

기체방전 레이저의 효율에 관한 연구*

— 금속증기레이저의 한계효율 —

이재경 · 임기건

전남대학교 자연과학대학 물리학과

(1993년 2월 18일 받음)

증기상태의 원자 Au, Ba, Cu, Fe, Mn, Pb, Tl을 모기체로 하는 펄스형 기체방전레이저에 관하여 30 ns의 rise time, 펄스반복율 5 kHz 방전에 대한 최적동작조건 및 최대효율이 각각 계산되었다. 최적작동온도는 각 원자의 증기압이 대략 1 Torr가 되는 온도이며, 실험에서 보고된 온도범위와 좋은 일치를 보여 주었다. 효율을 최대로 하는 충전전압은 특히 효율이 낮은 Tl을 제외하고는 대략 4 kV 정도의 값에서 얻어졌다. 각 레이저의 실질적인 한계효율로서 검토될 수 있는 최대효율은 보고된 실험값 보다 상당히 높은 값으로 계산되었다. 특히, Ba 레이저와 Mn 레이저의 효율은 각각 6.8%, 15%로서 구리증기레이저의 효율 8.5%와 비교할 만한 값이며 실험적으로 보다 높은 효율이 얻어질 수 있음을 예측할 수 있다. 반면에, Tl 레이저는 대단히 낮은 효율 0.058%와 예외적인 동작조건을 보여주었다.

I. 서 론

기저상태에 인접한 낮은에너지상태들을 레이저준위로 하는 펄스형 기체방전레이저는 낮은레이저준위의 빠른 이완 때문에 보다 높은 에너지상태 사이에서 CW 형태로 동작하는 레이저들에 비하여 높은 효율을 가질 수 있으며,^[1,2] 방전 중의 여기과정과 방전 후의 이완과정의 레이저동작이 각각 분리되어 최적화될 수 있는 cyclic laser는 보다 높은 효율로 동작할 수 있다.^[3] 가시광선 또는 가시광선 근처의 스펙트럼에서 가장 높은 효율을 보여주는 cyclic laser인 금속증기레이저의 효율에 대하여 W. T. Walter 등^[3] 과 G. G. Petrash^[4] 등은 수십 %의 이론적인 한계효율 (limiting efficiency)과 10% 정도의 실질적인 효율을 예측하였으나, 1-100 W의 높은 출력을 보고한 실험결과^[5]들이 보여주는 효율은 구리증기레이저를 제외한 여타의 금속증기레이저의 경우 1% 미만의 값에 그치고 있으며, 구리증기레이저에 대하여 발표된 최대효율 2.6%^[6] 역시 초기에 예측된 5~10%의 효율^[4,7]에 비하면 미진한 값이다.

펄스형 기체방전레이저의 효율은 방전플라즈마의 특성과 서로 연계되어 있는 여러 동작조건에 따라 변화

되므로 양자효율의 의미를 갖는 Petrash의 한계효율에 실험결과가 훨씬 못 미치는 값을 보여주는 것은 당연하며, 실현 가능한 효율의 한계를 예측하기 위하여는 반복되는 방전과정 중의 플라즈마상태를 재현할 수 있는 수치해석적 방법이 요구된다. 비교적 높은 출력 및 효율의 동작이 보고된 구리증기레이저에 대하여는 출력의 계산 및 발전특성에 관한 많은 수치해석적 연구가 이루어졌다. 특히, 구리증기레이저의 출력특성에 관한 Kushner의 연구^[8]에서 처음 도입된 self-consistent algorithm은 고반복율 레이저장치의 규모확장 및 최적화에 관한 수치해석적 연구의 신뢰도를 높여주었다.^[9,10] 구리증기레이저의 경우, 수치해석에 의한 연구는 출력계산,^[11] 레이저동작의 분석,^[12,13] 최적동작조건^[14]을 연구하는 데 유효한 방법으로 사용되어 왔으나, 여타의 증기레이저의 경우에는 Au와 Ba 원자증기레이저에 대하여 특정조건에서 출력펄스 계산을 시행한 S. V. Arlantsev 등의 연구^[15]가 유일하게 보고되었을 따름이다.

이 연구에서는 비교적 높은 출력을 보여준 Au, Ba, Cu, Fe, Mn, Pb의 6개 레이저와, 높은 효율이 예측되었으나 superradiance만이 관측된 Tl 레이저에 대하여, 기 보고된 구리증기레이저에 대한 수치해석이론^[10,13]을

* 이 논문은 1990년도 교육부지원 한국학술진흥재단 자유공모과제 학술연구조성비에 의하여 연구되었음.

확장하여, 에너지준위 및 방전플라즈마에 대하여 일반화된 이론모델을 수립하였다. 각 동작조건에서 반복되는 방전과정과 이완과정 동안의 플라즈마변수들의 변화를 계산하고, 동작조건의 변화에 대한 효율의 최적화계산을 시행하여 각 레이저의 최적동작조건 및 실현가능한 최대효율을 계산하였다.

II. 이론모델

각 레이저의 동작과 관련하여 이 연구에서 사용한 에너지준위모델은 기저상태, 이온상태, 그리고 레이저준위를 가지며, 이온의 재결합반응 및 단계적인 여기 및 이온화반응을 고려하기 위하여 한 개의 가상준위가 설정되었다. 그림 1 및 그림 2에는 각각 Ba와 Tl의 원자 준위모델이 제시되어 있다. 가상준위를 결정하는 데는 기저상태 및 레이저준위와 높은 전이율로서 연계되어 있는 여기상태들이 고려되었고, 각 준위의 에너지를 결정하는 데는 Moore의 보고^[16]를 사용하였다. 각 그림에는 높은레이저준위의 absorption oscillator strength f 와 레이저전이의 spontaneous transition rate A (단위: 10^8 sec^{-1})가 각각 표시되어 있다.^[17,18] 금속증기레이저 연구의 초기단계에서는 He이 완충기체로서 자주 사용되었으나, 현재로서는 Ne 기체의 사용이 대부분의 금속증기레이저의 출력을 증가시키는 것으로 알려져 있다. 이 연구에서는 네온기체 만이 고려되었으며, 네온원자에 대하여도 기저상태, 이온상태, 하나의 가상준위가 각각 고려되었다. 준안정상상태의 네온원자는 charge transfer,

Penning ionization 등의 원자-원자 충돌반응을 통하여 금속증기원자의 밀도에 영향을 줄 수 있으나, Cu 및 Au에 대한 계산에서 준안정상상태를 제외하였을 때의 출력의 변화는 1% 미만이었다. 따라서, 여타의 레이저의 계산에서는 일반적으로 고려되지 않았다.

방전펄스를 계산하는 데는 charge transfer 회로에 대한 구체적인 회로방정식^[10]이 유동속도 등 방전변수의 계산 및 모델분석을 위한 계산에 사용되었으나, 각 레이저의 최적화계산 및 효율계산에서는 여러 레이저에 대한 일반성을 유지하고 계산시간을 단축하기 위하여 일정한 rise time을 갖는 다음의 펄스형태가 사용되었다.

$$P_m(t) = (2E_s/T)\sin^2(\pi t/T), \text{ for } 0 < t < T \quad (1)$$

이 표현에서, P_m 은 순간입력, E_s 는 입력 펄스에너지이다. 실제 계산에서 $E_s = C_s V_0^2/2$ 로 주어지며, P_m 은 충전전압 V_0 에 의하여 결정되었다. 여기서 C_s 는 storage capacitor의 전기용량이고, T 는 방전펄스의 길이로서 100 ns의 값이 사용되었다. 해당 펄스의 rise time은 30 ns이며, 현재까지 보고된 방전방식을 사용하여 얻을 수 있는 한계값으로 설정되었다.

고반복율 동작에 있어서 원자의 밀도를 결정하는 플라즈마의 평균온도는 원자기체의 증기압을 결정하는 방전관벽의 온도와 많은 차이를 보여주며,^[19] 이러한 기체 가열효과는 레이저의 출력 및 효율에 큰 영향을 미치게 되므로 M. J. Kushner^[9]의 표현을 사용하여 평균온도를 결정하였다.

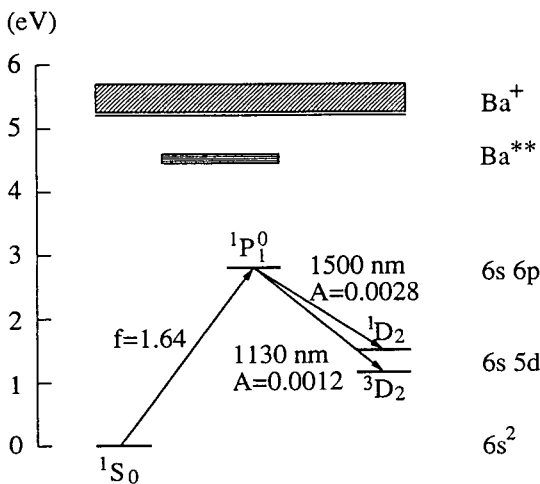


그림 1. Barium 원자의 에너지준위 및 주요전이

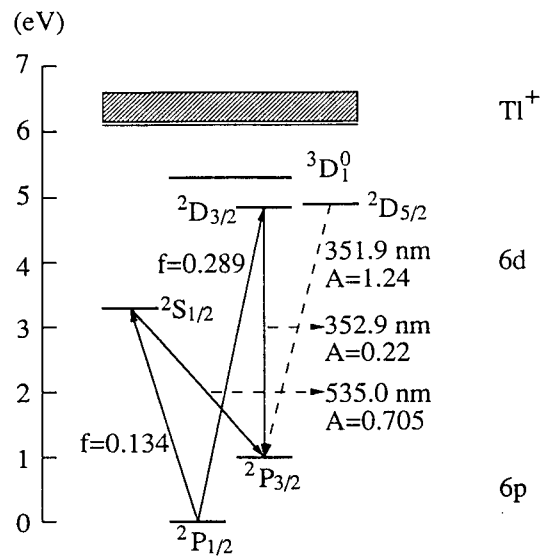


그림 2. Thallium 원자의 에너지준위 및 주요전이

$$T_g = (8\eta\kappa_0/5P_{av}r_l^2)(T_w^{5/2} - T_o^{5/2}) \quad (2)$$

여기서, T_g 는 기체의 평균온도, η 는 방전펄스에너지에 대한 기체가열에 소요된 에너지의 비율이며, 0.3의 값을 사용하였다.^[19] κ_0 는 네온기체의 열전달계수로서 2.5×10^{-5} W/cm²K^{3/2}이며, P_{av} 는 평균입력으로 입력 펄스에너지 E_s 및 펄스반복율 f_p 와의 곱으로 주어진다. r_l 는 방전관의 내부 반경, T_w 는 방전관 벽의 온도(혹은, 작동온도)이며, 관의 중심에서의 온도 T_o 는

$$T_o = [T_w^{3/2} + (3\eta P_{av}/8\kappa_0)r_l^2]^{2/3} \quad (3)$$

의 식으로부터 결정된다.

펄스반복율이 수 kHz 또는 그 이상이 되는 자체가열형 금속증기레이저에 있어서 방전전자의 밀도는 방전과정과 방전 후의 이완과정이 반복되는 한 주기 동안 10^{13} cm⁻³ 정도의 높은 값을 유지하므로, 원자의 각 준위밀도 및 레이저의 출력은 전자-원자의 충돌반응에 의하여 결정되며, 상대적으로 charge exchange, Penning ionization 등의 원자-원자 충돌반응은 무시할 수 있다. 다만, 낮은 레이저준위의 이완반응은 원자-원자의 충돌반응이 무시될 경우, 출력은 수 % 차이를 보여주었으므로 밀도준위방정식에 포함되어 계산되었다. 전자-원자의 충돌반응은 ionization, excitation, 각 역반응으로서 recombination, superelastic collision, 및 elastic collision들이 고려되었다.

전자온도의 함수로서의 전자-원자의 충돌반응계수를 결정하기 위하여 전자의 Maxwell 분포가 가정되었다. 플라즈마 내의 전자에너지분포로서 Maxwell 분포가 사용될 수 있으려면 전자의 유동속도 v_d 가 열속도 (thermal velocity) v_{th} 에 비하여 무시될만 하고, 전자와 전자의 탄성충돌에 의한 열평형화 과정이 원자와의 비탄성충돌에 의한 분포의 왜곡을 보상할 수 있어야 한다.^[20] 후자의 조건은 전자-전자 충돌반응율 f_{ee} 가 모든 전자-원자 비탄성 충돌반응을 고려한 총유효반응율 f_{ea} 를 능가할 수 있어야 함을 의미한다. 전자의 Maxwell 분포 사용은 높은 반응에너지를 가진 반응, 특히 이온화반응에 대한 계산결과가 실제보다 과장된 값으로 계산될 것으로 추측될 수 있으나,^[8] 고반복율 금속증기레이저에서는 전자밀도가 충분히 커서 이 두 조건이 방전-이완의 전 과정에서 만족되는 것을 그림 3에서와 같이 확인할 수 있었다. 곡선은 Cu-Ne 및 Au-Ne 플라즈마 내의 v_{th} , v_d , f_{ee} , f_{ea} 를 계산한 결과이며, 실제의 계산에 사용된 각 물리량에 대한 표현은 다음과 같다.

$$v_{th}(\text{cm/s}) \cong 6.71 \times 10^{17} T_e(\text{eV})^{1/2} \quad (4)$$

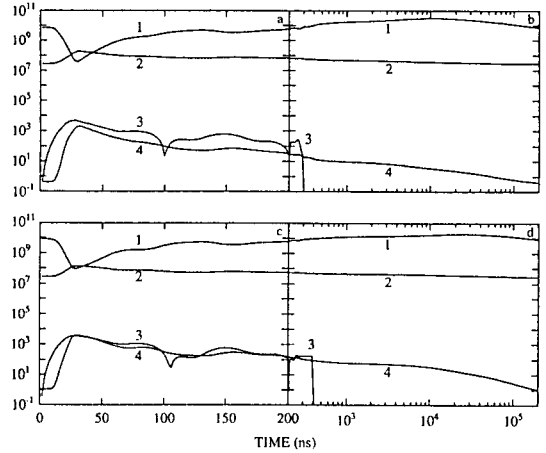


그림 3. 계산된 플라즈마 변수. 1) 전자-전자 충돌반응율 f_{ee} (단위: sec⁻¹), 2) thermal velocity v_{th} (단위: cm/sec), 3) 유동속도 v_d (단위: cm/sec), 4) 총 전자-원자 비 탄성 충돌반응율 f_{ea} (단위: sec⁻¹). 그림 a와 b: Cu-Ne 플라즈마 ($T_w=1580^\circ\text{C}$, $P_{Ne}=17$ Torr, $V_o=10$ kV), 그림 c와 d: Au-Ne 플라즈마 ($T_w=1650^\circ\text{C}$, $P_{Ne}=10$ Torr, $V_o=15$ kV).

$$v_d(\text{cm/s}) \cong 6.25 \times 10^{17} J_d(\text{kA/cm}^2)/n_e(\text{cm}^{-3}) \quad (5)$$

$$qf_{ee}(\text{s}^{-1}) \cong 3.03 \times 10^{-5} T_e(\text{eV})^{-3/2} n_e(\text{cm}^{-3}) \quad (6)$$

$$f_{ea}(\text{s}^{-1}) \cong (m_e/m_a) \sum_a f'_{ea}(\text{s}^{-1}) \quad (7)$$

위의 표현에서 T_e 는 평균전자온도, J_d 는 방전전류밀도, n_e 는 전자밀도이다. f_{ee} 의 표현은 무차원 상수인 Coulomb logarithm 값을 10으로 근사한 결과이다.^[20] 식 (7)에서 f_{ea} 는 모든 전자-원자 비탄성충돌반응들을 고려하여 계산된다.^[21] m_e 와 m_a 는 각각 전자 및 원자의 질량이다.

금속원자의 이온화반응의 충돌단면적에 관하여 Cu, Ba, Tl, Pb의 경우 Kieffer^[22]에 의해 편집된 자료, Au에 대하여는 Schroeer 등^[23]의 실험결과가 검토되었다. 구리원자의 이온화반응에 관한 Pavlov 등,^[24] Crawford,^[25] Schroeer 등^[23]의 실험결과들은 최고점 및 절대값에서 상당한 차이를 보여주고 있으나 현재까지 신뢰할 만한 검토가 이루어져 있지 않으며, Mn 및 Fe 원자의 이온화반응에 대한 실험은 아직 보고되어 있지 않다. 이 연구에서는 대부분의 금속원자들에게 적용이 가능하고, 실험결과와 비교하여 검토되어진 Lotz의 이론식 및 구속에너지^[26,27]를 사용하여 직접 Maxwell 전자온도분포에 대하여 수치적분을 시행하고, 평균전자온도의 함수로서

표 1. 이온화반응계수의 표현에 사용된 상수

ATOM	C ₁ (×10 ⁻⁶)	C ₂	C ₃ (×10 ⁻³)	C ₄
Mn	5.54	1.06	0.703	0.186
Fe	1.01	1.95	3.07	0.22
Cu	1.71	0.676	0.508	0.934
Ba	6.16	1.2	1.54	0.14
Au	1.34	5.74	0.	2.29
Tl	2.94	1.14	1.09	0.159
Pb	5.54	1.07	0.	0.185

의 이온화계수에 대한 계산결과는 시간적분의 각 단계에서 사용하기 위하여 다음의 표현을 이용하여 정리하였다.

$$k^i(u) = C_1 \frac{1 + C_3 u + C_4 u^{-1}}{1 + C_2 u}, \text{ in cm}^3\text{s} \quad (8)$$

윗 식에서 k^i 는 이온화에너지 W 를 갖는 기저상태의 이온화계수이며, $u = W/T_e$ 이다. 각 원자에 대하여 사용된 상수 C_i 의 값이 표 1에 정리되어 있다. 여기상태의 원자들의 이온화반응계수는

$$k^j(u) = 9 \times 10^{-7} \beta \Delta E_j (\text{eV})^{-3/2} u^{1/2} e^{-u}, \text{ in cm}^3/\text{s} \quad (9)$$

와 같이 표현할 수 있는 Elton^[28]의 이론식이 사용되었다. 위 표현에서 j 는 이온화에너지 ΔE_j 를 갖는 여기상태를 가리키며, β 는 $(1+2/u)$ 또는 3 중에서 보다 큰 값으로 선택된다. 여기서, $u = \Delta E_j/T_e$ 이다.

전자와의 충돌에 의한 금속원자의 여기반응에 관한 실험적인 연구는 Cu 원자에 관한 Trajmar의 보고^[29]를 제외하고는 전혀 이루어지지 않고 있으며, Trajmar의 실험결과 역시 normalization 방법에 따라 반응단면적의 값은 큰 차이를 갖게 됨을 보여준다.^[30] 따라서, 이 연구에서는 allowed transition의 경우, van Regemorter에 의한 이론결과를 정리한 Elton의 표현식,

$$k^k(u) = 1.6 \times 10^{-5} f_{jk} \langle g \rangle \Delta E_{jk} (\text{eV})^{-3/2} u^{1/2} e^{-u}, \text{ in cm}^3/\text{s} \quad (10)$$

을 사용하였으며, 이(semi-empirical) 표현은 factor of 2의 오차를 가질 수 있다고 알려져 있다.^[28] 이 표현에서 $u = E_{jk}/T_e$ 이고, f_{jk} 는 j -준위에서 k -준위로의 전이에 관한 absorption oscillator strength이다.^[17,18] $\langle g \rangle$ 는 Maxwell 전자분포에 대하여 적분된 effective Gaunt factor,^[31]이며 다음의 해석적 표현이 실제 계산에 사용되었다.

$$\langle g \rangle = \frac{0.414 + 0.0251u + 0.0097u^{-1}}{1 + 3u} \quad (11)$$

금속원자의 금지된 전이의 여기반응에 관하여는 신뢰할 만한 연구결과가 현재까지 이루어지지 않고 있으며, 비교적 최근에 시행된 Sobelman 등의 이론적 연구 결과도 금속원자의 낮은레이저준위의 여기반응에 관하여는 도움이 되지 않는다.^[32] 이 연구에서는 Seaton의 이론식에 근거한 Tarter의 연구^[33] 및 Green의 논의^[34]와, Winter 및 Hazi에 의해 개선된 Cu 원자의 ²D 준위에 대한 실험적인 여기단면적에 관한 자료^[30]를 비교하여 다음의 표현식을 결정하였다.

$$k^e_{jk}(u) = 1.6 \times 10^{-7} g_j \Delta E_{jk} (\text{eV})^{-3/2} (1+u) (1+3.5u)^{-1} u^{1/2} e^{-u}, \text{ in cm}^3/\text{s} \quad (12)$$

이 식에서 g_j 는 낮은레이저준위의 축퇴도이다. 이 연구에서 사용된 기저상태의 이온화반응계수, 높은레이저준위 및 낮은레이저준위의 여기반응계수가 그림 4와 그림 5에 각각 Ba와 Tl 원자의 경우에 대하여 예시되어 있다.

각 여기반응에 대하여 superelastic collision 반응이 역반응으로 고려되었으며, 해당 반응계수는 상세균형의 원리(principle of detailed balance),^[28]

$$k^e_{jk}(u) = (g_u/g_l) k^e_{kj} \exp(\Delta E_{jk}/T_e) \quad (13)$$

의 표현을 사용하여 해당 여기율로부터 결정할 수 있다.

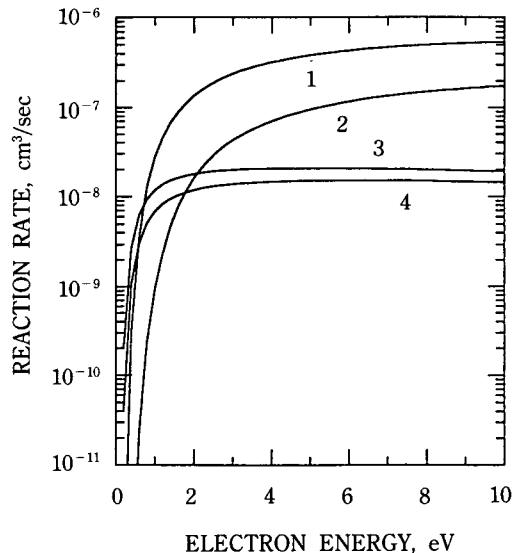


그림 4. Barium 원자의 전자충돌 반응계수. (1) 높은레이저준위 ¹P₁의 여기반응, (2) 이온화 반응, (3) 낮은레이저준위 ³D₂의 여기반응, (4) 낮은레이저준위 ¹D₂의 여기반응.

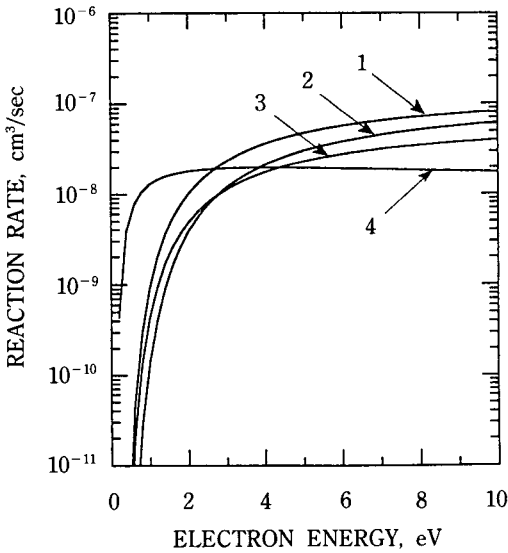


그림 5. Thallium 원자의 전자충돌 반응계수. (1) 이온화반응, (2) 높은레이저준위 $^2D_{3/2}$ 의 여기반응, (3) 높은레이저준위 $^2S_{1/2}$ 의 여기반응, (4) 낮은레이저준위 $^2P_{3/2}$ 의 여기반응.

기타, 전자-이온 간의 재결합반응은 radiative recombination과 collisional radiative recombination 반응이 시험되었다. dielectronic recombination 반응은 방전플라즈마에서와 같이 전자온도가 낮고 전자밀도는 높은 경우에는 무시할 수 있다.^[28,35] 금속원자의 radiative recombination 반응계수는 $8.0 \times 10^{-13} T_e(\text{eV})^{-0.85}$, 네온원자의 radiative recombination 반응계수는 $1.2 \times 10^{-13} T_e(\text{eV})^{-0.75}$ 의 값이 사용되었으며, collisional radiative recombination 반응에 비하여 상대적으로 출력에 미치는 영향은 1% 미만이었으므로 제외되었다. Collisional radiative recombination 반응계수로서는 $5.1 \times 10^{-27} T_e^{-4.5}$ 의 표현을 사용하였고, 낮은에너지 상태의 원자-원자 충돌반응계수는 $1.26 \times 10^{-12} T_e(\text{eV})^{1/2}$ 의 공식을 이용하여 계산하였다.^[36]

원자의 각 준위밀도의 변화는 위에서 설명된 충돌반응에 의한 전이와 복사전이를 고려한 rate equation에 의하여 결정된다. 예를 들면, 구리증기원자의 높은레이저준위들의 밀도 n_u 에 관한 rate equation은 다음과 같이 개략적으로 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{dn_u}{dt} = & -k_{10}^i n_e n_u + k_{10}^e n_e n_1 - k_{10}^e n_e n_1 - k_{10}^e n_e n_1 - k_{60}^e n_e n_6 \\ & - A_{u1}(n_u - n_u^{eq}) - A_{u1}(n_u - n_u^{eq}) \\ & - B_{ul} n_{p(ul)} [n_u - (g_u/g_l) n_l] \end{aligned} \quad (14)$$

위의 표현에서, 윗 첨자 i, e, s 는 이온화반응, 여기반응, superelastic 반응을 가리키며, 아랫 첨자 $u, l, 1, 6, p$ 는 각각 높은에너지준위, 낮은에너지준위, 기저상태, 가상준위, 레이저를 가리킨다. k 는 전자-원자 반응계수, A와 B는 각각 자연복사율 및 유도복사율이다. 자연복사율 A를 포함하는 항의 n_u^{eq} 는 열평형상태의 높은레이저준위의 밀도이며, A_{u1} 과 곱하여질 때 열복사에 의한 유도복사율을 의미하게 된다. 일반적으로 B_{ul} 은 A_{ul} 와

$$B_{ul} = (c/8\pi)\lambda^2 A_{ul}/\Delta\nu \quad (15)$$

의 관계를 갖는다. $\Delta\nu$ 는 이득선폭과 레이저선폭의 convolution으로 결정되며, 펄스레이저의 경우, 시간의 함수가 되기 때문에 근사적인 값을 사용하는 것은 불가피하다. 다만, 레이저선폭이 이득선폭에 비하여 충분히 작을 경우, $\Delta\nu$ 는 이득선폭으로 좋은 근사가 될 수 있다. 이 연구에서는 $\Delta\nu$ 의 값으로 Doppler 선폭을 취하여

$$B_{ul} = [c\lambda^3/16\pi(2\ln 2)^{1/2}](m_u/T_g) \quad (16)$$

의 표현을 사용하였다.

레이저 공진기내의 광량자의 밀도 $n_{p(ul)}$ 는 다음의 식에 의하여 결정된다.

$$\frac{dn_{p(ul)}}{dt} = F_f [B_{ul} n_{p(ul)} [n_u - (g_u/g_l) n_l] \gamma n_{p(ul)} + \kappa A_{u1} (n_u - n_u^{eq})] \quad (17)$$

여기서 F_f 는 fill factor로서 이득매질의 길이의 공진기의 길이에 대한 비로 주어진다. 윗 식의 각 항은 유도복사, 공진기 내의 광손실, 자연복사의 레이저 모드에의 기여를 각각 고려한 것이다.

레이저발전의 한 주기 동안에 전자-원자 충돌반응의 세기를 결정하게 되는 전자온도 T_e 의 변화율에 관한 방정식은

$$\begin{aligned} (3/2) n_e (dT_e/dt) = & P_m(t) + \sum_a k_a^e n_e^2 n_{ai} (3/2) T_e \\ & + \sum_{ijk} k_{ijk}^b n_e n_j Q_{ijk}^b - n_e (\kappa_e/r^2) (T_e - T_w) \\ & - \sum_a \langle v_{ia} \rangle n_e n_a (3m_e/m_a) (T_e - T_g) \end{aligned} \quad (18)$$

와 같이 표현할 수 있다. 첫 항은 펌핑펄스에 의한 전자온도의 증가, 다음 항은 recombination 반응을 나타내며, 세 번째 항은 recombination을 제외한 전자-원자 비탄성충돌 반응을 나타낸다. 네 번째 항은 전자의 열전달을 나타내며, 열전달계수 κ_e (cm^2s^{-1})는 $2.55 \times 10^7 T_e(\text{eV})/f_{\omega}(\text{s}^{-1})$ 의 표현으로부터 계산된다.^[20] 마지막 항은 원자와의 충돌에 의한 열평형화 과정을 가리킨다.

III. 계산결과 및 검토

각 원자의 에너지준위모델에 따라 세워진 13개 (Ba 레이저)에서 30개 (Mn 레이저)의 연립미분방정식이 Gear의 backward 적분방식에 의하여 적분되었으며, 방전기간과 이완기간의 각 1/100 적분구간에서의 허용오차는 10^{-4} 로 주어졌다. 반복계산에 들어가기 전, 각 원자의 준위밀도는 평균기체온도 T_g 에서의 Boltzmann 분포를 따르도록 하고, 금속원자의 총밀도는 방전관의 벽의 온도 T_w 에서의 증기압^[37] P_g 와 T_g 에 의해서, 완충기체 네온원자의 총밀도는 주어진 완충기체압력 P_{Ne} 와 T_g 에 의해서 각각 결정되었다. 금속원자이온 및 네온원자이온의 초기밀도는 10^{13} cm^{-3} 및 10^{12} cm^{-3} 으로 선택되었다. 방전-이완 과정의 한 주기 동안의 적분 결과 얻어지는 각 준위밀도 및 전자온도는 다음 계산주기의 초기값이 되며, 대체로 3~5회의 반복으로 1% 미만의 오차를 갖는 초기조건이 얻어지게 된다. 각 동작조건에서 반복계산은 출력펄스에너지가 0.5% 미만의 차이를 보일 때까지 시행되었다.

펄스형 기체방전레이저의 효율을 논의함에 있어서 서로 다른 몇 가지의 효율의 정의가 사용되어 왔다. 주로 언급되는 practical efficiency X_{pr} 은 storage capacitor에 저장된 충전에너지 E_s 에 대한 레이저 출력에너지 E_o 의 비로서 정의된다 ($X_{pr} = E_o/E_s$). 펄스형 기체방전레이저의 효율은 사용한 방전회로의 영향을 받으므로, 방전회로의 영향을 분리하여 효율을 분석하고자 할 때, physical efficiency $X_{ph}(=E_o/E_m)$ 와 input coefficient $C_m(=E_m/E_s)$ 가 유용하게 사용될 수 있다.^[38] 여기서 E_m 은 한 주기의 펄핑펄스 동안에 방전플라즈마 내로 주입된 방전에너지 (입력펄스에너지)로 정의되었지만, 각 금속증기레이저의 에너지준위구조 및 해당 방전플라즈마 상태를 비교하기 위하여는 각 레이저의 출력이 최대가 되는 시점까지 입력된 방전에너지로 선택하는 것이 보다 엄밀한 정의일 수 있으며, 또한 수치해석적으로 용이하므로, 후자의 정의를 사용하여 X_{ph} 를 계산하였다. 플라즈마의 전기저항이 작고, 방전전류가 상대적으로 큰 횡방전방식 레이저의 가능한 효율을 분석하고자 할 때, 방전회로에 기생하는 저항에서의 손실과 인덕턴스에 잠정적으로 저장되는 전기에너지를 감안한 laser efficiency가 정의되어 있으며,^[39] 레이저장치의 작동과 관련하여 충전회로의 효율, 부대시설의 소모에너지를 모두 고려한 wall-plug efficiency 또는 overall efficiency 역시 종종 언급된다. 다음의 논의에서의 효율은 practical efficiency를 의미한다.

방전관의 방전길이를 100 cm, 관의 반경을 1.784 cm로

설정하고, 각 레이저에 대하여 작동온도(T_w), 네온기체 압력(P_{Ne}), 충전전압(V_o)의 세 변수에 대하여 최적화를 시행하여 고려된 레이저전이들의 총효율(X_{pr})을 극대화 하는 최적동작조건을 각각 구하였다(표 2). 금속증기레이저의 overall efficiency를 높이려면 자체가열이 이루어져야 하고, 수 kHz 이상의 펄스반복율로 작동되어야 한다. 그러나, 펄스반복율의 증가는 열평형상태로의 이완시간이 단축됨을 의미하며, 방전전자의 불충분한 재결합은 초기전자밀도의 증가와 전자온도의 감소를 야기하여, 효율을 저하시키게 된다.^[10] 그림 6은 최적동작조건에서 계산된 결과이며, 펄스반복율이 대략 1 kHz 이상으로 증가되면 모든 레이저의 효율은 감소하게 되는 것을 볼 수 있다. 이 연구에서 시행한 최적화 계산 및 최적동작조건에서의 특정 동작조건에 대한 효율의 변화를 계산하는 모든 과정에서 펄스반복율 f_r 은 5 kHz로 고정하였다. 그림 6에서 Tl 레이저를 제외한 다른 금속증기레이저들은 펄스반복율의 증가에 대하여 효율이 비교적 완만하게 감소하므로, 출력은 10 kHz까지 계속 증가하는 것을 추측할 수 있다.

표 2에 나타난 각 레이저의 효율은 최적동작조건에서 발진되는 모든 레이저전이의 출력을 고려한 총효율이며, 각 레이저전이의 파장이 역시 기록되어 있다. Mn의 경우는 고려된 11개의 레이저전이^[41] 중에서 1.4 μm 를 제외한 10개의 전이에서 발진되었으며, 그 중 534.1 nm, 542.0 nm, 547.1 nm, 551.7 nm의 4개 전이는 상당한 출력을 보여주었으나, 553.8 nm, 1.29 μm , 1.329 μm , 1.332 μm , 1.363 μm , 1.386 μm 의 나머지 6개 전이의 총효율은 0.02% 이하의 작은 값으로 계산되었으며, 특히, 553.8 nm 전이의 출력은 무시할 정도이었다.

방전펄스의 형태가 일정하게 주어지면서 네온기체압

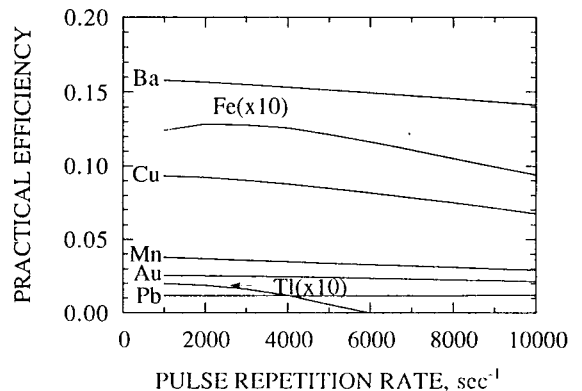


그림 6. 각 레이저의 최적동작조건에서 펄스반복율에 대한 효율의 변화

표 2. 최적동작조건 및 최대효율

ATOM	T_w (°C)			V_0 (kV)	P_{Ne} (Torr)		X_{pr} (%)	λ (nm)
	Calc.	@ 1 Torr	Exp.		Calc.	Exp.		
Mn	1200	1250	1100~1300 ^[41]	4.5	40	—	3.4	10 lines
Fe	1800	1850	1680~1720 ^[42]	6.5	5	<4 ^[42]	1.4	452.9, 868.9
Cu	1580	1610	1400~1600 ^[5]	5.0	7	20~50 ^[5]	8.5	510.6, 578.2
Ba	825	910	750~850 ^[43]	3.0	35	<5 ^[43]	15.0	1500, 1300
Au	1800	1800	>1650 ^[44]	4.5	6	10 ^[44]	2.5	327.8
Tl	770	840	—	14.0	25	—	0.058	535.0
Pb	900	970	800~1000 ^[45]	4.5	40	40 ^[46]	1.3	722.9

력의 변화가 방전필스의 형태에 미치는 영향이 배제되었으나, 표 2의 최적네온압력은 Ba 증기레이저를 제외하고는 실험에서 보고된 값과 비교적 좋은 일치를 보여주고 있다. 네온기체압력의 효율에 미치는 효과는 주로 전자온도의 둔화된 감소와 낮은레이저준위의 초기밀도의 증가를 통하여 나타났다. 방전필스의 rise time이 짧기 때문에 네온원자밀도의 변화가 출력에 미치는 영향은 이완과정 동안에 주로 나타나고, 방전기간 동안 필스 형태에 변화를 주는 효과는 상대적으로 작을 것으로 추측할 수 있다. 그러나, 보다 엄밀한 분석은 구체적인 방전회로를 고려한 계산과의 비교를 통하여 이루어질 수 있을 것이다.

그림 7은 작동온도에 따른 각 레이저의 효율의 변화를 보여준다. 작동온도는 액체상태의 금속원자가 놓인 플라즈마관 안벽의 온도이며, 평균기체온도 T_g 와 함께 원자의 밀도를 결정하게 된다. 알려진 바와 같이 동작온도의 증가, 즉, 원자밀도의 증가는 전자온도를 감소시키며, 궁극적으로 레이저의 출력 및 효율을 감소시키게 된다. 그림 8에서 각 레이저의 효율은 원자밀도 2×10^{15} -

$5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 의 값에서 최대가 됨을 볼 수 있다. 표 2에서 최적작동온도는 또한 각 금속원자의 증기압이 1 Torr가 되는 온도와 거의 같은 값을 가지며, 실험에서 보고된 온도범위 내의 값으로 계산되었다. 최적작동온도의 상한으로서는 방전관의 재질의 한계온도를 고려하여 1800 °C로 설정하였다. (beryllium oxide의 working temperature가 고려됨. pyrolytic boron nitride의 경우, 2000~2500°K로 알려져 있으나 사용된 보고가 없으며 현실적이지 않은 것으로 추정됨.) 따라서, 표 2의 최적 충전전압과 네온기체압력은 Au와 Fe의 경우, 상한온도에서 결정된 값이며, 그림 7 및 그림 8은 이와 같이 구하여진 최적 충전전압 및 최적네온기체압력에서 계산된 결과로서 Au와 Fe 레이저의 효율은 각각 1840°C와 1880°C에서 최대가 되고 있다. 실험에서 주로 사용되는 Alumina 방전관의 한계온도가 대략 1650°C인 사실은 계산된 Au와 Fe 레이저의 효율이 실험보고와 상당한 차이를 보여주는 이유를 상당부분 설명하고 있다.

각 레이저의 최적동작조건에서 충전전압의 변화에 따른 효율의 변화가 그림 9에 나타나 있다. 대부분의 실

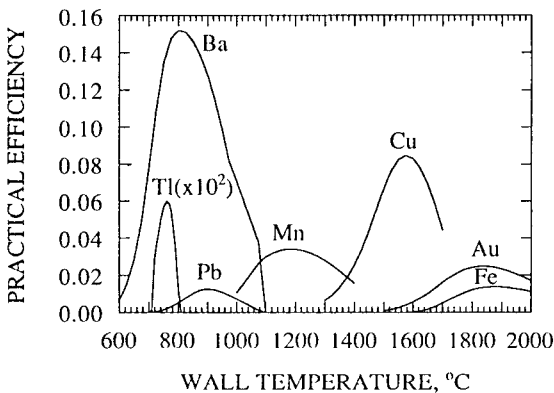


그림 7. 작동온도에 대한 각 레이저의 효율의 변화

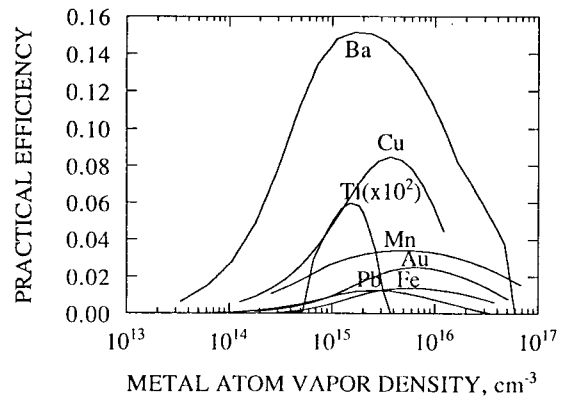


그림 8. 원자밀도에 대한 효율의 변화

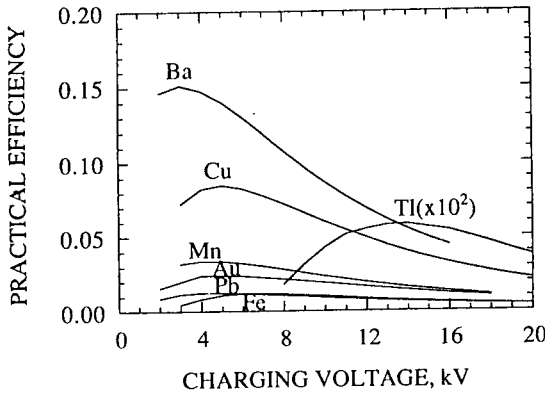


그림 9. 충전전압에 대한 각 레이저의 효율의 변화

험에서 레이저출력은 보고된 최대한의 충전전압까지 계속 증가하는 것을 보여준다. 반면에, 효율을 최대로 하는 충전전압은 대체로 레이저발진이 시작되는 threshold voltage 부근인 대략 4 kV 정도로 계산되었으며, 예외적으로 효율이 낮은 Tl의 경우 15 kV의 높은 값에서 최대효율이 얻어졌다. Tl 원자의 높은레이저준위의 여기 반응이 낮은레이저준위의 여기반응을 능가하게 되는 전자온도는 4 eV (그림 5)로서 이 연구에서 고려된 여타의 레이저전이들의 1~2 eV (예를 들면, Ba의 경우 그림 4 참조)에 비하여 상당히 높은 값이다. 따라서, Tl 레이저의 동작은 높은 충전전압에서 이루어지며 효율 또한 낮아지는 결과를 가져온다는 것을 이해할 수 있다. Tl 레이저의 계산된 효율이 예외적으로 낮은 또 다른 이유는 최적동작조건에서 발진하는 535 nm 레이저전이의 lifetime이 14 ns로서 방전펄스의 rise time 30 ns에 비하여 짧은 데서 찾을 수 있다. 352.9 nm 전이는 최적동작조건에서 발진이 이루어지지 않았으며, 그 이유는 lifetime이 짧아 보다 먼저 발진을 시작하는 535 nm 전이와의 경쟁 때문이라고 추측된다. 그림 2에 점선으로 표시된 351.9 nm 전이는 관련 높은레이저준위의 여기율이

너무 낮아 고려되지 않았다. Tl 레이저의 효율이 낮고, 높은 충전전압에서 동작하며, 작동온도의 범위가 100°C 미만의 좁은 값으로 계산된 결과로부터 Tl 증기에서의 레이저발진이 대단히 어려울 것임을 예상할 수 있고, 현재까지의 superradiance로서만 관측된 실험결과^[40]를 이해할 수 있다.

표 3에는 각 금속레이저의 출력이 가장 높은 레이저 선들의 practical efficiency (X_{pr}), physical efficiency (X_{ph}), limiting efficiency (X_{lim}), 그리고 각 금속증기레이저에 대하여 보고된 최대의 효율이 비교되어 있다. X_{lim} 는

$$X_{lim} = \frac{\Delta E_{ul} g_l}{\Delta E_{gu} (g_l + g_u)} \quad (19)$$

와 같이 정의되어 레이저 효율의 예측에 사용되었다.^[4] 그러나, 이 표현에는 레이저전이의 lifetime과 방전펄스의 유한한 rise time이 고려되지 않았기 때문에 펄스형 기체방전레이저의 실질적인 한계효율로 사용되기에는 무리이다. 방전펄스의 길이가 짧아질 경우, practical efficiency는 physical efficiency에 근접하게 되므로, 충분히 짧은 방전의 레이저에 대하여는 physical efficiency가 X_{lim} 를 대신할 수 있을 것으로 기대된다.

IV. 결 론

증기상태의 원자 Au, Ba, Cu, Fe, Mn, Pb, Tl을 모 기체로 하는 펄스형 기체방전레이저에 대하여, 30 ns의 rise time 펄스반복율 5 kHz 방전에 대한 최적동작조건 및 최대효율이 각각 계산되었다. 최적작동온도는 각 원자의 증기압이 대략 1 Torr가 되는 온도이며, 대체로 실험에서 보고된 온도범위와 좋은 일치를 보여 주었다. 효율을 최대로 하는 충전전압은 특히 효율이 낮은 Tl을 제외하고는 대략 4 kV 정도이었다. 대부분의 레이저에 대하여 최대효율은 실험보고에 비하여 상당히 높은 값

표 3. 주요 레이저전이의 특성 및 효율

ATOM	$\lambda(\text{nm})$	f_{gu}	$A_{ul}(10^8 \text{ s}^{-1})$	X_{lim}	X_{ph}	X_{pr}	X_{exp}
Fe	452.9	0.28	0.0544	26	2.1	1.1	—
Cu	510.6	0.44	0.22	38	9.2	5.5	2.6 ^[6]
Mn	534.1	0.58	0.033	29	5.9	3.4	0.17 ^[47]
Tl	535.0	0.134	0.705	47	0.22	0.058	—
Au	627.8	0.176	0.034	28	4.0	2.5	0.2 ^[49]
Pb	722.9	0.21	0.089	24	2.1	1.3	0.2E ^[50]
Ba	1500.00	1.64	0.028	26	20.1	8.2	0.72 ^[48]

으로 계산되었으며, 구리증기레이저에 대하여 계산된 최대효율은 실험연구의 높은 충전전압에서 얻어진 효율과 비교할 만한 값으로 간주할 수 있다.

최적동작조건은 레이저의 여러 설계변수 및 방전조건에 다소의 차이를 보여주므로, 특정 레이저장치의 적정 동작조건은 이 연구에서 구하여진 최적조건과 일치하지는 않을 것이나, 계산된 최대효율은 각 레이저의 적절한 한계효율로 간주할 수 있다. 특히, Ba 레이저와 Mn 레이저의 효율은 각각 6.8%, 15%로서 구리증기레이저의 효율 8.5%와 비교할 만한 값을 보여주고 있으며, 이 연구에서 사용한 수치해석모델의 신뢰도를 감안하더라도 실험적으로 상당히 높은 효율의 레이저동작이 이루어질 수 있음을 제시하고 있다. 반면에, Tl 레이저의 낮은 효율 0.058%와 예외적인 동작조건은 레이저출력에 관한 실험보고가 아직 이루어지지 않고 있는 사실을 설명해 주고 있다.

참 고 문 헌

- [1] W. R. Bennett, Jr., Appl. Opt. Suppl. **2**, 3 (1965).
- [2] G. Gould, Appl. Opt. Suppl. **2**, 59 (1965).
- [3] W. T. Walter, N. Solimene, M. Piltch, and G. Gould, IEEE J. Quantum Electron. **QE-2**, 474 (1966).
- [4] G. G. Petrash, Sov. Phys. Usp. **14**, 747 (1972).
- [5] See, for example, R. E. Grove, *Copper vapor lasers come of age*, Laser Focus, **18**, 45-50 (1982).
- [6] P. A. Bokhan and V. A. Gerasimov, Sov. J. Quantum Electron., **9**, 273 (1979).
- [7] W. T. Walter, IEEE J. Quantum Electron. **QE-4**, 355 (1968).
- [8] M. J. Kushner, IEEE J. Quantum Electron. **QE-17**, 1555 (1981).
- [9] M. J. Kushner and B. E. Warner, J. Appl. Phys. **54**, 2970 (1983).
- [10] K. Im, S. H. Kim, et al., J. Kor. Phys. Soc. **24**, 19 (1991).
- [11] K. G. Harstad, IEEE J. Quantum Electron. **QE-16**, 550 (1980). V. V. Buchanov, E. I. Molodykh, and N. I. Yurchenko, Sov. J. Quantum Electron., **13**, 1022 (1983).
- [12] A. Yu. Artem'ev et al., Sov. J. Quantum Electron. **13**, 936 (1983). B. L. Borovich and N. I. Yurchenko, Sov. J. Quantum Electron. **14**, 1391 (1984). B. L. Borovich, E. P. Nalegach, V. M. Rybin, and N. I. Yurchenko, Sov. J. Quantum Electron. **14**, 1632 (1984).
- [13] S. H. Kim and K. Im, New Physics, **30**, 136 (1990).
- [14] A. V. Eletsii, Yu. K. Zemtsov, A. V. Rodin, and A. N. Starostin, Sov. Phys. Dokl., **20**, 42 (1975). V. M. Batenin, P. A. Vokhnin, I. I. Klimovskii, and L. A. Selezneva, Sov. Phys. Dokl., **26**, 182 (1981). V. V. Buchanov, E. I. Molodykh, and V. V. Tykotskii, Sov. J. Quantum Electron. **13**, 378 (1983). S. V. Arlantesv, B. L. Borovich, V. V. Buchanov, E. I. Molodykh, V. V. Tykotskii, and N. I. Yurchenko, Sov. J. Quantum Electron. **13**, 1017 (1983).
- [15] S. V. Arlantesv, V. V. Buchanov, L. A. Vasil'ev, E. I. Molodykh, V. V. Tykotskii, and N. I. Yurchenko, Sov. J. Quantum Electron. Sov. Phys. Dokl., **26**, 957 (1981).
- [16] C. E. Moore, NBS Circular 467, vol. I, vol. II, vol. III, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1949.
- [17] C. H. Corliss and W. R. Bozman, National Bureau Standard Monograph No. 53, U.S. Government Printing Office, Washington D.C., 1962.
- [18] J. R. Fuhr and W. L. Wiese, **Atomic transition probabilities**, in *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 72nd ed. (CRC Press, 1992).
- [19] Yu. A. Babeico, L. A. Vasil'ev, A. V. Sviridov, A. V. Sokolov, and L. V. Tatarintsev, Sov. J. Quantum Electron. **9**, 651 (1979).
- [20] V. E. Golant, A. P. Zhilinsky, S. A. Sakharov, *Fundamentals of plasma physics* (John Wiley and Sons, New York, 1979).
- [21] G. M. Kull, Ph. D. Thesis, Polytechnic Institute of New York (1980).
- [22] L. J. Kieffer, Atomic Data, **1**, 19 (1969). L. J. Kieffer, Joint Inst. Lab. Astro. NTIS COM-74-11661, 1973.
- [23] J. M. Schroerer, D. H. G nd z and S. Livingston, J. Chem. Phys., **58**, 5135 (1973).
- [24] S. I. Pavlov, V. I. Rakhovskii, and G. M. Fedorova, Sov. Phys. JETP, **25**, 12 (1967).
- [25] C. K. Crawford, Tech. Rept. #1, Particle Optics Laboratory, MIT, Cambridge, MA, 1967.
- [26] W. Lotz, Z. Physik, **232**, 101 (1970).
- [27] W. Lotz, J. Opt. Soc. Am., **60**, 206 (1970).
- [28] R. C. Elton, **Atomic processes**, in *Methods of experimental physics*, vol. 9, Plasma Physics Part A, edited by H. R. Griem and R. H. Lovberg (Academic Press, New York, 1970).

- [29] S. Trajmar, W. Williams and S. K. Srivastava, J. Phys. B **10**, 3323 (1977).
- [30] N. W. Winter and A. U. Hazi, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California, UCID-19314, 1982.
- [31] H. van Regemorter, Astrophys. J. **136**, 906 (1962).
- [32] I. I. Sobelman, L. A. Vainshtein, E. A. Yukov, *Excitation of atoms and broadening of spectral lines* (Springer-Verlag, N.Y., 1981).
- [33] C. B. Tarter, Astrophys. J. Suppl. Ser., **18**, 1 (1969).
- [34] A. E. S. Green, AIAA J., **4**, 769 (1966).
- [35] A. Burgess, Astrophys. J., **139**, 776 (1964).
- [36] M. J. Kushner and F. E. C. Culick, J. Appl. Phys., **51**, 3020 (1980).
- [37] C. B. Alcock, **Vapor pressure of the metallic elements**, in *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 72nd ed. (CRC Press, 1992), pp 5-69~5-70.
- [38] Yu. A. Babeico, L. A. Vasil'ev, A. V. Sviridov, A. V. Sokolov, and L. V. Tatarintsev, Sov. J. Quantum Electron. **9**, 651 (1979).
- [39] A. V. Sokolov and A. V. Sviridov, Sov. J. Quantum Electron. **11**, 1019 (1981).
- [40] A. A. Isaev, P. I. Ishchenko, and G. G. Petrash, JETP Lett. **6**, 118 (1967) and A. A. Isaev and G. G. Petrash, JETP Lett. **7**, 156 (1968).
- [41] M. Piltch, W. T. Walter, N. Solimene, G. Gould, and W. R. Bennett, Jr., Appl. Phys. Lett. **7**, 309 (1965).
- [42] V. D. Divin and V. K. Isakov, Sov. J. Quantum Electron. **14**(5), 700 (1984).
- [43] B. G. Bricks and T. W. Karras, and R. S. Anderson, J. Appl. Phys. **49**, 38 (1978).
- [44] C. H. Lim, B. Cha, N. Sung, S. Kim, S. Rho, and J. Lee, Korean Physical Society Conf. Oct. 1990.
- [45] G. R. Fowles and W. T. Silfvast, Appl. Phys. Lett. **6**, 236 (1965).
- [46] V. V. Kazakov, S. V. Markova, and G. G. Petrash, Sov. J. Quantum Elect. **13**, 488 (1983).
- [47] P. A. Bokhan, V. D. Burlakov, V. A. Gerasimov and V. I. Solomonov, Sov. J. Quantum Electron. **6**, 672 (1976).
- [48] A. A. Isaev, G. Yu. Lemmerman, S. V. Markova, and G. G. Petrash, Sov. J. Quantum Electron. **9**, 1144 (1979).
- [49] A. A. Isaev, M. A. Kazaryan, and G. G. Petrash, *Kratk. Soobshch. Fiz.* No.3, 3 (1972), cited from S. V. Markova, G. G. Petrash, and V. M. Cherezov, Sov. J. Quantum Electron. **8**, 904 (1978).
- [50] A. A. Isaev and M. A. Kazaryan, *Kratk. Soobshch. Fiz.* No. **10**, 29 (1976), cited from Ref.[46].

Comparative Study on the Efficiency of the Gas Discharge Lasers — Limiting Efficiency of Metal Vapor Lasers —

Jaekyung Lee and Kiegon Im

Department of Physics, Chonnam National University, Kwangju 500-757, Korea

(Received: February 18, 1993)

Practical efficiencies of pulsed gas discharge lasers utilizing vaporized Au, Ba, Cu, Fe, Mn, Pb, Tl atoms are numerically optimized for a discharge pulse of 30 ns rise time at 5 kHz pulse repetition rate. Calculated optimum operating temperatures are close to the values at which the vapor pressure of each atom is about 1 Torr and are in good agreement with experimental values reported elsewhere. The optimum charging voltage was about 4 kV for all atomic vapor lasers except the Tl laser. The calculated maximum efficiencies that have been discussed for possible limiting efficiencies for each laser were considerably higher than the reported experimental values. Especially, they were as high as 6.8% for Mn laser and 15% for Ba laser that were comparable to the 8.5% of copper vapor laser, from which considerably higher efficiencies can be expected for these two lasers experimentally. But, the present calculation shows a very low efficiency of 0.058% and requires an exceptional operating condition for the Tl laser.