

CSP-DH 구조 반도체 레이저의 캐리어 확산 방정식을 위한 모델링

이 상태, 전현성, 이찬용, 엄금용, 윤종욱, 윤석범, 오환승
 건국 대학교 공과 대학 전자 공학과

The Carrier Diffusion Modeling of CSP-DH Semiconductor Laser Structures

S.T.Lee, H.S.Jeon, C.Y.Lee, K.Y.Um, J.W.Yoon, S.B.Yoon, H.S.Oh
 Dept. of Electronic, Kon Kuk University

ABSTRACT

The basic modeling is analyzed on the optoelectronic properties of CSP-DH laser structure using self-consistent calculation of optical field and the electron-hole distribution in the active region. Laser properties is modelled include gain profile, threshold, near field and far field pattern. This new characterization is allowed for consideration such as carrier spatial hole burning due to strong optical fields which stimulate recombination.

예 석

CSP-DH (channeled substrate planer double heterojunction) 반도체 레이저의 광계(optical field)의 해석은 맥스웰 방정식의 적당한 구성으로 시작한다.[1]-[5]. 일반적인 접근은 간단한 layered waveguide 이론을 이용한 transverse 방향 필드-transverse to the junction plane-를 해석하는 것이다.[6]. 특정한 횡방향의 한점에서 layered waveguide 모드를 푸는 것에 의해서, 우리는 lateral 방향을 따른 유효 굴절율을 설정할 수 있다. 예를들면, $\phi(x)$ 를 transverse 방향 필드 함수로 정의하고, $\phi(y)$ 를 lateral 방향 필드 함수로 정의하자. $\phi(y)$ 를 위한 미분 방정식은 (1)식을 만족한다.[7].

$$\frac{d^2 \phi}{dy^2} + [r^2 - r_0^2 + k_0^2 \Gamma(y)K_{\mu}(y)]\phi = 0 \quad (1)$$

여기서 $\Gamma(y)$ 는 활성층에 대한 모드 power 의 구속 인자이고, $n = -j r_0 / k$ 는 transverse 방향 문제의 예로 부터 발견된 것으로 lateral 방향을 따른 유효 굴절율이다.

$K_{\mu}(y)$ 값은 유전상수에 종속된 이득이다. 현 모델에서 발견된 새로운 고찰들은 유전상수에 종속된 이득과 관련이 있다. 이것은 이득이 캐리어 종속적이기 때문에 중요한 항이다.

임계값에서, 캐리어 종속은 층의 전기적 특성(layer thickness values, doping densities, contact stripe width, etc)의 함수이다.[8]. 임계 이상에서, 스트라이프 접촉 아래의 영역에서의 고광계(high optical field)는 아주 강하기 때문에 EHP 가 급속도로 없어진다.[9].

전계나 near field intensity 분포의 이론적인 계산은 (2)식에 의하여 잘다 normalized 된다.

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_y(x) E_y^*(x) dx = 1 \quad (2)$$

Far field intensity 분포 $I(\theta)$ 는 (3)식에 의하여 복소 전개 분포로 부터 계산되어 진다.

$$I(\theta) = \frac{|g(\theta)|^2 \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x) \exp(j \sin \theta k_0 x) dx|^2}{|g(0)|^2 \int_{-\infty}^{\infty} E(x) dx|^2} \quad (3)$$

여기서 $g(\theta)$ 는 경도인자(obliquity factor)이다.

구속인자 $\Gamma(y)$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\Gamma_{\text{layer}} = \frac{\int_{\text{layer}} E_y(x) E_y^*(x) dx}{\int E_y(x) E_y^*(x) dx} \quad (4)$$

재결합율은 광자 플럭스 밀도(photon flux density) $N(x,y)$ 와 광 이득 $g(x,y)$ 의 곱에 비례한다. 마찬가지로 유도 재결합은 캐리어의 sink 로, 인가된 전류 밀도는 source로 작용한다. 그것과 나타난 캐리어 분포는 확산 방정식에 의해 표현된다. 광모드(optical mode)에서, $+z$ 방향의 waveguide내의 power는 (5)식으로 표현된다.

$$P_z = P_0 \frac{\int \phi^2(x) \phi^2(y) \exp(Gz) dz}{\int \phi^2 dx \int \phi^2 dy} \text{ watts/m}^2 \quad (5)$$

여기서 P_0 는 $z=0$ 에서 모드내의 총 power 이다. Power 는 $-z$ 방향의 power 와 유사하게 $+z$ 방향으로 전파한다. 광자 플럭스는 (6)식과 같다.

$$N_{ph} = \frac{P_z}{E_g} \text{ photon/(sec m}^2) \quad (6)$$

여기서 E_g 는 활성층내의 에너지 갭이다. 활성층내의 광자 플럭스는 (7)식 처럼 표현할 수 있다.

$$\frac{N_{ph}}{y} = \frac{P_0 \Gamma(y) \phi^2(y)}{E_g \int \phi^2(y) dy} \exp(Gz) \text{ (photon/(sec.m))} \quad (7)$$

활성층내의 평균 광자 플럭스는 (8)식과 같다.

$$\overline{Nph} = \frac{Po\Gamma(y)\phi^2(y)}{\int_{0}^{L} EgW_2(y) \int \phi^2 dy} \exp(Gz) \text{ (photon/(sec.cm}^2)) \text{ ---(8)}$$

여기서 W_2 는 활성층 두께다. 캐리어의 유도 재결합율은 광자 플럭스에 광이득을 곱한 것에 비례한다.

$$Rst = (\overline{Nph} + Nph)*g(y), \text{ photon/(sec.cm}^2) \text{ ---(9)}$$

여기서 광이득 $g(y)$ 는 (10)식에 주어져 있다. [11].

$$g(y) = 45(J/d) - 190 \text{ ---(10)}$$

그리고 (J/d) 는 $[K \text{ ampere / (cm}^2 - \mu\text{m)}]$ 의 단위를 갖는다.

동일한 앞, 뒷면 반사율을 가진 균일 공동(uniform cavity)에서,

$$Rst = \frac{Po\Gamma(y)\phi^2(y)}{\int_{0}^{L} EgW_2(y) \int \phi^2 dy} \{ \exp(Gz) + \exp[G(L-z)] \} *g(y) \text{ ---(11)}$$

Rst 는 유도 재결합이 z 에 종속되게 하기 위해서 반사율 $R_1 = R_2 > 0.2$ 가 되도록 한 z 의 함수이다. 이 문제를 풀기 위한 실제적인 접근은 z 에 관한, 평균값을 계산하는 것이다.

$$\int_{0}^{L} (1/L) \int_{0}^{L} \{ \exp(Gz) + \exp[G(L-z)] \} dz = (2/LG) \{ \exp(Gz) - 1 \} \text{ ---(12)}$$

Po 의 값은 측정할 수 없다. 그러나 그것은 (13)식에 의해 각각의 끝면에서 방사된 power와 관련이 있다.

$$Prad = (1-R) Po \exp(GL), \text{ watts ---(13)}$$

$R_1 = R_2$ 에서 임계조건 $\exp(Gz) = 1/R$ 을 이용하여, 우리는 z 에 관한 평균 power $Pave$ 를 구할 수 있다.

$$Pave = Po(1/L) \int_{0}^{L} \{ \exp(Gz) + \exp[G(L-z)] \} dz, \text{ watts ---(14)}$$

마지막으로 우리는 평균 유도 재결합 항은 (15)식으로 얻어진다.

$$Rst = \frac{2Prad\Gamma(y)\phi^2(y)g(y)}{\int_{0}^{L} EgW_2(y) \int \phi^2 dy \ln(1/R)} \text{ ---(15)}$$

만일 우리가 $q*R$ 을 곱한 것이 단위 $[K \text{ Ampere/(cm}^2 - \mu\text{m)}]$ 을 갖는다면, $Prad$ 가 milliwatts로 쓰여질 수 있게 하기 위해서 계수 $2 Prad / \{Eg \ln(1/R)\}$ 이 normalized 되는 반면, 식(15)의 함수적 표현은 변수 y 를 가진다.

캐리어 분포를 결정하기 위해서, source와 sink 둘다 가진 확산방정식을 해석할 필요가 있다. 활성 영역이 N-type로 dope 되어있다고 가정하고, $n(y)$ 를 활성층 돌 밀도(active layer hole density)라 하자. 0.1 micron 정도 두께의 실제적인 활성층에서, 캐리어 밀도는 x 에 대해 일정하다고 가정되었다. 확산 방정식은 (16)식 처럼된다.

$$\frac{q L_D^2 d^2 n}{\tau_s dy^2} - \frac{q n}{\tau_s} = \frac{1}{q} \left[\frac{J(y)}{W_2(y)} \right] + Rst \text{ ---(16)}$$

여기서 L_D 는 확산길이이다($=3\mu\text{m}$), τ_s 는 spontaneous lifetime이고, $J(y)$ 는 lateral 방향의 전류 분포이다. 방정식 (16)에 대한 더 정확한 표현은 활성층 두께가 y 에 따라 변하는 사실을 포함해야 한다. 그러나, 우리는 두께 변화의 느림성 때문에 그 성분을 무시할 수 있다. 더 나아가, 우리가 SPICE 프로그램으로 설명할 수 있는 $J(y)$ 의 모델링에서, 우리는 전류 밀도가 임계값 아래에서 위로 변하는 다이오드 임피던스는 측정할 수 없다고 가정한다. 특별하게, 레이저는 저항과 다이오드의 그리드네트워크(grid network)로써 형성된다. 활성층에 상응하는 다이오드는 p-와 n- confining walls와 연결한다. 접촉 아래의 다이오드는 충분한 바이어스를 받지만, 멀리 떨어져 있는 다이오드는 충분한 바이어스를 받지 못한다. 스트라이프 아래의 다이오드의 임피던스는 구동전류와 함께 변하기 때문에, 실제적인 $J(y)$ 의 분포 또한 변한다. 방정식 (16)의 우변에서 source나 sink 값은 임계값 이상에서 레이저 수명 특성을 설명한다. 임계값 이하에서는 유도 재결합에 기인한 sink 항이 존재하지 않는다. 즉 $Rst \rightarrow 0$.

그림.1,2,3에서, 우리는 $R_1 = R_2$ 와 endloss = 50/cm에서 power, 출력의 함수로써 near field와 far field pattern을 설명한다.

그림.1은 normalized near field pattern을 보여준다. 즉, $\langle \phi, \phi \rangle = 1$. High power level에서 정규화했을 때, near field의 intensity가 증가함을 주의하라. 실제적으로, $P = 30 \text{ mW}$ 에서의 패턴은 $P = 10 \text{ mW}$ 인 패턴에 비해 factor 3만큼 증가될 것이다. 실제로, lateral 방향에서 $y=0$ 근처의 굴절률값이 증가하기 때문에 spot size는 좁아진다.

그림.1 삽입

디바이스는 광계(optical field)를 집중시키는 경향이 있다. focussing에 의한 far-field의 pattern은 그림 2에 설명되어져 있다. FWHP(full wave half power)는 10 mW에서는 약 5.9°이고, 30 mW에서는 약 7.74°임을 주의하라. 10 mW에서 20 mW로 변함에 따라 약 1°정도 변한다.

그림.2 삽입

그림.3에서, 우리는 lateral 방향 위치의 함수로써 활성층 내의 이득 분포를 본다. 30 mW인 경우, $y=0$ 에서 강한 홀-버닝(hole burning) 현상이 일어남을 주의하라. $y=0$ 에서, 이득은 음수값으로 변화되었다. 그것은 증가되지 않는다. 결과적으로, 고차 lateral 방향모드는 더 높은 power 레벨에서 작동한다는 것을 말해준다. 사실 우리는 50 mW에 달하는 출력 파워를 만들어 낼 수 없으므로, 기본 모드로는 전체 이득 50/cm을 모두 다 얻을 수 없다.

그림.3 삽입

결론

이 논문에서 논의된 기본적인 모델링은 임계값 이상에서의 CSP-DH 반도체 레이저내의 캐리어 분포의 해석에 대하여 언급하였다. 현재의 반도체 레이저의 모든 해석은 단지 임계값에서만 적당하므로, near field나 far field pattern같은 모든 장치의 특성들은 임계값 이상의 구동전류(drive current)에서 설계할 수 없다. 그러나 여기서는 이러한 특성을 재결합을 유도하는 강한 광계에 의한 캐리어 홀-버닝으로 고찰하였다.

REFERENCES

- [1] W.Streifer, D.R.Scifres and R.D.Burnham, "Above-threshold analysis of double-hetrojunction diode lasers with laterally taped active region," *Appl.phys. Lett.*, vol.37, pp.877-879, nov.1980.
- [2] W.Streifer, D.R.Scifres and R.D.Burham, "Channeled substrat nonplanar laser analysis. Part II: Laser with taped active regions," *IEEE.J.Quant.Elect.*, vol. 17, pp.1521-1530, 1981.
- [3] C.B.Su, "An analytical solution of kinks and nonlinearities driven by near field displacement in stabilities in stripe geometry diode laser." *J.Appl.Phys.*, vol.52 pp.2665-2673, Apr.1981.
- [4] K.A.Ahore, "Above threshold analysis of channeled-substrate-planar (CSP) laser." *IEE Proc.*, vol. 128, Pt. 1, PP.9-15, Feb.1981.
- [5] K.A.Shore, "Above threshold current leakage effects in stripe-geometry injection lasers." *Dpt.Quantum electron*, vol.15 pp.371-379, 1983.
- [6] H.Kressel and J.K.Butler, *Semiconductor Lasers and Hetrojunction LEDs*. New York: Academic.1977
- [7] J.K.Butler, D.E.Ackley and M.Ettenberg, "Coupled-mode analysis of gain and wavelength oscillation characteristics of diode laser phased arrys." *IEEE.J.Quant.Electron.*, vol.21, PP.458-464, May 1985.
- [8] D.R.Scifres, R.D.Burnham and W.Streifer, "An analytic study of AlGaAs gain guided lasers at threshold." *IEEE J.Quant.Electron.*, vol.18, PP.856-864, May.1982.
- [9] J.Buus, "Principles of semiconductor laser modeling," *IEE Proc.*, vol.132, pp.42-51, Feb.1985.
- [10] L.Lewin, "Obliquity factor correction to solid state radiation patterns," *J.Appl. Phys.*, vol.46, PP.2323-2324, May 1975.
- [11] J.K.Butler, D.E.Ackley and D.Botez, "Coupled mode analysis of phased locked injenction laser arrays," *Appl.Phys.Lett.*, vol.44, PP.293-295, Apr. 1984.

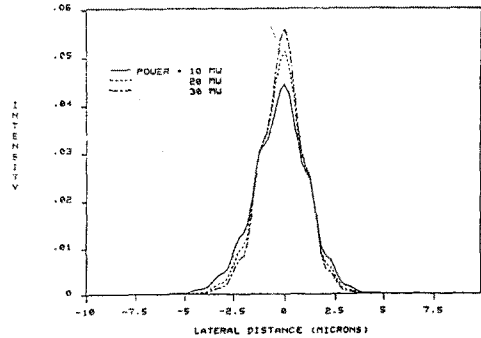


그림 1. NEAR FIELD PATTERN
 $R_1 = R_2$, Endloss = 50/cm

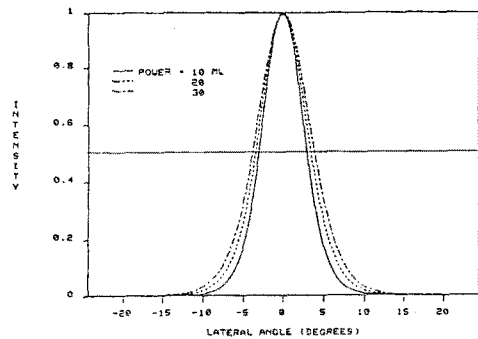


그림 2. FAR FIELD PATTERN
 $R_1 = R_2$, Endloss = 50/cm

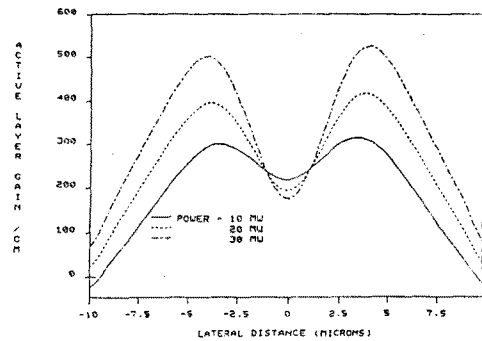


그림 3. GAIN DISTRIBUTION
 $R_1 = R_2$, Endloss = 50/cm