

단공진기 색소레이저의 펄스폭 연속가변 특성

김용평

경희대학교 전자정보학부

(1999년 8월 28일 받음, 1999년 11월 22일 수정본 받음)

이완발전 현상을 이용하는 단공진기 색소레이저(QDL: quenched dye laser)는 극단펄스 광원으로서 많은 장점을 갖고 있다. 본 연구에서는 파장 590 nm에서 발진 스펙트럼의 최대값을 갖는 Rhodamine 6G를 레이저 매질로 하고, 파장 308 nm의 XeCl 레이저를 펌핑원으로 하여, 이득의 길이가 5 mm인 QDL의 이완발전에 의한 극단펄스 발생특성을 컴퓨터 시뮬레이션에 의해 분석하였다. 분석결과, 펌핑광의 펄스폭에 대하여 QDL 출력빔은 1/100 이하로 그 펄스폭이 좁아짐을 밝혀 QDL이 극단펄스 발생용으로 매우 유용한 레이저임을 밝혔으며, 펌핑광의 공간적 크기를 조절함에 의하여 출력 펄스폭의 연속적인 가변동작이 가능함을 제시하였다.

I. 머리말

단일펄스로 동작하는 고에너지의 극단펄스 레이저 발생에는 복잡한 장치가 필요하다.^[1-5] 예를 들어 모드록킹된 이온 레이저에 의해 동기적으로 펌핑되는 cw 색소 레이저로부터의 단일 극단펄스 발생을 위해서는 단일펄스 추출용 전자광학적 펄스 선택장치와 이를 Nd:YAG 레이저의 2, 3차 고조파 또는 엑시머 레이저로 펌핑하는 다단 색소 증폭기가 이용된다. 이러한 시스템에서는 모드록킹 소자, 펄스선택기, Q-스위칭소자 또는 엑시머 레이저 스위칭소자(thyratron) 사이의 정확한 모드동기가 필요하고, 펄스폭 및 펄스 에너지의 안정화를 유지하기 위해 색소공진기의 안정한 유지가 필요하게 된다. 결국, 2대의 펌핑 레이저와 여러 가지 광학소자가 필수적이며 시스템이 복잡하게 되어 장비의 고가로 응용성을 저하시킨다.

이에 비하여 공진기의 이완현상을 이용하는 단공진기 색소 레이저(QDL: quenched dye laser)^[6-11]은 극히 적은 수의 광학부품으로도 광대역 파장가변과 쉽게 단펄스를 발생시킬 수 있는 레이저이다. QDL은 기본적으로 하나의 레이저 색소에 대하여 2개의 공진기로 구성된다. 하나는 짧은 공진 길이와 높은 출력 결합률로 구성되며, 다른 하나는 긴 공진 길이와 낮은 출력 결합률로 구성된다. 후자는 보통 소광 공진기(quencher cavity)라 불린다. 레이저 색소가 여기 되면 짧은 공진기에 의해 빠른 상승시간의 스파이크(spike)를 갖는 이완발진이 일어나는데, 이 스파이크에 이어지는 나머지 부분은 소광 공진기에 의해 제거된다. QDL은 일반적으로 펌핑광의 50 배 이하의 펄스폭을 갖는 펄스를 발생시킨다.

본 연구실에서는 이미 실험적으로 QDL로부터의 극단펄스 발생과 펄스폭 연속가변의 실현가능성을 실험적으로 검증한 바 있는데,^[12] 본 연구에서는 파장 590 nm에서 발진 스펙트럼의 최대값을 갖는 Rhodamine 6G를 레이저 매질로 하고, 파장 308 nm의 XeCl 레이저를 펌핑광으로 하여, 이득의 길이가 5 mm인 QDL의 이완발전에 의한 극단펄스 발생특성을 컴퓨터

시뮬레이션에 의해 분석하였다. 또한, 펌핑광의 공간적 크기를 조절함에 의하여 출력 펄스폭의 연속적인 가변동작이 가능함을 제시하였다.

II. 이완발전 모델링

그림 1에 색소 레이저 이완발전의 모델링을 위한 공진기의 개념도를 보인다. 공진기는 색소셀 자체의 윈도우에 의해 구성된다. 색소셀 윈도우는 서로 평행하고 반사 코팅이 되어 있지 않다고 가정한다. 따라서 공진기는 그림 1에서와 같이 하나의 레이저 매질에 대하여 색소셀 양 윈도우의 내외면에 의해 4개로 구성된다.

색소레이저의 모델링에 있어서 발진 시스템은 단일항(singlet) 에너지 상태 S_0 , S_1 및 S_2 의 3준위 시스템으로 취급하고, S_2 - S_1 의 비복사 천이시간은 레이저 상준위 S_1 수명보다 극히 짧은 것으로 간주하는 것이 일반적이다.^[13] 이 때 이완발전의 시간적 출력특성은 다음과 같은 율방정식(rate equation)의 해에 의해 주어진다.^[14]

$$\frac{dn(t)}{dt} = I_p(t) \sigma_p (N - n(t))$$

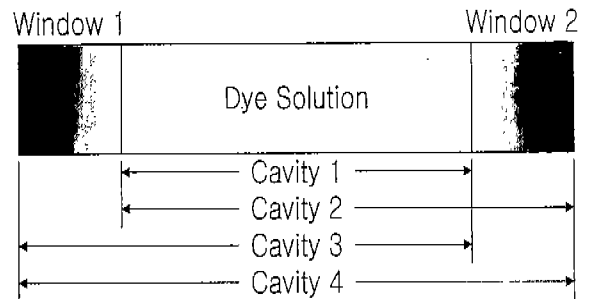


그림 1. 단공진기 색소레이저의 모델링 개념도.

$$-\frac{(\sigma_e - \sigma_a)c}{n_L}n(t)[q_1(t) + \frac{L}{L + \delta_L}q_2(t) + \frac{L}{L + \delta_L}q_3(t) + \frac{L}{L + \delta_L}q_4(t)] - \frac{n(t)}{\tau} \quad (1)$$

$$\frac{dq_1(t)}{dt} = \frac{(\sigma_e - \sigma_a)c}{n_L}n(t)q_1(t) - \frac{q_1(t)}{\tau_{c_1}} + \frac{\Omega_1 n(t)}{\tau} \quad (2)$$

$$\frac{dq_2(t)}{dt} = \frac{(\sigma_e - \sigma_a)c}{n_L} \frac{L}{L + \delta_L}n(t)q_2(t) - \frac{q_2(t)}{\tau_{c_2}} + \frac{\Omega_2 n(t)}{\tau} \quad (3)$$

$$\frac{dq_3(t)}{dt} = \frac{(\sigma_e - \sigma_a)c}{n_L} \frac{L}{L + \delta_L}n(t)q_3(t) - \frac{q_3(t)}{\tau_{c_3}} + \frac{\Omega_3 n(t)}{\tau} \quad (4)$$

$$\frac{dq_4(t)}{dt} = \frac{(\sigma_e - \sigma_a)c}{n_L} \frac{L}{L + 2\delta_L}n(t)q_4(t) - \frac{q_4(t)}{\tau_{c_4}} + \frac{\Omega_4 n(t)}{\tau} \quad (5)$$

상기 5개의 방정식에서 전자적으로 바닥상태에 있는 분자들에 의한 발진과정에서의 광자 재흡수 현상은 무시하였다.^[15] 여기에서 c 는 진공에서의 광속도, $n(t)$ 는 여기상태의 분자밀도, $q_n(t)$ 는 각 공진기에서의 이완발진 광자밀도, N 은 색소분자 밀도, $I_p(t)$ 는 단위면적당 공간적 평균여기광자밀도, σ_p 는 펄핑과정에서의 흡수단면적, σ_a 는 발진과정에서의 흡수단면적, σ_e 는 유도방출단면적이다. 또한 τ 는 유도방출과 소광이 없을 때의 형광수명, τ_{c_n} 는 각 공진기에서의 공진기 감쇠시간으로 다음과 같이 주어진다.^[16]

$$\tau_{c_n} = \frac{\eta_s}{c\alpha_{c_n}} \quad (6)$$

여기서

$$\alpha_{c_1} = \frac{1}{2} \frac{\ln(r_i^2)}{L} \quad (7)$$

$$\alpha_{c_2} = -\frac{1}{2} \frac{\ln(r_o(1-r_i)^2 r_i^2)}{L} \quad (8)$$

$$\alpha_{c_3} = -\frac{1}{2} \frac{\ln(r_o(1-r_i)^2 r_i^2)}{L} \quad (9)$$

$$\alpha_{c_4} = -\frac{1}{2} \frac{\ln(r_o^2(1-r_i)^4)}{L} \quad (10)$$

이다. η_s 는 발진과정에서 색소용액의 굴절률, L 은 그림에 표시된 것과 같이 활성매질(색소)의 길이, δ_L 은 색소셀 윈도우의 두께, r_i 및 r_o 는 발진과정에서 윈도우 내외 표면에서의 반사율이다. 한편 Ω_n 는 각 공진기에서 이완발진된 레이저빔 안에 포함된 자연 방출광의 비율로 다음과 같이 주어진다.

$$\Omega_1 = \frac{w}{\pi N \sigma_p L^2 S} \quad (11)$$

$$\Omega_2 = \frac{w}{\pi N \sigma_p (L + \delta_L)^2 S} \quad (12)$$

$$\Omega_3 = \frac{w}{\pi N \sigma_p (L + \delta_L)^2 S} \quad (13)$$

$$\Omega_4 = \frac{w}{\pi N \sigma_p (L + 2\delta_L)^2 S} \quad (14)$$

여기서 w 는 펄핑되는 색소의 두께이고, S 는 자연 방출광의 스펙트럼 중 레이저 발진스펙트럼에 포함되는 부분을 나타내는 스펙트럼 요소이다. 한편 이완발진은 Fabry-Perot 형태의 공진기를 가정하면 구조적으로 양쪽 방향으로의 출력을 갖지만 한쪽 방향만을 고려하였을 경우,

$$P_{c_1}(t) = \frac{hc^2 w}{\lambda_L N \sigma_p} \times \frac{\alpha_{c_1} L (1-r_i)(1-r_o)}{r_i e^{(\alpha_{c_1} L - 1)} + r_i^2 \left(e^{2\alpha_{c_1} L} - e^{-\alpha_{c_1} L} \right)} \quad (15)$$

$$P_{c_3}(t) = \frac{hc^2 w}{\lambda_L N \sigma_p} \times \frac{\alpha_{c_3} (L + \delta_L)(1-r_i)(1-r_o)}{r_i \left(e^{\alpha_{c_3} L - 1} \right) + r_i (1-r_i) \delta_L + r_i (1-r_i) r_o \delta_L + r_i (1-r_i)^2 r_o \left(e^{2\alpha_{c_3} (L - \delta_L)} - e^{-\alpha_{c_3} (L - 2\delta_L)} \right)} \quad (16)$$

$$P_{c_2}(t) = \frac{hc^2 w}{\lambda_L N \sigma_p} \times \frac{\alpha_{c_2} (L + \delta_L)(1-r_i)(1-r_o)}{r_o \delta_L + r_o (1-r_i) + \left(e^{\alpha_{c_2} (L - \delta_L)} - e^{-\alpha_{c_2} \delta_L} \right) + r_o (1-r_i) \left(e^{\alpha_{c_2} (2L + \delta_L)} - e^{-\alpha_{c_2} (L + \delta_L)} \right) + r_o (1-r_i)^2 r_i \delta_L} \quad (17)$$

$$P_{c_4}(t) = \frac{hc^2 w}{\lambda_L N \sigma_p} \times \frac{\alpha_{c_4} (L + \delta_L)(1-r_i)(1-r_o)}{r_o \delta_L + r_o (1-r_i) + \left(e^{\alpha_{c_4} (L + \delta_L)} - e^{-\alpha_{c_4} \delta_L} \right) + r_o^2 (1-r_i)^3 \left(e^{\alpha_{c_4} (2L + 3\delta_L)} - e^{-\alpha_{c_4} (L + 3\delta_L)} \right) + r_o^2 (1-r_i)^4 r_i \delta_L} \quad (18)$$

와 같이 그 시간적 출력특성이 주어진다. 여기에서, h 는 플랑크 상수이다.

식 (1)~식 (18)은 IBM 586 개인용 컴퓨터를 이용하여 제4차 Runge-Kutta 적분법으로 풀었으며, 충분한 계산정확도를 유지하는 동시에 계산시간을 절약하기 위해서 자동 적분간격 제어법(automatic stepsize control)^[17]을 적용하였다. 펄핑광의 형태는 펄스폭 20 ns(FWHM)의 가우시안 폭선으로 가정하였다. 이는 본 연구에서 펄핑원으로 가정한 XeCl 레이저의 펄스파형 측정결과에 근거한 것이다.^[18]

III. 수치 해석 결과

수치 해석에서는 Rhodamine 6G를 레이저 색소, 에타놀을 용매, 용융석영을 색소셀 재질로 가정하였다. 반응정수는 색소 농도 $N = 5^{-1} \times 10^{-3}$ [mole/l], 발진파장 $\lambda_l = 590$ nm, 펄핑파장 $\lambda_p = 308$ nm, 펄핑과정에서의 흡수단면적 $\sigma_p = 2.4 \times 10^{-17}$ cm², 유도방출단면적 $\sigma_e = 1.4 \times 10^{-16}$ cm², 발진과정에서의 흡수단면적 $\sigma_a = 7 \times 10^{-16}$ cm², 유도방출과 소광이 없을 때의 형광수명 $\tau = 4$ ns, $S = 10^4$ 이다.^[13] 한편 발진과정에서 에타놀의 굴절률 η_s 는 1.36이고^[14] 용융석영의 굴절률 η_c 는 1.46이다.^[19] 이완발진의 출력은 펄핑광의 에너지 및 펄스폭, 색소의 농도,

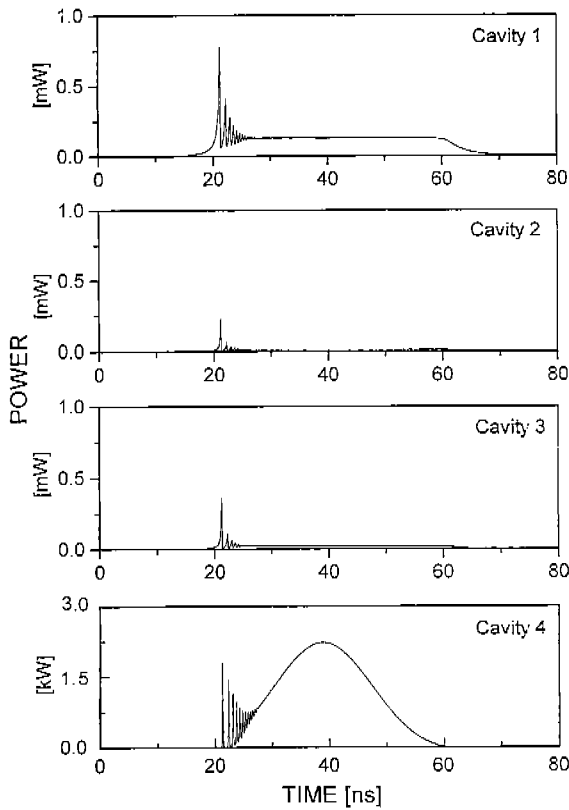


그림 2. 색소셀 자체의 윈도우에 의해 구성되는 4 개의 공진기로부터의 이완발전 시간파형.

활성영역의 크기 등에 크게 의존한다. 즉, 여기율 및 공진기 감쇠시간에 의존한다. 그림 2는 파장 308 nm의 XeCl 레이저의 펌핑파형을 가우시안 형태로 가정하고 각 공진기에 대하여 이완발전의 시간적 출력파형을 계산한 것이다. 여기서 색소셀의 길이(이득매질의 길이)를 $L = 0.5 \text{ cm}$, 펌핑광의 공간폭을 $w = 0.01 \text{ cm}$, 펌핑에너지를 $E_0 = 9.5 \times 10^{-5} \text{ J}$ (FWHM = 20 ns)로 하였다. 그림 2로부터 알 수 있듯이 공진기 4에서 가장 강한 발전이 일어나고 있으며, 나머지 공진기에서는 비록 초기에 이완발전의 특징인 스파이크 펄스가 나타나지만 공진기 4의 발전에 비해 미미할 정도의 강도를 보이고 있다. 이는 색소용액인 에타놀과 윈도우 재질인 용융석영의 굴절률이 비슷하여 윈도우 내면에서의 반사율이 극히 작기 때문이다. 즉, 발전파장에서 색소셀 내면에서의 반사율 R_i 와 외면에서의 반사율 R_o 를 계산하여 보면 다음과 같다.^[20]

$$R_i = \frac{[\eta_c - \eta_s]^2}{[\eta_c + \eta_s]^2} = 0.0013 \quad (19)$$

$$R_o = \frac{[1 - \eta_c]^2}{[1 + \eta_c]^2} = 0.035 \quad (20)$$

따라서 이와 같은 구조에서는 윈도우에 별도의 반사코팅을 하지 않는 이상 4개의 공진기 중에서 윈도우 외면에 의해 구성되는 공진기 4만에 의해 발전이 일어나는 것으로 간주해도 무리는 없다. 한편 공진기 4에서 일어나는 이완발전의 시간파형

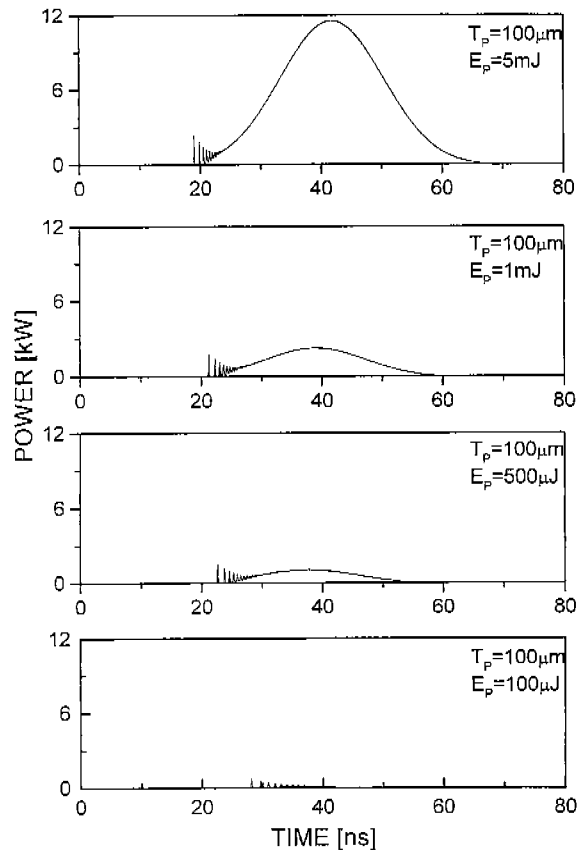


그림 3. 펌핑광 에너지에 따른 공진기 4로부터의 이완발전 시간파형.

을 보면 발전초기에 강한 스파이크 펄스가 감쇠진동의 형태로 나타나고, 이어서 펌핑펄스 형태의 긴 시간폭을 갖는 펄스가 지속되고 있는 것을 알 수 있다. 이는 펌핑이 시작될 때에는 비교적 낮은 입력파워와 큰 공진기 손실, 즉 낮은 Q 값 때문에 지속적인 발전이 일어나지 못하나, 펌핑파워가 점점 커짐에 따라 공진기 손실을 충분히 보상할 정도의 여기율이 유지되기 때문이다.

그림 3은 그림 2와 동일한 조건에서 펌핑에너지에 따른 공진기 4의 이완발전 시간파형을 계산한 것이다. 펌핑광의 공간폭을 $100 \mu\text{m}$ 에 고정된 상태에서 계산한 것으로 펌핑에너지에 따른 이완발전의 시간적 변화를 잘 보여주고 있다. 펌핑에너지 10 mJ에서는 스파이크 펄스가 이완 감쇠의 형태로 반복하여 발생된다. 그러나 그 이상의 펌핑에너지가 주입되더라도 스파이크 펄스의 강도는 급격히 증가하지 않고 펌핑펄스 형태의 장펄스가 뒤이어 발생되며 그 강도는 펌핑에너지에 따라 증가하고 있음을 알 수 있다. 이것은 스파이크 펄스의 발전 문턱값을 넘는 펌핑 에너지가 주입되면 대부분의 에너지가 장펄스 발전에 이동되는 것을 나타내는 것으로, 단펄스 발생에 필요한 스파이크 펄스의 발생을 위해서는 적당한 펌핑에너지의 산정이 필요함을 의미한다.

그림 4는 그림 3과 동일한 조건에서 펌핑광의 공간폭에 따른 공진기 4의 이완발전 시간파형을 펌핑에너지를 100 mJ에 고정된 상태에서 계산한 것이다. 펌핑광의 공간폭 $10 \mu\text{m}$ 에서는 스파이크 펄스의 발생이 극히 작으며 대부분의 발전은 장

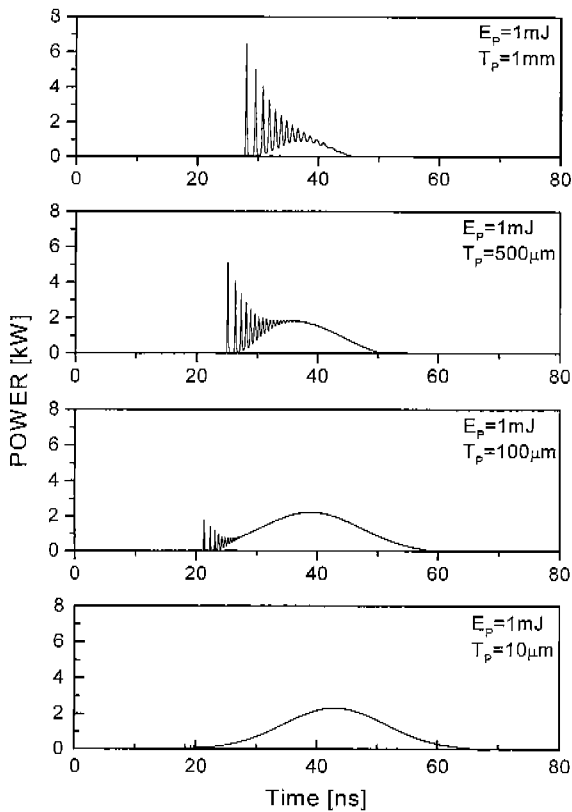


그림 4. 펌핑광의 공간폭에 따른 공진기 4로부터의 이완발진 시간 파형.

펄스로 일어남을 알 수 있다. 이는 펌핑광의 공간폭이 작을수록 여기율이 크게 되고, 공진기 손실이 쉽게 보상되어 이완 발진 보다는 펌핑파형에 따른 정상적인 발진이 일어나기 때문이다. 따라서 펌핑광의 공간폭이 점점 커짐에 따라 동일한 펌핑 에너지에 대하여는 이완발진에 의한 스파이크 펄스발진이 우세해지고 장펄스의 정상발진은 점점 작아짐을 그림에서 쉽게 알 수 있다. 따라서 그림 3, 4에서 알 수 있듯이 스파이크 펄스의 효율적인 발진을 위해서는 펌핑에너지와 펌핑광 공간폭의 최적화가 필요하다.

이완발진에 있어서 레이저 출력파형은 앞의 시뮬레이션 결과에서도 알 수 있듯이 펌핑광이 지속적으로 주입되어 발진 문턱값 이상으로 이득이 유지되면 반복해서 레이저 펄스열이 발생되는 스파이크 펄스의 감쇠진동형 발생에 이어서 펌핑파형과 비슷한 정상발진으로 나타난다. 즉, 펌핑펄스 에너지의 크기에 따라 발생 펄스열의 수가 결정되고 각 펄스의 발진 문턱값에 차이가 있으므로 입력 에너지를 낮게 조절함으로써 펌핑레이저의 펄스폭 보다 1/50 정도의 이완발진에 의한 단일펄스를 모드룩킹 등과 같은 장치 없이 얻을 수 있다. 따라서 그림 3에서와 같이 처음 발생한 펄스와 두번째 발생한 펄스의 발진 문턱값에는 차이가 있으므로 두번째 펄스의 발진 문턱값보다 낮게 펌핑광을 주입할 경우 단일 펄스를 얻을 수 있고 출력 펄스폭은 펌핑펄스폭보다 대폭 줄일 수 있다. 본 연구에서 펌핑원으로 가정한 엑시머 레이저의 펄스폭은 20 ns(FWHM)이므로 이론적으로도 약 100 ps의 펄스폭을 갖는 스파이크 펄스

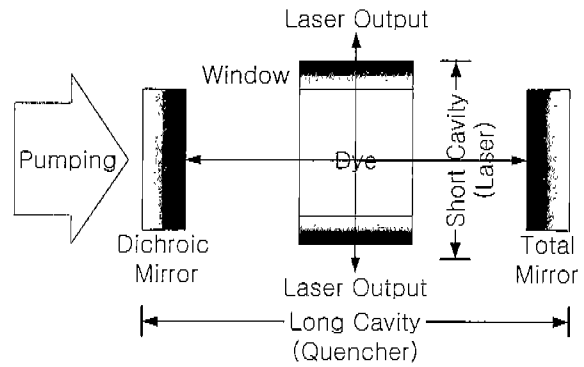


그림 5. QDL의 개념도.

출력을 얻을 수 있다. 그러나 이러한 방법은 펌핑원의 작은 변화에도 이완발진의 특성이 쉽게 변화하기 때문에 안정한 방법이 못된다.

따라서 가장 일반적인 방법은 첫 번째 스파이크 펄스의 발생 후에 나머지 부분의 펄스열 및 정상발진에 필요한 이득을 고갈시킴으로서 단일펄스를 얻는 방법으로 그 구성도를 그림 5에 보인다. 이 방법은 그림에 보인 것처럼 하나의 레이저 매질에 두개의 공진기를 구성하는 방법이다. 하나는 이완공진기로 색소셀 윈도우 자체에 의해 구성되며 짧은 공진길기와 짧은 감쇠시간을 갖는다. 다른 하나는 별도의 외부 반사경에 의해 구성되는 긴 공진길기와 긴 감쇠시간을 갖는 공진기로 소광공진기로 불린다. 소광공진기 사이에서의 색소셀 자체에 의해서는 레이저 발진이 일어나지 않도록 윈도우를 무반사 코팅하거나 서로 기울여 준다. 또한, 소광공진기의 길이는 그 레이저 형성시간이 이완 공진기의 첫 번째 펄스와 두 번째 펄스 형성시간의 중간이 되도록 한다. 이렇게 하면 이완 공진기로부터는 첫 번째 날카로운 스파이크 펄스만이 얻어지고, 그 이후 발생할 펄스열 및 정상발진은 소광공진기의 발진에 의해 이득이 고갈되어 발생할 수 없게 된다.

그림 6은 그림 2와 동일한 조건에서 그림 5와 같은 장치로 단일펄스를 선택했을 때, 펌핑광의 공간폭과 시간폭에 대한 QDL의 펄스폭 변화를 계산한 것이다. (a)에서 펌핑펄스의 공간폭이 커짐에 따라 QDL 출력광의 시간폭이 약 300 µm까지 서서히 증가하다 그 이상에서는 급격히 증가하는 양상을 보이고 있다. 펌핑광의 공간폭은 여기율에 반비례한다. 즉, 입력 에너지가 일정할 때 공간폭이 크면 클수록 여기율은 감소한다. 또한 본 연구에서 가정하고 있는 QDL은 짧은 감쇠시간의 공진기에 의해 발진이 얻어진다. 따라서 고에너지 밀도의 펌핑은 QDL에 대한 발진 문턱값 이상의 에너지 주입을 빠른 시간 내에 달성시키고, 반면 짧은 공진기 감쇠시간에 의해 발진이 빠르게 끝나기 때문에 짧은 펄스폭으로의 발진이 이루어지게 된다. 그림 (a)에서 300 µm 보다 큰 펌핑광의 공간폭에서 QDL의 발진 시간폭이 급격히 길어지는 것은 여기율이 발진 문턱값 근처에 있어 발진개시에 필요한 펌핑시간이 길어지기 때문이다. 여기서 주목할 만한 사실은 기존의 레이저는 고정된 펄스폭으로 동작하나, QDL의 경우 펌핑광을 집속 렌즈로 조절하여 출력 펄스폭을 가변 할 수 있다는 사실이다. (b)는 펌

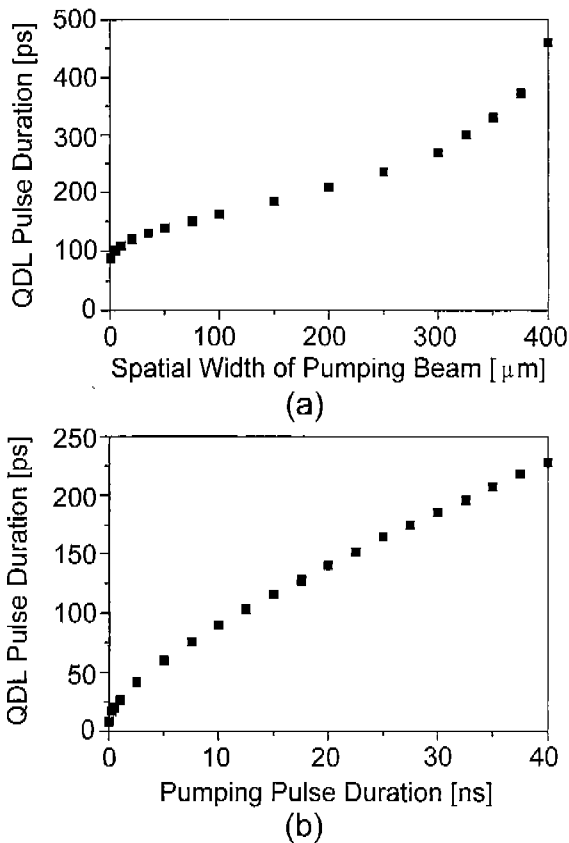


그림 6. (a) 펌핑광의 공간폭 및 (b) 펌핑광의 펄스폭에 따른 QDL 출력광의 펄스폭 변화.

펌핑광의 시간폭에 대한 QDL 출력의 펄스폭 변화를 보여주는 것으로, 거의 선형에 가까운 양상을 나타내고 있다. 고정된 입력 에너지에 대하여 펄스폭의 증가는 여기율의 감소를 의미한다. 따라서 (a)의 경우와 마찬가지로 펌핑광의 펄스폭이 길면 길수록 QDL 출력의 펄스폭도 길어지게 된다. 한편, (b)로부터 QDL은 펌핑광에 비해 그 펄스 지속시간이 1/100 이하로 짧아지고 있음을 알 수 있다. 이는 QDL이 극단펄스 발생에 대단히 유용한 발진 메커니즘을 갖고 있다는 것을 의미한다.

IV. 결 론

단일펄스로 동작하는 고에너지의 극단펄스 레이저 발생에는 복잡한 장치가 필요하다. 이에 비하여 공진기의 이완현상을 이용하는 QDL은 극히 적은 수의 광학부품으로도 광대역 파장 가변과 쉽게 짧은 펄스를 발생시킬 수 있는 레이저이다.

본 연구에서는 파장 590 nm에서 발진 스펙트럼의 최대값을

갖는 Rhodamine 6G를 레이저 매질로 하고, 파장 308 nm의 XeCl 레이저를 펌핑원으로 하여, 이득의 길이가 5 mm인 QDL의 이완발진에 의한 극단펄스 발생특성을 컴퓨터 시뮬레이션에 의해 분석하였다. 즉, Rhodamine 6G 색소를 3준위 발진 시스템으로 가정하여 올방정식을 세우고, 이를 Runge-Kutta 적분법으로 해석하여 펌핑펄스의 공간적 크기 및 시간 폭에 대한 QDL의 출력 펄스폭의 변화를 해석하였다. 펌핑광의 펄스폭에 대하여 QDL 출력펄스의 변화는 100분의 1이하로 그 펄스폭이 짧아짐을 밝혀, QDL이 극단펄스 발생용으로 매우 유용한 레이저임을 확인하였으며, 펌핑광의 공간적 크기를 조절함에 의하여 출력 펄스폭의 연속적인 가변동작이 가능함을 제시하였다.

참고문헌

- [1] W. Kaiser, *Ultrashort Laser Pulses and amplification* (Springer-Verlag, New York, 1993).
- [2] A. Endoh, M. Watanabe, N. Srukura, and S. Watanabe, *Opt. Lett.* **14**, 353 (1989).
- [3] S. Watanabe, A. Endoh, M. Watanabe, N. Sarukura, and K. Hata, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 1870 (1989).
- [4] I. A. McIntyre, and C. K. Rhodes, *J. Appl. Phys.* **69**, R1 (1991).
- [5] C. K. Rhodes, *Science*, **229**, 1345 (1985).
- [6] S. Szatmari and F.P. Schafer, *Appl. Phys.* **B33**, 95 (1984).
- [7] Z. Bor and B. Racz, *Appl. Opt.* **24**, 1910 (1985).
- [8] S. Szatmari, B. Racz, and F. Schaffer, *Opt. Commun.* **62**, 271 (1987).
- [9] P. Simon, H. Gerhardt, and S. Szatmari, *Opt. Commun.* **71**, 305 (1989).
- [10] S. Szatmari and F.P. Schafer, *Opt. Commun.* **68**, 196 (1988).
- [11] S. Xue and Q. Lou, *Proc. 17th Congress of the International Commission for Optics*, 644 (1996).
- [12] 황선우, 이영주, 김용평, 김성훈, 최종운, *한국광학회지* **10**, 152 (1999).
- [13] Z. Bor, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-16**, 517 (1980).
- [14] Z. Bor and A. Muller, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 1534(1986).
- [15] Z. Bor, A. Muller, B. Racz, and F.P. Schafer, *Appl. Phys.* **B27**, 9 (1982).
- [16] T. Johnson, L. Palumbo, and A. Hunter II, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-15**, 289 (1979).
- [17] B. Carnahan, *Applied Numerical Methods* (John Wiley & Sons, New York, 1969).
- [18] 김용평, 김규옥, 이영우, 김홍식, *한국광학회지* **9**, 6 (1996).
- [19] Mells Griot 1995/1996 (Melles Griot, Irvine, 1995).
- [20] E. Hecht, *Optics* (Addison-Wesley, Reading, 1987).

Continuous variation characteristics of pulse width in short cavity dye laser

Yong-Pyung Kim

School of Electronics and Information, Kyunghee University, Yongin 449-701, Korea

(Received August 28, 1999, Revised manuscript received November 22, 1999)

Quenched dye laser (QDL), which operates with relaxation oscillation mode, is one of the most powerful source for ultra-short pulse light. In this paper, the output characteristics of QDL is theoretically analyzed by a computer simulation. The QDL is assumed that the laser dye is Rhodamine 6G which has the oscillation wavelength of 590 nm and that the active length is 5 mm and that the pumping source is XeCl laser which has oscillation wavelength of 308 nm. It is revealed that the pulse width of short cavity dye laser reduced less than 1/100 than pumping pulse duration and has the linear relationship with spatial width of pumping beam approximately. In addition, it is revealed that the short cavity dye laser is a powerful candidate of pulse width variable light source, which is adjusted by spatial size of pumping beam.