

고주파 여기식 슬랩형 도파관 CO₂ 레이저

김규식 · 이영우

목원대학교 전자공학과

Ⓣ 302-729, 대전광역시 서구 도안동

우삼용

한국표준과학연구원, 입력실

Ⓣ 305-600, 대전광역시 유성구 도룡동 1번지

최종운[†]

호남대학교 광전자공학과

Ⓣ 506-714, 광주광역시 광산구 서봉동 59-1

(2003년 5월 14일 받음, 2003년 7월 21일 수정본 받음)

고주파 여기 방식의 슬랩 도파관 CO₂ 레이저를 제작하고 그 특성을 조사하였다. 레이저 이득을 얻기 위한 고주파 방전구 간의 크기는 2×40×400 mm이고, 레이저 공진기는 블록거울과 오목거울을 사용하여 positive branch 형태의 불안정 공진기를 사용하였다. 고주파 여기 주파수는 123 MHz를 사용하였고, 가스의 혼합 비율은 CO₂:N₂:He를 각각 1:1:3으로 사용하였다. 공진기의 가스 압력이 40 torr, 고주파 입력과워 900 W에서 70.8 W의 출력을 얻었으며, 이때 레이저의 효율은 9.2%이다.

주제어 : slab waveguide, RF excited, CO₂ laser, unstable resonator.

I. 서 론

슬랩 도파관(slab waveguide) CO₂ 레이저에 관한 이론은 1972년 Bridges 등에 의하여 최초로 제안되었으며, 1978년 Lachambre 등에 의해 고주파 횡 여기 방식으로 CO₂ 레이저를 발전시켜 연속 발진 CO₂ 레이저를 처음으로 개발하였다.^[1] 그 후 여러 연구자들에 의해서 슬랩형 도파관 CO₂ 레이저가 연구되고 있다.^[2-7]

일반적인 슬랩 레이저는 두개의 전극을 마주보게 배치하고 두개 전극사이에 100 MHz~150 MHz의 고주파(RF: radio frequency)를 가하여 플라즈마를 발생시킨다. 이때 전극 간격을 1~3 mm로 좁게 할 경우에는 방전공간은 CO₂ 레이저 파장에 대해서 광도파로(waveguide)로서 작용하게 된다.^[8] 고주파 방전을 위해서 사용하는 매질 가스의 압력은 10~150 torr 이고, 가스의 혼합 비율은 보통 CO₂:N₂:He(1:1:3)을 많이 사용한다. 또한 레이저 효율을 높이기 위해서 5%의 Xe 가스를 첨가하기도 한다. 슬랩형 도파관 레이저는 사용하는 공진기의 종류에 따라서 여러 가지로 구분된다. 멀티모드 공진기,^[9] 본 실험에서 제작한 불안정 공진기(그림 1), 안정 공진기,^[10] DOE 공진기(대칭형과 비대칭형), Talbot selector 공진기,^[11] annular 공진기^[12]등이 있고, 선택한 공진기의 구조에 따라서 반사경의 형태가 결정된다. 일반적으로 고주파 여기식 슬랩레이저에서 약 10% 전후의 전기적인 효율이 보고 되고 있다.^[6,8,9]

CO₂ 레이저의 여러 종류 중에서 가장 일반적인 DC 방전형과 비교하면, DC 여기 방식의 경우 낮은 압력에서 고 전압을 이용하여 방전을 한다. 따라서 높은 출력을 얻기 위해서는 전원공급기의 크기가 커지고, 가스 순환 장치가 필요함으로 장치가 복잡하게 된다. 반면에 고주파 여기 방식의 슬랩 레이저는 가스 순환장치가 불필요하여 시스템의 구성을 간단히 할 수 있고, 밀봉형으로 동작시킬수 있는 장점을 갖는다. 또한 고전압 여기 방식이 아닌 고주파 여기 방식을 사용함으로써 전원 공급기의 크기도 줄일 수 있다. 고주파 방전으로 전극이 직접 방전에 드러나지 않도록 배치 할 수 있기 때문에 전극의 스퍼터링 현상이 없고, 가스의 열화 및 광학부품의 손상이 적다. 또한 단위 체적 당 방전 입력을 높게 할 수 있으며, 매질의 단위 부피당 여기 에너지가 증가되어 보다 쉬운 레이저 발진이 가능하다. DC 여기 방식에 비해 10배에서 100배정도 빠르게 혼합가스를 이온화 시킬 수 있으므로 레이저의 수명을 오랫동안 유지 할 수 있다. 현재 슬랩 CO₂ 레이저는 수 kW급 슬랩 레이저가 상품화 되고 있으며, 한개의 공진기에 여러개의 도파관을 매트릭스 형태 즉 2-D(예, 3×13 array)로 배치하고 가스 냉각장치를 추가적으로 연결하여 출력을 증가시키는 방법도 연구되고 있다.^[9] 그러나 불안정공진기를 채택한 슬랩레이저의 출력광의 형상은 안정공진기에 비하여 불균일하게 출력되는 단점을 가지고 있어, 출력광의 형상을 가우시안빔에 가깝게 하기위한 방법들이 발표되고 있다.^[12,21]

본 연구에서는 기존 방식보다 크기가 작으면서 더 높은 출력을 얻을 수 있는 고주파 여기 슬랩 도파관 레이저를 제작하

[†]E-mail: woon@honam.ac.kr

여 그 출력 특성을 실험하였다.

II. 슬랩 도파관의 제작

본 실험에서 제작한 슬랩 도파관 CO₂ 레이저의 구조는 그림 1과 같다. 고주파 횡 여기 방식으로 알루미늄으로 만든 전극에 고주파가 인가된다. 전극에서 발생하는 열을 배출시켜주기 위하여 전극 내부에 냉각수를 흘려보내는 확산 냉각법을 이용하였다. 공진기의 구조는 불안정 공진기(unstable resonator)이고 전극의 종방향으로 균일한 전계분포를 만들기 위해서 전극의 양 옆 종방향으로 인덕터를 부착하였다. 또한 공진기의 길이가 온도에 따라 변화함으로 인하여 레이저 출력이 변동되는 것을 방지하기 위해 직경 20 mm의 수정봉 위에 반사경을 설치하였다. 고주파 증폭기와 방전전극 사이의 임피던스 매칭을 위해 가변형 커패시터와 인덕터로 이루어진 임피던스 매칭회로를 전극 앞단에 설치하였다.

2.1. 도파관 전극과 공진기 거울

알루미늄으로 만들어진 전극의 구조는 그림 2에 나타내었다. 고주파 슬랩 레이저에서 전극 사이의 간격은 1.5~3.5 mm로 설계를 한다.^[8] 본 실험에서는 양쪽 전극사이에 두께가 2 mm인 알루미늄 판을 넣어 전극간격을 2 mm로 만들었다. 슬랩 레이저에서 방전 전극의 온도가 약 20°C에서 100°C로 증가 할 때 레이저의 출력은 약 25% 감소를 하게 되므로,^[9] 고주파 방전 시 전극의 온도 상승을 감소시키기 위해서 양쪽 전극 모두에 냉각수를 연결하였다. 슬랩형 전극에 고주파를 인가하면 전극 면적인 2×40×400 mm 크기의 플라즈마가 발생한다. 이

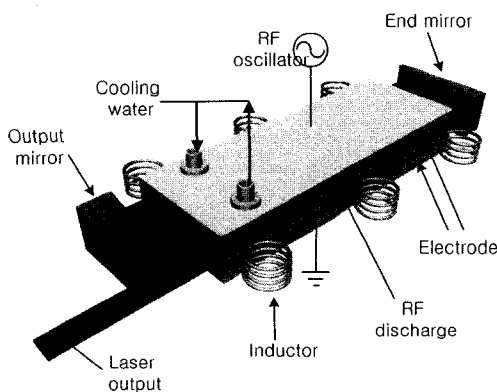


그림 1. 슬랩형 도파관 CO₂ 레이저의 공진기 구조.

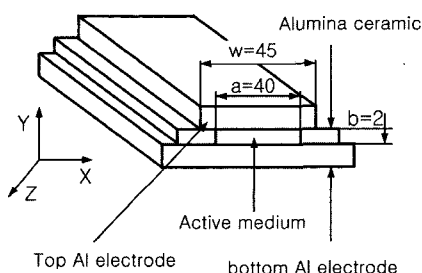


그림 2. 고주파 방전 전극의 구조 및 크기.

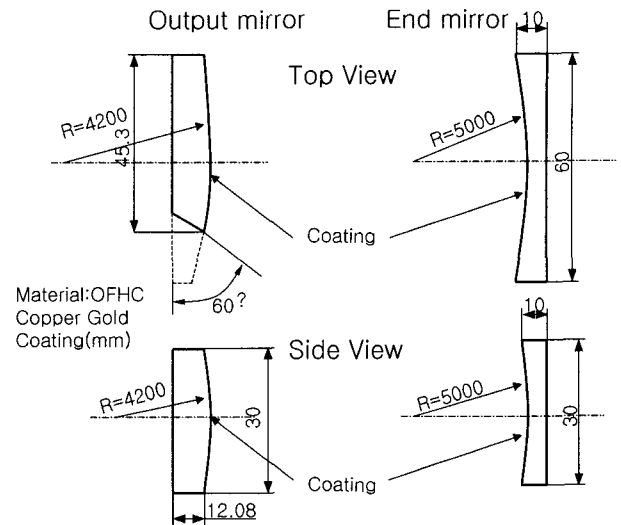


그림 3. Positive branch 불안정 공진기용 반사경 구조.

는 레이저의 이득구간으로 작용하게 되는데, X축 방향의 프리넬 수와 Y축 방향의 프리넬 수는 다음 식과 같이 표시할 수 있다.

$$N_x = \left(\frac{b^2}{L\lambda}\right) \gg N_y = \left(\frac{a^2}{L\lambda}\right) \quad (1)$$

이 식에서, N_x 가 N_y 보다 크기 때문에 안정형 공진기(stable resonator)로 만들면 회절손실이 발생하여 집광력이 좋은 광을 얻을 수 없기 때문에 불안정 공진기로 제작하였다. 불안정 공진기용 반사경은 구리를 재질로 사용하였고, 반사 표면이 산화되는 것을 방지하면서 반사율을 높이기 위해서 금 코팅하여 사용하였다. 제작한 공진기 반사경의 형태 그림 3과 같다. 볼록한 형태의 출력경과 오목한 형태의 전반사경의 곡률 반경은 각각 4210 mm와 5000 mm이다. 여기서 거울에 대한 이론적인 특성들은 다음과 같다. 출력경 투과율(output coupling) T 는 $1-1/|m|=16\%$ 이고, geometrical magnification m 은 $|R1/R2|=1.19$ 이다.

2.2. 임피던스 매칭과 공진주파수

레이저 공진기의 양 전극에 가하는 고주파를 반사파가 최소한으로 하면서 전달하기 위해서는 슬랩형 전극의 임피던스를 고주파 증폭기의 임피던스(50 Ω)와 같은 값이 되도록 해야 한다. 두 장치가 상호간에 임피던스가 매칭이 되지 않을 경우 반사파가 발생하게 되므로, 레이저 공진기의 양전극에 고주파 증폭기에서 발생하는 에너지의 일부는 입사되지 못하고 증폭기 쪽으로 반사 된다. 따라서 두개 장치가 임피던스 매칭이 되어야 고주파 증폭기에서 발생된 고주파 에너지가 플라즈마 발생에 사용될 수 있다. 실험에 사용된 임피던스 매칭 회로는 그림 4와 같이 가변형 커패시터 1개와 인덕터 1개로 구성하였다. 또한 고주파를 길이가 400 mm인 방전전극에 가할 경우 방전전극의 종방향으로 불균일한 전계가 발생하게 된다. 따라서 전극의 종방향과 횡방향으로 균일한 전계가 형성되어야 균일한 플라즈마가 발생하므로,^[13] 전극의 종방향 양쪽 옆

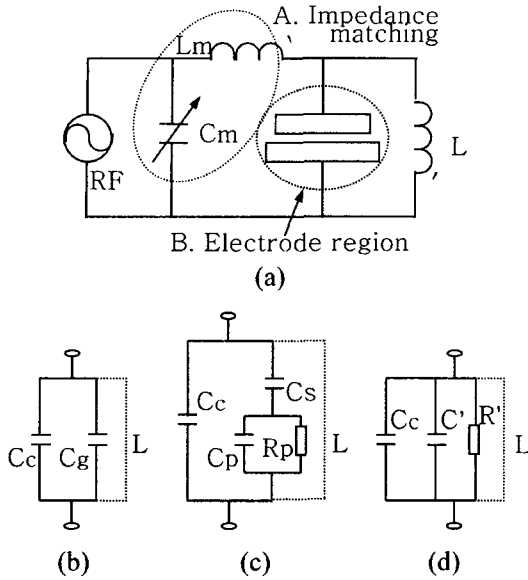


그림 4. 임피던스 매칭회로와 전기적인 레이저 등가회로. (a) 임피던스 매칭회로와 방전전극, (b) 고주파 방전이 시작되기 전의 레이저 등가회로, (c) 고주파 방전이 시작된 이후의 레이저 등가회로, (d) (c)를 간략화한 등가회로.

면에 13개씩 총 26개의 인덕터를 부착하였다.

그림 4-(a)는 임피던스 매칭 회로와 고주파 방전관의 등가회로를 보여주고 있고, 그림 4-(b)는 방전이 일어나기 전의 등가회로로 고주파 전극사이에서 발생하는 커패시터 성분을 표시하였고, 그림 4-(c)는 고주파 방전이 발생한 뒤의 등가회로를 표시하였다. 방전이 시작되면 양쪽 전극 사이에 음이온과 양이온의 이동속도 차에 의해서 전극 주변에 음이온 보다 양이온이 더 많은 sheath 영역이 발생하며, 이 영역의 폭 d_s 는 다음과 같다.^[14]

$$d_s = \frac{42[\text{mmMHz}]}{f[\text{MHz}]} \quad (2)$$

Sheath 영역을 제외한 영역을 플라즈마 영역이라고 할 경우 sheath 영역에 발생하는 커패시터 성분 C_g 와 플라즈마 영역에 발생하는 C_p 그리고 플라즈마 저항 값인 R_p 의 등가회로로 표시하였다. 그림 4-(d)는 그림 4-(c)를 간략화한 등가회로이다.

레이저가 동작하지 않을 경우에 전극 사이의 고주파 공진 주파수 f_{stop} 는 다음과 같다.

$$f_{stop} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C_c + C_g)}} \quad (3)$$

여기서, C_g 는 양전극사이에서 형성된 커패시터이고, C_c 는 그 외 공진기의 커패시터 성분으로 표시할 수 있다. 식 (3)에 의해서 입력 주파수(고주파)를 123 MHz로 사용하였다. 그림 4-(c)에서 고주파 방전이 시작되었을때 전극사이의 고주파 공진 주파수 f_{run} 는 다음과 같다.

$$f_{run} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L(C_c + C')}} \quad (4)$$

또한 그림 4-(d) 등가회로에서의 공진기 어드미턴스 Y (L 은

생략) 다음과 같다.

$$Y = \frac{1}{R'} + iw(C' + C_c) \quad (5)$$

여기서, C' 값과 R' 값은

$$C' = \frac{C_s w^2 C_p C_s (C_p + C_s) R_p^2}{w^2 (C_p + C_s)^2 R_p^2 + 1} \quad (6)$$

$$R' = \left(\frac{C_p + C_s}{C_s} \right) R_p + \frac{1}{w^2 C_s^2 R_p} \quad (7)$$

이다. (3)식과 (4)식에서 볼 수 있듯이 f_{stop} 과 f_{run} 이 같지 않다는 것을 알 수 있다. 이것은 단위체적당 여기전압을 증시키면 C' 의 값과 R_p' 의 값이 증가되기 때문이다.^[15] 또한 입력 주파수 (123 MHz)와 실제 레이저가 동작할 경우 플라즈마 내의 공진 주파수가 다르기 때문에 고주파 반사파가 발생하는 원인이기도 하다. (3)식과 (4)식, (5)식에서와 같이 레이저를 제작할 경우와 레이저를 동작시켰을 경우 C' 값과 R' 값의 변화에 따라서 공진기의 임피던스 값이 변하여 반사파도 증가하게 될 것이다.

2.3. 고주파 여기식 레이저의 예상 최대 출력

슬랩 도파관 CO₂ 레이저의 고주파가 123 MHz, 가스 혼합 비율은 CO₂:N₂:He=1:1:3, 입력파워를 900 W, 가스의 압력을 40 torr로 할 경우 단위 체적 당 최대 출력 값을 계산해보았다. 일반적인 고출력 레이저와 마찬가지로 슬랩 도파관 레이저도 온도에 따라서 출력이 달라진다. 실제 가스의 온도가 126°C 일 경우 가장 좋은 레이저의 출력이 나온다. 또한 600 K이상이 되면, 온도에 의해 밀도 반전이 소멸되어 레이저의 출력이 감소하게 된다.^[9] 계산에서 사용된 가스의 온도를 T_{gk} 라 할 경우, 플라즈마 영역에서의 가스의 온도(T_{gp})를 400~500 K, sheath 영역에서의 가스의 온도(T_{gs})를 500~600 K라고 가정하였다. 여기서 k(p 또는 s)는 플라즈마 영역과 sheath 영역을 나타낸다.

양 전극사이에 플라즈마가 발생하는 구조는 그림 5와 같다. 양이온과 음이온의 속도 차에 의해서 양전극에 sheath 영역이 발생하게 되며 대부분의 레이저의 출력이 나오는 부분은 플라즈마 영역이다. 따라서 이 두 영역에 대한 출력 값을 계산한 후 더해서 최종 출력 값을 구하였다.

먼저, 정상 상태에서 R_3 와 R_4 를 여기 울(펌핑)이라 하면, 다음과 같이 표현 할 수 있다.

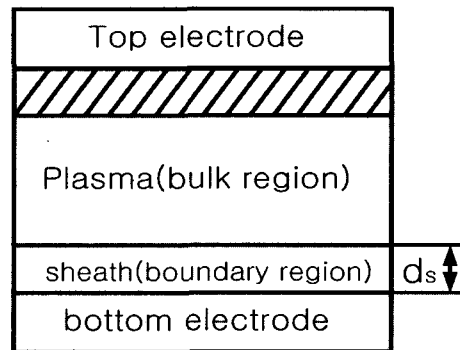


그림 5. 슬랩 방전면에 형성된 플라즈마 영역과 sheath 영역.

$$R_{3k} = A(n_3 - n_1) + (n_3 - n_{30}) \times \left(\frac{1}{\tau_3} + K_{wallCO_2} \right) - R_{4k} \quad (8)$$

$$R_{4k} = \frac{n_4 - n_{43}}{\tau_{43}} \quad (9)$$

여기서, n_{43} 과 n_{10} 은 열평형 상태에서의 펌핑 밀도로서 다음과 같다.^[16]

$$n_{43} = \frac{N_{N_2}}{N_{CO_2}} n_3 \quad (10)$$

$$n_{10} = \frac{N_{CO_2}}{Z} \left(\exp\left(\frac{h\nu_1}{k_b T_{g-k}}\right) - 1 \right)^{-1} \quad (11)$$

여기서, Z 는 CO₂ 분자의 진동 분할 함수이다.^[16]

n_i ($i = 1, 3, 4$)는 단위 체적당 i 모드(n_1, n_3, n_4 는 각각 대칭 신장모드, 굴곡 신장모드, 비대칭 신장모드)의 최대 에너지(E_i)로서 (12)식과 같다.^[17]

$$n_i = E_i / h\nu_i \quad (12)$$

(ν_i 는 i 모드의 첫 번째 여기 상태의 주파수로서 $\nu_1 = 40.08$ THz, $\nu_3 = 70.42$ THz, $\nu_4 = 69.85$ THz이다.) K_{wallCO_2} 는 전극의 벽에 의해서 발생하는 CO₂ 분자의 비여기율^[18]이다. A 는 Einstein 계수, τ_{43} 은 수명을 나타낸다.

이제 R_i ($i = 1, 3, 4$)가 단위 체적당 여기(펌핑)율이라 할 때 R_i 는 분포함수 f (가정, Maxwell-Boltzmann 분포)와 진동 여기 단면적 Q_{ex} 의 적분형태로 얻어질 수 있다.

$$R_i = n_e N_j \int_0^\infty V_e Q_{ex-1}(u) f(u) du \quad (13)$$

여기서 N_j 는 가스의 밀도($j = CO_2$ or N_2), u (eV)는 전자의 에너지이다. V_e 는 전자 열 속도로서, 식 (14)와 같다.

$$V_e = \sqrt{\frac{2eu}{m_e}} \quad (14)$$

여기서, $f_b(u)$ 는 Maxwell-Boltzmann 분포 함수로서 다음과 같다.

$$f_b(u) = 2 \sqrt{\frac{u}{\pi T_e}} \exp\left(\frac{-u}{T_e}\right) \quad (15)$$

T_e 는 전자의 온도이다.

이제 (9)식의 해를 (15)식에 대입하면 n_3 와 n_1 사이의 밀도 차인 Δn 을 얻을 수 있다. 또한 Δn 을 이용해 소신호 이득 (small signal gain)을 (16)식처럼 얻을 수 있다.

$$g_0 = \sigma_s \Delta n \quad (16)$$

여기서, σ_s 은 P(20)에서 유도 방출 단면적이다.^[19]

$$\sigma_s = \left[\frac{8.9 \times 10^{-20}}{\sqrt{T_g} (p_{CO_2} + 0.73 p_{N_2} + 0.60 p_{He})} \exp\left(\frac{-215}{T_{g-k}}\right) \right] \quad (17)$$

(13)식을 이용하여 플라즈마 영역과 sheath 영역에서 온도 T_{g-k} 의 함수로서 R_{3k} 와 R_{4k} 를 구하여 (12)식과 (13)식에 대입하면 각각의 영역에 대한 예상 출력을 계산할 수 있다.

$$\frac{P_{plasma}}{S} \cong 2d_p h\nu (R_{3p} + R_{4p}) \quad (18)$$

$$\frac{P_{sheath}}{S} \cong 2d_s h\nu (R_{3s} + R_{4s}) \quad (19)$$

여기에서, S 는 전극의 면적이고, d_p 와 d_s 는 각각 플라즈마 영역과 sheath 영역의 두께이다. 계산결과, 플라즈마 영역에서 2.3 kW/m², sheath 영역에서는 1.2 kW/m²이었다. 따라서 총 출력 예상 값은 이 둘을 합한 값인 3.5 kW/m²이다.

III. 실험 및 결과

실험 조건은 고주파 입력 주파수가 123 MHz이고, 가스의 혼합비율은 CO₂:N₂:He = 1:1:3을 사용하였다. 공진기 내의 압력은 10~60 torr까지 10 torr씩 변화시켰고, 입력 파워는 100~900 W까지 100 W씩 증가시키면서 레이저의 출력과 반사파를 측정하였다. 고주파 발전기는 MRCONI 사의 모델명 2022C, 고주파 증폭기는 최대 증폭이 2 kW인 AR사의 1000 LM, 레이저 출력 측정장치는 최고 150 W까지 측정할 수 있는 Ophir사의 NOVA를 사용하였다. 고주파 출력 측정기로는 BIRD사의 model-43을 이용하여 고주파 증폭기에서 공진기로 들어가는 입력 파워와 반사파를 모두 측정하였다. 전체적인 실험 구성도는 그림 6과 같다.

그림 7은 고주파 입력 파워에 대한 레이저의 출력 값을 보여주고 있다. 압력이 증가 할수록 출력이 증가하는 모습을 볼 수가 있다. 본 실험 조건에서는 40 torr에서 가장 좋은 출력 특성을 나타내고 있다. 최대 파워는 압력이 40 torr, 고주파 입력 파워가 900 W일 경우 71.8 W로 측정 되었다. 10 torr의 경우 고주파 입력 파워를 증가시켜도 출력이 10 W 이상은 넘지 못하고 있다. 이것은 단위 체적 당 전자의 수가 제한되어 있기 때문에 고주파 입력 파워를 증가 시켜도 출력은 한계가 있다는 것을 보여 주고 있다. 또한 40 torr 이상의 압력, 즉 50 torr와 60 torr의 경우에 40 torr보다 더 낮은 출력 값을 보여 주고 있다. 이것은 전극에 의한 전자의 quenching으로 볼 수 있다.^[18] 더 높은 고주파 증폭기와 압력에서 레이저의 출력 값은 더 높을 것으로 예상되고 있다.

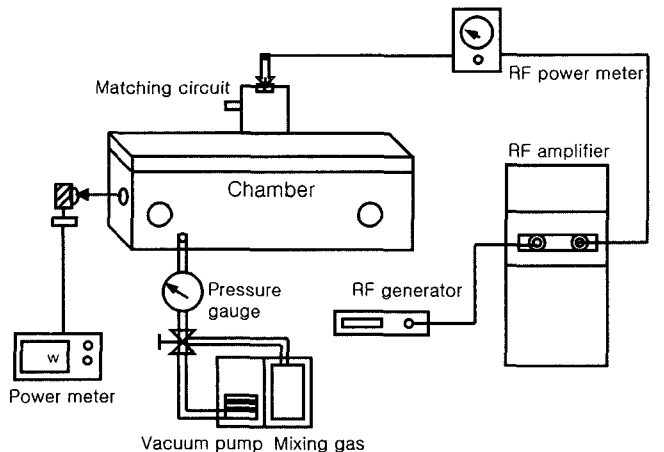


그림 6. 실험 장치 구성도.

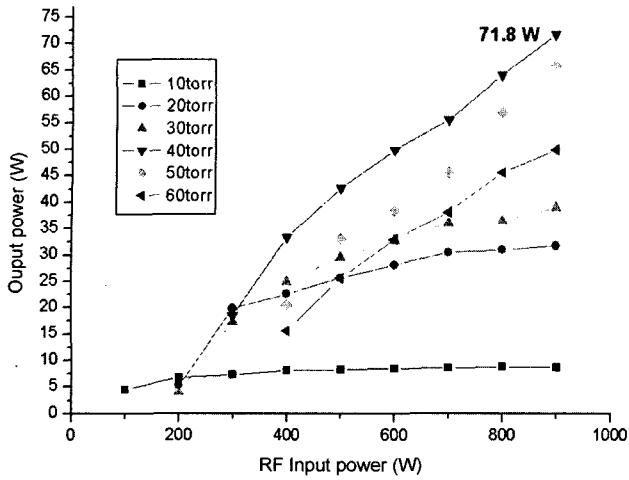


그림 7. 고주파 입력 변화에 따른 레이저의 출력.

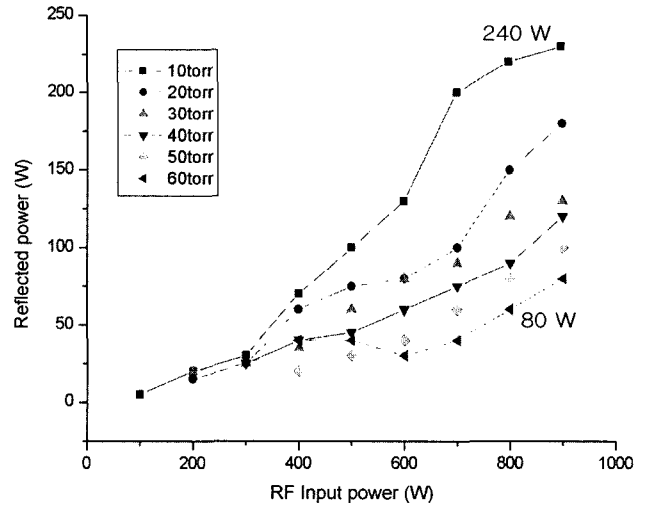


그림 9. 고주파 입력 파워와 압력에 대한 반사파.

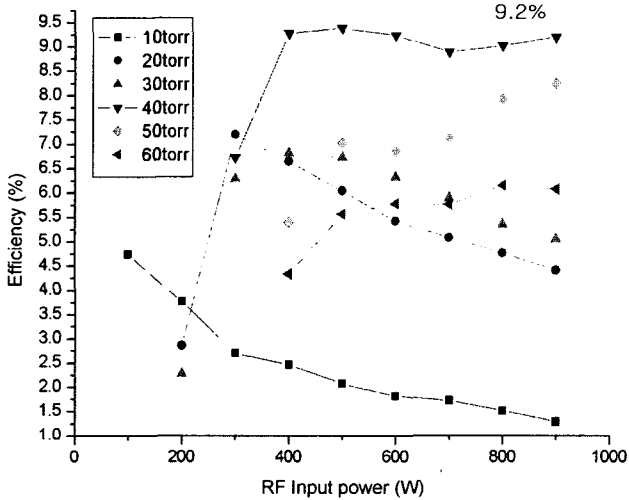


그림 8. 고주파 입력 변화에 레이저의 효율.

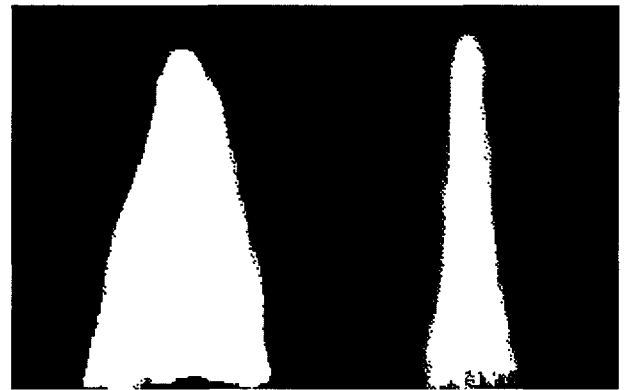


그림 10. 레이저광 세기의 분포.

이는 슬랩레이저의 실용화를 위해서 해결되어야 할 과제이다.

IV. 결 론

고주파 여기에 의한 슬랩 도파관 CO₂ 레이저를 제작하여, 고주파입력파워와 압력의 변화에 따른 레이저의 출력을 측정하였다. 고주파 방전을 위한 슬랩 전극의 크기는 2×40×400 mm이고, 블록경과 오목경을 사용하였으며 불안정 공진기를 구성하였다.

실험 조건은 고주파 여기 주파수를 123 MHz, 가스의 혼합 비율은 CO₂:N₂:He=1:1:3, 고주파 입력 파워는 100~900 W, 압력은 10~60 torr까지 증가시키면서 레이저의 출력을 관찰하였고, 고주파 반사파를 측정하여 레이저 효율을 이론값과 비교하였다.

실험결과 레이저의 최대출력은 압력이 40 torr, 고주파 입력 파워가 900 W일 경우 71.8 W로 측정되었고, 효율은 9.2%이다. 이 결과는 단위 체적 당 여기 전압과 전자의 수가 증가 할수록 레이저 출력 또한 증가하는 것을 볼 수가 있었다. 그러나 효율의 관점에서는 고정된 압력에 어느 이상의 고주파 입력 파워가 되면 플라즈마 저항(R)과 플라즈마 캐패시터(C)의 값이 증가 되어 결국 임피던스 매칭 문제로 인한 반사파가 증가

그림 8은 고주파 입력 파워에 대한 출력을 효율로 나타낸 그림이다. 40 torr에서 가장 좋은 효율을 보여 주고 있으며, 고주파 입력 파워를 900 W 인가할 경우 효율은 9.2%이다. 10~30 torr에서 고주파 입력 파워가 300 W 이상이 되면 효율이 증가하지 않고 감소하는 것을 볼 수가 있다. 40 torr에서는 400 W 이상의 입력 파워에서는 효율이 크게 증가하지 않는 것을 볼 수가 있다.

그림 9는 고주파 입력 파워와 압력에 대한 반사파를 보여주고 있다. 공진기내의 압력과 고주파 입력 파워가 10 torr, 900 W 일 경우와 60 torr, 900W일 경우 반사파는 각각 240 W와 80 W로 측정되었다. 즉 압력이 증가 할수록 반사파가 작아지고, 고주파 입력 파워에 비례하여 반사파가 커지는 것을 볼 수가 있다. 이것은 낮은 압력에서 어드미턴스 값인 R'와 C' 값이 더 크게 변화된다는 것을 알 수가 있다.^[20]

그림 10은 출력경에서 400 mm 떨어진 곳에서 아크릴을 이용한 beam burning pattern의 모습이다. 빔 패턴의 크기는 5.0×2.5 mm이다. 불안정공진기의 프레넬 회절에 의해서 가로축과 세로축 방향의 세기가 불균일하게 발생됨을 볼 수가 있다.

된다는 것을 볼 수가 있었다. 따라서 향후 고주파 입력 증가에 따른 임피던스 매칭 문제를 해결하고, 불안정 공진기에서 발생하는 출력광의 세기 불 균일 분포를 해소해야 한다.

감사의 글

본 연구는 한국대학교 의학레이저 연구센터와 한국과학재단의 지원(R12-2001-050-05008-0(2003))을 받아 수행되었습니다.

참고문헌

- [1] J. L. Lachambre, J. Macfarlane, *Appl. Phys. Lett.*, v. 32, 1978.
- [2] K. M. Abramski, E. F. Plinski, K. Baczyk, "New resonators for slab-waveguide lasers," *SPIE*, v. 3186, pp. 167-176, 1997.
- [3] R. Nowack, H. Bochum, T. Hall, K. Wessel, "High power coaxial CO₂ laser," *SPIE*, v. 3092, pp. 88-99, 1997.
- [4] Antonio Lapucci, Francesco Rossetti, "Working properties of compact RF-excited CO₂ slab lasers," *SPIE*, v. 3092, pp. 196-200, 1997.
- [5] R. Nowack, H. Opower, U Schaefer, K. Wessel, "High power CO₂ laser waveguide laser of the 1 kW category," *Proceedings of SPIE*, v. 1276, pp. 18, 1990.
- [6] S. Kobayashi, T. Murata, "1 kW slab CO₂ laser excited by a self-excited RF generator," *SPIE*, v. 3092, pp. 92-94, 1997.
- [7] C. Lucking, K. Fakler, U. Berkemann, J. Mentel, G. Schiffner, "Measurement of the impedance of RF excited CO₂ lasers and discharge chambers," *SPIE*, v. 3092, pp. 247-249
- [8] K. M. Abramski, A. D. Colley, H. J. Baker, "Power scaling of large area transverse radio frequency discharge CO₂ lasers," *Appl. Phys. Lett.*, v. 54, pp. 1833-1837, 1989.
- [9] Krzysztof M. Abramski, Alan D. Colley, "High-power two-dimensional waveguide CO₂ laser arrays," *IEEE J. Quantum Electronics*, v. 32, pp. 340-349, 1996.
- [10] P. E. Jackson, H. J. Baker, D. R. Hall, "A CO₂ large area laser using a hybrid waveguide unstable resonator," *Appl. Phys. Lett.*, v. 54, pp. 1950-1952, 1989.
- [11] K. M. Abramski, E. F. Plinski, Witkowski, P. A. Duda, R. Nowicki, "New resonator for slab-waveguide lasers," *SPIE*, v. 3186, pp. 167-176, 1997.
- [12] A. Lapucci, F. Rossetti, P. Burlamacchi, "Beam properties of an RF discharge annular CO₂ laser," *Optics communications*, v. 111, 290-296, 1994.
- [13] Antonio Lapucci, Francesco Rossetti, Marco Ciofini, "On the longitudinal voltage distribution in radio-frequency discharged CO₂ lasers with large area electrodes," *IEEE J. Quantum Electronics*, v. 31, pp. 1537-1542, 1995.
- [14] Y.-M. Kim, C. E. Youn, and J. W. Ra, "Method for reducing the longitudinal voltage variation in transverse radio-frequency discharge waveguide lasers," *J. Appl. Phys.*, v. 54, pp. 1127-1129, 1990.
- [15] E. F. Plinski, J. S. Witkowski, K. M. Abramski, *J. Phys. D*, "Algorithm of RF-excited slab-waveguide laser design," *Appl. Phys.*, v. 33, pp. 1823-1826, 2000.
- [16] S. Sazhin, P. Wild, C. Leys, D. Toebaert and E. Sazhina, "The three temperature model for the axial flow CO₂ laser," *J. Phys. D*, v. 26, pp. 1872-1883, 1993.
- [17] S. Muller and J. Uhlenbusch, "Influence of turbulence and convection on the output of a high-power CO₂ laser with a fast axial flow," *J. Phys. D*, v. 20, pp. 697-708, 1987.
- [18] Naoya Matsuoka, Shigeru, Yamaguchi, "Theoretical analysis of the radio frequency excited slab CO₂ laser," *Jpn. J. Appl. Phys.*, v. 38, pp. 6340-6346, 1999.
- [19] H. Hara and S. Nakao, "Effects of foreign gas on the small signal gain of a thermally pumped CO₂ laser," *Optics communication*, v. 27, pp. 415-418, 1978.
- [20] D. He and D. R. Hall "Longitudinal voltage distribution in transverse rf discharge waveguide lasers," *J. Appl. Phys.*, v. 54, pp. 4367-4373, 1983.
- [21] A. Lapucci, M. Ciofini, and S. Mascalchi, "Beam quality enhancement for a radio-frequency excited annular CO₂ laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 18, Nov. 1998.

The radio frequency excited slab waveguide CO₂ laser

Kyu-Sik Kim and Young-Woo Lee

Department of Electronics, Mokwon University, Taejon 302-729, KOREA

Sam-Yong Woo

Korea Reserch Institute of Standards and Science, Pressure Lab, Taejon 305-600, KOREA

Jong-woon Choi[†]

Department of Optoelectronics, Honam University, Kwangju 506-704, KOREA

[†]*E-mail: woon@honam.ac.kr*

(Received May 14, 2003, Revised manuscript July 21, 2003)

We have developed a radio frequency excited slab waveguide CO₂ laser. The dimension of active volume is $2 \times 40 \times 400$ mm. One concave and one convex mirror are used to make the unstable resonator of the positive branch. The radio frequency is 123 MHz and RF input power is varied from 100 to 900 W. The laser gas is set to a pressure of 10~60 torr and the mixing ratio is CO₂:N₂:He=1:1:3. The laser output power of 70.7 W was obtained which corresponds to laser power to RF power conversion efficiency of 9.2%.

OCIS Codes : 140.3470, 140.3410, 230.7400.