

國立交通大學

光電工程學系碩士班

碩 士 論 文

金屬-介質-金屬波導結構的表面電漿分光器之研究

Study of plasmonic power splitters in metal-insulator-metal waveguides



研 究 生：廖高崧

指 導 教 授：陳瓊華 教授

中 華 民 國 一 百 零 一 年 九 月

金屬-介質-金屬波導結構的表面電漿分光器之研究
Study of plasmonic power splitters in metal-insulator-metal waveguides

研究生：廖高崧

Student : Kao-Sung Liao

指導教授：陳瓊華

Advisor : Chyong-Hua Chen



Electro-Optical Engineering

September 2012

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一百零一年九月

金屬-介質-金屬波導結構的表面電漿分光器之研究

學生：廖高崧

指導教授：陳瓊華 博士

國立交通大學 光電工程學系碩士班

摘 要

本篇論文提出一新型的表面電漿能量分光器，並且使用二維有限時域差分法來分析元件之效能。首先，探討一矩形環狀波導結構之長度和寬度與輸出波導之間的間距對於輸出功率、反射率和分光比的影響。以一三個輸出波導結構為例，我們發現在固定輸出波導間距下，其輸出波導間分光比並不因矩形環狀波導之邊長改變而有所影響。但是，輸入波導端之反射率值會隨著矩形環狀波導之邊長改變而有所改變。在固定間距下，我們並無法透過更改矩型結構之邊長來獲得零反射率，因此我們在輸入波導及矩型結構間嵌入一抗反射層結構，以期降低反射率至零。根據這些觀察，我們發展出此能量分光器之設計流程，並且提出一分二、一分三和一分四能量分光器這三例子來驗證。其模擬結果顯示著這些元件之反射率皆可降至小於 0.1%，且其作用波長範圍可以涵蓋整個 S+C+L 頻區。

Study of plasmonic power splitters in metal-insulator-metal waveguides

student : Kao-Sung Liao

Advisors : Dr. Chyong-Hua Chen

Institute of Electro-Optical Engineering
National Chiao Tung University

ABSTRACT

In this thesis, we propose novel power splitters based on MIM plasmonic waveguides, and use the two-dimensional finite difference time domain method to analyze this structure. First, we investigate the influences of the length and width of a rectangular ring resonator structure and the distances between output waveguides on the output powers, the power ratios between output ports and the reflection. Take an example of a ring resonator with three output ports. We find that the power ratios between output ports are approximately unvaried as the length and width of the resonator structure change. However, the reflection varies with the variation of the dimension of the resonator structure but could not always be reduced to zero as the distances between the output ports are fixed. Hence, an antireflection resonator structure is essential to be embedded in-between the input waveguide and the resonator structure. Based on these observations, we develop a design flow to determine the design parameters of our proposed device and take three design examples of 1×2 , 1×3 and 1×4 power splitters to illustrate the design concepts. The simulation results show that these components have the reflection of less than 0.1% and can be operated at the wavelength ranging of the S+C+L bands. These devices possess the advantages of compact sizes, low insertion loss and wide operation wavelength.

誌謝

首先要感謝我的父母，由於他們的支持我才能在沒有任何後顧之憂的情況下，來完成我的碩士學業。而我能順利地完成碩士論文，要感謝我的指導教授陳瓊華老師，在這兩年的研究所生活給予我非常多的指導，並且在與人溝通方面教導我許多要注意的小細節。在新竹生活的兩年期間，認識到很多的朋友：不論是實驗室、不同樓層、不同科系、不同學校，做過許多不一樣的活動，這些相處的時光都會成為我人生中一部分的美好回憶。

二來我要感謝的是李柏聰教授、鄒志偉教授和林家弘教授在百忙之中還來參加我的碩士口試，而且不吝嗇地對於我的論文給了很多的建議，實在讓我受益良多。在修課和作研究的過程中，遇到許多問題，除了向同儕們請教和討論外，還要感謝本實驗室的博班生-郁欣姐！解決我不少的疑惑，也引導和指點我的迷津。

最後這個階段的結束，在我的人生裡代表的是另一個新的開始。研究生涯所吸收的經驗，將會化為踏入下一階段的基石。過程中要講的心情是千言萬語也說不清，而遇到的人們族繁不及備載，要感謝的人太多，那就只好謝天了。



目錄

中文摘要	i
英文摘要	ii
誌謝	iii
目錄	iv
圖目錄	v
表目錄	vii
符號說明	viii
一、	緒論	1
1.1	積體光學與表面電漿波導	2
1.2	表面電漿元件與分光器	5
1.3	論文架構	9
二、	基本理論與方法	10
2.1	表面電漿極化子(surface plasmon polaritons)	10
2.1.1	金屬材料與頻率的相依性：朱羅模型(Drude-Lorentz model)	10
2.1.2	在單一界面金屬-介質結構下之表面電漿波	11
2.1.3	MIM 結構的表面電漿子基模(fundamental mode)	13
2.2	能量分光器之設計概念	16
2.2.1	1×N 能量分光器	16
2.2.2	設計流程	19
三、	元件設計與模擬	22
3.1	表面電漿能量分光器結構	22
3.1.1	結構模擬設置	22
3.1.2	矩形環狀波導能量損耗	24
3.2	表面電漿能量分光器	25
3.2.1	一分二表面電漿能量分光器結構	25
3.2.2	一分三表面電漿能量分光器結構	30
3.2.3	一分四表面電漿能量分光器結構	35
四、	結論與未來展望	41
參考文獻	42

圖目錄

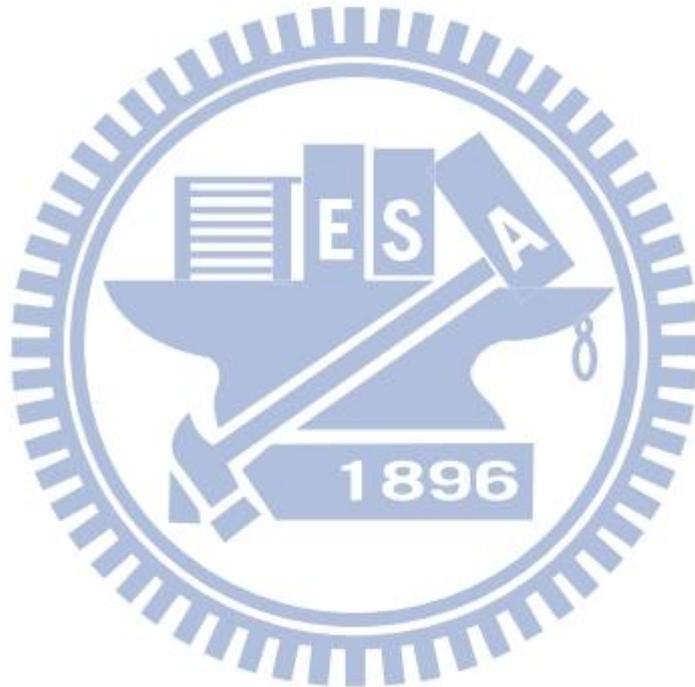
圖 1.1.1 電磁波頻譜	2
圖 1.1.2 積體光學與各學科之關係圖	3
圖 1.1.3 各式波導被動元件	3
圖 1.1.4 金屬 (a)表面電漿子振盪示意圖 (b)電場 z 分量在介質與金屬內部分佈圖	4
圖 1.1.5 各式表面電漿波導 (a)奈米球排列 (b)V 型溝槽 (c)脊狀 (d)三角楔型 (e)狹縫 (f)金屬-介質-金屬	4
圖 1.1.6 表面電漿波導元件 (a)T 型分光器 (b)分波多工器 (c)濾波器 (d)add/drop 耦合器	5
圖 1.1.7 簡單對稱性結構分光 (a)T 型 (b)Y 型 (c)十字型	6
圖 1.1.8 波導表面結構分光 (a)光柵 (b)Bragg 反射器 (c)共振腔結構	7
圖 1.1.9 耦合結構分光 (a)共振腔 (b)45 度耦合器	8
圖 2.1.1 銀之 (a)折射係數與 (b)介電常數隨著波長變化圖	11
圖 2.1.2 在金屬-介質界面之表面電漿波 z 分量電場分佈示意圖	11
圖 2.1.3 單一金屬-介質界面表面電漿波之色散關係	13
圖 2.1.4 在金屬-介質-金屬結構下之表面電漿波示意圖	14
圖 2.1.5 銀-空氣-銀波導結構之表面電漿波其 (a)等效折射係數與 (b)傳播長度	16
圖 2.2.1 1×N 能量分光器之結構	17
圖 2.2.2 未加抗反射層結構參數之 (a)結構示意圖、(b)不同波導間距下改變寬度 L_2 之分光比變化圖、及 (c)不同波導間距下改變寬度 L_2 之反射率變化圖	18
圖 2.2.3 設計結構參數之影響 (a)示意圖、(b)不同波導間距下改變寬度 L_1 之分光比及 (c)不同波導間距下改變寬度 L_1 之反射率	19
圖 2.2.4 能量分光器結構參數 (a)結構示意圖、(b)矩形環狀波導長度 L_1 和寬度 L_2 及 (c)抗反射層長度 a、寬度 b、間距 ΔL	20
圖 2.2.5 能量分光器流程圖	21
圖 3.1.1 模擬設置圖	24
圖 3.1.2 矩形環狀波導 (a)示意圖 (b)損耗係數	25
圖 3.1.3 一分二能量分光器	26
圖 3.1.4 一分二能量分光器之 (a)改變 L_2 結構圖、(b)改變 L_1 結構圖、(c)改變寬度 L_2 之反射率變化圖、及(d)改變長度 L_1 之反射率變化圖	27
圖 3.1.5 抗反射層各參數之(a) 改變長度 a 結構圖、(b)改變寬度 b 結構圖、(c)改變間距 ΔL 結構圖、(d)改變長度 a 之反射率變化圖、(e)改變寬度 b 之反射率變化圖、及(f)改變間距 ΔL 之反射率變化圖	28
圖 3.1.6 一分二能量分光器之場圖	29
圖 3.1.7 一分二能量分光器之波長響應 (a)輸出功率圖 (b)反射率圖	30
圖 3.1.8 一分三能量分光器	31

圖 3.1.9 一分三能量分光器之(a) 改變 L_2 結構圖、(b) 改變 L_1 結構圖、(c) 改變寬度 L_2 之分光比變化圖、及 (d) 改變長度 L_1 之反射率變化圖.....	32
圖 3.1.10 抗反射層各參數之(a) 改變長度 a 結構圖、(b) 改變寬度 b 結構圖、(c) 改變間距 ΔL 結構圖、(d) 改變長度 a 之反射率變化圖、(e) 改變寬度 b 之反射率變化圖、及 (f) 改變間距 ΔL 之反射率變化圖.....	33
圖 3.1.11 一分三能量分光器之場圖.....	34
圖 3.1.12 一分三能量分光器之波長響應 (a) 輸出功率圖 (b)反射率圖.....	35
圖 3.1.13 一分四能量分光器.....	36
圖 3.1.14 一分四能量分光器之(a) 改變 L_2 結構圖、(b) 改變 L_1 結構圖、(c) 改變寬度 L_2 之分光比變化圖、及 (d) 改變長度 L_1 之反射率變化圖.....	37
圖 3.1.15 抗反射層各參數之(a) 改變長度 a 結構圖、(b) 改變寬度 b 結構圖、(c) 改變間距 ΔL 結構圖、(d) 改變長度 a 之反射率變化圖、(e) 改變寬度 b 之反射率變化圖、及 (f) 改變間距 ΔL 之反射率變化圖.....	38
圖 3.1.16 一分四能量分光器之場圖.....	39
圖 3.1.17 一分四能量分光器之波長響應 (a) 輸出功率圖 (b)反射率圖.....	40



表目錄

表 2.1 金屬銀在朱羅模型之參數[24].....	10
表 3.1 能量分光器元件之各種效能.....	40



符 號 說 明

- a : 抗反射層長度
- b : 抗反射層寬度
- β_{SPP} : MIM 波導基模的傳播常數(propagation constant)
- d : MIM 波導寬度
- E : 電場
- ϵ : 介電常數(relative permittivity)
- ϵ_d : 介質介電常數
- ϵ_m : 金屬介電常數
- H : 磁場
- IC : 積體電路(integrated circuit)
- IL : 插入損失(insertion loss)
- k_0 : 真空中的波向量(wave vector)
- k_{SPP} : 表面電漿子之傳播常數(propagation constant)
- L : 周長
- L_1 : 矩形環狀波導長度
- L_2 : 矩形環狀波導寬度
- L_{SPP} : 傳播長度(propagation length)
- MIM : 金屬-介質-金屬(metal-insulator-metal)
- N : 輸出波導數目
- n_{eff} : 等效折射率(effective refractive index)
- P_{input} : 輸入光源功率
- $P_{\text{output},i}$: 第 i 個輸出波導端所獲得之功率
- $P_{\text{output},r}$: 輸入波導端所獲得之功率
- R : 反射率(reflection)
- SPP : 表面電漿極化子(surface plasmon polariton)
- T : 穿透率(transmission)
- ΔL : 抗反射層與矩形環狀波導之間距
- ΔL_2 : 輸出波導間距
- λ : 波長(wavelength)
- ω : 角頻率

一、 緒論

過去的三十年來，摩爾定律(Moore's Law)預測著積體電路(integrated circuit, IC)的發展，隨著半導體技術的成長使得積體電路發展持續遵守著每 18 個月晶片上的電晶體數目增加一倍、成本減少一半之趨勢。電子元件尺寸由於製程技術的蓬勃發展而達到奈米尺度，但因電路板上的散熱問題和金屬導線的訊號延遲，致使電子元件速度受到限制，而積體電路設計面臨很大的挑戰；相對於電子訊號而言，利用光作為訊號傳遞，擁有速度快、高頻寬，以及資料傳輸量大等優點，然傳統上光學元件受限於光的繞射限制(optical diffraction limit)和彎曲損失(bending loss)，於尺寸上碰到無法縮小至奈米等級之瓶頸。

相較於傳統光傳遞於之介電質系統之元件，表面電漿極化子(surface plasmon polariton)可傳遞於金屬-介質介面之間，在金屬-介質介面擁有高度的場侷域性(highly localized field)，而這項特性突破光的繞射限制，使得光可以在次波長(sub-wavelength scale)、甚至奈米尺度(nanometer scale)之下的通道傳播。因此，利用表面電漿極化子(surface plasmon polariton, SPP)這項特性，發展出各式各樣的表面電漿波導元件，以獲得高密度且高頻寬之光學積體電路，是近年來作為另一光學元件積體化的一條嶄新道路。

於接下來的章節，我們於 1.1 節簡述有關積體光路與表面電漿波導的發展及相關波導結構，於 1.2 節敘述目前文獻上表面電漿波之 power splitter 的相關元件設計，及 1.3 節簡短敘述整篇論文各章節內容之概要。

1.1 積體光學與表面電漿波導

由圖 1.1.1 的電磁頻譜中，可以看出光頻範圍可從遠紅外線到深紫外線，其中可見光波長分布大約 400nm 到 700nm 之間，僅佔頻段一小部分。隨著科技的進步，電磁波的應用從微波頻段經紅外線波段擴展到可見光以及紫外光的範圍。

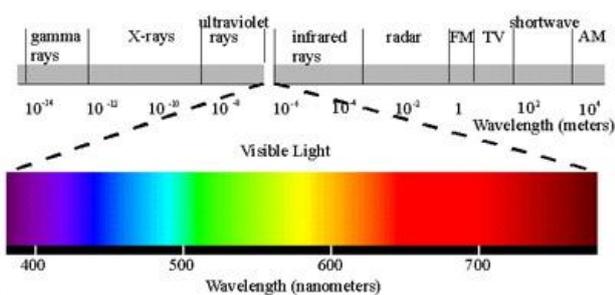


圖 1.1.1 電磁波頻譜

由於傳統光學元件具有體積大、價格昂貴，且需在幾平方公尺大的光學桌上架設系統等缺點，加上每個獨立光學元件會受到不同環境參數影響致使實驗數據有失其準確性的情況下，藉由半導體技術的快速發展，微影蝕刻和薄膜製程技術逐漸成熟，S. E. Miller[1]首先提出「積體光學」(integrated photonics)的概念，將各個光學元件集中整合在一小塊晶片上的想法，縮小元件體積、提高效率，減少能量損耗和降低成本。

積體光學[2]是一門複雜的學科，主要是由波導光學(guided optics)為主體，加上光電(opto-electronics)、電光(electro-optics)、聲光(acousto-optics)與非線性光學(non-linear optics)等領域所組成的，如圖 1.1.2 所示。

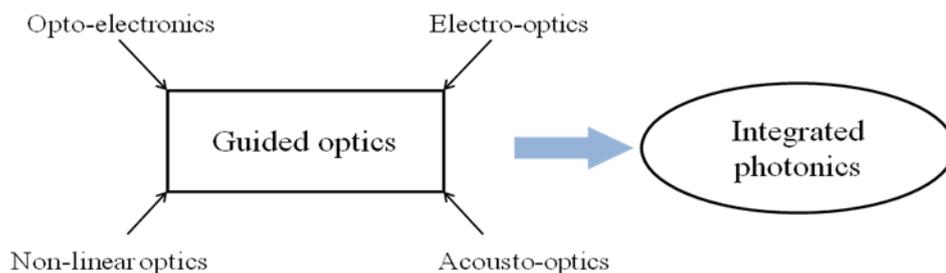


圖 1.1.2 積體光學與各學科之關係圖

其中，在波導光學裡頭光波導負責連接各個光學元件，提供導光、分光，甚至是接收光的重要角色。傳統波導為使用介質材料而構成，其組成之被動元件如圖 1.1.3 所示，有直線波導、曲線波導、Y 型波導、MZ 結構、耦合結構及 X 型交錯結構等等。然因彎曲損失和繞射限制[3]的關係，元件尺寸並無法縮至次波長甚至奈米等級的尺度，而近幾年來表面電漿波導成為實現奈米等級光學元件之方法。

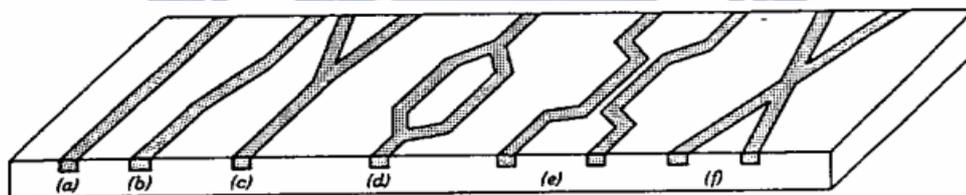


圖 1.1.3 各式波導被動元件

表面電漿極化子[4]是一種在金屬與介質之介面，因金屬自由電子所形成群集式的電偶極振盪現象，以表面消散波(evanescent wave)的形式傳播的電磁波，如圖 1.1.4(a)所示。由於傳播形式為消散波，隨著距離介面越遠；z 方向電場分量呈現指數衰減，所以能將場侷限在次波長的範圍裡，如圖 1.1.4(b)。

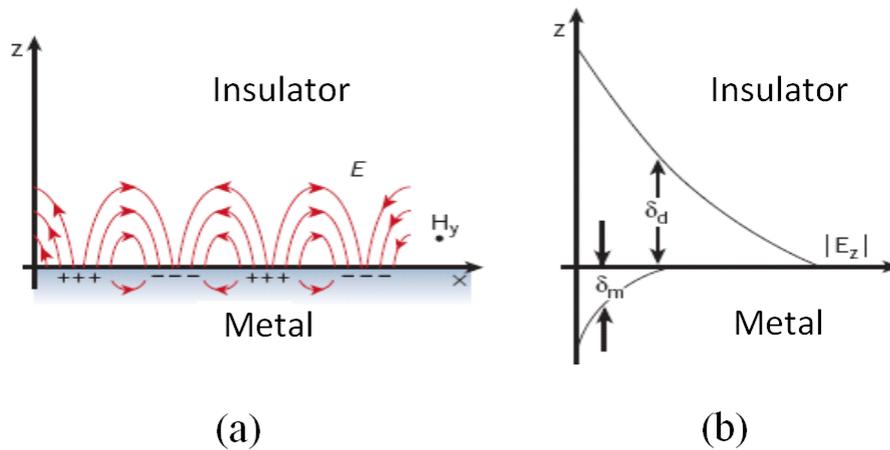


圖 1.1.4 金屬(a)表面電漿子振盪示意圖 (b) 電場 z 分量在介質與金屬內部分佈圖

為了傳遞表面電漿子於三維之結構中，各種不同的表面電漿波導(plasmonic waveguide) 結構類型因應而生。如圖 1.1.5 所示，有奈米球排列(particle arrays)波導[5]、V 型溝槽 (V grooves)波導 [6]、脊狀(rib)波導 [7]、三角楔型(wedge)波導 [8]、狹縫(slot)波導[9] 與金屬-介質-金屬(MIM)波導[10]等等，陸續於文獻裡被提出。

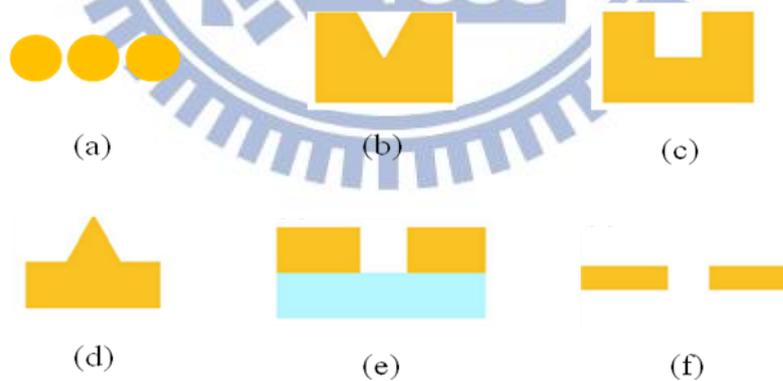


圖 1.1.5 各式表面電漿波導 (a) 奈米球排列(b) V 型溝槽(c) 脊狀(d) 三角楔型(e) 狹縫
(f) 金屬-介質-金屬

其中，以脊狀、三角楔形、狹縫和金屬-介質-金屬這四種表面電漿波導結構能同時兼

具場侷域性與長傳播距離[11]，又以由兩塊金屬之間夾著介質材料所形成的類似三明治外觀之金屬-介質-金屬 (metal-insulator-metal, MIM) 波導結構，具有光的高侷域性、低彎曲損耗及製程簡單這三大優點，也因此 MIM 波導結構成為製作積體光學元件上最被看好、也最有潛力之傳遞波導結構。

1.2 表面電漿元件與分光器

許多不同使用 MIM 波導結構為基礎所設計出來應用於積體光路之表面電漿波導相繼被模擬和實驗方法給發表於文獻裡以及製作出來。如圖 1.1.6 所示，有分光器 (splitters)[12][13]、多工器 (multiplexers)[14]、濾波器 (filters)[15] 與光耦合器 (couplers)[16] 等等。

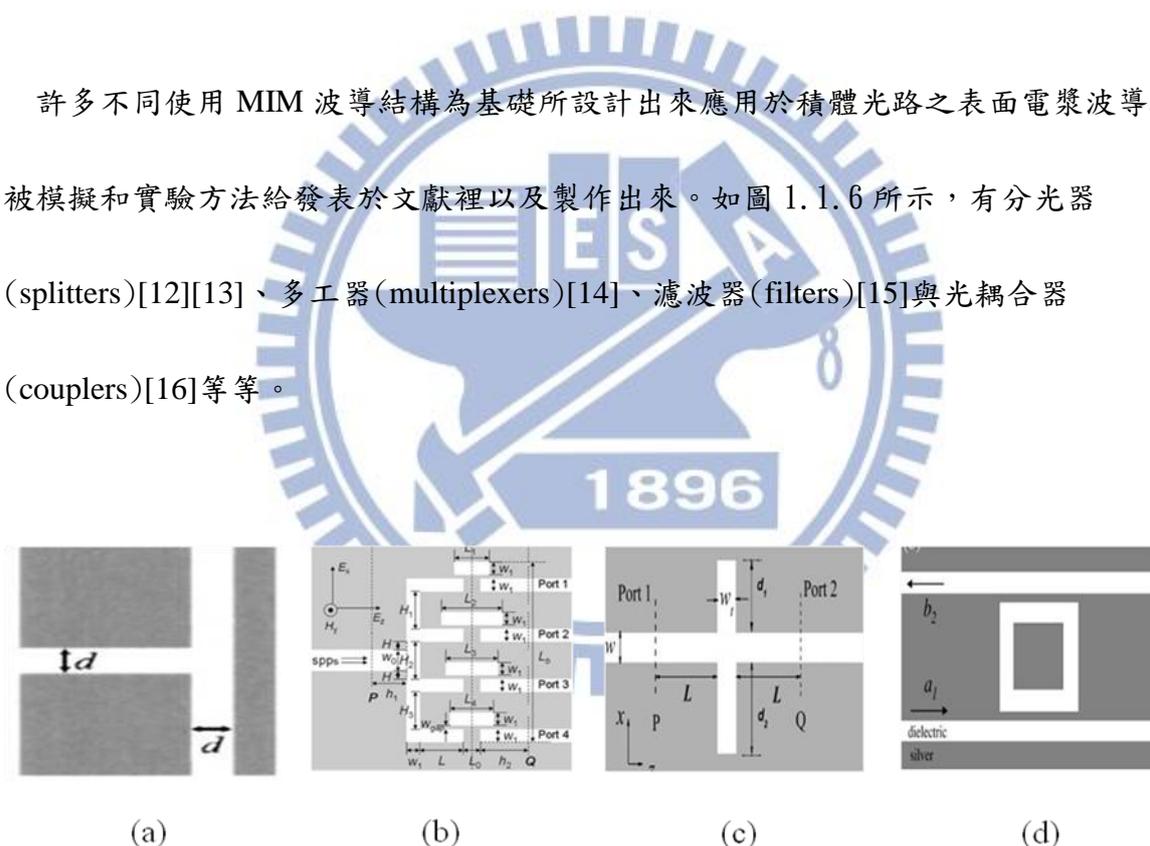


圖 1.1.6 表面電漿波導元件 (a) T 型分光器 (b) 分波多工器 (c) 濾波器 (d) add/drop 耦合器

而這之中，分光器是在積體光路系統是很基本卻也不可或缺的元件，其將光順從波導

設置使其分流導向至多個連結通道的元件。分光器依照分光的方式不同，主要可分為能量均分和波長分光兩種，前者將光能量均分散至多個輸出通道，而後者則是將入射光將兩正交偏振極化(orthogonal polarization)光分至兩不同通道分出，如 TE 和 TM 光。

一般用來判斷分光器的效能，大致可從五個地方下手：1. 輸出功率 2. 分光比 3. 元件尺寸 4. 作用頻寬 5. 分支數目，如許多不同結構設計用來操縱光的方向與使光分流，像是使用對稱性的簡單分支結構設計來達到光直接均分的方式，2005 年，G. Veronis 與 S. H. Fan[12]提出 T 型結構的 MIM 表面電漿子波導如圖 1.1.7 (a)，並且在介質波導寬度相對於入射波長很小的前提下，引進特性阻抗的觀念。利用調整輸入波導寬度與輸出波導寬度之比值，形成阻抗匹配，造成輸入無反射光；而同一年，Gao. H. 等人[13]以 MIM 表面電漿 Y 型結構導光和集光如圖 1.1.7 (b)，並探討有限長度分支下的 Fabry-Perot 共振腔的影響；2006 年，Eyal. F. and O. Meir.[17]所提出十字交錯的結構如圖 1.1.7 (c)，四個波導通道為 500nm，輸入波長為 1500nm，這種利用結構上簡單對稱性的直接分光，其分支數目和元件尺寸因為先天結構設定所能控制的參數有限，除了單純分光功能之外已無太多變化。

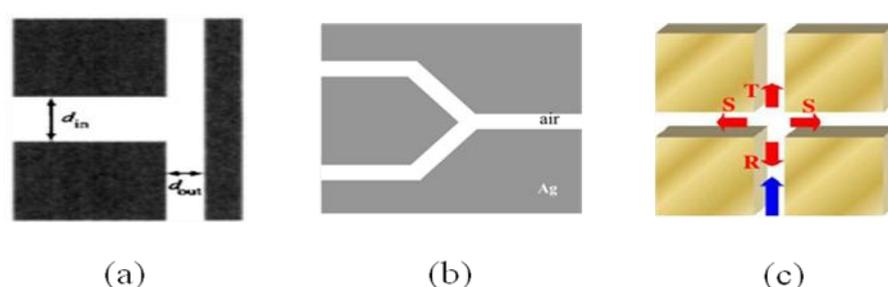


圖 1.1.7 簡單對稱性結構分光 (a) T 型(b) Y 型(c) 十字型

如想進一步增加額外參數使原本結構增添不同功能，則可利用在原本結構之下的光通道中嵌入波導結構，或者在波導表面排列不同的結構來利用光的干涉，產生破壞性干涉和建設性干涉，限定某些範圍的光通過，2007年，Gan. Qiaoqiang[18]提出一個表面電漿分波分光器，是分別在兩個不同輸出端的表面排列不同結構如圖 1.1.8 (a)，使得兩輸出端會依表面結構的不同而在某固定波長下的輸出強度最高；2009年，Qi. Y[19]等人所提出 MIM 波導結構的頻率選擇分光器，在輸出波導通道內加入 Bragg 反射器的週期性結構圖 1.1.8 (b)，某特定頻率形成截止區，讓能量反射到另一輸出波導，形成分光；2010年，Yueke Wang, Xueru Zhang[20]等人，提出在 T 型表面電漿波導內嵌入一矩形共振腔圖 1.1.8 (c)。藉由調整輸入波導與共振腔中心位置偏差，來改變兩輸出端的分光比例。上述這些結構，由於在設計上添加一些變數來造成輸出端功率的不同比例，讓分光比不再只有單純的均分，而有控制任意分光比例的可能。

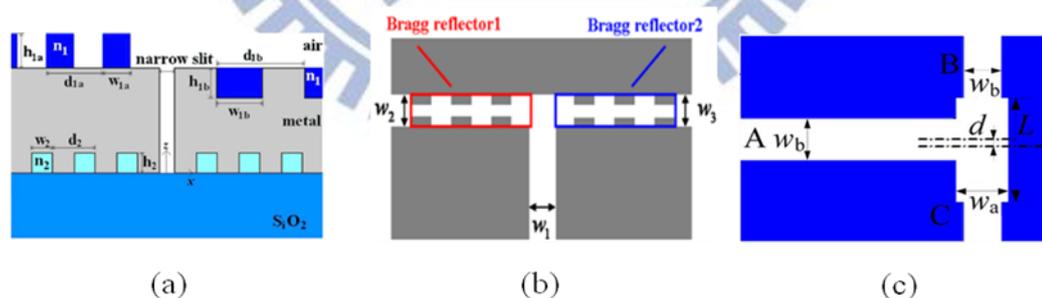


圖 1.1.8 波導表面結構分光 (a) 光柵 (b) Bragg 反射器 (c) 共振腔結構

使用光耦合的方式來傳遞能量，這種結構可任意增加輸出波導的數量，2011年，Guo. Y.等人[21]以溝槽(slot)共振腔為主體如圖 1.1.9 (a)，可調整輸出波導的折射率和距離產生不同的輸出功率，所設計一分多的分光器，同一年，Nozhat. N. and N. Granpayeh[22]

提出以一長直波導為主體並行排列 45 度彎曲波導利用耦合方式來分光之一分多分光器如圖 1.1.9 (b)，可改變波導之間間隙大小與耦合長度使每個輸出端會有不同的輸出功率，這種耦合結構會受限於共振結構之條件使得入射光頻帶很窄，而隨著輸出分支的增加其元件面積也會變大。



圖 1.1.9 耦合結構分光 (a) 共振腔 (b) 45 度耦合器

其餘還有許多不同的分光結構，2007 年，Han. Zhanghua 與 He. Sailing[23]提出以折射率表面電漿波導設計的多模干涉分光器，此新型分光器跟傳統多模干涉分光的元件尺寸比起來還要小。所以我們知道分光器的效能不外乎元件尺寸的大小、輸出功率的高低、光通道的分支多寡、操作頻率的寬窄以及可調整的分光比(splitting ratio)。由以上這些分光器的特性，我們歸納出一高輸出功率且低損失，以及所佔的元件面積小的分光器元件，在實現高密度積體光路上的應用是較有前景的。由此，我們提出一個具有高輸出功率、無輸入反射且可支援多個分支以及製作簡易的分光器構想，以電磁理論的數值模擬來了解電磁波在這個結構的幾何參數的效能影響，經由分析之後使我們所提出的分光器能依照不同結構需求而更簡單地設計。

1.3 論文架構

本篇論文中我們利用有限時域差分法以及 T 型結構來設計一新型能量分光器。第二章簡述 MIM 波導結構的模態基本特性，從馬克斯威爾方程式出發來計算單一金屬-介質界面和金屬-介質-金屬結構的表面電漿子模態和場分佈與並且探討模態於 MIM 波導結構裡的特性，以及提出元件設計流程。第三章利用有限時域差分法來模擬分析所提出新型分光器結構，利用矩形環形結構，透過更改不同長寬、分支點的位置及有無抗反射層加入來設計各個分支點能量均分支分光器，並且探討其並呈現結果與探討。最後，第四章對本篇論文來作總結。



二、基本理論與方法

第二章裡，我們使用馬克斯威爾方程式(Maxwell's equations)及其對應之邊界條件推導在單一金屬-界面結構及 MIM 結構之電磁場分佈，並且探討在這些結構下之表面電漿場之分佈和色散關係特性。接著，我們提出一設計概念以獲得所多通道之能量分光器之參數設計及流程。

2.1 表面電漿極化子

2.1.1 金屬材料與頻率的相依性：朱羅模型(Drude-Lorentz model)

根據朱羅模型，金屬銀的色散關係(dispersion relation) 可以描述如(2.1)所示

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \sum_k \frac{\Delta\varepsilon_k}{a_k \omega^2 + b_k(i\omega) - c_k} \quad (2.1)$$

其中，無限大頻率的相對介電常數(relative permittivity) $\varepsilon_{\infty} = 1$ ，而 ω 為入射光的角頻率 ($\text{rad}/\mu\text{m}$)， $\Delta\varepsilon_k$, a_k , b_k , c_k 的值如表 2.1 所示。

表 2.1 金屬銀在朱羅模型之參數[24]

k	$\Delta\varepsilon(\text{rad}^2/\mu\text{m}^2)$	a	$b(\text{rad}/\mu\text{m})$	$c(\text{rad}^2/\mu\text{m}^2)$
1	1759.471	1	0.243097	0
2	135.344	1	19.68071	17.07876
3	258.1946	1	2.289161	515.022
4	22.90436	1	0.329194	1718.357
5	1749.06	1	4.639097	2116.092
6	11756.18	1	12.25	10559.42

圖 2.1.1(a)顯示這材料於波長從 500nm 到 2000nm 之範圍下其折射率實部和虛部圖，顯示兩者皆隨著波長增加而緩慢上升。因此，此材料之介電常數實部在此波長範圍下皆為負值，而虛部為正值且隨波長增加而上升，如圖 2.1.1(b)所示。

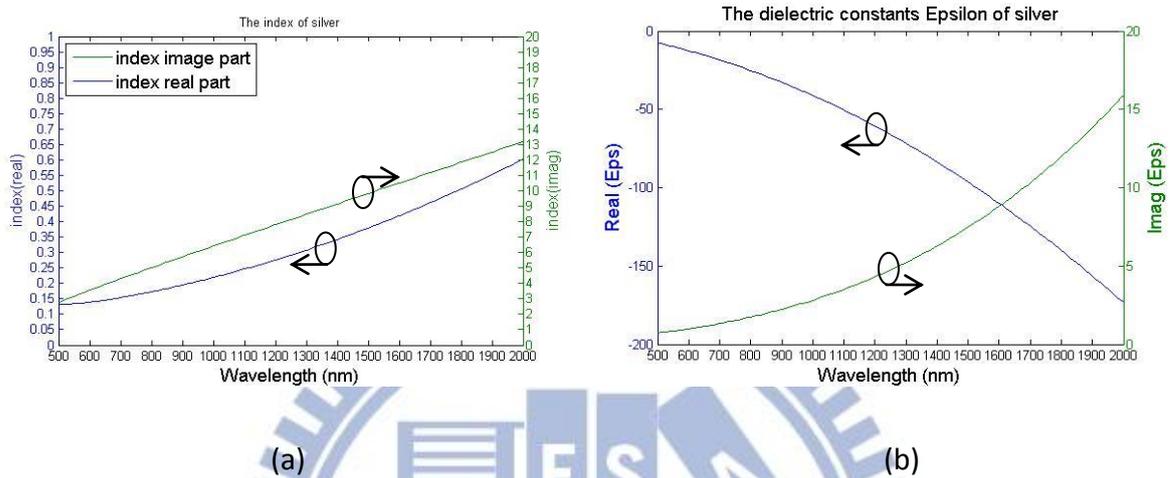


圖 2.1.1 銀之 (a) 折射係數 與 (b) 介電常數隨著波長變化圖

2.1.2 在單一界面金屬-介質結構下之表面電漿波

首先，我們從兩層結構出發，考慮一平行 TM 極化光入射到介質(ϵ_d)與金屬(ϵ_m)之界面，其結構圖如圖 2.1.2 所示。

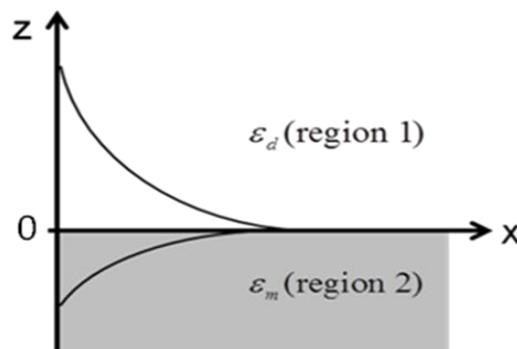


圖 2.1.2 在金屬-介質界面之表面電漿波 z 分量電場分佈示意圖

在介質中($z>0$, region 1)的電場與磁場分佈為：

$$E_{1x} = E_0 e^{-\alpha_d y} \quad (2.2)$$

$$E_{1z} = -j \frac{k_{spp1}}{\alpha_d} E_0 e^{-\alpha_d y} \quad (2.3)$$

$$H_{1y} = j \frac{\omega \epsilon_d}{\alpha_d} E_0 e^{-\alpha_d y} \quad (2.4)$$

$$\alpha_d = \sqrt{k_{spp1}^2 - \epsilon_d k_0^2} \quad (2.5)$$

在金屬中($z<0$, region 2)的電場與磁場分佈為：

$$E_{2x} = E_0 e^{\alpha_m y} \quad (2.6)$$

$$E_{2z} = j \frac{k_{spp2}}{\alpha_m} E_0 e^{-\alpha_m y} \quad (2.7)$$

$$H_{2y} = -j \frac{\omega \epsilon_m}{\alpha_m} E_0 e^{-\alpha_m y} \quad (2.8)$$

$$\alpha_m = \sqrt{k_{spp2}^2 - \epsilon_d k_0^2} \quad (2.9)$$

在介質與金屬界面($z=0$)，所需滿足之邊界條件(boundary condition)如下：

$$E_{1x} = E_{2x} \quad (2.10)$$

$$\epsilon_d E_{1z} = \epsilon_m E_{2z} \quad (2.11)$$

$$H_{1y} = H_{2y} \quad (2.12)$$

$$k_{spp1} = k_{spp2} \quad (2.13)$$

所以，由以上條件式可得當表面電漿子之傳播常數(propagation constant)滿足以下(2.15)

關係式時才會被激發。

$$\frac{k_{1z}}{\epsilon_d} + \frac{k_{2z}}{\epsilon_m} = 0 \quad (2.14)$$

$$k_{spp} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (2.15)$$

其中， k_0 為真空中的波向量 (wave vector)。

圖 2.1.3 所示此表面電漿波之色散關係。我們可以知道在固定頻率下，表面電漿子的傳播常數比真空中的平面波還要大，因此一般平面波入射到金屬界面並無法激發出表面電漿子模態，但我們可利用全反射來形成消散波 (evanescent wave) 或者用光柵來產生符合表面電漿波之水平分量的傳播常數，進而激發表面電漿子模態。

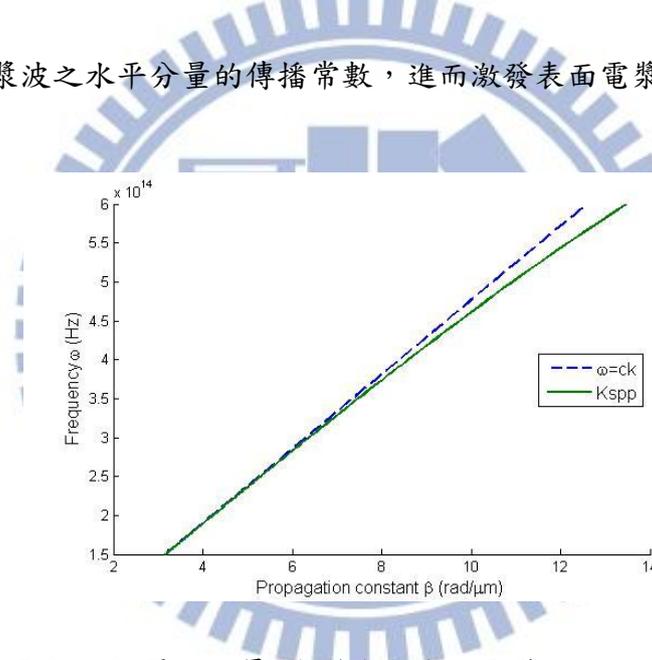


圖 2.1.3 單一金屬-介質介面表面電漿波之色散關係

2.1.3 MIM 結構的表面電漿子基模 (fundamental mode)

如圖 2.1.4 所示，MIM 結構為在兩層金屬材料夾著一寬度 d 介質材料的三層結構。所以，當一平行 TM 極化光入射到介質 (ϵ_d) 與兩金屬 (ϵ_m) 之界面，則在介質層的

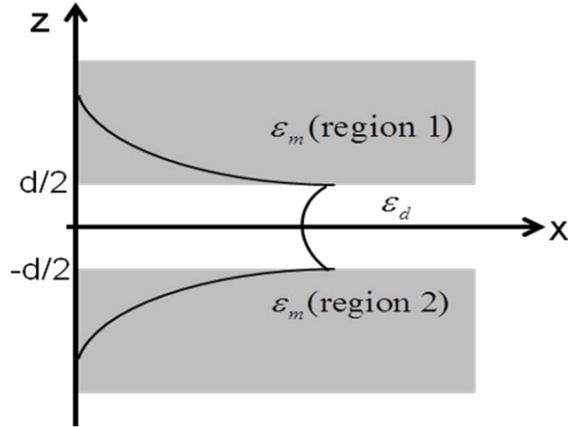


圖 2.1.4 在金屬-介質-金屬結構下之表面電漿波示意圖

電場與磁場分佈為：

$$E_x = \begin{cases} jE_0 \sinh(\alpha_d \frac{d}{2}) e^{-\alpha_m(z-d/2)} & (2.16) \\ jE_0 \sinh(\alpha_d z) & (2.17) \\ -jE_0 \sinh(\alpha_d \frac{d}{2}) e^{\alpha_m(z+d/2)} & (2.18) \end{cases}$$

$$E_z = \begin{cases} \frac{\beta}{\alpha_m} E_0 \sinh(\alpha_d \frac{d}{2}) e^{-\alpha_m(z-d/2)} & (2.19) \\ -\frac{\beta}{\alpha_d} E_0 \cosh(\alpha_d z) & (2.20) \\ \frac{\beta}{\alpha_m} E_0 \sinh(\alpha_d \frac{d}{2}) e^{\alpha_m(z+d/2)} & (2.21) \end{cases}$$

$$H_y = \begin{cases} -\frac{\omega \epsilon_m}{\alpha_m} E_0 \sinh(\alpha_d \frac{d}{2}) e^{-\alpha_m(z-d/2)} & (2.22) \\ \frac{\omega \epsilon_d}{\alpha_d} E_0 \cosh(\alpha_d z) & (2.23) \\ -\frac{\omega \epsilon_m}{\alpha_m} E_0 \sinh(\alpha_d \frac{d}{2}) e^{\alpha_m(z+d/2)} & (2.24) \end{cases}$$

$$\alpha_d = \sqrt{k_{spp}^2 - \epsilon_d k_0^2} \quad (2.25)$$

$$\alpha_m = \sqrt{k_{spp}^2 - \epsilon_m k_0^2} \quad (2.26)$$

為了滿足於第一層介質與金屬界面($z=d/2$)和第二層介質與金屬界面($z=-d/2$)之邊界

條件：

$$E_x(z > d/2, z < -d/2) = E_x(-d/2 < z < d/2) \quad (2.27)$$

$$H_y(z > d/2, z < -d/2) = H_y(-d/2 < z < d/2) \quad (2.28)$$

我們可以得到 MIM 波導結構下表面電漿子之傳播常數需滿足 (2.29) 關係式：

$$\tanh(\alpha_d d/2) = -\frac{\epsilon_d \alpha_m}{\epsilon_m \alpha_d} \quad (2.29)$$

$$\alpha_d = \sqrt{k_{spp}^2 - \epsilon_d k_0^2} \quad (2.30)$$

$$\alpha_m = \sqrt{k_{spp}^2 - \epsilon_m k_0^2} \quad (2.31)$$

$$k_{spp} = \alpha_m^2 + \epsilon_m k_0^2 \text{ or } k_{spp} = \alpha_d^2 + \epsilon_d k_0^2 \quad (2.32)$$

藉由此表面電漿波之傳播常數，我們定義其於結構下之等效折射率(effective refractive index) n_{eff} ，如(2.33)式所示：

$$n_{eff} = \text{Re}(\beta_{SPP})/k_0 \quad (2.33)$$

其中， β_{SPP} 為 MIM 波導基模的傳播常數(propagation constant)，而 $\text{Re}(\beta_{SPP})$ 為 β_{SPP} 之實部。

我們知道表面電漿波為一衰減波，因此隨著傳遞距離增加而此波能量會有所減少。所以，傳播長度(propagation length, L_{SPP})定義為光的能量衰減到 $1/e$ 時所走的距離，其與傳播常數虛部的相關關係式如(2.34)式所示：

$$L_{spp} = 1/2 \times [\text{Im}(\beta_{SPP})] \quad (2.34)$$

其中 $\text{Im}(\beta_{SPP})$ 為 β_{SPP} 之虛部。

圖 2.1.5 所示銀-空氣-銀波導結構之表面電漿波其等效折射率與傳播長度隨著波長及

波導寬度變化之變化圖。由 2.1.5(a)顯示著當寬度 d 及波長變大，其等效折射率值隨之變小。另一方面，圖 2.1.4(b)顯示著當寬度 d 及波長變大，表面電漿波之傳播長度隨之變長。此顯示著於此結構下之表面電漿波之模態為一短距離表面電漿波(short range surface plasmon polaritons)，因其橫向電場具有偶對稱性，故當夾層介質波導寬度 d 變小時，橫向電場在兩側金屬層耦合增強，進而增加能量損耗使得傳播長度變短。

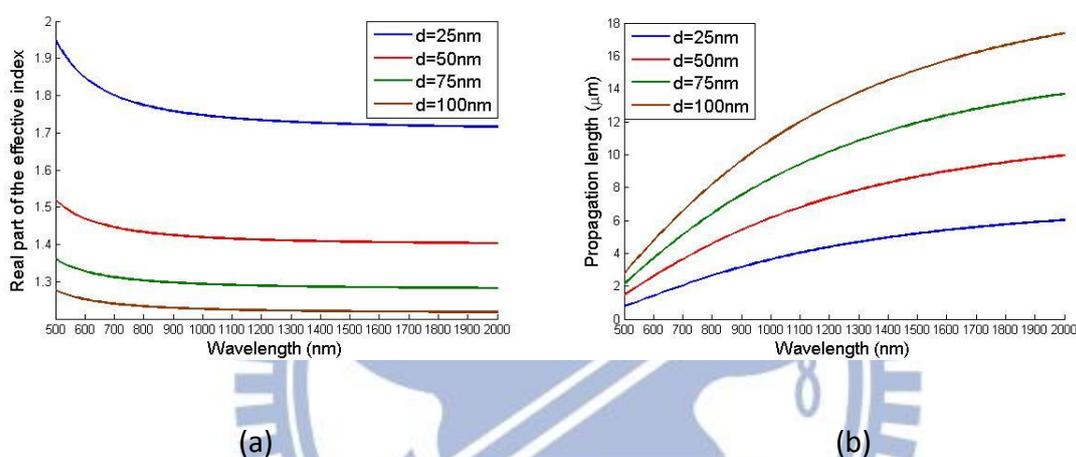


圖 2.1.5 銀-空氣-銀波導結構之表面電漿波其 (a) 等效折射係數 與 (b) 傳播長度

2.2 能量分光器之設計概念

2.2.1 $1 \times N$ 能量分光器

圖 2.2.1 顯示我們提出之 $1 \times N$ 能量分光器之結構圖。其中，長 L_1 、寬 L_2 之矩形環狀波導將連結輸入波導及 N 個輸出波導，且這些波導以對稱於輸入波導來放置於矩形環狀波導周圍，且輸出波導間距為 ΔL_2 。於輸入波導與矩形環狀波導間距 ΔL 位置，我們放置一長度 a 、寬度 b 之矩形波導來作為抗反射層結構，用以降低輸入光源反射回輸入波

導。

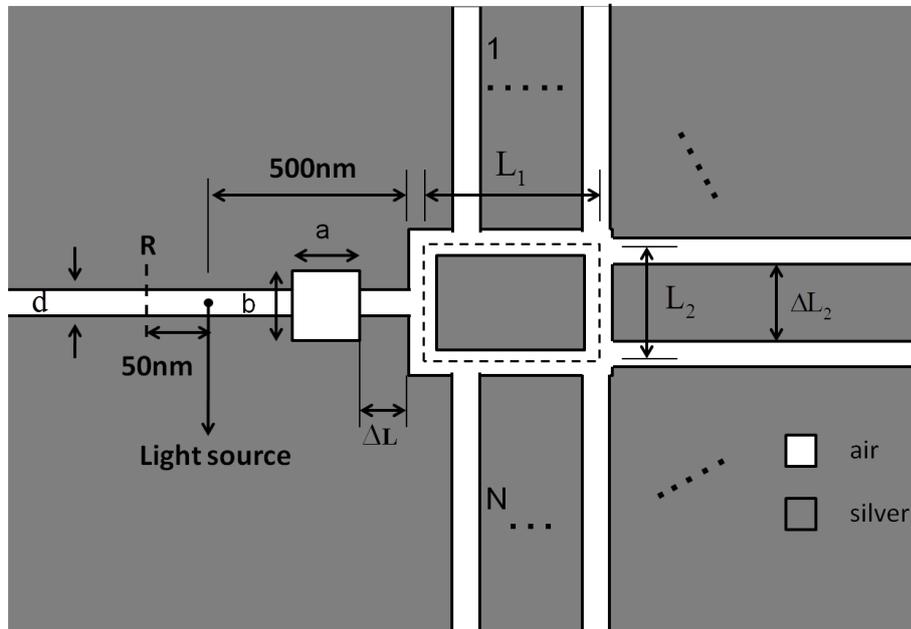
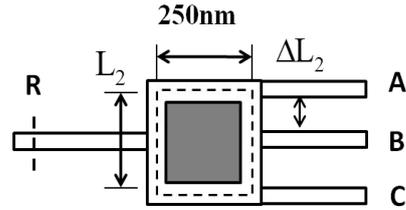


圖 2.2.1 1×N 能量分光器之結構

首先，我們探討輸出波導間距離 ΔL_2 對於矩形環狀波導結構參數 L_1 及 L_2 之影響。我們先以三個輸出波導結構來探討，如圖 2.2.2 (a)所示，其中各個輸出分別訂為 port A、port B 及 port C。圖 2.2.2 (b)顯示當固定 $L_1=250\text{nm}$ 時，當改變 ΔL_2 及 L_2 其對於各個輸出能量分光比之關係圖。在此，A/B 能量分光比定義為於 port A 之輸出能量除上於 port B 之輸出能量。我們可以觀得當 ΔL_2 改變時，此分光比並沒有隨著寬度 L_2 的改變而有顯著之變動，而當 ΔL_2 從 50 nm 增加至 150nm 時，其分光比逐漸下降。除此之外，從圖 2.2.2 (c)所示之於輸入端之反射率變化圖來看可以發現反射率會隨著 L_2 及 ΔL_2 改變而改變。



(a)

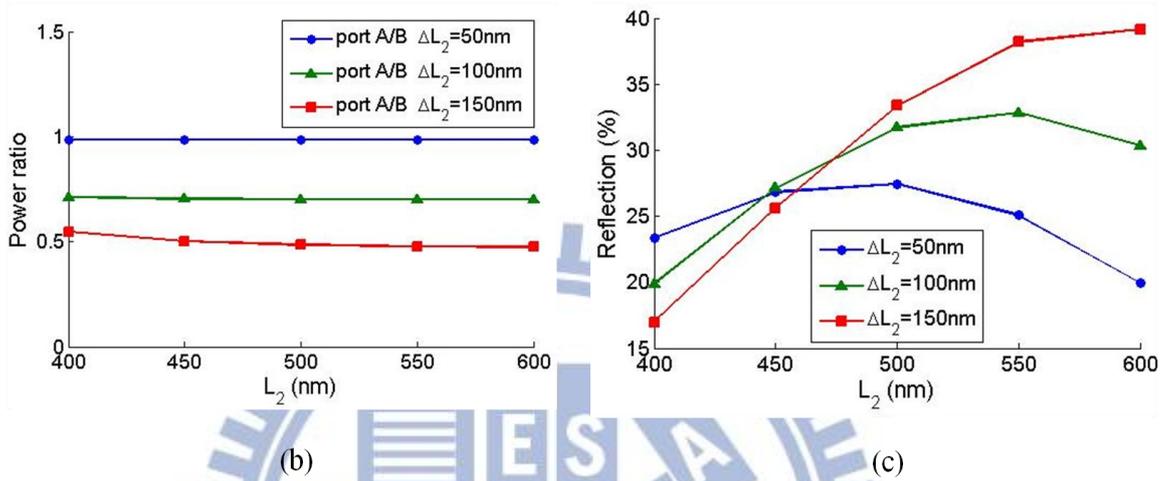


圖 2.2.2 未加抗反射層結構參數之(a) 結構示意圖、(b) 不同波導間距下改變寬度 L_2 之分光比變化圖、及 (c) 不同波導間距下改變寬度 L_2 之反射率變化圖

相似地，我們固定寬度 $L_2=400$ nm 情況下，探討改變 ΔL_2 及 L_2 對於各個輸出能量分光比之影響。圖 2.2.3 (a) 所顯示其模擬示意圖，而圖 2.2.3 (b) 顯示著 A/B 能量分光比對 ΔL_2 及 L_1 改變的影響。我們可以明顯地看出當 ΔL_2 固定的情況下，A/B 能量分光比隨著 L_1 的更改並沒有太大的變動。然而，A/B 能量分光比會隨著 ΔL_2 值的改變而有所改變。另一方面，我們從圖 2.2.3 (c) 中可以發現反射率會隨著 ΔL_2 及 L_1 改變而改變。然而，我們可以從圖 2.2.2 (c) 及圖 2.2.3 (c) 中發現，即使更改 L_1 、 L_2 及 ΔL_2 ，其反射率值並非可為零值。因此，我們需要於輸入波導與矩形環狀波導之間插入一抗反射層結構，以期將反射能量降至最低，以符合能量分光器的基本功效。

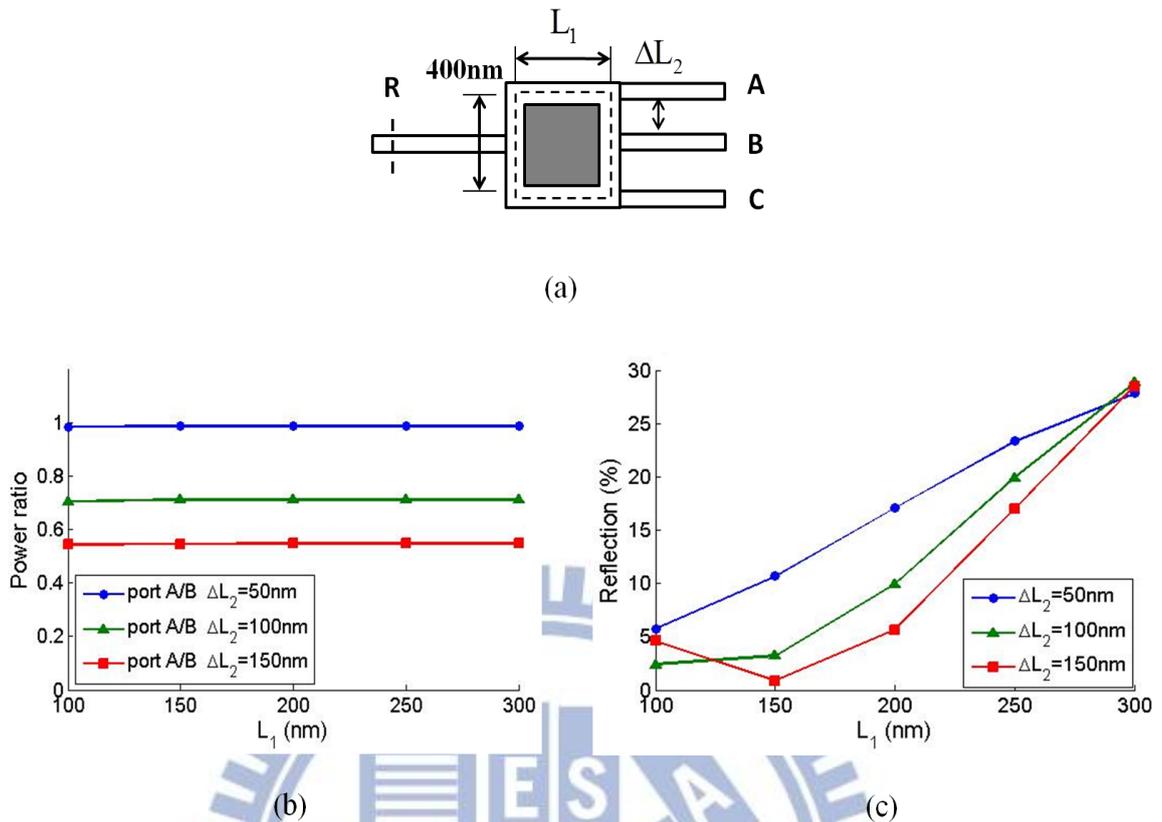


圖 2.2.3 設計結構參數之影響 (a) 示意圖、(b) 不同波導間距下改變寬度 L_1 之分光比及(c) 不同波導間距下改變寬度 L_1 之反射率

2.2.2 設計流程

根據上小節之探討，我們得知當輸出波導間距 ΔL_2 固定下，其輸出分光比就已經決定了。而矩形環狀波導結構之長寬參數主要可以決定輸入反射能量的多寡。因此，於此我們發展出一套設計流程來設計一分二、一分三及一分四之能量分光器。首先，如圖 2.2.4 (a) 所示，我們必須先決定 ΔL_2 的大小以期獲得輸出波導間的能量均等。再者，如圖 2.2.4 (b) 所示，我們調整矩形環狀波導結構參數 L_1 及 L_2 以期獲得最低之反射率。最後，我們利用迭代方式反覆地來獲得抗反射層設計參數- a, b 及 ΔL ，將反射率降低趨近於零，如

圖 2.2.4 (c)所示。而其完整之設計流程圖如圖 2.2.5 所示。

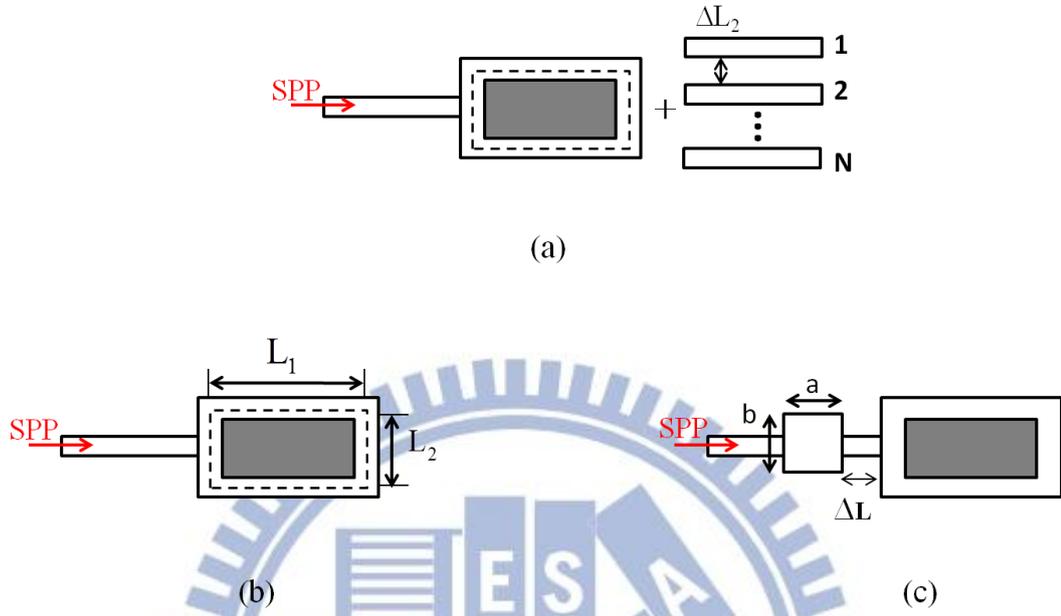


圖 2.2.4 能量分光器結構參數 (a) 結構示意圖、(b)矩形環狀波導長度 L_1 和寬度 L_2 及 (c) 抗反射層長度 a 、寬度 b 、間距 ΔL

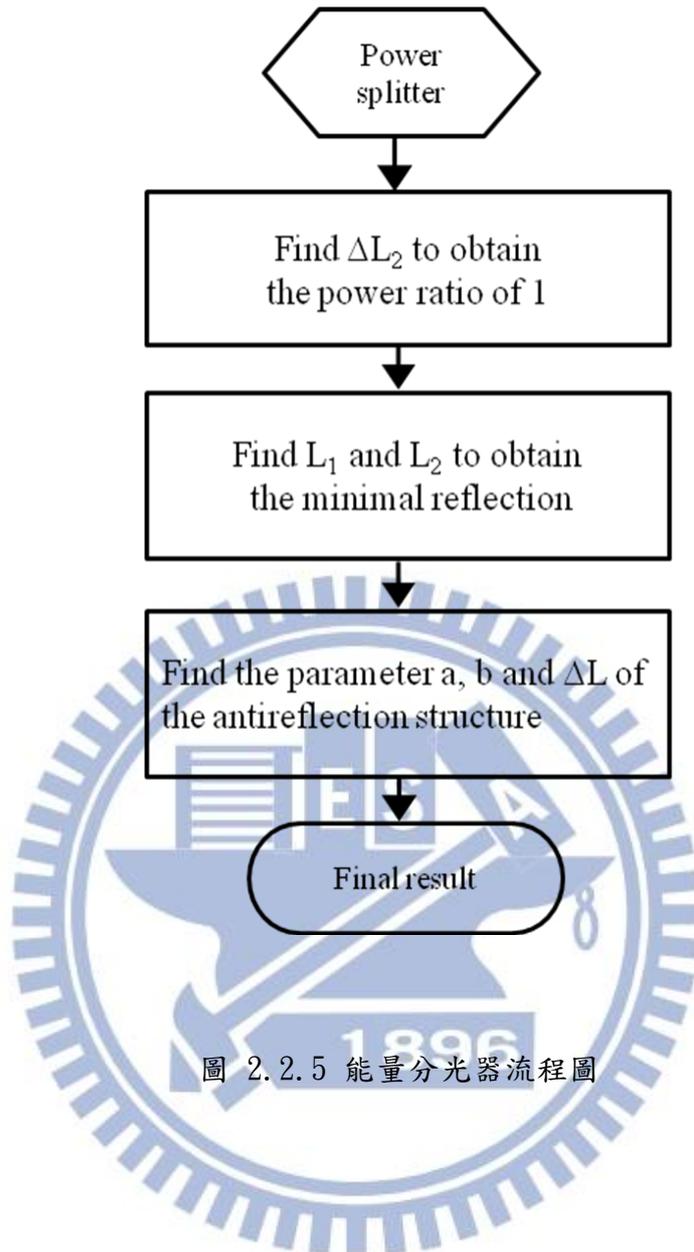


圖 2.2.5 能量分光器流程圖

三、 元件設計與模擬

第三章裡，我們將利用二維有限時域差分法來模擬設計一分二、一分三以及一分四能量分光器結構。依照上章所提出之設計流程步驟，我們依序將獲得各個能量分光器之輸出波導間距、矩形環狀波導長度、寬度及抗反射層等結構參數，並且探討這些元件之波長響應。

3.1 表面電漿能量分光器結構

3.1.1 結構模擬設置



圖 3.1.1 顯示結構模擬圖的設計參數，有以波導中心線來設置矩形環狀波導的長度 L_1 和寬度 L_2 ，於輸入波導與矩形環狀波導距離距離間距 ΔL 插入一長度 a 和寬度 b 的抗反射層及對稱性排列於矩形環狀波導周圍的不同數目之輸出波導。輸入光源為波長 $\lambda=1550\text{nm}$ 之表面電漿基模(fundamental mode)，且其被放置於與環狀波導相距 500nm 之輸入波導上。我們將能量偵測器分別放在各個與環狀波導相距 500nm 之輸出波導上及與輸入光源距 50nm 處之輸入波導用以量測元件之輸出功率及反射功率。在此，我們使用有限時域差分法模擬量測此元件之特性，其模擬區域為面積 $1650\text{nm}\times 1650\text{nm}$ ，而格點(grid size)為 5nm 。

因此，此元件穿透率(transmission, T)及反射率(reflection, R)是將於輸出及輸入波導端

之能量偵測器所獲得之功率除上輸入光功率，其計算由(3.1)及(3.2)式所示。

$$\text{Transmission} = \frac{P_{\text{output},i}}{P_{\text{input}}} \times 100\% \quad (3.1)$$

$$\text{Reflection} = \frac{P_{\text{output},r}}{P_{\text{input}}} \times 100\% \quad (3.2)$$

其中， $P_{\text{output},i}$ 為於第 i 個輸出波導端所獲得之功率， $i=1, 2, \dots, N$ ， $P_{\text{output},r}$ 為於輸入波導端所獲得之功率， P_{input} 為輸入光源功率為 1W。

另一量測參數為插入損失(insertion loss, IL)，此為全部於各個輸入及輸出波導處所計算獲得之能量總和除上輸入光源功率，單位為分貝(decibel, dB)，如(3.3)式所示：

$$IL = 10 \log \frac{P_{\text{output}}}{P_{\text{input}}} \quad (3.3)$$

其中， P_{output} 為各個輸入及輸出波導處之總功率，其計算為 $\sum (P_{\text{output},i}, i=1,2,\dots,N) + P_{\text{output},r}$ ， P_{input} 為輸入光源功率。

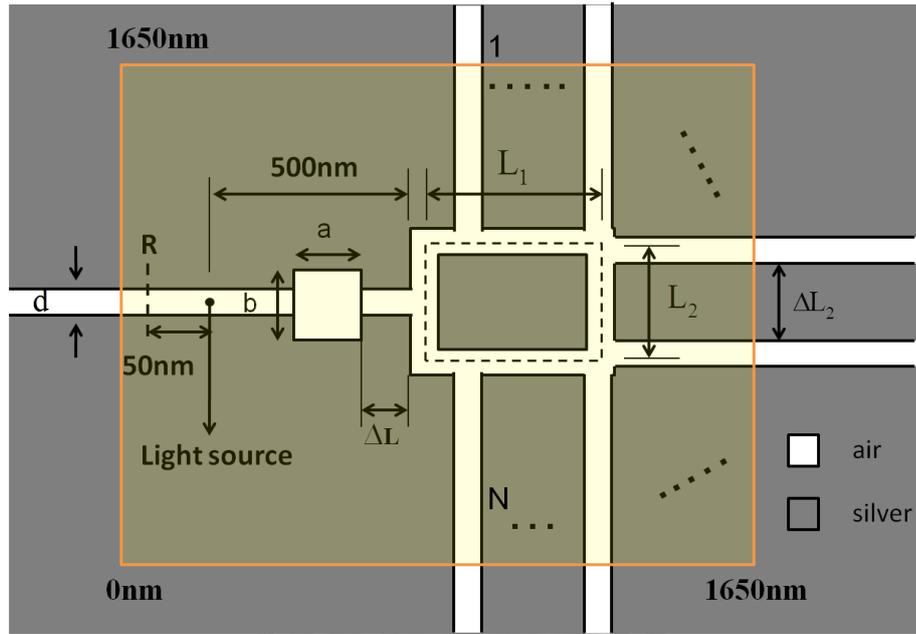
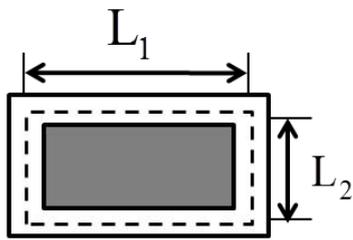


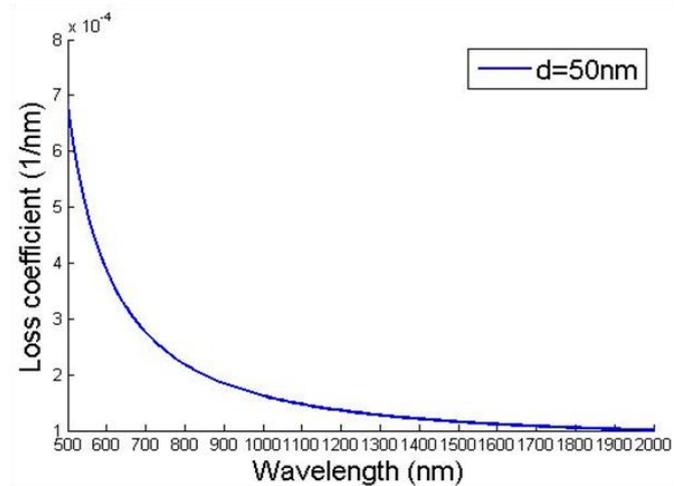
圖 3.1.1 模擬設置圖

3.1.2 矩形環狀波導能量損耗

於此小節，我們探討表面電漿波在矩形環狀波導下的能量損失。如圖 3.1.2 (a)所示，為一長度 L_1 、寬度 L_2 矩形環狀波導之結構，當表面電漿波在此結構傳播時，因為金屬材料本身會造成能量損耗，隨著結構變大其傳播距離變長，則其能量造成損失越大。以 MIM 波導寬度 d 為 50nm 為例，其於不同波長的損失係數以傳播長度 L_{SPP} 之倒數來表示，如圖 3.1.2 (b)所示。以周長 $L=(L_1 + L_2) \times 2$ 等於 1100nm 為例，當長波長為 1550nm 時，其能量損失約 12%，當短波長為 700nm 時，其能量損失為 26%，因此使元件的能量損耗盡量減小，我們需要將輸入光源的波長範圍設定在為長波長之條件下。



(a)



(b)

圖 3.1.2 矩形環狀波導 (a) 示意圖 (b) 損耗係數

3.2 表面電漿能量分光器

3.2.1 一分二表面電漿能量分光器結構

如圖 3.1.3 所示，為我們提出的一分二能量分光器結構，在矩形環狀波導右側接上兩輸出波導 port A 和 port B。其光源與偵測器的設置如 3.1.1 節敘述相同，主要的幾何結構參數分別為矩形環狀波導長度 L_1 、寬度 L_2 ，以及抗反射層結構參數長度 a 、寬度 b 和間距 ΔL 。我們藉由上一章所提出之參數最佳化步驟，來獲得上述之各種結構參數最佳值。

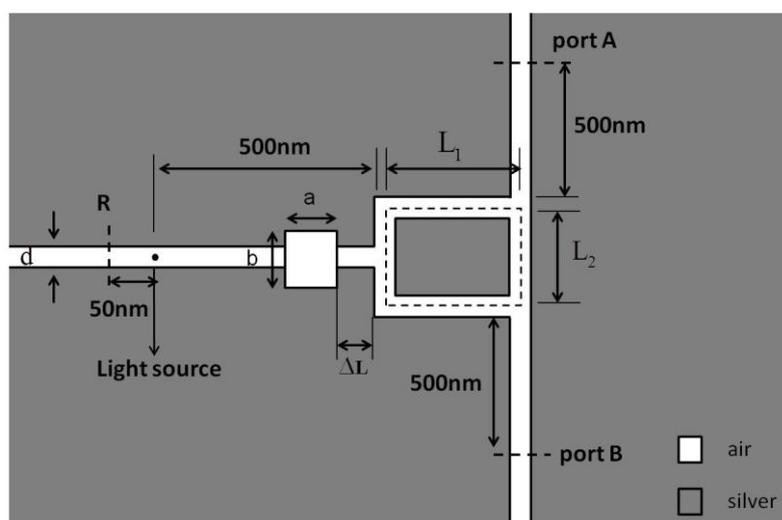


圖 3.1.3 一分二能量分光器

首先，由圖 3.1.3 可知此一分二能量分光器為對稱性結構故光能量必均分，即 port A 輸出功率等於 port B，之後我們只顯示 port A 來代表輸出端。由於對稱性的關係，其 port A 對 port B 之分光比等於 1，因此不需調整輸出波導間距 ΔL_2 來使各輸出波導的能量一致。略過第一步驟，接著我們經由參數最佳化流程第二步驟依序改變矩形環狀波導寬度 L_2 和長度 L_1 兩個參數，來取得反射率最低時之結構參數值。模擬結果如圖 3.1.4 所示。當我們固定 $L_1=350\text{nm}$ ，改變 L_2 寬度時，如圖 3.1.4(a)，調整矩形環狀波導寬度 L_2 ，並且得到在 $L_2=200\text{nm}$ 反射率最小，圖 3.1.4(c) 所示。接著，當我們固定 $L_2=200\text{nm}$ ，改變 L_1 長度時，如圖 3.1.4(b)，調整矩形環狀波導長度 L_1 ，並且得到 $L_1=350\text{nm}$ 反射率最小，圖 3.1.4(d) 所示。因此我們得到矩形環狀波導寬度 $L_2=200\text{nm}$ 、長度 $L_1=350\text{nm}$ 為最佳值。

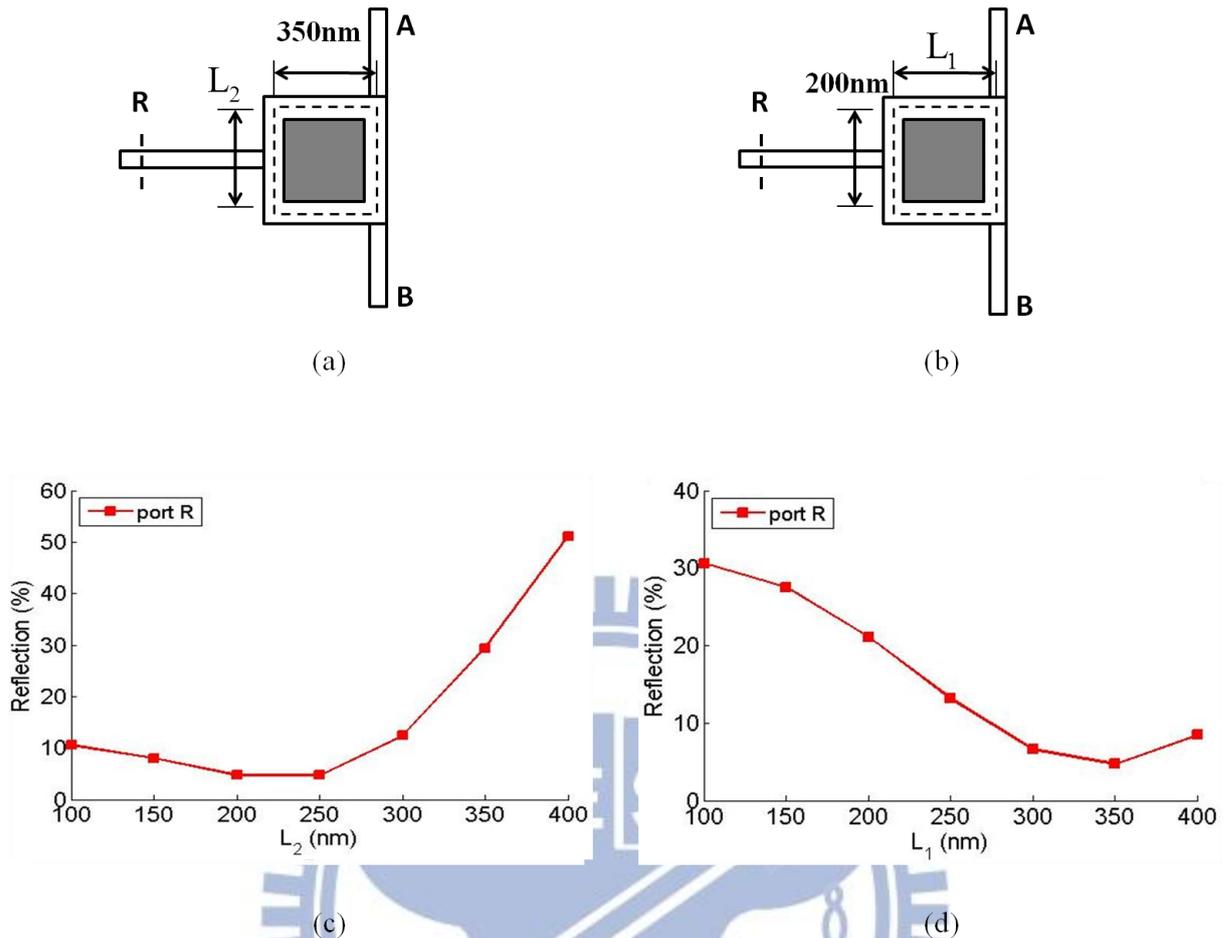


圖 3.1.4 一分二能量分光器之(a) 改變 L_2 結構圖、(b) 改變 L_1 結構圖、(c) 改變寬度 L_2 之反射率變化圖、及 (d) 改變長度 L_1 之反射率變化圖

接著調整抗反射層結構參數長度 a 、寬度 b 和間距 ΔL 將反射光回彈至矩形環狀波導裡，使輸入端的能量反射趨近於零，進而使這些反射能量轉移到輸出端，來提升輸出功率。經由圖 2.2.5 之第三步驟抗反射層最佳化流程，代入剛才取得矩形環狀波導寬度 $L_2=200$ nm、長度 $L_1=350$ nm 之下，我們依序來調整抗反射層幾何參數 a 、 b 、 ΔL ，如下圖 3.1.5 所示。首先我們固定 $b=150$ nm、 $\Delta L=50$ nm，改變 a 長度時，如圖 3.1.5(a)，調整抗反射層長度 a ，並且得到 $a=40$ nm 反射率最小，圖 3.1.5(d) 所示。接著，當我們

固定 $a=40\text{nm}$ 、 $\Delta L=50\text{nm}$ ，改變 b 寬度時，如圖 3.1.5(b)，調整抗反射層寬度 b ，並且得到 $b=140\text{nm}$ 反射率最小，圖 3.1.5(e)所示。最後，當我們固定 $a=40\text{nm}$ 、 $b=140\text{nm}$ ，改變間距 ΔL 時，如圖 3.1.7(c)，調整抗反射層間距 ΔL ，並且得到 $\Delta L=100\text{nm}$ 反射率最小，圖 3.1.5(f)所示。

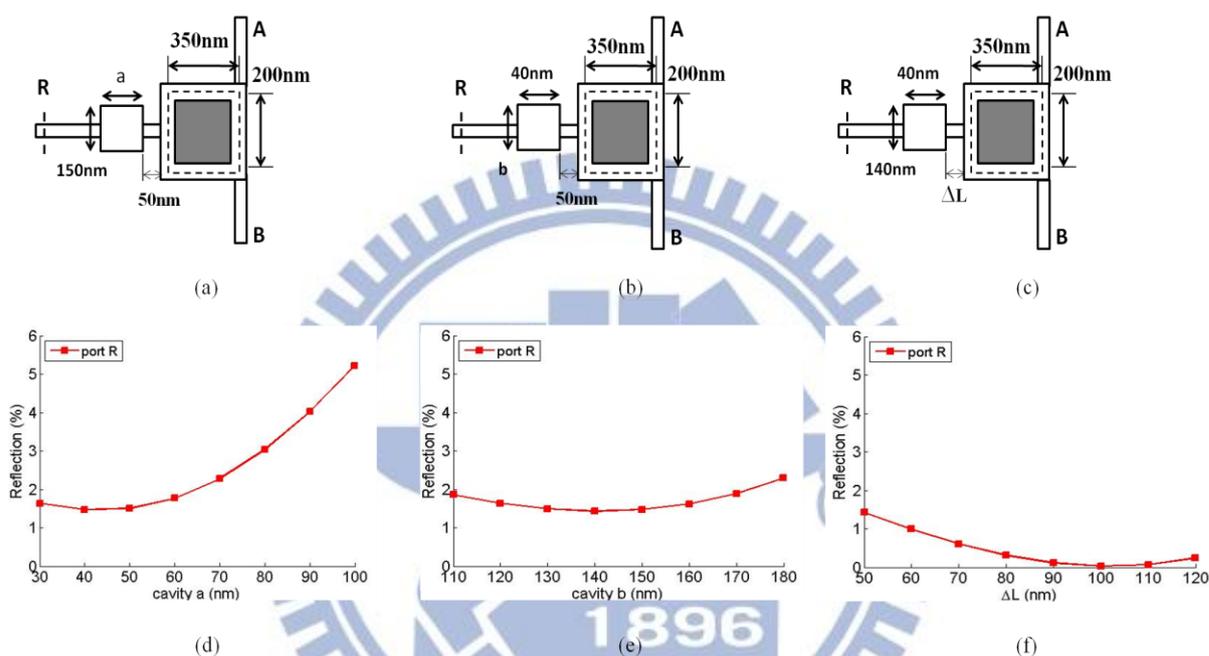


圖 3.1.5 抗反射層各參數之(a) 改變長度 a 結構圖、(b) 改變寬度 b 結構圖、(c) 改變間距 ΔL 結構圖、(d) 改變長度 a 之反射率變化圖、(e) 改變寬度 b 之反射率變化圖、及 (f) 改變間距 ΔL 之反射率變化圖

由上述結果，我們可以得到最低反射率之抗反射層最佳參數值： $a=40\text{nm}$ ， $b=140\text{nm}$ ， $\Delta L=100\text{nm}$ 。最後結合所有結構參數，我們可得一分二能量分光器最佳的結果為： $L_1=350\text{nm}$ ， $L_2=200\text{nm}$ ， $a=40\text{nm}$ ， $b=140\text{nm}$ ， $\Delta L=100\text{nm}$ ，其場圖如下圖 3.1.6 所示：顯示反射率 0.029%、輸出功率 40.41%。依照(3.2)式定義得到之插入損失為-0.69dB，我們利用

(3.1)式可得在波長 1550nm 之損失係數，並計算一分二能量分光器之矩形環狀波導造成的能量損耗為 12%，加上表面電漿波傳輸過程被消耗之傳播損失約 7%，其總合與整個系統的能量損耗 19% 相同，因此我們可知其能量分光器元件能量損耗主要是來自於表面電漿波在矩形環狀波導傳遞時，金屬材料之本質阻抗造成的傳播損失。

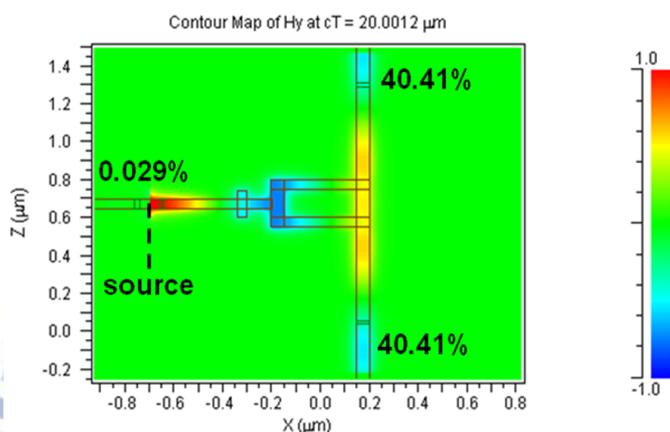
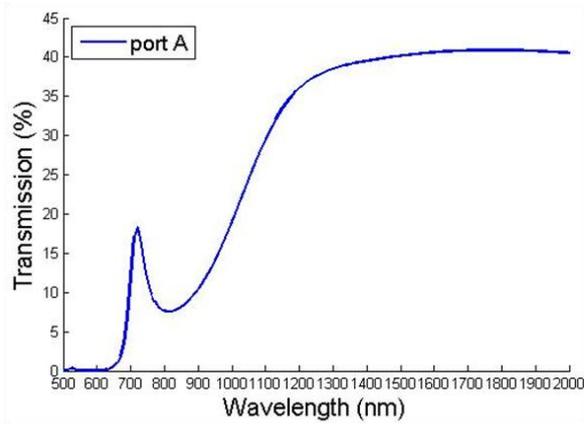
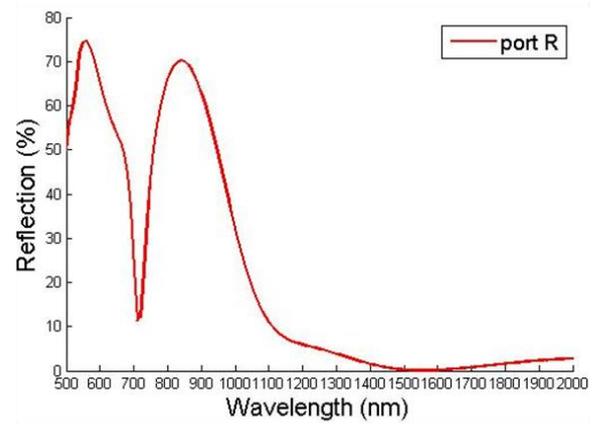


圖 3.1.6 一分二能量分光器之場圖

以上所討論的輸入波長都是在 1550nm 的情況，為了瞭解此一分二能量分光器是否適用在其他波長，因此我們探討不同輸入波長下的能量分光器波長響應。由圖 3.1.7(a) 所示，一分二能量分光器在波長 500nm 到 2000nm 範圍，輸出功率都維持均分狀態。由圖 3.1.7(b) 顯示在短波長範圍約 700nm 之處，發生一反射率低點，由於此波長剛好滿足其抗反射層之共振條件而產生此現象。以波長 1050nm 為分界，隨著波長增加其穿透率隨之上升；而其反射率下降。波長在大於 1270nm 時，各個輸出功率皆大於 38%，另外其反射率皆低於 5% 之作用波長範圍從 1250nm 到 2000nm，而反射率低於 1% 之作用波長範圍為 1430nm 到 1720nm。



(a)



(b)

圖 3.1.7 一分二能量分光器之波長響應 (a) 輸出功率圖 (b) 反射率圖

3.2.2 一分三表面電漿能量分光器結構

如圖 3.1.8 所示，為我們提出的一分三能量分光器，在矩形環狀波導右側接上三輸出波導 port A、port B 和 port C。其光源與偵測器的設置與 3.1.1 節敘述相同，主要的幾何結構參數分別為矩形環狀波導長度 L_1 、寬度 L_2 ，以及抗反射層結構參數長度 a 、寬度 b 和間距 ΔL 。接著，我們同樣依照參數最佳化流程來取得各結構參數最佳值。

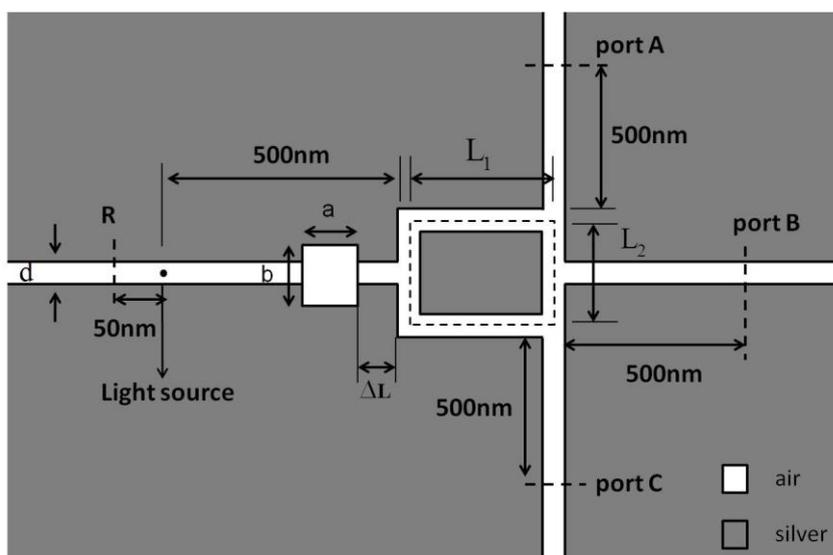


圖 3.1.8 一分三能量分光器

首先，由圖 3.1.8 可知此一分三能量分光器為對稱性結構，故相對位置之輸出功率必相等，即 port A 輸出功率等於 port C，之後我們只顯示 port A 和 port B 來代表三個輸出端，其分光比由 port A 對 port B 之比例來表示。由於輸出波導 port A 和 port C 與矩形環狀波導兩邊的角落相連接，因此當我們改變寬度 L_2 時，其三個輸出波導之間距也會跟著改變，因此我們需藉由調整寬度 L_2 來使各輸出波導間距改變，並且使分光比接近於 1。

接著我們經由參數最佳化流程依序改變矩形環狀波導寬度 L_2 、和矩形環狀波導長度 L_1 兩個參數，來取得結構參數值。模擬結果如圖 3.1.9 所示。當我們固定 $L_1=250\text{nm}$ ，改變 L_2 寬度時，如圖 3.1.9(a)，調整矩形環狀波導寬度 L_2 ，三輸出波導 port A、port B 和 port C 之間間距也隨之改變，因此間距越小，其分光比也會趨向一致，而在 $L_2=100\text{nm}$ 分光比趨近於 1，圖 3.1.9(c) 所示。接著，當我們固定 $L_2=100\text{nm}$ ，改變 L_1 長度時，如圖 3.1.9(b)，調整矩形環狀波導長度 L_1 ，反射率會隨之改變並且得到 $L_1=250\text{nm}$ 反射率

最小，圖 3.1.9(d)所示。

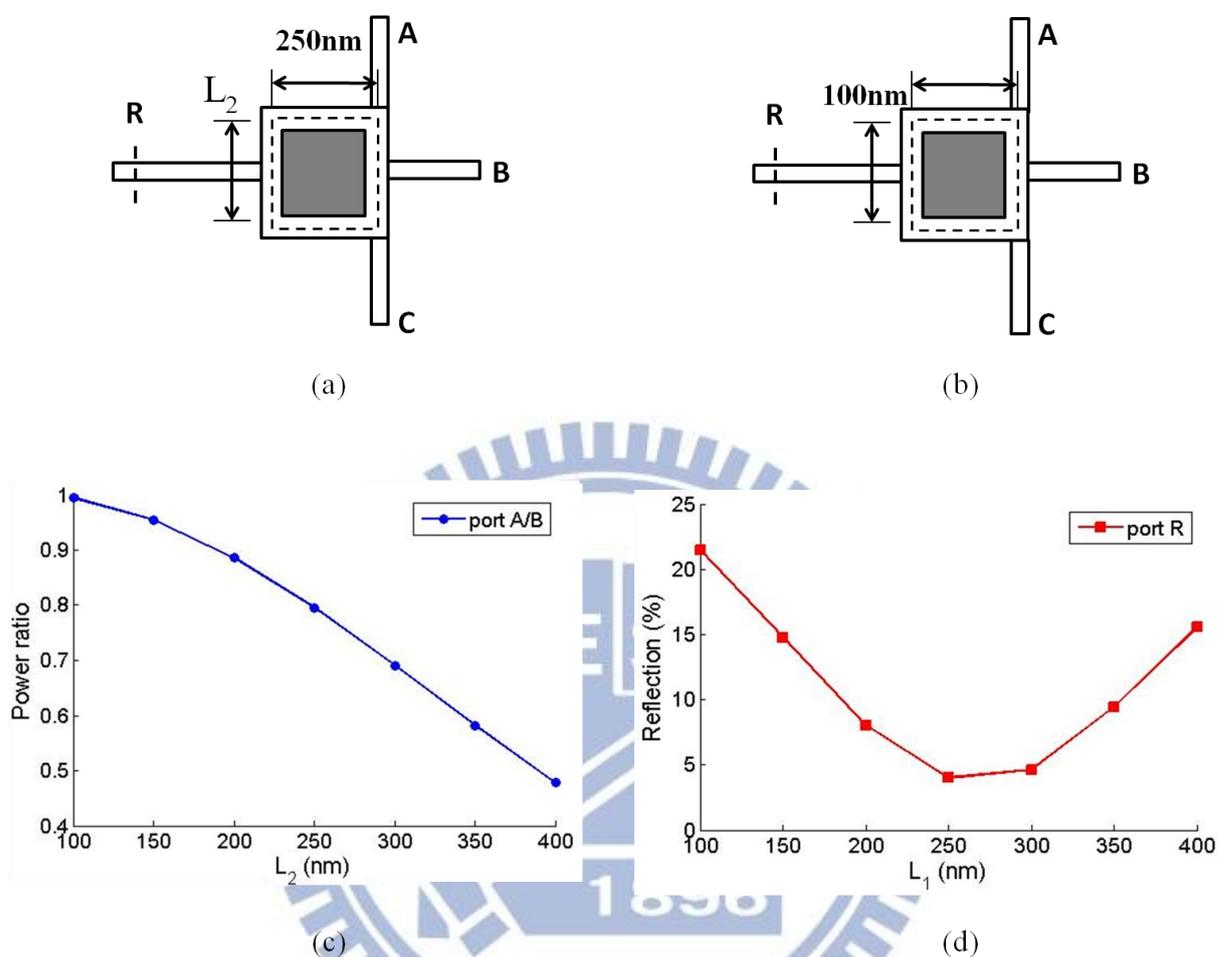


圖 3.1.9 一分三能量分光器之(a) 改變 L_2 結構圖、(b) 改變 L_1 結構圖、(c) 改變寬度 L_2 之分光比變化圖、及 (d) 改變長度 L_1 之反射率變化圖

接著我們調整抗反射層結構參數長度 a 、寬度 b 和間距 ΔL 將反射光回彈至矩形環狀波導裡，使輸入端的能量反射趨近於零，進而使這些反射能量轉移到輸出端，來提升輸出功率。依照圖 2.2.5 之第三步驟抗反射層最佳化流程，我們依序來調整抗反射層幾何參數 a 、 b 、 ΔL ，如下圖 3.1.10 所示。一開始當我們固定 $b=100\text{nm}$ 、 $\Delta L=50\text{nm}$ ，改變 a

長度時，如圖 3.1.10(a)，調整抗反射層長度 a ，並且得到 $a=100\text{nm}$ 反射率最小，圖 3.1.10(d)所示。接著，當我們固定 $a=100\text{nm}$ 、 $\Delta L=50\text{nm}$ ，改變 b 寬度時，如圖 3.1.10(b)，調整抗反射層寬度 b ，並且得到 $b=80\text{nm}$ 反射率最小，圖 3.1.10(e)所示。最後，當我們固定 $a=100\text{nm}$ 、 $b=80\text{nm}$ ，改變間距 ΔL 時，如圖 3.1.10(c)，調整抗反射層間距 ΔL ，並且得到 $\Delta L=50\text{nm}$ 反射率最小，圖 3.1.10(f)所示。

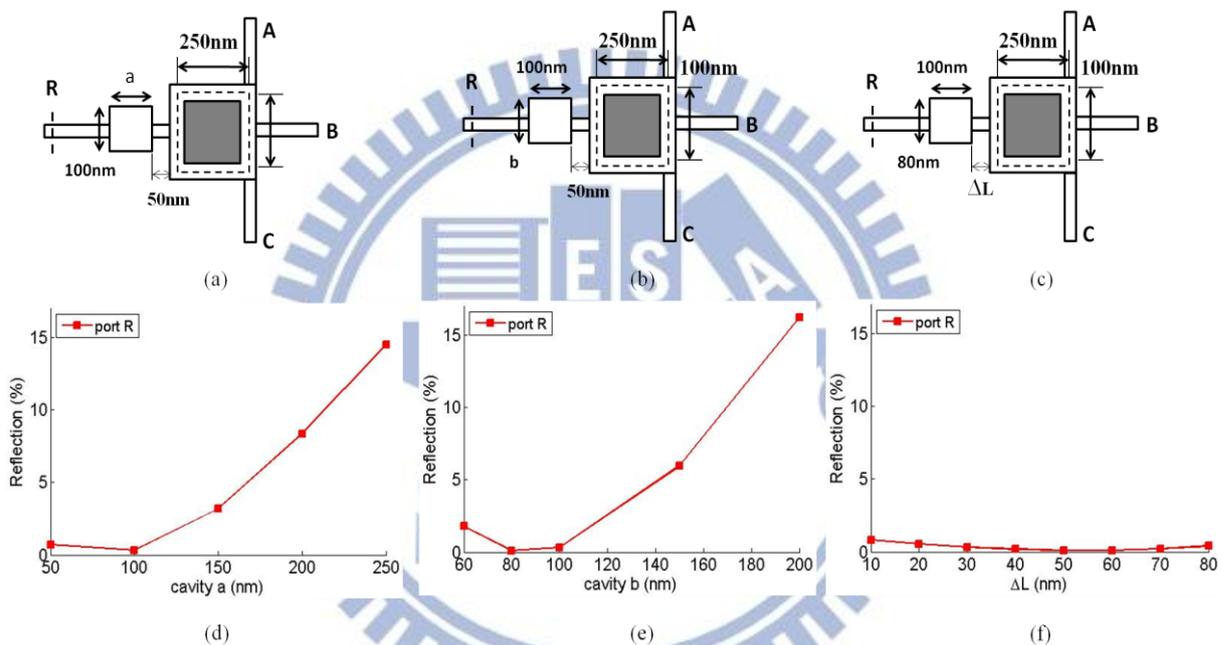


圖 3.1.10 抗反射層各參數之(a) 改變長度 a 結構圖、(b) 改變寬度 b 結構圖、(c) 改變間距 ΔL 結構圖、(d) 改變長度 a 之反射率變化圖、(e) 改變寬度 b 之反射率變化圖、及 (f) 改變間距 ΔL 之反射率變化圖

由上述參數調整之後，最低反射率之抗反射層最佳參數值： $a=100\text{nm}$ ， $b=80\text{nm}$ ， $\Delta L=50\text{nm}$ 。最後結合所有結構參數，我們可得一分三能量分光器最佳的結果為： $L_1=250\text{nm}$ ， $L_2=100\text{nm}$ ， $a=100\text{nm}$ ， $b=80\text{nm}$ ， $\Delta L=50\text{nm}$ 。其場圖如下圖 3.1.11 所示：顯示

反射率 0.094%、功率輸出 port A=port C、port B 分別為 27.89%、28.03%，分光比為 0.995。依照(3.2)式定義得到之插入損失為-0.53dB，我們同樣利用由(3.1)式獲得之損失係數，並計算一分三能量分光器之矩形環狀波導造成的能量損耗為 8%，加上表面電漿波傳輸過程被消耗之傳播損失約 7%，其加總為 15%。因此我們可知其能量分光器元件能量損耗整體而言大約 16%的能量損失，主要是來自於表面電漿波在矩形環狀波導傳遞時，金屬材料造成的傳播損失。

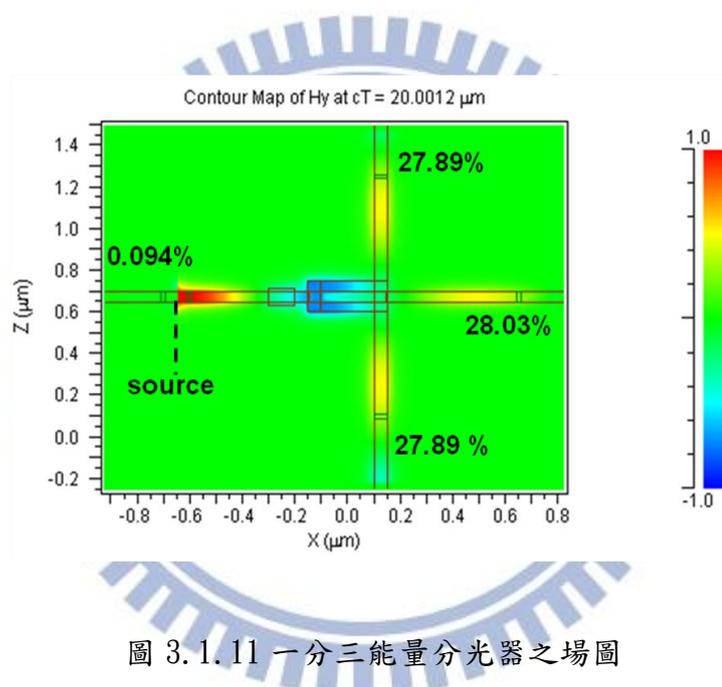


圖 3.1.11 一分三能量分光器之場圖

以上所討論的輸入波長都是在 1550nm 的情況，為了瞭解此一分三能量分光器是否適用在其他波長，因此我們探討不同輸入波長下的能量分光器波長響應。由圖 3.1.12(a) 所示，一分三能量分光器在波長 500nm 到 2000nm 範圍，輸出功率都維持均分狀態。由圖 3.1.12(b) 顯示短波長範圍會出現 Fabry-Perot 共振，由於抗反射層結構造成此共振現象的產生。以波長 820nm 為分界，隨著波長增加其穿透率隨之上升，而其反射率下降。接著波長在大於 1030nm 時，各個輸出功率皆大於 26%，另外其反射率皆低於 5%之作

用波長範圍從 900nm 到 2000nm，而反射率低於 1% 之作用波長範圍為 1390nm 到 1790nm。

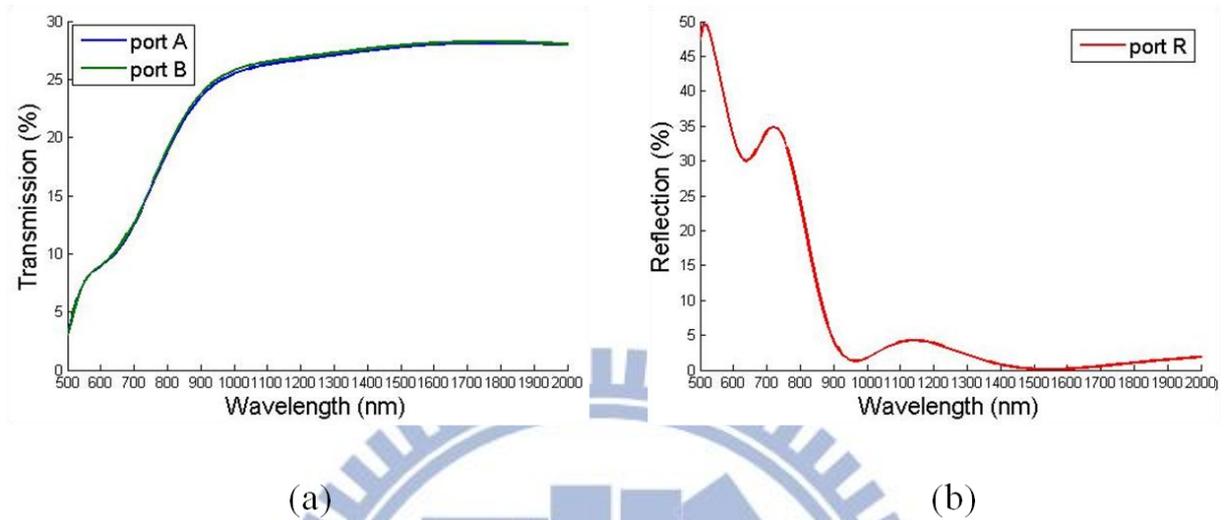


圖 3.1.12 一分三能量分光器之波長響應 (a) 輸出功率圖 (b) 反射率圖

3.2.3 一分四表面電漿能量分光器結構

如圖 3.1.13 所示，為我們提出的一分四能量分光器，在矩形環狀波導右側接上四輸出波導 port A、port B、port C 和 port D。其光源與偵測器的設置如同前面能量分光器元件之模擬設置，其主要的幾何結構參數同樣分別為矩形環狀波導長度 L_1 、寬度 L_2 ，以及抗反射層結構參數長度 a 、寬度 b 和間距 ΔL 。接著，我們同樣依照參數最佳化流程來取得各結構參數最佳化值。

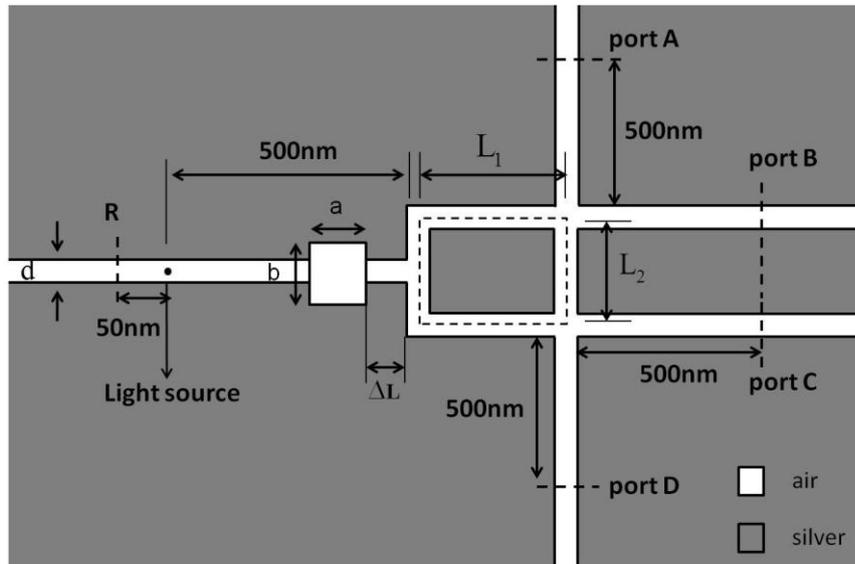


圖 3.1.13 一分四能量分光器

首先，由圖 3.1.13 可知此一分四能量分光器為對稱性結構，故輸出能量其相對位置必相等，即 port A 輸出功率等於 port D、port B 輸出功率等於 port C，之後我們只顯示 port A 和 port B 來代表四個輸出端，其分光比由 port A 對 port B 之比例來表示。由於四個輸出波導分別與矩形環狀波導兩邊的角落相連接，因此當我們改變寬度 L_2 時，其四個輸出波導之間的距離也會跟著改變，因此我們藉由調整寬度 L_2 來改變各輸出波導之間距，並使輸出功率達到均分。接著我們經由參數最佳化流程依序改變矩形環狀波導寬度 L_2 、和矩形環狀波導長度 L_1 兩個參數，來取得結構參數值。模擬結果如圖 3.1.14 所示。當我們固定 $L_1=250\text{nm}$ ，改變 L_2 寬度時，如圖 3.1.14(a)，調整矩形環狀波導寬度 L_2 ，四個輸出波導 port A、port B 和 port C、port D 之間間距也隨之改變，因此間距越小其分光比也會趨向一致，並且得到在 $L_2=100\text{nm}$ 分光比趨近於 1，圖 3.1.14(c) 所示。接著，當我們固定 $L_2=100\text{nm}$ ，改變 L_1 長度時，如圖 3.1.14(b)，調整矩形環狀波導長度

L_1 ，反射率會隨之改變並且得到 $L_1=250\text{nm}$ 反射率最小，圖 3.1.14(d)所示。

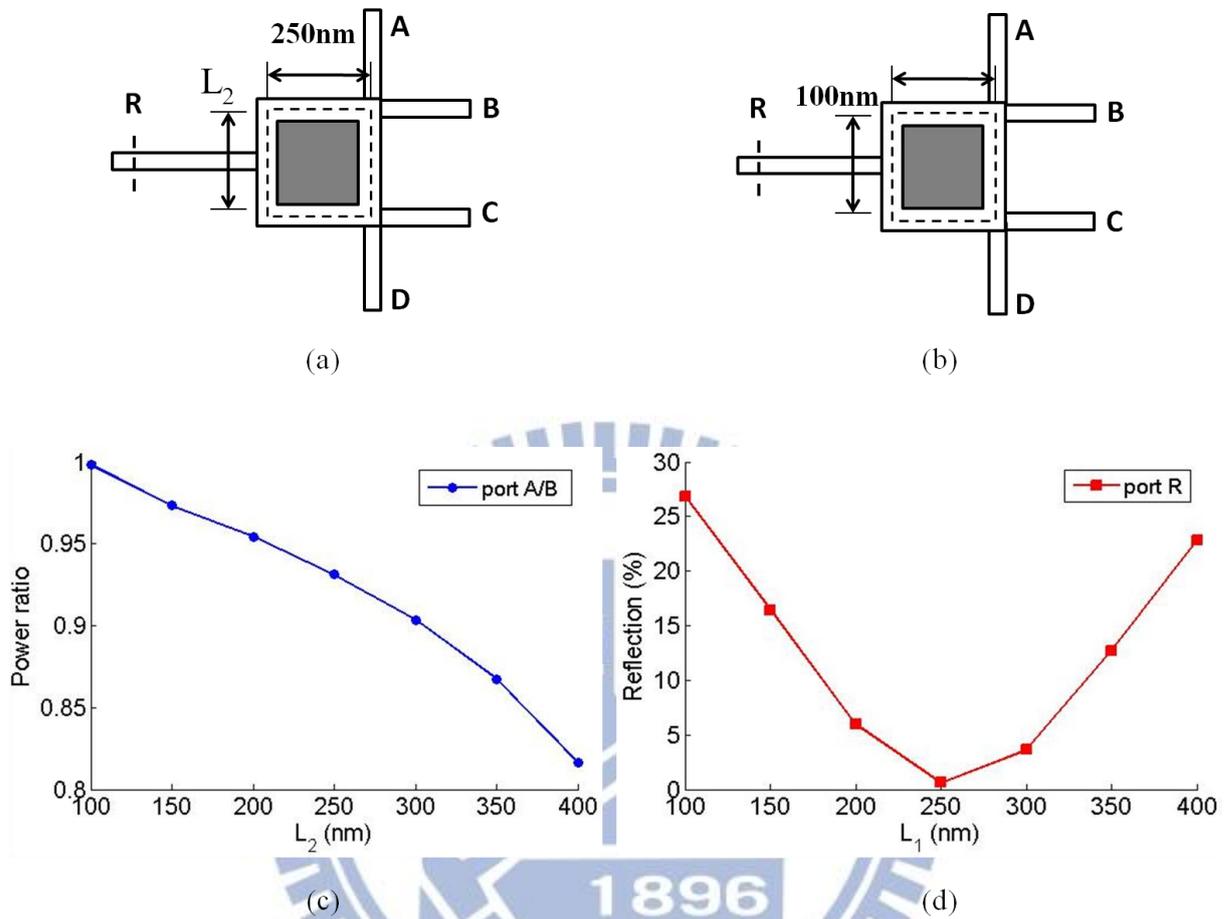


圖 3.1.14 一分四能量分光器之(a) 改變 L_2 結構圖、(b) 改變 L_1 結構圖、(c) 改變寬度 L_2 之分光比變化圖、及 (d) 改變長度 L_1 之反射率變化圖

接著我們同樣改變抗反射層結構參數長度 a 、寬度 b 和間距 ΔL 將反射光回彈至矩形環狀波導裡，使輸入端的能量反射趨近於零，進而使這些反射能量轉移到輸出端，來提升輸出功率。同樣經由圖 2.2.5 之第三步驟抗反射層最佳化流程，我們依序來調整抗反射層幾何參數 a 、 b 、 ΔL ，如下圖 3.1.15 所示。當我們固定 $b=60\text{nm}$ 、 $\Delta L=50\text{nm}$ ，改變 a 長度時，如圖 3.1.15(a)，調整抗反射層長度 a ，並且得到 $a=100\text{nm}$ 反射率最小，圖

3.1.15(d)所示。接著，當我們固定 $a=100\text{nm}$ 、 $\Delta L=50\text{nm}$ ，改變 b 寬度時，如圖 3.1.15(b)，調整抗反射層寬度 b ，並且得到 $b=60\text{nm}$ 反射率最小，圖 3.1.15(e)所示。最後，當我們固定 $a=100\text{nm}$ 、 $b=60\text{nm}$ ，改變間距 ΔL 時，如圖 3.1.15(c)，調整抗反射層間距 ΔL ，並且得到 $\Delta L=40\text{nm}$ 反射率最小，圖 3.1.15(f)所示。

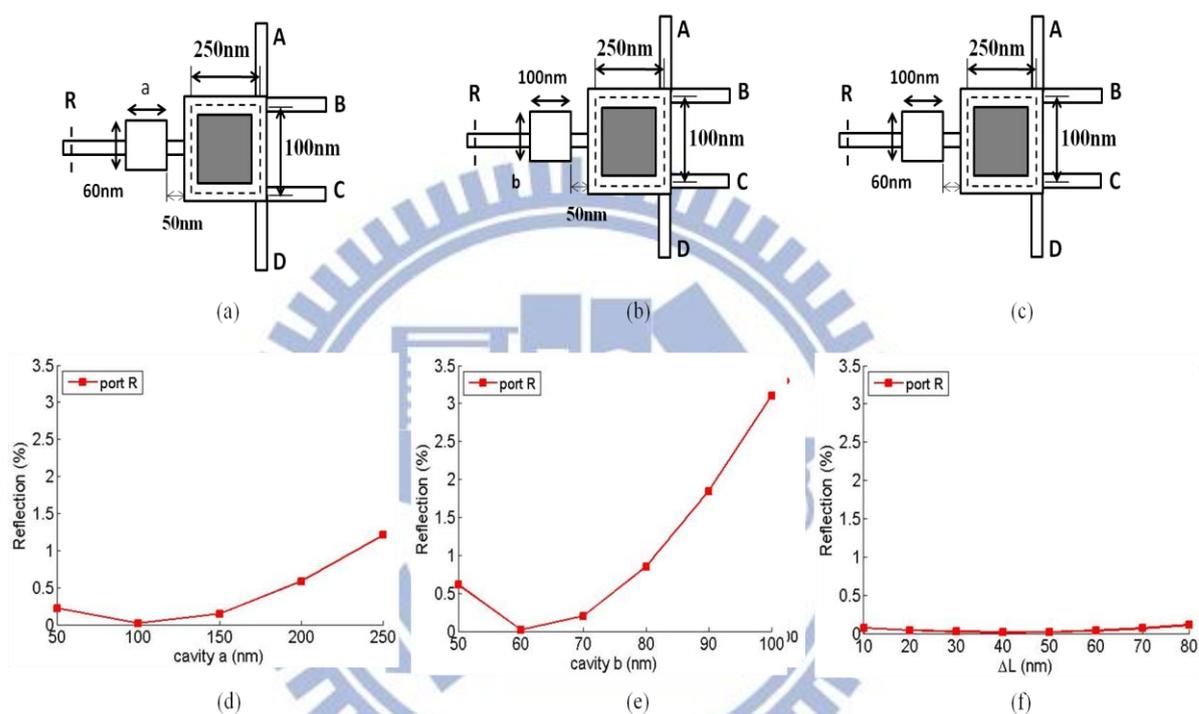


圖 3.1.15 抗反射層各參數之(a) 改變長度 a 結構圖、(b) 改變寬度 b 結構圖、(c) 改變間距 ΔL 結構圖、(d) 改變長度 a 之反射率變化圖、(e) 改變寬度 b 之反射率變化圖、及 (f) 改變間距 ΔL 之反射率變化圖

由上述參數調整之後，最低反射率之抗反射層最佳參數值： $a=100\text{nm}$ ， $b=60\text{nm}$ ， $\Delta L=40\text{nm}$ 。最後結合所有結構參數，我們可得一分四能量分光器最佳的結果： $L_1=250\text{nm}$ ， $L_2=100\text{nm}$ ， $a=100\text{nm}$ ， $b=60\text{nm}$ ， $\Delta L=40\text{nm}$ 。其場圖如下圖 3.1.16 所示：顯示反射率 0.014%、功率輸出 port A=port D、port B=port C 分別為 21.01%、21.04%，而分光比為

0.999。依照(3.2)式定義得到之插入損失為-0.55dB，我們同樣利用由(3.1)式獲得之損失係數，並計算一分四能量分光器之矩形環狀波導造成的能量損耗為 8%，加上表面電漿波傳輸過程被消耗之傳播損失約 7%，其加總為 15%。因此我們可知其能量分光器元件能量損耗整體而言大約 16% 的能量損失，同樣是來自於表面電漿波在矩形環狀波導傳遞時，金屬材料造成的傳播損失。

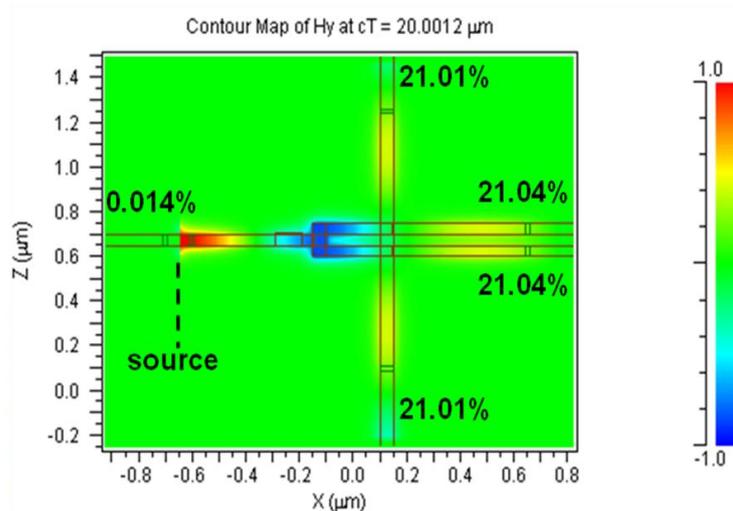


圖 3.1.16 一分四能量分光器之場圖

以上所討論的輸入波長都是在 1550nm 的情況，為了瞭解此一分四能量分光器是否適用在其他波長，因此我們探討不同輸入波長下的能量分光器波長響應。由圖 3.1.17(a) 所示，一分四能量分光器在波長 1300nm 到 2000nm 範圍，輸出功率都維持均分狀態。由圖 3.1.17(b) 顯示同樣在短波長範圍會出現 Fabry-Perot 共振，因為抗反射層造成此共振現象的產生。以波長 1070nm 為分界，隨著波長增加其穿透率隨之上升；而其反射率下降。波長在大於 1330nm 時，各個輸出功率皆大於 20%，另外其反射率皆低於 5% 之作用波長範圍從 1340nm 到 1940nm，而反射率低於 1% 之作用波長範圍為 1450nm 到

1670nm。

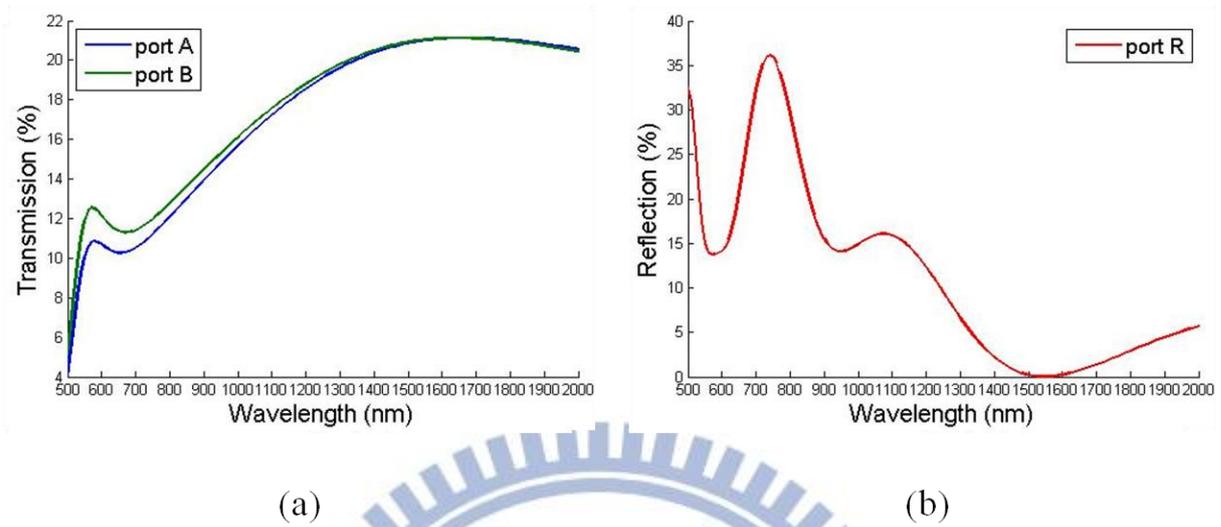


圖 3.1.17 一分四能量分光器之波長響應 (a) 輸出功率圖 (b) 反射率圖

最後我們將以上一分二、一分三、一分四三種能量分光器元件的各種效能來作整理，如下表 3.1 所示。我們所提出之能量分光器元件，其輸出功率皆達到均分，而插入損失介於-0.69dB 到-0.54dB，且各能量分光器之反射率全部趨近於無反射。並且顯示其作用波長範圍在 S+C+L 波段皆可適用。

表 3.1 能量分光器元件之各種效能

	Power ratio	Insertion loss (dB)	Reflection	Operation range (nm, R<1%)
1x2 power splitter	1	-0.69	0.029%	1430nm~1720nm
1x3 power splitter	0.995	-0.53	0.094%	1390nm~1790nm
1x4 power splitter	0.999	-0.55	0.014%	1450nm~1670nm

四、 結論與未來展望

我們提出以 MIM 表面電漿波導為基礎之能量分光器元件，並且以有限差分時域法來模擬分析這些元件之效能。首先，藉由調整每個輸出波導之間的距離，以獲得一樣的輸出功率。接著，我們調整矩形中空波導和抗反射層之幾何結構參數值，以獲得輸入反射率近似於零。最後，我們設計之一分二、一分三以及一分四能量分光器，模擬結果顯示這些元件均具有微型化、低插入損失(insertion loss)與作用波長範圍寬等優勢，可應用在高密度之積體光路元件。

於未來，我們希望能夠利用傳輸線原理來建立此元件之有效電路模型，並且以有系統地且解析地來獲得多分支之能量分光器之設計參數公式，以降低設計迭代之時間花費並且更進一步地了解參數間之相關性，進而提升元件設計之效率。除此之外，我們希望有機會可以製作與量測這些元件，並使其能應用在高密度之積體光路上。



參考文獻

- [1] S. E. Miller, "Integrated optics: an introduction", Bell Syst. Tech. J., 48 (7), pp. 2059-2068, 1969.
- [2] C. Manolatou, et al., ... "High-density integrated optics", J. Lightwave Technol. 17(9), 1682-1692, 1999.
- [3] Foster, M., et al., "Optimal waveguide dimensions for nonlinear interactions", Opt. Express, 12(13), p. 2880-2887, 2004.
- [4] W. L. Barnes, et al., "Surface plasmon subwavelength optics", Nature 424(6950), 824-830, 2003.
- [5] Maier, S.A., et al., "Local detection of electromagnetic energy transport below the diffraction limit in metal nanoparticle plasmon waveguides". Nat Mater, 2(4), p. 229-232, 2003.
- [6] Pile, D.F.P. and D.K., "Gramotnev, Plasmonic subwavelength waveguides: next to zero losses at sharp bends", Opt. Lett., 30(10), p. 1186-1188, 2005.
- [7] Chang, S.H., et al., "Propagation characteristics of the supermode based on two coupled semi-infinite rib plasmonic waveguides", Opt. Express, 15(4), p. 1755-1761, 2007.
- [8] Pile, D.F.P., et al., "Two-dimensionally localized modes of a nanoscale gap plasmon waveguide", Applied Physics Letters, 87(26), p. 261114-3, 2005.
- [9] Liu, L., Z. Han, and S. He, "Novel surface plasmon waveguide for high integration", Opt. Express, 13(17), p. 6645-6650, 2005.
- [10] Zia, R., et al., "Geometries and materials for subwavelength surface plasmon modes", J. Opt. Soc. Am. A, 21(12), p. 2442-2446, 2004.
- [11] Bozhevolnyi, S.I. and J. Jung, "Scaling for gap plasmon based waveguides", Opt Express, 16(4), pp. 2676-2684, 2008.
- [12] Veronis, G. and S. Fan, "Bends and splitters in metal-dielectric-metal subwavelength plasmonic waveguides". Applied Physics Letters, 87(13), p. 131102, 2005.
- [13] Gao, H., et al., "Surface plasmon polariton propagation and combination in Y-shaped metallic channels", Opt. Express, 13(26), 2005.
- [14] Mei, X., et al., "A wavelength demultiplexing structure based on plasmonic MDM side-coupled cavities", J. Opt. Soc. Am. B, 27(12), p. 2707-2713, 2010.
- [15] Tao, J., et al., "Systematical research on characteristics of double-sided teeth-shaped nanoplasmonic waveguide filters", J. Opt. Soc. Am. B, 27(2), p. 323-327, 2010.
- [16] Hosseini, A. and Y. Massoud, "Nanoscale surface plasmon based resonator using rectangular geometry", Applied Physics Letters, 90(18), p. 181102, 2007.
- [17] Eyal, F. and O. Meir., "Perfect 4-way Plasmon Splitting in Cross Gap Waveguides Intersection", in Lasers and Electro-Optics Society, 2006. LEOS 2006. 19th Annual

Meeting of the IEEE, 2006.

- [18] Gan, Q., et al., “Plasmonic surface-wave splitter”, *Applied Physics Letters*, **90**(16), p. 161130-161130-3, 2007.
- [19] Qi, Y., et al., “Spectrally selective splitters with metal-dielectric-metal surface plasmon waveguides”, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, **95**(4), p. 807-812, 2009.
- [20] Yueke, W., et al., “Manipulating Surface Plasmon Polaritons in a 2-D T-Shaped Metal-Insulator-Metal Plasmonic Waveguide With a Joint Cavity”, *Photonics Technology Letters, IEEE*, **22**(17), p. 1309-1311, 2010.
- [21] Guo, Y., et al., “A plasmonic splitter based on slot cavity”, *Opt. Express*, **19**(15), p. 13831-13838, 2011.
- [22] Nozhat, N. and N. Granpayeh, “Analysis of the plasmonic power splitter and MUX/DEMUX suitable for photonic integrated circuits”, *Optics Communications* **284**(13), p. 3449-3455, 2011.
- [23] Han, Z. and S. He, “Multimode interference effect in plasmonic subwavelength waveguides and an ultra-compact power splitter”, *Optics Communications*, **278**(1), p. 199-203, 2007.
- [24] Rakic, A.D., et al., “Optical Properties of Metallic Films for Vertical-Cavity Optoelectronic Devices”, *Appl. Opt.*, **37**(22), p. 5271-5283, 1998.

