

國立交通大學

光電工程學系碩士班

碩士論文

矽奈米線波導之微型極化旋轉器元件設計

Compact Polarization Rotators Based on Silicon Nanowire Waveguides



研究生:陳奎合

指導教授:陳瓊華 教授

中華民國一百零一年九月

矽奈米線波導之微型極化旋轉器元件設計

Compact Polarization Rotators Based on Silicon Nanowire Waveguides

研究生:陳奎合

Student : Kuei Ho Chen

指導教授:陳瓊華 教授

Advisor : Chyong-Hua Chen

國立交通大學
光電工程學系碩士班
碩士論文

A Thesis

Submitted to Department of Photonics and Institute of Electro-Optical

College of Electrical Engineering

National Chiao Tung University

in partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of Master

in Electro-Optical Engineering

September 2012

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一百零一年九月

矽奈米線波導之微型極化旋轉器元件設計

學生:陳奎合

指導教授:陳瓊華 教授

國立交通大學 光電工程學系碩士班

摘要

在本篇論文中，我們使用矽奈米線波導設計出一新穎之微型極化旋轉器結構並且使用三維有限時域差分法模擬其光學特性。此極化旋轉器之結構為於方正的矽奈米線波導之 45° 方向上放置一正方形氮化矽波導結構，致使獲得兩正交特徵模態為 $\pm 45^\circ$ 度線性偏振模態。透過有限元素法計算獲得於波長為 1550 奈米矽奈米波導之厚度為 220 奈米時，此氮化矽之結構尺寸為 100 奈米，其兩最低正交模態之等效折射係數分別為 1.558 和 1.531，而其所對應之半拍長度為 28.56 微米。鑒於輸入波導與此結構之模態不吻合，我們於結構之前後端皆插入 5 微米長之錐形波導，透過三維有限時域差分法模擬計算結果顯示此元件之插入損失為 0.3dB。此外，在 1500 奈米到 1600 奈米波段下的穿透頻譜，其極化消光比超過 20dB 以上。

Compact Polarization Rotators Based on Silicon Nanowire Waveguides

Student : Kuei-Ho Chen

Advisor : Dr. Chyong-Hua Chen

Institute of Electro-Optical Engineering

National Chiao Tung University

Abstract

A novel mode-coupling-based polarization rotator for silicon wire waveguides is presented. This device consists of a Si_3N_4 nano-waveguides located at one corner of a silicon wire. To obtain two lowest-order eigenmodes with polarization states of $\pm 45^\circ$, the thickness of Si_3N_4 structure is 100 nm as that of Si layer is 220 nm at the wavelength of 1550 nm. The effective indices for these two modes obtained by the finite element method are 1.558 and 1.531, respectively, and then the corresponding half-beat length is 28.56 μm . 5- μm long tapers are inserted in-between this structure and the input/output waveguide to minimize the coupling loss due to mode mismatch. Simulation results obtained by three-dimensional finite difference time domain method show that this device has the insertion loss of 0.3 dB at the wavelength of 1550 nm, and the polarization extinction ratio of over 20 dB at the wavelength range of 1500 -1600 nm.

致 謝

碩士班生涯中，雖然只有短短的兩年期間，但卻讓我學習到很多的研究方法與待人處事的技巧。很感激許多人在碩士期間對我的幫助，首先，我要先感謝我的指導教授陳瓊華教授，在我碩士班的兩年期間，給予我很多的教導與糾正，讓學生在課業與人生的處事上，仍更加的精進與處事的圓融。也感謝鄒志偉教授、李柏聰教授與林建中教授在百忙之中，仍撥空參加學生的碩士學位口試委員，並給予學生論文上的建議與指導。

另外，也很感謝實驗室的成員給予幫助，首先是邱家祥學長，介紹給許多實驗室的背景，讓我在剛進光子實驗室中學習到很多東西，以及感謝范日華學長、張超然學弟及蕭弘祥學弟曾一起打桌球、棒球與唱歌的時光，再來是感謝張郁欣學姊與賴韋秀幫我很多的忙，不僅在碩士論文的指導或是報告內容的審閱，都給予我很多的指導。另外，也很感謝廖高崧與翁一正在碩士期間的相互扶持，感謝您們陪我一起打球，一起討論研究方法，以及一起吃飯聊天的日子，讓我的碩士生涯增加很多的樂趣。

另外，也感謝其他實驗室的幫忙，劉東敏、劉育昇、張紀瑩、許安佳、倪詩雅、蘇歆茹、張凱涵、楊良愉、高泉盛、江國豪、鞠曉山、楊志傑、陳信豪、黃博彥、劉昱峯、林辰威、賴致維、陳宏山、陳宏源、洪偉倫、侯少璿、戴培瑜等人，在我的碩士生涯中帶給我歡笑與快樂。另外，也很感謝碩士期間抽空參與福智社與如來精舍，感謝社團的學員對我的關照。最後，要感謝我的家人給我很大的支持，讓我努力不懈，堅持到底的順利完成碩士學位，感謝您們。

目 錄

中文摘要	i
英文摘要	ii
誌謝	iii
目錄	iv
圖目錄	vi
表目錄	viii
一、	緒論.....	1
1.1	研究背景.....	1
1.2	矽奈米線波導下的極化分集系統.....	4
1.3	極化旋轉器的比較.....	6
1.3.1	模態漸變型之旋轉器.....	6
1.3.2	模態耦合型之傾斜面結構.....	7
1.3.3	模態耦合型之離軸雙核心結構.....	8
1.3.4	模態耦合型之雙溝槽 TE-TM 模態旋轉器.....	9
1.4	論文架構.....	11
二、	基本理論與概念.....	12
2.1	操作原理.....	12
2.2	模態耦合型之極化旋轉器的操作原理.....	14
2.3	旋轉參數.....	19
2.4	元件的特性.....	20
三、	矽奈米線波導之微型極化旋轉器元件設計.....	21
3.1	波導幾何結構.....	21
3.2	設計過程.....	23
3.2.1	探討元件上最低階的兩正交本徵軸與原 X-Y 座標軸所夾的旋轉角度.....	23
3.2.2	探討正方形氮化矽之不同結構尺寸對於方正的矽奈米線波導的兩最低階模態性.....	29
3.2.3	適用於微型化的極化旋轉器波導.....	33
3.3	探討極化旋轉器波導之極化消光比的效能.....	34
3.4	探討插入錐形波導對矽奈米線波導元件的插入損失之影響.....	36
3.5	探討極化旋轉器於不同波長下的極化消光比與插入損失之影響.....	39
3.6	探討正方形氮化矽波導之誤差偏移量對方正的矽奈米線波導之影響.....	41
3.7	探討氮化矽的折射率變化對極化旋轉器波導之極化消光比的影響.....	45
3.8	探討氮化矽波導的前後增加錐形波導對極化消光比與插入損失的影響.....	46
四、	結論與未來展望.....	47



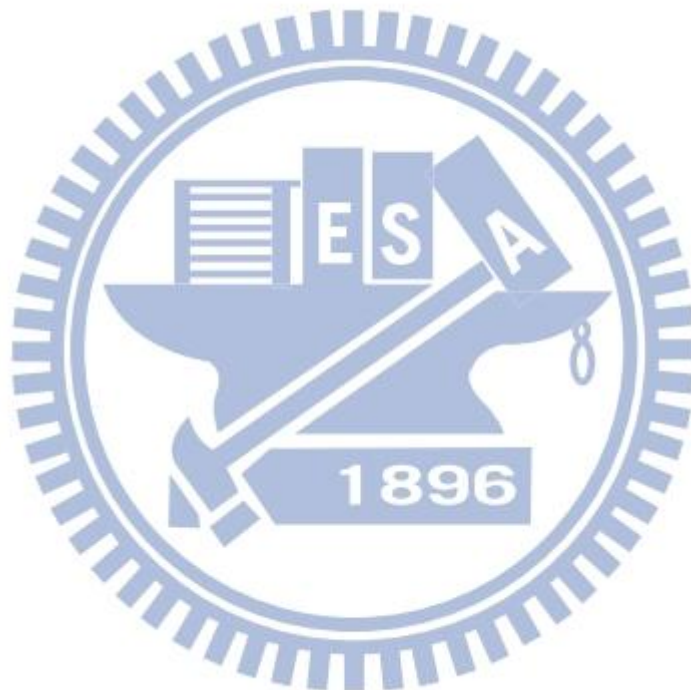
圖目錄

圖 1.1.1	在單一晶片上製作之三維立體處理器示意圖.....	1
圖 1.1.2	建構於 SOI 基板上的矽奈米線波導.....	2
圖 1.2.1	矽奈米波導下的極化分集器上.....	4
圖 1.2.2	極化旋轉器下的模態耦合型結構與模態漸變型結構圖.....	5
圖 1.3.1	模態漸變型下的極化旋轉器(a) 模態漸變型的極化旋轉器結構圖(b)於元件不同位置下之模態場圖.....	6
圖 1.3.2	斜面極化旋轉器(a) 模態耦合型的傾斜面極化旋轉器 (b) 傾斜面極化旋轉器的兩最低階模態場圖.....	7
圖 1.3.3	離軸雙核心結構下的極化旋轉器(a)離軸雙核心結構下的兩正交本徵軸(b)兩正交本徵軸上的模態場圖.....	8
圖 1.3.4	模態耦合型之雙溝槽 TE-TM 模態旋轉器 (a)第一階與(b)第二階的模態電場分佈圖.....	9
圖 2.1	極化旋轉器下的本徵軸示意圖.....	12
圖 2.2	非對稱下的正交本徵模態軸示意圖.....	19
圖 3.1	矽奈米線波導的極化旋轉器(a)俯視圖(b)橫截面圖.....	22
圖 3.2.1.1	調控不同的氮化矽波導之寬度 W_c 與高度 H_c ，對應元件上最低階的兩正交本徵軸與原座標軸所夾的旋轉角度.....	24
圖 3.2.1.2	方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與氮化矽的寬度 W_c 為 120 奈米，高度 H_c 為 25 奈米，其元件上最低階的兩正交特徵模態之橫向電場模態場圖。第一階的(a)水平分量 E_x (b)垂直分量 E_y 與第二階的(c)水平分量 E_x (d)垂直分量 E_y 的模態場圖.....	25
圖 3.2.1.3	方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與氮化矽之寬度 W_c 為 25 奈米，高度 H_c 為 120 奈米，其元件上最低階的兩正交特徵模態之橫向電場模態場圖。第一階的(a)水平分量 E_x (b)垂直分量 E_y 與第二階的(c)水平分量 E_x (d)垂直分量 E_y 的模態場圖.....	26
圖 3.2.1.4	方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形氮化矽之結構尺寸為 200 奈米，元件上最低階的兩正交特徵模態之橫向電場模態場圖。第一階的(a)水平分量 E_x (b)垂直分量 E_y 與第二階的(c)水平分量 E_x (d)垂直分量 E_y 的模態場圖.....	28
圖 3.2.2.1	元件上兩最低階本徵軸所激發出的兩最低階正交模態電場的.....	30
圖 3.2.2.2	方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形的氮化矽之結構尺寸為 200 奈米之最低階的兩正交特徵模態的橫向電場模態場圖。第一階的(a)水平分量 E_x (b)垂直分量 E_y 與第二階的(c)水平分量 E_x (d)垂直分量 E_y 的模態場圖.....	31
圖 3.2.3	方正的矽奈米線波導之寬高改變從 200 奈米到 320 奈米對極化旋轉器的半拍長度作.....	33
圖 3.3.1	在 $Y=0$ 為平面時，方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形氮化矽之結構尺寸為 100 奈米，所檢測在(a)水平方向 E_x (b)垂直方向 E_y 的電場分布圖，入射光波長為 1550 奈米的水平偏振光.....	34

圖 3.3.2 在 $Y=0$ 為平面時，方形的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形氮化矽之結構尺寸為 100 奈米，所檢測在(a)水平方向 E_x (b)垂直方向 E_y 的電場分布圖，入射光波長為 1550 奈米的垂直偏振光.....	35
圖 3.4.1 在平面為 $Y=0$ 時，方形的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形氮化矽的結構尺寸為 100 奈米，其元件的輸入與輸出端上未加上錐形波導(a)水平方向 E_x 和(b)垂直方向 E_y ，與有加上錐形波導(c)水平方向 E_x 和(d)垂直方向 E_y 的電場分佈圖，入射光波長為 1550 奈米的水平偏振光.....	37
圖 3.4.2 前後輸入端與輸出端的錐形波導長度對元件上的插入損失作圖.....	38
圖 3.5 極化旋轉器於不同波長下所檢測的極化消光比與插入損失作圖.....	40
圖 3.6.1(a) 正方形氮化矽波導於 X - Y 方向上的誤差偏移量的相關參數示意圖(b)改變正方形氮化矽波導的偏移量 Δy 從 0 奈米至 20 奈米與 Δx 偏移量方向從 -20 奈米至 20 奈米檢測元件上的極化消光比與插入損失作圖，實線為極化消光比，虛線為插入損失...	42
圖 3.6.2(a)為正方形氮化矽誤差偏移量，在極化旋轉器的 Z 方向上傳播之左右偏移 Δx_L 變化的俯視圖 (b) 正方形氮化矽波導於方形的矽奈米線波導上，改變誤差偏移量 Δx_L 從 -20 奈米至 20 奈米對極化消光比與插入損失做圖，圖中的實線為對極化消光比作圖，虛線為對插入損失作圖.....	44
圖 3.7 改變正方形氮化矽波導的折射率對元件的極化消光比之影響.....	45
圖 3.8(a)為正方形氮化矽波導前後端加上錐形波導 ΔL_t 變化的俯視圖 (b) 正方形氮化矽波導於方形的矽奈米線波導上，改變氮化矽前後端的錐形波導 ΔL_t 的變化從 0 微米至 2 微米對極化消光比與插入損失做圖，圖中的實線為對極化消光比作圖，虛線為對插入損失作圖.....	46

表目錄

表一	不同極化旋轉器結構之特性比較.....	10
表二	不同正方形氮化矽波導之結構尺寸對不同方正的矽奈米線波導的半拍長度..	32



第一章 緒論

1.1 研究背景

光信號傳輸能提供更高的傳輸速率與不受電磁的干擾，並且可使用 CMOS 製程技術將光學光路與微電子電路整合，因此未來光子積體電路(Photonic integrated circuits)將廣泛地研發製作於積體電路(IC)上，促使光可調控於微米尺寸下的積體化晶片。因此，有越來越多的團隊正積極地研究發展其應用，如圖 1.1.1 為 IBM 團隊所提出來的 3D 整合式晶片[1]，此晶片主要有三層的結構：最底層是由數百顆的核心處理器所構成，中間層是由提供快速存取(cache)通道的記憶體層所構成，而最上層則是由許多微型化矽光學元件和類比電子元件所構成。為了可以使用 CMOS 製程技術以提供一高密度光與電之積體電路整合平台，微型化矽光學元件的設計成為主要的議題。

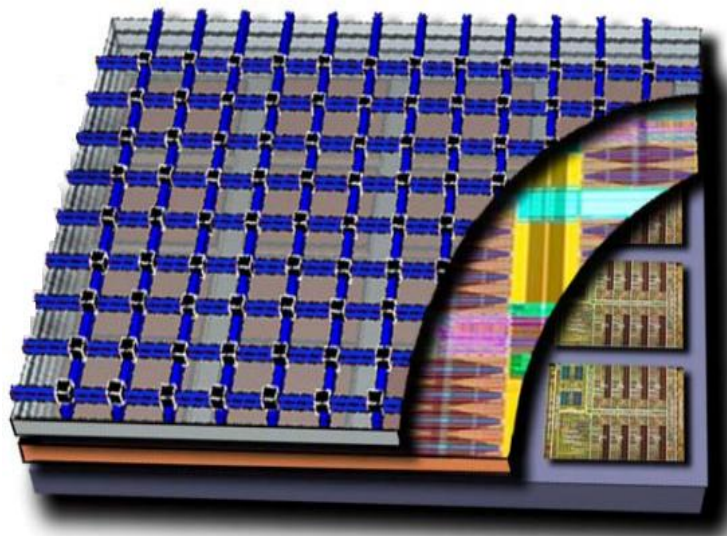


圖 1.1.1 在單一晶片上製作之三維立體處理器示意圖

目前，建構於 SOI 的基板上的矽奈米線波導廣泛地應用於微型化矽光學元件上 [2-4]，矽奈米線波導結構建構在 SOI 的基板上，波導之長寬分別約為 400-500nm 和 200-300nm，並於其外層以二氧化矽覆蓋，如圖 1.1.2 所示。由於此波導具有高折射係數對比，可使光模態具有很強的侷域性，且當光於微小彎曲半徑下傳播時，其傳輸時損失非常低，許多基於矽奈米線波導的微型化矽光學元件因此被提出，如光調變器[5]、光濾波器[6]和光環共振器[7]等等。

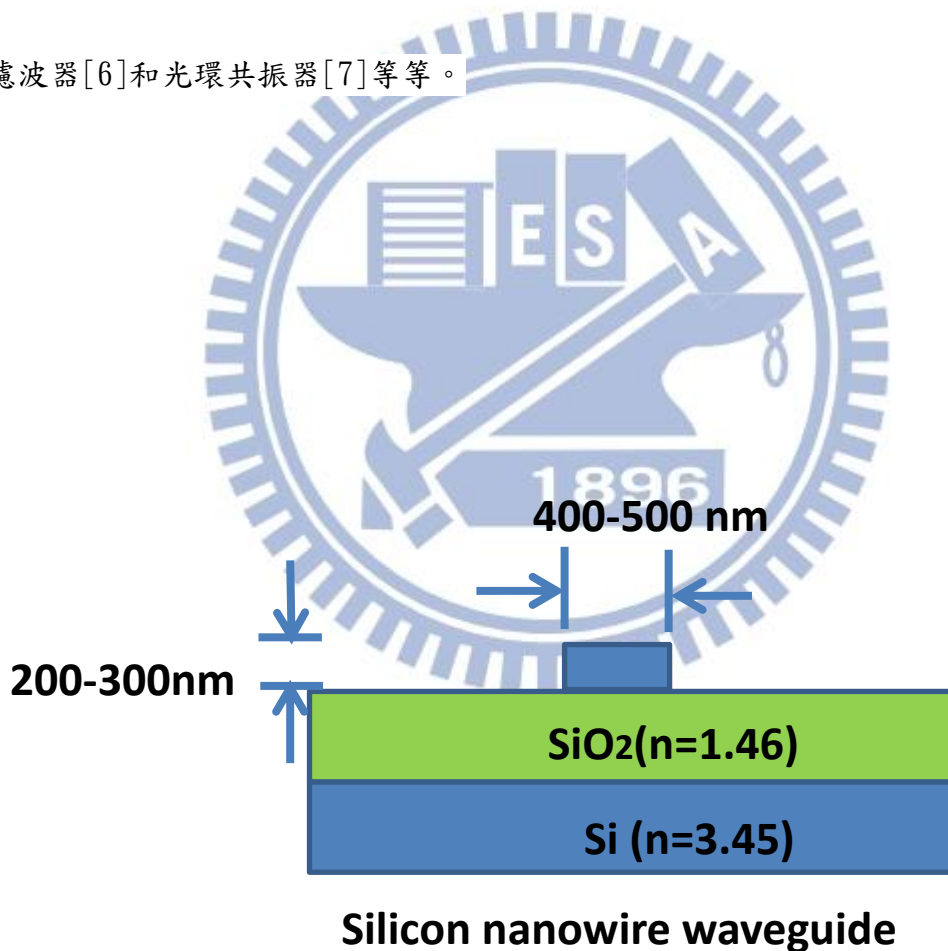


圖 1.1.2 建構於 SOI 基板上的矽奈米線波導

然而，非方正之矽奈米線波導具有很大的結構雙折射（structure birefringence）效應，所以當一任意偏振的入射光傳輸到矽奈米線波導時，垂直方向

的偏振光(TM mode)相較於水平偏振光(TE mode)有較多的光傳導於外層低折射率區，垂直方向的偏振光速度會大於水平方向的偏振光，這導致我們不可忽略其極化相依特性，如偏極化模態色散(polarization mode dispersion)、極化相依損失(polarization dependent loss)和極化波長相依(polarization dependent wavelength)效應。而由這矽奈米線波導所組成的微型化矽元件也因這些極化相依的特性，造成元件表現不如預期。因此，為了解決此議題，有人提出透過下節介紹之極化分集系統來有效地解決因矽奈米線波導所組成之微型化矽元件的極化相依問題。



1.2 矽奈米線波導下的極化分集系統

極化分集系統架構如圖 1.2.1 所示，是由極化分離器(polarization splitter)與極化旋轉器(polarization rotator)所組成。當任意入射光通過極化分離器，將被分成 TE 偏振和 TM 偏振兩支線，其 TM 偏振光從極化分離器後會先通過其一極化旋轉器，將 TM 偏振方向的光旋轉成 TE 偏振光，並與原始的輸入 TE 光一起進入以 TE 為主之微型化矽元件系統。因此，極化旋轉器在這個系統架構裡佔有舉足輕重之地位，而目前也有許多相關元件設計被提出或是製作出來。

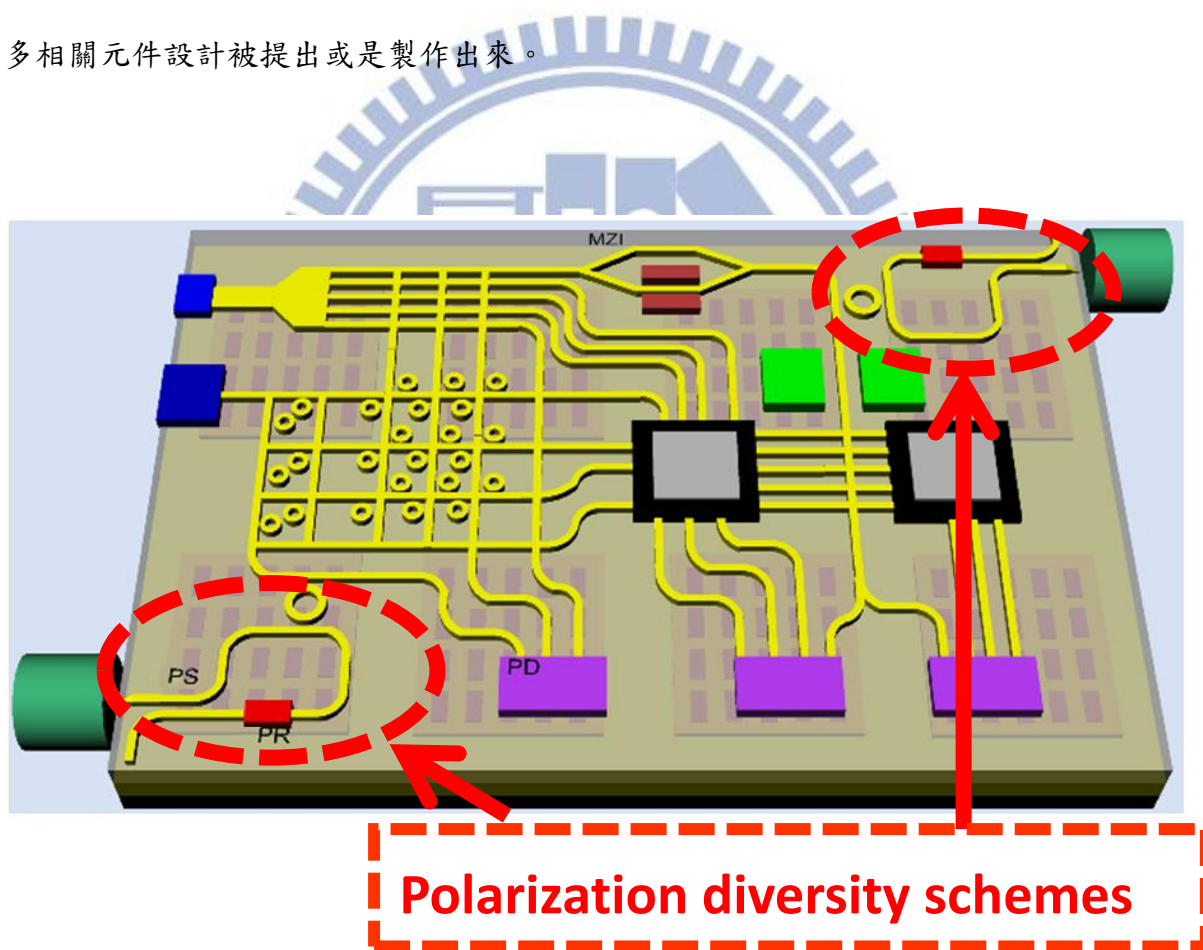


圖 1.2.1 矽奈米波導下的極化分集器

目前極化旋轉器依其設計原理主要可以分成兩類，如圖 1.2.2 所示，一為模態漸變型之旋轉器，另一為模態耦合型之旋轉器。模態漸變型之旋轉器的物理機制是使用上下兩層波導，利用設計一連續漸變之不對稱波導結構，讓入射光偏極化隨著結構的變化作

緩慢的轉動，進而改變入射光的偏極態。此類型之旋轉器具有操作頻寬大的優點，然此類元件尺寸較大且其插入損失大。另一方面，模態耦合型之旋轉器的物理機制是設計非對稱型矽波導結構，使結構上的兩最低階本徵模態軸傾斜於基板，使當入射光通過這類元件時激發兩最低階本徵模態，透過傳遞時模態間相位之變化，於元件的輸出端來獲得我們想要的偏振光。此類型的元件具有小短尺寸和低插入損失等優點。以下我們將針對已發表於文獻上之極化旋轉器元件做更深入之介紹。

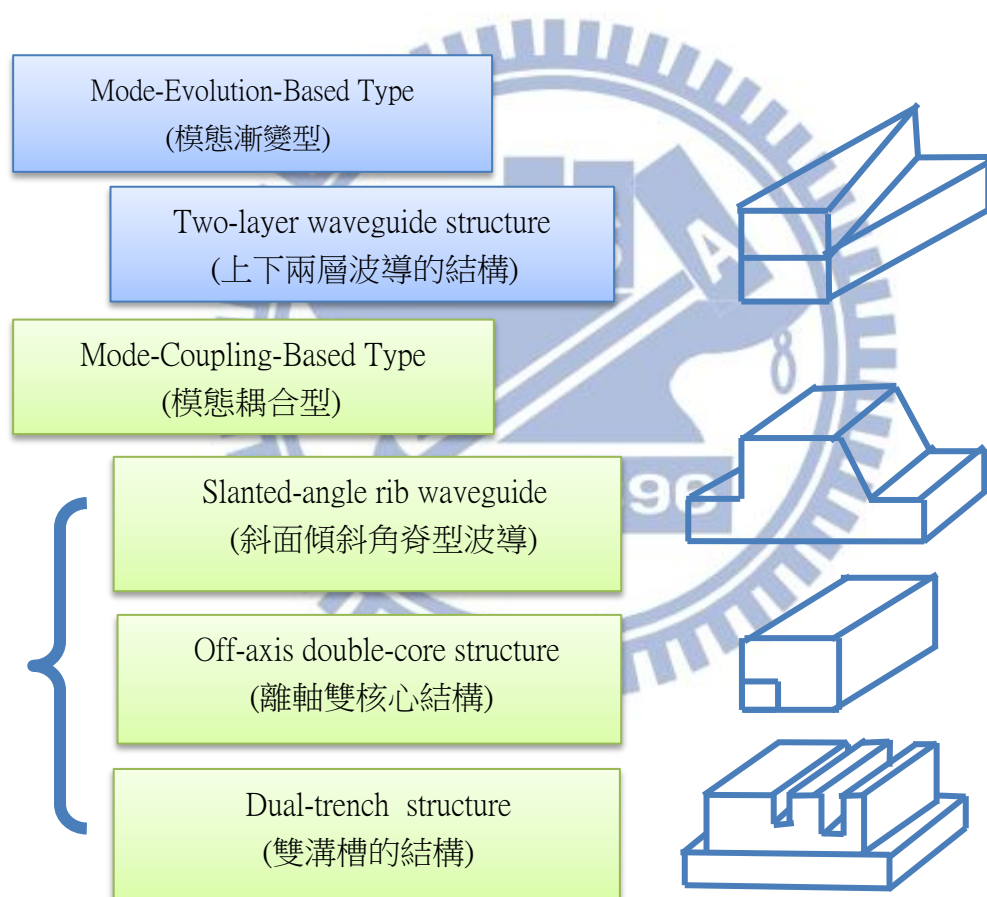


圖 1.2.2 極化旋轉器下的模態耦合型結構與模態漸變型結構圖

1.3 極化旋轉器的比較

1.3.1 模態漸變型之旋轉器

此模態漸變型的極化旋轉器包含一對波導核心層，如圖 1.3.1(a)所示[8]，透過上下兩層波導漸變結構，使元件上兩正交本徵軸所激發出的兩最低階模態會隨元件結構的變換做緩慢旋轉。模態圖 1.3.1(b)顯示此兩最低階模態在不同元件位置下之模態分佈圖，顯示著此元件因結構的不對稱性可將最初 TM 偏振光隨著元件結構的變化，逐漸的旋轉 90°至 TE 偏振光模。此元件總長度為 300 μm ，極化消光比為 25dB，總插入損失為 1dB。由於此元件需沿著 z 行進方向做緩慢光軸漸變，所以元件尺寸必須很長方能避免過大的插入損失。

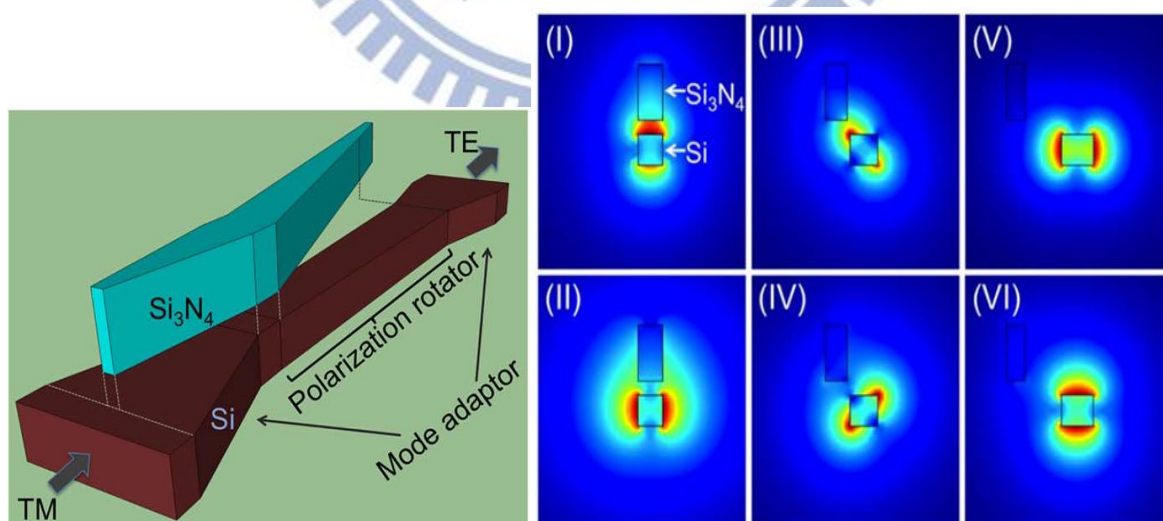


圖 1.3.1 模態漸變型下的極化旋轉器(a) 模態漸變型的極化旋轉器結構圖(b)於元件不同位置下之模態場圖

1.3.2 模態耦合型之傾斜面結構

模態耦合型之傾斜面結構顯示如下圖 1.3.2 (a)[9]，對中心矽波導蝕刻一傾斜面，使得波導具有非對稱性的結構，因而使兩正交本徵軸會傾斜於基板，當入射光通過矽波導時，此元件可以激發出兩最低本徵模態，從圖 1.3.2(b)模態分佈圖中可以觀出單一模態下之 H_x 及 H_y 之場分佈近乎相似，然其兩不同階數之模態則一為 $+45^\circ$ 偏振而另一為 -45° 偏振，所以當兩模態之相位差 180° 度時，則可以有效地將輸入光旋轉 90° 。此元件旋轉總長度為 $2605\mu\text{m}$ ，極化消光比為 30dB ，總插入損失為 1.2dB 。由於此元件的兩模態之傳輸常數差較小，所以元件需較長才能夠能達到 90° 的旋轉。除此之外，此有很高的極化消光比，但因其蝕刻矽波導與輸出入波導之模態不相符導致較大的插入損失。

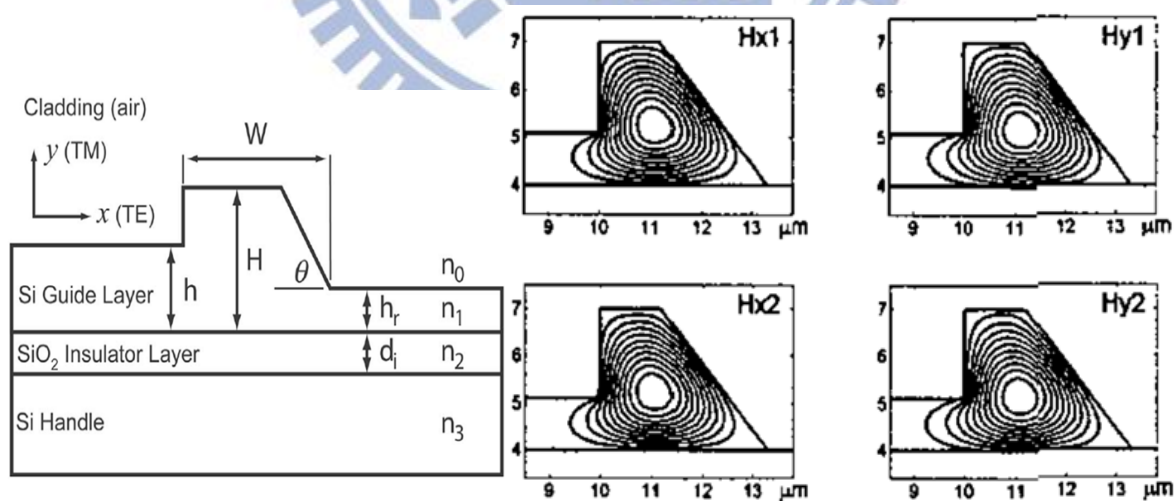


圖 1.3.2 斜面極化旋轉器(a) 模態耦合型的傾斜面極化旋轉器 (b) 傾斜面極化旋轉器的兩最低階模態場圖

1.3.3 模態耦合型之離軸雙核心結構

模態耦合型之離軸雙核心結構，如下圖 1.3.3(a)所示[10]，離軸雙核心結構由矽奈米線中心波導和第二層氮氧化矽波導所組成，第二層波導沿著矽線波導的邊緣包覆在矽線中心波導上，此離軸雙核心的結構使兩最低階的本徵軸傾斜於基板，因此，從圖 1.3.3(b)模態圖上可以看到兩最低階模態會傾斜於基板，當水平或垂直極化光輸入元件時，其極化平面將隨之旋轉。為達到 90° 的旋轉，此元件總長度為 $55\text{ }\mu\text{m}$ 。其極化消光比為 11dB 及總插入損失為 0.3dB。

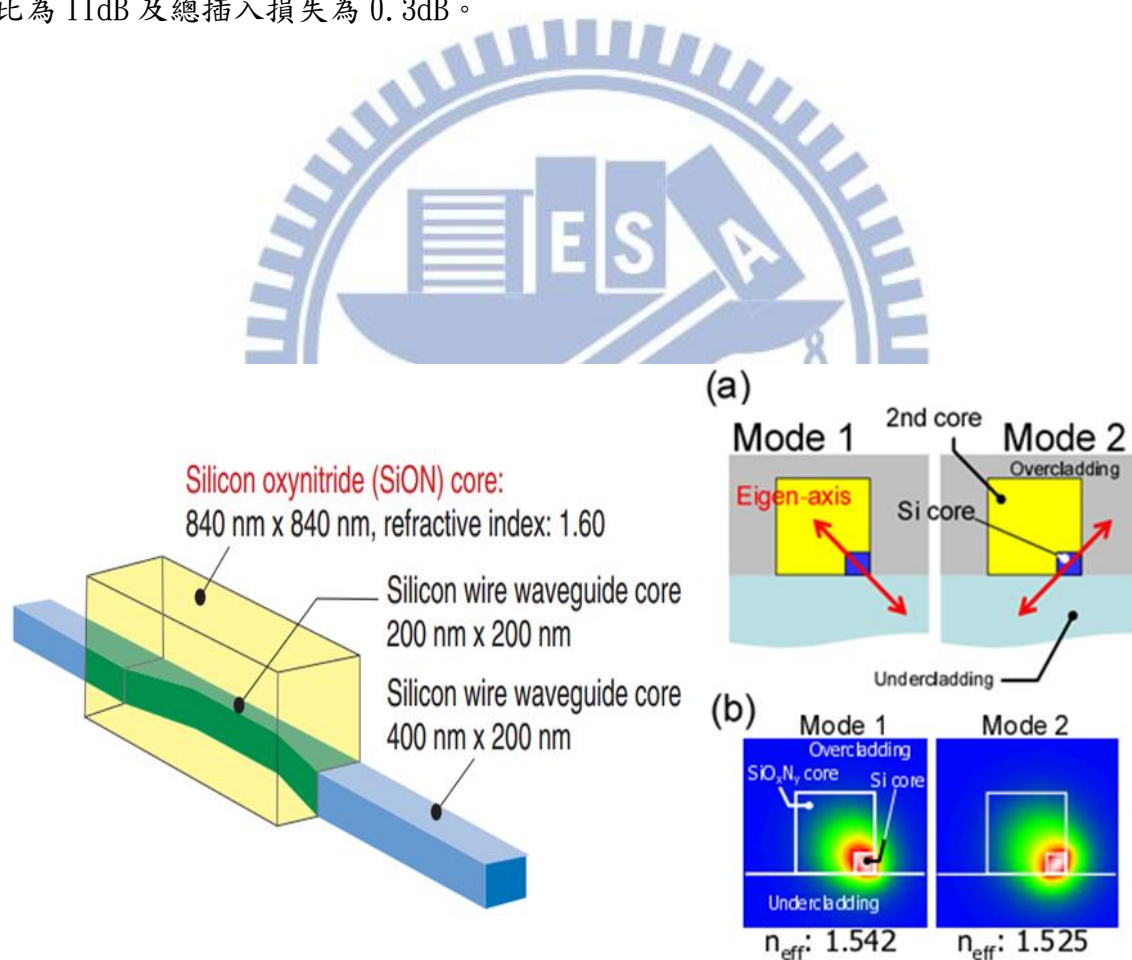


圖 1.3.3 離軸雙核心結構下的極化旋轉器(a)離軸雙核心結構下的兩正交本徵軸(b) 兩正交本徵軸上的模態場圖。

1.3.4 模態耦合型之雙溝槽 TE-TM 模態旋轉器

雙溝槽 TE-TM 模態旋轉器結構[11]，如圖 1.3.4 所示，於矽波導蝕刻出雙溝槽，形成非對稱性的結構以獲得兩正交本徵軸傾斜於基板。為了獲得 90° 旋轉，此元件旋轉總長度為 $10\text{ }\mu\text{m}$ 。元件之極化消光比為 16dB 及總插入損失為 0.7dB。因對矽波導直接蝕刻致使矽波導與覆蓋層有較大的折射對比度，元件有效地縮小，但因與輸出入端的模態不匹配，造成相當大的插入損失。

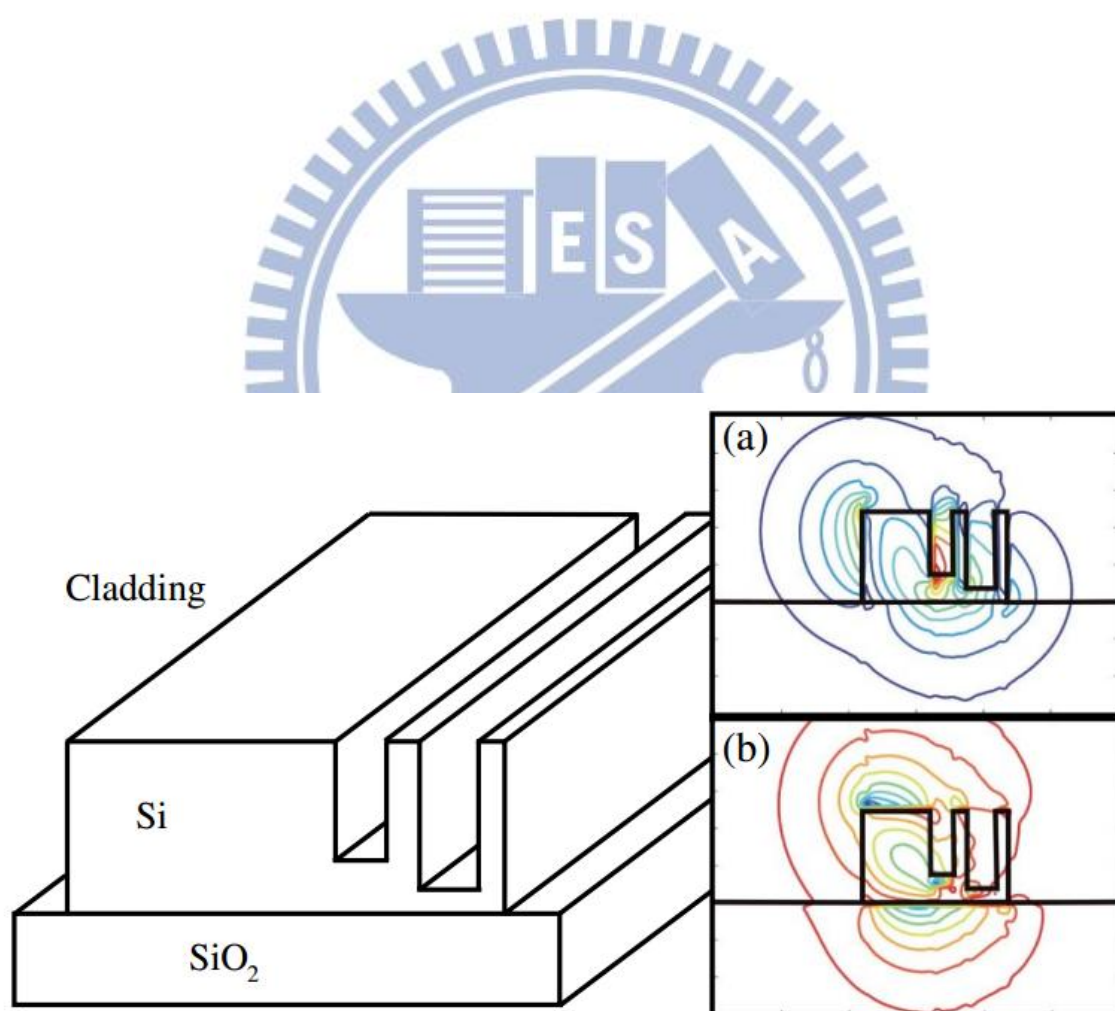
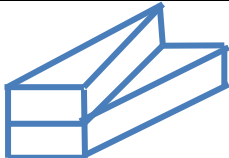
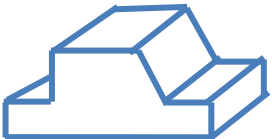
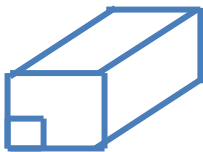
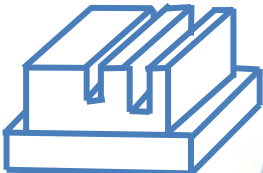


圖 1.3.4 模態耦合型之雙溝槽 TE-TM 模態旋轉器 (a)第一階與(b)第二階的模態電場分佈圖

表一 不同極化旋轉器結構之特性比較

Polarization Rotator (極化旋轉器)	Device length (元件長度)	Polarization extinction ratio (極化消光比)	Insertion loss (插入損失)
	300 μm	25dB	1dB
	2605 μm	30dB	1.2dB
	55 μm	11dB	0.3dB
	10 μm	16dB	0.7dB

表一總結了上述之各個元件之特性，我們可得模態漸變型之極化旋轉器為了達成所欲之偏轉角度，需有較大尺寸及插入損失。另一方面，模態耦合型之極化旋轉器之尺寸主要決定於兩正交本徵軸之等效折射係數差，且此兩模態與輸入波導吻合度高的話，其插入損失也就越低。因此，為了達到有效率之高密度積體電路，獲得一小尺寸、低插入損失之元件是大家所努力追求的目標，於本論文提出一個具有低損失、高效能且元件短特性之新穎之模態耦合型極化旋轉器。

1.4 論文架構

本論文中，我們提出一個建構在矽奈米線波導上微型化的極化旋轉器，其具有低損失、高效能且元件短之特性，並藉由有限元素法與有限時域差分法來分析設計此極化旋轉器並檢測其極化消光比與插入損失。論文將分成四個章節來探討提出的極化旋轉器設計：第一章簡短地介紹本論文的研究背景，第二章由電磁學理論出發介紹利用模態耦合理論來分析模態耦合型之極化旋轉器，第三章將由有限元素差分法找出此元件的設計參數，再使用三維有限時域差分法來模擬檢測此元件之極化消光比和插入損失，並加以探討製程誤差可造成元件特性之影響，並且於最後的第四章中總結整篇論文。



第二章 基本理論與概念

在此章節，我們主要先介紹模態耦合型極化旋轉器元件之設計理念，並且使用馬克斯威爾方程式來分析此元件。

2.1 模態耦合型極化旋轉器元件

模態耦合型極化旋轉器基本上會於結構上獲得兩傾斜於基板之正交本徵軸，如圖 2.1 所示。當入射光通過極化旋轉器會激發出此兩正交本徵軸的模態，鑑於兩個模態具有不同的傳播速度，在此我們稱此兩正交本徵軸分別為快軸 f 和慢軸 s 。

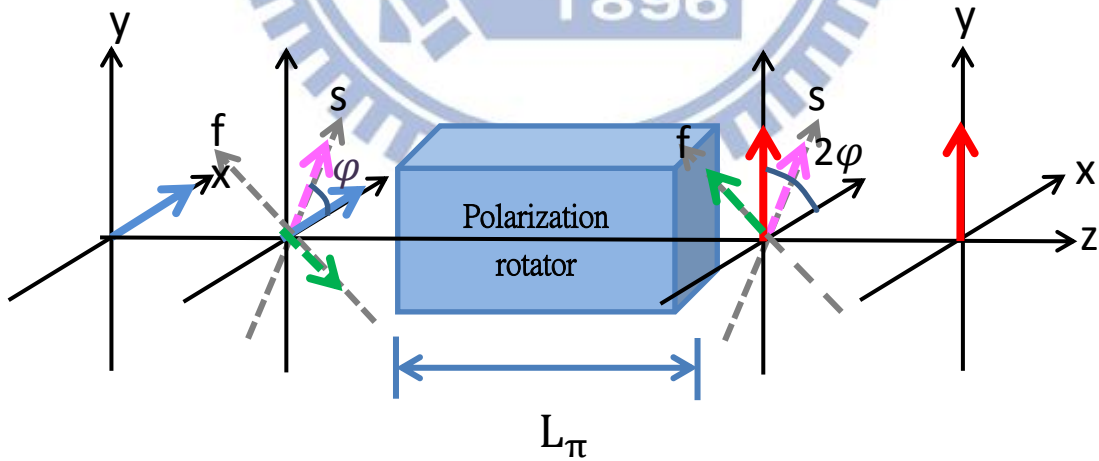


圖 2.1 極化旋轉器下的本徵軸示意圖

所以，當光行進於此元件時，此兩正交本徵軸的模態傳播的時間差可以寫成如下式：

$$\Delta t = \frac{L}{v_s} - \frac{L}{v_f} \quad (2.1)$$

L 為傳播距離，其中 v_s 和 v_f 為沿著極化旋轉器元件傳播的慢軸相速度和快軸的相速度。

因相速度的傳播常數可以表示成

$$v = \frac{\omega}{\beta} \quad (2.2)$$

故行經 L 長度之後兩模態之間的相位差可以表示如下式，

$$\Phi = \omega \Delta t = L(\beta_s - \beta_f) \quad (2.3)$$

$\omega = 2\pi f$ 是角速度， f 是頻率， $\beta = n_{eff}k_0$ 是傳播常數， n_{eff} 是等效折射率，空氣中

的波長為 $K_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = \frac{2\pi}{\lambda}$ 。

當相位差為 180° 時，此傳播距離則定義為半波長度 L_π ，計算如下式

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_s - \beta_f} \quad (2.4)$$

當輸入光的偏振方向與元件的兩正交本徵軸夾角為 φ 時，在經過了 L_π 傳播距離之後，於輸出端的偏振方向將旋轉 2φ 角度。因此，為了獲取由水平偏振輸入光源轉成垂直偏振輸出光，此元件之兩正交本徵軸須與原座標軸夾 $\varphi=45^\circ$ 。而為了獲得此 45° 偏振之正交本徵軸模態，其電場之 x 及 y 分量需相同能量。接下來，我們使用馬克斯威爾的電磁學理論來分析模態耦合型極化旋轉器的操作原理。

2.2 模態耦合型極化旋轉器的操作原理

首先，馬克斯威爾的電場向量的波動方程式表示如(2.5)式：

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - n^2 k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (2.5)$$

其中波常數 $k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ 和 n 為介質的折射率 $n = n(x, y, z)$ 。

其中，

$$\nabla \times \nabla = \nabla(\nabla \cdot) - \nabla^2 \quad (2.6)$$

(2.6) 式算符代入(2.5)式，波動方程式之電場橫向分量可以表示如下(2.7) 式：

$$\nabla^2 E_t + n^2 k^2 E_t = \nabla_t \left(\nabla_t \cdot E_t + \frac{\partial E_z}{\partial z} \right) \quad (2.7)$$

下標 t 表示橫向電場的分量。

藉由高斯定律，(2.7)式之右式可以寫成(2.8) 式

$$\nabla_t \cdot (n^2 E_t) + \frac{\partial n^2}{\partial z} E_z + n^2 \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (2.8)$$

因模態耦合型極化旋轉器折射率並不隨著行進方向改變，因此 $\frac{\partial n^2}{\partial z} E_z$ 會為零。

故(2.8) 式可以寫成近似如(2.9)式，

$$\frac{\partial E_z}{\partial z} \cong -\frac{1}{n^2} \nabla_t \cdot (n^2 E_t) \quad (2.9)$$

將(2.9)式代入(2.7)式，此類極化旋轉器上的電場橫向的分量重新表示如下(2.10)式：

$$\frac{\partial^2 E_t}{\partial z^2} + \nabla_t^2 E_t + n^2 k^2 E_t = -\nabla_t (\nabla_t \ln n^2 \cdot E_t) \quad (2.10)$$

其中， ∇_t^2 代表 x 方向與 y 方向的橫向微分算符之定義如下：

$$\nabla_t^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \quad (2.11)$$

此橫向電場的波向量方程式可以表示如(2.11)式和(2.12)式，：

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + \nabla_t^2 E_x + n^2 k^2 E_x = -\frac{\partial}{\partial x} \left(E_x \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(E_y \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \nabla_t^2 E_y + n^2 k^2 E_y = -\frac{\partial}{\partial y} \left(E_x \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(E_y \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) \quad (2.13)$$

(2.12)式和(2.13)式的右式顯示若為不非對稱性之波導結構下，兩不同傳播常數及偏振之電場將可互相耦合。因此，我們可以在如此的波導結構中將其橫向總電場表示如下：

$$E = E_x \hat{x} + E_y \hat{y} = a_x(z) e_x(x, y) e^{-j\beta_x z} + a_y(z) e_y(x, y) e^{-j\beta_y z} \quad (2.14)$$

其中 $e_x(x, y) e^{-j\beta_x z}$ 和 $e_y(x, y) e^{-j\beta_y z}$ 分別為 x-偏振波和 y-偏振波的電場分量。

我們將(2.14)式的橫向總電場代入(2.12)式與(2.13)式之波動方程式，並在左右兩邊分別乘上 $e^{-j\beta_x z}$ 和 $e^{-j\beta_y z}$ ，可獲得電場的振幅變化沿著 z 方向傳播之方程式，如式(2.15)

與(2.16)：

$$\begin{aligned} -j2\beta_x e_x \frac{da_x(z)}{dz} + a_x(z) \nabla_t^2 e_x + n^2 k^2 a_x(z) e_x - \beta_x^2 a_x(z) e_x = \\ -a_x(z) \frac{\partial}{\partial x} \left(e_x \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \right) - a_y(z) e^{-j\delta z} \frac{\partial}{\partial x} \left(e_y \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} -j2\beta_y e_y \frac{da_y(z)}{dz} + a_y(z) \nabla_t^2 e_y + n^2 k^2 a_y(z) e_y - \beta_y^2 a_y(z) e_y = \\ -a_x(z) \frac{\partial}{\partial x} \left(e_x \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \right) - a_y(z) e^{-j\delta z} \frac{\partial}{\partial y} \left(e_y \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (2.16)$$

其中， $\delta = \beta_y - \beta_x$ 。

鑑於 e_x 及 e_y 為半向量(semi-vectorial)波動方程式之解，因此其滿足以下之關係式：

$$\nabla_t^2 e_x + (n^2 k^2 - \beta_{ave}^2) e_x = 0 \quad (2.17)$$

$$\nabla_t^2 e_y + (n^2 k^2 - \beta_{ave}^2) e_y = 0 \quad (2.18)$$

其中， $\beta_{ave} = \frac{\beta_x + \beta_y}{2}$ ，

將(2.17)式與(2.18)式代入(2.15)式與(2.16)式可將之簡化，得到(2.19)式與(2.20)

式：

$$\begin{aligned} & -j2\beta_x e_x \frac{da_x(z)}{dz} + (\beta_{ave}^2 - \beta_x^2) a_x(z) e_x = \\ & -a_x(z) \frac{\partial}{\partial x} \left(e_x \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \right) - a_y(z) e^{-j\delta z} \frac{\partial}{\partial x} \left(e_y \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} & -j2\beta_y e_y \frac{da_y(z)}{dz} + (\beta_{ave}^2 - \beta_y^2) a_y(z) e_y = \\ & -a_y(z) \frac{\partial}{\partial y} \left(e_y \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) - a_x(z) e^{-j\delta z} \frac{\partial}{\partial y} \left(e_x \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

將(2.19)及(2.20)兩式分別乘上 e_x^* 和 e_y^* 並積分，可以獲得一極化模態耦合之方程式，如下式所表示：

$$\frac{da_x(z)}{dz} = -j\kappa_{xx} a_x(z) - j\kappa_{xy} a_y(z) \quad (2.21)$$

$$\frac{da_y(z)}{dz} = -j\kappa_{yy} a_y(z) - j\kappa_{yx} a_x(z) \quad (2.22)$$

$$\kappa_{xx} = \frac{(\beta_{ave}^2 - \beta_x^2) \iint e_x^* e_x dx dy + \iint e_x^* \frac{\partial}{\partial x} \left(e_x \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \right) dx dy}{2\beta_x \iint e_x^* e_x dx dy} \quad (2.23)$$

$$\kappa_{xy} = \frac{e^{-j\delta z} \iint e_x^* \frac{\partial}{\partial x} \left(e_y \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) dx dy}{2\beta_x \iint e_x^* e_x dx dy} \quad (2.24)$$

$$\kappa_{yy} = \frac{(\beta_{ave}^2 - \beta_y^2) \iint e_y^* e_y dx dy + \iint e_y^* \frac{\partial}{\partial y} \left(e_y \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial y} \right) dx dy}{2\beta_y \iint e_y^* e_y dx dy} \quad (2.25)$$

$$\kappa_{yx} = \frac{e^{j\delta z} \iint e_y^* \frac{\partial}{\partial y} \left(e_x \frac{1}{n^2} \frac{\partial n^2}{\partial x} \right) dx dy}{2\beta_y \iint e_y^* e_y dx dy} \quad (2.26)$$

其中，(2.23)和(2.25)式的 κ_{xx} 和 κ_{yy} 為自我耦合係數(self-coupling coefficients)， κ_{xy} 和 κ_{yx} 為交互耦合係數(cross-coupling coefficients)。 κ_{xx} 和 κ_{yy} 代表沿著 x 方向和 y 方向的傳播之傳播常數。 $\kappa_{xy} = \kappa_{yx} = \kappa$ 為描述兩交互作用的極化模態耦合現象。

從上面的模態耦合方程式，藉由正交基底座標轉換的方式，將原座標 X 和 Y 座標轉換至

極化旋轉器上的兩個快軸與慢軸座標上。當一隨機的偏振光輸入其極化旋轉器，可以藉拆解由元件上的兩快慢量軸線性組合成之光源，經由元件後於兩分量電場之變化後，再利用正交基底座標轉回原本的 X 和 Y 座標的電場分量，則可以獲得於輸出之總電場。因此，我們可以使用一個單一的正交矩陣(unitary matrix) U 作為基底座標的轉換矩陣，使其將模態轉換兩快慢本徵軸上

$$U^+ \begin{pmatrix} \kappa_{xx} & \kappa \\ \kappa & \kappa_{yy} \end{pmatrix} U = \begin{pmatrix} \beta_s & 0 \\ 0 & \beta_f \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

β_s 和 β_f 分別表示慢軸和快軸上的正交模態傳播常數。U 的正交基底轉換矩陣可以表示如 (2.28) 式：

$$U = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

將上式，使用 $A=UW$ 矩陣，(2.21)和(2.22)簡化成如 (2.29)式與(2.30)式：

$$\frac{dw_s}{dz} = -j\beta_s w_s \quad (2.29)$$

$$\frac{dw_f}{dz} = -j\beta_f w_f \quad (2.30)$$

w_s 和 w_f 表示沿著 z 方向傳播的快軸與慢軸的振幅大小。

因此，在兩正交本徵軸上所激發出的模態橫向總電場可以表示如(2.31)式，

$$E(z) = w_s(0)e^{-j\beta_s z}E_s + w_f(0)e^{-j\beta_f z}E_f \quad (2.31)$$

其中 E_s 和 E_f 可以用 X 和 Y 座標表示 (2.32)式與(2.33)式，

$$E_s = \cos \varphi \hat{x} - \sin \varphi \hat{y} \quad (2.32)$$

$$E_f = \sin \varphi \hat{x} + \cos \varphi \hat{y} \quad (2.33)$$

因此，假設輸入光源為一水平 x-偏極化模態，則其電場在 x 水平與 y 方向的分量為

$a_x(0) = 1$ 和 $a_y(0) = 0$ 。因此，在慢軸和快軸上的兩正交模態的電場分量可以表示如

(2.34)和(2.35)，

$$w_s(0) = \cos\varphi \quad (2.34)$$

$$w_f(0) = \sin\varphi \quad (2.35)$$

在 $Z > 0$ ，在元件裡的橫向總電場可用兩正交本徵快慢軸所激發的電場來表示，如(2.36)

式所示：

$$E(z) = \cos\varphi e^{-j\beta_s z} E_s + \sin\varphi e^{-j\beta_f z} E_f \quad (2.36)$$

因此，當 $z = L_\pi = \frac{\pi}{\beta_s - \beta_f}$ 滿足半拍長相位差的條件，橫向總電場如(2.37)所示：

$$E(L_\pi) = \cos\varphi E_s - \sin\varphi E_f \quad (2.37)$$

透過基底的座標轉換，我們可以獲得在 x 方向和 y 方向上的電場分量如(2.38)所示：

$$E(L_\pi) = \cos 2\varphi \hat{x} - \sin 2\varphi \hat{y} \quad (2.38)$$

從(2.38)式我們可以得之當兩正交本徵軸可以與原座標軸夾 $\varphi = 45^\circ$ ，且在 X 方向上與

Y 方向上所激發的模態具有相同的振幅時，一道水平線性偏振光光通過元件半拍長度時，

在輸出端上可以獲得到 $2\varphi = 90^\circ$ 的垂直線性偏振光。

2.3 旋轉參數

在此，我們定義旋轉參數為其最低階兩正交本徵模軸與原 X 和 Y 座標軸所夾的旋轉角度 φ 。如圖 2.3.1 所示，此旋轉參數的定義[12]如(2.39)式：

$$R = \tan(\varphi) = \frac{|E_{y_{m=1}}|_{\max}}{|E_{x_{m=1}}|_{\max}} = \frac{|E_{x_{m=2}}|_{\max}}{|E_{y_{m=2}}|_{\max}} \quad (2.39)$$

其中， E_{x_m} 和 E_{y_m} 分別為水平和垂直方向電場上的最大電場分量，其中 $m=1$ 為第一階模態， $m=2$ 為第二階模態。

當 $R \gg 1$ 時，表示以水平電場分量 E_x 為主，其本徵模態為 X 方向的偏極化。當 $R \ll 1$ 時，則表示以垂直電場分量 E_y 為主，其本徵模態為 Y 方向偏極化。當這兩最低階的電場模態分量是相同時， $R=1$ ，則兩正交本徵軸角度為 $\varphi = 45^\circ$ 。因其兩最低階的本徵軸為互相正交，所以我們僅討論 $m=1$ 時的旋轉參數 R 。

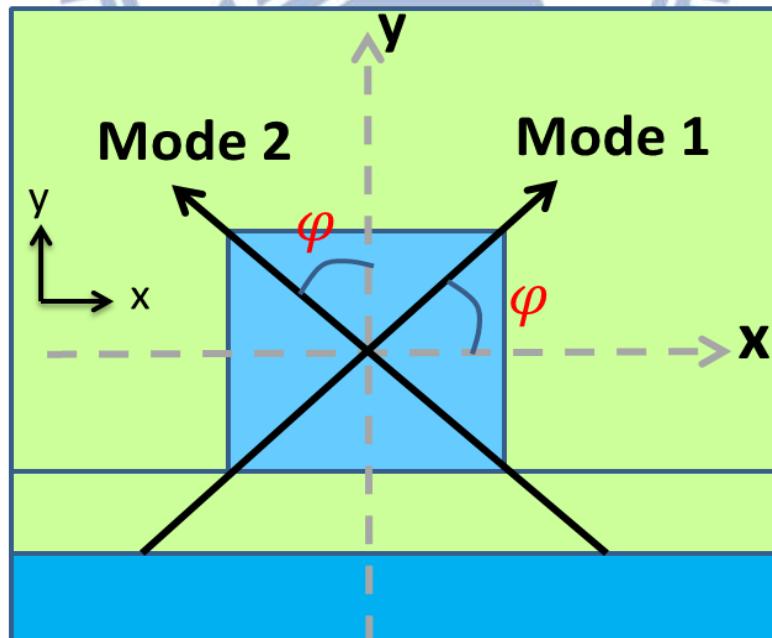


圖 2.2 非對稱下的正交本徵模態軸示意圖

2.4 元件的特性

為了要檢測極化旋轉器元件之特性，我們定義以下兩名詞來探討元件之效能。一為極化消光比，檢測元件的偏極化轉換效能，其定義如(2.3)所示：

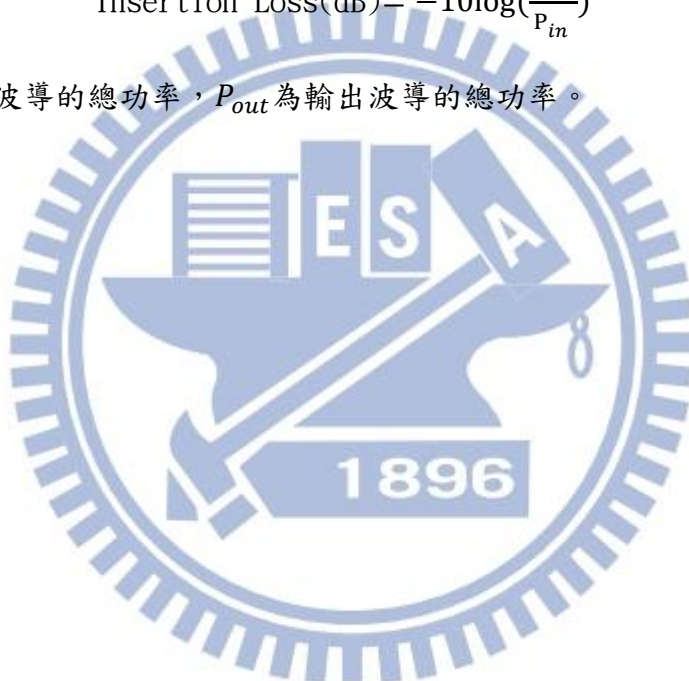
$$\text{Polarization extinction ratio(dB)} = -10\log\left(\frac{P_{\text{out}}^x}{P_{\text{out}}^y}\right) \quad (2.3.1)$$

其中， P_{out}^x 為輸出波導的水平方向的總功率， P_{out}^y 為輸出波導的垂直方向的總功率。

另一為元件插入損失，分析訊號經由元件之後之能量總損失，其定義為

$$\text{Insertion Loss(dB)} = -10\log\left(\frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{in}}}\right) \quad (2.3.2)$$

其中， P_{in} 為輸入波導的總功率， P_{out} 為輸出波導的總功率。



第三章 矽奈米線波導之微型極化旋轉器元件設計

本章節，我們提出一種製作於 SOI 基板上之微型極化旋轉器，此元件在方正的矽奈米線波導之 45° 方向上放置一氮化矽波導結構，以獲得兩偏極化為 $\pm 45^\circ$ 之正交特徵模態。由於輸入端、輸出端波導與我們的極化旋轉器之模態不吻合，我們於結構之前後端皆插入錐形波導以減少元件上的插入損失。我們使用三維有限時域差分法(FDTD)來分析此元件特性，並且探討氮化矽波導的偏移誤差量對矽奈米線微型極化旋轉器波導特性的影響。

3.1 波導幾何結構

矽奈米線波導之微型極化旋轉器上的俯視圖如圖 3.1(a)，圖中顯示輸入與輸出波導寬度為 430 奈米，高度為 220 奈米，與我們的極化旋轉器連接時，因輸入端、輸出端波導的模態與我們結構之模態不吻合，而造成的元件有極大的插入損失。因此，我們將極化旋轉器前後加上相同長度的錐形波導，來降低極化旋轉器上所產生的插入損失，且可以使輸入光輸入於波導的前端或是後端皆具有相同的效能。矽奈米線波導之微型極化旋轉器的橫截面圖顯示於圖 3.1(b)。極化旋轉器建構於 SOI 基板上，基板的最下層由折射率為 3.45 的矽所構成。中層則由折射率為 1.46、厚度為 3 微米的二氧化矽所構成。最上層為一厚度 H 之矽薄膜。而矽奈米線波導則為蝕刻此寬度為 W 之薄膜所構成，並且於其外圍包覆二氧化矽。在矽奈米線波導的寬度 W 與高度 H 皆為 220 奈米之 45° 方向上，放置一折射率為 2.2、寬度為 W_c 、高度為 H_c 之氮化矽的波導。輸入光為波長 1550 奈米的水平偏振極化光。

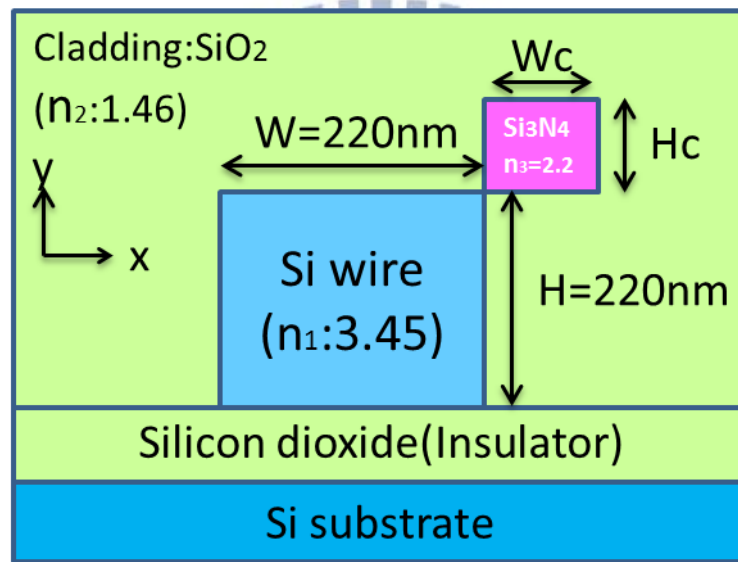
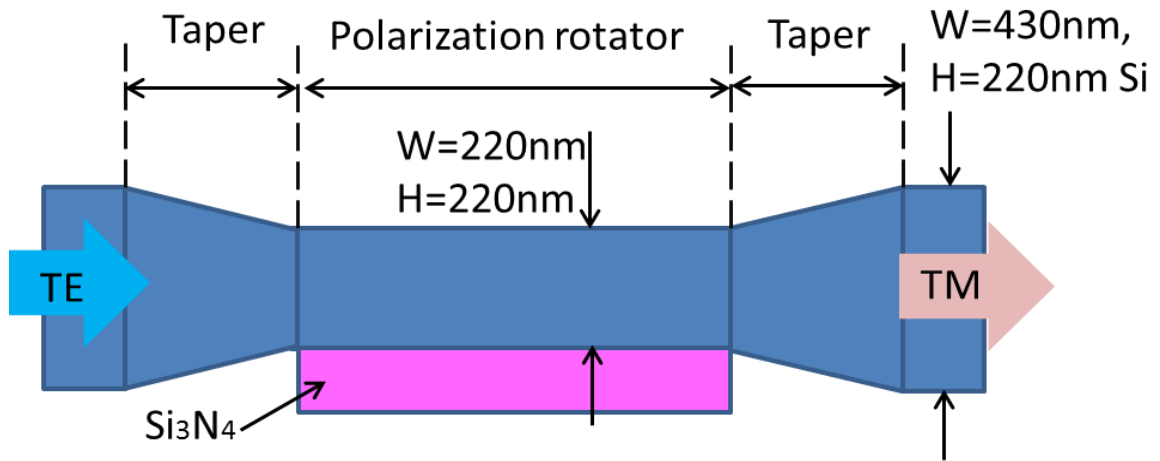


圖 3.1 矽奈米線波導的極化旋轉器(a)俯視圖(b)橫截面圖

3.2 設計過程

我們改變不同氮化矽的寬度 W_c 和高度 H_c 來調控矽奈米線波導中心的模態電場分布，找出最低階的兩正交本徵軸所激發的模態與原 X - Y 座標軸所夾的旋轉角度為 45° 且分布在此兩軸上的第一階與第二階的模態場的具有相同的能量，並透過有限元素法計算出元件上最低的兩正交特徵模態之等效折射係數，進而得到對應其元件的半拍長度。

3.2.1 探討元件上最低階的兩正交本徵軸與原 X - Y 座標軸所夾的旋轉角度

方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米，調控氮化矽波導之寬度 W_c 和高度 H_c 分別從 10 奈米到 200 奈米，使用有限元素分析法可以得到最低階的第一階和第二階之模態場下的 x 方向與 y 方向電場分佈圖，並檢測出元件上的電場分佈最大值代入(2.39)式，因最低階的兩本徵軸為相互正交，故我們只需要討論第一階模態的情形即可。接下來我們將透過第一階的模態電場分佈圖之水平分量與垂直分量上的電場峰值，計算出元件上最低階的兩正交本徵軸與原 X 和 Y 座標軸所夾的旋轉角度，繪製如下圖 3.2.1.1 所示。

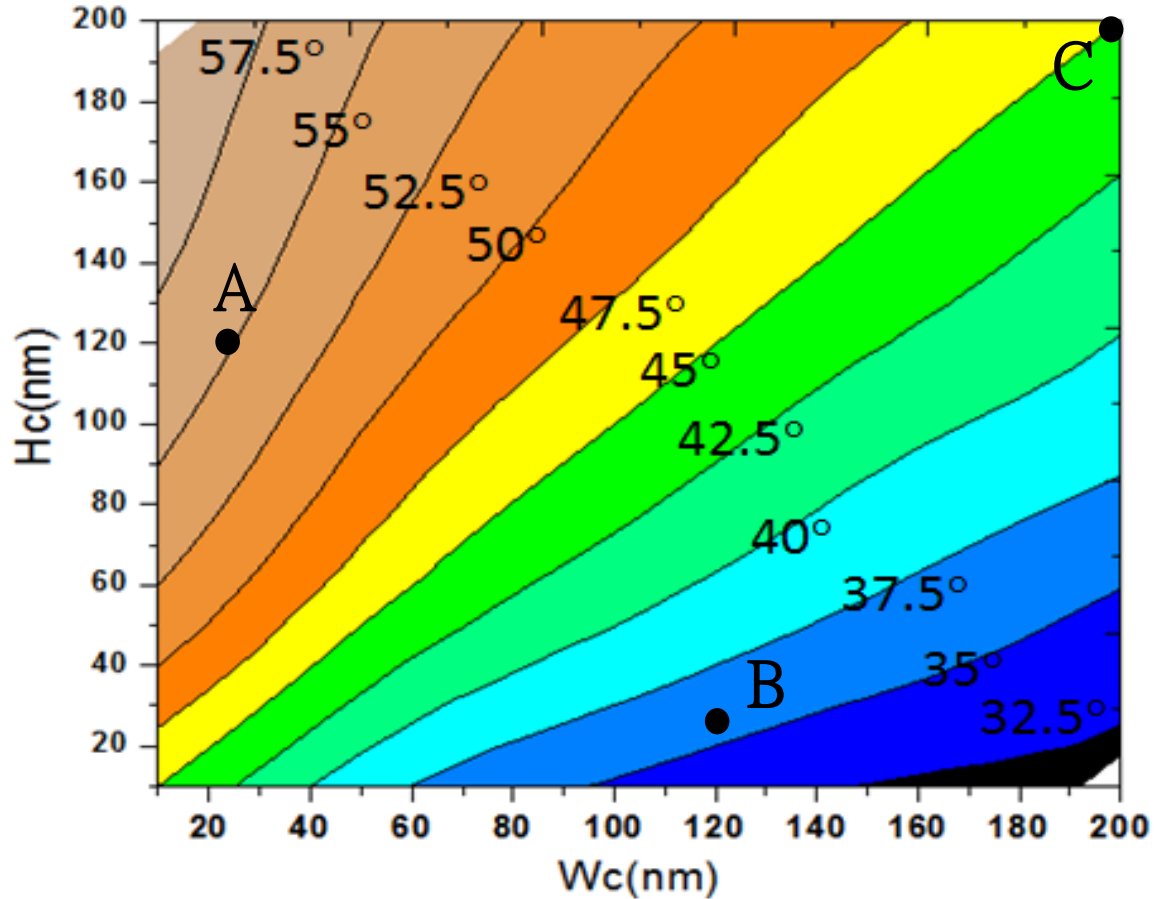


圖 3.2.1.1 調控不同的氮化矽波導之寬度 W_c 與高度 H_c ，對應元件上最低階的兩正交本徵軸與原座標軸所夾的旋轉角度

從圖 3.2.1.1 中 A 點為氮化矽波導之寬度 W_c 為 120 奈米，高度 H_c 為 25 奈米的極化旋轉器元件，經有限元素分析法計算模態電場分佈圖，顯示如圖 3.2.1.2 所示。從矽奈米線波導中的模態電場分佈圖可以看出在第一階模態的水平分量 $Ex_{m=1}$ 比垂直分量 $Ey_{m=1}$ 集中且大部分的能量集中在水平分量 $Ex_{m=1}$ 上，經由計算獲得的水平分量 $Ex_{m=1}$ 電場峰值會大於 $Ey_{m=1}$ 垂直分量電場峰值。將電場峰值代入(2.39)式，求出最低階的兩正交本徵軸與原座標軸所夾的旋轉角度會小於 45° 。

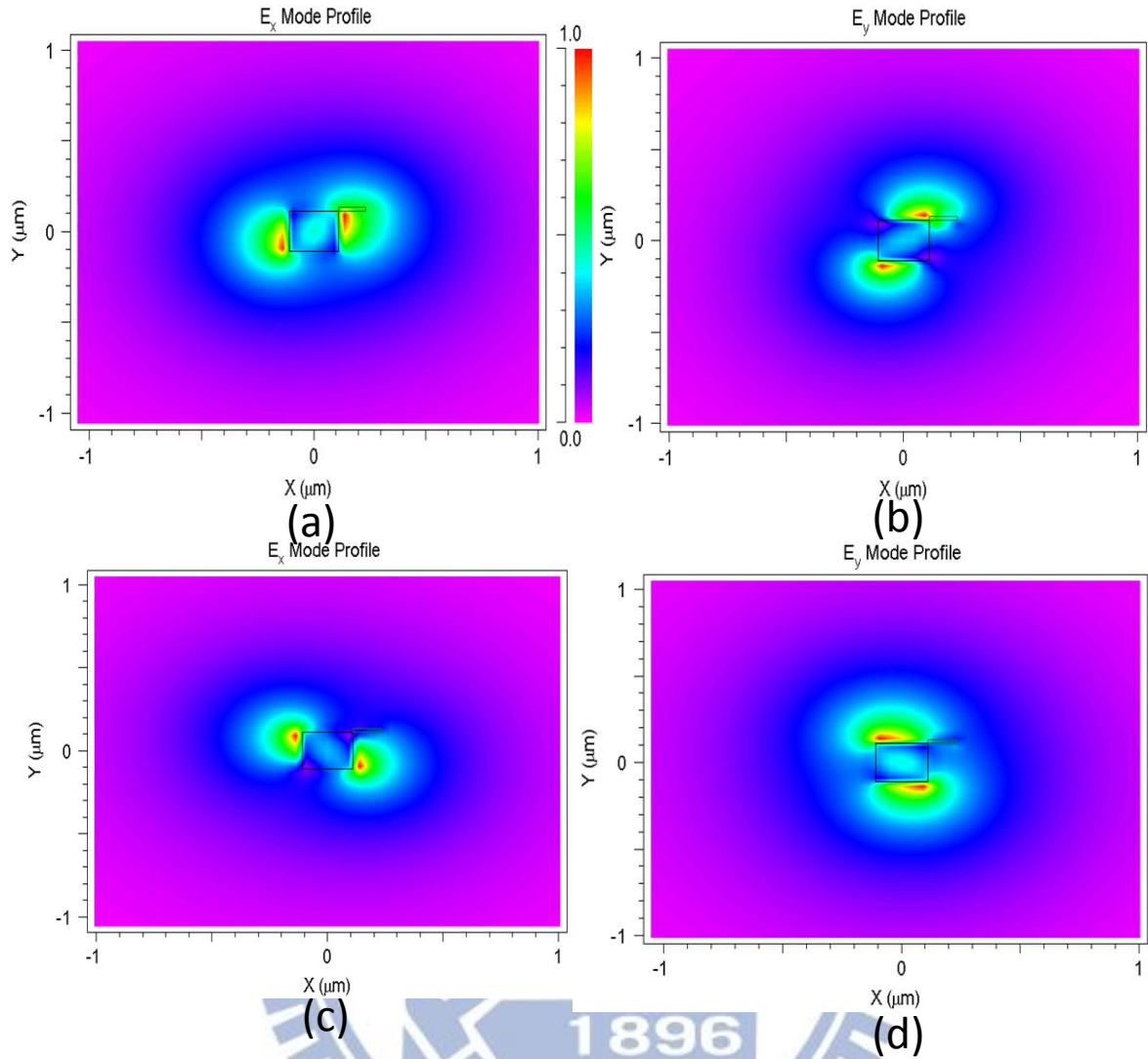


圖 3.2.1.2 方形的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與氮化矽的寬度 W_c 為 120 奈米，高度 H_c 為 25 奈米，其元件上最低階的兩正交特徵模態之橫向電場模態場圖。第一階的(a)水平分量 E_x (b)垂直分量 E_y 與第二階的(c)水平分量 E_x (d)垂直分量 E_y 的模態場圖。

另外，從圖 3.2.1.1 中 B 點為氮化矽波導之寬度 W_c 為 25 奈米，高度 H_c 為 120 奈米，經有限元素法計算極化旋轉器的模態場圖，如圖 3.2.1.3 所示。圖中可以看出在第一階模態的垂直分量 $E_{y_{m=1}}$ 比水平分量 $E_{x_{m=1}}$ 的電場來的集中且大部分的能量會集中在 $E_{y_{m=1}}$ 垂直分量上，所獲得到模態場的水平分量 $E_{x_{m=1}}$ 會小於垂直分量 $E_{y_{m=1}}$ 的電場峰值。因此，求出的最低階的兩正交本徵軸與原座標軸所夾的旋轉角度會大於 45° 。

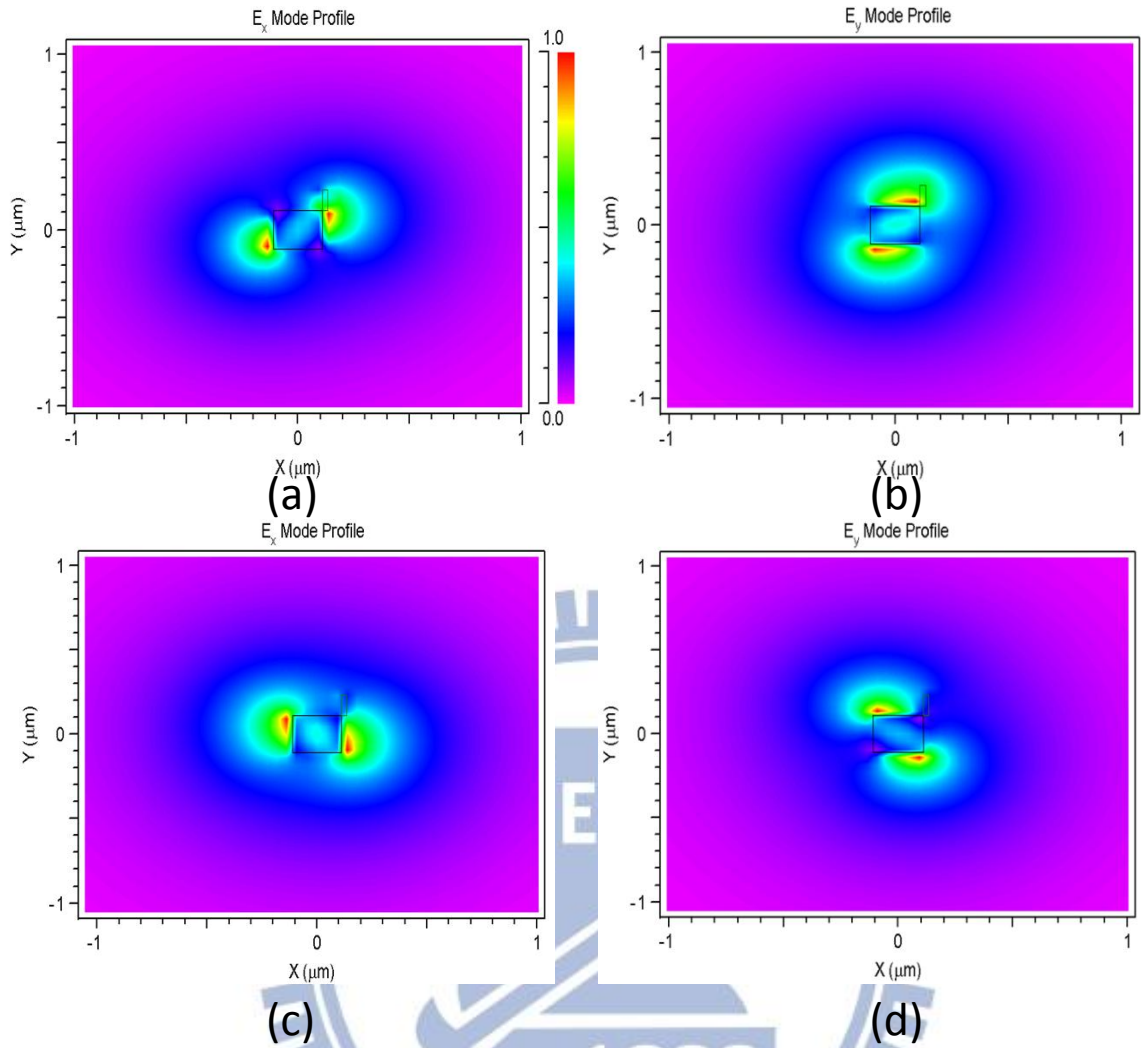


圖 3.2.1.3 方形的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與氮化矽之寬度 W_c 為 25 奈米，高度 H_c 為 120 奈米，其元件上最低階的兩正交特徵模態之橫向電場模態場圖。第一階的(a)水平分量 E_x (b)垂直分量 E_y 與第二階的(c)水平分量 E_x (d)垂直分量 E_y 的模態場圖

總和以上兩個結果，從圖 3.2.1.1 中可以發現當氮化矽波導之寬度 W_c 越大，而高度 H_c 越小時，則元件上最低階的兩正交本徵軸與原 X 和 Y 座標軸所夾的旋轉角度會小於 45° ，反之，當氮化矽波導之寬度 W_c 越小，而高度 H_c 越大時，則旋轉角度會大於 45° 。由圖 3.2.1.1 上來看，須將氮化矽波導的尺寸調成正方形時，則旋轉角度會落在 45° 軸上。但是最低階的兩正交本徵軸與原 X 和 Y 座標軸所夾的旋轉角度落在 45° 軸上，只表示在第一階的模態場水平分量 $E_{x_{m=1}}$ 與垂直分量 $E_{y_{m=1}}$ 的電場峰值比值為 1，且第二階的模態

場水平分量 $E_{x_{m=2}}$ 與垂直分量 $E_{y_{m=2}}$ 的電場峰值比值也為 1，但這並不代表第一階與第二階的模態場峰值是相同，如圖 3.2.1.1 中，C 點為正方形氮化矽波導之結構尺寸為 200 奈米的極化旋轉器元件，經有限元素法計算模態場圖，如圖 3.2.1.4 所示。從模態場圖中之方形的矽奈米線波導中可以看到在第一階的模態場水平分量 $E_{x_{m=1}}$ 與垂直分量 $E_{y_{m=1}}$ 具有相同的峰值，而在第二階的模態場的水平分量 $E_{x_{m=2}}$ 與垂直分量 $E_{y_{m=2}}$ 也具有相同的電場峰值，但是第一階與第二階的模態場卻是不相同，由圖中可以看出元件上大部分的能量都會被集中在第二階的模態場中。因此，若要使兩正交本徵軸上，第一階與第二階的模態場具有激發出相同的電場峰值，則不僅須將氮化矽波導設定為正方形，而且需針對正方形氮化矽波導之結構尺寸作探討。因此，接下來我們將調控正方形氮化矽波導之結構尺寸，使波導所激發出的第一階和第二階的模態場於 45° 軸上具有相同的電場峰值。

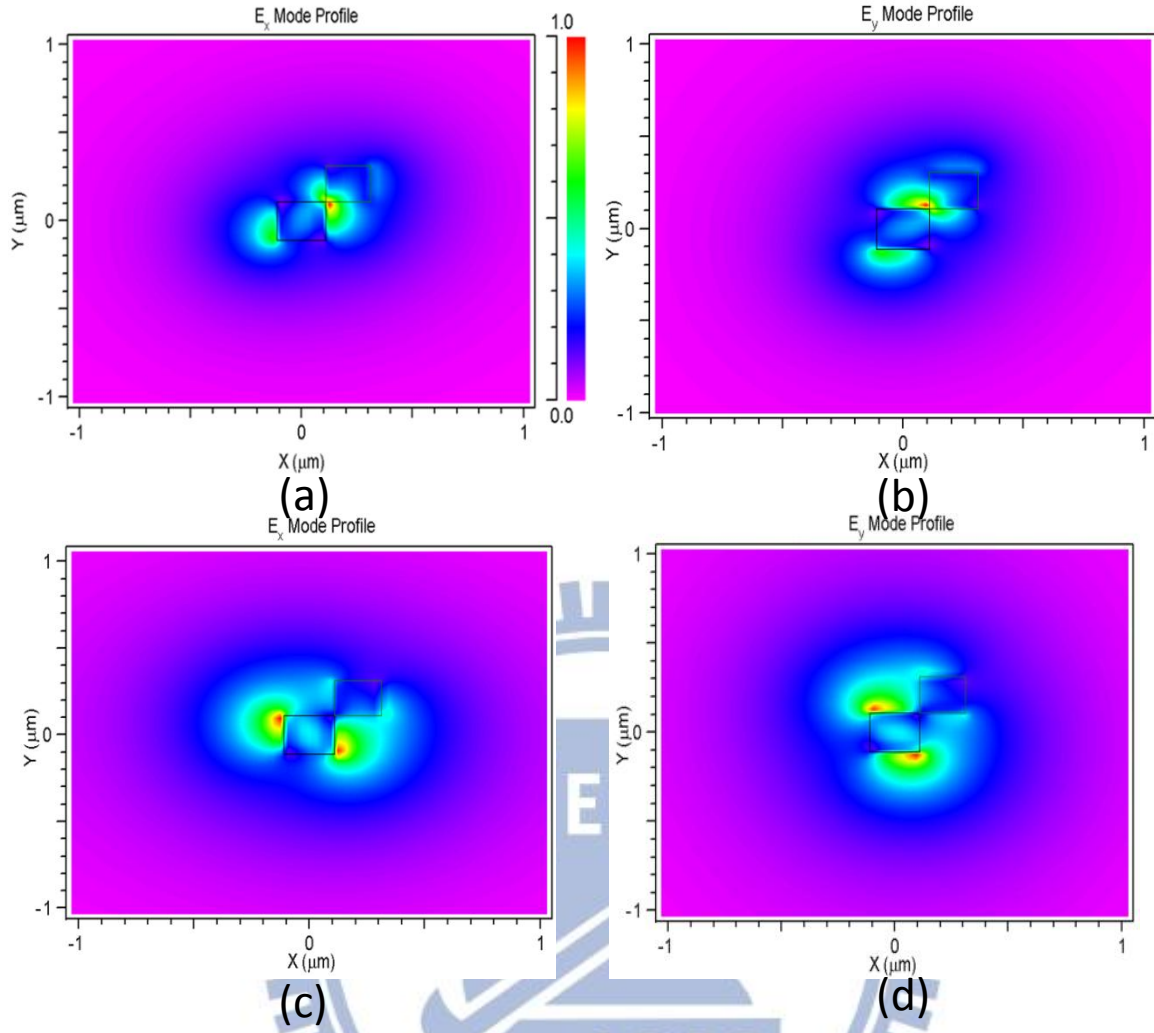


圖 3.2.1.4 方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形氮化矽之結構尺寸為 200 奈米，元件上最低階的兩正交特徵模態之橫向電場模態場圖。第一階的(a)水平分量 E_x (b)垂直分量 E_y 與第二階的(c)水平分量 E_x (d)垂直分量 E_y 的模態場圖。

3.2.2 探討正方形氮化矽之不同結構尺寸對於方正的矽奈米線波導的兩最低階模態特性

在方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米時，調整正方形氮化矽之結構尺寸從 50 奈米到 130 奈米，經有限元素法分析元件上第一階與第二階的模態場分布的峰值，顯示在 3.2.2.1 中，其中 1 和 2 分別代表第一階與第二階的模態。從圖中可以看出當正方形氮化矽之結構尺寸小於 100 奈米時，方正的矽奈米線波導所激發第一階的模態場峰值會大於第二階的模態場峰值，反之，當正方形氮化矽之結構尺寸大於 100 奈米時，則第一階的模態場峰值會小於第二階的模態場峰值。主要因為在未加氮化矽波導時，矽奈米線波導中心場模較易集中，隨著氮化矽之結構尺寸增加，會使得方正的矽奈米線波導中心場模侷域性減小，因此，波導上的第一階模態的峰值會逐漸地減少，而第二階模態分布於波導結構較外層，則影響較小，若有效地調控正方形氮化矽波導之結構尺寸的大小，可以找到元件上最低階的兩正交模態與原 X 和 Y 座標軸所夾的旋轉角度為 45° ，且在元件的兩本徵軸上可以激發出相同的兩最低階之模態場峰值。因此，從圖中可以看出當正方形氮化矽之結構尺寸為 100 奈米時，其第一階與第二階的模態具有相同的模態場峰值。因此，當輸入水平線性偏振光或是垂直線性偏振光，可以有效的達到極化旋轉 90° 的最佳轉換效率。經由有限差分法計算等效折射係數分別為 1.558 和 1.531。根據之前的(2.4)式，極化旋轉器的半 π 長度可以計算如下：

$$L_\pi = \frac{\pi}{\beta_s - \beta_f} = 28.56 (\mu m)$$

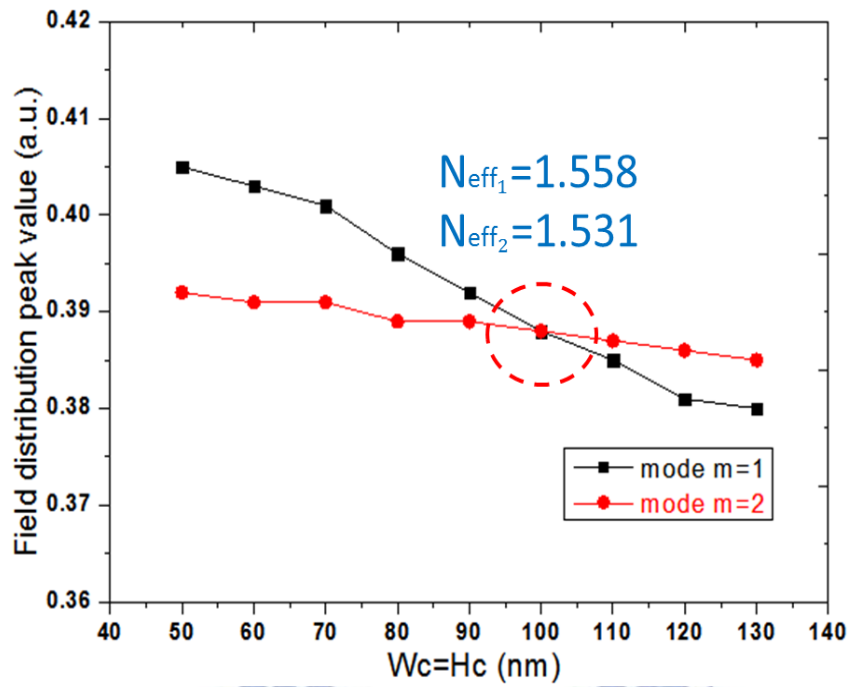


圖 3.2.2.1 元件上兩最低階本徵軸所激發出的兩最低階正交模態的電場峰值

接下來，我們將方形的矽奈米線波導之厚度設為 220 奈米時，調整正方形氮化矽之結構尺寸為 100 奈米，經有限差分法的分析解出其模態場圖，如圖 3.2.2.2 所示，從圖中可以看出第一階和第二階的模態場圖具有相同的電場分佈。

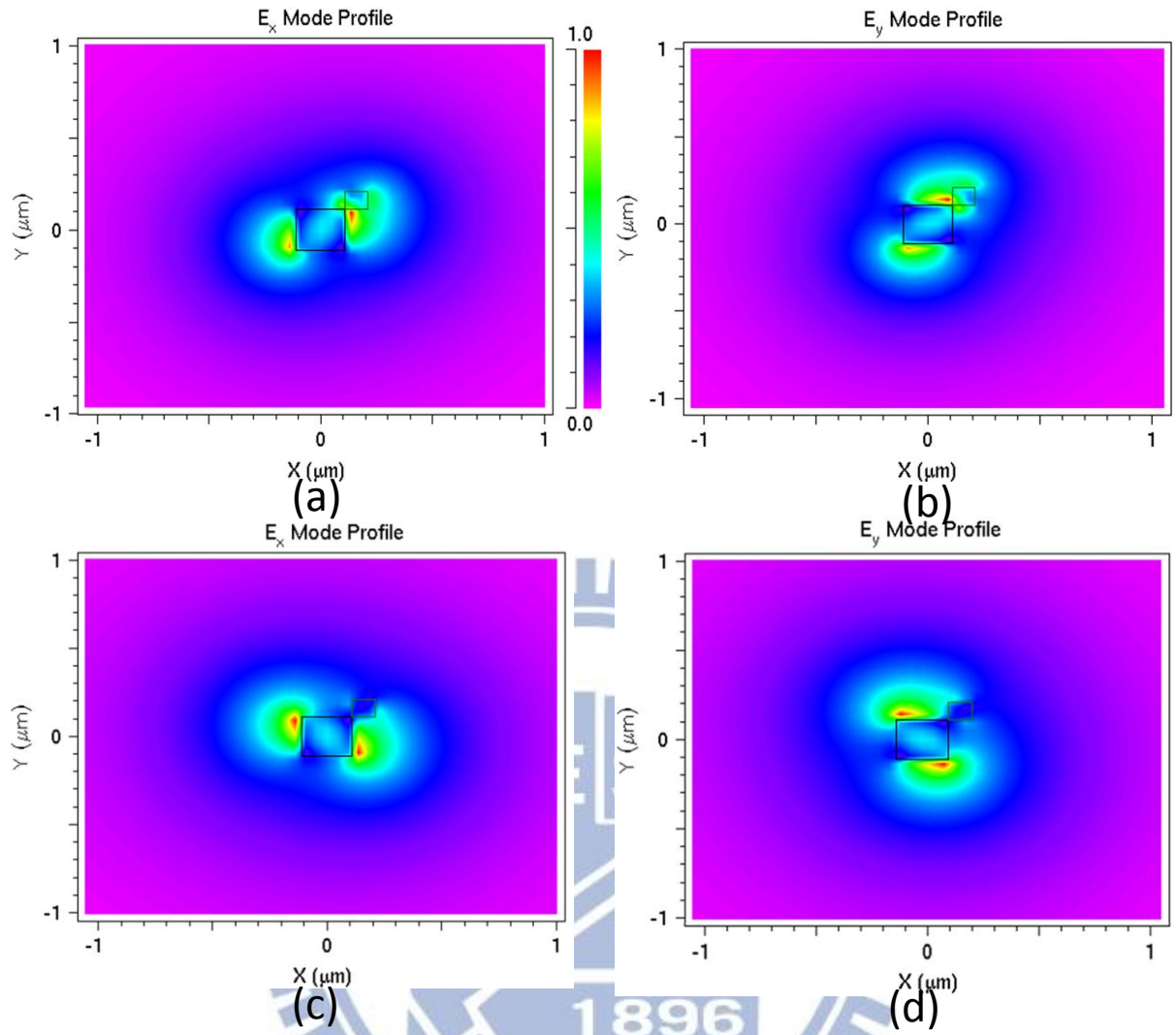


圖 3.2.2.2 方形的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形的氮化矽之結構尺寸為 100 奈米之最低階的兩正交特徵模態的橫向電場模態場圖。第一階的(a)水平分量 E_x (b)垂直分量 E_y 與第二階的(c)水平分量 E_x (d)垂直分量 E_y 的模態場圖。

3.2.3 適用於微型化的極化旋轉器波導

藉由上面的分析方法，我們分別調控方正的矽奈米線波導厚度從 200 奈米到 320 奈米，我們改變方正的矽奈米線波導之厚度，找出元件上兩正交的本徵軸所激發的模態具有相同的模態場峰值，其所對應的最佳氮化矽波導之結構尺寸，顯示於表二。從表中顯示當方正的矽奈米線波導越大時，所對應的正方形氮化矽波導之結構尺寸則需要越小，主要因方正的矽奈米線波導越大，增加正方形氮化矽波導之結構尺寸，雖對元件的第二階模態影響較小，但是元件的第一階模態則會快速地減少。而當方正的矽奈米線波導小於 200 奈米時，方正的矽奈米線波導之中心場模，會因正方形氮化矽波導之結構尺寸越大，而使得模態已不被侷限在方正的矽奈米線波導之中心。

表二 不同正方形氮化矽波導之結構尺寸對不同方正的矽奈米線波導的半拍長度

方正的矽奈米線波導 $W=H(\text{nm})$	正方形氮化矽波導之結構尺寸 $W_c=H_c(\text{nm})$	半拍長度 $L(\mu\text{m})$
200	180	19.45
220	100	28.56
240	70	34.51
260	60	38.57
280	25	129.21
300	20	222.81
320	10	836.03

另外，我們也針對不同正方形氮化矽波導之結構尺寸對不同方正的矽奈米線波導的半拍長度作圖，如圖 3.2.3 所示。從模擬中發現當方正的矽奈米線波導厚度逐漸增大時，所對應的最佳氮化矽波導之結構尺寸會逐漸的減少，使得極化旋轉器所需要的半拍長度會

越來越長。但是從圖中可以看出在方正的矽奈米線波導尺寸小於 260 奈米時，其元件的半拍長度皆會小於 40 微米。因此，所提出來利用氮化矽波導製作極化旋轉器的方法，可以提供元件適用在微型化的極化旋轉器上。

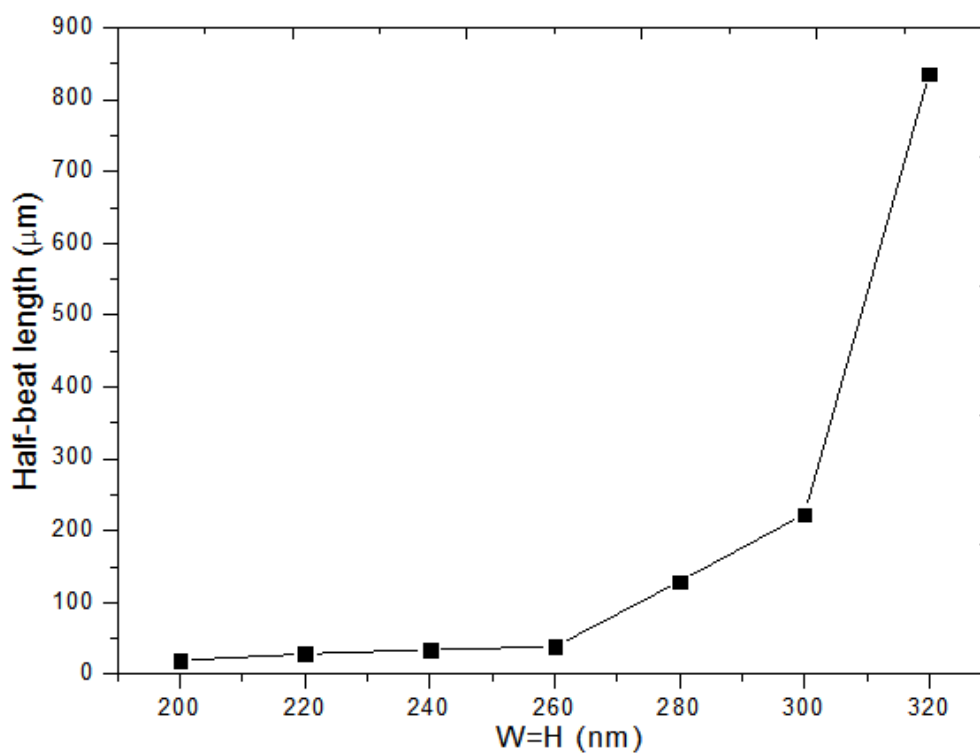


圖 3.2.3 方正的矽奈米線波導之厚度改變從 200 奈米到 320 奈米對極化旋轉器的半拍長度作圖

3.3 探討極化旋轉器波導之極化消光比的效能

為了能夠了解極化旋轉器的轉換效能，我們使用三維有限時域差分法來分析電場強度的變化趨勢，如圖 3.3.1 所示。圖中方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形矽化氮的波導尺寸為 100 奈米。在方正的矽奈米線波導之輸入端 $Z=0$ 微米的位置上，輸入一波長為 1550 奈米的水平偏振光，切的格子點為 x 方向 20 奈米， y 方向 20 奈米， z 方向為 20 奈米。我們可以觀察到在 $Y=0$ 平面上，水平方向的電場 E_x 沿著方正的矽奈米線中心波導之 Z 方向傳播會逐漸的減少，而垂直方向的電場 E_y 則會沿著 Z 方向的傳播逐漸的增加。由於能量可以在矽奈米線波導中心從水平方向緩慢的將能量轉換到垂直方向，因此，光在經過元件的半拍長度 28.56 微米時，所檢測到輸出波導的水平方向上的總功率 P_{out}^x 與輸出波導的垂直方向上的總功率 P_{out}^y ，代入(2.4)式，其元件可獲得到很高的極化消光比為 23dB 的轉換效率。

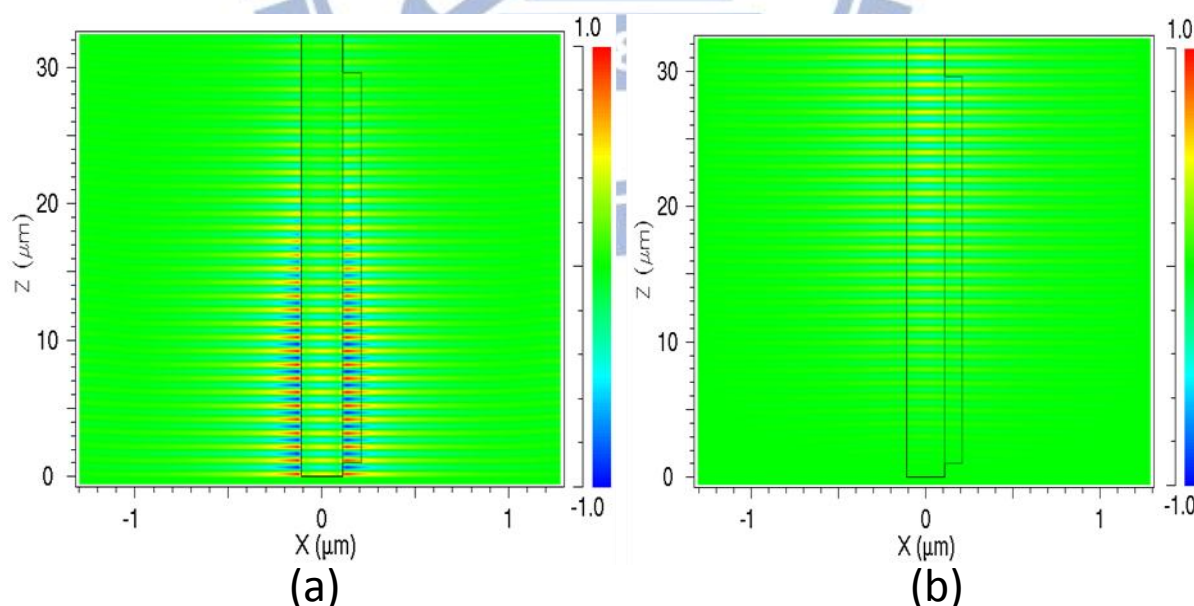


圖 3.3.1 在 $Y=0$ 為平面時，方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形氮化矽之結構尺寸為 100 奈米，所檢測在(a)水平方向 E_x (b)垂直方向 E_y 的電場分布圖，入射光波長為 1550 奈米的水平偏振光

另外，我們也使用三維有限時域差分法來分析垂直方向 TM 電場強度的變化趨勢，在方正的矽奈米線波導 $Z=0$ 微米的輸入端上，輸入一波長為 1550 奈米的垂直偏振光，其在 $Y=0$ 的平面上之電場分布如圖 3.3.2 所示，我們可以觀察到垂直方向 E_y 的能量沿著方正的矽奈米線中心波導之 Z 方向傳播會逐漸的減少，而水平方向 E_x 的能量則會沿著 Z 方向的傳播逐漸的增加。由於能量可以在中心波導裡面從垂直方向緩慢的將能量轉換到水平方向，因此，光在經過半拍長度 28.56 微米時，也同樣與水平方向的 TE 光具有很高的極化消光比為 23dB 的轉換效率。

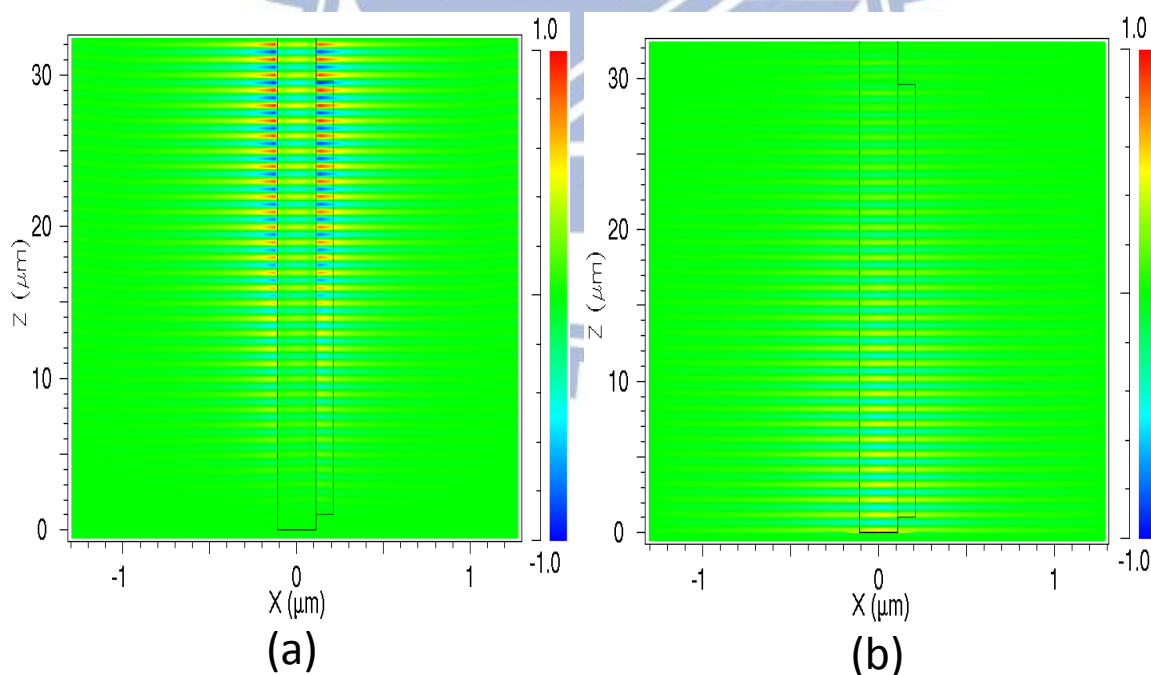



圖 3.3.2 在 $Y=0$ 為平面時，方形的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形矽化氮之結構尺寸為 100 奈米，所檢測在(a)水平方向 E_x (b)垂直方向 E_y 的電場分布圖，入射光波長為 1550 奈米的垂直偏振光

3.4 探討插入錐形波導對矽奈米線波導元件的插入損失之影響

當輸入端與輸出端為皆為長方形波導，寬為 430 奈米，高為 220 奈米時，連接我們的極化旋轉器之方正的矽奈米線波導厚度為 220 奈米時，會因連接端上的模態的不吻合與反射，而造成元件有很極大的插入損失。為了能有效地減少元件上的插入損失，我們會在方正的矽奈米線之極化旋轉器前後輸入端和輸出端，加上相同長度的錐形波導來減少模態不吻合所造成的極大插入損失，加入相同的錐形波導長度，主要是使得水平方向的偏振光輸入在波導的輸入端或是輸出端，在經過相同的距離下具有相同的檢測結果，其垂直方向的偏振光亦然。



使用三維有限時域差分法模擬於方正的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形氮化矽之結構尺寸為 100 奈米，其前後輸入與輸出端對於未加上錐形波導與有加上錐形波導的電場分佈圖，顯示如下圖 3.4.1 所示，輸入光的波長為 1550 奈米之水平偏振光，在未加錐形波導時，可以看出大部分的電場能量在輸入端的位置就已造成許多的電場被反射或是散失在二氧化矽的包覆層上，如圖 3.4.1 所示(a)水平 E_x 與(b)垂直 E_y 方向的電場分佈圖所示。為了減少元件上的插入損失，於方正的矽奈米線波導前後端加上錐形波導，如圖 3.4.1(c)水平 E_x 與(b)垂直 E_y 方向的電場分佈圖所示，從電場分佈圖上可以明顯的看出電場的能量在錐形波導中可以有效的將光場聚集於方正的矽奈米線波導上，因此，能夠有效地減少輸入端與輸出端，因模態不吻合與反射，所造成的極大插入損失。

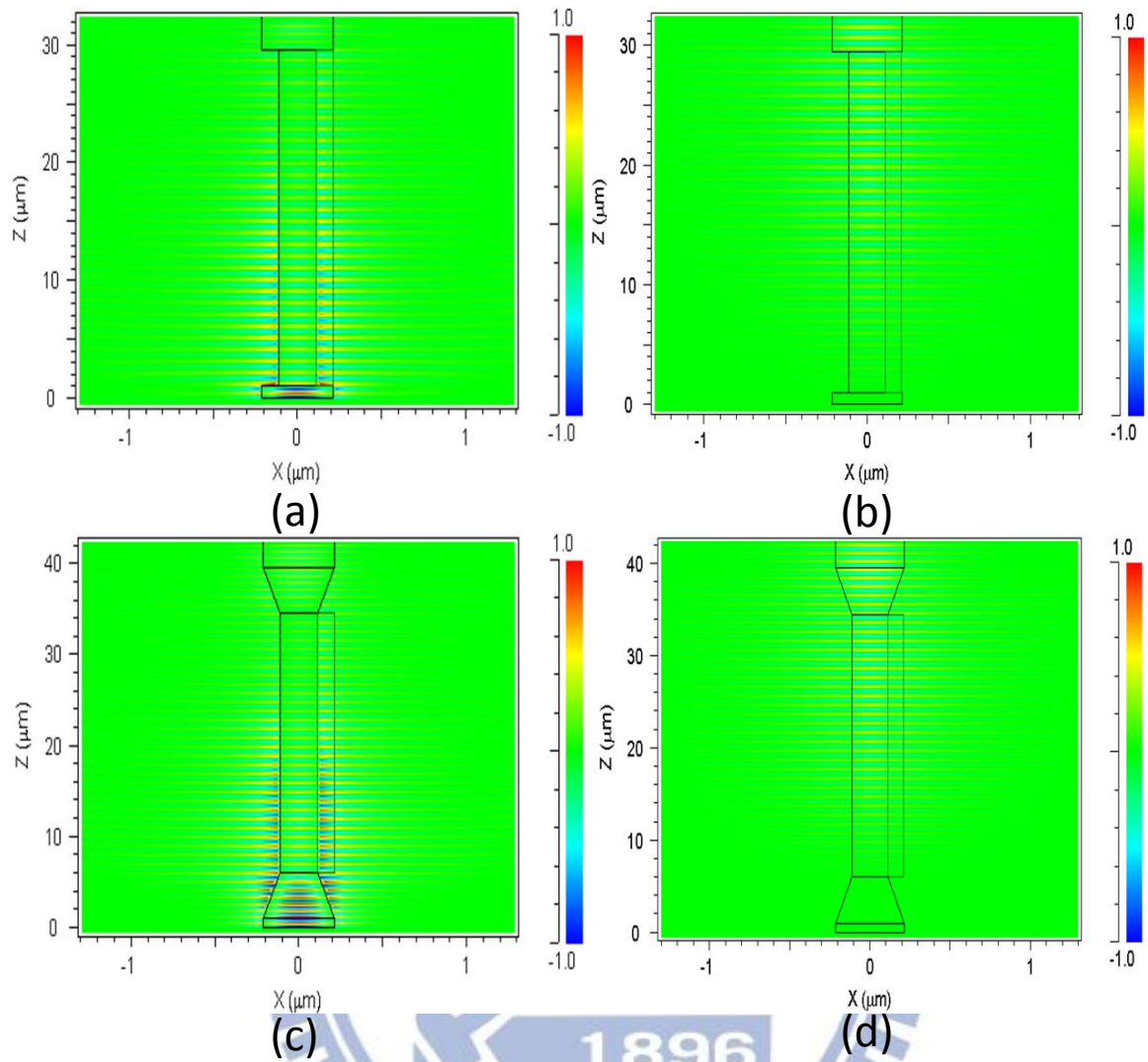


圖 3.4.1 在平面為 $Y=0$ 時，方形的矽奈米線波導之厚度為 220 奈米與正方形氮化矽的結構尺寸為 100 奈米，其元件的輸入與輸出端上未加上錐形波導(a)水平方向 E_x 和(b)垂直方向 E_y ，與有加上錐形波導(c)水平方向 E_x 和(d)垂直方向 E_y 的電場分佈圖，入射光波長為 1550 奈米的水平偏振光

因此，我們將改變錐形波導的長度從 0 微米增加至 10 微米，檢測波導的插入損失，如

圖 3.4.2 所示，在波導的前後端若未加上錐形波導時，波導會有很大的插入損失約 0.7dB。

此時，若在波導的輸入端與輸出端前後加上錐形波導，隨著錐形波導逐漸地增加至 10

微米時，我們可以觀察到錐形波導在 5 微米的長度時，可以有效地減少元件上的插入損

失至 0.3dB。

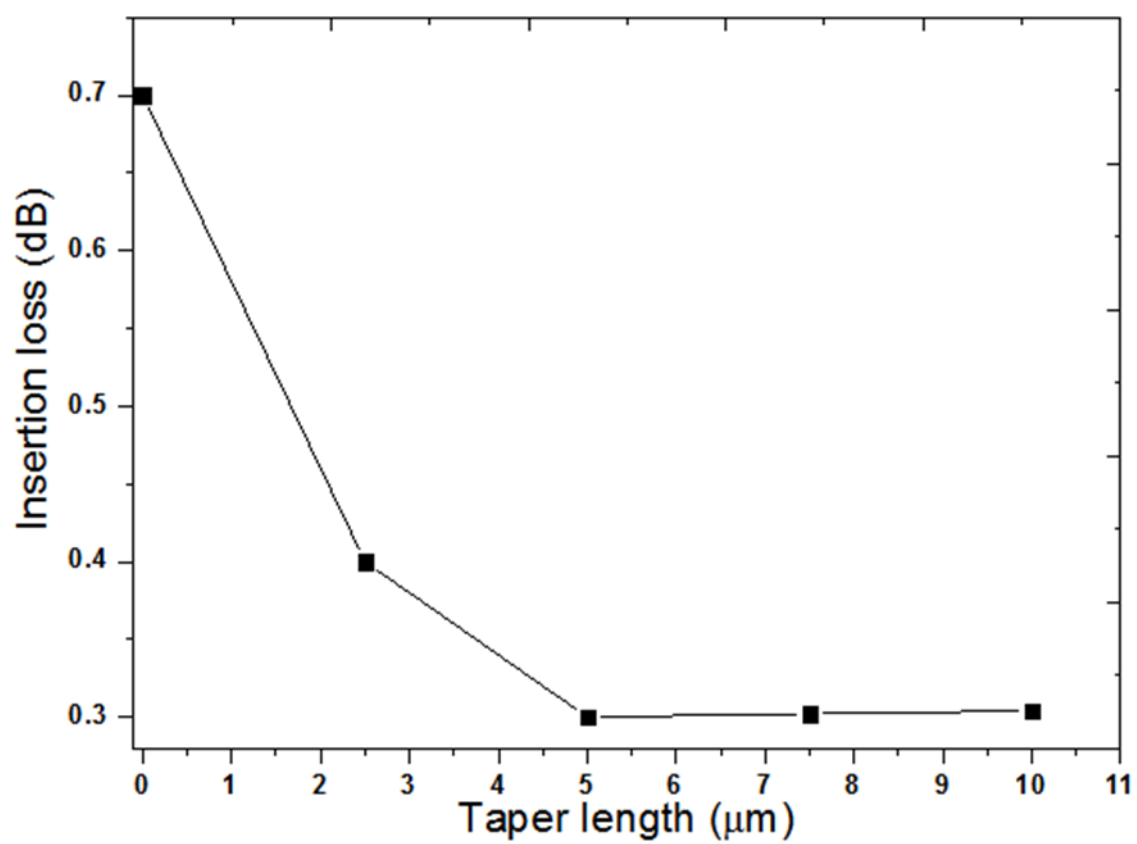


圖 3.4.2 前後輸入端與輸出端的錐形波導長度對元件上的插入損失作圖

3.5 探討極化旋轉器於不同波長下的極化消光比與插入損失之影響

方正的矽奈米線波導厚度為 220 奈米與正方形氮化矽波導之結構尺寸為 100 奈米，輸入光為一水平偏振光，改變不同波長頻帶從 1450 奈米至 1650 奈米的波段，針對極化旋轉器於不同波長下所檢測的極化消光比與插入損失做圖，如圖 3.5 所示，圖中實線與虛線分別為元件上所檢測到的極化消光比與插入損失。圖中顯示在中心波長 1550 奈米時，會有最大的轉換效率 23dB，隨著波長增加或是減少，元件上所檢測到的極化消光比會逐漸下降，而從圖 3.5 中顯示在 1500 奈米至 1600 奈米頻帶間，元件上的極化消光比仍擁有高達 20dB 以上的轉換效能，這也代表在 C 頻帶上仍擁有很好的轉換效能。而且在波長 1450 奈米與 1650 奈米之間的 L 頻帶下，元件上也有高達 16dB 以上的極化消光比。

另外，我們也針對方正的矽奈米線波導之極化旋轉器，輸入波長頻帶改變從 1450 奈米至 1650 奈米檢測其元件於不同波長下對插入損失的影響，當輸入波長為 1550 奈米的水平偏振光，元件上所檢測到的插入損失為 0.3dB，從圖 3.5 中的虛線顯示出若輸入波長大於 1550 奈米時，元件上的插入損失會隨著波長的上升而增加，反之，若輸入波長小於 1550 奈米時，元件上的插入損失會隨著波長的下降而減少。從圖中顯示長波長下的插入損失會略大於短波長下的插入損失，主要是長波長的模態光場相對於短波長下的模態場分布在包覆層二氧化矽的介質上較多，因此，使能量在 Z 方向上傳播的損失會相對於短波長來得多，其元件上所檢測到的插入損失在長波長會略大於短波長。

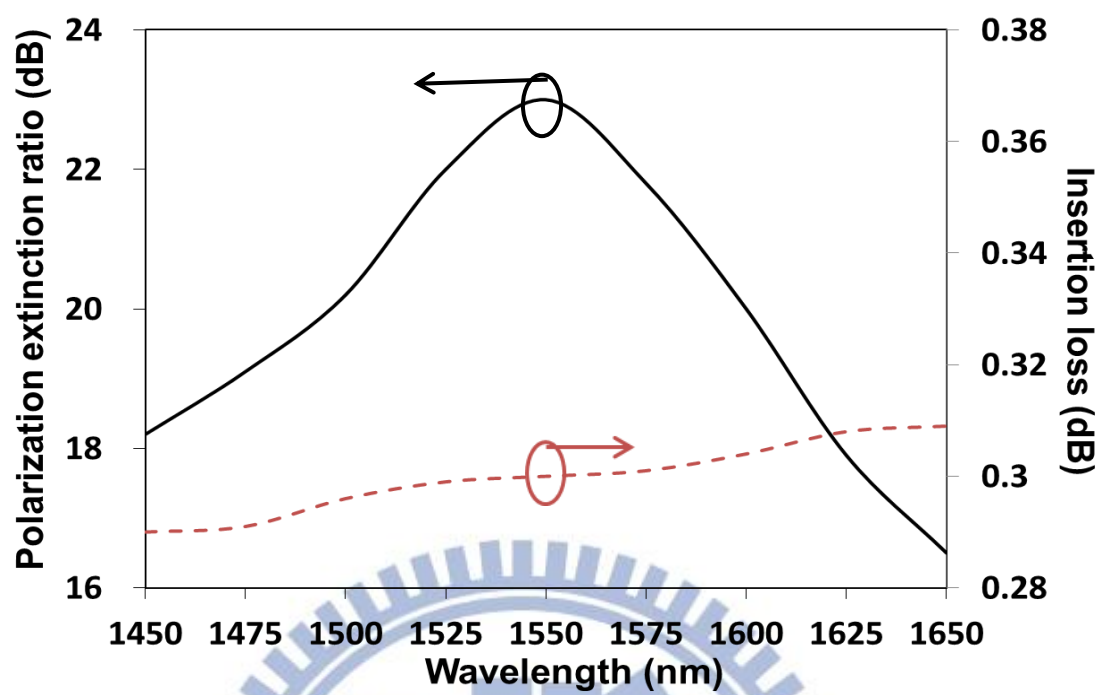


圖 3.5 極化旋轉器於不同波長下所檢測的極化消光比與插入損失作圖

3.6 探討正方形氮化矽波導之誤差偏移量對方正的矽奈米線波導之影響

為了實踐我們所提出來的極化旋轉器能被運用在矽奈米線波導的製程技術上，因此探討元件上的正方形氮化矽之誤差偏移量對方正的矽奈米線波導之影響也是很重要的，當正方形氮化矽對於矽奈米線波導有偏移的誤差量時，會使得模態場分布與傳播常數皆會偏離原本最佳化的設計，當元件上的兩正交本徵軸與原座標所夾的旋轉角度不再是 45° 時，元件上的旋轉長度會改變，同時元件上所檢測的極化消光比也會與最佳化的元件的消光比不同。因此，以下我們會針對當正方形氮化矽在 X 方向與 Y 方向上可能產生的誤差偏移量來作探討，其輸入波長為 1550 奈米的水平偏振光。

元件於 X 方向上與 Y 方向上的誤差偏移量之相關參數定義如圖 3.6.1(a)所示。改變偏移量 Δy 從 0 奈米至 20 奈米與偏移量 Δx 方向從 -20 奈米至 20 奈米對元件上的極化消光比與插入損失作圖，如圖 3.6.1(b)所示，實線為極化消光比，虛線為插入損失。從圖中實線可以看到當固定 Δx 的偏移量，增加 Δy 的偏移量，極化消光比會隨著 Δy 的增加而下降。若固定 Δy 的偏移量為 0 奈米，改變 Δx 的偏移量從 -20 奈米增加至 20 奈米，以 $\Delta x=0$ 奈米為中心，其增加或減少偏移量皆會使得極化消光比下降，而且從圖上也可以觀察到當氮化矽波導越遠離矽奈米線波導中心時，其正方形氮化矽對於方正的矽奈米線波導影響也會減少，因此，以 $\Delta x=0$ 奈米為中心，向右邊偏移會比向左邊偏移的下降變化量來的多。但正方形氮化矽在偏移量 $\Delta x=20$ 奈米與偏移量 $\Delta y=20$ 奈米時，元件上所檢測到的仍擁有很高 18dB 以上的極化消光比。

另外，在檢測元件上的插入損失為圖 3.6.1(b)的虛線顯示於右側圖軸上，圖中顯示當

$\Delta y=0$ 奈米且正方形氮化矽波導的偏移量從負方向 $\Delta x=-20$ 奈米往正方向 $\Delta x=20$ 偏移時，元件上所檢測到的插入損失會隨著正方形氮化矽波導的遠離而下降。而且隨著 Δy 增加至+20 奈米，元件的插入損失也會呈現遞減的現象，主要因正方形氮化矽波導越遠離方正的矽奈米線波導，對於方正的矽奈米線波導中心的模態場影響越小，使模態場易集中在方正的矽奈米線波導上，而受正方形氮化矽波導調控的影響較小。因此元件上所檢測到的插入損失會下降。

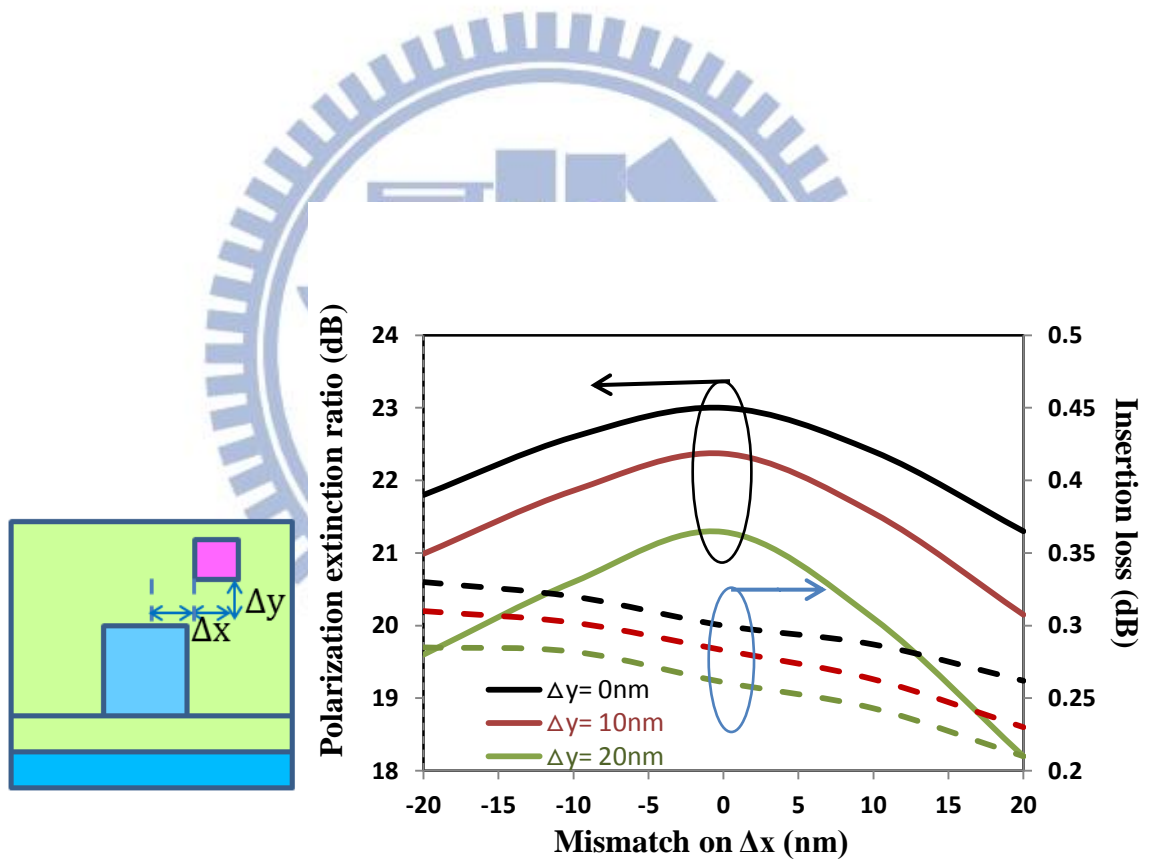


圖 3.6.1(a) 正方形氮化矽波導於 X-Y 方向上的誤差偏移量的相關參數示意圖(b)改變正方形氮化矽波導的偏移量 Δy 從 0 奈米至 20 奈米與 Δx 偏移量方向從-20 奈米至 20 奈米檢測元件上的極化消光比與插入損失作圖，實線為極化消光比，虛線為插入損失

除了針對 X-Y 方向上的誤差偏移量作探討以外，我們也針對正方形氮化矽波導沿著 Z 方向上左右偏移時對方正的矽奈米線波導所產生的誤差偏移量之影響來作探討。首先，在 Z 方向上，我們會定義在極化旋轉器上的正方形氮化矽的前端為 x_0 ，在末端則定為 Δx_L ，如圖 3.6.2(a) 所示，當氮化矽上的 Δx_L 左右偏移 20 奈米，檢測於沿著 Z 方向上的誤差偏移量對於極化旋轉器的極化消光比與插入損失的影響來作探討，如圖 3.6.2(b) 所示，實線為對極化消光比作圖，虛線為對插入損失作圖。

圖中實線顯示當正方形氮化矽波導對於沿著 Z 方向上有 Δx_L 的偏移量誤差時，以 $\Delta x_L = 0$ 奈米為中心，誤差偏移量會使得元件上的兩正交的本徵軸與原 X-Y 方向上的座標軸偏離 45° ，因此正方形氮化矽波導往左或是往右偏移都會使得極化旋轉器元件上所檢測到的極化消光比下降。

但是，即使在正方形氮化矽波導產生左右偏移 20 奈米時，仍可以擁有 22dB 以上的極化消光比。另外，從圖中虛線可以看到當氮化矽的偏移量 Δx_L 往正方向偏移時，其元件上的插入損失會逐漸減少。反之，當氮化矽的偏移量 Δx_L 往負方向偏移時，插入損失則會逐漸的增加。主要因正方形氮化矽越遠離方正的矽奈米線波導時，使得中心場模的侷域性增加，當能量傳播於波導中，比較不會受氮化矽波導的影響而使能量散失在包覆層的二氧化矽中。

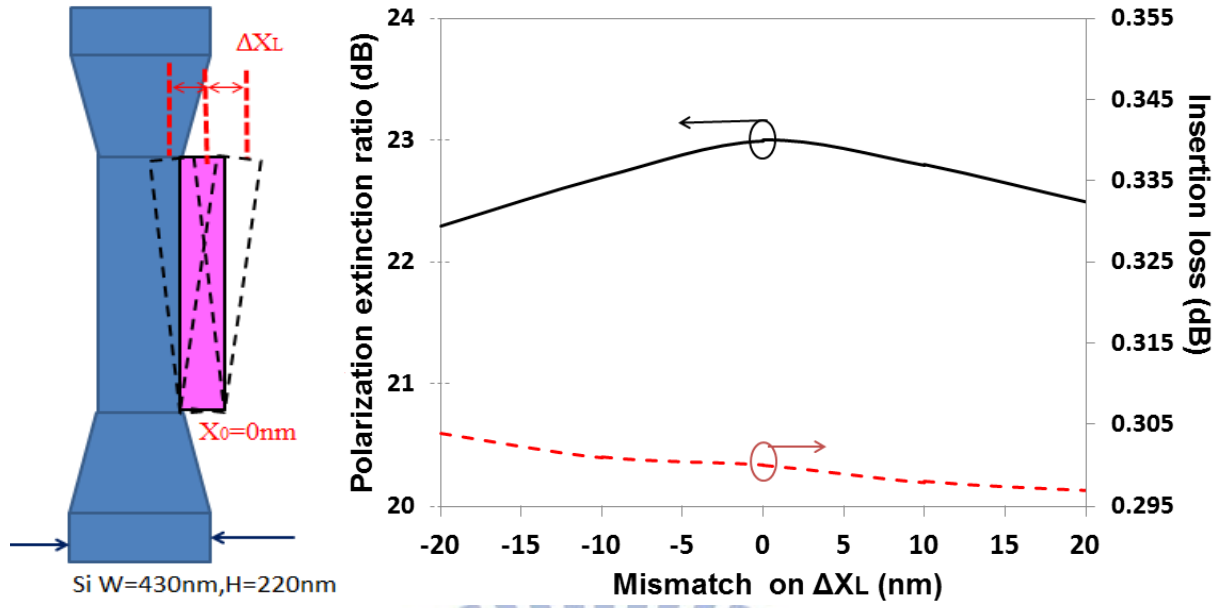


圖 3.6.2(a)為正方形氮化矽誤差偏移量，在極化旋轉器的 Z 方向上傳播之左右偏移 Δx_L 變化的俯視圖 (b) 正方形氮化矽波導於方正的矽奈米線波導上，改變誤差偏移量 Δx_L 從-20 奈米至 20 奈米對極化消光比與插入損失做圖，圖中的實線為對極化消光比作圖，虛線為對插入損失作圖

3.7 探討氮化矽的折射率變化對極化旋轉器波導之極化消光比與插入損失的影響

雖然我們使用氮化矽波導的折射率為 2.2，但製程上對於氮化矽波導的折射率可能無法精準的調至 2.2，而影響元件的極化消光比。因此，我們針對氮化矽波導的折射率改變從 1.7 至 2.2，對元件上的極化消光比與插入損失作圖，如下圖 3.7 所示。圖中實線為極化消光比，虛線為插入損失，從圖中可以發現當氮化矽波導折射率小於 2.2 時，元件上的極化消光比會下降，主要因為當氮化矽波導的折射率小於 2.2 時，氮化矽波導對於中心矽波導的模態影響減小，因此，元件的極化消光比會下降。但是，當氮化矽波導的折射率大於 2 時，仍可以擁有 20dB 以上的極化消光比。另外，在插入損失的部分，當氮化矽波導的折射率越小時，中心矽波導的場模受到氮化矽波導的影響較小，元件上的插入損失也會減少。

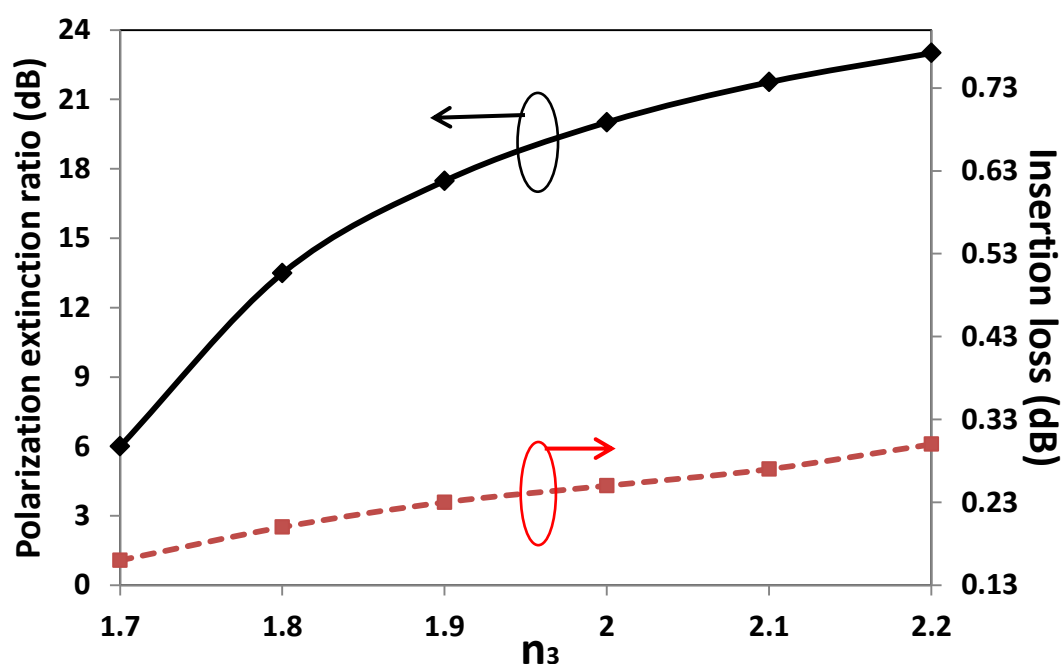


圖 3.7 改變正方形氮化矽波導的折射率對元件的極化消光比之影響

3.8 探討氮化矽波導的前後增加錐形波導對極化消光比與插入損失的影響

除了的中心矽波導前後端加上錐形波導可以減少元件的插入損失，我們也在正方形氮化矽波導前後端加上錐形波導來優化元件的插入損失。但是，增加氮化矽波導的錐形波導，會使得元件的偏極化改變，進而影響元件的極化消光比。因此，我們也會針對增加氮化矽波導前後端的錐形波導對元件的極化消光比的影響來作探討，如圖 3.8 所示。圖中的實線為極化消光比，虛線為插入損失。從圖中可以知道當氮化矽波導的錐形波導從 0 微米增加至 2 微米時，在 1 微米時，可以有效地降低至 0.16dB 的插入損失，而且仍有高達 21dB 以上的極化消光比。但是，隨著氮化矽波導的錐形波導增加，其極化消光比也會快速的下降。

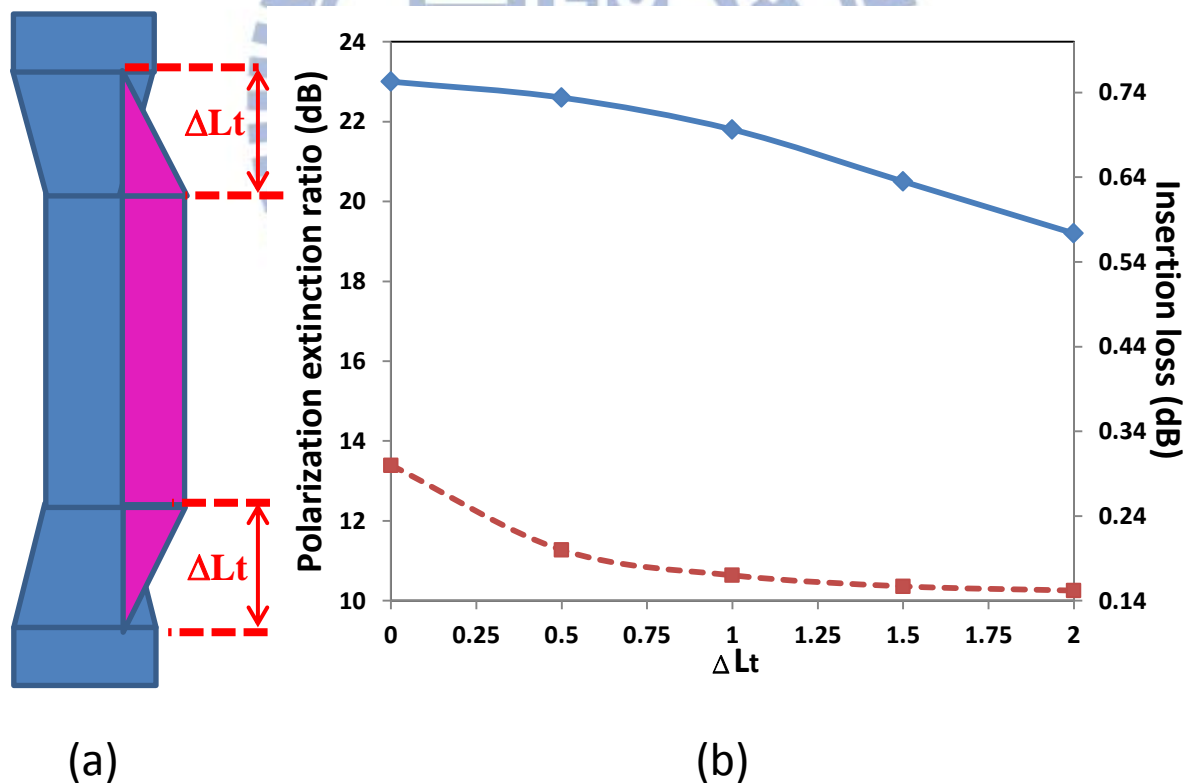


圖 3.8(a)為正方形氮化矽波導前後端加上錐形波導 ΔL_t 變化的俯視圖 (b) 正方形氮化矽波導於方形的矽奈米線波導上，改變氮化矽波導的錐形波導 ΔL_t 的變化從 0 微米至 2 微米對極化消光比與插入損失做圖，圖中的實線為對極化消光比作圖，虛線為對插入損失作圖

第四章 結論與未來展望

在本論文中，我們提出一新穎的模態耦合型之極化旋轉器製作於矽奈米線波導之上，並使用有限元素分析法與三維有限時域差分法來模擬此極化旋轉器的模態場圖與元件特性。此極化旋轉器之結構為於方正的矽奈米線波導之 45° 方向上放置一正方形氮化矽波導結構，致使獲得兩正交特徵模態為 ± 45 度線性偏振模態。模擬的結果顯示在輸入波長為 1550 奈米下，此非對稱性波導結構的半拍長度為 28.56 微米。在前後輸入與輸出端各加上 5 微米之微型極化旋轉器具有 23dB 的極化消光比及 0.3dB 的插入損失。除此之外，此元件於在 C 頻帶區域下之極化消光比值大於 20dB，並且當氮化矽波導結構偏移於 ± 20 奈米時其值仍大於 16dB。

整個極化分集器系統包含了極化分離器及極化旋轉器，我們雖已經提出一建構於矽奈米線波導之微型極化旋轉器，但建構一可整合於我們提出之極化旋轉器與極化分離器以建構完整之極化分集器系統也是一個重要的議題。因此，未來我們希望能夠提出一新型的極化分離器可共同製作於我們提出之極化旋轉器以構成極化分集器系統。除此之外，為了縮短極化旋轉器所需要的旋轉長度，使用表面電漿子來設計製作於矽奈米線波導的極化旋轉器也是未來另一可行之設計概念。甚者，我們可以直接設計一具有極化分離及極化旋轉功能之極化分集器。

参考文献

- [1] Y. Vlasov, "Silicon photonics for next generation computing systems", in Proceedings of IEEE Conference on European Conference of Optical Communications (Brussels, Belgium, 2008).
- [2] T. Tsuchizawa, K. Yamada, H. Fukuda, T. Watanabe, J. Takahashi, M. Takahashi, T. Shoji, E. Tamechika, S. Itabashi, and H. Morita, "Microphotonics devices based on silicon micro-fabrication technology," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 11, pp. 232-240 (2005).
- [3] K. Yamada, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, J. Takahashi, E. Tamechika, M. Takahashi, S. Uchiyama, T. Shoji, H. Fukuda, S. Itabashi, and H. Morita, "Microphotonics devices based on silicon wire waveguiding system," *IEICE Trans. Electron.* E87-C, pp. 351-358 (2004).
- [4] K. K. Lee, D. R. Lim, H.-C. Luan, A. Agarwal, J. Foresi, and L. C. Kimerling, "Effect of size and roughness on light transmission in a Si/SiO₂ waveguide: Experiments and model," *Appl. Phys. Lett.* 77, pp. 1617-1619 (2000).
- [5] A. Liu, R. Jones, L. Liao, D. Samara-Rubio, D. Rubin, O. Cohen, R. Nicolaescu, and M. Paniccia, "A highspeed silicon optical modulator based on a metal -oxide - semiconductor capacitor," *Nature* 427, 615-618 (2004).
- [6] J. Zhang, H. J. Zhang, S. Y. Chen, M. B. Yu, G. Q. Lo, and D. L. Kwong, "A tunable polarization diversity silicon photonics filter," *Opt. Express* 19(14), 13063-13072 (2011).
- [7] Spott, A., Liu, Y., Baehr-Jones, T., Ilic, R., and Hochberg, M., "Silicon waveguides and ring resonators at 5.5 μm ," *Appl. Phys. Lett.* 97, 213501 (2010).
- [8] L. Chen, C. R. Doerr, and Y. K. Chen, "Compact polarization rotator on silicon for polarization-diversified circuits," *Opt. Lett.* 36(4), pp. 469-471 (2011).
- [9] H. Deng, D.O. Yevick, C. Brooks, and P.E. Jessop, "Design Rules for Slanted-Angle Polarization Rotators," *J. Lightwave Technol.*, Vol. 23, no. 1, pp. 432-445 (2005).
- [10] H. Fukuda, K. Yamada, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, H. Shinojima, and S. Itabashi, "Polarization rotator based on silicon wire waveguides," *Opt. Express* 16(4), pp. 2628-2635 (2008).
- [11] A. V. Velasco, M. L. Calvo, P. Cheben, A. Ortega-Moñux, J. H. Schmid, C. A. Ramos, I. Molina-Fernández, J. Lapointe, M. Vachon, S. Janz, "Ultracompact polarization converter with a dual subwavelength trench built in a silicon-on-insulator waveguide," *Opt. Lett.* 37(3), pp. 365-367 (2012).

- [12] B. M. A. Rahman, S. S. A. Obayya, N. Somasiri, M. Rajarajan, K. T. V. Grattan, H. A. El-Mikathi, "Design and characterization of compact single-section passive polarization rotator," J. Lightw. Technol. 19, pp. 512-519 (2001).

