon, Songky, Lee, Soo Young, Shim, Jeong Bo, Kim, Sang Wook, Lee, Jai Hyung, An, Kyungwon, Observation of an exceptional point in a chaotic optical microcavity, Phys. Rev. Lett. **103**, 134101 (2009)

[11] Kwak, Hojeong, Shin, Younghoon, Moon, Songky, Lee, Sang-Bum, Yang, Juhee, An, Kyungwon, Nonlinear resonance-assisted tunneling induced by microcavity deformation, Sci. Rep. **5**, 9010 (2015)

[12] Juhee Yang, Songky Moon, Sang-Bum Lee, Jai-Hyung Lee, Kyungwon An, Jeong-Bo Shim, Hai-Woong Lee, and Sang-Wook Kim, Development of a deformation-tunable quadrupolar microcavity, Rev. Sci. Instrum. **77**, 083103 (2006)

[13] M. S. Kurdoglyan, Soo-Young Lee, Sunghwan Rim, Chil-Min Kim, Unidirectional lasing from a microcavity with a rounded isosceles triangle

shape, Opt. Lett. **29** (23), 2758-2760 (2004)

[14] Moon, Songky, Shin, Younghoon, Kwak, Hojeong, Yang, Juhee, Lee, Sang-bum, Kim, Soyun, An, Kyungwon, Experimental Observation of Bohr's Nonlinear Fluidic Surface Oscillation, Sci. Rep. 1 (2015)

[15] Jan Wiersig, Boundary element method for resonances in dielectric microcavities, Journal of Optics A:Pure Appl. Opt., **5**, 53-60 (2003)

[16] T. Takami, Semiclassical interpretation of avoided crossings for classically nonintegrable systems, Phys. Rev. Lett. **68**, 3371 (1992)

[17] J. U. Nöckel, A. D. Stone, R. K. Chang, Q-spoiling and directionality in deformed ring cavities, Opt. Lett. **19**, 1693-1695 (1994)

[18] Lebental, M., Lauret, J. S., Hierle, R., Zyss, J., Highly directional stadium-shaped polymer microlasers, Appl. Phys. Lett. **88**, 031108 (2006)

[19] Changling Yan, Qi Jie Wang, Laurent Diehl, Martina Hentschel, Jan Wiersig, Nanfang Yu, Christian Pflügl, Federico Capasso, Mikhail A. Belkin, Tadataka Edamura, Masamichi Yamanishi, Hirofumi Kan, Directional emission and universal far-field behavior from semiconductor lasers with limaçon-shaped microcavity, Appl. Phys. Lett. **94**, 251101 (2009)

[20] Susumu Shinohara, Takahisa Harayama, Takehiro Fukushima, Martina Hentschel, Takahiko Sasaki, and Evgenii E. Narimanov, Chaos-assisted directional light emission from microcavity lasers, Phys. Rev. Lett. **104**,

163902 (2010)

[21] Schmidt, M, Nazneen, F, Georgiev, Y, Herzog, G, Galvin, P, Petkov, N, FIB Patterning of Stainless Steel for the Development of Nano-Structured Stent Surfaces for Cardiovascular Applications, Journal of Physics: Conference Series **371**, 012065 (2012)

[22] 김규환, 민병권, 이상조, 박철우, 이종항, 집속 이온빔을 이용한 마이크로 노즐의 제작, 한국재료공학회 춘계학술대회논문집 (2005)

Abstract

Mode spectra of a hexapolar deformed liquid-jet microcavity formed by a nozzle fabricated with focused ion beam technique

Kim Soyun
Physics and Astronomy
The Graduate School
Seoul National University

Asymmetric optical resonant cavities can be used as optical devices such as microcavity laser, owing to its directional emission and high quality factor. In an asymmetric cavity, by increasing the deformation, ray dynamics inside the cavity become chaotic and interaction between modes arises. A deformed liquid-jet microcavity is a type of asymmetric cavity exploiting a cross-section of liquid-jet as a cavity. The shape of the jet cross-section depends on the initial condition of the ejected jet. The jet orifice was deformed by heat and pressure in the previous method to achieve the asymmetric cavity. However, it was difficult to assign a hexapolar component to the cavity shape and only the quadru-octapolar shape was possible.

In this study, I developed liquid-jet nozzles by using focused ion beam technique and a triangular orifice was fabricated to realize liquid-jet microcavity including hexapolar component. The mode evolution of the hexapolar cavity agrees well with the simulation results by boundary element method. As a result, the microcavity shape can be expressed by a combination of quadrupole, hexapole, and octapole, showing the equivalent hexapolar and octapolar components. The effect of resonance-assisted tunneling on the intermode interaction in the hexapolar cavity is inferred from the Poincaré surface of section and Husimi function of the resonance modes.

In future study, it is suggested to measure the dependence of the directionality on the amount of the hexapolar components in the hexapolar cavities. This work presents a possibility to achieve various shapes of liquid-jet microcavity for photonics applications. This study also would be applied to realize a cavity shape with uni-directional emission such as rounded triangular cavity.

Key Words : Asymmetric liquid-jet microcavity; liquid-jet nozzle; focused ion beam; hexapolar cavity; Mode interaction; directionality; resonance-assisted tunneling

Student number : 2013 - 20358