

論文99-36D-3-10

문턱전류이상에서 구조 및 재료 변수들이 $\lambda/4$ 위상천이 DFB 레이저의 단일모드 이득차에 미치는 영향

(The Effect of Laser Geometry and Material Parameters on the Single Mode Gain Difference in Quarter Wavelength Shifted DFB Lasers above Threshold Current)

李泓錫*, 金洪局**, 金富均**, 李竝浩*

(Hong-Seok Lee, Hong-Kuk Kim, Boo-Gyoun Kim, and ByoungHo Lee)

요 약

주입전류가 문턱전류 이상일 때 선폭증가계수, 구속계수, 내부손실과 레이저의 길이가 $\lambda/4$ 위상천이 DFB 레이저의 단일모드 이득차와 발진주파수의 변화에 미치는 영향에 대하여 체계적으로 연구하였다. 구속계수나 선폭증가계수와 구속계수의 곱으로 주어지는 변수보다 선폭증가계수가 단일모드 이득차 및 발진주파수에 미치는 영향이 크다. 내부손실이나 레이저 길이 각각의 값보다 내부손실과 레이저 길이의 곱으로 정의되는 정규화된 내부손실이 DFB 레이저의 단일모드 이득차 및 발진주파수의 변화에 미치는 영향이 크다. 정규화된 내부손실이 같은 경우에는 내부손실계수보다 레이저의 길이가 동작특성에 미치는 영향이 큼을 알 수 있었다. 또한 양자우물 레이저가 bulk 레이저에 비하여 선폭증가계수가 작기 때문에 구속계수와 정규화된 내부손실 값의 변화에 따른 단일모드 이득차의 감소와 발진주파수의 변화가 작음을 보았다.

Abstract

Systematic studies for the effect of the linewidth enhancement factor, the confinement factor, the internal loss and the cavity length on the single mode gain difference and the frequency detuning are performed for $\lambda/4$ phase shifted DFB lasers above threshold. The above threshold characteristics are mainly determined by the linewidth enhancement factor, not by the confinement factor or the parameter defined by the product of the linewidth enhancement factor and the confinement factor. The normalized internal loss defined by the product of the internal loss and the cavity length mainly determines the above threshold characteristics compared to that of the internal loss or the cavity length alone. The effect of the cavity length on threshold characteristics is larger than that of the internal loss in the case of the same normalized internal loss. The above threshold characteristics of quantum well lasers are more resistant to the variations of the confinement factor and the normalized internal loss than those of bulk lasers due to the small linewidth enhancement factor.

* 正會員, 서울대학교 電氣工學部
(School of Electrical Engineering, Seoul National University)

** 正會員, 崇實대학교 電子工學科
(Department of Electronic Engineering, Soongsil

University)

※ 본 연구는 서울대학교 반도체공동연구소의 교육부
반도체분야 학술연구조성비(과제번호 : ISRC-97-E
-3206)에 의해 수행되었습니다.

接受日字:1998年12月2日, 수정완료일:1999年2月25日

I. 서 론

Distributed feedback (DFB) 레이저는 Fabry-Perot (FP) 형태의 레이저에 비하여 단일모드 동작이 가능하고 선폭이 좁으며 광-전류 (L-I) 특성곡선의 선형성이 우수하기 때문에 대용량 장거리 광통신 시스템과 애널로그 광통신 시스템의 광원으로 많이 사용되고 있다.

무반사 코팅된 양단면을 가지는 균일격자 DFB 레이저는 브래그 파장을 중심으로 양쪽으로 같은 크기의 이득을 필요로 하는 모드에 의한 모드 degeneracy가 발생한다. 이러한 문제를 해결하기 위하여 $\lambda/4$ 위상천이 DFB 레이저가 개발되었다^[1]. 그러나, 이러한 구조에서는 위상천이가 있는 부분의 광세기가 다른 부분에 비해 큰 값을 가지게 되어 spatial hole burning (SHB) 효과가 발생한다. SHB 현상으로 주입 전류의 세기에 따라 레이저에서 발생하는 모드들의 파장과 발전에 필요한 이득값이 달라져 주입전류가 증가할 때 단일모드 이득차가 감소하며 동작파장이 달라지게 된다^[2]. 또한 SHB 현상은 레이저 다이오드의 광-전류 특성곡선의 선형성을 감소시킨다. 광-전류 특성곡선의 선형성은 애널로그 광전송시스템의 특성을 결정짓는 매우 중요한 특성이다. 따라서, 고출력에서 안정된 단일모드 동작을 유지하고, 동작파장의 변화가 작으며 광-전류 특성곡선의 선형성이 우수한 레이저의 구조에 관한 연구는 매우 중요하다.

위와같은 특성을 가지는 레이저를 개발하기 위하여 광세기 분포의 불균일 정도를 줄이는 방향으로 여러가지 방법들이 제안되었다^[3-6]. 그러나 레이저의 재료 및 구조변수들이 문턱전류이상에서 주입전류에 따른 단일모드 이득차의 감소와 동작파장의 변화에 미치는 영향에 관한 연구는 미진하였다. Aoki 등은 구속계수 (confinement factor, Γ)가 아니라 선폭증가계수 (linewidth enhancement factor, α_H)에 의하여 단일모드 이득차가 주로 결정된다고 보고하였다^[7]. Bissessur는 내부손실, 구속계수, 레이저의 길이와 같은 레이저 구조 및 재료 변수들이 단일모드 이득차에 미치는 영향에 대하여 연구하였다. 그 결과 양자우물 레이저 (quantum well laser)가 bulk 레이저에 비하여 SHB 효과가 적게 발생하는 주요 원인이 작은 구속계수 때문이라고 보고하였다^[8]. 그러나, Aoki 의 논문에서는 내부손실과 레이저의 길이가 미치는 영향

에 대한 보고가 없었고 구속계수의 영향이 적은 원인에 대한 설명이 없었으며, Bissessur의 경우에는 특정 레이저 구조에 변수를 맞추어야 했기 때문에 각 변수의 영향을 체계적으로 비교하지 못하였다.

이러한 레이저 구조 및 재료 변수들이 문턱전류 이상에서 단일모드 이득차 및 동작파장의 변화에 미치는 영향을 체계적으로 연구하는 것은 매우 중요한 일이라 생각된다. 따라서, 우리는 하나의 변수만을 변화시켜가며 각 변수들이 단일모드 이득차 및 동작파장의 변화에 미치는 영향에 대하여 체계적으로 연구하였다. 그 결과 단일모드 이득차 및 동작파장의 변화에 가장 큰 영향을 미치는 변수는 선폭증가계수이고 그 다음으로 내부손실과 레이저 길이의 곱으로 주어지는 정규화된 내부손실임을 알 수 있었다. 정규화된 내부손실이 같은 경우에는 내부손실 값보다 레이저의 길이가 더 큰 영향을 주는 변수임을 알 수 있었다. 또한 구속계수가 커지면 모드이득의 증가에 의한 유효굴절률 변화의 억제효과 때문에 단일모드 이득차와 동작파장의 변화에 미치는 효과가 선폭증가계수나 정규화된 내부손실에 비해 작음을 볼 수 있었다. 또한, 양자우물 레이저가 bulk 레이저에 비하여 선폭증가계수가 작기 때문에 레이저 구조 및 재료 변수들이 동작특성에 미치는 영향이 bulk 레이저에 비해 양자우물 레이저가 작음을 알 수 있었다.

2장에서는 특성해석에 사용한 방법에 대하여 언급하였고, 3장에서는 이를 이용하여 레이저 구조 및 재료 변수의 변화에 대한 문턱전류 이상에서 단일모드 이득차 및 동작파장의 변화에 미치는 영향을 분석, 검토하였다. 마지막으로 4장에서 결론을 맺었다.

II. 특성해석에 사용한 방법

본 논문에서는 DFB 레이저의 종축 방향 광세기 분포를 구하기 위하여 결합모드 방정식 (coupled mode equation)을 사용하였다. 또한 문턱전류 이상에서는 유도방출이 발생하여 캐리어와 광자가 비율방정식 (rate equation)을 통하여 연관된다. 문턱전류 이상에서의 광자와 캐리어 밀도의 축방향 분포의 영향을 고려하기 위해서 레이저를 길이 방향의 작은 조각으로 나누어 각각의 조각을 행렬에 대응시킨 전달행렬 방법을 모델링에 사용하였다. 전달행렬을 유도한 결합모드 방정식은 다음과 같다^[9].

$$dA(z)/dz + (i\delta(z) - \alpha(z))A(z) = -i(x_i + ix_g e^{i\theta})e^{-i\psi} B(z) \quad (1)$$

$$dB(z)/dz - (i\delta(z) - \alpha(z))B(z) = i(x_i + ix_g e^{-i\theta})e^{i\psi} A(z)$$

여기서 $\alpha(z)$ 는 net field gain, x_i 는 index 결합 계수, x_g 는 gain 결합 계수, ψ_f 는 입력 단면에서의 회절격자의 위상이다. $\delta = \beta - \beta_0 = \beta - m\pi/\Lambda$ 는 브래그 주파수와 발진주파수의 차이(frequency detuning)이고, $A(z), B(z)$ 는 각각 $+z, -z$ 방향으로 진행되는 복소진폭이다. 그리고 θ 는 index-grating과 gain-grating 사이의 위상차이다. 본 논문에서는 pure index coupling의 경우만을 고려하였기때문에 gain 결합 계수 x_g 는 0 이다.

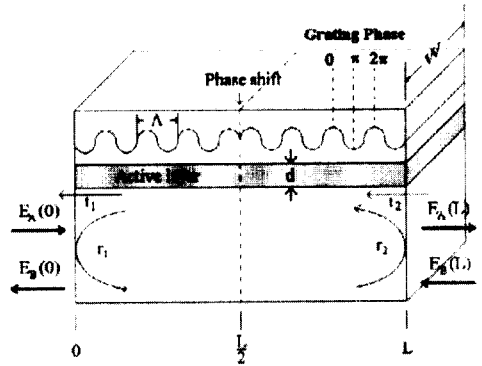


그림 1. $\lambda/4$ 위상천이 DFB 레이저의 개념도
Fig. 1. Schematic diagram of a quarter wavelength shifted DFB laser.

(1)식의 결합모드방정식을 풀어서 복소 전계인 $E_A(z), E_B(z)$ 와 $E_A(z_a), E_B(z_a)$ 의 관계를 구하면 아래식과 같은 전달 행렬로 표현된다^[9].

$$E_A(z) = A(z)e^{-i\beta z}, \quad E_B(z) = B(z)e^{i\beta z} \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} E_A(z) \\ E_B(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_{11}(z-z_a) & F_{12}(z-z_a) \\ F_{21}(z-z_a) & F_{22}(z-z_a) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_A(z_a) \\ E_B(z_a) \end{bmatrix} \quad (3)$$

여기서 z_a 는 레이저 내부의 임의의 위치를 나타내며 ($0 < z_a < L$), 행렬의 각성분은 다음식으로 표현된다.

$$F_{11}(z-z_a) = \{ \cosh[S(z-z_a)] - i\delta' \sinh[S(z-z_a)]/S \} e^{-i\beta_0(z-z_a)}$$

$$F_{12}(z-z_a) = \{ -ix' \sinh[S(z-z_a)]e^{-i\psi_f/S} \} e^{-i\beta_0(z-z_a)}$$

$$F_{21}(z-z_a) = \{ ix' \sinh[S(z-z_a)]e^{i\psi_f/S} \} e^{i\beta_0(z-z_a)}$$

$$F_{22}(z-z_a) = \{ \cosh[S(z-z_a)] + i\delta' \sinh[S(z-z_a)]/S \} e^{i\beta_0(z-z_a)}$$

(4)

여기서, $S^2 = x'^2 - \delta'^2$, $x' = x_i + ix_g$, $\delta' = \delta + i\alpha$ 이고, 입력단면의 회절격자 위상인 ψ_f 를 조절하면, 각 부분에서 위상천이를 줄 수 있다. 본 논문에서는 $\lambda/4$ 위상천이 DFB 레이저의 특성을 시뮬레이션하기 위해 레이저 길이방향을 두 부분으로 나누어 가운데 부분에 위상천이를 $\psi_f/2 = \pi$ 로 주었고, $x' = x_i$ 가 된다.

양쪽 단면의 반사를 고려하여 행렬을 다시 쓰면 다음 식으로 표현된다.

$$\begin{bmatrix} E_A(L) \\ E_B(L) \end{bmatrix} = R_2 \prod_{k=0}^N F_k(i^k) R_1 \begin{bmatrix} E_A(0) \\ E_B(0) \end{bmatrix} = F_R \begin{bmatrix} E_A(0) \\ E_B(0) \end{bmatrix} \quad (5)$$

$$R_1 = \begin{bmatrix} 1/t_1 & r_1/t_1 \\ r_1/t_1 & 1/t_1 \end{bmatrix}, \quad R_2 = \begin{bmatrix} 1/t_2 & -r_2/t_2 \\ -r_2/t_2 & 1/t_2 \end{bmatrix}$$

여기서, N 은 레이저를 종축방향으로 나눈 조각수이며, r_1, r_2 는 각 단면에서의 반사계수이고, t_1, t_2 는 각 단면에서의 투과계수이다.

그림 1과 같은 구조의 $\lambda/4$ 위상천이 DFB 레이저의 해석에서 발진 조건은 입력이 없는 경우에 출력이 발생하는 것으로서 다음과 같은 발진 조건 식을 얻고 이 식을 풀어서 발진모드를 구한다^[10].

$$F_{R22} = 0 \quad (6)$$

문턱전류 이상에서의 해석에서 광자와 캐리어 사이의 관계를 결정하는 비율방정식은 다음 식으로 주어진다.

$$dN(z)/dt = J/ed - N(z)/\tau_N - v_g g(z)P(z) \quad (7)$$

여기서, J 는 주입전류밀도, e 는 전자의 전하량, d 는 활성층의 두께, τ_N 은 캐리어 lifetime, v_g 는 군속도 (group velocity) 이고, $g(z)$ 는 재료이득 (material gain)이다. 그리고 $N(z)$ 와 $P(z)$ 는 각각 캐리어 밀도와 광자 밀도를 나타낸다. 정상상태에서 비율방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$N(z) = \tau_N J/ed - \tau_N v_g g(z)P(z) \quad (8)$$

식 (7)과 식 (8)에서 사용한 τ_N 은 캐리어 lifetime으로 식 (9)의 우변과 같이 캐리어와 비선형관계가 있는 것을 좌변과 같은 간단한 선형관계로 단순화하여 사용한 것이다^[8].

$$\frac{N_{th}}{\tau_N} = \frac{N_{th}}{\tau_s} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3 \quad (9)$$

주입전류가 문턱전류 이상이 되면 광자밀도 $P(z)$ 와 캐리어 밀도 $N(z)$ 가 축방향으로 불균일해지고 이로 인하여 modal gain $g_m(z)$ 와 유효굴절률 $n_{eff}(z)$ 도 다

음 식과 같이 축방향 위치에 따라 다른 값을 갖게 된다^[7].

$$g_m(z) = g_{m,avg} + \Gamma \frac{dg}{dN} (N(z) - N_{avg}) \quad (10)$$

$$\begin{aligned} n_{eff}(z) &= n_{eff,avg} + \Gamma \frac{dn}{dN} (N(z) - N_{avg}) \\ &= n_{eff,avg} - \frac{\lambda}{4\pi} \alpha_H \Gamma \frac{dg}{dN} (N(z) - N_{avg}) \end{aligned} \quad (11)$$

여기서, N_{avg} , $g_{m,avg}$, $n_{eff,avg}$ 는 각각 캐리어 밀도, modal gain, 유효굴절률의 축방향 평균값이고, dg/dN , dn/dN 은 각각 differential gain과 differential refractive index이다. 선평증가계수는 캐리어밀도의 변화에 대한 이득 변화와 굴절률 변화의 비로 식 (12)와 같이 정의된다.

$$\alpha_H = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn/dN}{dg/dN} \quad (12)$$

소자의 파라미터들이 결정되면 전달행렬이 결정되고 이 행렬을 이용하여 발진조건 (식 (6))을 만족시키는 해를 구하여 발진모드를 찾는다. 구한 모드들 중 가장 작은 이득을 요구하는 모드가 발진 모드 (α_{th0})인 주모드(main mode)가 되고, 그 다음으로 작은 것이 부모드(α_{th1})가 된다. 이 둘의 차이를 단일모드 이득차이 ($\Delta\alpha L$)로 정의한다.

$$\Delta\alpha L = (\alpha_{th1} - \alpha_{th0})L \quad (13)$$

레이저 다이오드의 문턱전류 이상에서의 계산을 위해서는 먼저 문턱전류에서의 계산을 해야한다. 이를 위해서 소자 파라미터들을 - 소자의 축방향 길이 L , 브래그 파장 λ_B , 회절격자의 주기 Λ , 각 단면의 반사율 r_1, r_2 , 각 단면의 회절 격자의 위상 ψ_f, ψ_r , 위상천이 값 Ω , 그리고 결합계수인 κL 등 - 입력하고 식 (6)을 풀어서 모드쌍을 구한다. 구한 모드들 중에서 이득을 가장 작게 필요로 하는 것이 주모드이므로 이를 전달행렬에 대입하여 문턱전류에서의 광자밀도 분포를 구한다.

Self consistent한 해를 구하기 위해서, 반복계산시 이득의 변화율과 발진주파수 차이의 변화율을 검사하여, 미리 정해놓은 한계값보다 그 값이 작아지면 더 이상 반복으로 인한 모드의 변화가 없다고 결정하며, 이 때 양 단면의 경계조건도 동시에 검사한다. 이 두 가지 조건을 모두 만족하게 되면 반복을 끝내고 해를

결정한다.

III. 계산결과 및 토의

계산에 사용된 소자 파라미터는 참고문헌 11에서 사용한 값들로 표 1과 같다. 변화시키지 않는 다른 값들은 표 1에서 괄호안에 있는 값으로 지정하였다. 본 논문에서는 양단면에 무반사 코팅을 한 경우에 대해서만 계산하였으며 정규화된 결합계수값 (κL)은 bulk와 양자우물 레이저에 대하여 모두 3으로 고정하였다.

먼저 선평증가계수와 구속계수가 문턱전류이상에서 동작특성에 미치는 영향에 대하여 살펴보고 또한 구속계수가 선평증가계수에 비하여 동작특성에 미치는 영향이 작은 원인에 대하여 설명하였다. 다음으로 레이저의 내부손실과 길이가 양자우물 레이저와 bulk 레이저의 동작특성에 미치는 영향에 대하여 고찰하였다.

표 1. Bulk와 양자우물 $\lambda/4$ 위상천이 DFB 레이저의 특성해석에 사용한 변수 값들

Table 1. Parameter values used for calculations in bulk and quantum well $\lambda/4$ shifted DFB lasers.

parameter	description	bulk	quantum well	unit
d	active region thickness	0.1	0.04	μm
W	active region width	1	1	μm
L	cavity length	400	400	μm
n_e	group refractive index	3.7	3.7	
τ_s	linear carrier lifetime	10^{-8}	10^{-8}	s
B	bimolecular carrier recombination coefficient	$8 \cdot 10^{-14}$	$8 \cdot 10^{-14}$	m^3/s
C	Auger carrier recombination coefficient	$4 \cdot 10^{-41}$	10^{-40}	m^6/s
dg/dN	differential gain	$2.7 \cdot 10^{-29}$	$7.6 \cdot 10^{-29}$	m^2
dn/dN	differential refractive index	$-18 \cdot 10^{-23}$	$-36 \cdot 10^{-23}$	m^3
α_H	linewidth enhancement factor	5.4	3.8	
N_e	transparency carrier density	10^{19}	10^{19}	m^{-3}
Γ	confinement factor	variable (0.2)	variable (0.08)	
α_{int}	internal loss	variable (25)	variable (15)	cm^{-1}
Λ	grating pitch	235	235	nm
κL	normalized coupling coefficient	3	3	
φ_f, φ_r	front & rear facet grating phase	0	0	rad

1. 선폭증가계수 (α_H)와 구속계수 (Γ)가 단일모드

이득차 및 발진주파수의 변화에 미치는 영향

활성층 영역의 두께와 구속계수 Γ 의 값은 거의 선형적으로 비례한다^[12]. Bulk 레이저에서, 활성층의 두께가 $0.1\mu\text{m}$ 에서 $0.2\mu\text{m}$ 로 변할 때, 물질에 따라 차이는 있지만 Γ 가 0.2 에서 0.4 의 값을 가지게 된다. 양자우물 레이저의 경우에도 우물의 두께가 증가함에 따라 Γ 도 거의 선형적으로 증가하며 우물의 개수가 증가함에 따라서도 거의 선형적으로 Γ 가 커진다. 본 논문에서는 bulk 레이저의 Γ 는 0.2 와 0.4 값에서 양자우물 레이저의 경우는 0.08과 0.16 값에서 계산하여 그 결과를 비교하였다.

식 (11)에서 보면 유효굴절률의 변화는 $\alpha_H\Gamma$ 의 크기에 비례한다. $\alpha_H\Gamma$ 가 0.54와 1.08일 때 α_H 를 2.7 과 5.4로 고정시키고 서로 다른 Γ 값에 대하여 주입전류의 함수로서 단일모드 이득차를 그림 2에 도시하였다. α_H 가 2.7인 경우가 α_H 가 5.4인 경우보다 Γ 의 값에 관계없이 주입전류의 증가에 따른 단일모드 이득차의 감소가 작음을 볼 수 있었다. 같은 주입전류에서 α_H 가 2.7, Γ 가 0.4 - $\alpha_H\Gamma$ 가 1.08 - 인 경우가 α_H 가 5.4이고 Γ 가 0.1 - $\alpha_H\Gamma$ 가 0.54 - 인 경우보다 $\alpha_H\Gamma$ 값이 큼에도 불구하고 단일모드 이득차의 감소가 더 작음을 볼 수 있으며, α_H 가 같은 값을 가질 때 Γ 가 커질수록 전류증가에 따른 단일모드 이득차의 감소가 더 나빠지나 α_H 에 의한 효과보다 작음을 볼 수 있었다. 즉, 주입전류 증가에 따른 단일모드 이득차의 감소는 $\alpha_H\Gamma$ 값보다 α_H 가 작을수록 현저하게 나타나며 Γ 의 영향은 α_H 에 비해서 매우 작음을 알 수 있었다.

그 이유는 다음과 같다고 생각된다. Γ 가 커지면 레이저를 발진시키는데 필요한 modal gain을 얻기 위하여 필요한 캐리어 밀도가 작아진다 (식 (10)). 이러한 작아진 캐리어 밀도가 유효굴절률 변화를 감소시켜 (식 (11)) 유효굴절률 변화의 증가를 억제하는 효과가 발생한다. (식 (10))에서 보는 것처럼 modal gain은 α_H 와 무관하므로 α_H 의 경우에는 위와같은 억제효과가 나타나지 않는다. 이러한 이유 때문에 Γ 가 단일모드 이득차에 주는 영향이 α_H 에 비해 작다고 생각된다.

전류증가에 따른 유효굴절률의 변화와 직접 연결되는 발진주파수와 브래그 주파수의 차 (δL)의 변화를 나타내는 그림 3과 단일모드 이득차의 변화를 나타내는 그림 2를 비교하면 예측한대로 발진주파수의 변화

는 이득차의 변화에 비하여 α_H 의 영향을 더 크게 받고 Γ 의 영향에는 덜 민감함을 볼 수 있었다.

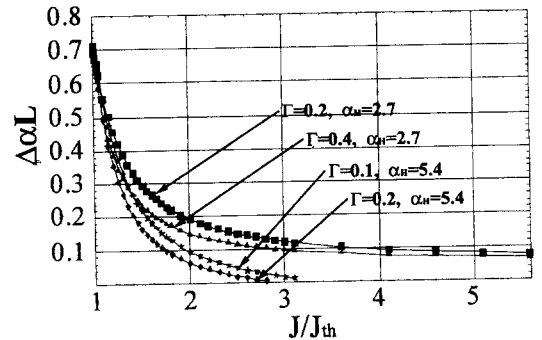


그림 2. $\alpha_H\Gamma = 0.54$ 와 1.08 일 때 여러가지 α_H 와 Γ 값에 대한 주입전류밀도의 함수로 도시한 단일모드 이득차

Fig. 2. Single mode gain difference as a function of injection current density for various values of α_H and Γ with $\alpha_H\Gamma = 0.54$ and 1.08 .

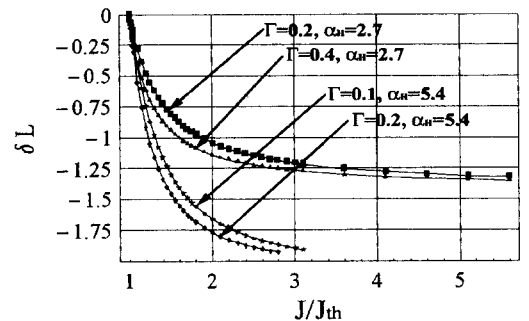
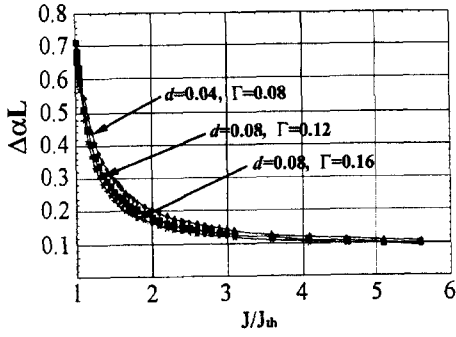


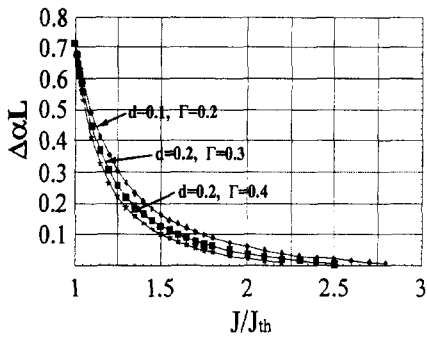
그림 3. $\alpha_H\Gamma = 0.54$ 와 1.08 일 때 여러가지 α_H 와 Γ 값에 대한 주입전류밀도의 함수로 도시한 발진주파수

Fig. 3. Normalized frequency detuning as a function of injection current density for various values of α_H and Γ with $\alpha_H\Gamma = 0.54$ and 1.08 .

Γ 의 변화에 따른 bulk 레이저와 양자우물 레이저의 주입전류 증가에 따른 단일모드 이득차의 변화 (그림 4)와 발진주파수의 변화 (그림 5)를 알아 보았다. 앞에서 언급한 바와 같이 Γ 의 증가는 캐리어 밀도의 감소로 인한 굴절률변화의 억제 효과를 갖기 때문에 단일모드 이득차의 감소 정도가 크게 차이나지 않는다. 물론, Γ 를 변화시키면 내부손실의 값도 변화하지만, 본 논문의 계산에서는 이 변화를 고려하지않고 내부손실이 Γ 에 따른 변화가 없다고 가정하고 Γ 만을 변화시켜 계산하였다.



(a)

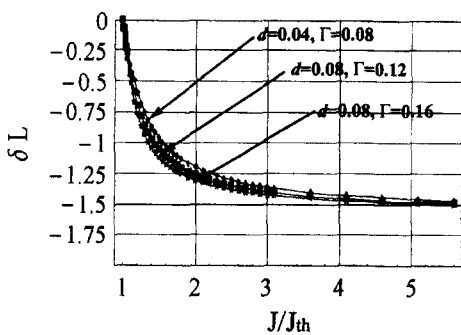


(b)

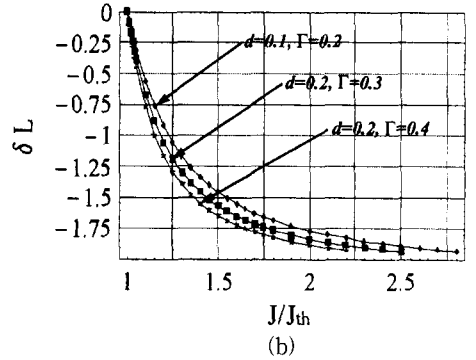
그림 4. 여러가지 Γ 값에 대한 주입전류밀도의 함수로 도식한 단일모드 이득차 (a) 양자우물 레이저, (b) bulk 레이저

Fig. 4. Single mode gain difference as a function of injection current density for various values of Γ . (a) MQW lasers, (b) bulk lasers.

그림 4 에서 볼 수 있는 바와 같이 Γ 가 클수록 주입전류 증가에 따른 단일모드 이득차의 감소가 커진다. 전류가 증가할 때 부모드 이득의 변화는 Γ 값이 커짐에 따라 큰 차이 없이 감소하지만 주모드가 발진하기 위하여 필요한 이득 증가가 Γ 가 커질수록 빨라져서 이득차이가 빠르게 감소하기 때문이다.



(a)



(b)

그림 5. 여러가지 Γ 값에 대한 주입전류밀도의 함수로 도식한 발진주파수 (a) 양자우물 레이저, (b) bulk 레이저

Fig. 5. Normalized frequency detuning as a function of injection current density for various values of Γ . (a) MQW lasers, (b) bulk lasers.

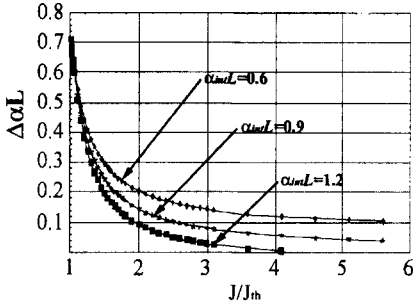
그림 5에는 발진주파수의 변화를 보였다. 전류가 증가할수록 δL 이 음의 값으로 커지며 이는 동작파장이 길어짐을 의미한다. Γ 의 변화에 따른 δL 의 변화 정도도 이득차이와 마찬가지로 bulk 레이저보다 양자우물 레이저에서 더 작음을 볼 수 있었다.

2. 내부손실 (α_{int}) 과 레이저 길이 (L)가 단일모드 이득차 및 발진주파수의 변화에 미치는 영향

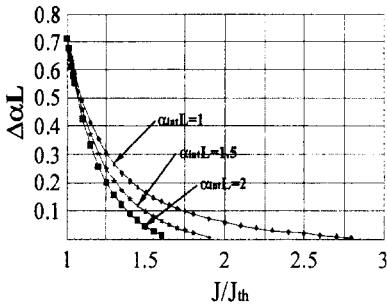
내부손실과 레이저의 길이가 주입전류 증가에 따른 단일모드 이득차의 감소와 발진주파수의 변화에 미치는 영향을 알아보기 위하여 내부손실과 레이저 길이의 곱으로 표현되는 정규화된 내부손실 ($\alpha_{int}L$)을 변화시켜 가며 bulk 레이저와 양자우물 레이저의 경우에 대하여 계산한 결과를 그림 6과 그림 7에 보인다. $\alpha_{int}L$ 이 bulk 레이저에서는 각각 1, 1.5, 2의 경우를 양자우물 레이저에서는 0.6, 0.9, 1.2인 경우를 비교하였다. 레이저의 길이를 $400 \mu\text{m}$ 로 고정하고 여러 가지 내부손실 α_{int} 에 대하여 주입전류밀도의 함수로서 단일모드 이득차를 그림 6에 도식하였다.

레이저의 길이를 $400 \mu\text{m}$ 로 고정하였으므로 α_{int} 값은 bulk 레이저에서 각각 $25, 37.5, 50 \text{ cm}^{-1}$ 이고 양자우물 레이저에서는 각각 $15, 22.5, 30 \text{ cm}^{-1}$ 이다. 예측한 대로 $\alpha_{int}L$ 이 커질수록 단일모드 이득차가 급격히 감소함을 볼 수 있었다. 또한 양자우물 레이저보다 bulk 레이저인 경우가 $\alpha_{int}L$ 의 변화에 따른 단일모드 이득차의 감소가 큼을 볼 수 있었다. 발진주파수

의 변화도 단일모드 이득차의 변화와 같은 경향을 보임을 알 수 있었다. 즉, $\alpha_{int}L$ 이 커질수록 발진주파수의 변화가 커진다.



(a)



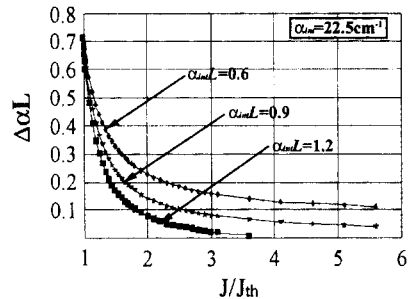
(b)

그림 6. 여러가지 내부손실값에 대한 주입전류밀도의 함수로 도시한 단일모드 이득차 ($L=400\ \mu\text{m}$ 고정) (a) 양자우물 레이저, (b) bulk 레이저

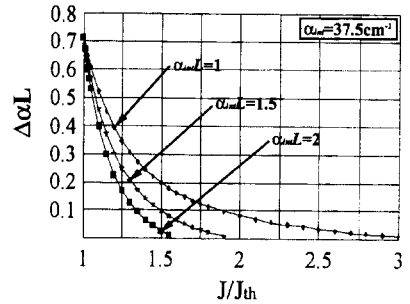
Fig. 6. Single mode gain difference as a function of injection current density for various values of internal loss ($L=400\ \mu\text{m}$ fixed). (a) MQW lasers, (b) bulk lasers.

그 이유는 다음과 같다고 생각된다. 레이저의 길이를 길다고 가정하였으므로 정규화된 내부손실이 커질수록 내부손실이 커진다. Modal gain $g_m(z)$ 는 분포 반사손실 $\langle \alpha_m \rangle$ 과 내부손실 α_{int} 의 합으로 표현할 수 있으므로, 내부손실이 클수록 발진에 필요한 모드이득을 얻기위한 캐리어 밀도가 커진다. 유효굴절률의 변화는 캐리어 밀도에 비례하므로 발진모드의 δ 변화가 내부손실계수가 클수록 커진다. 따라서 같은 길이를 갖는 레이저는 α_{int} 가 클수록 δL 의 변화가 커지며 주모드 발진에 필요한 이득이 증가하여 $\Delta\alpha L$ 이 감소하게 된다.

내부손실 α_{int} 를 양자우물 레이저와 bulk 레이저에서 각각 $22.5\ \text{cm}^{-1}$ 와 $37.5\ \text{cm}^{-1}$ 로 고정하고 여러 가지 길이에 대하여 주입전류밀도의 함수로서 단일모드 이득차를 그림 7에 도시하였다. α_{int} 가 같은 경우, 레이저의 길이가 길수록 주모드의 δL 의 변화가 커지고 주모드의 발진에 필요한 이득이 증가하여 $\Delta\alpha L$ 이 감소하게 된다. 그러므로 그림 7에서 볼 수 있는 바와 같이 레이저의 길이가 길수록 주입전류 증가에 따른 단일모드 이득차의 감소가 커짐을 볼 수 있었다. 발진주파수의 변화도 단일모드 이득차의 변화와 같은 경향을 보임을 알 수 있었다.



(a)



(b)

그림 7. 여러가지 레이저 길이에 대한 주입전류밀도의 함수로 도시한 단일모드 이득차 (양자우물 레이저: $\alpha_{int} = 22.5\ \text{cm}^{-1}$, bulk 레이저: $\alpha_{int} = 37.5\ \text{cm}^{-1}$) (a) 양자우물 레이저, (b) bulk 레이저

Fig. 7. Single mode gain difference as a function of injection current density for various values of cavity length (MQW laser: $\alpha_{int} = 22.5\ \text{cm}^{-1}$, bulk laser: $\alpha_{int} = 37.5\ \text{cm}^{-1}$). (a) MQW lasers, (b) bulk lasers.

내부손실 α_{int} 와 레이저의 길이 L 중 어떤 파라미터가 주입전류 증가시 단일모드 이득차의 감소와 발진주파수의 변화에 미치는 영향이 더 큰가를 알아보기

위하여 $\alpha_{int}L$ 을 1 로 고정시키고 α_{int} 와 L 을 동시에 변화시켜가며 양자우물 레이저와 bulk 레이저에 대하여 주입전류의 함수로 $\Delta\alpha L$ 을 각각 그림 8에 도시하였다.

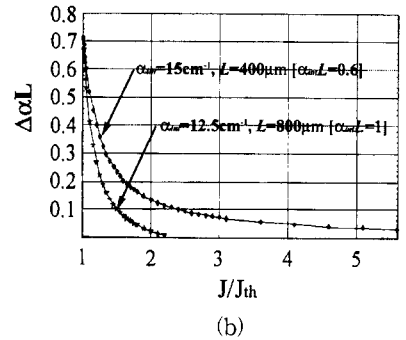
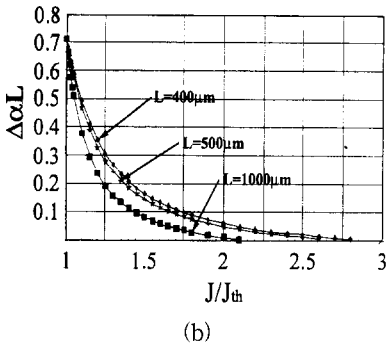
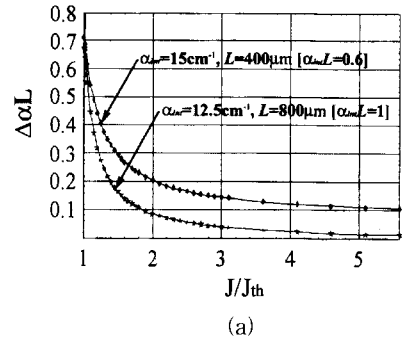
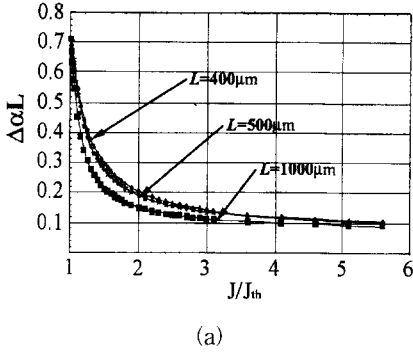


그림 8. 여러가지 레이저 길이에 대한 주입전류밀도의 함수로 도시한 단일모드 이득차 ($\alpha_{int}L=1$) (a) 양자우물 레이저, (b) bulk 레이저

Fig. 8. Single mode gain difference as a function of injection current density for various values of cavity length ($\alpha_{int}L=1$). (a) MQW lasers, (b) bulk lasers.

그림 8을 보면 α_{int} 가 클수록 따라서 레이저 길이가 짧을수록 단일모드 이득차의 감소가 작음을 볼 수 있다. δL 의 경우도 역시 같은 경향을 보였다. 이러한 현상은 양자우물 레이저에 비하여 bulk 레이저가 더 큼을 볼 수 있었다. 따라서, $\alpha_{int}L$ 이 같은 경우에는 레이저의 길이 L 이 α_{int} 보다 주입전류 증가시 $\Delta\alpha L$ 의 감소와 δL 의 변화에 미치는 영향이 크다고 생각 된다.

정규화된 내부손실, 내부손실계수, 레이저의 길이가 주입전류 증가에 따른 $\Delta\alpha L$ 과 발진주파수 변화에 미치는 영향을 자세히 알아보기 위하여 양자우물 레이저

와 bulk 레이저에 대하여 각각 $\alpha_{int} = 15 \text{ cm}^{-1}$, $L = 400 \mu\text{m}$ - $\alpha_{int}L = 0.6$ 와 $\alpha_{int} = 12.5 \text{ cm}^{-1}$, $L = 800 \mu\text{m}$ - $\alpha_{int}L = 1$ - 인 경우에 대하여 $\Delta\alpha L$ 과 δL 의 변화를 그림 9와 그림 10에 도시하였다.

그림 9. 내부손실 $\alpha_{int}L = 0.6$ ($\alpha_{int} = 15 \text{ cm}^{-1}$, $L = 400 \mu\text{m}$)와 $\alpha_{int}L = 1$ ($\alpha_{int} = 12.5 \text{ cm}^{-1}$, $L = 800 \mu\text{m}$)일 때 주입전류밀도의 함수로 도시한 단일모드 이득차 (a) 양자우물 레이저, (b) bulk 레이저

Fig. 9. Single mode gain difference as a function of injection current density for $\alpha_{int}L = 0.6$ ($\alpha_{int} = 15 \text{ cm}^{-1}$, $L = 400 \mu\text{m}$) and $\alpha_{int}L = 1$ ($\alpha_{int} = 12.5 \text{ cm}^{-1}$, $L = 800 \mu\text{m}$). (a) MQW lasers, (b) bulk lasers

그림 9는 양자우물 레이저와 bulk 레이저인 경우 주입전류의 함수로 도시한 $\Delta\alpha L$ 의 변화이다. $\alpha_{int}L = 0.6$ ($\alpha_{int} = 15 \text{ cm}^{-1}$)인 경우가 $\alpha_{int}L = 1$ ($\alpha_{int} = 12.5 \text{ cm}^{-1}$)인 경우보다 α_{int} 가 큼에도 불구하고 주입전류 증가에 따른 $\Delta\alpha L$ 의 감소가 현저히 작음을 볼 수 있다. 그림 10은 δL 의 변화로 $\Delta\alpha L$ 의 변화와 같은 경향을 보인다.

그 이유는 다음과 같다고 생각된다. $\lambda/4$ 위상천이 DFB 레이저에서 xL 이 주어지면 투과 대역폭이 $\delta\gamma$

아닌 일정한 δL 값으로 결정된다^[13]. $\alpha_{int}L$ 이 작고 α_{int} 가 큰 경우가 $\alpha_{int}L$ 이 크고 α_{int} 가 작은 경우에 비하여 같은 모드이득계수를 얻기위한 캐리어밀도가 커져 발진모드의 δ 의 변화가 커진다. 그러나, 길이 L 이 짧아 발진모드의 δL 의 변화가 작게되고 분포반사 손실의 변화가 작아져서 주모드의 발진에 필요한 이득 증가가 작아지고 주입전류 증가에 따른 $\Delta\alpha L$ 의 감소가 작아지게 된다. 또한 그림 9와 10에서 bulk 레이저가 양자우물 레이저보다 주입전류 증가에 따른 단일 모드 이득차 $\Delta\alpha L$ 의 감소와 발진주파수의 변화가 큼을 볼 수 있었다.

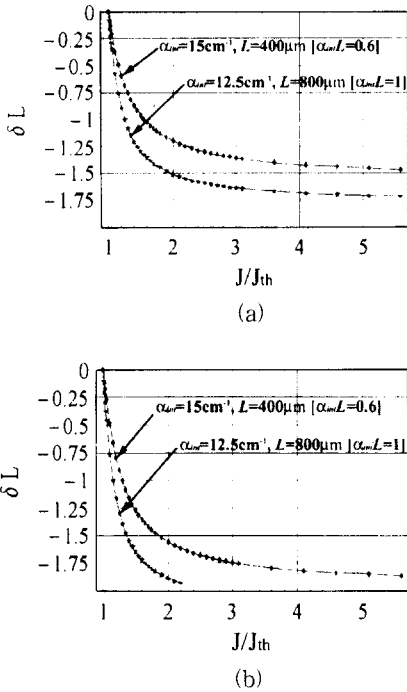


그림 10. 내부손실 $\alpha_{int}L = 0.6$ ($\alpha_{int} = 15\text{ cm}^{-1}$, $L = 400\text{ }\mu\text{m}$)와 $\alpha_{int}L = 1$ ($\alpha_{int} = 12.5\text{ cm}^{-1}$, $L = 800\text{ }\mu\text{m}$)일 때 주입전류밀도의 함수로 도시한 발진주파수 (a) 양자우물 레이저, (b) bulk 레이저

Fig. 10. Normalized frequency detuning as a function of injection current density for $\alpha_{int}L = 0.6$ ($\alpha_{int} = 15\text{ cm}^{-1}$, $L = 400\text{ }\mu\text{m}$) and $\alpha_{int}L = 1$ ($\alpha_{int} = 12.5\text{ cm}^{-1}$, $L = 800\text{ }\mu\text{m}$). (a) MQW lasers, (b) bulk lasers

IV. 결론

주입전류가 문턱전류 이상일 때 선폭증가계수, 구속

계수, 내부손실과 레이저의 길이가 위상천이 DFB 레이저의 단일모드 이득차와 발진주파수의 변화에 미치는 영향에 대하여 체계적으로 연구하였다. 선폭증가계수 α_H , 정규화된 내부손실 $\alpha_{int}L$, 구속계수 Γ 값이 작을수록 주입전류가 증가할 때 단일모드 이득차와 발진주파수의 변화가 천천히 감소하게 된다. 선폭증가계수 α_H 와 구속계수 Γ 의 곱으로 주어지는 변수보다 선폭증가계수가 위상천이 DFB 레이저의 단일모드 이득차 및 발진주파수의 변화에 미치는 영향이 큼을 알 수 있었다. 그 이유는 Γ 가 커지는 경우에는 모드이득증가로 인한 캐리어밀도의 감소 때문에 굴절률 변화의 억제효과가 발생하여 구속계수가 선폭증가계수보다 단일모드 이득차와 발진주파수에 미치는 영향이 작기 때문임을 알 수 있었다.

내부손실이나 레이저의 길이가 아니라 내부손실계수와 레이저 길이의 곱으로 주어지는 정규화된 내부손실이 DFB 레이저의 단일모드 이득차 및 발진주파수의 변화에 미치는 영향이 큼을 알 수 있었다. 정규화된 내부손실이 같은 경우에는 내부손실계수보다 레이저의 길이가 동작특성에 미치는 영향이 큼을 알 수 있었다.

또한 양자우물 레이저가 bulk 레이저에 비하여 선폭증가계수가 작기 때문에 구속계수와 정규화된 내부손실값의 변화에 따른 단일모드 이득차의 감소와 발진주파수의 변화가 작음을 보았다.

참고 문헌

[1] H. A. Haus and C. V. Shank, "Antisymmetric taper of distributed feedback lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 12, pp. 532-539, 1976.
 [2] H. Soda, Y. Kotaki, H. Sudo, H. Ishikawa, S. Yamakoshi, and H. Imai, "Stability in single mode operation in GaInAsP/InP phase-adjusted DFB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, pp. 804-814, 1987.
 [3] M. Usami and S. Akiba, "Suppression of longitudinal spatial hole burning effect in $\lambda/4$ -shifted DFB lasers by nonuniform current distribution," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, pp. 1245-1253, 1989.
 [4] G. P. Agrawal, J. E. Geusic, and P. J.

- Anthony, "Distributed feedback lasers with multiple phase-shifted regions," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, pp. 178-179, 1988.
- [5] M. Okai, N. Chinone, H. Taira, and T. Harada, "Corrugation-pitch-modulated phase shifted DFB laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 1, no. 8, pp. 200-201, 1989.
- [6] K. Taka, Y. Nakano, and A. Ushirokawa, "Proposal of a distributed feedback laser with nonuniform stripe width for complete single-mode oscillation," *Electron. Lett.*, vol. 20, pp. 82-84, 1984.
- [7] M. Aoki, K. Uomi, T. Tsuchiya, S. Sasaki, M. Okai, and N. Chinone, "Quantum size effect on longitudinal spatial hole burning in MQW $\lambda/4$ -shifted DFB lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 1782-1789, 1991.
- [8] H. Bissessur, "Effects of hole burning, carrier-induced losses and the carrier-dependent differential gain on the static characteristics of DFB lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-10, pp. 1617-1630, 1992.
- [9] B.-G. Kim, S.-C. Cho, and A. Shakouri, "The symmetry of the amplified spontaneous spectrum in complex-coupled DFB lasers," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-16, pp. 1088-1094, 1998.
- [10] T. Makino, "Threshold condition of DFB semiconductor lasers by the local-normal-mode transfer-matrix method: correspondence to the coupled-wave method," *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-12, pp. 2092-2099, 1994.
- [11] P. Correc, "Stability of phase-shifted DFB lasers against hole burning," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, pp. 2467-2476, 1994.
- [12] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor lasers*, 2nd edition, Van Nostrand Reinhold, 1993.
- [13] H. A. Haus, *Waves and fields in optoelectronics*, Prentice Hall, 1984.

저 자 소 개



李 泓 錫(正會員)

1993년 2월 서울대학교 전기공학과 공학사. 1995년 2월 서울대학교 전기공학부 공학석사. 1995년 3월 ~ 현재 서울대학교 전기공학부 박사과정 재학중. 주관심분야는 광소자, 광정보처리장치 등임



金 洪 局(正會員)

1997년 2월 숭실대학교 전자공학과 공학사. 1999년 2월 숭실대학교 전자공학과 공학석사. 주관심분야는 광소자, 광통신시스템, 광정보처리장치 등임

金 富 均(正會員) 第 34卷 D編 第 3號 參照

1979년 2월 서울대학교 전자공학과 공학사. 1981년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 공학석사. 1989년 8월 University of Southern California 공학박사. 1993년 6월 ~ 8월 IBM Almaden 연구소 방문연구원. 1997년 2월 ~ 1998년 2월 University of California at Santa Barbara 객교수. 1981년 3월 ~ 현재 숭실대학교 전자공학과 부교수. 주관심분야는 광소자, 광통신시스템, 광정보장치 등임

李 竝 浩(正會員) 第 35卷 D編 第 1號 參照

현재 서울대학교 전기공학부 조교수