

SHB을 고려한 $\lambda/4$ -shifted 3전극 가변파장 DFB-LD의 dc 특성 모델링

전 우 철* · 엄 진 섭**

The modeling for dc of a $\lambda/4$ -shifted tunable three section DFB-LD characteristics considering spatial hole burning

Woo-Churl Joun* · Jin-Seob Eom**

ABSTRACT

There is a considerable interest in tunable DFB-LD for their use in OFDM and coherent optical communications. In this paper, A modeling of $\lambda/4$ -shifted tunable wavelength three electrode DFB-LD was performed considering the spatial hole burning within a laser diode cavity. The modeling will show design parameters' requirement for high-speed and broad bandwidth lasers. The simulations of modeling prove that the continuous tuning range is about 3nm and the SMSR is about several dB. We showed that the optical power and carrier density distribution along z for several dc current with SHB. It was shown that optical power and carrier density along cavity are changed and this means that modeling is correct.

1. 서 론

가까운 미래에 실현될 광대역 종합 정보 통신망(B-ISDN) 및 ATM Network 등의 정보처리 수요를 감당하기 위해서는 광전

송의 고속화 및 대용량화가 필요하다. 고속화를 위해서는 10GHz 이상의 넓은 대역폭이 요구되며, 대용량화를 위해서는 사용하는 빛의 주파수를 가변시켜서 DWDM이나 OFDM등과 같은 다중화 방법으로 다중 채널을 가진 시스템을 구현하여 더욱 많은 정보를 전달할 수 있다. 고속화와 대용량화를 위해 단일파장의 빛을 내며 tunability를 가진 고속 광대역 광소자가 필

* 강원대학교 전자공학과 석사과정

** 강원대학교 전자공학과 조교수

요하며 이런 소자들은 송신단에서 DWDM, OFDM, coherent 광통신등과 같은 장거리 고속 광전송시스템에서 광원으로서의 역할 뿐만 아니라 수신단에서 local oscillator로써 널리 사용될 것으로 기대된다. 광통신용 광원소자로는 LED와 LD가 있다. LED는 근거리 통신망에서 사용되고 LD는 고속의 장거리 통신망에 많이 사용되고 있다.

본 논문에서는 $\lambda/4$ -shifted 3전극 가변파장 DFB-LD의 모델링에 spatial hole burning 효과를 추가함으로써 실제 소자에 보다 더 가까운 특성 및 성능을 예측할 수 있도록 하였다. 즉 $\lambda/4$ -shifted 3전극 가변파장 DFB-LD의 내부에서 일어나는 spatial hole burning 과 gain suppression 등과 같은 비선형 현상들이 고려된 모델링을 통하여 DFB-LD 캐비티내의 캐리어 농도분포, 광 파워 분포, tuning range 그리고 SMSR등의 특성을 좀 더 정확하게 예측할 수 있도록 하였다.

2. 이론배경

모델링에 앞서 spatial hole burning에 대하여 좀 더 살펴보면, DFB-LD를 해석하는데 필요한 이론들을 알아보고, spatial hole burning이 고려된 수식을 유도한다.

2.1. Spatial hole burning효과

Longitudinal spatial hole burning 또는 axial hole burning은 레이저 다이오드의 발진모드와 캐비티안에서 비선형 분포를 가지는 optical field intensity사이에서 발생되어지는 현상이다. 이는 DFB-LD의 two mode operation 경향과 함께 Bragg 파장으로부터 발진파장의 변화를 야기시킨다. 이러한 longitudinal spatial hole

burning 효과를 작게 하는 방법으로는 우선 레이저 캐비티안에서의 광세기 분포를 균등하게 하는 방법 즉, 레이저 다이오드내에서 광세기 분포를 일정하게 유지시켜주는 방법과 캐리어 depletion을 보상하는 방법 즉, 캐리어가 부족한 부분에 캐리어를 보상해주는 방법등이 있다. 그러나 캐리어 depletion을 보상하는 방법은 어느 곳에 캐리어가 부족한지를 확인하기 어려우므로 광세기 분포를 일정하게 해주는 방법이 많이 사용된다.

레이저 다이오드에 전류를 한계전류 이상으로 주입하여 레이저 다이오드내의 빛의 세기를 증가시키면, 레이저 다이오드내에서 길이방향으로 빛의 분포가 불균일하게 된다. 레이저의 활성계층내에서 광세기가 높다는 것은 그곳에서 유도방출이 많이 일어난다는 것을 의미하고, 이는 그곳에서의 캐리어농도가 상대적으로 낮다는 것을 의미한다. 이로 인하여 레이저 다이오드 내에서 길이방향으로 spatial refractive index가 변하게 되고, 이는 발진모드에 영향을 미쳐서 two-mode 동작을 야기시킨다. 이러한 변화에 의하여 야기되는 현상들을 고려하여 상세한 모드를 파악하므로써 레이저 다이오드의 특성들을 더욱 정확하게 예측할 수 있게 된다.[2][3]

2.2 캐비티내에서의 캐리어농도 분포

DFB-LD를 해석하는데 있어서 일반적으로 전계에 대한 해석은 결합파동 방정식이 사용된다. 그러나 결합파동 방정식만으로는 spatial hole burning과 같은 비선형 특성을 고려하기 힘들다. 따라서 모델링에서는 결합파동 방정식에 더하여 길이함수로 주어진 캐리어에 대한 rate equation이 고려되어야 한다. 먼저 결합파동 방정식을

표현하면

$$\begin{aligned} E_A(z) &= A(z)\exp(-i\beta_B z) \\ E_B(z) &= B(z)\exp(+i\beta_B z) \end{aligned} \quad (1)$$

으로 주어진다, β_B 는 Bragg 파장을 나타내며, E_A 와 E_B 는 각각 forward와 backward로 진행되는 파를 의미한다. A와 B는 다음과 같은 관계식을 만족한다.

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} &= \alpha \exp[i(2\Delta\beta z - \phi)]B + gA \\ \frac{dB}{dz} &= \alpha \exp[-i(2\Delta\beta z - \phi)]A - gB \end{aligned} \quad (2)$$

식(2)에서 Ψ 는 왼쪽 단면에서의 격자 위상이며 $\sin\Psi$ 의 형태로 정의되고, g 는 이득을 나타낸다. 식(2)를 식(1)에 대입하여 정리하면,

$$\begin{aligned} E_A(z) &= [c_1 \exp(\Gamma_1 z) + c_2 \exp(\Gamma_2 z)] \exp[(g - i\beta_B)z] \\ E_B(z) &= \{ \exp[-i(2\Delta\beta z - \phi)] / \kappa \} * \\ & [c_1 \exp(\Gamma_1 z) + c_2 \exp(\Gamma_2 z)] \exp[-(g - i\beta_B)z] \end{aligned} \quad (3)$$

로 표현된다. c_1 과 c_2 는 임의의 상수이며, $\Gamma_{1,2}$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= i\Delta\beta - \gamma, \quad \Gamma_2 = i\Delta\beta + \gamma \\ \gamma^2 &= \alpha^2 - (\Delta\beta)^2 \end{aligned}$$

$\Delta\beta$ 는 Bragg 파장에 해당하는 전파상수로부터의 변화량, Γ_1 와 Γ_2 는 confinement factor 그리고 κ 는 결합상수를 나타낸다. 한편 $\Delta\beta$ 는 다음과 같이 표현되며,

$$\Delta\beta(z) = \beta - \beta_B = \frac{2\pi n}{\lambda} - \beta_B$$

n 은 굴절 지수이다.

캐버티내의 임의의 지점에서의 캐리어농도의 그 지점에서의 광파워와 캐리어농도 rate equation에 의해서 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{dN(z)}{dt} &= \frac{\eta I}{qd} + A N^3(z) + B N^2(z) + \frac{N(z)}{\tau} \\ &+ \frac{\int a(\lambda)N(z) - b(\lambda)[1 - \epsilon P(z)]P(z)}{h\nu dw} = 0 \quad (4) \\ P(z) &\propto |E_A(z)|^2 + |E_B(z)|^2 \end{aligned}$$

여기서 A는 auger recombination, B는 bimolecular recombination이며 식(2)의 A, B와 같지 않다. J는 전류 밀도, η 는 전류 주입 효율, τ 는 캐리어 수명, ϵ 은 비선형 이득상수, $h\nu$ 는 광자에너지, d 는 활성계층 두께, w 는 레이저 다이오드 폭, 그리고 $P(z)$ 는 캐버티내의 z 점에서의 광파워이다.

Spatial hole burning 현상이 고려되지 않은 DFB-LD 모델링에서는 캐리어 농도와 광파워가 캐버티내에서 일정한 것으로 가정하지만, spatial hole burning 현상이 고려된 DFB-LD 모델링에서는 캐리어 농도와 광파워가 길이 방향의 함수인 것을 고려한다. 이를 위하여 본 논문에서는 DFB-LD를 매우 많은 segment로 나누고, 각 segment에 해당하는 fundamental matrix를 계산한다. fundamental matrix를 계산할 때는 segment내의 캐리어농도와 광파워가 균일하다고 가정한다. 이때 각 segment내에서의 캐리어농도는 캐리어농도 rate equation과 segment의 좌측으로 입사되는 광파워를 이용하여 구할 수 있다.

2.3. Fundamental matrix

본 논문에서는 3전극 가변파장 DFB-LD를 해석하기 위해서, DFB-LD를 매우 많은

작은 segment들의 연속된 집합으로 간주하였다. 그리고 DFB-LD 전체에 관련된 입출력파들간의 관계를 얻기위해 각 segment들의 fundamental matrix를 이용하였다. fundamental matrix의 기본 구조를 살펴보면 Fig. 1과같다.

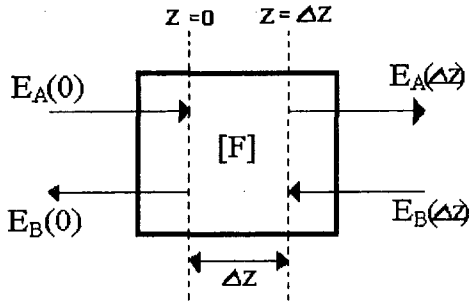


Fig. 1. A basic diagram of fundamental matrix

Fig. 1에서 보여진 segment 양쪽의 입출력파들 간의 관계를 식(5)에 나타내었다.

$$\begin{bmatrix} E_A(0) \\ E_B(0) \end{bmatrix} = [F(N, B, \lambda)] \begin{bmatrix} E_A(\Delta z) \\ E_B(\Delta z) \end{bmatrix} \quad \Delta z \gg \Lambda \quad (5)$$

N은 캐리어 농도, Λ 는 격자주기, 그리고 Δz 는 Λ 에 비하여 매우 크다고 가정한다. 이때 위에서 보여진 segment에 대해서 식(3)을 식(5)에 대입하면 다음과 같은 fundamental matrix의 요소들을 구할 수 있다.

$$F_{11} = [\cosh(\gamma \Delta z) + \frac{i \Delta \beta}{\gamma} \sinh(\gamma \Delta z)] \exp(i \beta_B \Delta z)$$

$$F_{12} = [-\frac{\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma \Delta z) \exp(-i \phi)] \exp(-i \beta_B \Delta z)$$

$$F_{21} = [-\frac{\kappa}{\gamma} \sinh(\gamma \Delta z) \exp(i \phi)] \exp(i \beta_B \Delta z)$$

$$F_{22} = [\cosh(\gamma \Delta z) - \frac{i \Delta \beta}{\gamma} \sinh(\gamma \Delta z)] \exp(-i \beta_B \Delta z) \quad (6)$$

이때 한 segment의 출력측의 입출력파는 연속된 다음 segment의 입력측의 입출력파가 된다.[3]

Fig. 2에서와 같이 전단의 segment 출력과 다음단 segment의 입력은 동일하므로, $z=0$ 와 $z=L$ 인 DFB-LD 양쪽 단면에서의 입출력파들 간의 관계는 $z=0$ 에서 $z=L$ 까지 Δz 간격으로 존재하는 모든 segment의 fundamental matrix들을 차례로 곱한 것으로 표현된다. 즉,

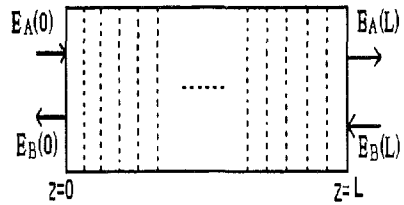


Fig. 2. The DFB-LD analysis by fundamental matrix

$$\begin{bmatrix} E_A(0) \\ E_B(0) \end{bmatrix} = [F_0][F_{\Delta z}] \cdots [F_L] \begin{bmatrix} E_A(L) \\ E_B(L) \end{bmatrix} \quad (7)$$

으로 표현된다.

3. Spatial hole burning이 고려된 $\lambda/4$ -shifted 3전극 가변파장 DFB-LD 모델링

본 절에서는 본 논문에서 수행된 spatial hole burning이 고려된 $\lambda/4$ -shifted 3전극

가변파장 DFB-LD모델링을 설명하려 한다.

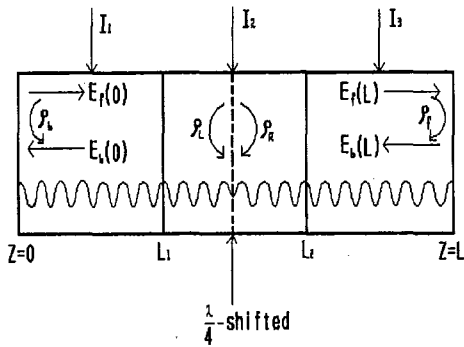


Fig.3 A schematic diagram of $\lambda/4$ -shifted tunable three section DFB-LD

$\lambda/4$ -shifted 3전극 가변파장 DFB-LD 구조를 Fig. 3에 나타내었다. $\lambda/4$ -shifted를 가운데에 두었고, 각 section의 길이는 동일하다고 가정하였다. 또한 ρ_L 과 ρ_R 을 양쪽 단면의 반사계수로 하고, 왼쪽 단면에서의 격자의 위상을 Ψ 로 나타내었다. Spatial hole burning을 고려한 $\lambda/4$ -shifted 3전극 가변파장 DFB-LD의 한계전류이상에서의 dc 동작특성을 구하기 위해서는 먼저 한계 이득(즉 한계전류)과 그때의 발진파장을 구하여야 한다. 본 논문에서는 양끝 section들에 임의의 동일한 전류를 공급했을 때 가운데 section에서의 한계 전류를 구하는 방법을 고려하였다.

한계조건에서는 3전극 DFB-LD의 중심에서 각각 양쪽의 단면방향을 바라 본 반사계수 ρ_L 과 ρ_R 의 곱이 1이 되어야 한다. 이를 식으로 나타내면 다음과 같다.

$$\rho_L(\lambda, I_{th}) \rho_R(\lambda, I_{th}) - 1 = 0 \quad (8)$$

한계 조건을 구하기 위해서는 식(8)을 만족

하는 λ , I_{th} 를 구하여야 하며, 이 중에서 가장 작은 I_{th} 를 요구하는 λ 값이 한계치에서의 발진 파장이다. 이 한계치에서의 발진 파장은 한계치 이상으로 전류가 공급된 경우의 발진 파장의 변화 즉, tuning range를 구하기 위한 시뮬레이션의 초기치로서 사용된다. 그리고 한계조건에서 side 모드의 파장은 가운데 section에 한계 전류 이상으로 전류가 공급될 때의 SMSR(side mode suppression ratio)를 구하기 위한 시뮬레이션의 초기치로 사용된다.

한계 전류 이상의 전류가 공급되었을 때 3전극 가변파장 DFB-LD의 오른쪽 단면인 $z=L$ 에서의 경계 조건을 구하면 다음과 같다.

$$E_B(L)(\lambda, E_B(0)) - \rho_L E_A(L)(\lambda, E_B(0)) = 0 \quad (9)$$

이 식은 한계전류이상에서의 발진조건을 나타내는 매우 중요한 식이다. 한계치 이상에서의 발진 파장을 구하기 위하여 양끝의 section에 공급되는 전류는 서로 동일하고 한계 조건 분석시에 주어진 값과 같게 하였으며, 가운데 section에 흐르는 전류는 한계전류 이상으로 변화시켰다. 이때 한계치에서의 발진파장과 임의의 $E_B(0)$ 를 초기치로 사용하여 식(9)의 경계 조건을 만족하는 발진파장 및 $E_B(0)$ 를 Newton Rapson 방법을 사용하여 구하였다. 그리고 각 segment의 fundamental matrix의 입출력과 인 E_A 와 E_B 의 제곱 즉, $|E_A|^2 + |E_B|^2$ 은 $\lambda/4$ -shifted 3전극 가변파장 DFB-LD 내에서의 광세기의 분포를 나타낸다. 또한 각 segment에서 계산된 캐리어농도로부터 전체 캐비티내에서의 캐리어농도 분포를 구할 수 있다. 한편 식(9)를 만족하는 $E_B(0)$ 를 이용하여 가운데 section의 전류 변화에 따른 양쪽단면에서의 출력 광파워를 계산할 수 있다.

모델링의 흐름도를 살펴보면 Fig. 4와 같다. 흐름을 설명하면 먼저, I_{th} 에 해당하는 한계치에서의 발진파장 λ 를 구하여야 한다. 그리고 구해진 한계치에서의 발진파장과 임의의 $E_B(0)$ 를 한계 조건 이상에서의 발진파장을 구하기 위한 초기치로 사용한다. 이러한 초기치를 이용하여 우선 $z=0$ 부터 차례로 각 segment에서의 캐리어농도 및 fundamental matrix를 계산한다. 캐리어농도를 계산할 때에 오차의 한계를 10^{-5} 정도로 하여 정확한 계산을 수행하였다.

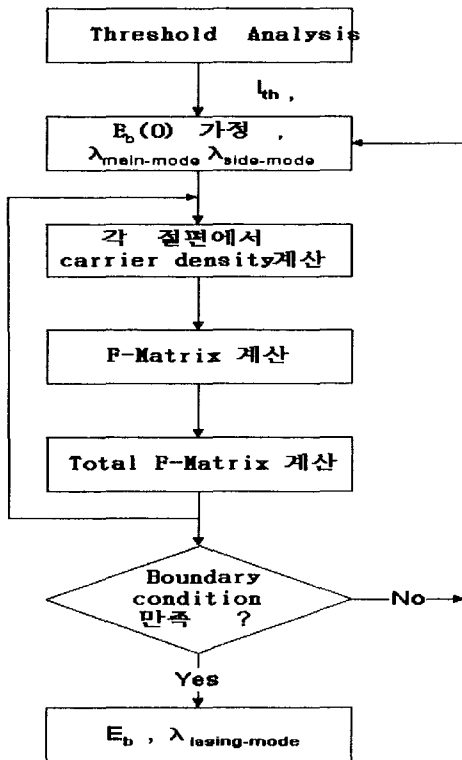


Fig. 4. A flow chart of modeling

각각의 segment내에서의 캐리어농도는 각각의 fundamental matrix를 계산하는데 사용되고, 계산된 모든 fundamental matrix

의 곱으로부터 $z=L$ 에서의 입출력파들이 계산된다. 이들을 경계조건에 대입하여 조건을 만족하는 발진파장과 $E_B(0)$ 가 구하고자 하는 해가 된다. 그러나 조건을 만족시키지 못할 때에는 Newton Rapson 방법을 사용하여 새로운 발진파장 및 $E_B(0)$ 를 구하고, 이 값들을 사용하여 다시 앞의 과정이 반복된다.

본 시뮬레이션에서는 기존의 모델링에서 고려하지 않은 spatial hole burning을 고려하였으며, fundamental matrix를 사용하여 입출력파들의 관계를 해석하고, 오차의 한계를 설정하여 기존의 모델링보다 좀 더 정확한 계산을 수행하도록 하였다.

4. 시뮬레이션 결과

본 절에서는 spatial hole burning이 고려된 $\lambda/4$ -shifted 3전극 가변 파장 DFB-LD를 시뮬레이션하였다. 본 시뮬레이션에서는 first order grating($\Lambda=\lambda/2$)을 가정하였으며, 결합계수와 3전극 DFB-LD 전체길이의 곱을 일반적인 값인 $KL=2$ 로 하였다. $\lambda/4$ -shifted를 3전극 DFB-LD 전체길이의 중앙에 두었으며, 각 section의 길이를 동일하다고 가정하였다. 또한 양쪽 section의 진류를 동일하게 주었고, 양쪽 단면에서의 grating 위상을 $\Psi=0$ 으로 두었다. 또한 실제 사용되는 소자들과 유사한 조건을 위하여 양쪽 단면의 반사계수를 비대칭으로 하여 한쪽 단면으로 많은 광파워가 출력되도록 하였다.

시뮬레이션에서 사용한 파라미터들은 표 1에 나타내었다.

시뮬레이션 결과를 살펴보면 다음과 같다. Fig. 5에 왼쪽 단면과 오른쪽 단면에서의 반사계수를 각각 $\rho_L=0.32$, $\rho_R=0$ 과 $\rho_L=0$, $\rho_R=0$ 으로 하였을 때의 캐비티내에

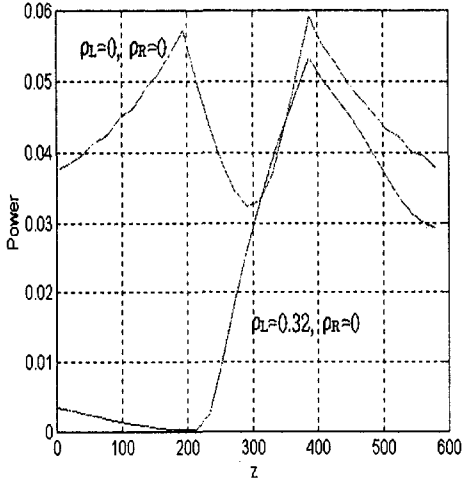


Fig. 5. The optical power distribution along z in the cavity for different facet reflectivity pairs

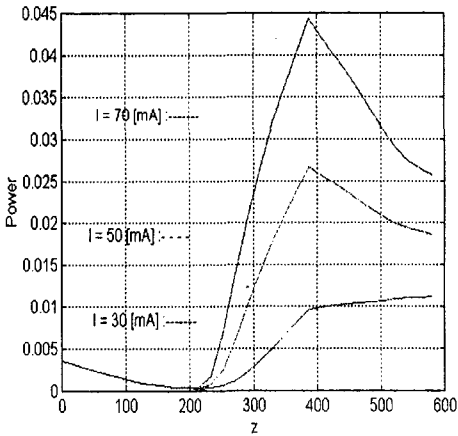


Fig. 6. The optical power distribution along z for supplied currents

서의 광파워 분포를 서로 비교하였다. 여기서 $\rho_L=0.32$, $\rho_R=0$ 일 경우 왼쪽 단면의 반사 계수가 오른쪽 단면보다 크므로 오른쪽 단면으로 더 많은 광파워가 출력되어 나가는 것을 알 수 있다. $\rho_L=0$, $\rho_R=0$ 에서는 3 전극 DFB-LD가 중앙을 중심으로 정확하

게 대칭구조이므로 광파워분포도 대칭을 이루고 있음을 알 수 있다.

Fig. 6에서는 $\rho_L=0.32$, $\rho_R=0$ 일 경우에 양쪽 section으로의 공급전류를 고정시키고 가운데 section으로의 공급전류를 변수로 했을 때 캐비티내에서의 광파워 분포를 보여주고 있다. 여기서 Fig.5에서와 같이 왼쪽 단면의 반사계수가 0.32이므로 오른쪽 단면에서 더 많은 광 파워가 나오는 것을 알 수 있다. 그리고 공급전류가 증가함에 따라서 더 많은 광파워가 오른쪽 단면으로부터 방출되는 것을 볼 수 있다.그림에서 보는 바와 같이 광파워가 가운데 section에서 급하게 증가되는 것은 $\rho_L=0.32$ 반사면에서 반사되는 빛이 가운데 section을 지나면서 급격한 이득을 얻기 때문이다.

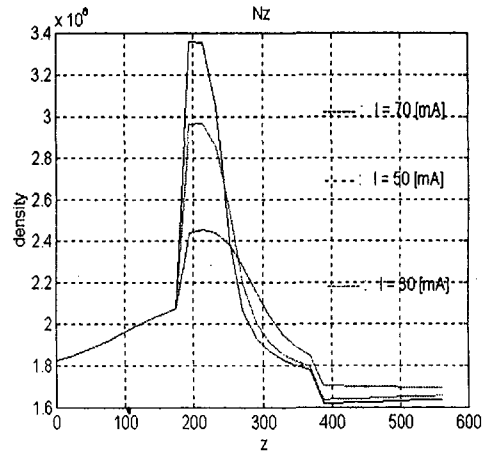


Fig. 7. The carrier density distribution along z for supplied currents considering spatial hole burning

Fig. 7에서는 $\rho_L=0.32$, $\rho_R=0$ 일 경우에 양쪽 section으로의 공급전류를 고정시키고 가운데 section으로의 공급전류를 변화시켰을 때 캐비티 내에서의 캐리어 농도 분포를 보여주고 있다. 가운데 section으로 양쪽

section에 비하여 더 많은 전류가 공급되고 있으므로 가운데 section에서의 캐리어농도가 양쪽 section에서의 캐리어농도보다 더 많은 것을 볼 수 있다. 그리고 가운데 section의 전류가 증가할수록 가운데 section에서의 캐리어농도가 증가하는 것을 알 수 있다. 또한 오른쪽 단면 근처에서의 캐리어농도 분포가 왼쪽에 비하여 낮은 이유는 오른쪽 단면 부근에서의 유도방출이 왼쪽보다 크므로 이쪽에서의 캐리어농도가 왼쪽 단면 부근에 비하여 줄어들기 때문이다.

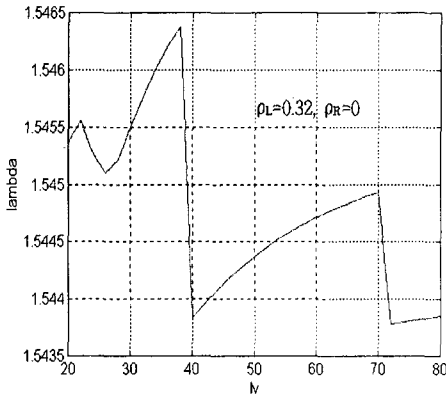


Fig. 8. Wavelength tuning for supplied currents into center section

한편 section간의 경계에서 캐리어농도가 불연속적인 형태를 보이는 데, 이것은 3전극의 DFB-LD에서 가운데 section과 양쪽 section의 경계에서 공급되는 전류량이 갑자기 변화하므로 캐리어 농도가 갑자기 변화하기 때문이다.

위의 결과들로부터 캐비티내부에서 캐리어농도 및 광파워가 위치에 따라 변화하는 spatial hole burning 현상을 확인할 수 있다.

Fig. 8에서는 $\rho_L=0.32$, $\rho_R=0$ 일 때 가운데 section의 전류를 변화시킴에 따른 발진파

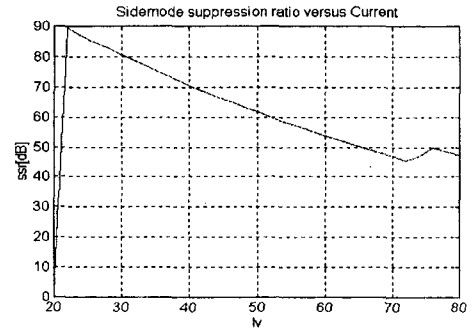


Fig. 9. Side-mode suppression ratio versus several dc currents into center section

장의 변화를 보여주고 있으며, 약 2nm정도의 가변범위를 보여주고 있다. 그리고 가운데 section의 전류의 증가에 따른 파장가변의 형태는 기존에 발표된 실험결과들과 잘 일치함을 알 수 있다.

Fig. 9에서는 가운데 section으로의 공급 전류를 변화시킴에 따른 발진모드와 side mode의 비인 SMSR를 나타내었다. 전류가 증가함에 따라 SMSR이 감소하고 수십 dB를 얻을 수 있었다.

5. 결 론

본 논문에서는 spatial hole burning과 gain suppression 등과 같은 비선형 현상들을 고려하여 $\lambda/4$ -shifted 3전극 가변파장 DFB-LD의 dc 특성을 모델링하였다. 3전극 DFB-LD의 가운데 section으로의 공급전류를 변수로 하여 캐리어농도 분포, 광파워 분포등을 살펴보고, 양쪽 단면의 반사계수를 변수로 한 광파워 분포, 그리고 공급 전류에 따른 가변범위, SMSR등을 살펴보았다.

이로부터 캐비티 내부의 캐리어 농도 및

광파워가 위치에 따라 변하는 spatial hole burning 을 확인할 수 있었다. 그리고 한계 전류이상에서의 dc해석을 수행하여 약 2nm 의 가변범위를 얻었으며, 공급전류의 증가에 따라 감소하는 SMSR를 확인하였다.

후 기

본 논문은 95년도 교육부 반도체 분야
 학술연구 조성비 지원에 의한것임

참 고 문 헌

[1] P. Vankwikelberge, G. Morthier, and R. Baets, "CLADISS- A Longitudinal Multimode Model for the Analysis of the Static, Dynamic, and Stochastic Behavior of Diode Lasers with Distributed

Feedback", IEEE. J. QE, vol. 26, pp. 1728-1741 ,1990

[2] P. Vankwikberge, F. Buytaert, P. I. Kuipersma, and C. W. Fredriksz, "Analis of the Carrier - Induced FM response of DFB Laser : Theoreticaand Experimental Case Studies", IEEE. J. QE, vol. 25, pp. 2239-2254. ,1989

[3] M. Yamada and K. Sakuda, "Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach ", APPLIED OPTICS, vol.26, No.16 pp.3474-3478 ,1987

Symbol	Meaning	Value	Unit
w	Stripe width	1.5	[μm]
d	Active layer thickness	0.12	[μm]
L	Laser length	600	[μm]
Λ	Grating period	0.2422	[μm]
c	Speed of light	3.0e+14	[$\mu\text{m/s}$]
C	Auger Recombination	20.0e-5	[$\mu\text{m}^6/\text{s}$]
B	Bimolecular Recombination	100.0	[$\mu\text{m}^3/\text{s}$]
q	Electron chage	1.6e-19	[C]
Vg	Group velocity	7.46e+13	
Γ	Power confinement factor in active layer	0.5	[$\mu\text{m/s}$]
ρ_b	Power reflectivity at left facet	0.0, 0.32	
ρ_f	Power reflectivity at right facet	0.0, 0.05	
τ	Carrier lifetime	5.0e-9	[s]
η	Current injection efficiency	0.8	
κ	Coupling Coefficient	6.6e-3	[1/ μm]
n_{eff}	Unperturbated effective refractive index	3.25	
ϵ	Gain-suppression coefficient	1.0	
α_{int}	Internal waveguide losses	50.0e-4	[1/ μm]
α_{lw}	Linewidth enhancement factor	6.0	[1/ μm]
r_f	Field reflectivity at facet	sqrt(Rf)	
r_b	Field reflectivity at facet	sqrt(Rb)	
λ	wavelength fo the lasing mode		[μm]