

툴룸이 첨가된 플루오르 계열의 광섬유 증폭기의 1.47 μm 증폭 대역에 대한 모델링과 분석에 대한 연구

이원재 · 민범기 · 박재형 · 박남규

서울대학교 전기공학부

(2000년 2월 22일 받음, 2000년 6월 7일 수정본 받음)

본 논문에서는 1.47 μm 증폭대역을 구현하는 툴룸이 첨가된 플루오르 광섬유 증폭기(Thulium doped fluoride fiber amplifier : TDFFA)를 수치 해석적 방법으로 모델링하였다. 본 모델은 상위변환(upconversion) 펌핑 방식을 도입하였고, 0.8 μm, 1.4 μm, 1.9 μm, 2.3 μm 등의 다양한 전이 대역이 존재하는 Tm³⁺ 이온을 모델링하기 위하여 6개의 에너지 준위에 대한 비율식과 관계된 전이과정들을 고려하는 전파식을 사용하였고 트랜스버스 모드와 파워의 전방과 후방 전파를 고려하였다. 본 모델은 쥐드-오펠트(J-O) 이론, 에너지 캡 범칙, 맥콤보 관계 등을 이용하여 구한 TDF의 분광 파라미터들을 사용하였다. 시뮬레이션 결과는 이득과 잡음지수 등이 기존의 실험 결과와 비교하여 잘 부합된 결과를 보인다.

OCIS codes : 000.4430, 060.2320.

I. 서 론

최근 인터넷 등을 포함하는 데이터통신 수요의 폭발적인 증가 추세로 인하여 대용량 광전송시스템은 지속적인 용량 확대가 요구되고 있다. 그런데 현재의 파장 분할 다중화(Wavelength Division Multiplexing : WDM) 방식의 전송시스템에서 에르븀이 첨가된 광섬유 증폭기(Erbium Doped Fiber Amplifier : EDFA)의 한정된 증폭대역은 용량 확대의 제한 요소가 되고 있다. 따라서 EDFA의 증폭 대역과 호환되는 새로운 증폭 파장 대역을 가지는 차세대 증폭기에 대한 관심이 고조되고 있다.

이러한 차세대 증폭기에 대한 연구는 광통신에서 사용이 가능한 전이대역이 있는 다른 희토류 이온, 즉 1.3 μm 대역의 Pr³⁺나 1.4 μm 대역의 Tm³⁺ 이온, 이 첨가된 광섬유 증폭기를 도입하거나 전송로에서 라만 증폭 개념을 적용하여 WDM전송에 사용할 수 있는 새로운 파장 윈도우를 개척하고 EDFA와 결합하여 전송 가능한 파장대역을 확대하는 방향으로 진행되고 있다.^[1-3]

그 중에서 TDFFA(Thulium Doped Fluoride Fiber Amplifier)는 툴룸 이온이 가지는 0.8 μm, 1.4 μm, 1.9 μm, 2.3 μm 등의 다양한 전이 대역 중에서 광통신에 사용 가능한 1.46 μm ~1.50 μm의 S⁺ 대역의 증폭 특성을 이용한다. 이 대역은 OH⁻ 이온의 산란 첨두를 제거하는 근래의 광섬유 제조공정의 발전에 힘입어 1.3 μm~1.6 μm의 대역에서 완만한 저손실 특성을 가지는 광섬유가 개발된 후 손실 제한이 완화되었고 기준의 1.5 μm 대역에서 4광파 혼합(Four Waves Mixing)의 위상 정합현상으로 인한 채널들간의 신호누화가 시스템 성능의 열화를 초래하는 분산 천이 광섬유(Dispersion Shifted Fiber : 이하 DSF)가 포설된 시스템에서도 장점을 지니고 있다.

80년대 말에 대두된 TDFA의 초기 연구는 자가 종료 시스템으로 동작하는 S⁺ 대역의 낮은 효율을 향상시키는 방향으로

집중되었다. TDFA가 S⁺ 대역 증폭 특성을 가지고 하기 위하여, 적당한 에너지 준위를 가지는 홀뮴(Ho³⁺)과 터븀(Tb³⁺) 등을 함께 첨가하여 생존시간의 역전을 이루어 안정적인 4-레벨 레이저 시스템으로 동작시키는 방법과, 1.4 μm 대역과 1.9 μm 대역 전이를 동시에 강제하여 0.8 μm 전이를 억제하고 1.4 μm 전이의 하위 에너지 준위를 밀도감소하는 병렬 과정을 이용하는 방법과, 1.06 μm 주변의 파장을 가지는 상위 변환 펌핑을 사용하는 방법 등이 제안되었다.^[4-6]

그 중 1990년대 중반에 도입된 상위 변환 펌핑 방식은 가장 우수한 성능을 보여, 1998년도에는 25 dB 이상의 소신호 이득과 35 nm 이상의 3 dB bandwidth를 가지는 TDFA를 이용하여 8채널 WDM을 120 km 전송한 실험이 발표되었고, 1999년에는 TDFA와 C-L band EDFA를 병렬 구조로 결합한 1.45 μm ~1.65 μm 대역에서 3개의 전송 윈도우를 가지는 실험과 라만 광섬유 증폭기와 병렬 구조로 결합한 실험등이 발표되어 초광대역 증폭의 가능성이 제시되었다. 그리고 1.48 μm ~1.52 μm의 이득 대역을 가지는 GS-TDFA(Gain-Shifted TDFA)가 발표되는 등 TDFA가 제공하는 새로운 전송 윈도우에 대한 다양한 탐색이 진행되었다.^[7-10] 그러나 S⁺ 대역 TDFA는 복잡한 전이과정과 난해한 파라미터 추출 과정등의 이유로 실험 결과들과 상응하는 이론적인, 또는 수치적인 해석은 최근 까지 거의 연구되지 않았고 따라서 실제 시스템에서의 정확한 예측이 불가능하여 실용화의 큰 난점이 되고 있다.

본 연구에서는 최초로 실제 시스템에의 적용 시 예측과 최적화가 가능한 TDFA의 수치 해석적 모델을 제시하고 기준의 실험 결과들과 비교하여 모델링의 타당성을 검증하였다. 본 모델에서는 1.47 μm 증폭과 직간접적으로 연관된 여러 개의 전이 영역을 고려한 비율식들과 전파식들을 사용하여 시뮬레이션 하였고, 여기서 사용된 파라미터들은 기존의 실험에서 측정된 값들과 알려진 이론을 통하여 계산된 값들 중에서 타당

성을 검증하여 사용하였다. 그리고 본 파장영역 모델은 도핑 프로파일, 모드 필드, 전-후방으로 진행하는 펌프와 ASE (amplified spontaneous emission)의 영향도 고려하였다.

본 논문은 다음의 순서로 구성된다. 먼저 II장에서는 시뮬레이션에 사용된 TDFA의 모델링에 대해 구체적인 방법론을 논하고, III장에서는 모델링의 파라미터로 사용된 툴롭이 첨가된 광섬유(thulium doped fiber : TDF)의 분광학적 자료들을 구한 방법과 도입된 이론들을 설명한다. 그리고 IV장에서는 시뮬레이션을 통하여 얻은 결과를 설명하고 실험 결과들과 비교하여 본 모델링의 타당성을 검증하고, V장에서는 본 논문의 결론을 보인다.

II. 시뮬레이션 모델

본 모델링의 목적은 TDFA의 1.47 μm 주변 대역의 증폭기 특성의 해석과 효율 향상에 영향을 주는 요소를 추출함으로서 실제 광통신 시스템에의 적용가능성을 증대시키는 것이므로 가장 효율이 좋은 중심파장이 1064 nm 펌프를 사용하는 구조를 중심으로 기술하였다.

그림 1은 Tm³⁺의 각 에너지 준위에서 모델링에 고려된 전이과정들을 나타낸 것으로 (a)는 펌프광에 의한 전이 과정이고, (b)는 신호광 또는 ASE의 발광전이들을 나타낸 것이다. 원자 시스템에서 레벨 i의 에너지 준위에서의 밀도는 N_i(i = 0, 1, 2, 3, 4, 5)로 표기하였다. N₀은 ³H₆, N₁은 ³F₄, N₂는 ³H₅, N₃은 ³H₄, N₄는 ³F₂와 ³F₃, N₅는 ¹G₄ 레벨에 해당한다. III.2절의 결과에서 ³F₂와 ³F₃ 레벨은 매우 근접해있고 ³F₂의 밀도 값은 급격한 다중-포는 감쇄로 인하여 거의 순간적으로 ³F₃ 레벨로 떨어지므로 하나의 레벨로 취급하였다. 툴롭 이온은 다양한 전이 과정이 존재하는데 그 중에서 N₃과 N₁의 전이가 1.47 μm 주변 대역이고, N₁과 N₀이 1.9 μm 대역, N₃과 N₂가 2.3 μm 대역, N₃과 N₀이 790 nm 대역, N₅와 N₀이 470 nm 대역에 해당한다. 일반적으로 레벨 1의 생존시간은 레벨 3보다 10배 정도로 커서 N₃-N₁ 전이는 자가 종료 시스템으로 동

작하여 레이저나 증폭기의 특성을 가질 수 없으나 상위변환 펌핑 개념을 도입하면 N₃-N₁의 밀도 반전이 성취된다.^[6] 그림 1(a)의 1064 nm 상위 변환 펌핑 구조에서의 펌프광에 의한 전이과정을 간단히 설명하면 다음과 같다.: 펌프광은 N₀→N₂로 Tm³⁺ 이온을 여기하고, 여기된 N₂는 주로 비발광 감쇄 과정을 통해 N₁로 전이된다. N₁은 펌프광에 의해 N₄로 전이되는 과정이 존재하고, N₄는 대부분 비발광 감쇄 과정을 통해 N₃으로 전이된다. 그리고 펌프광에 의한 N₃에서 N₅로의 전이 과정이 존재한다. 펌프 광원으로는 Nd:YAG 나 Nd:YLF 레이저 또는 Yb³⁺이 도핑된 광섬유 레이저를 사용할 수 있다.

그리고 플로오르 계열의 클래스 호스트에서 툴롭 이온이 각각의 ³H₆, ³F₄, ³H₅, ³H₄, ³F₂, ³F₃, ¹G₄의 에너지 준위에서 모델링에 고려된 발광 전이들을 그림 1(b)에 나타내었다. 1470 nm 주변 대역의 전이는 여기상태 과정이므로 원자 시스템내의 다른 레벨들에서의 밀도분포에 영향을 받고 신호 대역 이외의 전이 대역에서 발생하는 ASE도 밀도분포에 영향을 주기 때문에 가능한 전이들을 고려하여야 했다. 그리고 툴롭에서 ¹G₄의 상위 에너지 준위인 ¹D₂, ¹I₆, ³P₀, ³P₁, ³P₂ 등이 존재하지만 1064 nm 펌핑 구조이므로 상위 에너지 준위의 밀도 분포는 무시할 수 있었다. 그런데 툴롭이 도핑된 플로오르 광섬유에서는 ¹G₄와 ¹D₂의 상위에너지 준위에서의 교차 이완(cross-relaxation) 과정들이 보고되었다. 교차 이완은 Tm³⁺의 농도가 0.5 mol% 이상인 경우에서부터 관측되기 시작하고 농도가 커질수록 강해진다.^[13] 일반적으로 이보다 훨씬 낮은 도핑 농도의 TDF가 제작되고 ¹D₂ 이상의 에너지 준위에서 밀도는 무시할 수 있는 수준이므로 교차 이완 과정은 제외할 수 있었다.

모델은 비율방정식과 전파방정식들을 기반으로 하였고 사용된 파라미터들은 III장에서 계산된 플로오르 호스트에서의 툴롭이온의 분광학적 파라미터를 이용하였다. 그리고 상위변환 펌핑 구조에서 ³H₄↔³F₄의 신호대역을 포함한 발생 가능한 유도 전이 영역들을 고려하였고, 펌프와 신호, ASE를 동시에 풀어나가는 파장 영역 모델을 사용하여 수치 해석적으로 TDFA를 접근하였다. 여기서 서로 다른 파장영역들에서 생성되는 ASE의 전파가 동시에 고려되었다. 이것은 결국 광증폭기 동작에 영향을 준다.

$$\frac{dN_0}{dt} = -(W_{P1} + W_{01} + W_{03})N_0 + (W_{10} + A_{10} + r_1)N_1 + A_{20}N_2$$

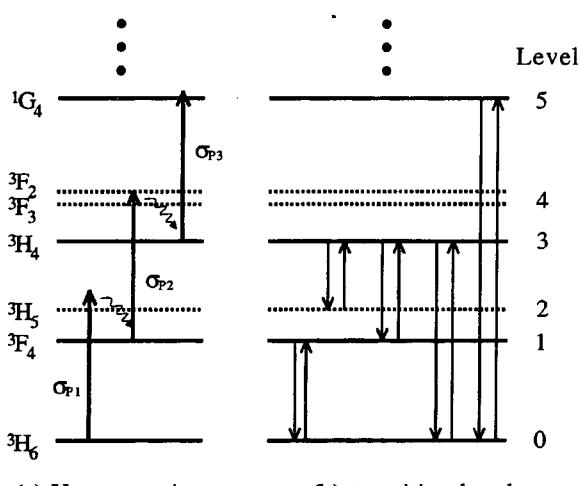
$$+ (W_{30} + A_{30})N_3 + A_{40}N_4 + A_{50}N_5$$

$$\frac{dN_1}{dt} = W_{01}N_0 - (W_{P2} + W_{10} + W_{13} + A_{10} + r_1)N_1 + (A_{21} + r_2)N_2$$

$$+ (A_{21} + r_2)N_2 + (W_{31} + A_{31})N_3 + A_{41}N_4 + A_{51}N_5$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{P1}N_0 - (W_{23} + A_{21} + A_{20} + r_2)N_2 + (W_{32} + A_{32} + r_3)N_3$$

$$+ A_{42}N_4 + A_{52}N_5$$



$$\begin{aligned} \frac{dN_3}{dt} &= \sum_{i=0,1,2} W_{i3} N_i - \left(W_{P3} + \sum_{i=0,1,2} W_{3i} + r_3 \right) N_3 \\ &\quad + (A_{43} + r_4) N_4 + A_{53} N_5 \\ \frac{dN_4}{dt} &= W_{P2} N_1 - \left(\sum_{j=0,1,2,3} A_{4j} + r_4 \right) N_4 + (A_{54} + r_{54}) N_5 \\ \frac{dN_5}{dt} &= W_{P3} N_3 - \left(\sum_{k=0,1,2,3,4} A_{5k} + r_5 \right) N_5 \end{aligned} \quad (1-6)$$

각 준위에서의 밀도치 N_i ($i = 0, 1, 2, 3, 4, 5$)에 대한 비율식들은 다음의 식 (1-6)으로 표현된다.

그리고 전체 밀도치 N (단위 부피당 Tm^{3+} 이온의 개수)은 식 (7)로 나타난다.

$$N = N_0 + N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 \quad (7)$$

식 (1-6)에서 유도전이율 W_{ij} 와 펌프흡수율 W_{P1}, W_{P2}, W_{P3} 은 식 (8-11)로 표현된다.

$$\begin{aligned} W_{ij} &= \int_{\lambda} \frac{\Gamma(\lambda) \sigma_{ij}^a(\lambda) P(\lambda)}{h\nu A_{eff}(\lambda)} d\lambda, \quad (i < j) \\ W_{ij} &= \int_{\lambda} \frac{\Gamma(\lambda) \sigma_{ij}^a(\lambda) P(\lambda)}{h\nu A_{eff}(\lambda)} d\lambda, \quad (i > j) \\ W_{P1} &= \int_{\lambda} \frac{\Gamma(\lambda) \sigma_{P1}^a(\lambda) P(\lambda)}{h\nu A_{eff}(\lambda)} d\lambda \\ W_{Pk} &= \int_{\lambda} \frac{\Gamma(\lambda) \sigma_{Pk}^a(\lambda) P(\lambda)}{h\nu A_{eff}(\lambda)} d\lambda, \quad (k = 2, 3) \end{aligned} \quad (8-11)$$

여기서 $i < j$ 인 경우에 W_{ij} 는 레벨 i 에서 j 로의 흡수에 의한 전이율이고, $i > j$ 인 경우는 레벨 i 에서 j 로의 방출에 의한 전이율이다. σ_{aj} 는 레벨 i 와 j 의 흡수 크로스-섹션(absorption cross section)이고, σ_{ij}^e 는 방출 크로스-섹션(emission cross section), σ_{P1}^a 는 펌프의 안정준위(ground state) 흡수 크로스-섹션, σ_{P2}^a 는 3F_4 에서 ${}^3F_2, {}^3F_3$ 으로의, σ_{P3}^a 는 3H_4 에서 1G_4 의 펌프 여기준위(excited state) 흡수크로스-섹션이다. $\Gamma(\lambda)$ 는 오버랩 계수이고, $A_{eff}(\lambda)$ 는 유효면적, $P(\lambda)$ 는 펌프와 신호, ASE 가 모두 포함된 광파워이고 이 값들은 모두 파장 λ 에 대한 함수이다. A_{ij} ($i > j, 0 \leq i \leq 5, 0 \leq j$)는 III.1절에서 J-O 이론을 통해 얻은 자연방출율(spontaneous emission rate)이고 r_i ($i = 1, 2, 3, 4, 5$)는 레벨 i 에서의 비발광전이율(non-radiative decay rate)로 III.2 절에서 얻은 값이다.

평형상태에서 증폭기의 각 섹션에서의 비율방정식의 결과를 이용하여 식 (12)로 표현된 전파방정식의 수치적 해를 구한다. 전파방정식은 전방과 후방으로 진행하는 신호, ASE, 펌프가 모두 고려되었고 횡단면에서의 펌프-신호의 모드 프로파일과 툴롭 이온의 컨파인을 고려하였다. 이는 주어진 경계조건에서 리렉세이션 방법을 적용하여 구현되었다. 따라서 후방 ASE와 후방-양방 펌핑 구조도 해석이 가능하였다.

$$\begin{aligned} \frac{dP^{\pm}(\lambda)}{dz} &= \pm P(\lambda)^{\pm} \Gamma(\lambda) \\ & \left[\sum_{\substack{(j,k)= \\ (1,0)(3,0) \\ (3,1)(3,2)}} (\sigma_{jk}^e(\lambda) N_j - \sigma_{kj}^a(\lambda) N_k) - \sigma_{P1}^a(\lambda) N_0 - \sigma_{P2}^a(\lambda) N_1 - \sigma_{P3}^a(\lambda) N_3 \right] \\ & \pm 2h\nu \Delta v \Gamma(\lambda) \left(\sum_{i=1,3} \sigma_{i0}^e(\lambda) N_i + \sum_{i=1,2} \sigma_{3i}^e(\lambda) N_3 \right) \mu \alpha(v) P^{\pm}(\lambda) \end{aligned} \quad (12)$$

위 식의 ± 위 첨자에서 각각 +는 전방, -는 후방 진행을 나타내고, $\alpha(v)$ 는 TDF의 백그라운드 손실, Δv 는 호모지니어스 대역폭이다. 그리고 식 (12)의 두 번째 항은 두 개의 편광 상태를 고려하여 증폭기의 단위 길이에서 생성되는 자연 방출을 나타낸 것이다.^[19]

그리고 계단-글꼴률 광섬유에 대한 베셀 해를 이용하여 결정한 트랜스버스 모드의 세기 프로파일과 도핑 프로파일등을 사용하여 오버랩 계수 Γ 와 유효면적 A_{eff} 를 구하였다.^[11,12] 얻어진 결과는 도파로 구조를 변경하지 않는 간단한 구조에서는 많은 연산 시간을 요하는 방사상 적분과 비교하여 효과적인 해석방법이 된다. 이 계산에 사용된 플로오르 글래스에서의 이론적인 임계 파장(cutoff wavelength) λ_c 는 $2 \times a \times NA \times 1.3062 \times 10^3$ (nm)이고 여기서 a 는 코어반지름, NA는 numerical aperture이다. 여기서 코어의 일정한 부분을 균일하게 도핑한 사각 도핑을 가정하였고, 계산을 통하여 얻은 A_{eff} 와 Γ 는 파장에 대한 함수가 된다.

이상의 과정으로 상위변환 펌핑된 TDFA에서 전이가 발생하는 파장 영역들을 동시에 해석이 가능한 수치 해석 모델을 제안하였다. 또한 본 모델은 양방향으로 진행하는 파의 해석이 가능하고 도판트의 컨파인과 모드필드의 영향도 고려되었다.

III. 파라미터 추출

현재 광증폭기의 도핑 호스트로서 주로 사용되는 실리카-옥사이드 계열의 글래스-호스트는 포논 에너지가 ~ 1100 cm⁻¹ 이므로 Tm^{3+} 의 3H_4 에서 3F_4 전이 영역에서는 주로 비발광 감쇄가 발생하여 발광이 관측되지 않는다. 이러한 이유로 Tm^{3+} 의 1400 nm 대역의 형광을 관측하기 위해서는 주로 포논 에너지가 ~ 500 cm⁻¹인 플로오르 계열의 글래스가 사용된다. 따라서 본 연구에서는 fluoro-zirconate 계열의 광섬유를 중심으로 파라미터를 추출하였다.

3.1. 발광전이 파라미터

먼저 발광전이 파라미터인 자연방출 확률, 생존시간, 분배율 등은 쥬드와 오펠트에 의하여 독립적으로 제안된 이론(Judd-Ofelt theory)에 의한 세기 모델에 의해서 계산된다. 이 과정은 널리 알려져 있으므로 간략히 설명하도록 한다. 먼저 툴롭은 란탄족 계열이므로 $J = 3$ 이고 전기 쌍극 전이(electric dipole transition)에 대한 선택률은 $\Delta J = \pm 1$, $\Delta S = 0$, $|\Delta L| \leq 2J$

이다. 그리고 J-O 이론에서 전기쌍극 라인 스트렝스 S_{ed} 는 식 (13)으로 나타나고 세기 파라미터 Ω_t 와 랭크 t 인 단위 텐서 연산자 $U(t)$ ($t = 2, 4, 6$)의 축소 행렬 요소들로 표현된다. 자유 이온 아이겐스테이트 들이 서로 다른 호스트들 사이에서 매우 작은 변화만을 보이므로 텐서 $U^{(t)}$ ($t = 2, 4, 6$)의 축소 행렬 요소들은 격자구조에 민감하지 않고, 따라서 호스트의 변화에 무관한 값을 가진다.^[13-15] 그러므로 본 연구에서는 N. Spector 등이 Tm^{3+} 이온을 phosphate와 tellurite 유리 환경에서 계산한 행렬요소들을 사용하였다.^[16] 그리고 희토류 원소에서 전기 사극 전이는 쌍극 전이보다 훨씬 작은 확률을 가지므로 대부분의 경우에 무시된다.

$$S_{ed}(aj, bj') = e^2 \sum_{t=2, 4, 6} \Omega_t (\langle f^n [\alpha SL] J \| U^{(t)} \| f' [\alpha' S'L'] J' \rangle)^2 \quad (13)$$

그리고 자기 쌍극 전이에 대한 선택률은 $\Delta S = \Delta L = 0$, $|\Delta J| \leq 0, \pm 1 (0 \leftrightarrow 0 \text{ 제외})$ 이고, J 준위들 간의 자기 쌍극 전이에 대한 라인 스트렝스 S_{md} 는 식 (14)로 나타난다. 일반적으로 S_{md} 는 호스트의 영향을 적게 받고 상대적으로 작은 값을 가진다고 알려져 있다. 따라서 본 연구에서는 N. Spector 등이 Tm^{3+} 이온을 phosphate와 tellurite glass 환경에서 계산한 결과들을 도입하였다.^[13, 16]

$$S_{md}(aj, bJ') = \frac{e^2 \eta^2}{4m^2 c^2} (\langle f^n [\alpha SL] J \| L + 2S \| f' [\alpha' S'L'] J' \rangle) \quad (14)$$

그리고 레벨 J 에서 레벨 J' 사이의 평균 주파수 $\bar{\nu}$ 인 전이의 오실레이터 스트렝스는 식 (15)에서 S_{ed} 와 S_{md} 의 함수로 표현된다.

$$f(aj; bJ') = \frac{8\pi^2 n \bar{\nu}}{3h(2J+1)e^2 n^2} [\chi_{ed} S_{ed}(aj; bJ') + \chi_{md} S_{md}(aj; bJ')] \quad (15)$$

여기서 χ 는 등방 굴절률 n 을 가지는 매질에서 유효 필드에 대한 교정계수이다. 전기 쌍극 전이에 대한 χ_{ed} 는 $n(n+2)/9$ 로 주어지고 자기 쌍극 전이에 대한 χ_{md} 는 n 이다.

그런데 세기 파라미터 Ω_t ($t = 2, 4, 6$)는 결정 호스트가 4f \rightarrow 4f 발광 전이 확률에 주는 영향을 반영하는 것으로 계산이 난해하므로 식 (16)으로 특정 이온과 host 상황(여기서는 Tm^{3+} 와 fluorozirconate glass)에서 측정된 흡수 계수 적분 값을 이용하여 실험의 오실레이터 스트렝스 f_{exp} 값을 구하고 계산된 f 값들을 최소 자승 피팅 함으로서 Ω_t 를 결정한다.^[13, 17] 위의 과정으로 $\Omega_2 = 2.80 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\Omega_4 = 1.91 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\Omega_6 = 1.01 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 의 값을 도입한다.

$$f_{exp} = \frac{mc}{\pi e^2 N} \int \sigma(v) dv, \quad \text{여기서 } \sigma(v) = \frac{\ln [I_0(v)/I(v)]}{t} \quad (16)$$

위 식에서 m 은 전자의 질량, e 는 전자의 전하량, c 는 빛의 속도, N 은 단위 부피당(cm^{-3}) 이온의 개수이고 대상 글래스의 밀도를 측정함으로서 얻을 수 있다. 또 $\int \sigma(v) dv$ 는 흡수계수의 파장에 대한 적분값이고 t 는 흡수 선 길이이다.

그리고 Ω_t 를 이용하면 각각의 J 에서 J' 전이에 대한 자연방출확률 $A(aj, bJ')$ 은 식 (17)로 얻어진다.

$$A(aj, bJ') = \frac{64\pi^4 v^{-3}}{3(2J+1)hc^3} (X_{ed} S_{ed} + X_{md} S_{md}) \quad (17)$$

또 자연방출확률 $A(aj, bJ')$ 는 발광 생존시간 τ_R 과 식 (18)의 관계를 가진다.

$$\tau_{R_i} = \frac{1}{\sum_j A(i, j)} \quad \text{for } SLJ \text{ excited state} \quad (18)$$

표 1은 모델링 파라미터로 사용된 ZBLALi 클래스의 각 에너지 준위에서의 전이에 대한 $A(aj, bJ')$ 들의 값을 나타낸다.

3.2. 비-발광전이 파라미터

여기 준위 i 의 생존시간 τ_i 는 식 (19)로 표현된다.

$$\frac{1}{\tau} = \sum_j A_{ij} + W_{NR} + W_T \quad (19)$$

여기서 A_{ij} 는 발광 전이 확률이고 그것의 Σ 항은 모든 종료 준위 j 에 대한 합으로 발광생존시간의 역수이다. 그리고 W_{NR} 는 다중-포논 방출에 의한 비-발광 감쇄율이고 W_T 는 에너지 전환율이다.

비-발광 감쇄율 W_{NR} 을 계산하는 방법으로 크리스탈과 클래스에서 유용한 에너지 캡 범칙인 $W_{NR} = Ce^{-\alpha DE}$ 를 이용하였다.^[13, 14, 17] 이 식에서 C 와 α 는 호스트 물질에 의하여 결정되는 양의 상수이고 ZBLALi와 매우 유사한 조성의 ZBLA에서 온도 80 K에서 M. D. Shin등이 측정한 C 와 α 값을 도입하였다. 이 경우 C 는 $1.88 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ 이고 α 는 $5.77 \times 10^{-3} \text{ cm}^3$ 이다. 그리고 ΔE 는 여기준위 i 와 다음 하위준위의 최소 스타크 레벨 사이의 에너지 차이이다. 그리고 단일 주파수를 가지는 포논을 고려한 현상학적 모델에서 비-발광 감쇄율의 온도 의존성은 식 (20)의 관계를 가진다.^[17]

$$W_{NR}(T) = W_{NR}(0) \left(1 - e^{-\frac{h\omega}{KT}} \right)^{-P} \quad (20)$$

표 1. 각각의 전이대역에서 자연방출확률^[6, 11]

Transition	Average frequency (cm^{-1})	A (s^{-1})	Transition	Average frequency (cm^{-1})	A (s^{-1})
${}^3H_4 \rightarrow {}^3H_6$	5833	172.4	${}^3F_2 \rightarrow {}^3H_6$	15214	411.9
${}^3H_5 \rightarrow {}^1H_6$	8356	208.7	3H_4	9381	326.9
3H_4	2523	1.3	3H_5	6858	169.7
${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$	12642	702.8	3F_4	2572	8.5
3H_4	6809	73.3	3F_4	644	0.0
3H_5	4286	26.8	${}^1G_4 \rightarrow {}^3H_6$	21356	676.3
${}^3F_3 \rightarrow {}^3H_6$	14570	1456.2	3H_4	15523	109.7
3H_4	8737	73.6	3H_5	1300	492.9
3H_5	6214	197.4	3F_4	8714	150.8
3F_4	1928	2.8	3F_3	6786	35.2
			3F_2	6142	11.2

표 2. Tm^{3+} 의 각 준위에서 next lower level과의 에너지 갭(ΔE)과 W_{NR} (300 K)

State	Energy gap (cm ⁻¹)	WNR (300 K)
3F_4	5400	0.0013
3H_5	2250	1×10^5
3H_4	4150	1.72
3F_3	1750	1.78×10^6
3F_2	550	1.8×10^9
1G_4	5950	5.3×10^{-5}

식 (20)에서 T 는 절대온도, P 는 다중-포논 전이에 연관된 포논의 개수, $\hbar\omega$ 는 이 포논들의 에너지이다. 특히 ZBLA 계열의 클래스에서는 위 식에 주로 영향을 주는 가장 큰 에너지를 가지는 포논은 $\hbar\omega$ 가 약 500 cm⁻¹ 정도이다. 상온에서는 $W_{NR}(300\text{ K}) \approx 2.3 \times W_{NR}(80\text{ K})$ 의 보정값을 가지고 각 준위에서의 값은 표 2에 나타내었다.^[13]

주로 도핑 농도에 의해 좌우되는 에너지 변환율 W_T 는 기존의 연구에서 1 mol% 이상의 높은 도핑 상황에서 관측되었고, 3F_3 , 3F_2 의 여기준위와 그 보다 높은 1I_6 , 1D_2 , 1G_4 등의 에너지 준위에서 큰 영향을 준다고 보고되었다. 본 연구에서는 저 농도의 TDF를 대상으로 하므로 상위 레벨들의 생존시간의 감소가 증폭기 동작에 주는 영향이 미미하여 무시할 수 있었다. 그리고 농도가 증가함에 따라 증대되는 에너지 변환율과 연관된 thermalization process, 교차이완 프로세스도 무시하였다.

3.3. 크로스-섹션

클래스의 조성은 회토류 도판트의 용해도에 변화를 주고, 이와 관련된 각 도판트의 전이대역에서의 형광 생존시간, 안정준위와 여기준위의 흡수, 방출 크로스-섹션 등을 변화시킨다.^[18] 그런데 조성이 매우 유사한 fluoro-zirconate 계열의 ZBLAN, ZBLALi, ZBLANP, ZHBLYANLiP등의 광섬유들은 형광 생존시간, 분배율, 안정준위와 여기준위의 흡수, 방출 크로스-섹션이 상당히 유사한 값을 가지게 된다. 특히 크로스-섹션은 측정 시 실험적인 오차가 상당히 수반되고 특정 조성에 대해 Tm^{3+} 이온의 모든 전이의 크로스-섹션이나 세기가 조사된 결과가 없으므로 각각의 전이 대역에 대해 비슷한 조성의 호스트들의 크로스-섹션들을 결합하고 비교하는 것이 충분한 근거를 가지며 증폭기로서 특성을 모델링하기에 큰 무리가 없다고 여겨진다.

측정된 세기를 사용하여 식 (21)의 관계를 이용하여 상당히 정확한 크로스-섹션값을 직접 예측할 수 있다.^[13, 19]

$$\sigma_{a,e}(\lambda) = \frac{\lambda_s^4}{8\pi cn^2 \tau_{rad} \Delta \lambda_{eff}^{a,e}} I_{a,e}(\lambda),$$

$$\text{여기서 } \Delta \lambda_{eff} = \int I_{a,e}(\lambda) d\lambda \quad (21)$$

식 (21)에서 n 은 매질의 굴절률이고 $\Delta \lambda_{eff}$ 는 유효 선폭이고 $I_{a,e}(\lambda)$ 는 측정된 흡수, 방출 세기가 단위 피크를 가지도록 정규화 된 흡수, 방출 스펙트럼이다.

표 3. 도입된 흡수 크로스-섹션(σ_a)과 방출 크로스-섹션(σ_e)

Transition	σ_a	σ_e
$^3H_4 \leftrightarrow ^3H_6$	[23], [18]*	[23], [18]**
$^3H_5 \leftrightarrow ^1H_6$	[6]*, [18]*	×
$^3F_4 \leftrightarrow ^3H_6$	[18]*, [24], [25]**, [26]	[18]**, [24], [25]*, [26]
$^3H_4 \leftrightarrow ^3F_4$	[25]**	[25]*
$^3H_4 \leftrightarrow ^3H_5$	[25]**	[25]*
$^3F_4 \leftrightarrow ^1F_2, ^3F_3$	[6]^ (at 1064 nm)	×
$^3H_4 \leftrightarrow ^1G_4$	[6]^ (at 1064 nm)	×

첨자가 없는 것 : 발표된 크로스-섹션 값, ^ : 발표된 추정값 * : intensity profile에서 식 (21)로 계산된 크로스-섹션 값, ** : 식 (22)의 McCumber 관계로 구한 크로스-섹션 값, [6] : fluoride, [18] : fluorophosphate, [23], [24], [25] : ZBLAN, [26] ZBLYAN.

그리고 흡수와 방출 크로스-섹션의 관계를 이용하는 방법 중에서 Fuchtbauer Ladenburg 관계는 스타크 분리된 서브레벨들이 동일하게 반전되거나 동일한 전이 확률을 가진다는 전제가 있으므로 열 에너지 kT 이상으로 서브레벨의 에너지가 분산되어 있는 경우에는 크로스-섹션 비 $\eta^{peak} (= \sigma_e^{peak}/\sigma_a^{peak})$ 가 실제 값과 큰 오차를 보이므로 식 (21)로 얻어진 크로스-섹션을 이용하여 F-L의 가정이 필요 없는 식 (22)의 McCumber relation을 사용하면 정확한 크로스-섹션들의 조합을 구할 수 있다.^[19-22]

$$\frac{\sigma_{em}(\nu)}{\sigma_{abs}(\nu)} = \frac{Z_1}{Z_2} e^{(E_{12}-h\nu)/kT} = e^{(\epsilon-h\nu)/kT} \quad (22)$$

위 식에서 ϵ 은 두 준위들 사이의 평균 전이에너지이고 스타크 성분들의 위치로부터 계산된다.

사용된 크로스-섹션들의 근거는 표 3에 정리되어 있다. 같은 전이에서 약간 다른 조성의 실험 데이터가 복수로 존재하는 경우에 각각의 크로스-섹션들을 유도하여 비교한 결과는 대단히 유사하여 타당성이 확인되었다.

IV. 시뮬레이션 결과

이상에서 논의된 모델링을 이용한 시뮬레이션 결과들과 기존의 발표된 실험 결과를 비교하여 타당성을 검증하였다.

그림 2는 Tm^{3+} 의 농도가 2000 ppm인 길이 10 m의 TDFA를 100 mW의 파워로 전방 펌핑시 파장이 1470 nm인 -30 dBm의 입력 신호를 가했을 때의 단일 채널 증폭 스펙트럼을 나타낸다. 광섬유 쿠아 반지름은 2 μm , NA는 0.27, 임계 파장은 1.39 μm 이고 사각도핑을 가정하였다. 그림 2(a)는 전체 파장 원도우에서의 출력 스펙트럼이고 그림 2(b)는 1470 nm 주변의 증폭 영역을 확대한 그림이다. 그림 2(a)에서 790 nm 직접 펌핑시 문제가 되는 800 nm 주변 대역의 ASE 포화가 억제됨을 볼 수 있고, 그림 2(b)에서 입력 신호는 20 dB의 이득을 얻어 증폭기로 동작함을 확인할 수 있다. 이 경우는 TDF 전체 길이에서 N_3 과 N_1 의 밀도반전이 잘 유지된 상태로 W_{p2} 가 W_{10} 보다 크므로 1.9 μm 대역의 ASE도 억제됨을 보인다. 그러나 길이나 펌프 파워 등을 조절하여 완전반전이 유지되지 않는 부분이 생기면 1.9 μm 대역의 ASE의 양이 증가함을 시뮬

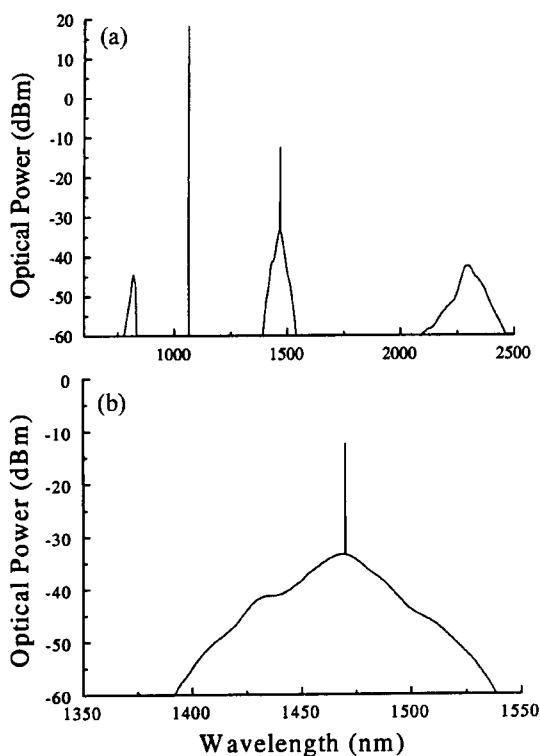


그림 2. 단일신호 입력시 (a) 시뮬레이션에서 고려한 전체 파장 영역의 스펙트럼, (b) 1.47 μm 주변대역의 스펙트럼.

레이션을 통하여 확인하였다.

그림 3은 펌프 파워의 변화에 따른 이득과 잡음 지수(Noise figure)의 변화를 T. Komukai의 단일 채널 증폭 실험과 비교한 것이다.^[6] 실험에 사용된 값을 기준으로 광섬유 파라미터와 시뮬레이션 동작조건(펌프의 종류, 파장, 파워, 신호의 파장, 파워 등)을 결정하였고 그림 2에서 사용된 값과 동일하다. 그림 3(a)는 펌프 파워의 증가에 따른 이득의 변화에 대한 결과로 시뮬레이션과 T. Komukai 실험을 비교한 그림이다. 실험에 사용된 TDF의 농도는 2000 ppm인데 적절한 밀도를 가정하여 단위 부피당 이온개수를 추정하였다. 실험과의 ~3 dB 이득 차이는 도평농도 오차와 수동소자 손실에 기인한다. 그림은 실험과 시뮬레이션의 경향이 잘 부합함을 보이고, 결과는 저포화 영역에서 펌프 파워가 증가함에 따라 이득은 거의 선형으로 증가함을 보인다. 그리고 그림 3(b)는 시뮬레이션으로 얻은 펌프 파워의 증가에 따른 잡음 지수의 변화와 T. Komukai의 실험 결과이다. 시뮬레이션과 실험 결과는 ~1 dB의 차이가 있는데 이는 시뮬레이션에서는 증폭기 내부 잡음지수이고 실험에서는 증폭기 구성에 포함된 여러 소자의 손실 성분이 포함된 외부 잡음지수를 측정하였기 때문이다. 그림 3(b)에서 실험과 시뮬레이션이 펌프 파워의 증가에 대하여 잡음 지수의 변화가 적고 우수한 잡음 지수를 가지는 유사한 경향을 보인다.

잡음 지수는 식 (23)의 정의를 사용하였다.^[19] 이 때 M은 모드의 개수, G는 이득, $\langle n(0) \rangle$ 는 입력 포톤의 평균값, N(z)는 주어진 대역폭에서의 잡음이다. 식 (23)의 첫 번째 항은 신호의 샷 잡음(shot noise)과 비트 잡음(beat noise)에 관한 항

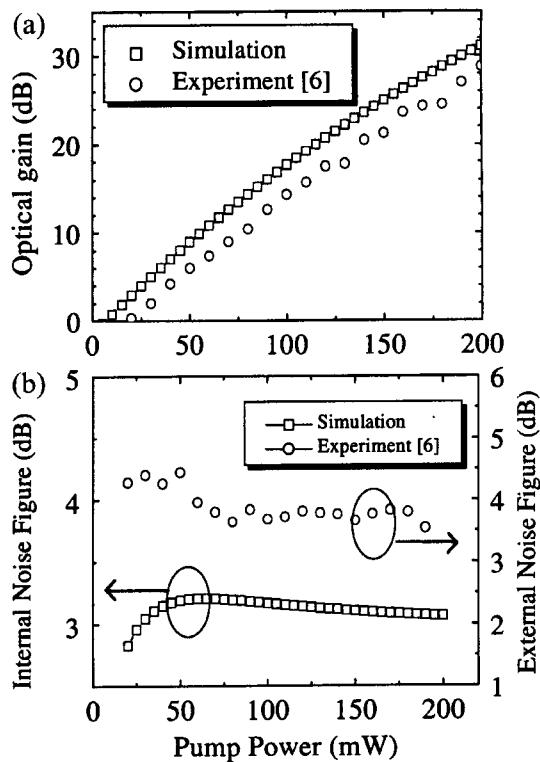


그림 3. (a) 펌프 파워의 변화에 대한 이득의 변화(입력신호의 파워: -30 dBm, 파장: 1470 nm, TDF: 10 m), (b) 펌프 파워의 변화에 대한 잡음지수의 변화.

이고 두 번째 항은 ASE의 비트 잡음, 그리고 세 번째 항은 ASE의 샷 잡음에 관한 항이다.

$$NF_o(z) = \frac{1+2N(z)}{G(z)} + \frac{MN^2(z)}{G^2(z)\langle n(0) \rangle} + \frac{MN(z)}{G^2(z)\langle n(0) \rangle}, \quad N(z) = \frac{P_{ASE}}{2h\nu\Delta\nu} \quad (23)$$

그림 3(b)를 보면 펌프 파워가 아주 작은 영역에서 잡음 지수가 3 dB 이하인 경우가 있다. 이득 $G \gg 1$ 인 조건에서 잡음 지수의 양자 한계는 3 dB인데, 이 경우는 G 가 4-인 경우이고, 밀도 반전을 조사하여 보면 N_3 과 N_1 이 전체 증폭기 길이에 대해서 완전 반전된 상황이고 반전 계수 N_{sp} 가 1에 거의 근접한 값을 가지므로 3 dB이하의 잡음 지수가 가능하다.^[19] 이는 다음의 과정으로 설명될 수 있다. TDF에서 펌프 파워가 작을 때 N_1 과 N_3 의 밀도의 절대값은 매우 작고 완전 반전 상태이다. 반전된 밀도의 절대값이 작으므로 신호는 이득을 적게 얻고 N_3 의 de-excitation의 절대값은 작다. 이 때 펌프의 ESA는 이를 상쇄한다. 따라서 전체 증폭기 길이에 대해 완전 반전 상황이 유지되고 이득은 작다. 그리고 그림 3(b)에서 펌프 파워가 50 mW 이상인 경우는 $G \gg 1$ 인 경우로 펌프 파워가 증가할수록 잡음 지수가 조금씩 감소하는 경향을 보인다. 그 이유는 그림 4에서 길이에 대해 도시한 증폭기 내부 파라미터 N_{sp} 의 결과에서 알 수 있다. 여기서 N_{sp} 는 근사적으로 $N_3/(N_3-N_1)$ 로 표현된다. 그림 4는 펌프 파워가 증가함에 따라 자연 방출 계수 N_{sp} 가 1에 접근함을 보여주는데, 따라서 본

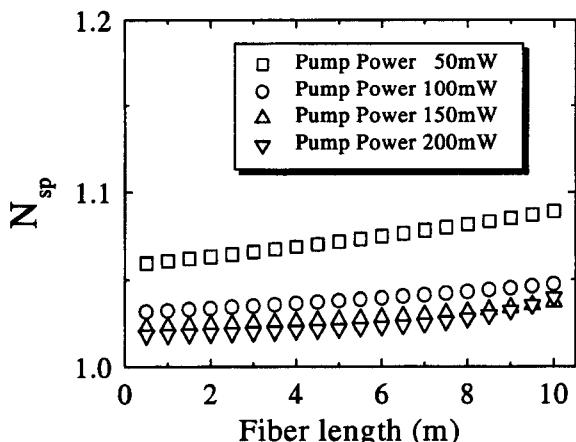


그림 4. 각각의 펌프 조건에서 증폭기 거리에 대한 spontaneous emission factor N_{sp} 의 변화.

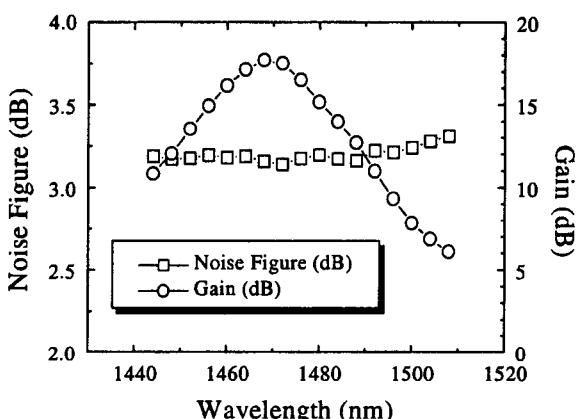


그림 5. (a) 신호 파장의 변화에 따른 이득과 잡음 특성($P_m: -30$ dBm, $P_{\text{pump}}: 100$ mW).

TDFA의 동작조건에서는 $G \gg 1$ 인 영역에서는 펌프 파워가 증가할수록 잡음 지수는 개선된다. 이상의 결과에서 TDFA는 양자 한계에 근접하는 좋은 잡음 지수를 가질 수 있음을 알 수 있다.

그림 5는 단일 채널 신호 파장 변화에 대한 이득과 잡음 특성의 변화를 시뮬레이션 한 것이고, 파라미터는 95년 발표 된 T. Komukai의 실험과 대부분 동일하다.^[6] 펌프파워는 100 mW로 하고 단일 신호의 파장은 1445 nm~1510 nm 범위내의 값을 입력하였다. 파장에 대한 이득 곡선의 시뮬레이션 결과는 실험과 비교하면 전체 경향은 거의 동일하고 약 2~3 dB 정도 크다. 이는 시뮬레이션이 실험에 사용된 커플러 등의 수동 소자와 스플라이스 접점 등의 손실을 고려하지 않았기 때문이다. 그런데 실험의 잡음 지수 경향과 시뮬레이션의 잡음 지수 경향은 매우 다르다. 실험의 잡음지수 경향은 1480 nm 주변에서 최소이고 1470 nm~1480 nm 대역에서 멀어질수록 점점 커지는 경향을 보인다. 그러나 시뮬레이션의 잡음지수 경향은 1485 nm 이하의 단파장에서는 거의 일정하고 1500 nm 이상의 장파장으로 갈수록 커지는 경향을 보인다. 그런데 99년 EL에 발표된 J. Kani 등의 결과와 99년 OAA에 발표된

T. Kasamatsu 등의 결과에서는 잡음 지수가 단파장에서는 거의 일정하다가 1500 nm 이상의 장파장으로 갈수록 커지는 결과가 보인다.^[9,10] 이는 $^3\text{H}_6 \rightarrow ^3\text{F}_4$ 의 안정준위 흡수 꼬리가 1500 nm 부근에서부터 존재하기 때문이다.^[9] 따라서 본 시뮬레이션의 결과가 타당하다고 판단되며 T. Komukai의 실험에서는 입력단(또는 출력단)쪽에 파장의존성이 있는 수동소자가 사용되어 외부 잡음지수가 내부 잡음지수를 왜곡하였다고 판단된다. 이상에서 시뮬레이션 결과는 타당성을 가지며 실제 TDFA의 동작을 잘 근사한다고 판단된다.

V. 결 론

본 논문에서는 여기 준위 전이이고 자가 종료 시스템인 TDFA의 1.47 μm 증폭 대역을 고려하기 위하여 연관된 전이 과정들을 포함하는 파장 영역 개념의 해석 모델을 도입하여 현재까지 가장 좋은 특성을 보이는 상위변환 펌핑 구조를 중점적으로 검토하였다. 본 모델의 파라미터로 사용된 분광학적 자료들은 측정으로 조사된 자료가 매우 부족하고 측정이 매우 어려운 것들도 존재하므로 여러 가지 이론적 배경들을 도입하여 구하였다. 먼저 발광 전이 파라미터는 J-O 이론을 기반으로 결정하였고, 비발광전이율과 각 대역의 크로스-섹션 등은 알려진 이론과 결정 방법, 그리고 실험 결과들을 조합하여 타당한 파라미터를 도출하였다. 그리고 본 모델은 실제의 TDFA 동작을 해석하기 위해서 펌프나 ASE 파워의 역방향 전파와 트랜스버스 모드도 고려되었다. 그리고 IV장에서는 기존의 실험 결과와 비교하여 모델의 타당성을 검증하고 시뮬레이션 결과들을 보였다. 결과는 내부 밀도 반전의 변화 등 실험으로는 도출하기 어려운 증폭기 특성을 보여주었다.

결론적으로 본 논문에서 1.47 μm 대역에서의 TDFA의 동작을 근사하는 수치적 모델을 최초로 소개하고 검증하였고 이를 사용하여 내부 특성을 해석하였다. 본 시뮬레이션 모델을 사용하고 TDFA 증폭기 실험과 병용하면 최적의 증폭기 동작 조건을 결정하고 시스템 적용 시에 발생하는 다양한 현상들을 예측할 수 있으리라 판단된다.

참고문헌

- [1] Y. Nishida, M. Yamada, T. Kanamori, K. Kobayashi, J. Temmyo, S. Sudo, and Y. Ohishi, IEEE J. Quantum Electron. **34**, 1332 (1998).
- [2] J. Kani, T. Sakamoto, M. Jinno, T. Kanamori, M. Yamada, and K. Oguchi, Electron. Lett. **34**, 1118 (1998).
- [3] H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov, M. Ma, and E. Rabarijana, IEEE Photon. Technol. Lett. **11**, 530 (1999).
- [4] R. M. Percival, Elec. Lett. **29**, 1054, (1993).
- [5] R. Allen, L. Esterowitz, and I. Aggarwal, IEEE J. Quantum Electron. **29**, 303 (1993).
- [6] T. Komukai, T. Yamamoto, T. Sugawa, and Y. Miyajima, IEEE J. Quantum Electron. **31**, 1880-1889 (1995).
- [7] J. Kani, T. Sakamoto, M. Jinno, T. Kanamori, M. Yamada, and K. Oguchi, Electron. Lett. **34**, 1118 (1998).
- [8] J. Kani, K. Hattori, M. Jinno, S. Aisawa, T. Sakamoto, and

- K. Oguchi, *Optical Fiber Communications conference '99* (Optical Society of America, San Diego, USA, 1999), WJ2-1.
- [9] J. Kani and M. Jinno, *Electron. Lett.* **35**, 1004 (1999).
- [10] T. Kasamatsu, Y. Yano, and H. Sekita, *10th Optical Amplifiers and Their Applications* (Optical Society of America, Nara, Japan, 1999), PDP1.
- [11] D. Gloge, *Appl. Opt.* **10**, 2252 (1971).
- [12] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson (Ed.), *Erbium Doped Fiber Amplifiers* (Academic Press, San Diego, USA, 1998) Chapter 6.
- [13] J. Sanz, R. Cases, and R. Alcala, *J. Non-crystal. Solids.* **93**, 377 (1987).
- [14] M. J. Weber, *Phys. Rev.* **157**, 262 (1962).
- [15] C. Guery, J. L. Adam, and J. Lucas, *J. Lumin.* **42**, 181 (1988).
- [16] N. Spector, R. Reisfeld, and L. Boehm, *Chem. Phys. Lett.* **49**, 49 (1977).
- [17] M. D. Shine, W. A. Sibley, M. G. Drexhage, and R. N. Brown, *Phys. Rev. B*, **27**, 6635 (1983).
- [18] M. J. F. Digonnet (Ed.), *Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers* (Marcel Dekker, New York, USA, 1993), Chapter 2.
- [19] E. Desurvire (Ed.), *Erbium Doped Fiber Amplifiers* (John Wiley & Sons, New York, USA, 1994), Chapters 2, 4, 5.
- [20] X. Zou, and H. Toratani, *J. Non-crystal. Solids* **195**, 113-124 (1996).
- [21] D. E. McCumber, *Phys. Rev.* **134**, A229 (1964).
- [22] W. J. Miniscalco, and R. S. Quimby, *Opt. Lett.* **16**, 258 (1991).
- [23] J. N. Carter, R. G. Smart, A. C. Tropper, and D. Hanna, *J. Non-crystal. Solids.* **140**, 10 (1992).
- [24] R. M. Percival, D. Szebesta, C. P. Selter, S. D. Perrin, S. T. Davey, and M. Louka, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 489 (1995).
- [25] J. Y. Allain, M. Monerie, and H. Poignant, *Electron. Lett.* **25**, 1660 (1989).
- [26] T. Sakamoto, M. Shimizu, M. Yamada, T. Kanamori, Y. Ohishi, Y. Terunuma, and S. Sudo, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**, 349 (1996).

Theoretical modeling and analysis of thulium doped fluoride fiber amplifier at 1.47 μm band amplification

Won Jae Lee, Bumki Min, Jaehyoung Park, and Namkyoo Park
*Optical Communication Systems Laboratory, School of Electrical Engineering,
Seoul National University, Seoul 151-742, Korea*

(Received February 22, 2000, Revised manuscript received June 7, 2000)

We present a numerical model which enables to analyze 1.47 μm amplification band characteristics for thulium doped fluoride fiber amplifiers. We focused on upconversion pumping scheme, thus many transitions affecting 1.47 μm band amplification was considered simultaneously. Backward propagating waves and transverse mode were also considered in the model. The parameters for modeling were then acquired using published experimental data and related theories such as Judd-Ofelt theory for radiative transition, empirical energy gap law for non-radiative transition, and McCumber relations for cross-sections. The simulation showed well-matched results with experiment and internal dynamics.

OCIS codes : 000.4430, 060.2320.