

二重 헤테로 접속 레이저 다이오드의 橫方向 導波 및 빔폭 變化에 關한 研究

(A Study on the Lateral Waveguiding & Beam Width Variation of DH Laser Diode)

金 恩 洙*, 朴 漢 奎**

(Eun Soo Kim and Han Kyu Park)

要 約

본 論文에서는 스트라이프 構造型 二重 헤테로 접속 레이저 다이오드의 橫方向 導波 機構에 대한 理論的 해석이 시도되었다. 解析 과정에서 利得 및 屈折率의 空間的 變化를 注入電流의 수학적 모델로 決定하고 巔動된 과동방정식에 의한 橫方向 導波 해석을 통해 빔폭의 형성층 두께, 스트라이프 폭 및 캐비티 길이 의존성을 分析하였다.

Abstract

In this paper, the theoretical analysis of lateral guiding mechanism in stripe geometry Double Heterojunction Laser Diode is performed.

In the analysis, the spatial variations of gain & refractive index profile are modeled by the mathematical form of injected current density and the beam width variations dependence of active layer, stripe width & cavity length have been analyzed by perturbed mode equation.

I. 序 論

스트라이프 구조형(stripe geometry) 二重 헤테로 접속(double heterojunction) 레이저 다이오드(laser diode)를 光通信 등 實際 分野에 應用하는데 있어서 가장 큰 問題는 레이저 다이오드의 電流-光出力 커브 특성이 킹크(kink)와 같은 非線形性^{[1],[2]}에 있다. 이러한 비선형성은 레이저 다이오드의 기본 모드 발전의 불안정, 레이저-광섬유간의 광결합 효율 및 레이저 변조 특성을 저하시키므로 光通信 시스템의 신뢰

도에 커다란 문제점을 제기하고 있다.

지금까지의 연구 결과에^{[3],[4]} 의하여 이러한 비선형 現象은 橫 모드의 安定性에 크게 상관됨이 밝혀짐에 따라 이에 대한 理論的 해석을 하고 나아가서 레이저 다이오드 内部的 物理的 動作 原理를 이해하고자 많은 연구가 시도되었다.

스트라이프 구조형 二重 헤테로 접속 레이저 다이오드에서 橫 방향으로의 光導波는 活性層(active layer) 내에서의 利得 및 屈折率의 空間的 變化에 기인되는데 이중 이득은 스트라이프와 형성층이 떨어져 있으므로 나타나는 注入 전류^[5]의 확산에 의해 변하게 되며 굴절율은 주입 반송자 밀도에 반비례적으로 변하게 되어 형성층의 상대적인 굴절율의 감소로 이득과는 달리 안티가이딩(antiguinding) 효과가^[6] 나타난다.

따라서 본 논문에서는 注入 電流 密度에 대한 數學

* 正會員, 光云 工科大学 電子工學科

(Dept. of Electronic Engineering, Kwangwoon Univ.)

** 正會員, 延世大學校 工科大学 電子工學科

(Dept. of Electronic Engineering, Yonsei Univ.)

의 모델을 이용하여 二重 헤테로 접합 레이저 다이오드의 活性層에서의 利得 및 屈折率 변화를 決定하고, 이미 本 저자에 의해 발표된 바 있는 擾動된 波動方程式(perturbed wave equation)에^[7] 의한 橫方向 導波 機構의 2 차원적 해석을 하고 그 결과에 대해 논하고자 한다.

II. 理 論

1. 反송자 밀도 분포

스트라이프 구조형 二重 헤테로 接合 레이저 다이오드의 構方向 導波 機構를 결정하는 활성층에서의 이득 및 굴절을 변화는 스트라이프에서 주입되는 反송자 밀도 분포와 직접 연관되며, 그 분포는 주입 전류에 따라 변하게 된다.

따라서 스트라이프 레이저에서는 활성층이 전극과 떨어져 있고, 활성층 폭에 비해 스트라이프폭과 反송자의 확산 길이가 크기때문에 그림 1 과 같이 주입 전류에는 상당한 전류 확산이 나타나게됨으로 활성층으로의 총주입 전류는 (1)식과 같이 스트라이프폭内的 均일 전류(Ie)와 ±x방향으로의 확산 전류(2Io)의 합으로 모델링할 수 있다.

$$I_s = I_e + 2I_o \tag{1}$$

이러한 전류 확산 효과를 고려한 활성층의 전류 분포에 관한 Yonezu,^[5] Tsang^[8]의 分析 結果를 이용하면 활성층으로의 주입 전류 밀도 분포는 (2)식과 같이 주어진다.

$$J(x) = J_e \dots\dots\dots |x| \leq \frac{1}{2}S \tag{2}$$

$$J(x) = J_e \left[-(|x| - \frac{1}{2}S) / \ell_o \right] \dots\dots |x| \geq \frac{1}{2}S$$

$$\left\{ \begin{array}{l} J_e = \frac{I_e}{LS} \\ \ell_o = 2L / \beta R_x I_o \\ \beta = q / 2KT \\ R_x = \rho / t \end{array} \right.$$

윗식에서 ℓ_o 는 활성층밖에서 확산 전류의 감쇠 계

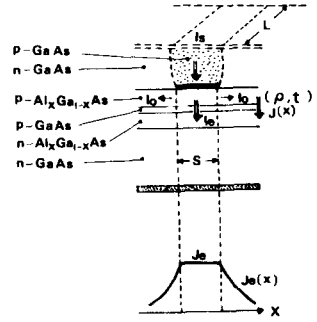


그림 1. 전류 확산 효과에 의한 주입 전류 모델
Fig.1. Injected current model for current spreading effect.

수를 나타내며, L은 캐비티 길이, S는 스트라이프폭, β 는 다이오드에서 나타나는 指數, q는 전하량, K는 볼츠만상수, T는 절대온도, t와 ρ 는 비활성층의 두께 및 고유 저항을 나타낸다.

따라서 주입 전류 밀도 분포식으로 부터 활성층에서의 反송자 밀도는 다음과 같은 反송자 연속 방정식으로 부터 구할 수 있다.

$$\frac{d^2n(x)}{dx^2} - \frac{n(x)}{L_n^2} = -G \dots\dots 0 \leq x \leq \frac{1}{2}S$$

$$= -G \exp \left[-\frac{x - \frac{1}{2}S}{\ell_o} \right]$$

$$\dots\dots\dots x \geq \frac{1}{2}S \tag{3}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} G = J_e / qD_n d \\ L_n = (D_n \tau_n)^{\frac{1}{2}} \end{array} \right.$$

윗식에서 G는 주입 전류에 의해 생성된 反송자 밀도이며, D_n 은 전자의 확산계수, L_n 은 전자의 확산 길이이고, d는 활성층의 두께를 나타낸다.

(3) 식의 미분방정식의 해로부터 활성층에서의 反송자 밀도 분포를 결정하면 (4) 식과 같다.

$$n(x) = GL_n^2 \left\{ 1 - \left(\frac{L_n}{\ell_o + L_n} \right) \cdot \exp \left(-\frac{S}{2L_n} \right) \cosh \left(\frac{x}{L_n} \right) \right\}$$

$$\dots\dots\dots 0 \leq x \leq \frac{1}{2}S$$

$$n(x) = GL_n^2 \left(\frac{\ell_o^2}{\ell_o^2 - L_n^2} \right) \cdot \quad (4)$$

$$\exp\left(-\frac{x - \frac{1}{2}S}{\ell_o}\right) - \frac{1}{2} GL_n^2 \cdot$$

$$\left\{ \left(\frac{L_n}{\ell_o - L_n} \right) - \left(\frac{L_n}{\ell_o + L_n} \right) \exp\left(-\frac{S}{L_n}\right) \right\} \cdot$$

$$\exp\left(-\frac{x - \frac{1}{2}S}{L_n}\right) \dots\dots \frac{1}{2}S \leq x \leq \infty$$

2. 이득 분포

이득의 반송자 밀도 의존성은 미세하게 도핑된 활성층에서 接合 전류 밀도 함수로서 모드이득(mode gain)을 실험적으로 측정된 결과 다음과 같은 선형적 관계들^[9] 갖고 있음이 밝혀졌다.

$$g(x) \cong a n(x) - b \quad (5)$$

윗식에서 a, b는 상수로서 Hakki와 Paoli의 실험 결과에^{[9],[10]} 의하면 $a = (1.08 \pm 0.06) \pm 10^{-16} \text{cm}^{-1}$, $b = 146 \text{cm}^{-1}$ 로 주어진다.

그러므로 (4)식으로 주어진 반송자 밀도 분포식을 대입하므로서 이득 분포를 구할 수 있는데 수식을 간단히 하기 위해 Nash^[11]와 Paoli^[3]의 분석 결과를 이용하면 이득 분포는 다음과 같은 x^2 의 함수를 근사시킬 수 있다.

$$g(x) \cong g(0) - 4 \left(\frac{x}{S}\right)^2 \Delta g \quad (6)$$

윗식에서 $g(0)$ 는 스트라이프 중심에서의 이득을 의미하며, $\Delta g = g(0) - g(\frac{1}{2}S)$ 로 스트라이프 끝에서의 이득을 나타낸다.

따라서 (4)식과 (5)식으로부터

$$g(0) = aGL_n^2 \left\{ 1 - \left(\frac{L_n}{\ell_o + L_n} \right) \cdot \right.$$

$$\left. \exp\left(-\frac{S}{2L_n}\right) \right\} - b \quad (7)$$

$$\Delta g = a \left(\frac{L_n}{\ell_o + L_n} \right) GL_n^2 \exp\left(-\frac{S}{2L_n}\right) \cdot$$

$$\left[\cosh\left(\frac{S}{2L_n}\right) - 1 \right] \quad (8)$$

와 같이 주어진다.

3. 굴절율 분포

활성층의 굴절율은 반송자가 주입됨에 따라 Kramers-Kronig 관계식^[12]에 의하여 상대적으로 감소하게 됨으로 굴절율의 감소에 따라 이득과는 달리 안티 가이드(antiguide) 효과가 나타나게 된다.

즉, 활성층에서의 굴절율은

$$n = \bar{n} + \delta \bar{n}_{rc} \quad (9)$$

\bar{n} : 자유전자 주입전의 활성층의 굴절율
 $\delta \bar{n}_{rc}$: 자유전자 주입에 의한 굴절율의 미세 변화량

와 같이 표시되며, 윗식에서 $\delta \bar{n}_{rc}$ 는 Kramers-Kronig 관계식으로 부터

$$\delta \bar{n}_{rc} = - \frac{\bar{n} q^2 n(x)}{2m_n \omega^2 \epsilon_r \epsilon_o} \quad (10)$$

로 주어지며, m_n 은 전자의 질량, ω 는 광발전 주파수를 의미하며, ϵ_r 은 활성층의 비유전율, ϵ_o 는 공기의 유전율이며, $n(x)$ 는 (4)식에서 구한 반송자 밀도를 나타낸다.

따라서 (4)식을 (10)식에 대입하여 다음과 같은 활성층에서의 굴절율 분포를 구할 수 있다.

$$n = \bar{n} + \delta \bar{n}_{rc}$$

$$= \bar{n} \left[1 - \frac{q^2}{2m_n \omega^2 \epsilon_r \epsilon_o} GL_n^2 \cdot \right.$$

$$\left. \left\{ 1 - \left(\frac{L_n}{\ell_o + L_n} \right) \exp\left(-\frac{S}{2L_n}\right) \cosh\left(\frac{x}{L_n}\right) \right\} \right]$$

$$\dots\dots\dots 0 \leq x \leq \frac{1}{2}S \quad (11)$$

$$= \bar{n} \left[1 - \frac{q^2}{2m_0 \omega^2 \epsilon_r \epsilon_o} G L_n^2 \cdot \left\{ \left(\frac{\ell_o^2}{\ell_o^2 - L_n^2} \right) \exp \left(- \frac{x - \frac{1}{2} S}{\ell_o} \right) - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{L_n}{\ell_o - L_n} \right) - \left(\frac{L_n}{\ell_o + L_n} \right) \exp \left(- \frac{S}{L_n} \right) \right] \right\} \cdot \exp \left(- \frac{x - \frac{1}{2} S}{L_n} \right) \right] \dots \dots \frac{1}{2} S \leq x \leq \infty$$

4. 擾動된 波動方程式 (Perturbed Wave Equation)

스트라이프 구조형 二重 헤테로 接合 레이저 다이오드의 橫方 導波를 결정하는 환성층의 이득 및 굴절율의 공간적 변화에 의한 광도와 현상을 해석하기 위해 새로이 전개된 擾動된 波動方程式 (perturbed wave equation)^[7]을 간단히 기술하면 다음과 같다. 스트라이프 구조형 二重 헤테로 接合 레이저 다이오드의 구조를 그림 2와 같이 생각할 때 橫방향으로의 변화가 없을 때의 전자파의 전계 E_x는

$$\nabla^2 E_x = \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_x \tag{12}$$

로 해석된다.

이 때 모드는 수직 구조의 굴절율 변화에 의해 결정되며, 전계 E_x는 각 모드로서 Fourier 전개가 가능하여 다음과 같이 표현될 수 있다.

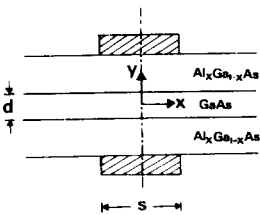


그림 2. 스트라이프 구조형 二重 헤테로 接合 레이저 다이오드의 횡단면

Fig. 2. Cross section of stripe geometry DH LD.

$$E_x = \sum_{\ell} \frac{A_{\ell}}{2} E_x(y) e^{j(\omega t - \beta_{\ell} z)} \tag{13}$$

윗식에서 ℓ 은 모드 번호이며 A_{ℓ} 과 β_{ℓ} 은 ℓ 번째 모드의 크기 및 전송 계수를 의미한다.

그러나 橫방향으로 이득과 굴절율의 변화가 있을

때 이러한 변화를 分極 擾動 (Ppert(x, t))으로 대치하므로써, 다음과 같은 擾動된 波動方程式이 얻어진다.

$$\nabla^2 E_x = \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_x + \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [Ppert(x, t)] \tag{14}$$

이러한 擾動이 존재할 때 모드방정식은 (13)식에서 Fourier 급수 전개에서 계수로 사용된 A_ℓ의 미분방정식으로 나타난다.

따라서 (13)식을 (14)식에 대입하고 (12)식을 이용하여 一次 擾動 理論을 적용후 모드의 直交 조건을 적용하면 다음과 같은 결과식을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{2} e^{j(\omega t - \beta z)} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \frac{2 \omega \mu}{\beta} - j \beta \frac{\partial A}{\partial z} \cdot e^{j(\omega t - \beta z)} \frac{2 \omega \mu}{\beta} \tag{15}$$

$$= \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_{-\infty}^{\infty} [Ppert(x, t)] E_x dy$$

(15)식이 二重 헤테로 接合 레이저 다이오드에서의 擾動된 導波를 해석하기 위한 새로운 식으로 橫방향의 이득이나 굴절율 변화는 단지 (Ppert)_x에 포함되어 있으므로 독립적으로 두 物理的 現象을 해석할 수 있으며 수직 (y) 축에 대한 적분으로 생긴 (15)식의 우변은 二重 헤테로 接合 레이저 다이오드의 전송 모드가 2 차원적 효과에 의해 결정됨을 보여 준다.

III. 橫方向 導波의 解析

(15)식에서 구한 擾動된 波動方程式 중 Ppert는 橫방향으로의 導波 機構를 결정하는 이득 및 굴절율의 변화를 포함하는 것으로 굴절율, 유전율 및 이득의 관계식^{[7], [13]}으로 부터

$$Ppert = \epsilon_o (2\bar{n} \bar{n}_{re}) E_x - j \epsilon_o (2\bar{n}) \left(- \frac{\lambda_o}{2\pi} \right) g(x) E_x \tag{16}$$

로 주어지므로 II 장에서 구한 이득 및 굴절율 분포식인 (6)식과 (11)식을 (16)식에 대입하여 정리하면

$$P_{pert} = CD \left\{ 1 - \text{Ecosh} \left(\frac{x}{L_n} \right) \right\} E_x + j(F - Bx^2) E_x \quad (17)$$

$$\begin{cases} F = \frac{\epsilon_o \bar{n} \lambda_o}{\pi} g(o) \\ B = \frac{4 \epsilon_o \bar{n} \lambda_o}{\pi S^2} \Delta g \\ C = - \frac{(\bar{n})^2 q^2}{m_n \omega^2 \epsilon_r} \\ D = GL_n^2 \\ E = \left(\frac{L_n}{l_o + L_n} \right) \exp \left(- \frac{S}{2L_n} \right) \end{cases}$$

와 같다.

따라서 (15) 식에 (17) 식을 대입하여 정리하면 다음과 같은 미분방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - j\beta \frac{\partial A}{\partial Z} = - \omega^2 \mu \frac{A}{2} \left[CD \left\{ 1 - \text{Ecosh} \left(\frac{x}{L_n} \right) \right\} E_x + j(F - Bx^2) E_x \right] \Gamma \quad (18)$$

윗식에서 Γ 는 光국한지수 (optical confinement factor) [14] 로써

$$\int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} E_x^2 dy = \Gamma \quad (19)$$

로 정의된다.

橫方向 導波에서 문제가 되는 것은 A의 x 의존성이므로 $A(x, z) = G(x) H(z)$ 의 변수분리법을 이용하고 $\cosh \left(\frac{x}{L_n} \right) \cong \frac{1}{2} \left(\frac{x}{L_n} \right)^2 + 1$ 의 급수 전개로 (18) 식을 정리하면 (20) 식과 같다.

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x^2} + \left[H - \frac{J}{2} \left(\frac{x}{L_n} \right)^2 \right] G = 0 \quad (20)$$

$$\begin{cases} H = \omega^2 \mu \Gamma (CD - CDE + jF) + \alpha^2 \\ J = 2 \omega^2 \mu \Gamma L_n^2 (jB + \frac{CDE}{2L_n^2}) \end{cases}$$

윗식에서 α^2 은 분리상수이다. 따라서 (20) 식의 해를 구하면

$$G_n(x) = e^{-\frac{1}{2L_n} \sqrt{\frac{J}{2}} \cdot x^2} \cdot \text{Hn} \left(\sqrt{\frac{J}{2L_n^2}} \cdot x \right) \quad (21)$$

와 같이 헤르미트-가우시안 (Hermite-Gaussian) 함수 [15], [16]로 주어지므로 기본 모드의 경우 $n=1$ 로 하면 $\text{Hn}=1$ 이므로 이때의 빔폭은

$$W_e = 2 \sqrt{\frac{2\sqrt{2}L_n}{\text{Re}[J]}} \quad (22)$$

과 같이 구해진다.

V. 結果 및 分析

IV장에서 구한 빔폭식에 레이저 다이오드의 파라메타 값을 대입하여 컴퓨터 시뮬레이션을 통해 구한 결과를 분석하면 다음과 같다.

그림 3은 빔폭의 활성층 두께 (d) 의존성을 나타낸 것으로 그림에서 보면 활성층의 두께 d가 작아짐에 따라 빔폭은 증가하며 특히 $d=0.1\mu\text{m}$ 이하에서 빔폭이 상당히 증가함을 볼 수 있는데 이는 활성층 두께가 감소함에 따라 光국한지수 (Γ)가 감소하고, 모든 橫方向 국한이 활성층에서 발생하기 때문에 나타난 결과이다. [3], [4]

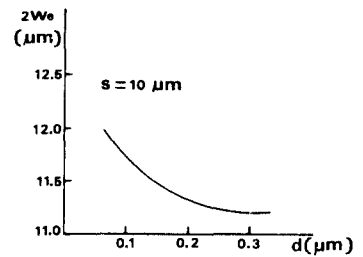


그림 3. 빔폭의 활성층 두께 의존성
Fig. 3. Active layer width dependence of beam width.

그림 4는 빔폭의 스트라이프폭 (s) 의존성을 나타낸 것으로 스트라이프폭이 증가함에 따라 빔폭도 증가함을 볼 수 있다.

또한 $12\mu\text{m}$ 근처에서 빔폭과 스트라이프폭이 거의 비슷하며 $12\mu\text{m}$ 이상에서는 스트라이프폭에 비해 빔폭이 작게 나타나며, $12\mu\text{m}$ 이하에서는 빔폭이 스트라이프폭에 비해 크게 나타나는데 이는 스트라이프폭이 좁아짐에 따라 나타나는 강한 안티가이딩 (anti-guiding) 효과 및 스

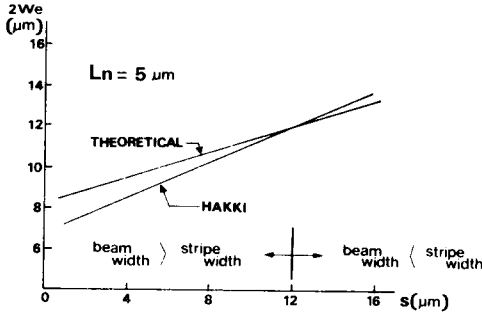


그림 4. 빔폭의 스트라이프폭 의존성

Fig. 4. Stripe width dependence of beam width.

트라이프폭內로의 電磁波 모드 국한의 弱化로 나타난 결과이다.

그리고 그림에서 보면 스트라이프폭이 상당히 작아지게 되면 빔폭은 스트라이프폭에 관계없이 일정한 값으로 접근함을 알 수 있는데 이때의 전류 평평線은 디랙-델타(Dirac-delta) 함수가 되는 경우이나, 반송자의 확산 효과에 의해 반송자 및 이득분포가 형성됨으로 결과적인 빔폭도 스트라이프의 물리적 크기가 아닌 반송자의 확산 길이에 의해 결정됨으로 나타난 결과이다.¹⁷⁾

그리고 그림 4에서 Hakki의 결과와 비교해 보면 12 μm 이하에서 약 1 μm 의 빔폭차이를 볼 수 있는데 이는 Hakki의 분석 과정에서 굴절율 변화에 의한 안티가이딩(antiguiding) 효과를 고려하지 않으므로 나타난 결과이다.

그림 6은 빔폭의 레이저 캐비티 길이 의존성을 나타낸 것으로 그림에서 보면 캐비티 길이가 증가함에 따라 빔폭이 증가함을 알 수 있는데 특히 캐비티 길이가 200 μm 이상에서 상당히 증가함을 볼 수 있다.

VI. 結 論

本 論文에서는 二重 헤테로 接合 레이저 다이오드의 橫方向 導波를 決定하는 이득 및 굴절율의 공간적 변화를 注入 전류의 수학적 함수로 모델링하여 擾動된 波動方程式에 의한 橫方向 導波의 2 차원적 해석을 통해 빔폭의 二重 헤테로 接合 레이저 다이오드 파라메타 의존성을 분석하였다.

분석 결과 활성층 두께가 감소함에 따라 빔폭이 증가되며 특히 0.1 μm 이하에서 상당히 증가됨이 밝혀졌으며, 스트라이프폭이 증가함에 따라 빔폭도 증가되고, 스트라이프폭이 약 12 μm 이하에서는 안티가이딩(antigui

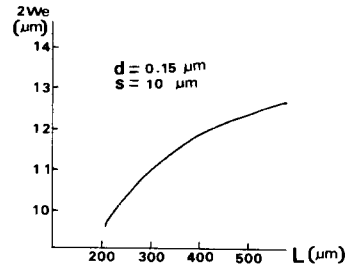


그림 5. 빔폭의 캐비티 길이 의존성

Fig. 5. Cavity length dependence of beam width.

-ding) 및 반송자 확산 효과가 빔폭 변화에 크게 작용됨이 분석되었다.

그리고 캐비티 길이에 따른 빔폭 의존성은 캐비티 길이가 증가함에 따라 빔폭도 증가하며 특히 200 μm 이상에서 상당히 증가함이 분석되었다.

參 考 文 獻

- [1] R.W. Dixon, "On the relationship of light-output nonlinearities and light-output spikes in proton-bombarded stripe-geometry double-heterostructure (Al, Ga) As lasers", *J. Appl. Phys.* 50(2), pp. 1128-1130, 1979.
- [2] N. Chinone, "Nonlinearity in power output-current characteristics of stripe geometry injection lasers", *J. Appl. Phys.* 48(8), pp. 3237-3243, 1977.
- [3] T.L. Paoli, "Waveguiding in a stripe-geometry junction laser", *IEEE J. of Quantum Electronics*, vol. QE-13, pp. 662-668, 1977.
- [4] W. Streifer, "Analysis of gain-induced waveguiding in stripe geometry diode lasers", *IEEE J. of Quantum Electronics*, vol. QE-14, pp. 148-157, 1978.
- [5] H. Yonezu, "A GaAs-Al_xGa_{1-x}As double heterostructure planar stripe laser", *Japan J. Appl. Phys.* vol. 12, pp. 1585-1592, 1973.
- [6] P.A. Kirkby, "Observation of self-focusing

- in stripe geometry semiconductor lasers and the development of a comprehensive model of their operation”, *IEEE J. of Quantum Electronics*, vol. QE-13, pp. 705-719, 1977.
- [7] 金恩洙, 朴漢奎, 楊仁應, “스트라이프 構造形 DH Laser Diode의 Lateral Guiding 解析에 關한 研究.” 대한전자공학회지, 제17권 제5호, pp. 1~7, 1980.
- [8] W.T. Tsang, “The effects of lateral current spreading, carrier outdiffusion, and optical mode losses on the threshold current density of GaAs- $Al_xGa_{1-x}As$ stripe geometry DH lasers”, *J. Appl. Phys.*, 49(3), pp. 1031-1044, 1978.
- [9] B.W. Hakki, “Carrier and gain spatial profile in GaAs stripe geometry lasers”, *J. Appl. Phys.*, vol. 44, no. 11, pp. 5021-5028, 1973.
- [10] B.W. Hakki, & T.L. Paoli, “Gain spectra in GaAs DH injection lasers”, *J. Appl. Phys.* vol. 46, pp. 1299-1306, 1975.
- [11] F.R. Nash, “Mode guidance parallel to the junction plane of double-heterostructure GaAs lasers”, *J. Appl. Phys.*, vol. 44, no. 10, pp. 4696-4707, 1973.
- [12] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley & Sons, pp. 287-295, 1976.
- [13] 金恩洙, 朴漢奎, “DH Laser Diode內에서의 利得 및 屈折率에 關한 研究”, 1979년도 마이크로波及 電波伝播研究會 合同심포지움, 대한전자공학회, 1979.
- [14] G.H.B. Thompson, *Physics of Semiconductor Laser Devices*. John Wiley & Sons, pp. 174-175, 1980.
- [15] H. Kressel, J.K. Butler, *Semiconductor lasers & Heterojunction LEDs*. Academic press, New York, pp. 168-172, 1977.
- [16] J.C. Dymont, “Hermite-gaussian mode patterns in GaAs junction lasers”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 10, pp. 84-86, 1967.
- [17] B.W. Hakki, “Striped GaAs lasers: mode size and efficiency”, *J. Appl. Phys.*, vol. 46, no. 6, pp. 2723-2730, 1975.