

스트라이프 구조 GaAs-(Ga, Al)As 반도체 레이저의

횡모우드에 대한 경계치 해석

윤종욱, 윤석범, 권재상, 오환술, 김영권

건국대학교 공과대학 전자공학과

A Boundary Value Solution For The Lateral Modes

Of Stripe Geometry GaAs-(Ga, Al)As Lasers

Jong Wook Yoon, Seok Beom Yoon, Jae Sang Kwon

Han Sool Oh, Yung Kwon Kim

Dept. of Electronics, Kon Kuk University

ABSTRACT

Theoretical calculations are presented for analyzing lateral modes of stripe geometry lasers. The solution technique affords a matching between the fields of the active layer and those of the surrounding passive layer. The fields are written as a linear combination of Hermite-Gaussian function. Therefore fields have been described with a single H-G function. The lowest-order mode spreading is calculated and related to the gain distribution.

스트라이프구조 레이저의 경계치 해석을 종래의 근사방법과는 달리 파동방정식의 해를 선형적인 H-G 함수의 조합으로 표현 하여 경계치문제를 해석하고자 한다. 이러한 해석은 전파상수를 고유값으로 하고 H-G함수의 선형조합의 계수값들이 레이저 구조 복성에 좌우되도록 하였고 또한 이 이론은 복소유전상수값으로도 이용할수 있다. 이득 분포의 포물선 함수로 인하여 발생하는 횡모우드 간섭현상은 일변의 H-G 함수에서 기본모우드를 확장시켜 고차모우드로 해석한 논문이었다.[1]

1. 서론

본 연구는 스트라이프 구조 GaAs-(Ga, Al)As 반도체 레이저의 횡모우드와 측모우드에 대한 경계치를 해석하여 활성 영역에서 유전상수의 변화를 갖는 광도파 구조를 새로운 모델로 고찰하고자 한다. 기존의 해석방법에 의하면 횡, 측방향에 따른 유전상수값의 변화는 포물선 분포로 변화며 [1], 활성영역에 대한 보다 정확한 해석은 측방향을 일정 하게 두고 횡방향으로만 포물선 분포로 변화시키는 결함률 값을 가진 모델을 제시한 바 있었다. [2], [3] 논문은 스

2. 본론

스트라이프 구조 반도체 레이저의 고유 모우드들은 Maxwell's 방정식으로 부터 얻어지는 H-G 함수의 선형조합으로서 표현되며 그림 1(a), (b)에 구조의 단면도와 도파구조를 각각 나타내었다. 유전상수는 $x=0$ 에 대해서 대칭이며 활성층에서 파동함수는

$$\nabla_x^2 \psi_0 + [k_0^2 \epsilon(x) - \gamma^2] \psi_0 = 0 \quad (1)$$

여기서 $\epsilon(x)$ 는 활성층의 횡방향 변환에 의한 복소유전상수이다. 식 (1)의 해는 변수분리에 의하면

$$\psi_0(x, y) = \psi_0(x) \phi_0(y) \quad (2)$$

로 나타내고 축방향의 우함수는 $y=0$ 에서 다음과 같다.

$$\phi(y) = \cos qy \quad (3)$$

축방향의 파동방정식은

$$\frac{d^2\psi_0}{dx^2} + [k_0^2 \kappa(x) - q^2 + \gamma^2] \psi_0 = 0 \quad (4)$$

이다. ψ_0 의 해는 유전상수 $\kappa(x)$ 에 의존하므로

$$\kappa(x) \approx n^2(x) - i\alpha(x) \eta(x)/k_0 \quad (5)$$

로 표시되며 $x=0$ 에서 복소유전상수는

$$\kappa(0) = n^2(0) + i\eta(0) \eta(0)/k_0 \cdot 10^4 \quad (6)$$

이다. 모두들 개개의 q 값으로 표시되는

Trapped 된 모우드로 정의되며 이는 활성층 두께

d 와 활성영역과 이웃하는 영역 I (그림 1(b)의

A, C 영역) 간의 굴절률차로 정의된다. [5] 본 연구는

한개의 기본모우드만 도파시키기 위해 d 를 0.1 -

0.3 μm 로 하였다. 따라서 식 (4) 는 다음과 같이

타내었다.

$$\frac{d^2\psi_0}{dx^2} + [k_0^2 \kappa_0 + \gamma^2 - q^2 - \alpha^2 k_0^2 x^2] \psi_0 = 0 \quad (7)$$

여기서 α 는 근사적으로 다음과 같다.

$$\alpha \approx (2\eta_0 \eta + \eta_0 \delta \eta / k_0 \cdot 10^4) / (k_0 x_0)^2 \quad (8)$$

한개의 도파모우드를 갖기 위하여 H-C 함수의

선형조합으로 유리예곱수로 나타내면

$$\psi_0(x, y) = \sum_{l=0}^{\infty} A_l \phi_l(y) \psi_l(x) \quad (9)$$

이다. 여기서

$$\psi_l(x) = H_L(\sqrt{\alpha} k_0 x) \exp(-\frac{\alpha}{2} k_0^2 x^2) \quad (10)$$

이며 H_L 는 Hermite 다항식이다. 침모우드들은 $x=0$

에 대해서 even 과 odd 로 나뉘며 여기서는

even field ($L=0, 2, 4, \dots$) 들에 대해서만 하였다.

전파상수 γ 를 포함한 총 field 분포는

$$\psi_0(x, y) e^{-\gamma z} = e^{-\gamma z} \sum_{l=0}^{\infty} A_l \phi_l(y) \psi_l(x) \quad (11)$$

따라서 이 파동방정식의 근은 다음과 같이

주어진다. 대칭구조에 대해 $\psi_0(x, y) = \psi_0(x, -y)$

이며 활성영역 밖인 영역에서 파동함수는

$$\psi_0(x, y) = \int_0^{\infty} B(x) \cos \chi x \exp\left[\frac{(\chi_0^2 - \chi^2)}{12} - \gamma^2\right] \chi dx \quad (12)$$

$B(x)$ 와 전파상수 γ 를 결정하기 위해

경계조건을 적용하였다. 즉, $y = \frac{d}{2}$ 에서

$$\sum_{l=0, 2, 4, \dots}^{\infty} A_l \phi_l\left(\frac{d}{2}\right) \psi_l(x) = \int_0^{\infty} B(x) \cos \chi x dx \quad (13)$$

field의 경합조건에 의하면

$$\sum_l A_l \phi_l\left(\frac{d}{2}\right) \psi_l(x) = \int_0^{\infty} B(x) (\chi^2 - k_0^2 - \gamma^2)^{1/2} \cos \chi x dx \quad (14)$$

Orthogonality 조건에 의하면

$$k_0 \int_0^{\infty} \psi_l(x) \psi_l(x) dx = N_l \delta_{ll} \quad (15)$$

여기서

$$N_l = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} 2^{l-1} l!$$

$$A_l = \sum_l \Omega_{ll} A_l \quad (16)$$

$$\Omega_{ll} = -\frac{1}{\pi} \frac{\phi_l\left(\frac{d}{2}\right)}{N_l \phi_l\left(\frac{d}{2}\right)} \int_0^{\infty} \psi_l(x) \cdot (\chi^2 - k_0^2 - \gamma^2)^{1/2} \psi_l(x) dx$$

최종적인 해는 다음의 매트릭스 곱으로 정해진다.

$$\det(E - \Omega) = 0 \quad (17)$$

여기서 E 는 단위 매트릭스이다.

상기식을 컴퓨터로 계산한 전파상수와 A 값들의

결과는 Table (1) 에 있다. 만족할 만한 접근은

C_4 (4x4)에서 얻었다. 그림 2참조 1, 그림 2는 기본

도파모우드의 축방향에 따르는 near field 분포

이다. 곡선 C_4 는 매트릭스 차수가 4x4 인 것이며

곡선 3 과 4 는 거의 동일한 eigenvalue 를 갖고

field 분포가 급하게 수렴함을 알 수 있다.

축방향의 임의의 지점에서 굴절률값은 이득과

캐리어농도의 함수로 주어지므로 이득과

굴절률효과와의 비발

$$R = \frac{\delta n}{\delta g} \quad (18)$$

로 정의된다. 여기서 $-\delta n$ 은 antiguiding 효과.

$+\delta n$ 은 guiding 효과를 나타낸다. $R=0$ 인 순수한

이득도파인 경우 그림 3 에 최대이득 g_0 을

활성층 두께의 함수로 나타내었다. 활성층 두께가

감소할때 최대이득은 증가해서 이중절합면에서 수

직방향의 광속이 약해지는 것을 보관케한다. 또,

$R < 0$ 일때 곡선은 약간 위로 이동하고 $R > 0$ 일때

는 아래로 이동한다. 그림 4 는 $R=0$ 에서

축방향의 기본도파모우드인 최저차 모우드를

이득폭 $2X_0$ 에서 near field 와 far field 분포를

나타내었다. 여기서 빔폭 B 는 활성층 폭

$d = 0.1, 0.2, 1.0 \mu\text{m}$ 에서 계산하였다.

3. 결론

스트라이프구조 GaAs-(Ga,Al)As 반도체 레이저의 도파모우드에 대한 해석을 하였다. 횡방향에서 유전상수의 변화와 축방향에 따르는 포물선분포의 유전상수의 변화를 갖고 모델을 구성하여 횡, 축방향의 field 에 대한 상호작용이나 활성영역과 구속영역인 P, N-(Al,Ga)As 사이에서 경계복성을 고찰함으로써 기본모우드의 빔폭이 이득분포의 폭($2X_0$)과 활성층두께(d)와 그리고 활성영역 굴절률 변화(R)의 함수로 나타남을 해석 하였다. 이득이 증가함에 따라 최저차모우드에서의 이득도파 효과는 더욱 더 뚜렷하게 되고 이때 이득도파효과는 강한 구속력을 갖고 동작함을 보았다.

REFERENCES

1. T. L. Paoli, IEEE J. Quant. Electron. Vol. 13, No.8, pp.662-668, Aug.1977
2. I. Ladang and H.Kressel, Appl.Phys.Lett, Vol.25, pp.708-710, Dec.1974
3. J.K.Butler, C.S.Wang, J.Appl.Phys. Vol.47, pp.4033-4043, Sept.1976
4. J.K.Butler, J.B.Delaney, IFFE J.Quant. Elec tron, Vol.14, No.7, pp.507-513, July 1978
5. H.S.Sommers, "Experimental Properties of In jection Lasers " J.Appl.phys. Vol.45, pp.2 37-242, Jan.1974

Table (1)

MATRIX ORDER	$\gamma/k_0^{(1)}$	A_0	A_2	A_4	A_6
1x1	-0.000399 3.524209	1.0 0	-	-	-
2x2	-0.000415 3.524218	1.0 0	0.04972 -0.00117	-	-
3x3	-0.000415 3.524219	1.0 0	0.05229 -0.00185	0.00113 -0.00021	-
4x4	-0.000617 3.524219	1.0 0	0.05217 -0.00295	0.00112 -0.00023	-2×10^{-6} 4×10^{-7}

$\lambda = 0.9 \mu\text{m}$
 $n_0 = 3.6$
 $x_0 = 5 \mu\text{m}$
 $\delta n = -0.0005$
 $\epsilon_0 = 100 \text{ cm}^{-1}$
 $\delta \epsilon = 100 \text{ cm}^{-1}$
 $d = 0.2 \mu\text{m}$
 $n_a = n_c = 3.5$
 $\alpha_a = \alpha_c = 20 \text{ cm}^{-1}$

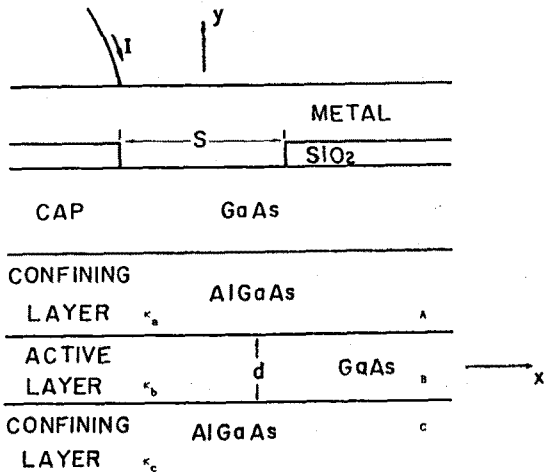


그림 1 (a)

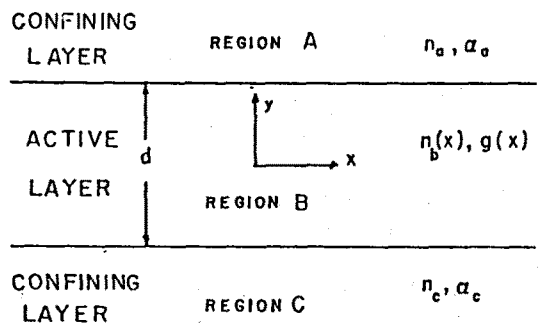


그림 1 (b)

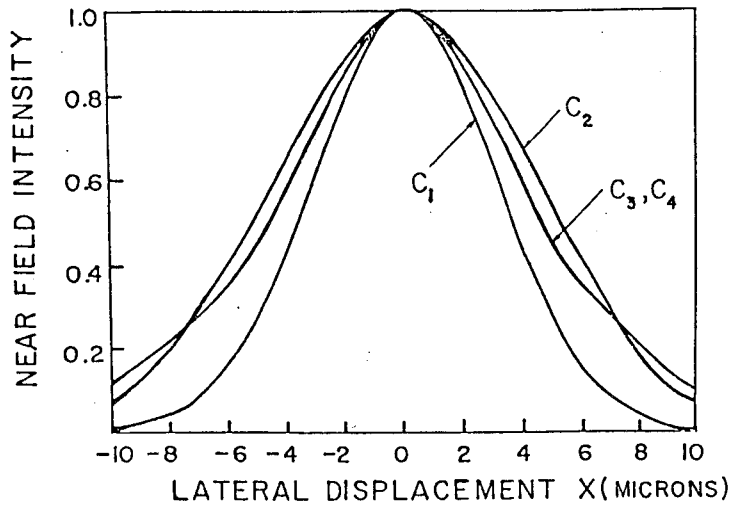


그림 2

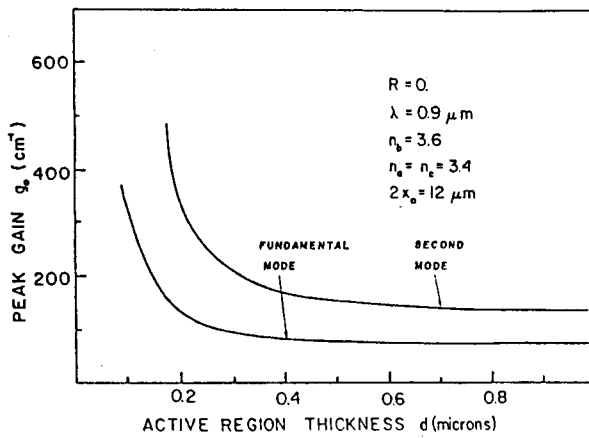


그림 3

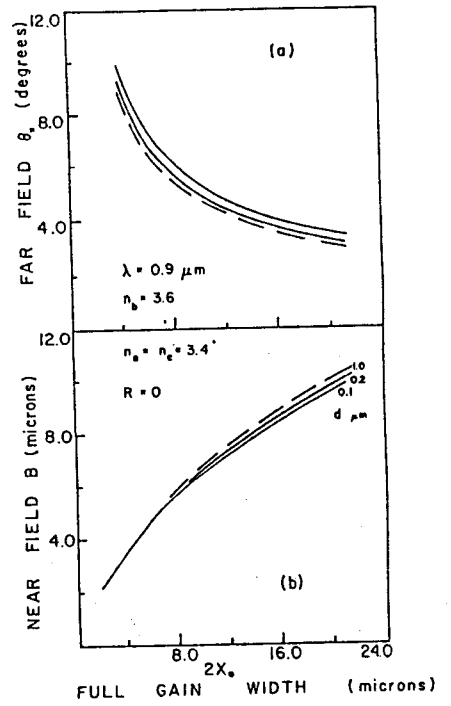


그림 4