

복굴절 필터를 사용한 펄스동작 Ti:sapphire 레이저의 파장 가변특성*

김병태 · 이형권

청주대학교 광학공학과

(1997년 5월 28일 받음)

Nd:YAG 레이저 제2고조파로 여기되는 Z자형 공진기 구조의 펄스동작 Ti:sapphire 레이저가 개발되었다. 반사율 18%의 출력거울과 3 mJ의 여기에너지에서 스펙트럼 반치폭은 90 nm, 파장 가변영역은 740~860 nm에 걸쳐 약 120 nm였다. 복굴절 필터를 설치하여 4 nm의 출력 스펙트럼 반치폭에 365 μ J의 출력에너지를 얻어 복굴절 필터를 사용하지 않았을 경우보다 약 10배의 발진효율 개선효과를 얻었고, 파장 가변영역은 출력변동율이 $\pm 10\%$ 를 넘지 않는 범위에서 720~880 nm까지 약 160 nm로 넓어지는 결과를 얻었다.

I. 서 론

Ti:sapphire 레이저는 1982년 P. F. Moulton에 의해 개발된 포논 종단(phonon terminated)형 파장가변 고체레이저이다.^[1] Ti:sapphire 레이저는 넓은 파장 가변영역과 높은 효율을 갖고 있고, 이득대역폭이 넓어 초단펄스를 발생시킬 수 있어 초고속 레이저 분광학으로부터 초고속 광통신 소자의 광특성 평가 및 X-선 발생용 광원에 걸쳐 기초과학뿐만 아니라 첨단과학 산업분야에 이르기까지 폭 넓은 응용성을 갖고 있는 파장가변형 초단펄스 레이저로 현재 가장 주목을 받고 있다.

파장가변 레이저에서 레이저매질로 액체(색소)를 사용하는 경우에는 매질의 물리·화학적 특성때문에 매질을 사용함에 따라 성능이 변하게 되어 발진 스펙트럼이나 출력 등 레이저의 특성을 장기적으로 안정하게 제어하기가 어렵다. 또한 유지·보수가 어렵다는 운영상의 문제점도 있다. 이에 비해 물리·화학적으로 안정된 고체를 레이저매질로 사용하는 경우에는 유지·보수 등의 관리가 용이하고, 신뢰성이 높으며, 출력 안정도, 파장 가변성 및 스펙트럼 안정성 등의 면에서도 비교적 우수하다는 장점을 갖고 있다.

넓은 파장 가변영역을 갖는 고체레이저로는 바닥상태에서 진동준위를 이용하는 포논 종단형 레이저와 색중심 레이저가 있다. 포논 종단형에는 Ti:sapphire($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$)^[2,3]나 알렉산드라이트($\text{Cr:BeAl}_2\text{O}_3$)^[4,5]를 매질로 사용하는 레이저들이 있다. Ti:sapphire는 650 nm에서 1150 nm에 걸친 넓은 파장 가변영역 갖고 있으며, 알렉산드라이트의 경우에는 대략 700 nm에서 818 nm에 이르는 파장 가변폭을 갖고 있다. Cr:LiSAF(Cr:LiSrAlF_6)^[6] 결정은 최근에 새로 개발되어 연구가 활발히 진행되고 있는 것으로 780 nm에서 1010 nm에 걸친 비교적 넓은 파장 가변영역과 130 nm에 이르는 이득대역폭을 갖고 있다. 이들은 모두 플래시램프나 반도체 레이저를 포함하는 레이저 등에 의

해 고효율의 광여기가 가능하여 파장가변 고체레이저로서 관심을 집중시키고 있다. 색중심 레이저^[7,8]는 LiF, MgF_2 :Ni 및 RbCl:Li 등의 결정을 이용하면 근적외선 및 적외선 영역에 걸쳐 파장가변 영역폭이 넓게는 4 μ m 정도까지도 가능하나 응용성을 그다지 인정받지 못하고 있다.

녹색의 흡수파장 영역을 갖고 있는 Ti:sapphire 결정은 Nd:YAG 레이저의 제2고조파, 구리증기 레이저, Ar^+ 레이저 및 플래시램프 등을 여기원으로 하여 650 nm에서 1150 nm에 걸친 넓은 파장 가변영역에서 고효율의 레이저출력을 낼 수 있다는 것이 지금까지 확인되었다. 이것은 그 어떤 단일 색소를 사용하는 파장 가변 레이저의 발진에서보다도 가변영역이 넓은 것이다. 일반적으로 기본파의 발진에서는 펄스동작 Ti:sapphire 레이저의 파장 가변영역이 연속발진되는 레이저에 비해 좁은 것으로 알려져 있다.^[9] 그러나 이 점에 관해서는 높은 침투출력을 낼 수 있는 펄스동작 Nd:YAG 레이저 제2고조파 등의 여기광원에 의한 Ti:sapphire 레이저는 발진효율이 높아 파장 가변이 가능한 영역을 확대시킬 수 있기 때문에 충분히 극복할 수 있을 것으로 기대된다. 파장 가변영역은 700 nm 이상의 근적외선 영역이지만 높은 침투출력을 갖는 펄스동작 레이저 여기로 높은 출력을 얻을 수 있기 때문에 비선형광학 효과를 이용한 고조파발생이 용이하여 가시광선 영역에서 자외선 영역까지 넓혀 파장 가변영역을 확장시킬 수도 있다.

본 논문에서는 파장 선택소자로 복굴절 필터를 사용한 Ti:sapphire 레이저에서 파장 가변에 따른 출력특성에 대하여 연구한 것을 기술한다.

II. 파장 선택소자

모든 레이저는 매질의 형광선폭에 따라 발진하게 되나 전 발진 파장영역에 걸쳐 이득이 일정한 것은 아니며, 이득은 파장 의존성을 갖고 있다. 발진파장을 제어할 경우 이득의 협대역화가 유발되고, 특히 넓은 이득대역폭을 갖고 있는 레이저의 경우에는 최대 이득을 내는 파장 부근에서의 레이저광만

*이 논문은 96~97학년도 청주대학교의 학술연구조성비에 의하여 연구되었음.

을 활용하게 되어 매질이 갖고 있는 넓은 이득대역폭을 효과적으로 이용할 수 없게 된다. 이 때문에 발진기에서는 각기 발진 스펙트럼 영역에 맞는 여러 개의 거울을 준비하거나 파장 선택용 광학소자를 공진기 내에 삽입하여 공진기를 구성하게 된다.

가변 영역에서 파장을 선택하여 발진시키기 위해 가장 쉽게 사용할 수 있는 방법은 특정한 파장에 대해 반사율을 갖는 여러 개의 거울을 준비하고, 발진시킬 파장에 따라 필요한 거울로 교환하는 것이다. 이 방법은 거울을 교환할 때마다 공진기의 광축 정렬을 다시 해야하는 문제점이 있으며, 연속적으로 파장을 가변시키기가 어렵다. 최근에 300 nm에 걸치는 넓은 파장 영역에서 균일한 반사특성을 갖는 파장 가변 레이저용 거울이 개발¹⁾되었지만, 다음에 기술하는 파장 선택방법들도 근본적으로는 파장 영역에 따라 거울을 교환한 다음에야 사용할 수 있는 것이다.

광학소자의 분산특성을 이용하는 방법으로 프리즘 혹은 회절격자를 사용하는 것이 있다. 전자는 프리즘의 분산특성을 이용하기 때문에 공진기 내에서 생기는 군속도 분산을 보상할 수 있지만 파장 선택을 공진기 내부에 설치한 슬릿으로 해야 하므로 파장을 선택할 때마다 슬릿의 위치를 조정해야 한다. 후자는 회절격자에 의해 회절된 광을 사용하기 때문에 손실이 크고, 파장을 바꿀 때마다 회절격자의 각도나 공진기 거울의 위치를 조정해 주어야하는 문제점이 있다.

광학소자의 파장에 따른 투과특성을 이용하는 것으로 밴드패스 필터 혹은 복굴절 필터^{11,12)}를 사용하는 방법이 있다. 밴드패스 필터를 사용하는 것은 여러 종류의 필터를 준비하고, 발진파장에 따라 필터를 교환해야 한다. 이 방법은 파장 선택이 용이하지만 파장을 바꿀 때마다 필터를 교환해야 하고, 필터에 따른 파장 선택의 제한을 받게 되며, 거울을 교환하는 방법에서와 마찬가지로 연속적으로 파장을 선택하기 어렵다. 시판되는 간섭필터를 밴드패스 필터로 사용하게 되면 투과율이 낮기 때문에 손실이 커지게 되는 문제점도 안고 있다. 복굴절 필터에 의한 파장 선택법은 복굴절 필터를 공진기 내에 삽입하고 이를 회전시키는 것만으로 파장 선택을 연속적으로 용이하게 할 수 있고, 필터 설치로 인한 발진 손실도 줄일 수 있다는 장점이 있으나 다른 파장 선택 광학소자에 비하여 가격이 비싸다는 것이 단점이다. 복굴절 필터는 석영 등의 복굴절 특성을 갖는 결정에서 파장에 따라 편광이 회전하는 것과 편광에 따라 투과율이 다른 것을 이용하는 것이다. 복굴절 필터는 레이저 공진기내에서 레이저광이 브루스터 각으로 입사하도록 설치한다. 복굴절 필터의 파장 가변범위와 투과 대역폭은 복굴절 필터의 면과 결정축이 이루는 각과 두께에 의해 제어된다.

III. 공진기 구성 및 파장 가변특성 해석

그림 1에 구성한 공진기를 나타낸다. 공진기의 구성에 대한 자세한 내용은 이미 발표한 출력특성에 관한 논문¹³⁾에서 기술하였으므로 여기서는 기본적인 내용만 간단히 소개한다. 레이저매질로는 양 단면을 브루스터 각으로 가공한 5 mm ×

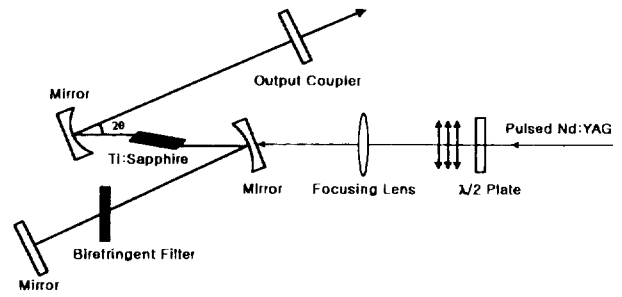


그림 1. 복굴절 필터가 설치된 펄스동작 Ti:sapphire 레이저 발진기의 구성도

10 mm의 크기에 Ti^{3+} 이 0.15 wt% 첨가되고, FOM(ratio of absorptions 820:514 nm)이 200인 Ti:sapphire 결정(Union Carbide Inc.)을 사용하였다. 레이저 공진기는 $R=\infty$ 이고 610~860 nm 파장 영역에서 전반사 특성을 갖는 거울(Melles Griot Inc.), $R=100$ mm이고 760~830 nm 파장 영역에서 전반사 특성을 갖는 두 장의 오목거울(개풍광학)과 $R=\infty$ 인 출력거울(개풍광학)로 구성하여 레이저매질에서 유효한 비선형성을 유발시킬 수 있도록 수차가 보정된 Z자 형태를 취하였다. 공진기의 접힌 각도 2θ 는 21° 를 이루고 있다. 한 장의 오목거울은 여기를 위하여 반대쪽 면에 532 nm의 파장에 대해서 무반사 코팅된 이색성 거울이다.

여기원으로는 펄스로 동작하는 Nd:YAG 레이저(Continuum Inc., NY-81)의 제2고조파를 사용하였다. 여기용 Nd:YAG 레이저광은 초점거리 411.5 mm의 볼록렌즈에 의해 레이저매질 중심에 효율 좋게 집속되도록 하였으며, 레이저매질의 손상을 고려하여 펄스당 3 mJ까지 사용하였다.

파장 선택을 위해 사용한 광학소자로는 두 장의 석영판으로 구성되어 90 GHz 내의 측정 오차를 갖는 복굴절 필터(Lixel Laser, Inc.)를 사용하였다. 복굴절 필터는 부착된 마이크로미터에 의해 석영판의 회전을 조정하는데, 0.1 inch 당 스펙트럼폭 18 nm가 이동된다. 첫 번째 석영판의 두께는 0.33 mm이고, 1.32 mm 두께의 두 번째 석영판과는 2.78 mm의 간격을 유지하고 있으며, 투과손실은 6% 정도이다.

Ti:sapphire 레이저에서의 출력 스펙트럼 분포는 분광기를 이용하여 측정하였다. 출력되는 레이저 빛살을 분광기에 입사시키고, 분광된 레이저 빛살은 P. M. Tube를 통해 오실로스코프에서 파장에 따른 상대적인 강도로 측정하여 스펙트럼 분포를 조사하였다. 레이저의 출력 스펙트럼을 측정하기 위해 사용된 분광기(McPherson Inc., 270)는 35 cm의 초점거리에 회절격자는 600 g/mm의 것을 사용하고 있다. 400 nm에서 900 nm의 파장 영역까지 측정 가능하며, 분해능은 0.2 nm이다. 검출기로 사용한 P. M. Tube(Hamamatsu, R406)는 400~1100 nm의 파장 영역에서 사용할 수 있는 것이다.

그림 2와 3은 공진기내에 복굴절 필터를 설치하지 않았을 경우의 측정 결과이다. 그림 2는 여기에너지 3 mJ에서 48%, 26% 및 18%의 반사율을 갖는 출력거울에 따른 상대적인 출력 스펙트럼 형상을 나타내고 있다. 그림 3은 반사율 18%인 출력거울에서 여기에너지에 따른 출력 스펙트럼을 측정한 것이다. 이들 그림에서도 알 수 있듯이 90 nm의 스펙트럼 반치

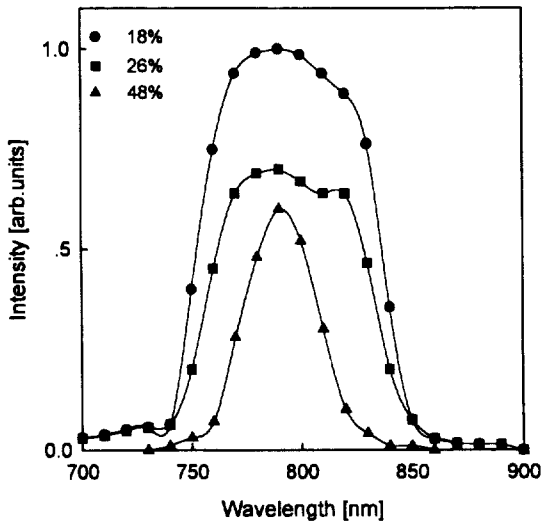


그림 2. 3 mJ 여기에너지에서 출력거울의 반사율에 따른 Ti:sapphire 레이저의 출력 스펙트럼 분포

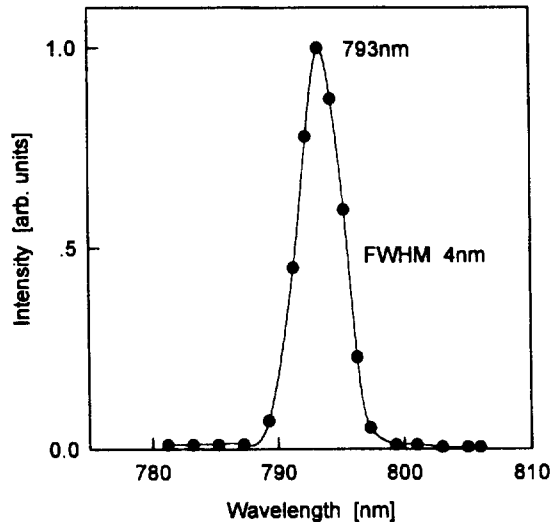


그림 4. 복굴절 필터에 의해 출력된 스펙트럼 형상 예

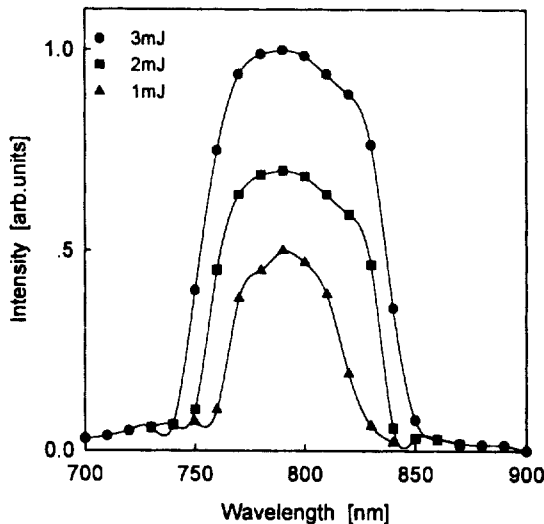


그림 3. 반사율 18%인 출력거울에서 여기에너지에 따른 Ti:sapphire 레이저의 출력 스펙트럼 분포

폭을 갖고, 740~860 nm의 파장 영역에서 레이저 빛살이 출력되어 약 120 nm에 이르는 파장 가변특성을 보이고 있다. 레이저 출력이 750 nm와 850 nm 부근에서 급격하게 감소하는 것은 공진기를 구성하고 있는 두 장의 오목거울에 전반사 코팅이 760~830 nm 정도까지만 균일하게 되어 있어 이것이 레이저 발진에 직접적인 영향을 미치고 있기 때문인 것으로 생각된다. 이와 같은 결과에 비추어 볼 때 실험중인 Ti:sapphire 레이저는 출력거울의 반사율을 15% 이하로 낮추고, 공진기를 구성하는 거울들의 파장에 따른 반사영역을 확대시킴으로써 파장 가변특성을 좀더 향상시킬 수 있을 것으로 생각된다.

레이저 공진기에 복굴절 필터를 설치하고 측정된 파장 가변특성을 설치하지 않았을 경우의 결과와 비교 분석하였다.

그림 4는 공진기 내에 복굴절 필터를 설치하고 임의의 파장을 선택한 후 분광기를 통해 측정된 출력 스펙트럼의 형상이

다. 중심파장 793 nm에서 4 nm의 반치폭을 갖는 모양을 하고 있다. 이와 같은 스펙트럼 형상은 파장 가변이 가능한 전 영역에서 비슷하게 관측되었다. 복굴절 필터를 설치하였을 경우 선택된 펄스의 스펙트럼 반치폭은 4 nm에 불과했으나 3 mJ의 여기에너지에서 365 μ J의 레이저 에너지를 얻어 약 12.2%의 발진효율을 보였다. 이것은 스펙트럼 반치폭 관계에서 보면 복굴절 필터를 사용하지 않았을 경우 전 파장 영역에 걸쳐 27.4%의 발진효율로 822 μ J의 출력에너지를 얻은 것^[13]에 비하여 발진효율에서 약 10배의 개선을 보인 것으로 해석할 수 있다.

그림 5는 여기에너지 2 mJ에서 72%, 48%, 26% 및 18%의 반사율을 갖는 출력거울에 따른 파장 가변특성을 나타내고 있다. 그림 6은 출력거울의 반사율을 18%로 고정시키고 여기 에너지에 따른 파장 가변특성을 조사한 것이다. 이들 결과에서 볼 수 있듯이 복굴절 필터를 사용하여 파장 선택의 용이성

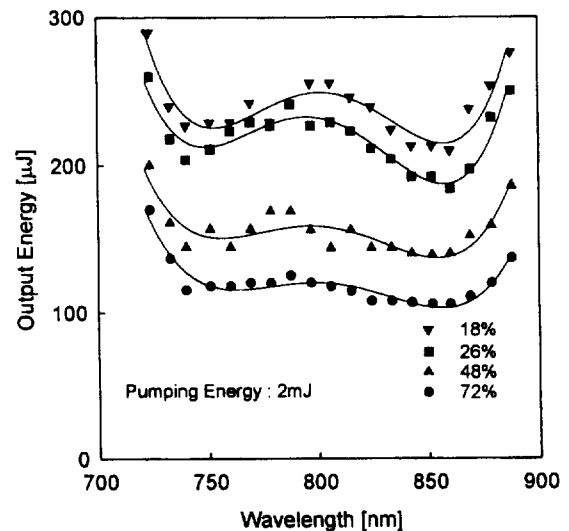


그림 5. 복굴절 필터에 의한 파장 가변영역의 출력거울 반사율 의존성

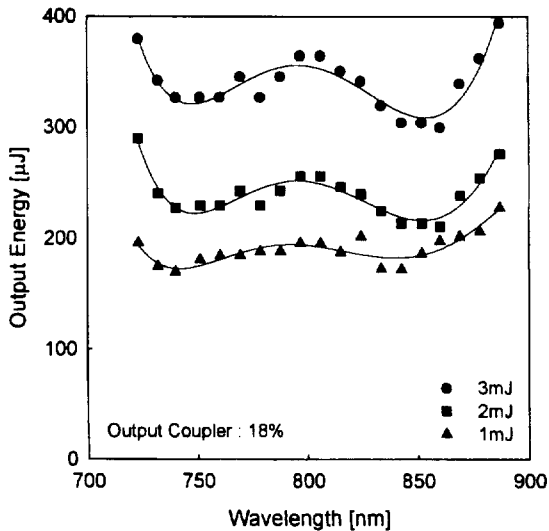


그림 6. 복굴절 필터에 의한 파장 가변영역의 여기에너지 의존성

은 물론 파장 가변영역에 있어서도 그림 2 및 3과 비교하여 상당히 개선되었음을 알 수 있다. 복굴절 필터를 설치하였을 때의 파장 가변영역은 설치하지 않았을 경우인 그림 2와 3의 결과와 비교하여 750 nm와 850 nm 부근에서 급격히 감소하던 것이 반대로 다소 증가하는 경향을 보이고 있고, 파장 가변영역도 720~880 nm까지 약 160 nm로 넓혀졌음을 확인할 수 있다. 실험 결과에서 750 nm와 850 nm를 벗어나는 파장 영역에서 레이저 출력이 다소 증가하고 있는 것은 공진기를 형성하고 있는 거울들의 반사율에 의해 파장에 따른 손실이 감소해가는 상황과 매질의 유도방출 단면적 및 여기에너지와의 관계에 의해 일어날 수 있는 것으로 생각되며, 그림 8의 결과로 설명할 수 있을 것이다. 한편, 이들 그림으로부터 반사율 18%의 출력거울에서 파장에 따른 출력변동은 $\pm 10\%$ 를 보였고, 26%, 48% 및 72%의 출력거울에서 각각 $\pm 10\%$, $\pm 7\%$ 및 $\pm 6.5\%$ 의 출력변동을 보여 반사율이 높아질수록 출력에너지의 편차는 줄어들고 있다. 그러나 거울의 반사율을 공진기가 갖는 최적의 반사율보다 높이는 것은 축출효율의 저하와 파장 가변영역이 감소하는 결과를 초래할 수 있으므로 공진기의 반사율을 높이는 데에는 제한적인 조건을 갖게 될 것으로 판단된다.

공진기를 구성하고 있는 거울들에 의한 손실이 레이저 발진에 실제 어떤 영향을 주고 있는가를 알아 보기 위하여 그림 7에 공진기를 구성하고 있는 거울들에 의한 손실을 파장과 출력거울의 반사율에 따라 나타내었다. 공진기를 구성하고 있는 거울들에 의한 손실이 750 nm 이하와 850 nm 이상의 영역을 벗어나면서 낮아지고 있어, 복굴절 필터 설치에 의해, 파장에 따른 거울들의 손실 변화와 발진에 관여하는 파장에 따른 유도방출 단면적의 변화 및 sapphire 안의 Ti^{3+} 에 대한 진동 에너지 준위 등 매질의 특성이 출력되는 레이저 빛살의 파장 가변영역에도 영향을 미치고 있음을 추론할 수 있다.

복굴절 필터를 사용하였을 때 나타나는 파장 가변특성을 분석하기 위하여 공진기를 구성하고 있는 거울들에 의한 파장에 따른 손실과 여기에너지의 관계에 대해 이론적으로 계

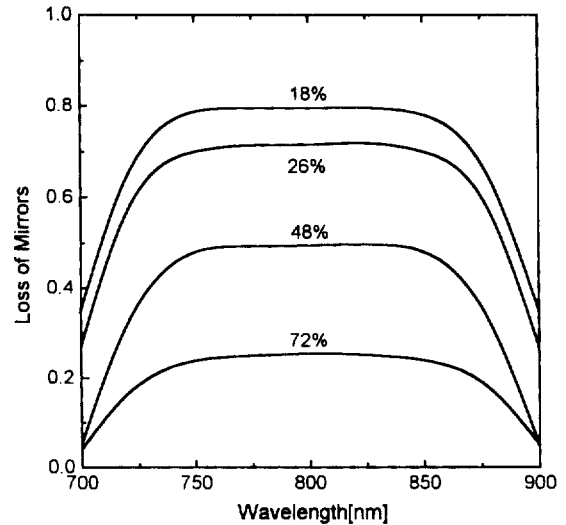


그림 7. 공진기를 구성하고 있는 거울들에 의한, 파장과 출력거울의 반사율에 따른 손실

산하였다. 펄스동작 Nd:YAG 레이저의 제2고조파와 같이 펄스폭 10 ns 이하인 레이저로 여기하는 경우의 Ti:sapphire 레이저는 여기 종료 후 수십 ns 정도 늦게 발진이 시작된다. 이 사이에 흡수된 에너지는 거의 손실없이 레이저매질에 축적된다. 이 같은 조건에서 여기에너지가 레이저매질에 순수하게 흡수되어 레이저 발진에 기인하게 되는 에너지밀도(fluence) E_a 는

$$E_a = \{1 - \exp(-\alpha l)\} E_p \quad (1)$$

로 나타낼 수 있다.^[9] 여기서 E_p 는 레이저가 발진에서 필요로 하는 여기광의 문턱 에너지밀도를 의미하게 되며, l 은 레이저 매질의 길이이고, α 는 매질의 흡수계수이다. 레이저 공진기에서 출력이나 각종 손실을 포함하는 총손실을 1회 왕복 당 되먹임(feedback) 비율인 R 로 나타내면, Ti:sapphire 레이저에서 파장에 따라 발진에 필요한 여기광의 문턱 에너지밀도 E_p 는 발진 조건식으로 부터

$$E_p = -\frac{1}{2} \ln R \frac{E_s}{\{1 - \exp(-\alpha l)\}} \frac{\lambda}{\lambda_p} \quad (2)$$

의 관계에서 구할 수 있다.^[9] 여기서 E_s 는 레이저 파장 λ 에서의 포화에너지로 레이저의 광자에너지 $h\nu$ 와 유도방출 단면적 σ 에 의해 $E_s = h\nu\sigma$ 로 계산되고, λ_p 는 여기광의 파장이다. 실제로 여기광의 에너지밀도는 레이저매질이나 거울 등 광학 소자의 손상에 의해 그 한계가 결정된다. R 의 경우도 출력거울의 반사율 R_0 와 그 이외의 손실 즉, 출력거울 외에 공진기를 구성하는 거울들의 반사율과 레이저매질에서의 손실 등에 의해 결정되는 등가반사율 R_e 로 나누어 생각할 수 있다. 최적화된 상태의 R_0 에서 공진기의 축출효율이 최대가 되며, 반사 거울의 반사율이 파장의존성을 갖고 있음을 염두에 두고, 파장 가변영역을 넓히기 위해서는 여기 에너지밀도를 높이거나 거울들에 의한 손실을 매질의 유도방출 단면적이 발진에 기인하는 파장 정도까지는 늘려가야 할 것으로 보인다.

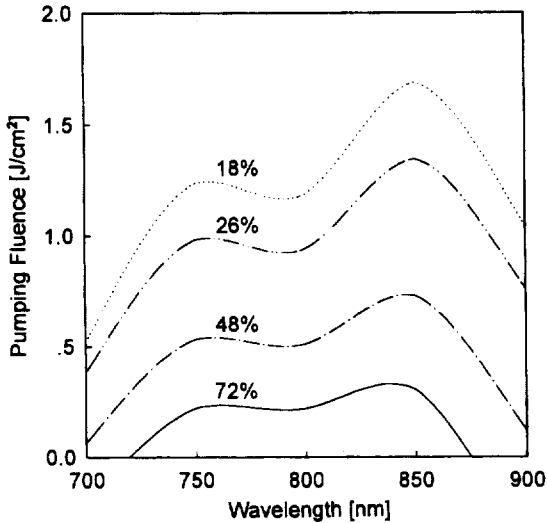


그림 8. 파장과 출력거울의 반사율에 따른 문턱 여기 에너지밀도

그림 8은 설계 제작된 공진기에서 거울들에 의한 손실과 파장에 따른 문턱 여기 에너지밀도를 식 (2)를 이용하여 계산한 결과이다. 이 결과는 실제 공진기를 구성하고 있는 거울들의 파장에 따른 손실량인 그림 7의 결과를 반영시키고, 파장에 따른 유도방출 단면적은 J. M. Eggleston의 논문 데이터^[1]를 인용하여 계산한 것이다. 그림에서 790 nm 부근에서 문턱 여기 에너지밀도가 낮아지는 것은 레이저매질의 유도방출 단면적이 790 nm에서 가장 크기 때문이고, 750 nm 이하와 850 nm 이상의 파장에서 다시 낮아지는 것은 공진기를 구성하고 있는 거울들에 의한 손실과 매질의 유도방출 단면적 분포 등에 의해 유기되는 것으로 해석된다. 따라서 750 nm 이하와 850 nm 이상의 파장 영역에서 출력에너지가 다소 증가하는 경향을 나타내는 그림 5와 6의 결과도 그림 8에 의해 일부 납득할 수 있을 것으로 판단된다. 즉, 750 nm 이하와 850 nm 이상의 영역에서 Ti:sapphire 결정의 유도방출 단면적은 작아지지만 공진기를 구성하고 있는 거울들에 의한 손실이 줄어드는 관계로 발진효율이 다시 증가하는 결과를 초래하기 때문에 출력에너지가 다소 증가하는 경향을 나타내는 것으로 해석된다. 그러나 이것은 일반적인 경향이라기 보다는 거울들의 손실량 감소가 레이저 발진에 영향을 줄 수 있는 좁은 파장영역에서만 나타나는 결과로 보는 것이 타당하다고 생각한다. 이상과 같은 결과에 대하여 상호 연관성을 비교해 보기 위하여 그림 9에 그림 8의 18% 출력거울에 대한 문턱 여기 에너지밀도와 그림 6의 3 mJ 여기에너지에서 출력된 레이저 에너지를 함께 나타낸다.

복굴절 필터를 사용하지 않은 경우, 이득매질에 흡수된 에너지는 매질이 가질 수 있는 이득대역폭 안의 모든 발진 파장에 기여하게 되고, 공진기를 구성하고 있는 거울의 반사율에 의존하여 출력 스펙트럼 영역이 결정되어 그림 2 및 3과 같은 결과를 얻게 된다. 그러나 복굴절 필터를 사용하는 경우에는, 실험 결과에서도 알 수 있듯이, 이득매질에 흡수된 여기에너지가 선택되어진 파장에서만 발진에 기여하여 레이저의 파장 가변영역을 넓히고, 파장에 따른 출력 변동이 비교적 적은 결

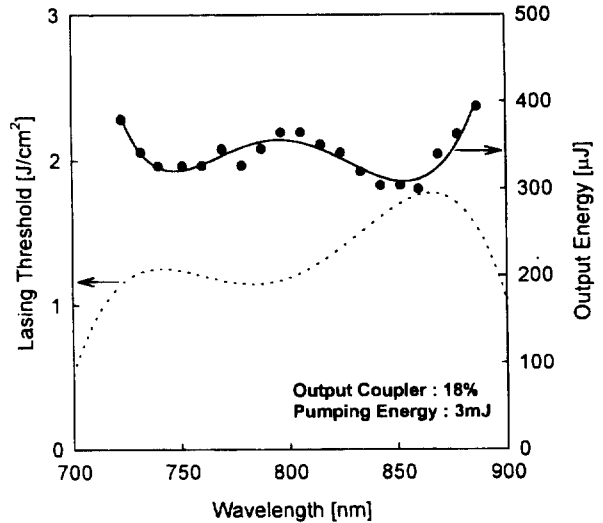


그림 9. 3 mJ의 여기에너지와 반사율 18%인 출력거울에서 문턱 여기 에너지밀도와 출력특성

과를 얻게 된 것으로 생각한다. 결과적으로, 파장 가변영역이 넓고 파장에 따른 출력에너지의 변동이 작은 Ti:sapphire 레이저는 거울들의 반사율과 여기에너지 관계에 의해 크게 영향을 받으므로 근본적으로 매질의 유도방출 단면적 분포가 고려된 넓은 스펙트럼 영역에 대하여 균일한 반사율을 갖는 거울들을 사용해야 하고, 파장선택의 용이성과 발진효율 및 출력 변동율의 개선효과를 동반하는 복굴절 필터를 파장 선택 소자로 사용하는 것이 바람직하다고 판단된다.

IV. 결 론

소형 고강도 고체레이저 시스템에 사용될 Nd:YAG 레이저 제2고조파로 여기되는 Z자형 공진기 구조의 펄스동작 Ti:sapphire 레이저 발진기가 개발되었다.

반사율 18%의 출력거울과 3 mJ의 여기에너지에서 출력 스펙트럼은 90 nm의 반치폭을 갖고, 740~860 nm에 걸쳐 레이저가 출력되어 약 120 nm에 이르는 파장가변 특성을 보였다.

두 장의 석영판으로 구성된 복굴절 필터를 사용하여 파장 가변특성을 측정하였다. 임의의 파장 영역에서 4 nm의 스펙트럼 반치폭에 365 μJ의 출력에너지를 얻어 복굴절 필터를 사용하지 않았을 때 전 파장 영역에서 822 μJ의 에너지를 얻은 것과 비교하여 약 10배의 발진효율 개선효과를 나타내었다. 파장 가변영역은 출력에너지의 변동율이 최대 ±10%를 넘지 않는 범위에서 720~880 nm까지 약 160 nm로 넓어지는 결과를 보였다.

결과적으로 파장 선택소자로 복굴절 필터를 사용하는 것이 파장 선택의 용이성과 발진효율 및 출력 변동율의 개선효과를 유도하고, 어느 정도까지는 파장 가변영역도 넓힐 수 있는 효과적인 한 가지 방법이 될 수 있는 것으로 판단된다. 그러나 근본적으로 파장 가변특성을 개선하기 위해서는 넓은 스펙트럼 영역에 대하여 균일한 반사율을 갖는 거울을 사용해야 할 것으로 생각한다.

참고문헌

[1] P. F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am.* **B3**, 125 (1986).
 [2] A. Sanchez, A. J. Strauss, R. L. Aggarwal, and R. E. Fahey, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, 995 (1988).
 [3] J. M. Eggleston, L. G. DeShazer, and K. W. Kangas, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, 1009 (1988).
 [4] Walter Koschner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer-Verlag, Berlin, 1996).
 [5] H. Samelson, J. C. Walling, T. Wernikowski, and D. J. Harter, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, 1167 (1988).
 [6] S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, and H. W. Newkirk, *J. Appl. Phys.* **66**, 1051 (1989).
 [7] T. T. Basiev, S. B. Mirov, and V. V. Osiko, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, 1052 (1988).
 [8] T. T. Basiev, V. A. Konyushkin, S. B. Mirov, V. V. Ter-Mikirtychev, and V. V. Fedorov, *Opt. Spectrosc.* **74**, 721 (1993).
 [9] M. Funayama, K. Mukaiyama, T. Okada, M. Maeda, N. Tomonaga, J. Izumi, K. Matsuda and Y. Hasegawa, *Rev. Laser Eng.* **20**, 752 (1992).
 [10] K. Naganuma, G. Lenz, and E. P. Ippen, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-28**, 2142 (1992).
 [11] G. Holton and O. Teschke, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-10**, 577 (1974).
 [12] A. L. Blom, *J. Opt. Soc. Am.* **64**, 447 (1974).
 [13] 김병태, 이형권, *한국광학회지* **7**, 390 (1996).

Wavelength tuning at a pulsed Ti:sapphire laser with a birefringent filter

Byung-Tai Kim and Hyoung-Kwon Lee

Department of Optical Engineering, Chongju University, Chongju 360-764, Korea

(Received : May 28, 1997)

A pulsed Ti:sapphire laser with a Z-folded cavity, which was pumped by a frequency-doubled Nd:YAG laser, was developed. It shows 120 nm wavelength tuning range from 740 nm to 860 nm with 90 nm FWHM under a pumping energy of 3 mJ with 18% output coupler. Using a birefringent filter, the effective efficiency was improved about 10 times compare to without a birefringent filter. The output energy obtained was 365 μ J with 4 nm FWHM. And the wavelength tuning range was broadened to about 160 nm within an output energy fluctuation of $\pm 10\%$.