

國立交通大學
電子物理研究所

碩士論文

低臨限電流與小發散角的脊型雷射的模
擬分析

Simulation of Ridge Lasers of Low Threshold
Current and Small Beam Divergence



研究生：黃許國

指導教授：楊賜麟 教授

中華民國 九十四年 七月

低臨限電流與小發散角的脊型雷射的模擬分析

Simulation of Ridge Lasers of Low Threshold

Current and Small Beam Divergence

研 究 生：黃許國

Student : Hsu-Kuo Huang

指 導 教 授：楊賜麟

Advisor : Su-Lin Yang

國 立 交 通 大 學

電 子 物 理 系



Submitted to Department of Electrophysics
College of Science

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master

in

Electrophysics

July 2005

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國九十四年七月

低臨限電流與小發散角的脊型雷射的模擬分析

研究生：黃許國

指導教授：楊賜麟 博士

國立交通大學 電子物理研究所

摘要

本論文利用 ISE-TCAD 的模擬軟體來設計及分析 InGaAs 量子井雷射（發光波長 980 nm）。加入低折射率層於漸變性折射率分開侷限異質結構(grad-index separate-confinement heterostructure)與覆蓋層之間，這樣的結構會使得光學場尾端能夠有效地滲入覆蓋層，且光學場能夠被緊密的侷限於主動區。所以可以同時得到低的垂直遠場發散角度及臨限電流密度。

經過模擬及計算後，我們得到水平及垂直遠場發散角分別為 6.58 度、14.64 度，臨限電流密度為 444 A/cm^2 。相較於傳統的雷射結構而言，垂直遠場發散角有效地被下降 2 倍以上，而臨限電流密度維持相同或者輕微的上升而已。

Simulation of Ridge Lasers of Low Threshold Current and Small Beam Divergence

Student: Hsu-Kuo Huang

Advisor: Dr. Su-Lin Yang

Institute of Electrophysics
National Chiao Tung University

Abstract

In this study, we used ISE-TCAD simulation tools to design and analyze low threshold current density and low divergence angle InGaAs quantum well lasers at wavelength of 980 nm. The main approach is to add two low index layers inserted between the grad-index separate-confinement heterostructure (GRINSCH) layers and the cladding layers in the ridge-type semiconductor lasers. The simulation results reveals that the optical field widely expanded in the cladding layers and the carriers and optical field are tightly confined in the active region. A ridge-type laser diode with small vertical far-field divergence angle and low threshold current density can thus be obtained. By the design with simulation results, we can get a ridge laser with horizontal divergence angle of 6.58 degree, vertical divergence angle of 14.64 degree, and threshold current density of 444 A/cm^2 . The vertical divergence angle is about a half to that of the conventional structured diode lasers, while the threshold current densities are about the same for our designed lasers and the conventional ones.

誌 謝

首先感謝指導教授楊賜麟老師在我的兩年碩士就讀期間給予我的專業上的訓練，包括專業知識、語言能力、電腦能力，以及讓我學習到盡最大的努力把事情做好的態度，讓我受用無窮。非常感謝老師給我的栽培，讓我更有自信去追求下一階段的挑戰，在此致上我最深切與誠懇的感謝，也祝福老師能夠在未來的日子裡身體健康，做更多的研究對於學術界有更多的裨益。

感謝國家高速電腦中心，羅仕京先生對於軟體上的問題，總是不厭其煩的告訴我們解決方法。感謝張國彬學長在各方面的幫助與提攜。並感謝感謝實驗室的伙伴們：淼松、東昇、育維、仲安、志明在這兩年內大家能互相討論專業知識，有問題互相幫忙，有好處互相分享，一起打球玩樂的日子非常難忘，非常幸運能在這裡認識你們這一群好夥伴，也感謝學弟明曉的服務以及幫忙。

感謝我的家人給我的支持與關心，讓我能夠一一克服求學路程上顛簸，尤其是最辛苦的媽媽，我永遠不會讓你失望的，我愛你們。

章 節 目 錄

	Page
中文摘要	I
英文摘要	II
誌謝	III
章節目錄	IV
第一章 緒論	1
第二章 基本原 理	3
2-1 雷射原理	3
2-2 雷射二極體	5
2-3-1 脊型雷射 (Ridge laser)	6
2-3-2 GRINSCH 量子井雷射結構	8
2-3 雷射二極體的輸出特性	10
2-3-1 臨限電流與臨限電流密度	10
2-3-2 雷射的特性溫度	12
2-3-3 差動量子效率	13



第三章 雷射二極體的模擬工具及理論模型	15
3-1 雷射二極體的模擬工具	16
3-2 雷射二極體的理論計算模型	17
3-3 光子速率方程式	21
3-4 費比白洛共振腔中的波長計算	22
3-5 遠場模型	23
第四章 模擬結果與討論	26
4-1 前言	26
4-2 改變 GRINSCH 結構	27
4-3 加入低折射率層的討論及分析	29
4-4 討論 GRIN-SCH 中的漸變斜率與低折射率層的主宰性	33
4-5 比較低折射率層與傳統的 GRINSCH 結構間的差異性	36
第五章 結論	50
文獻參考	52

圖 表 目 錄

	Page
圖 2-1 光子與電子間的交互作用之三種機制(a)激發性吸收 (b) 自發性放射 (c) 激發性放射	5
圖 2-2 邊射型與面射型雷射結構示意圖	6
圖 2-3 脊型雷射結構示意圖	8
圖 2-4 GRINSCH 雷射結構的示意圖	10
圖 2-5 包含各種效應的 L-I 特性曲線	12
圖 2-6 溫度造成量子井載子逃脫效應	13
圖 3-1 雷射二極體的模擬流程圖	17
圖 3-2 半導體傳輸方程式及光子速率方程式間的耦合	19
圖 3-3 雷射方程式的解滿足自我一致性的演算法之流程圖	20
圖 3-4 遠場示意圖	23
圖 3-5 遠場角度示意圖	25
圖 4-1 傳統的雷射結構之能帶狀態圖	38
圖 4-2 覆蓋層莫爾分率及 GRINSCH 的厚度對光學的侷限因 子作圖	38
圖 4-3 覆蓋層莫爾分率及 GRINSCH 的厚度對垂直遠場發散 角度作圖	39

圖 4-4 覆蓋層莫爾分率及 GRINSCH 的厚度對臨限電	
流密度作圖	39
圖 4-5 加入低折射率層時之結構圖	40
圖 4-6 加入低折射率層時之能帶狀態圖	40
圖 4-7 不同低折射率層之 x_a 、 t 時，對垂直遠場發散角度作圖	41
圖 4-8 不同低折射率層之 x_a 、 t 時，對臨限電流密度作圖	41
圖 4-9 當 $x_a=0.5$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對垂	
直遠場發散角度作圖	42
圖 4-10 當 $x_a=0.5$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對臨	
限電流密度作圖	42
圖 4-11 當 $x_a=0.55$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對	
垂直遠場發散角度作圖	43
圖 4-12 當 $x_a=0.55$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對	
臨限電流密度作圖	43
圖 4-13 當 $x_a=0.6$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對	
垂直遠場發散角度作圖	44
圖 4-14 當 $x_a=0.6$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對	
臨限電流密度作圖	44
圖 4-15 GRINSCH 層中不同折射率漸變程度的能帶狀態圖	45

圖 4-16 GRINSCH 層中的漸變程度，對光學的侷限因子作圖	45
圖 4-17 GRINSCH 層中的漸變程度，對垂直遠場發散角度作圖	46
圖 4-18 GRINSCH 層中的漸變程度，對臨限電流密度作圖	46
圖 4-19 加入低折射率層且 GRINSCH 層之漸變斜率不變時的能 帶狀態圖	47
圖 4-20 當 x_c 及 x_a 為變數時，對垂直遠場發散角度作圖	47
圖 4-21 當 x_c 及 x_a 為變數時，對臨限電流密度作圖	48
圖 4-22 傳統的結構與新設計結構之近場比較圖	48
圖 4-23 傳統的結構與新設計結構之遠場比較圖	49



第一章

緒論

資訊工業的快速發展，使得大眾對於資訊傳遞速度上的要求也越來越高，所以大量且快速的資料存取是必要的。由於光纖通訊是利用光學的方式來傳遞資訊，具頻帶寬、速度快、保密性高、衰減量低、且不受射頻與電磁訊號干擾等優點，故可滿足今日資訊高速成長的需求，而逐漸取代傳統由電波的傳遞方式。

由於半導體雷射具有小體積、高效率、易於調變的優點，所以最適合做為光纖通訊的光源訊號。常見的通訊用雷射波長主要為三種波長，分別為 980 nm、1300 nm 及 1550 nm。在光纖中的使用上，波長 980 nm 的雷射光用來做為摻鉕(E_r^{3+})光纖的激發光源；而波長 1300 nm 的雷射光由於在光纖中具有零色散(zero dispersion)的特性，所以具有傳輸速度快的優點，目前此波長被廣泛應用於區域性的光纖系統中；至於波長 1550 nm 的雷射光在光纖中具有低損耗(low loss)的特性，也適合應用於長距離的光纖通訊。

對於摻鉕光纖放大器(Erbium-Doped Fiber Amplifier, EDFA)而言，980 nm 高功率半導體雷射為其重要的元件[1-5]。在 EDFA 的系統中，需要考慮如何將高輸出的光學功率耦合到單模的光纖中。因

此，半導體雷射光源除了需要具有高的輸出功率外，也需要具有小的光束發散角度的特性。對於傳統的漸變性折射率分開侷限異質結構 (grad-index separate-confinement heterostructure, GRIN SCH) 雷射而言，垂直遠場發散角度較大 (30-60 度)，則遠場發散角度比值 (Aspect ratio of far field pattern; $\theta_{\perp}/\theta_{\parallel}$) 會較大。而對於傳統的雷射結構而言，改變 GRIN SCH 層的厚度來減少垂直遠場發散角度，則會具有高的臨限電流密度 (threshold current density) [6]。

為了使得高功率能夠有效地耦合於單模光纖中，各種結構的改變方式被使用於雷射結構中，包括加入額外的結構於雷射二極體 [7-10]，也有使用光點轉換的方法 [11-13]。至於加入額外結構層的方法中，Cockerill 等人使用壓抑折射率 (depressed-index) 覆蓋層漸變位障的結構以獲得一個分佈較廣的光學場 [7]。Wu 等人使用週期性折射率侷限層來取代一般的覆蓋層 [8]。Chen 等人使用被動波導結構得到垂直遠場發散角度為 11.2 度，但這樣的雷射結構卻造成了相當高的臨限電流密度 ($\sim 1\text{KA}/\text{cm}^2$) 和不理想的遠場圖形 [9]。而具有光點轉換的雷射，雖然可以有效的減少垂直遠場發散角度，但其具有複雜雷射結構，需要多步驟長晶過程，造成製程成本的上升 [12]。以上這些方法都是為了要將光學場強度分佈改變，並降低垂直遠場發散角度。

本論文中，我們主要使用ISE-TCAD軟體來分析InGaAs應變量子井雷射的近場及遠場的特性。第二章:雷射的基本原理。第三章：說明如何使用ISE-TCAD軟體來模擬雷射二極體及其物理相關模型的計算。第四章：加入低折射率層於覆蓋層和GRINSCH層之間，並分析其垂直遠場發散角度及臨限電流密度的關係。第五章是總結歸納。



第二章

基本原理

2-1 雷射原理

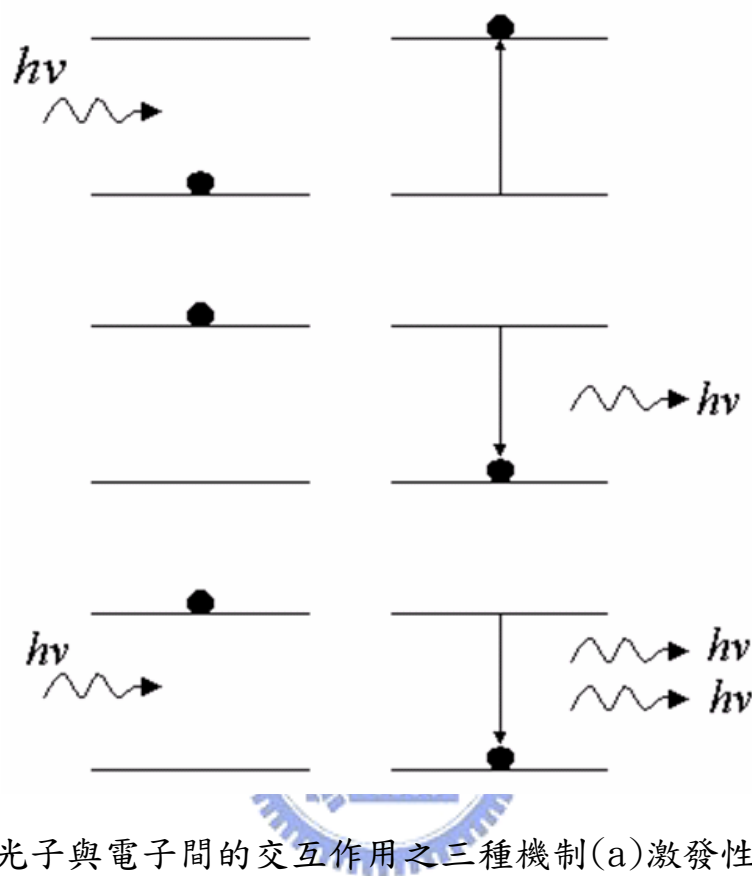
雷射二極體中，光子與電子間的交互作用包含有如圖 2-1 所示的三種機制，分別為激發性吸收(stimulated absorption)、自發性放射(spontaneous emission)及激發性放射(stimulated emission)。

其中激發性吸收是指當光子能量大於或等於半導體材料之能隙時，可將低能階價帶中的電子激發到高能階的導帶。自發性放射是指導帶中之自由電子經過一段平均生命期後，會與價帶中的電洞復合而發出光子。而激發性放射是指光子入射時，會誘發導帶中的電子與價帶中的電洞復合，並發出能量、相位皆相同的光子。當材料中不斷激發放射出頻率、相位一致之光子時，即為雷射現象。

一般而言，在半導體材料中，產生雷射光的條件必須為

- 1、 要注入足夠的電子電洞對以提供增益(gain)。
- 2、 要有適當的半導體材料作為其活性層(active layer)。
- 3、 要有一適當之共振腔(resonant cavity)，形成光子的反饋作用(optic feedback)。

4、 需達到居量反轉 (population inversion) 分佈。

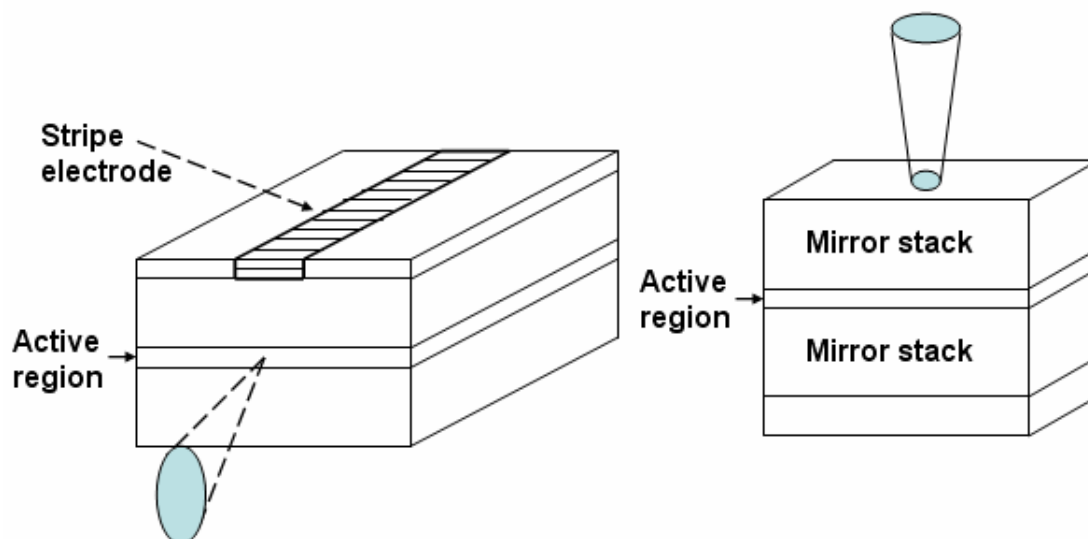


【圖 2-1 光子與電子間的交互作用之三種機制(a)激發性吸收 (b)自發性放射 (c) 激發性放射】

2-2 雷射二極體

半導體雷射可依其雷射光束射出之方向是否平行於基板 (substrate)，可分為邊射型(edge-emitting)雷射與面射型 (surface-emitting)雷射，如圖 2-2 所示。邊射型雷射與面射型雷射的主要不同之處在於共振腔的形成，邊射型雷射的共振腔與晶片表面

平行，且雷射光共振方向亦平行於晶片表面，其共振腔是利用晶片之自然劈裂面作為元件兩端的反射鏡，形成費比白洛(Fabry-Perot)共振腔。而面射型雷射則是共振腔與晶片垂直，雷射光共振方向亦垂直於晶片表面，其共振腔的形成為在主動層上方及下方成長高反射多層膜層，形成布拉格反射 (distribution bragg reflector)，因其具有垂直共振腔的結構，故簡稱 VCSEL(vertical cavity surface emitting laser)。



【圖 2-2 邊射型與面射型雷射結構示意圖】

2-2-1 脊型雷射 (Ridge laser)

圖 2-3 為脊型雷射的結構示意圖。它是一種弱折射率引導 (weakly guided) 雷射，相對於增益導引 (gain guided) 雷射，脊

型雷射的側向 (lateral) 光場及電流的侷限較為良好。

我們可以利用有效折射率近似法 (effective index approximation method) 來分析脊型雷射的單模條件，這樣的方法將原本的二維問題簡化為兩個一維方程式，且我們視電流造成的折射率變化為微小的擾動 (perturbation)。所以波動方程式可寫為

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + [\beta_{eff}^2(x) - \beta^2] \phi = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + [\varepsilon(x, y)k_0^2 - \beta_{eff}^2(x)] \phi = 0 \quad (2.2)$$

其中 $\beta_{eff}(x) = k_0 n_{eff}(x)$ ， $n_{eff}(x)$ 為有效折射率。在此，我們只需瞭解主動層厚度 d 及條紋寬度 W 對橫向及側向光模的影響，並不必詳細精確的求解。整理 (2.1)，(2.2) 的解以後 [14]，我們可得到設計單模雷射時可用到的參數條件，橫向模 (transverse mode) 的單模條件為

$$d < \frac{\lambda}{2} (n_2^2 - n_1^2)^{-1/2} \quad (2.3)$$

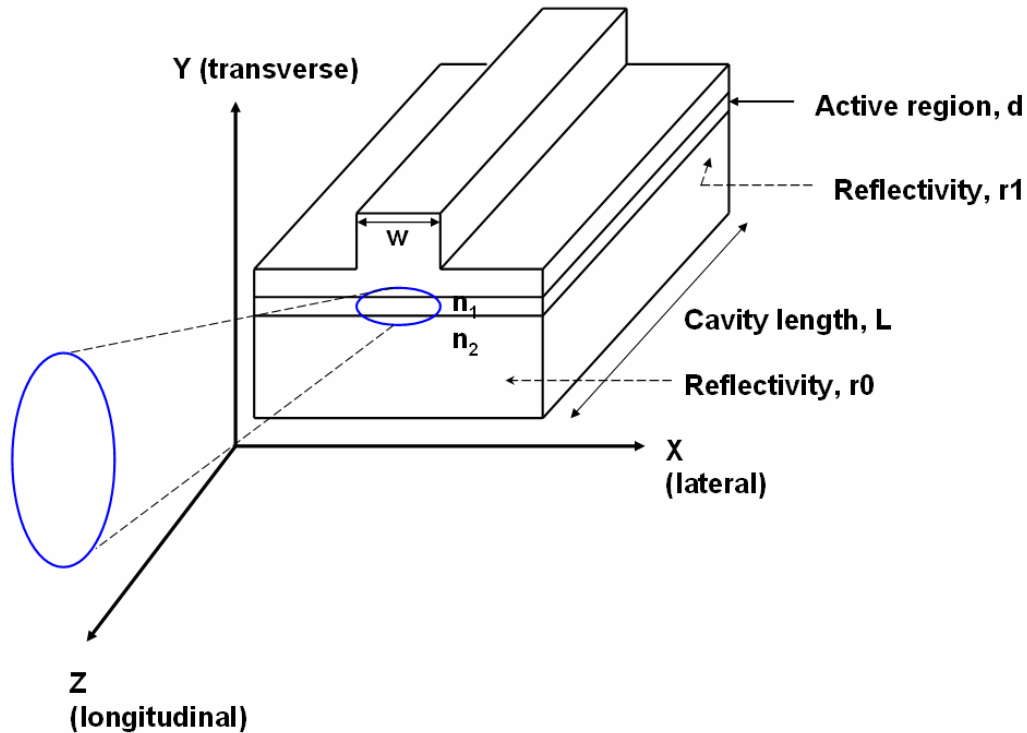
其中 n_1 ， n_2 分別為主動區和覆蓋層 (cladding layer) 的折射率。

側向模 (lateral mode) 的單模條件為

$$W \leq \frac{\lambda}{(8n_e \Delta n_L)} \quad (2.4)$$

其中， n_e 為平均有效折射率 (average effective index)，而 Δn_L 為條紋內外的有效折射率差。但是若要更精確的求解單模雷射的條件，還

必須考慮電流的分散效應與電流對折射率的影響，會形成增益導引的效應。



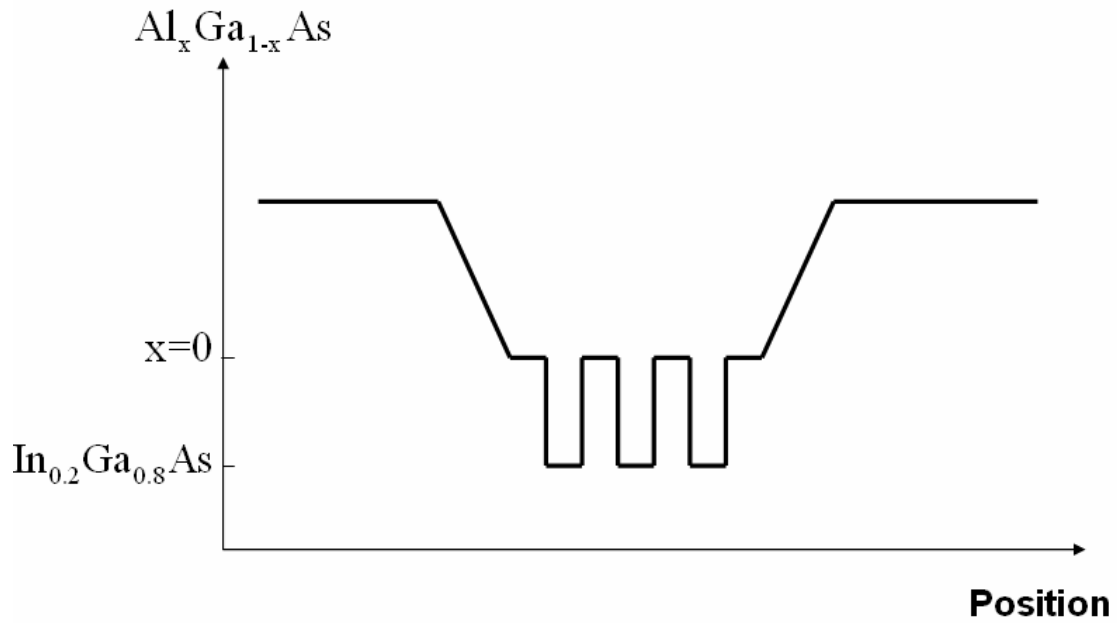
【圖 2-3 脊型雷射結構示意圖】

2-2-2 GRINSCH 量子井雷射結構

圖 2-4 為 GRINSCH 雷射結構的示意圖，這種結構在以往的研究中已被廣泛的使用[15]。具有低臨限電流密度及高量子效率(quantum efficiency)的優點。此結構包含 InGaAs 量子井，兩個 GaAs 隔離層 (spacer layer) 位於量子井兩旁，還有兩個 AlGaAs 覆蓋層及兩個漸變性折射率 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 侷限層 (Graded-index confining layer)。

單層或多層的量子井結構均曾被採用。雖然多層量子井結構可以提高差動增益(differential gain)及光學的侷限因子，但是臨限電流密度也會因此而上升。且當 InGaAs 的總厚度增加時，亦可能因晶格大小不匹配而產生缺陷，並且形成非輻射復合中心(nonradiative recombination center)。

雷射的輸出波長主要由 $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ 量子井的厚度及 In 的成分比例 y 所決定。相對的， $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 、GaAs 之間的能量障礙高(energy barrier height)和其各自的厚度，對輸出波長的影響則較為不明顯。且在 InGaAs 量子井與 AlGaAs 漸變折射率侷限層之間加入 GaAs 隔離層是相當必要的。因為無論對任何長晶系統而言，氧皆為 AlGaAs 材料的主要雜質，並會形成非輻射復合中心[16]。所以 GaAs 隔離層在此的作用便是將氧雜質隔離在 InGaAs 量子井之外。



【圖 2-4 GRIN-SCH 雷射結構的示意圖】

2-3 雷射二極體的輸出特性



雷射最基本的輸出曲線特性圖為光-電流（light-current, L-I），我們可以从 L-I 曲線得到一些重要的參數，包括臨限電流與臨限電流密度，差動量子效率（differential quantum efficiency）等等。

2-3-1 臨限電流與臨限電流密度

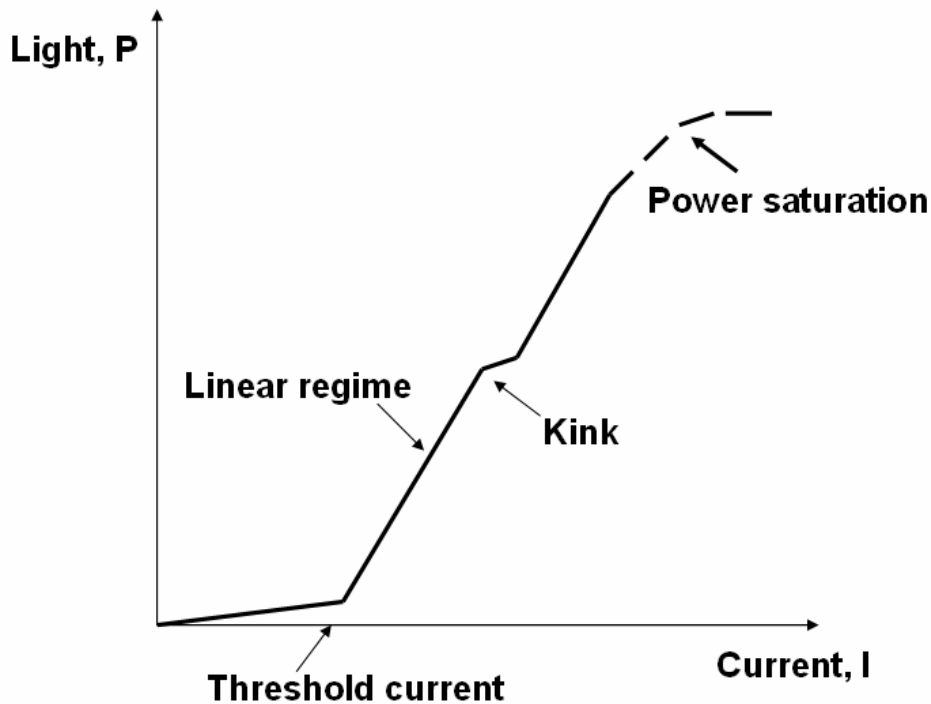
雷射形成的重要條件之一，就是所給的外加電壓足以使準費米能

階(quasi-Fermi level)分開到大於可被激發的光子能量

$[(E_{Fc} - E_{Fv}) > hv]$ ，使受激輻射率大於吸收率而產生增益，當到達雷射形成之共振條件時，主宰雷射的發光機制，由自發性放射轉變為激發性發射。此時的外加電場所產生的電流值，就稱之為臨限電流或起始電流 (threshold current, I_{th})。由圖 2-5 可看到一明顯之轉折點，當輸入電流大於這個轉折點後，雷射光的輸出會急遽增加，此轉折點之電流值即為臨限電流，一般定義為大於臨界條件時之 L-I 曲線與 I 軸的截距。我們亦可看出到當 $I < I_{th}$ 時，曲線斜率較小時，則雷射光的發光機制主要為自發性發光，而當 $I > I_{th}$ 時，曲線斜率較大時，則雷射光的發光機制主要為激發性發光。此外，對於不同寬度或長度的雷射而言，臨限電流值並不能客觀的評斷雷射結構的優劣，所以我們定義一常規化 (normalize) 的臨界電流密度：

$$J_{th} = \frac{I_{th}}{WL}$$

其中 W 為雷射的條紋寬度 (Stripe width)， L 是雷射的共振腔長度 (cavity length)。



【圖 2-5 包含各種效應的 L-I 特性曲線】

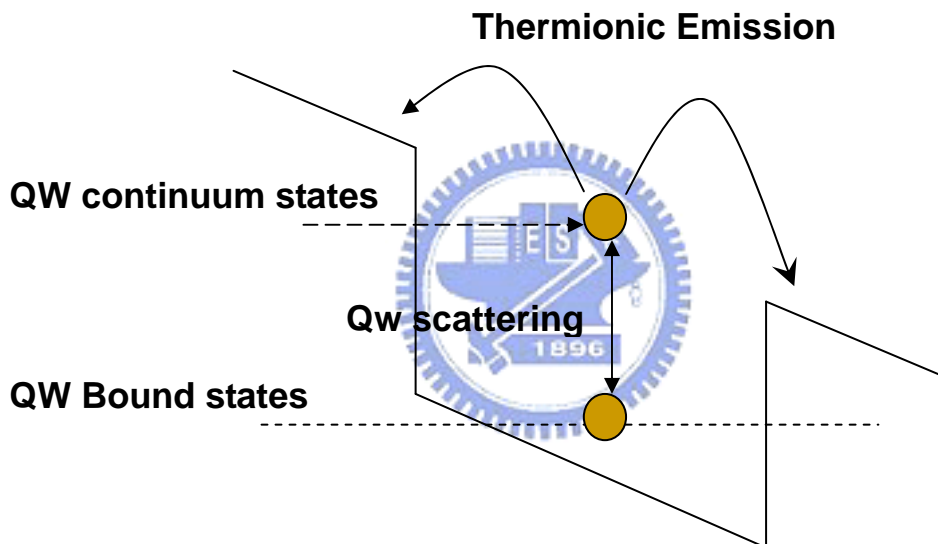
2-3-2 雷射的特性溫度



影響雷射臨限電流大小的因素有很多，其中影響最顯著的外部操作條件為溫度，當雷射之操作溫度越高，臨限電流密度也隨之增加。如圖 2-6 所示，造成此現象的原因為，當溫度升高活性層的載子獲得較高的額外動能，而越過侷限層的位能障，跑到活性層外產生復合，導致量子效率降低，因此產生的光子數目減少，這樣的現象我們稱之為熱發射 (Thermionic Emission)。其臨限電流密度與溫度的關係式為

$$J_{th} = J_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (2.5)$$

其中 J_{th} 為臨限電流密度， J_0 為透明電流密度 (transparent current density)， T_0 為特性溫度 (characteristic temperature)。特性溫度的大小可用來定義臨限電流密度對溫度的敏感程度，特性溫度越高則對溫度越不敏感，元件的溫度特性則越好。



【圖 2-6 溫度造成量子井載子逃脫效應】

2-3-3 差動量子效率

雷射輸出的功率可以表示為[14]：

$$P_{out} = \frac{hv}{2q} \frac{\eta_i \alpha_m}{\alpha_m + \alpha_{int}} (I - I_{th} - \Delta I_L) \quad (2.6)$$

其中 α_m , α_{int} 分別為鏡面損失與內在損失， h 是薄朗克常數， η_i 是內部量子效率 (internal quantum efficiency) ， ΔI_L 則為漏電流隨 I 上升的增加項。而差動量子效率或稱為外部量子效率 (external quantum efficiency) 被定義為

$$\eta_d = \eta_i \frac{\text{photon escape rate}}{\text{photon generation rate}} = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_{\text{int}}} \quad (2.7)$$

我們將(2.6)對 I 微分並將結果代入(2.7)可得到

$$\eta_d = \frac{2q}{hv} \frac{dP_{\text{out}}}{dI}$$

由上式可知，L-I 曲線在大於臨界後的斜率，只與差動量子效率差了一個常數倍。所以我們可以從 L-I 曲線的斜率來觀察雷射的差動量子效率。



第三章

雷射二極體的模擬工具及理論模型

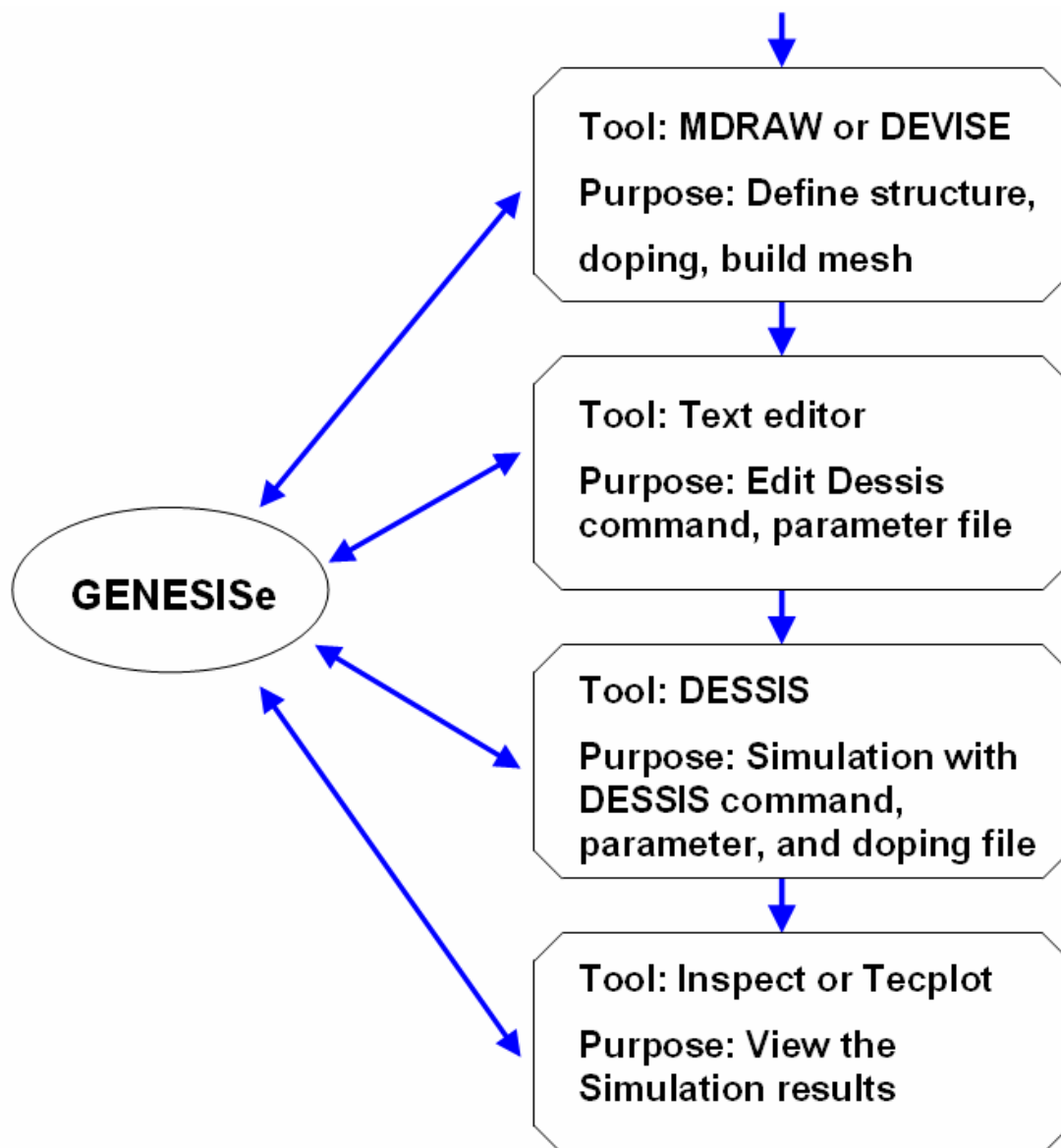
本章節中，我們將說明我們如何使用 ISE-TCAD 來模擬邊射型雷射，ISE-TCAD (Integrated Systems Engineering) 這套工具由 Synopsys 公司所出版的套裝軟體，是一套可以模擬三維半導體元件的軟體。而對於模擬光電半導體元件而言，ISE-TCAD 軟體具有參數資料庫，裡面包含數十種材料的參數，對於比較新型或多元的材料也可以經由自行輸入參數來設定新的材料系統，至於它能模擬的光電元件結構包括費比白洛雷射、Distributed Feedback(DFB)雷射、Semiconductor Optical Amplifiers、Light Emitting Diodes(LEDs)、photodetector、Vertical Cavity Surface Emitting Laser(VCSELs)等等。在 ISE-TCAD 中我們最常使用的工具為 GENESISe, MDRAW or DEVICE, Text editor, DESSIS, INSPECT or Tecplot-ISE。

在輸入所要模擬的材料系統與結構後，可由圖形的呈現來瞭解元件的各項光學與電子性質。在下面各節中我們將介紹軟體功能及其運用的計算模型。

3-1 雷射二極體的模擬工具

ISE-TCAD 是一套模擬半導體元件的軟體，不管從製程到特性分析上，都可以很嚴謹的計算分析。而在光電半導體上，我們主要使用它來瞭解光及電的特性。正如我們所要模擬元件，雷射二極體，必須有一定的處理流程。

圖 3-1 為雷射二極體的模擬流程圖。首先，我們使用 MDRAW or DEVISE 來決定所需要元件的結構及濃度，主要的作用是給定元件邊界條件及濃度分佈。然後，我們可以運用文件編輯器 (Text editor) 來編輯 DESSIS 的指令檔及參數檔。指令檔中包含一些固定式的指令，這些指令用來觸發所要運算的方程式及模型等等，而在材料參數檔的修改上，包括能帶隙參數、復合參數、捕捉參數、等效質量、熱導電係數及遷移率等參數檔。我們皆可使用文件編輯器來改變其參數檔，用以配合實驗的數據來達到最真實的模擬結果。在模擬結束後，DESSIS 將其結果存檔。最後，我們可以用 INSPECT and Tecplot-ISE 來檢視其存檔結果，並適當作圖分析。例如：常用的 I-V、L-I 曲線，到遠場、近場、溫度、暫態模擬、載子的分佈、能帶圖、增益曲線等等。



【圖 3-1 雷射二極體的模擬流程圖】

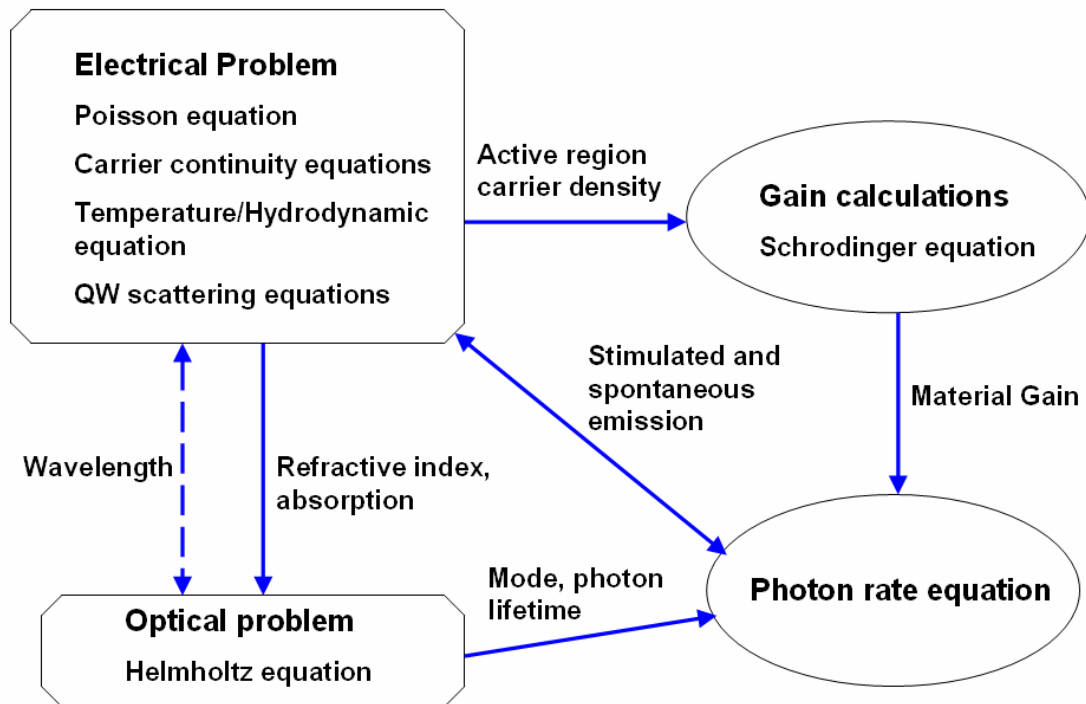
3-2 雷射二極體的理論計算模型

模擬雷射二極體是一個相當複雜的問題，因為其中需使用多個方程式，如

- 波以松 (Poisson equation)

- 載子連續方程式 (Carrier continuity equations)
- 晶格溫度方程式或流體動力學方程式 (Lattice temperature equation or Hydrodynamic equation)
- 量子井散射方程式 (Quantum well scattering equations)
- 薛丁格方程式 (Schrodinger equation)
- 光子速率方程式 (Photon rate equation)
- 漢姆赫茲方程式 (Helmholtz equation)

前三個方程式為半導體中的傳輸方程式，用來表示漂移-擴散的機制。正如其它半導體中所使用的傳輸方程式，用以求解電子及電洞在半導體中電性上的漂移及擴散行為。然而，在雷射二極體中，量子井的載子捕捉和材料增益的計算相當的特別，因為其包含到電性及光性上的求解問題，我們將使用薛丁格及量子井散射模型來求解。漢姆赫茲方程式則是用以求解光學模態及其相關的光學量值。最後，光子速率方程式結合其電性及光性上的解，並求解其光子的總數目。圖 3-2 說明半導體傳輸方程式及光學方程式間的耦合，並且達到一致性(self-consistency)滿足的解。



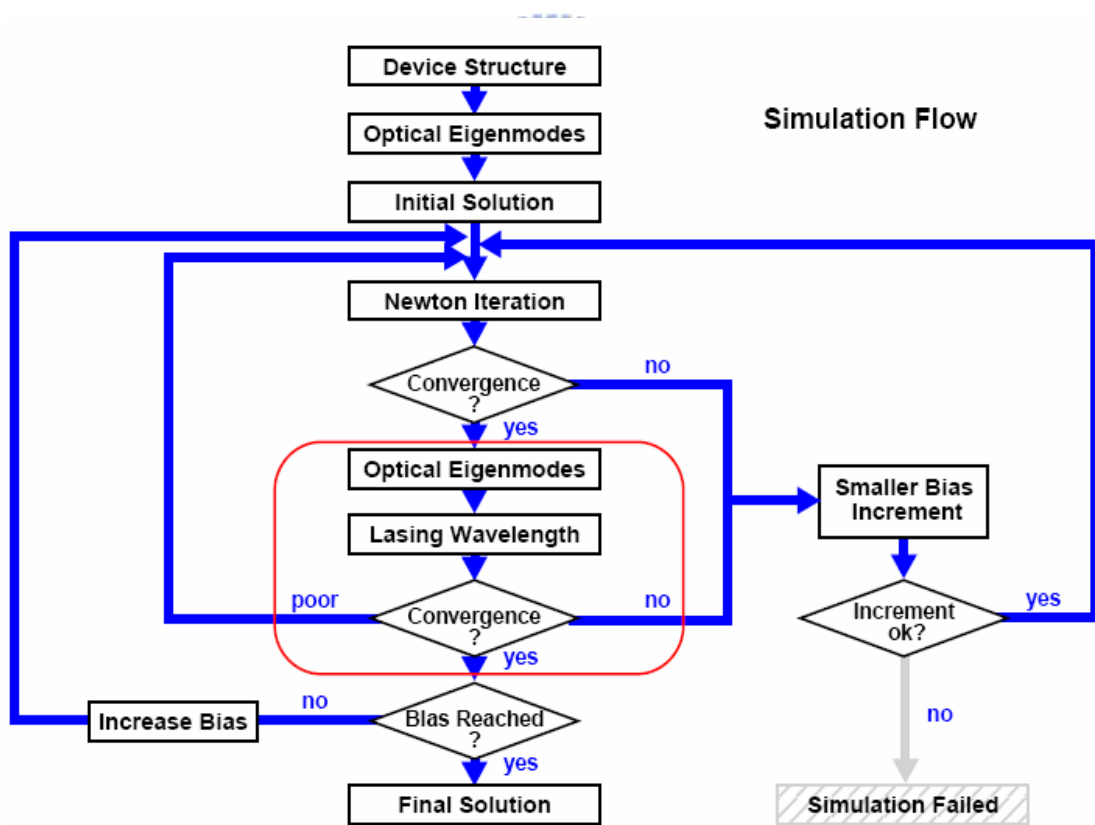
【圖 3-2 半導體傳輸方程式及光子速率方程式間的耦合】



由關係圖可以知道，求解雷射問題是非常複雜的。所以必須將電性及光性的問題分開求解，並從各個方程式中可以得到相對應的關鍵量（如箭頭上所示）。如圖所示，當求解電性的問題時，其解會產生折射率及吸收係數，將其代入光學的問題中，可以得到模態及光子的生命期。在費比白洛邊射型雷射中，波長為計算出增益曲線的峰值，並代入光學問題。而增益計算包含求解薛丁格方程式，其解出的值用來計算在主動區中載子狀態的光學矩陣元素，如此可以計算出材料增益。且材料增益的公式必須遵行費米黃金定則（Fermi's golden rule）。而解出的材料增益及模態資訊被代入光子速率方程式，並計算模態增益、激發及自發性復合速率。這些光學復合過程會增加光子

的數量，並且會減少載子的數量。因此，這些復合速率必須被加入於載子連續方程式，以確保粒子守恆不變定律。

由於光性及電性問題的複雜性及兩者相互耦合的問題，在使用牛頓法 (Newton method) 耦合電子及光子可能會有收斂上的問題。因此，珈瑪疊代法 (Gummel iteration method) 以自我一致性 (self-consistently) 的方法來求解光性及電性間耦合的問題。演算法的流程圖被表示於圖 3-3 中。



【圖 3-3 雷射方程式的解滿足自我一致性的演算法之流程圖】

3-3 光子速率方程式

在邊射型雷射中，費比白洛共振腔被視為一個開放性的電磁共振器，其模態可由輻射復合過程推導出來。由馬克斯威爾 (Maxwell) 方程式，在電場中的波動方程為[17]

$$\nabla \times \nabla \times E = -\mu_0 \left(\sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \epsilon_0 \epsilon_r \frac{d^2 E}{dt^2} + \frac{d^2 P}{dt^2} \right) \quad (3.1)$$

其中 E 是電場， σ 為導電率、 ϵ_r 為相對的電容率， P 是因為電子及電洞對自發性復合產生的偏振。且電場可被表示為

$$E(x, y, z, t) = \Psi(x, y, t) \sqrt{s(t)} e^{i\varphi(t)} e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + cc \quad (3.2)$$

其中 cc 定義為右邊第一項的共軛複數。光子的密度 $s(t)$ 及相位因子 φ 為實數，而光學場 Ψ 為複數。將(3.2)代入(3.1)可得到漢姆赫茲方程式為

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Psi + k_0^2 (n^2(x, y) - \epsilon_{eff}) \Psi = 0 \quad (3.3)$$

最後，對 $s(t)$ 而言的光子速率方程式為

$$\frac{\partial S}{\partial t} - (G(\omega) - L)S = \frac{c}{\epsilon_r} \beta T^{sp}(\omega) \quad (3.4)$$

其中 β 是自發性發射因子。而光子速率方程式包含模的增益 $G(\omega)$ ，光場損失 L_{opt} ，及模的自發性放射 $T^{sp}(\omega)$ ，這些參數被定義為

$$G(w) = \iint r^{St}(x, y, E_w) |\Psi(x, y)|^2 dx dy \quad (3.5)$$

$$T^{SP}(w) = \iint r^{SP}(x, y, E_w) |\Psi(x, y)|^2 dx dy \quad (3.6)$$

$$L_{opt} = \iint \alpha(x, y) |\Psi(x, y)|^2 dx dy + Loss_{bg} + Loss_{Cavity} + Loss_{waveguide} \quad (3.7)$$

其中 $r^{St}(x, y, E_w)$ 為激發性放射係數， $r^{SP}(x, y, E_w)$ 為自發性放射係數， L_{opt} 為光學場總損失，包含自由載子吸收 $\alpha(x, y)$ ，共振腔損失為 $Loss_{Cavity}$ ，背景損失 $Loss_{bg}$ 及波導損失 $Loss_{waveguide}$ 。而費比白洛共振腔中的損失主要為鏡面損失，即

$$Loss_{Cavity} = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{r_0 r_1}\right) \quad (3.8)$$

其中 L 為共振腔長度， r_0, r_1 為表面功率的反射率。

3-4 費比白洛共振腔中的波長計算

在費比白洛邊射型雷射中，波長由電性中的方程式求出，然後將其代入漢姆赫茲方程式求解。在費比白洛共振腔中的特徵頻率為

$$\omega_p = \frac{\pi c}{\sqrt{\epsilon_r} \cdot L} p \quad (3-9)$$

其中 p 為縱 (z) 方向腔內可存在的波長數目， L 為腔長，一般為幾釐米左右。所以費比白洛共振腔內，具有許多的波長數目 p ，且模與

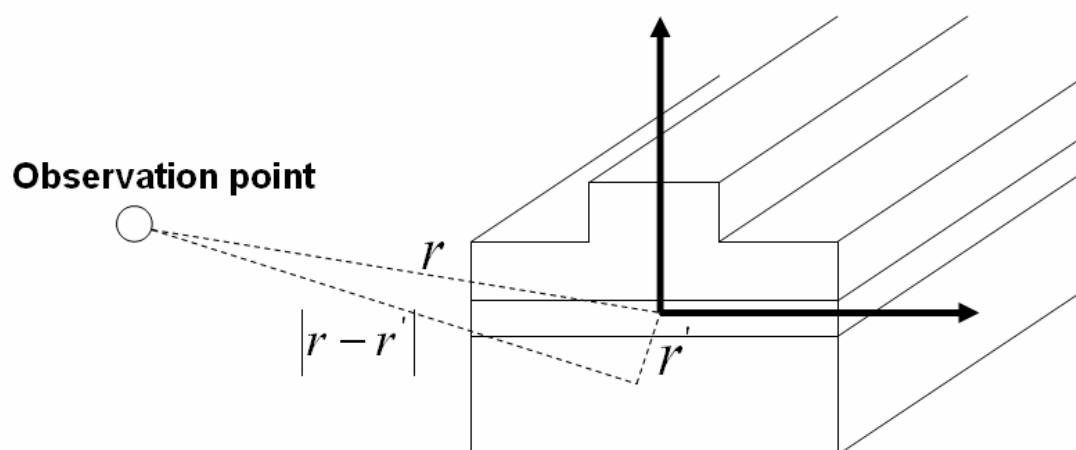
模的間隔非常小，大約幾微米而已，而模態的增益頻寬一般為 10 nm 左右，且一般取模態的增益最大時，為其共振波長。在每次的牛頓法疊代後，即會產生一個最接近的波長，直到波長可以滿足電性及光性的方程式為止。

3-5 遠場(Far-field)模型

對於雷射二極體而言，遠場是用來決定其光束發散的程度。由天線理論，可以定義出觀察距離為

$$r \geq \frac{2D^2}{\lambda} \quad (3.10)$$

其中 D 為近場輻射光形狀的最大尺寸，而 λ 為自由空間的波長。



【圖 3-4 遠場示意圖】

如圖 3-4 所示，在觀察點距離 r 的光學電場為

$$E(r) = -\int [\nabla \times \vec{G}(r, r') \cdot M(r')] dr' \quad (3.11)$$

其中 \vec{G} 為 Green 運算子，而 M 為等效磁場源用來表示雷射模態的近場 $E_{near}(r')$ ，其關係式為

$$M(r') = -2\hat{z} \times E_{near}(r') \quad (3.12)$$

在遠場中，輻射被假設為平面波，則 $\nabla \times \vec{G}(r, r')$ 可被簡化為

$$\nabla \times \vec{G}(r, r') = ik\hat{r} \times \vec{G}(r, r') \quad (3.13)$$

其中 \hat{r} 為單位向量

$$\hat{r} = \hat{x} \sin \theta \cos \phi + \hat{y} \sin \theta \sin \phi + \hat{z} \cos \theta \quad (3.14)$$

且遠場條件成立時，大小及相位可使用下列的近似

$$|r - r'| \approx r \quad \text{對於大小}$$

$$|r - r'| \approx r - \hat{r} \cdot r' \quad \text{對於相位}$$

根據上面的假設，向量遠場計算的公式可被推導出為

$$\begin{aligned} E(r, \theta, \phi) = & \frac{ike^{ikr}}{4\pi r} \{ \hat{x} 2 \cos \theta \iint E_{near}(x)(x', y') e^{-ik\hat{r} \cdot \vec{r}'} dx' dy' \\ & + \hat{y} 2 \cos \theta \iint E_{near}(y)(x', y') e^{-ik\hat{r} \cdot \vec{r}'} dx' dy' \\ & - \hat{z} 2 \sin \theta \iint [E_{near}(x)(x', y') \cos \phi + E_{near}(y)(x', y') \sin \phi] e^{-ik\hat{r} \cdot \vec{r}'} dx' dy' \} \end{aligned} \quad (3.15)$$

其中 $E_{near}(x)$ 及 $E_{near}(y)$ 分別為 x 部分及 y 部分的近場電場。且使用座標轉換

$$\sin \theta_x = \sin \theta \cdot \cos \phi \quad (3.16)$$

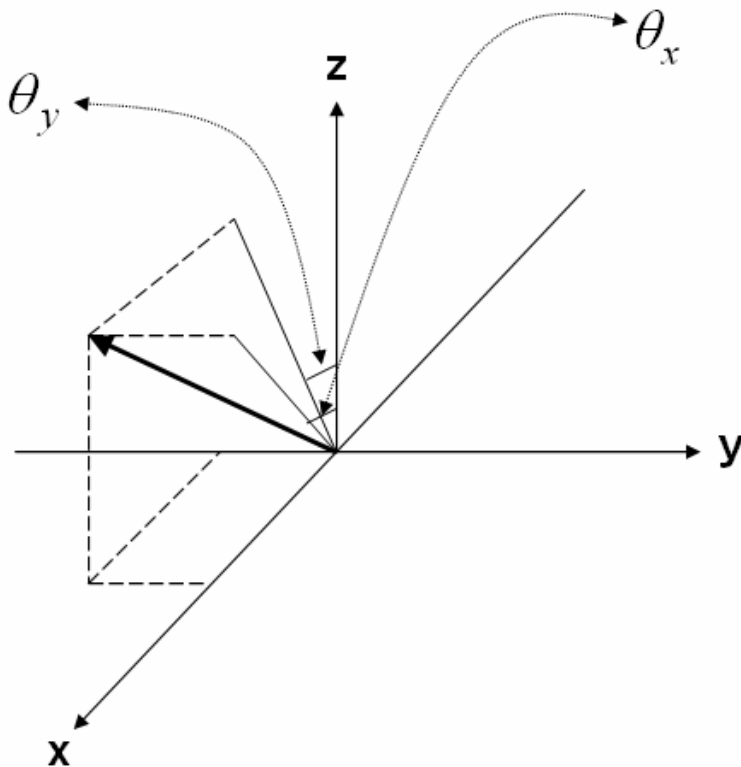
$$\sin \theta_y = \sin \theta \cdot \sin \phi \quad (3.17)$$

則方程式(3.15)可更進一步被推導成為，純量的遠場強度為

$$I_{far}(\theta_x, \theta_y) = (1 - (\sin^2 \theta_x + \sin^2 \theta_y)) \left| \iint \Phi(x, y) e^{ik_o(x\sin\theta_x + y\sin\theta_y)} dx dy \right|^2 \quad (3.18)$$

其中 Φ 為純量近場， θ_x, θ_y 為觀察點所看到的角度，圖3-5為遠場的角度示意圖。

角度示意圖。



【圖 3-5 遠場角度示意圖】

第四章

模擬結果及討論

4-1 前言

在這章中，我們主要使用 ISE-TCAD 軟體來分析 InGaAs 應變量子井雷射的近場、遠場及臨限電流密度的特性，我們使用的計算方法為有限元素法(Finite element method)[18]，這樣的數值方法可以精確的得到遠場、近場、臨限電流密度等特性。在第二節中，我們改變 GRINSCH 結構，來改善垂直遠場發散角度。在第三節中，我們加入低折射率層於覆蓋層及 GRINSCH 層之間。第四節，討論 GRINSCH 中的漸變斜率與低折射率層的主宰性。第五節，我們比較低折射率層與傳統的 GRINSCH 結構間的差異性。

4-2 改變GRINSCH結構

在這一節中，我們主要討論傳統的GRINSCH結構中如何減少垂直遠場發散角度。其結構為InGaAs/GaAs/AlGaAs應力補償單量子井雷射結構。圖4-1為各層的能帶狀態圖。其中量子井為 $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ ，厚度為6 nm，折射率為3.8。且包含兩個12 nm的GaAs隔離層，兩個GRINSCH厚度為 w ，而p型及n型的覆蓋層厚度分別為 $2\ \mu\text{m}$ 和 $2.5\ \mu\text{m}$ 。且量子井、隔離層及GRINSCH層皆無摻雜濃度，覆蓋層的摻雜濃度為 $2 \times 10^{18} (1/\text{cm}^3)$ ， $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的折射率為 $3.51 - 0.56x$ 。脊型平台寬度(ridge platform width)及蝕刻深度(etch depth)分別為 $3.2\ \mu\text{m}$ 與 $1.6\ \mu\text{m}$ ，且共振腔長度為 $400\ \mu\text{m}$ 。由2-2-1中的推導可知，這樣的雷射結構確實可以操作在單模的條件下。

我們針對覆蓋層的Al莫爾分率(x_c)及GRINSCH的厚度(w)，兩個變數作為討論，並計算其遠場發散角度的半高寬(Full width at half maximum, FWHM)。圖4-2~4-4為不同覆蓋層莫爾分率與不同厚度的GRINSCH層，對應其侷限因子、垂直遠場發散角度及臨限電流密度作圖。首先，我們先針對變數 $x_c = 0.3, 0.4, 0.5$ 及 w 為100 nm定值時來討論。由圖中可看出，當覆蓋層Al成份下降時，其光學的侷限因子也會跟著變小，則此時垂直遠場發散角度也會變小，臨限電流密度則會

變大。這是因為當覆蓋層的莫爾分率 x_c 較小時，其折射率較大，則覆蓋層與隔離層的折射率差較小，所以會造成較寬廣的光學場，並使得光學的侷限因子下降。而在InGaAs/AlGaAs量子井雷射中，臨限電流密度與光學的侷限因子的關係為[19]

$$J_{th} = \frac{J_0}{\eta_i} \exp\left(\frac{\alpha_t}{\Gamma\beta_0 J_0}\right) \quad (4.1)$$

其中 η_i 為內部量子效率， J_0 透明電流密度， β_0 為增益係數， Γ 為光學的侷限因子， α_t 為全部的損失，包括材料損失與鏡面的損失。由方程式 (4.1) 可知，光學侷限因子與臨限電流密度的關係為反向的。

接著，我們討論 $x_c = 0.3$ 時，GRINSCH層的厚度不同的狀況，侷限因子會隨著厚度 w 變寬而先變大，且達到最大值後會開始有下降趨勢。即不管較小或較大的 w 厚度時，會造成光學場強度的擴展，則光學的侷限因子會減少，並可得到較小的垂直遠場發散角度。而在 w 小於 80 nm 時，光學的侷限因子會急速的下降，並造成臨限電流密度急速的上升。

所以不管是減少覆蓋層的莫爾分率 x_c ，或者減小GRINSCH層的厚度 w ，都會使得侷限因子下降，並得到減小垂直遠場發散角度的要求，但亦造成高的臨限電流密度。然而，不管 x_c 與 w 怎麼下降，對於傳統的GRINSCH雷射而言，垂直遠場發散角度幾乎不可能小於 20 度。

4-3 加入低折射率層的討論及分析

在這一節中，我們在覆蓋層與GRINSCH層之間加入一層低折射率層(low-index layer)，圖4-5~4-6為加入低折射率層的结构與能帶狀態圖。在此，加入低折射率層的雷射結構與上一節討論的结构幾乎相同，僅多加兩個變數為低折射率層的莫爾分率 x_a 及厚度 t 。

當加入低折射率層(low-index layer)時，主要造成兩種效應，分別為折射率導引(Index guiding)和反導引(anti-guiding)。折射率導引是因為主動區和低折射率層間的折射率差變大，這樣的效應會使得主動區中的光學場更為集中。反導引是因為在低折射率層和覆蓋層間的一個折射率反相增加的行為，這樣的效應會使得光學場尾端能夠有效地滲入覆蓋層中。而對於注入量子效率而言，加入低折射率層並不會造成影響電子或電洞的注入，因為低折射率層及覆蓋層皆被摻雜重濃度，所以當加入偏壓時，多數載子在低折射率層中幾乎是自由的，所以低折射率層並不會影響載子的注入效率。相反地，位於量子井中的載子，因為溫度的上升而想從量子井中逃脫，會先遇到低折射率層所造成的位障，這樣的位障會讓少數載子不容易越過低折射率層，並使得特性溫度可以輕微的上升。

我們固定GRINSCH層厚度為100 nm，低折射率層之Al的莫爾分率

為 x_a ，厚度為 t 。圖4-7~4-8為針對不同 x_a 、 t 時，對應其垂直遠場發散角度及臨限電流密度的關係圖。當低折射率層的厚度 t 或莫爾分率 x_a 上升時，垂直遠場發散角度會隨之下降。這是因為模態的等效折射率 (n_{eff}) 慢慢地被降低到接近覆蓋層的折射率，所以在低折射率層中的光學場強度的下降較為趨緩，且光學模態會被擴散開來。對於較大的 x_a 、 t ，此時，模態的等效折射率非常接近覆蓋層的折射率，光學場的尾端能夠有效地滲透到覆蓋層中，並形成較大的光點尺寸 (spot size)，故可以形成非常小的垂直遠場發散角度。而當較小的 x_a 、 t 時，模態的等效折射率遠高於覆蓋層的折射率時，光學場的尾端在覆蓋層中會快速衰減，所以會形成較小的光點尺寸及較大的垂直遠場發散角度。當 x_a 很大時，隨著厚度 t 的上升，垂直遠場發散角度會快速地下降，但臨限電流密度也會急速地變大。當 x_a 較小時，隨著厚度 t 上升時，垂直遠場發散的角度及臨限電流密度間的相關性較弱，此時我們可以設計出一個低的垂直遠場發散角度及臨限電流密度。如： $x_a = 0.5$ 時，垂直遠場發散角度由31度下降至25度，臨限電流密度不但沒有上升，甚至從 398 A/cm^2 下降至 368 A/cm^2 。然而當 x_a 更小時，如： $x_a = 0.45$ 時，隨著厚度 t 的上升，垂直遠場發散角度下降達到飽和。這是因為當 x_a 很小時，模態的等效折射率並不能夠有效地被降低。且因為在低折射率層與覆蓋層間的折射率反相增加量

較小，反導引的效應較為不明顯，所以光學場不能夠有效地滲入覆蓋層中。因此雖然臨限電流密度可維持相當的低，但想要得到極低的垂直遠場發散角度是不太可能的。

在圖中我們亦可發現，不同的莫爾分率 x_a ，會有不同的臨界厚度，如：當 $x_a = 0.55$ 時，臨界厚度為 150 nm。當厚度 t 大於臨界厚度時，光學模態的等效折射率會低於覆蓋層折射率，此時，並不會有可導引的模態存在於主動區中。所以我們必須精確的選定低折射率層之 Al 的莫爾分率 x_a 及厚度 t ，用以控制模態的等效折射率大於且接近於覆蓋層的折射率，如此可得到我們想要的光學場分佈及極低的垂直遠場發散角度。



接著，我們將再多加一個變數為 GRIN SCH 層的厚度 w 來討論。圖 4-9 ~ 4-14 為當低折射率層的莫爾分率 x_a 、厚度 t 及 GRIN SCH 層的厚度 w ，對應其垂直遠場發散角度及臨限電流密度關係圖。由圖中可以看出，對於 $x_a = 0.55$ 而言，最佳化的厚度 w 為 110 nm。當 w 小於 110 nm 時，隨著厚度 t 的增加，垂直遠場發散角度會下降，然而臨限電流密度卻會隨之大量的增加。而當 w 大於 110 nm 時，隨著厚度 t 的增加，垂直遠場發散角度下降則是緩慢的，並且達到飽和後會停止下降。這是因為 GRIN SCH 層的厚度，會影響折射率導引與反導引之間的競爭效應。調整適當的結構參數，這樣的競爭效應能夠被適當地控制，並同時達到

低的垂直遠場發散角度及臨限電流密度。例如：若 $x_a = 0.5$ 時，其最佳化的 w 為 85 nm。若莫爾分率 x_a 上升到 0.55 時， w 維持為 85 nm，則折射率導引的效應相對於反導引的效應來說就較為不明顯，所以此時垂直遠場發散角度的下降則會伴隨著臨限電流急速地上升。為了解決這樣的問題，我們必須加強折射率導引的效應，所以將 GRINSCH 層厚度由 85 nm 調整到 110 nm，這樣的話就可以使得兩種競爭效應得以平衡。總而言之，當增加折射率導引的效應時，將會使的光學場更緊密，故可以得到較低的臨限電流密度，而當增加反導引的效應，可使得光學場得以擴散，並形成較大的光點尺寸，故可以得到較小的垂直遠場發散角度。



最後，我們取低折射率層的莫爾分率為 $x_a = 0.55$ ，GRINSCH 層的厚度 w 為 110 nm，當低折射率層的厚度 t 由 50 nm 至 250 nm，其垂直遠場發散角度由 28.28 度下降到 14.64 度，而臨限電流密度僅僅由 408 A/cm^2 稍微上升到 444 A/cm^2 而已。

4-4 討論 GRIN-SCH 中的漸變斜率與低折射率層的主宰性

在上節中，加入低折射率層可得到我們想要的結果。然而，相較於傳統的結構而言，低折射率層雷射改變了兩個變數。第一個變數為 GRINSCH 層中莫爾分率漸變的斜率，例如：傳統的結構之漸變程度為 $0 \rightarrow 0.4$ ，而新設計的結構之漸變程度為 $0 \rightarrow x_a$ 。第二個變數為低折射率層的莫爾分率 x_a 。為了確定低折射率層有決定性因素來改善垂直遠場發散角度，所以我們另外設計兩個結構。

首先，我們考慮傳統的結構並無低折射率層來討論。其結構之參數為覆蓋層的莫爾分率 $x_c = 0.5$ ，GRINSCH 層厚度為 100 nm。如圖 4-15 所示，我們給定莫爾分率由 GaAs 隔離層漸變到覆蓋層為 $0 \rightarrow x_w$ ，其中 x_w 分別為 0.5, 0.4, 0.3, 0.2, 0.1, 0。圖 4-16~4-18 為 GRINSCH 層中的漸變程度，對光學的侷限因子、垂直遠場發散角度及臨限電流密度作圖。由圖中，可以看出隨著 GRINSCH 層的斜率上升，光學的侷限因子會隨之下降，且遠場角度亦有輕微下降的趨勢。而當 GRINSCH 層的漸變程度越小 $x_w = 0$ ，光場侷限係數就會愈好，也就是說光學侷限係數最大與最小分別為 $x_w = 0$ 與 $x_w = 0.5$ 。同時我們亦可從圖 4-18 中看出，當隨著漸變斜率的上升，臨限電流密度會隨之而上升。這是因為光學的侷限因子會隨漸變斜率而改變，而光學的侷限因子又與臨

限電流密度有關。

第二個實驗，我們固定 GRIN SCH 層的漸變斜率，僅改變低折射率層的莫爾分率。即 GRIN SCH 層漸變程度為 $0 \rightarrow x_c$ ，而覆蓋層莫爾分率為 x_c ，低折射率層的莫爾分率為 x_a ，且厚度 t 固定為 100 nm，圖 4-19 為其能帶狀態圖。圖 4-20~4-21 為針對 x_c 與 x_a ，對垂直遠場發散角度及臨限電流密度作圖。我們可以固定覆蓋層莫爾分率 $x_c = 0.3$ 來說明，當 x_a 由 0.4 到 0.65，垂直遠場發散角度由 40.22 度下降至 14.36 度，而臨限電流密度僅由 363 A/cm^2 上升至 406 A/cm^2 。且若我們選定 $x_a = 0.6$ ，此時，不但垂直遠場發散角度由 40.22 降到 22.36 度，臨限電流密度反而由 363 A/cm^2 下降到 350 A/cm^2 。當覆蓋層莫爾分率為 $x_c = 0.4$ 時，且 x_a 由 0.4 到 0.78，垂直遠場發散角度由 40.22 降到 13.78 度，而臨限電流密度由 363 A/cm^2 上升到 554 A/cm^2 。由上面的分析，我們再一次證明，若選定適當的結構參數，可以使得折射率導引與反導引之間得以平衡，並得到我們想要的結果。如：對於覆蓋層的莫爾分率為 $x_c = 0.3$ 時，我們可以選擇 x_a 由 0.4 到 0.65，在這個範圍內的確可以同時達到較小的垂直遠場發散角度及臨限電流密度。可是當我們繼續增加 x_a ，此時雖然垂直遠場發散角度可以進一步再減少，然而臨限電流密度則會明顯的上升，這樣的現象就如我們之前提及，當模態的等效折射率被下降到低於覆蓋層折射率，此時，

並不會有可導引的模態存在於主動區中。

對於以上兩種結構的討論及分析，我們可以知道低折射率層相對於中 GRINSCH 層中莫爾分率漸變的斜率而言，其佔有決定性的因素來達到低的垂直遠場發散角度及臨限電流密度。



4-5 比較低折射率層與傳統的GRINSCH結構間的差異性

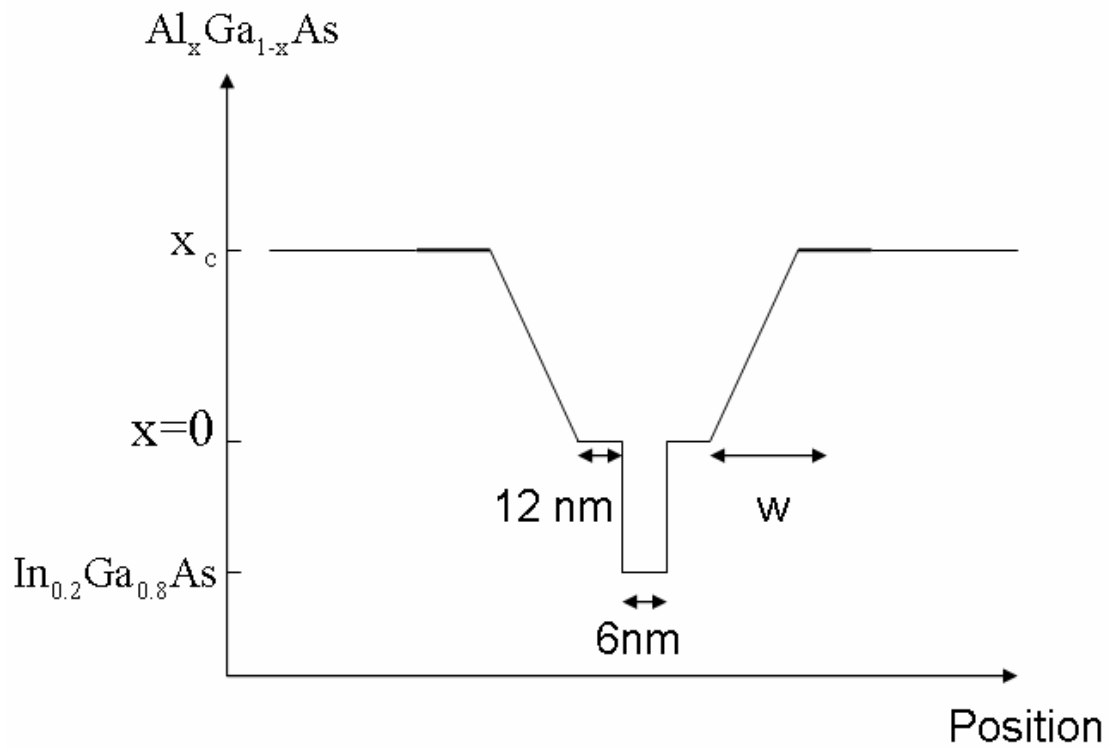
在這一節中，我們試著以 4-2 及 4-3 節為基礎，比較低折射率層與傳統的 GRINSCH 結構間的差異性

首先，根據4-3節中，我們選定 $x_a = 0.55$ ，GRINSCH層的厚度為110 nm，低折射率層的厚度 t 為250 nm，則垂直遠場發散角度為14.64度，臨限電流為 444 A/cm^2 。在此，我們取覆蓋層的莫爾分率為 $x_c = 0.4$ ，且為了使兩種結構具有相同的臨限電流密度，所以我們必須設計相同的光學的侷限因子，經過模擬及計算後可得到GRINSCH層的厚度為60 nm時，兩種結構臨限電流密度相同。圖4-22~4-23為兩者的遠場及近場圖比較圖。由近場比較圖中可知，對於我們所新設計的結構而言，光學場在主動區比較集中，並且可以有效地滲入覆蓋層，所以可以同時得到低的垂直遠場發散角度及臨限電流密度。而從遠場比較圖中，我們可以看到加入低折射率層結構確實可以得到比較小的垂直遠場發散角度為14.64度，而傳統的結構其垂直遠場發散角度為30.34度。所以在我們所設計的新結構中，得到超過兩倍的改善垂直遠場發散角度，並維持相同的臨限電流密度。

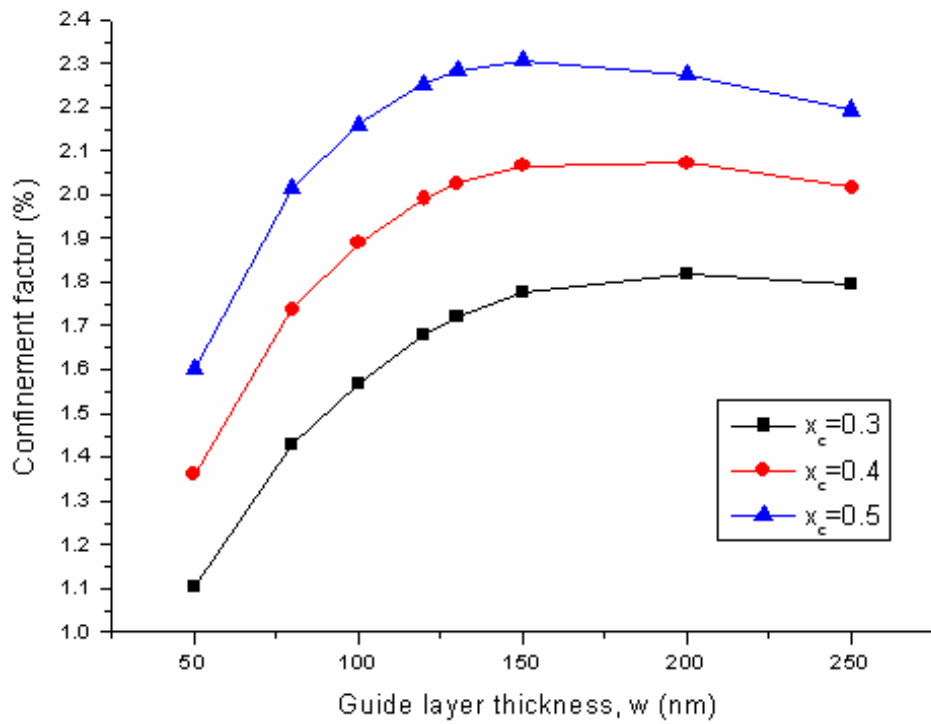
對於光纖通訊而言，遠場發散角度的比值為一非常重要的參數，當比值高的時候，會造成雷射光耦合進光纖的比率較低，而當比值低

的時候，其耦合率則較高。對於傳統的結構而言，我們計算出它的水平遠場發散角度為 8.68 度，而垂直遠場發散角度為 30.34 度，則遠場發散角度的比值為 3.495。而對於我們所設計的新結構而言，我們計算出它的水平及垂直遠場發散角度分別為 6.58 度及 14.64 度，則遠場發散角度的比值為 3.495 為 2.22。

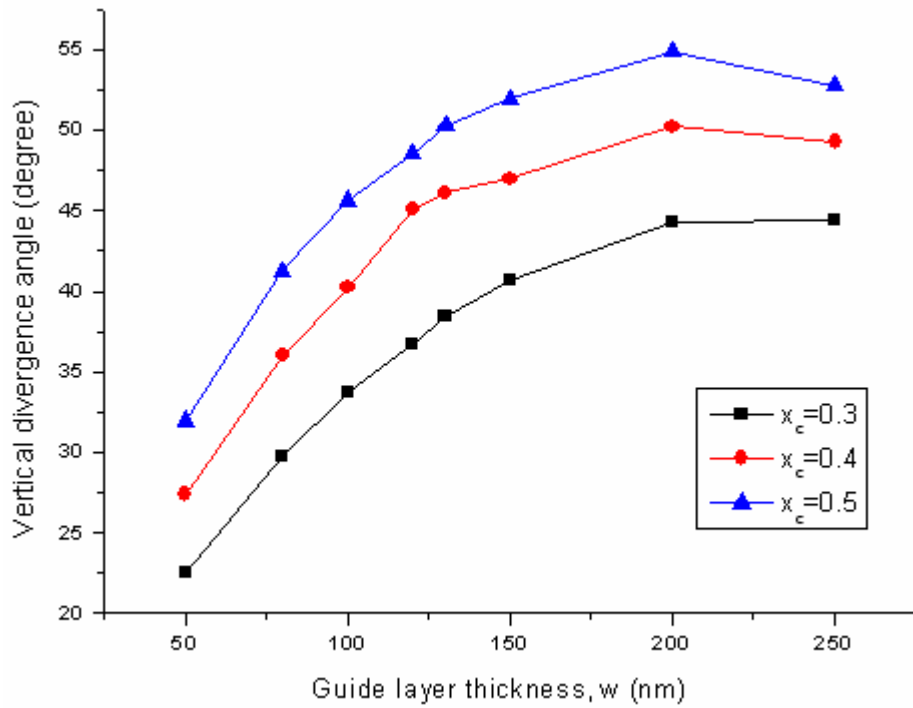




【圖4-1 傳統的雷射結構之能帶狀態圖】

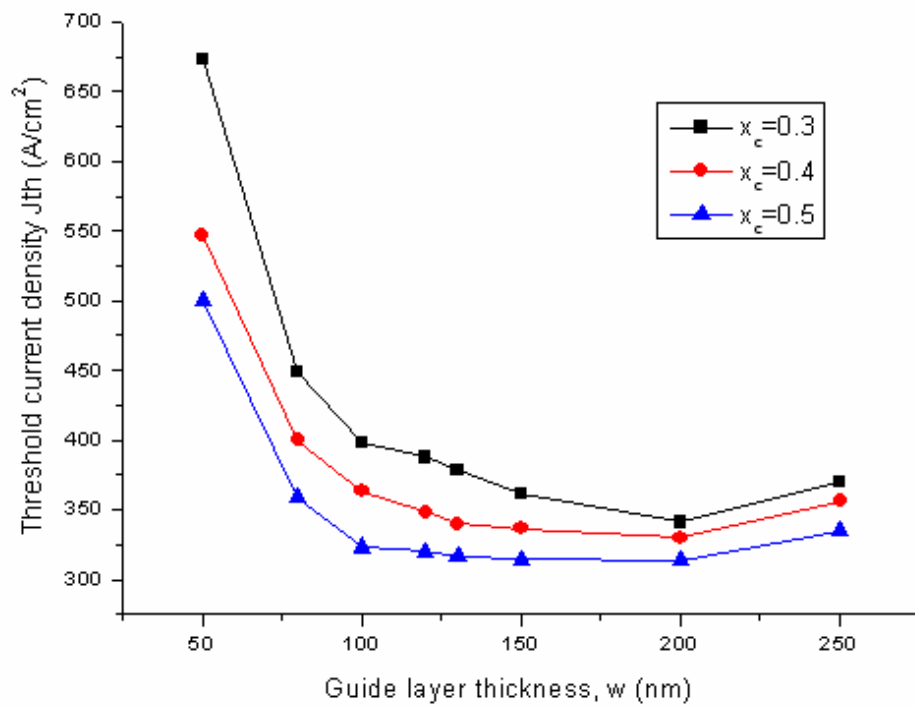


【圖4-2 覆蓋層莫爾分率及GRINSLCH的厚度對光學的侷限因子作圖】

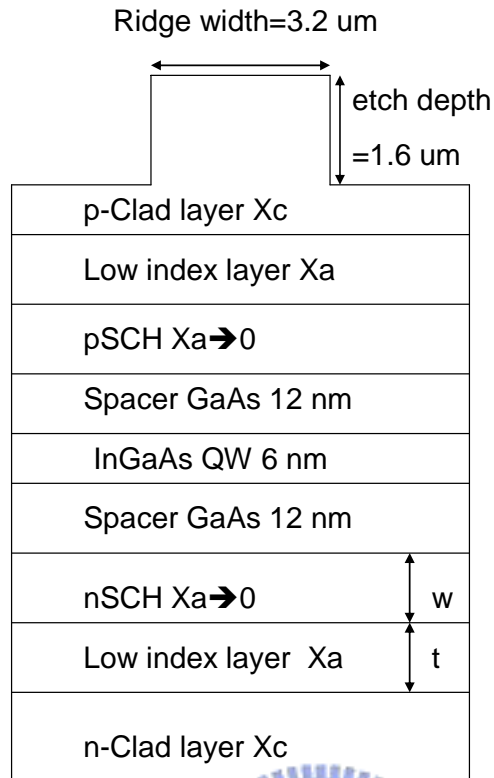


【圖4-3 覆蓋層莫爾分率及GRINSCH的厚度對垂直遠場發散角度作

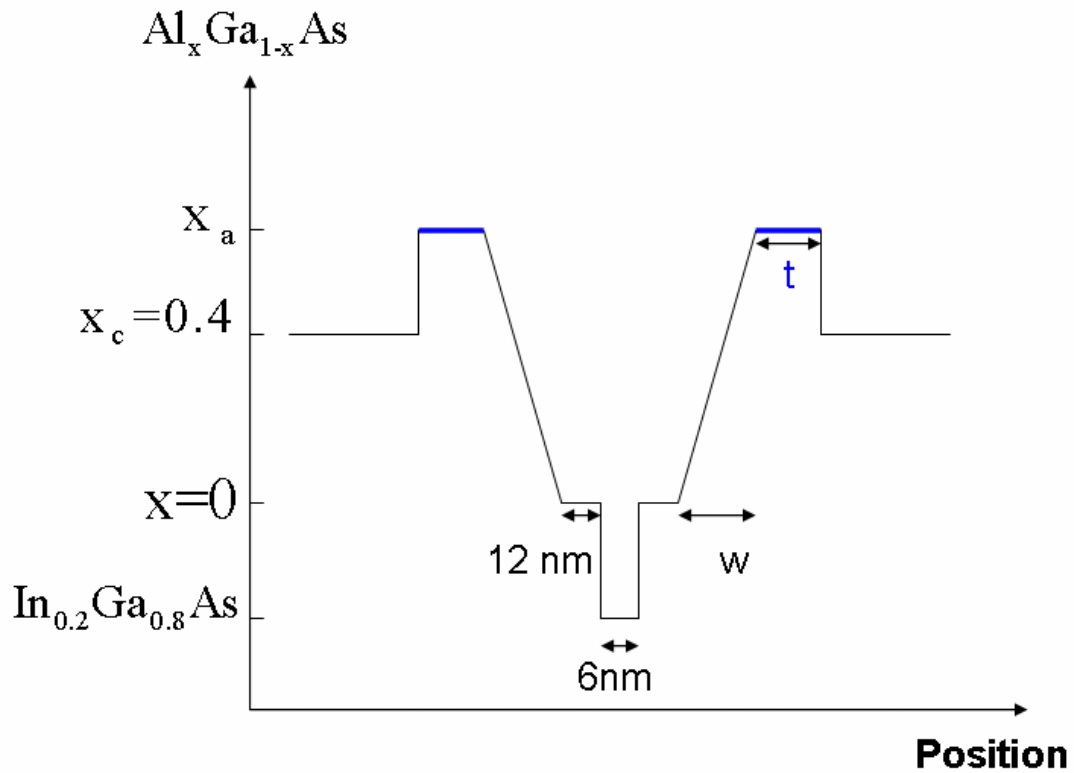
圖】



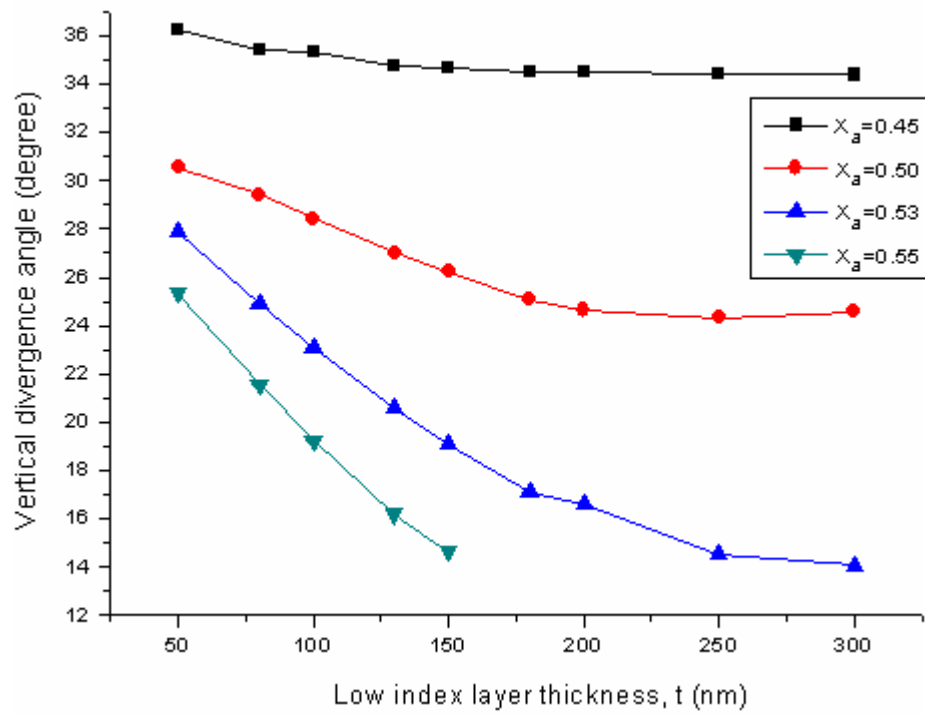
【圖4-4 覆蓋層莫爾分率及GRINSCH的厚度對臨限電流密度作圖】



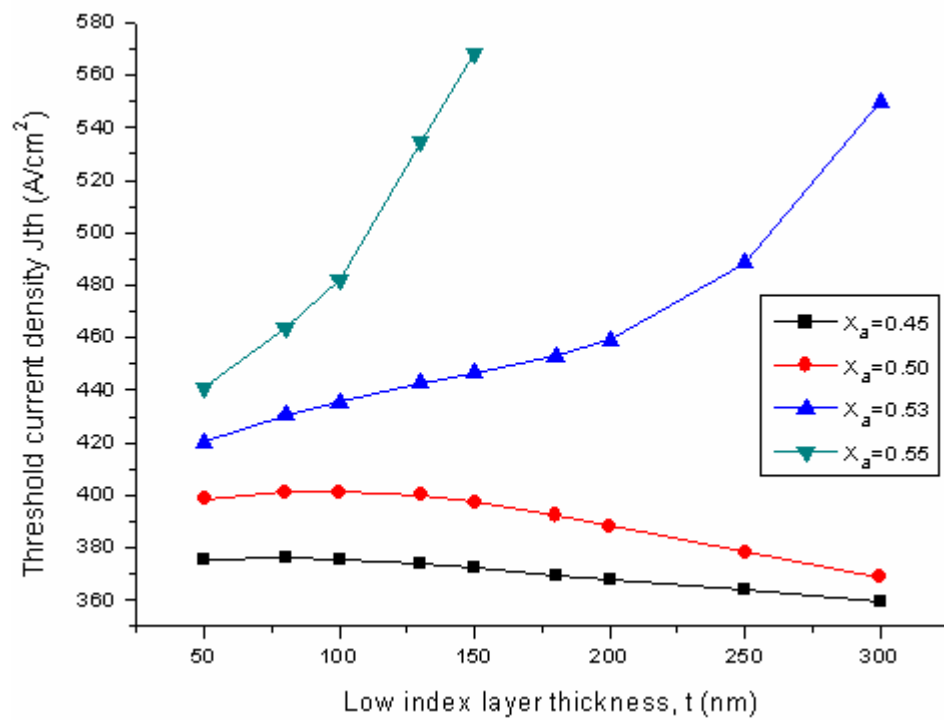
【圖4-5 加入低折射率層時之結構圖】



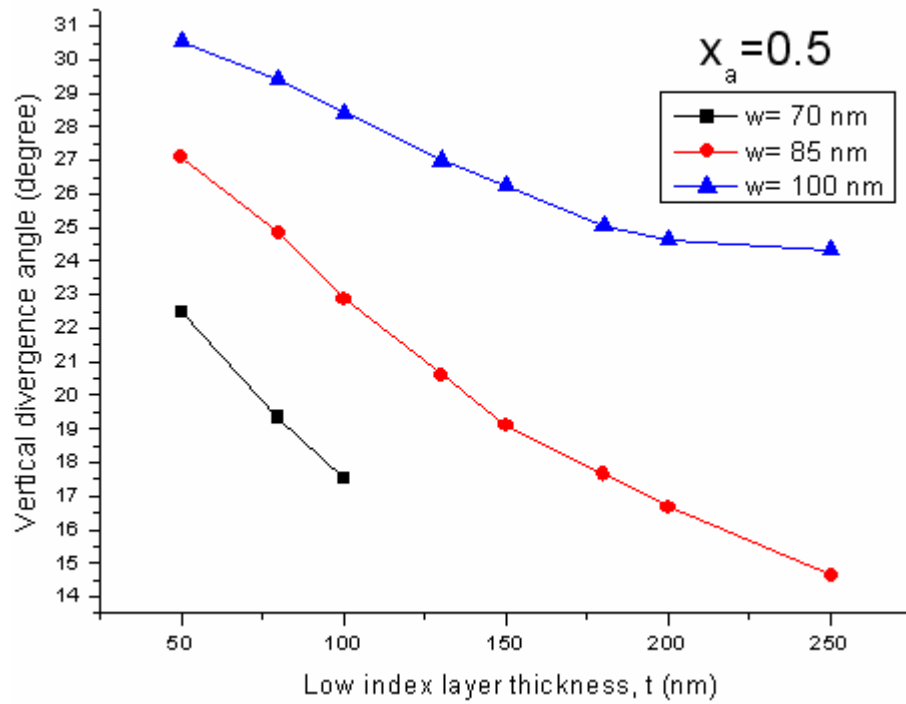
【圖4-6 加入低折射率層時之能帶狀態圖】



【圖4-7 不同低折射率層之 x_a 、 t 時，對垂直遠場發散角度作圖】

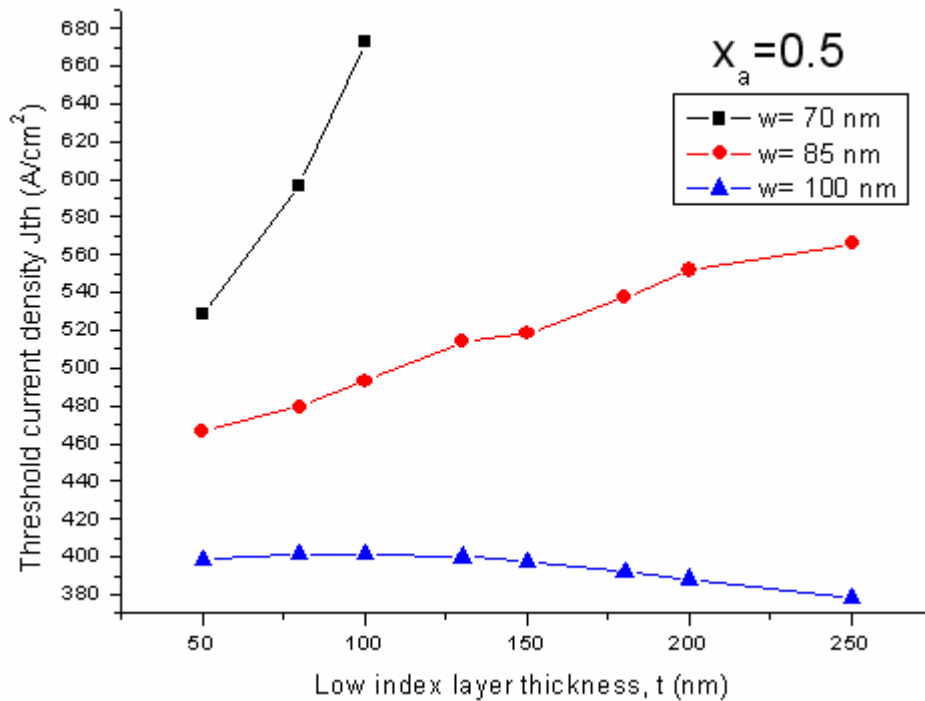


【圖4-8 不同低折射率層之 x_a 、 t 時，對臨限電流密度作圖】



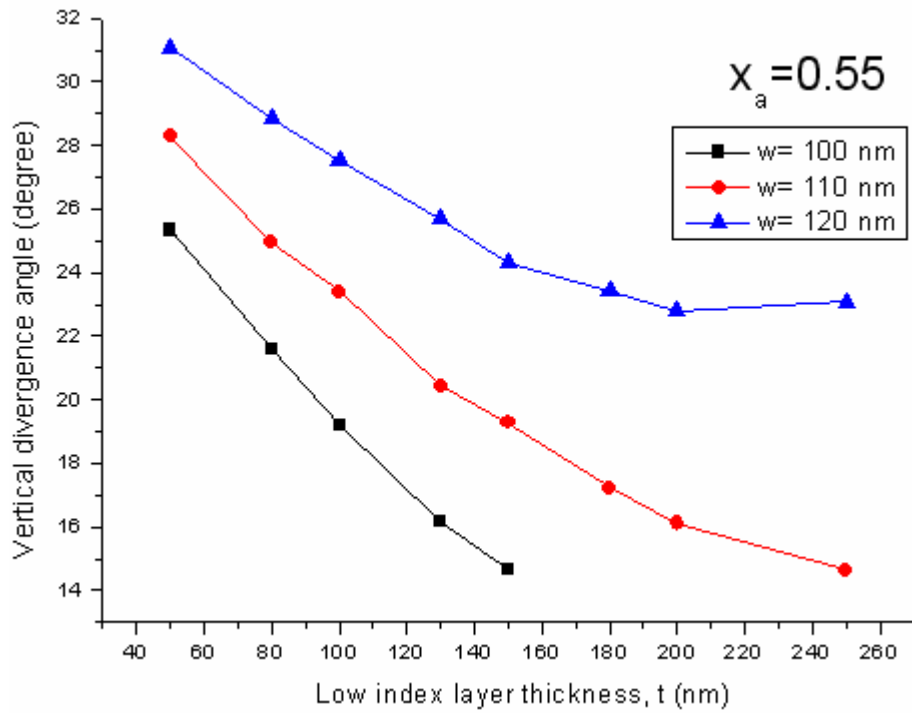
【圖4-9 當 $x_a = 0.5$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對垂直遠場發散

角度作圖】



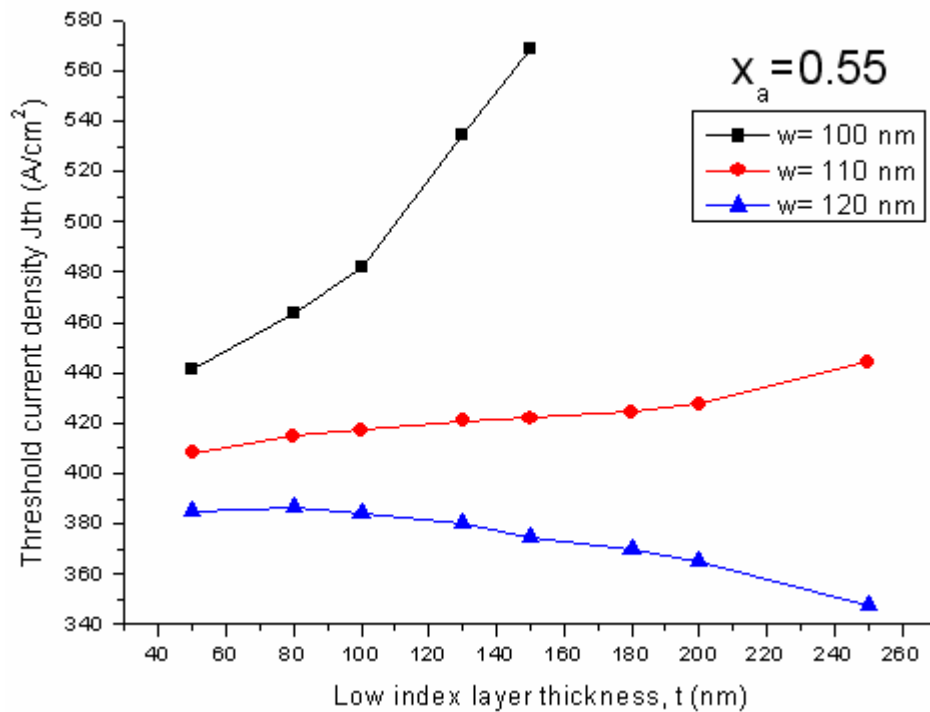
【圖4-10 當 $x_a = 0.5$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對臨限電流密度

作圖】



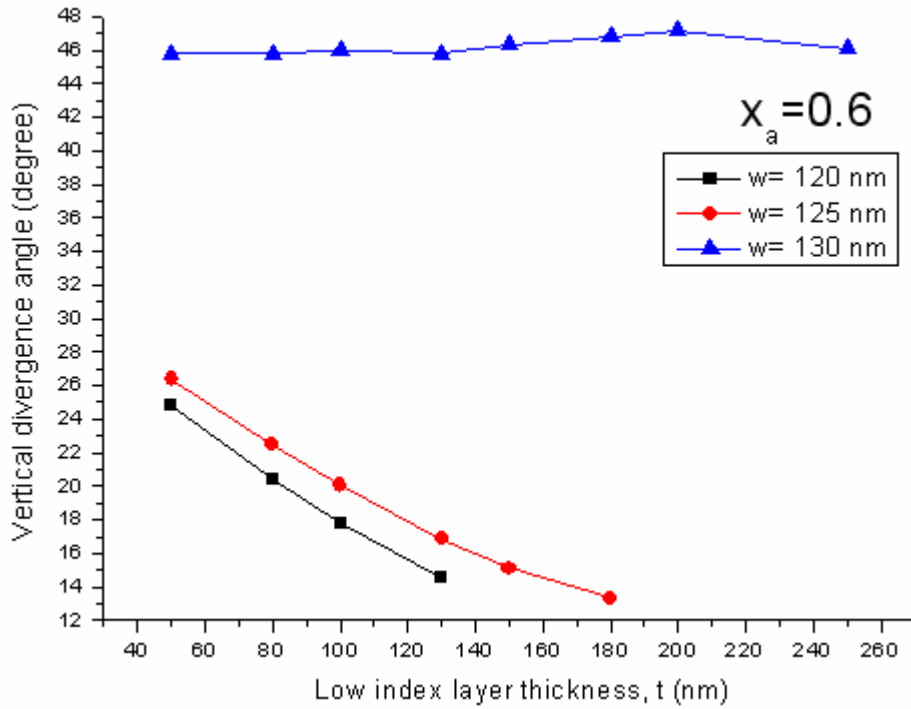
【圖4-11 當 $x_a = 0.55$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對垂直遠場發

散角度作圖】



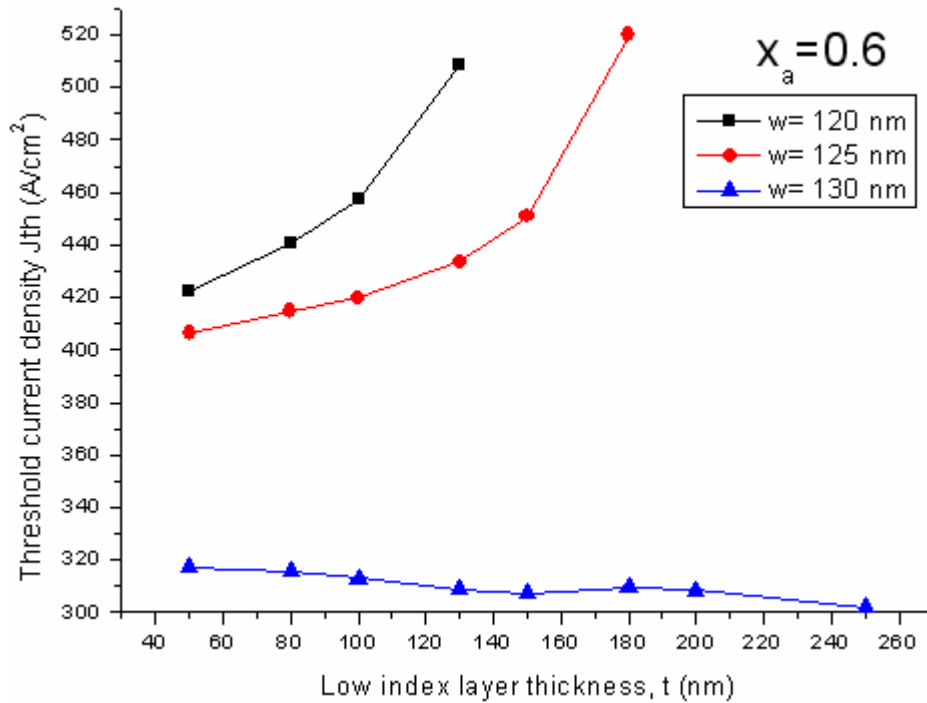
【圖4-12 當 $x_a = 0.55$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對臨限電流密

度作圖】



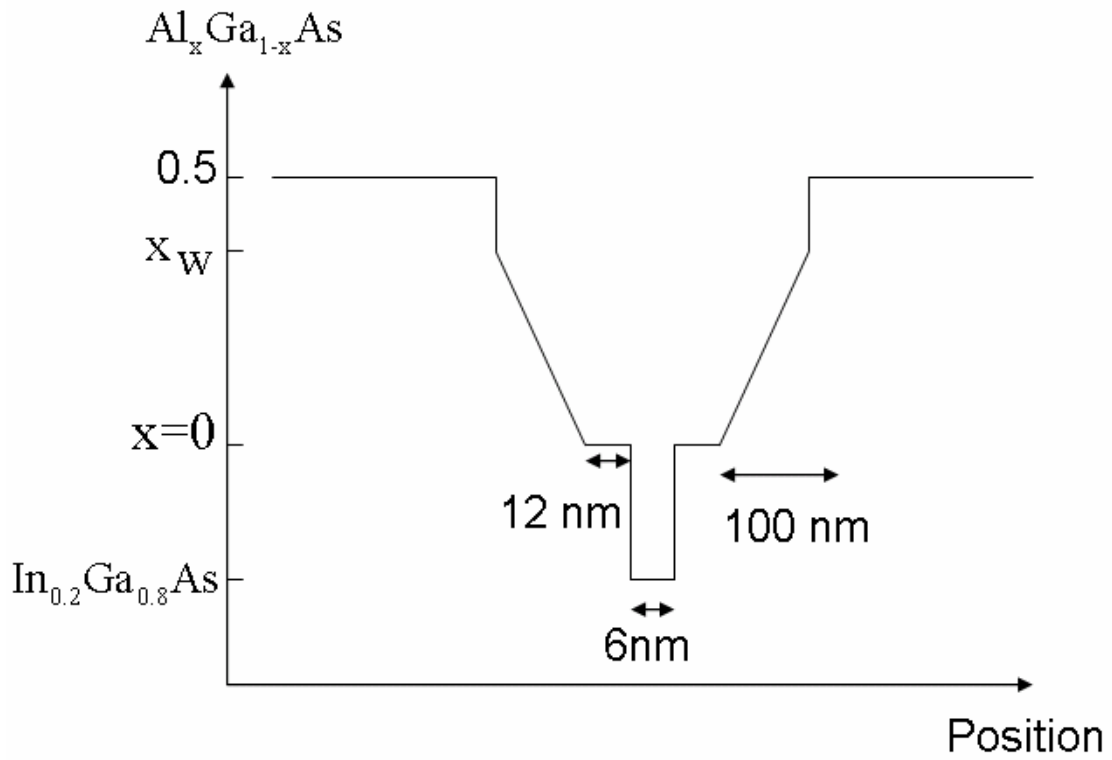
【圖4-13 當 $x_a=0.6$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對垂直遠場發

散角度作圖】

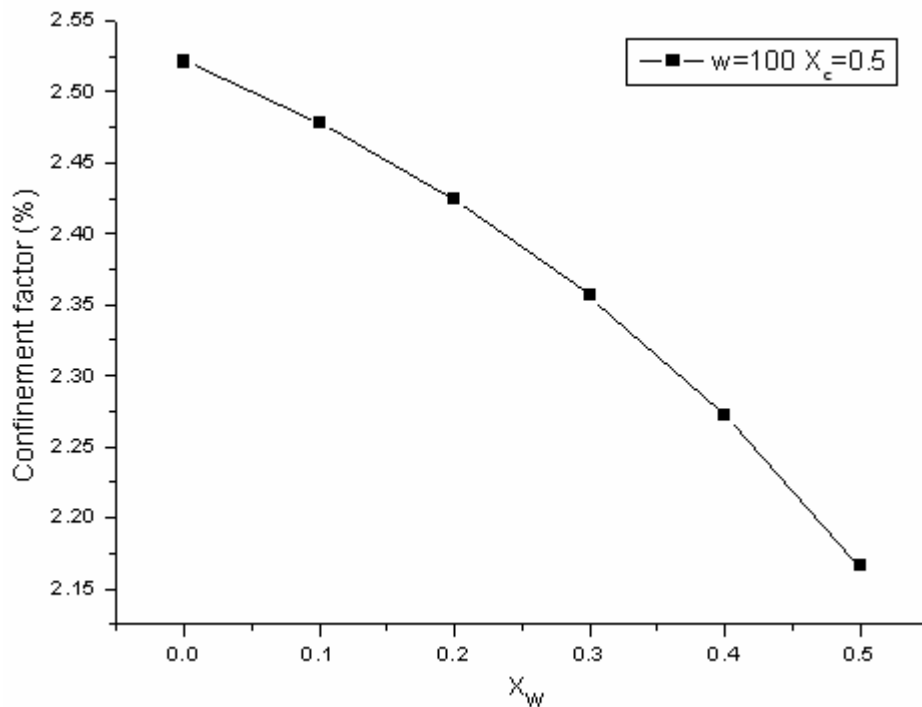


【圖4-14 當 $x_a=0.6$ 、厚度為 t 和 GRINSCH 的厚度 w 時，對臨限電流密

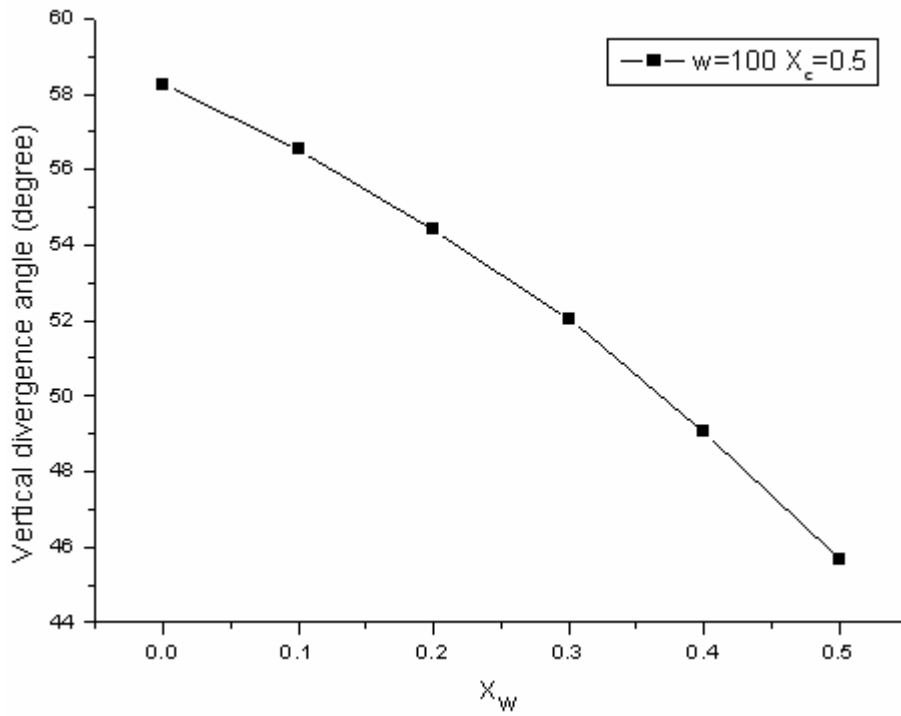
度作圖】



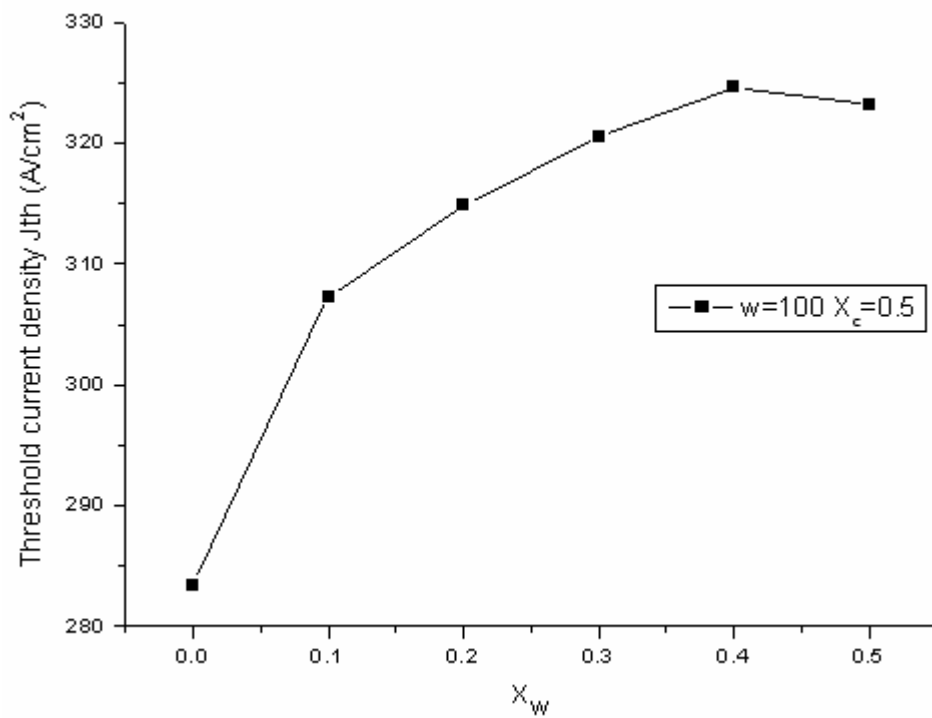
【圖 4-15 GRINSCHEM 層中不同折射率漸變程度的能帶狀態圖】



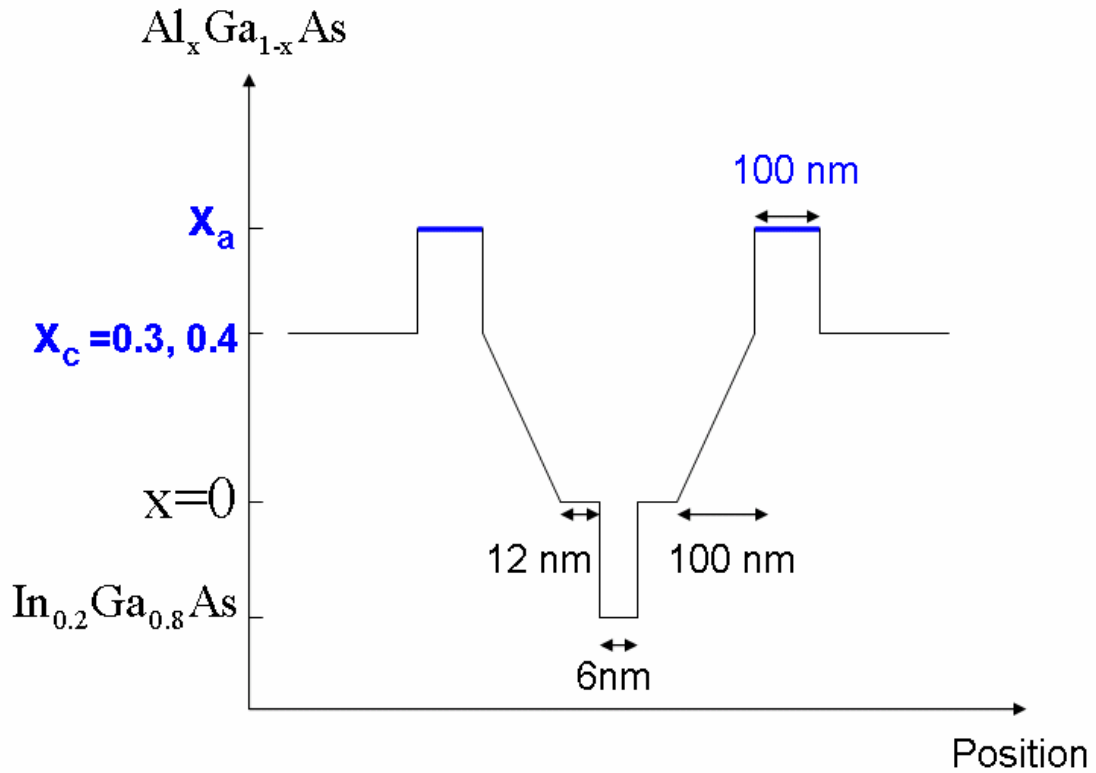
【圖 4-16 GRINSCHEM 層中的漸變程度，對光學的侷限因子作圖】



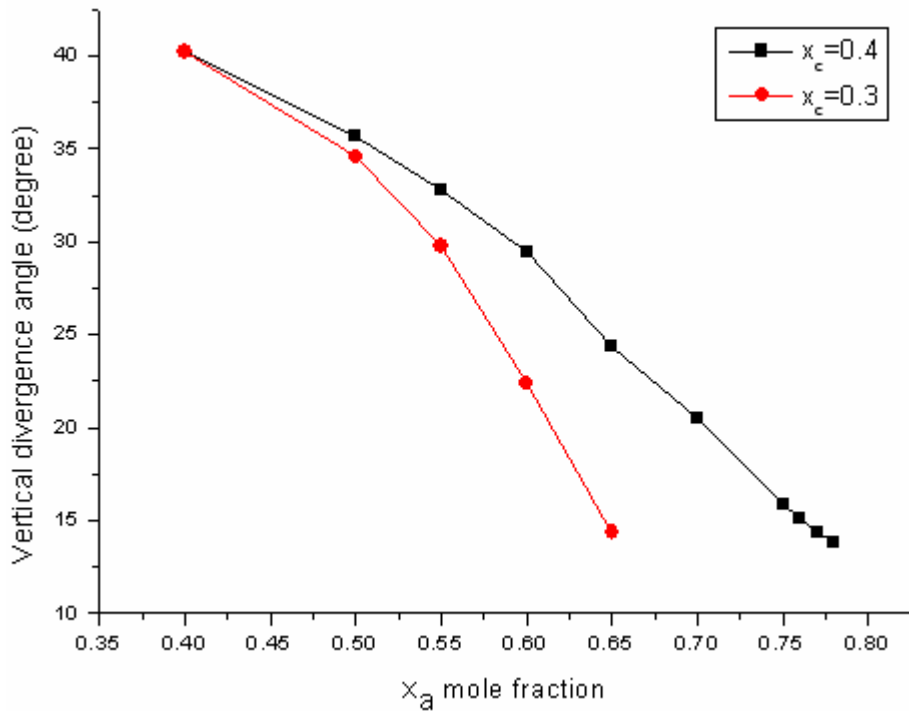
【圖 4-17 GRINSCH 層中的漸變程度，對垂直遠場發散角度作圖】



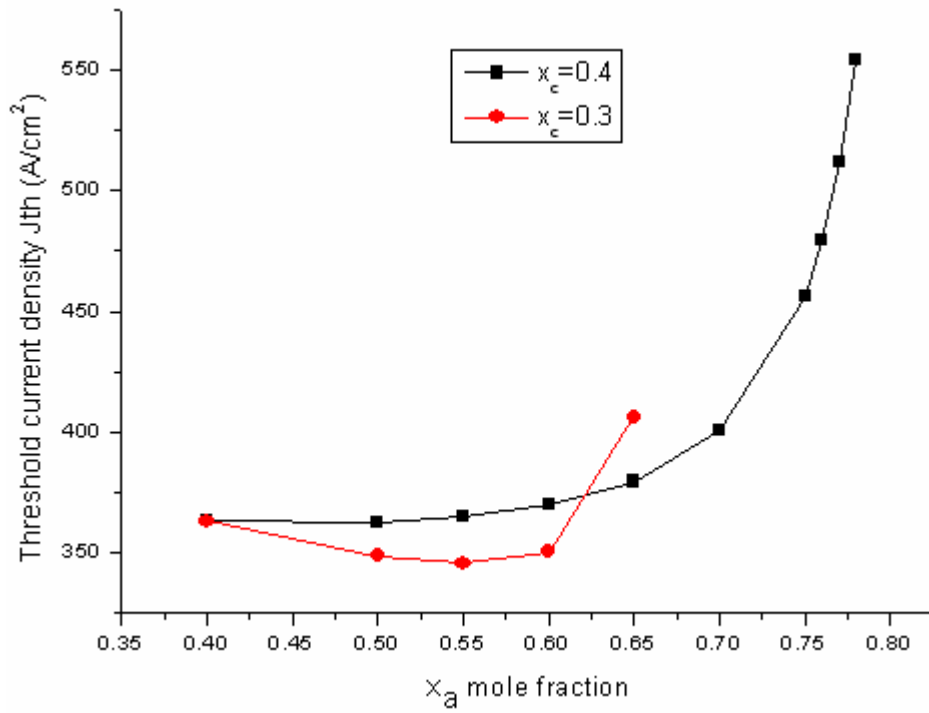
【圖 4-18 GRINSCH 層中的漸變程度，對臨限電流密度作圖】



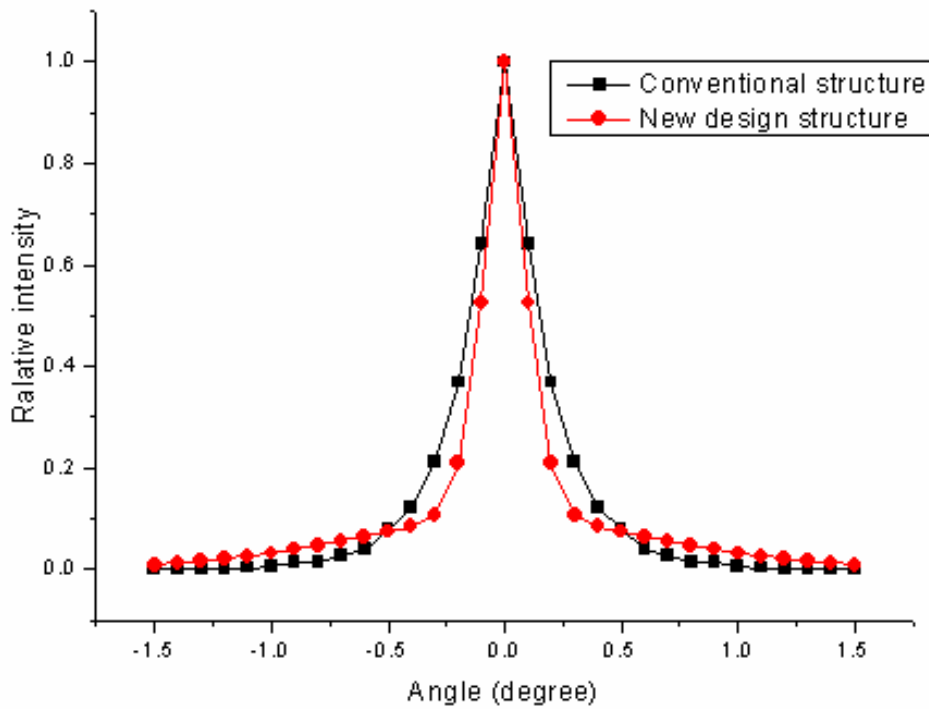
【圖 4-19 加入低折射率層且 GRINSCH 層之漸變斜率不變時，之能帶狀態圖】



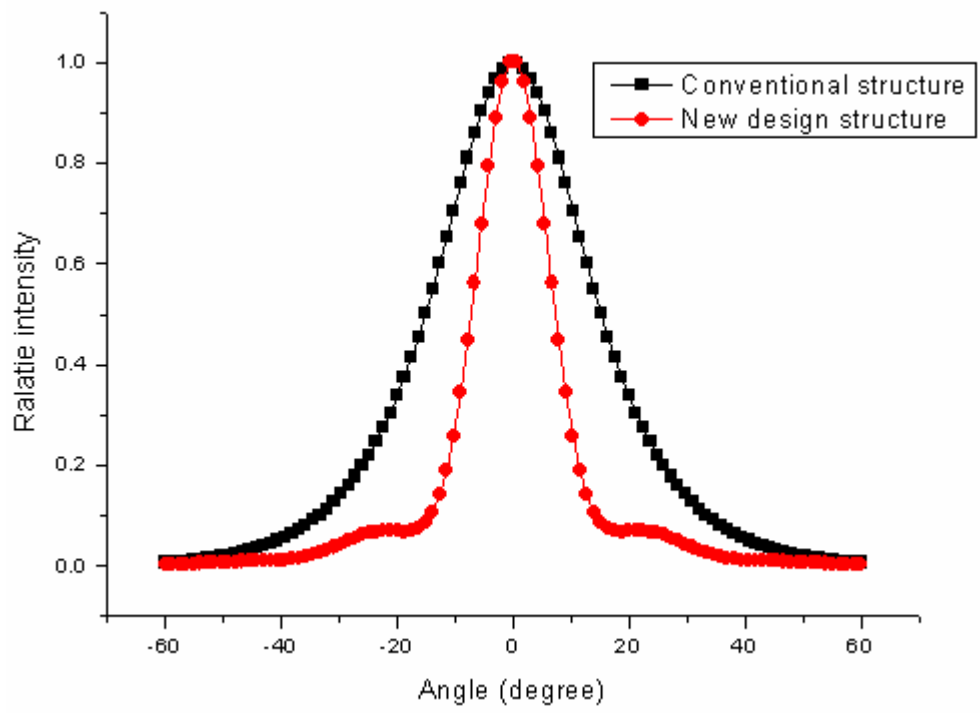
【圖 4-20 當 x_c 及 x_a 為變數時，對垂直遠場發散角度作圖】



【圖 4-21 當 x_c 及 x_a 為變數時，對臨限電流密度作圖】



【圖 4-22 傳統的結構與新設計結構之近場比較圖】



【圖 4-23 傳統的結構與新設計結構之遠場比較圖】



第五章

結論

我們加入低折射率層於 GRINSCH 層及覆蓋層之間，用以得到低的垂直遠場發散角度及臨限電流密度。且當加入低折射率層時，會產生一些結構上的參數。適當的選定這些參數能夠把光學模態的等效折射率下降到接近覆蓋層的折射率，並使得光學場能夠被緊密的侷限於主動區，且光學場尾端能夠有效地滲入覆蓋層，故可同時得到低的垂直遠場發散角度及臨限電流密度。

在我們所設計的脊型雷射中，加入低折射率層的作用可被視為折射率導引與反導引間的競爭。折射率導引是因為主動區與加入低折射率層之間的折射率差變大。反導引是因為加入低折射率層與覆蓋層之間的折射率反向增加。藉由選定適當的參數，這樣的競爭效應能夠被控制，故可同時得到較低的垂直遠場發散角度及臨限電流密度。在我們的模擬計算中，當GRINSCH的厚度為110 nm，低折射率層的莫爾分率為 $x_a = 0.55$ ，低折射率層的厚度 t 由50 nm到250 nm，則其垂直遠場發散角度由28.28度下降至14.64度，而臨限電流僅僅由408 A/cm² 稍微上升到444 A/cm² 而已。

當量子井厚度為6 nm，GaAs 隔離層為15 nm，覆蓋層的莫爾分率為0.4，而 p 型及 n 型的覆蓋層之厚度分別為 2 μm 、2.5 μm ，低

折射率層的莫爾分率為 $x_a = 0.55$ 及厚度 t 為 250 nm，GRINSCH 的厚度 w 為 110 nm。我們可以得到水平及垂直遠場發散角度分別為 6.58 度與 14.64 度，遠場發散角比值為 2.22，且臨限電流密度為 444 A/cm^2 。



參 考 文 獻

- [1] M. Yamada, M Shimizu, T. Takeshita, M. Okayasu, M. Horiguchi, s.Uehara, and E. Sugita, IEEE Photonics Technol. Lett. 1, 422 (1989)
- [2] R. I. Laming, M.C. Farries, P. R. Morkel, L. Reekie, and D. N. Payne, Electron. Lett. 25, 12 (1989)
- [3] M. C. Wu, N. A. Olsson, D. L. Sivco, and A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett. 56, 221 (1990)
- [4] H. Horikawa and A. Ishii, J. Lightwave Technol. 11, 167 (1993)
- [5] N. Chand, S. N. G. Chu, N. K. Dutta, J. Lopta, M. Gewa, A. V. Syrbu, A. Z. Mereutza, and V. P. Yakovlev, IEEE J. Quantum Electron. QE-30, 424 (1994)
- [6] J. S. Tsang, Ph.D. Thesis, Nation Chiao Tung University, institute of Electronics
- [7] T. M. Cockerill, J. Honig, T. A. DeTemple, and J. J. Coleman, Appl. Phys. Lett., vol. 59, pp. 2694-2696, 1991.
- [8] Y. C. Chen, R. G. Waters, and R. J. Dalby, Electron. Lett., vol. 26, 1348-1350, 1990.
- [9] M. C. Wu, Y. K. Chen, G. M. Hong, J. P. Mannaerts, M. A. Chin, and A. M. Sergent, Appl. Phys. Lett. 59, 1046 (1991)
- [10] G. W. Yang, J. Y. Xu, Z. T. Xu, J. M. Zhang, L. H. Chen, and Q. M. Wang, J. Appl. Phys. 83 (1), 1 January (1998)
- [11] T. Murakami, K. Ohtaki, H. Matsubara, T. Yamawaki, H. Saito, K. Isshiki, Y. Kokubo, A. Shima, H. Kumabe, and W. Susaki, IEEE J. Quantum Electron
- [12] H. Kobayashi, M. Ekawa, N. Okazaki, O. Aoki, S. Ogita, and H.

Soda, IEEE Photonics Technol. Lett. 6, 1080 (1994)

[13] S. E. Yumin, K. Komori, and S. Arai, IEEE Photonics Technol. Lett. 6, 601 (1994)

[14] Govind P. Agrawal, Niloy K. Dutta, "Semiconductor Lasers," Van Nostrand Reinhold, 1993.

[15] S. Y. Hu, D.B. Young, L.A. Coldren and etc. J. Appl. Phys. Lett, Vol. 76, pp. 3932-3934, 1994

[16] N. Chand, A.S. Jorden, S.N.G. Chu and M. Gera, Appl. Phys. Lett. Lett, Vol. 59, pp. 3270-3272, 1991

[17] C. H. Henry, Journal of Lightwave Technology, vol. 4, no. 3, pp. 288–297, March, 1986.

[18] J. M. Jin, The Finite Element Method in Electromagnetics, Wiley-Interscience, 2nd ed., 2002.

[19] D. C. Liu, C. P. Lee, C. M. Tsai, T.F. Lei, J. S. Tsang, W.H. Chiang, And Y. K. Tu, J. Appl. Phys. 73, 8027 (1993)