

第一章 導論

可調式光學衰減器(Variable Optical Attenuator ; VOA)已經很廣泛地被應用在長距離傳輸或是短距離的光纖通訊網路中，用來自動調制光波輸出能量的大小。同時，它可以在多通道耦合前提供能量平衡，能使雷射維持理想的波長穩定[1]；維持 OADM 波道間的平衡，使每個通道不因個別通道的載入或取出皆能維持光強度平衡[2]；可置於進入接收器前端或置於光放大器間作能量控制。因此，在 WDM 通訊系統中，光學衰減器是一個很重要的元件。

光學衰減器有許多種類的製造方式，包括藉由透過電場的應用改變 EO 材料的折射率來控制衰減量，或是藉由調整空氣間隙改變一對光纖端面相互之間所有損失的距離。另外，液晶(Liquid-Crystal) [3] 和微機電(MEMs) [4]的技術也被應用在光學衰減器的製作。然而，以上這些製作技術都面臨到製作成本過高，或在實際應用中造成光損失過大的問題。近年來，使用平面光波導(Planar Lightwave Circuit; PLC)來製作光學衰減器的技術陸續被提出[2、5-7]。此技術所製之光學衰減器可以與 AWG 或 OADM 積體整合成爲模組以降低製造成本，並且使整體更爲小巧。

在材料方面，爲了因應不同網路系統的需求，光通訊元件所要求的規格也不一樣。在長距離的傳輸上，系統對損失的要求非常嚴格，不受溫度及環境影響是最基本的要求。所以性質穩定的二氧化矽(SiO_2)基材元件較適合製作長距離通訊用元件。另外，高分子聚合物具有價格低廉、低光學傳播損耗、高 T/O 係數(約爲 SiO_2 的 30 倍)、高玻璃移轉係數($T_g=250^\circ\text{C}\sim 400^\circ\text{C}$)等優點，適合用來製作低成本，區域網路用的光通訊元件，尤其是其高 T/O 係數的特性，使其在可溫控調節的光通訊元件上更具有無窮的應用潛力[7、8]。

在本論文中，我們提出了一個熱光式光波導可調式光學衰減器的設計，透過加熱的應用改變熱光材料的折射率來控制衰減量，詳細的原理與設計將在第二章中說明。在元件選材上是以性質穩定的二氧化矽(SiO_2)基材元件以及具有高T/O係數的特性，使其有可溫控調節之熱光材料-高分子聚合物(Polymer, 工研院化工所)；在製程上，我們採用黃光微影技術來製作出平面光波導形式的可調式光學衰減器，詳細的製程將在第三章中說明。藉由高分子聚合物之高T/O係數的特性，可以使可調式光學衰減器在很小的工作溫度區間達到大程度的折射率變化進而得到大幅度的光衰減量。

可調式平面光波導光學衰減器在未來的發展上，可以與其他光通訊元件整合成各式光通訊應用模組，例如增益平坦化光放大器(EDFA+VOA)，增益平坦可配置式光塞取器(Configurable Add/Drop Module+VOA)，增益控制器(ASE+VOA)，多波道等化器(MUX/DEMUX +VOA)...等。

論文的第二章將簡單的描述光波導基本理論與數值分析的方法，並且說明可調式光學衰減器的原理、設計，然後利用BPM-CAD來進行模擬。第三章將針對波導各層材料做介紹，並分析其特性；詳細的說明如何製作此波導並定義其製程步驟；分析製作過程中重要的步驟，和在製作過程中以電子顯微鏡(SEM)所拍攝的圖。第四章為元件量測的結果與討論。第五章為結論。

第二章 理論分析與模擬結果

在本章的第一、二節將簡單地介紹光波導的基本理論，第三節則是說明波導傳播之電磁模型與數值模型，第四節為彎曲損失(bending lost)與其可調制之機制，而最後則是說明 S-shape 可調式光學衰減器之設計與模擬結果。

2.1 波導概述-幾何光學與波動光學

從最基礎的幾何光學出發，我們知道當光波從折射率高的介質進入折射率低的介質時，當入射角大於臨界角就會產生全反射，光波導(Waveguide)就是藉由全反射的原理讓光在裡面傳播，如圖 2.1 所示。

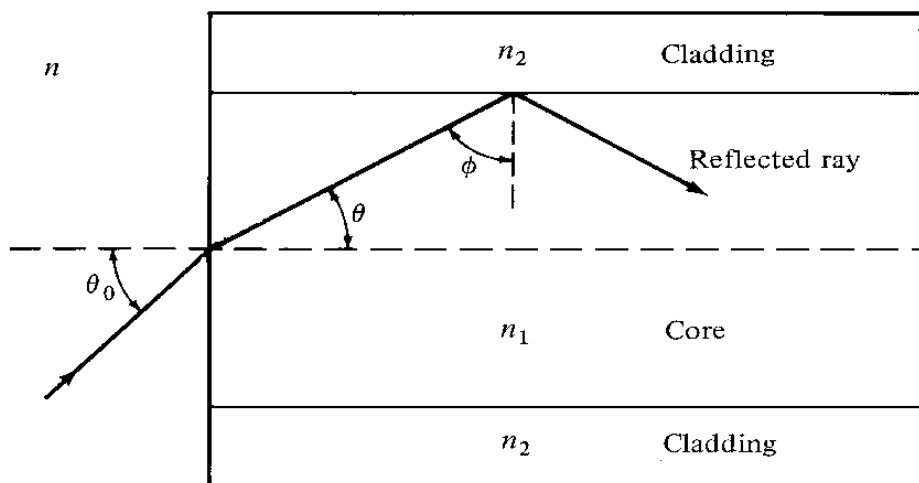


圖 2.1 光波在光波導中全反射傳播

另外，從波動光學的角度來看光波在光波導傳播時[9]，入射光的相位波前與反射光的相位波前，如圖 2.2(a)所示，這兩道光波在光波導中相互干涉形成駐波，如圖 2.2(b)所示，在輸出端截面可以發現其干涉條紋，此干涉條紋即是所謂的 **guided mode**，圖 2.2(b)為我們所熟知的 **fundamental mode**。光波在光波導中傳播便是以駐波的形式保存能量，使能量不易逸散，而能將能量傳播到遠處。

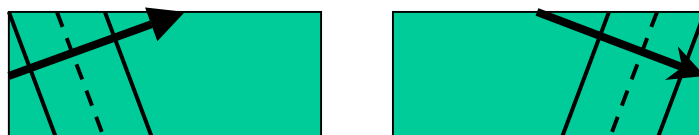


圖 2.2(a) 入射光的相位波前與反射光的相位波前

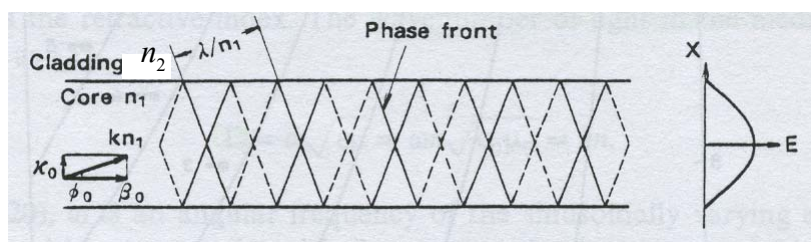


圖 2.2(b) 兩道光波干涉形成干涉條紋（駐波）

2.2 光波導之傳播模態

從電磁學出發我們知道光波導由於邊界條件的限制，所以光波是以特定的模態在波導內傳播。在這個章節，我們會推導一些介電質光波導的基本特性，包括電場的分佈還有模態的條件[10]。

首先考慮一個波在均勻介質中傳播，我們從 Maxwell 方程式出發：

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon\mathbf{E} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \quad (2.2)$$

其中 \mathbf{E} 及 \mathbf{H} 分別為電場向量及磁場向量， ϵ 及 μ 分別為介電係數與導磁係數。將(2.2)兩邊取旋度可得：

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\nabla \times \mathbf{H} = \omega^2 \mu\epsilon\mathbf{E} \quad (2.3)$$

把(2.3)式等號左邊展開可得：

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (2.4)$$

接下來考慮一個二維的波導結構如圖 2-3。

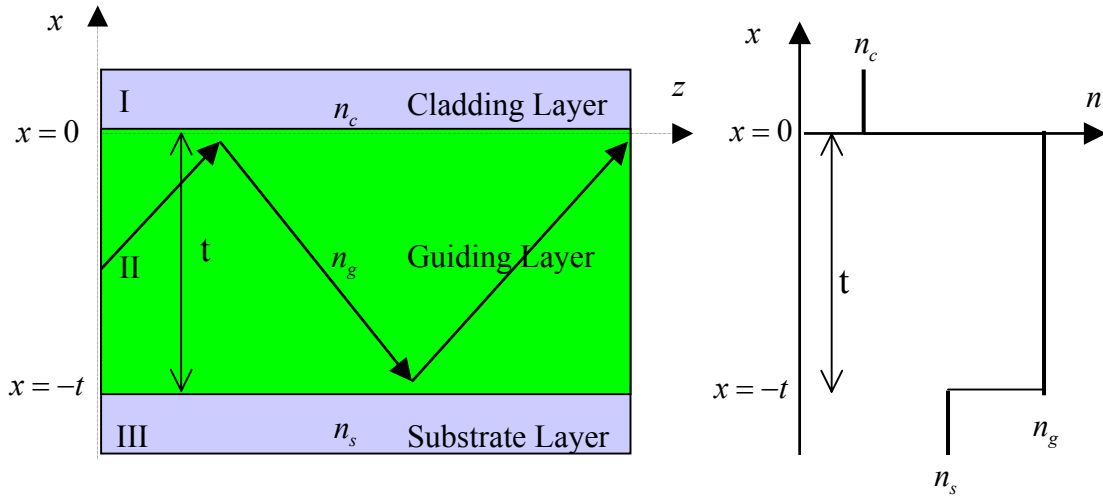


圖 2.3 平面光波導

其中 n_g , n_s , n_c 分別是 core, substrate, cladding 的折射率, 且 $n_g > n_s > n_c$ 。

因為在傳播方向(z 方向)是均勻的, 所以我們可以假設電場為:

$$\vec{E} = \vec{E}(x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (2.6)$$

其中 β 是傳播常數。

將(2.6)代入(2.5)可以得到:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) \right] \vec{E}(x) = 0 \quad (2.7)$$

因此, 在三個區域的波動方程式分別為:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + (k_0^2 n_c^2 - \beta^2) \right] \vec{E}_1(x) = 0 \quad (2.8)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + (k_0^2 n_g^2 - \beta^2) \right] \vec{E}_2(x) = 0 \quad (2.9)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + (k_0^2 n_s^2 - \beta^2) \right] \vec{E}_3(x) = 0 \quad (2.10)$$

由(2.8),(2.9)及(2.10)式,我們可以討論在不同的傳播常數 β 下,電場在各個區域的分布情形:

- (1) 當 $\beta > k_0 n_g$ 時,電場在所有的區域(I,II,III)都是呈指數衰減,這種現象在現實中並不存在。
- (2) 當 $k_0 n_s < \beta < k_0 n_g$ 時,電場在 II 區域會是正弦曲線,而在 I、III 區域都是指數的衰減,所以能量就會被局限在 II 區域傳播,這就是所謂的導波模態(guided modes)。一般光波導就是在這個區域工作。
- (3) 當 $\beta < k_0 n_s$ 時,電場在 III 或是 I 就是正弦函數的分布,也就是能量會發散到 II 以外的區域而在傳播的過程漸漸的損耗掉,這就是所謂的輻射模態(radiation modes)。

2.2.1 TE 模

對一個 TE 導波模態而言, $E_x = E_z = 0$ 所以(2.6)可以簡化成:

$$E_y = \vec{E}_y(x)e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (2.11)$$

將(2.11)代入(2.8)、(2.9)及(2.10)式,再加上邊界條件

- (1)切線電場連續
- (2)切線磁場連續($H_y, \frac{\partial E_y}{\partial x}$ 連續)
- (3)無窮遠處的電場等於零

可以得到電場在每個區域的分布為:

$$\vec{E}_y(x) = \begin{cases} Ce^{-qx} & , 0 \leq x < \infty \\ C[\cos(hx) - \frac{q}{h} \sin(hx)] & , -t \leq x \leq 0 \\ C[\cos(ht) + \frac{q}{h} \sin(ht)]e^{p(x+t)} & , -\infty < x \leq -t \end{cases} \quad (2.12)$$

以及模態條件(mode condition)：

$$h \sin(ht) - q \cos(ht) = p[\cos(ht) + \frac{q}{h} \sin(ht)] \quad (2.13)$$

其中：

$$h = (n_g^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (2.14)$$

$$q = (\beta^2 - n_c^2 k_0^2)^{1/2} \quad (2.15)$$

$$p = (\beta^2 - n_s^2 k_0^2)^{1/2} \quad (2.16)$$

已知波導的結構(n_c, n_g, n_s, t)，就可以由(2.13)解出有限個傳播常數 β ，而每一個傳播常數就對應一個 TE 導波模態。

(2.12)式中的 C 是任意的常數，爲了要求出 C，我們可以假設第 m 個 TE 導波模態的能量流(Power flow)爲 1w，由坡因亭向量可以得到：

$$-\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_y H_x^* dx = \frac{\beta_m}{2\omega\mu} \int_{-\infty}^{\infty} [\overline{E}_y^{(m)}(x)]^2 dx = 1 \quad (2.17)$$

將(2.12)帶入(2.17)可以得到每個模態的振幅爲：

$$c_m = 2h_m \left[\frac{\omega\mu}{|\beta_m| [t + (1/q_m) + (1/p_m)] (h_m^2 + q_m^2)} \right]^2 \quad (2.18)$$

2.2.2 TM 模

TM 模態的推倒和 TE 模態十分的類似，跟據前面的推導我們可以
以得到 TM 模態各個場的分布為：

$$\begin{aligned} H_y(x, z, t) &= \overline{H}_y(x) e^{i(\omega t - i\beta z)} \\ E_y(x, z, t) &= \frac{i}{\omega \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon} \overline{H}_y(x) e^{i(\omega t - \beta z)} \\ E_z(x, z, t) &= -\frac{i}{\omega \varepsilon} \frac{\partial H_y}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.19)$$

其中

$$\overline{H}_y(x) = \begin{cases} -C \left[\frac{h}{q} \cos(ht) + \sin(ht) \right] e^{p(x+t)}, & x < -t \\ C \left[-\frac{h}{q} \cos(hx) + \sin(hx) \right], & -t < x < 0 \\ -\frac{h}{q} C e^{-qx}, & 0 < x \end{cases} \quad (2.20)$$

由邊界條件 H_y 及 E_z 連續我們一樣可以得到 TM 模的模態條件：

$$\tan(ht) = \frac{h(\overline{p} + \overline{q})}{h^2 - \overline{p}q} \quad (2.21)$$

其中

$$\overline{p} = \frac{n_g^2}{n_s^2} p \quad (2.22)$$

$$\overline{q} = \frac{n_g^2}{n_c^2} q \quad (2.23)$$

同樣的我們也可以由玻因亭向量求得每個模態的振幅為：

$$C_m = 2 \sqrt{\frac{\omega \varepsilon_0}{\beta_m t_{eff}}} , \quad t_{eff} = \frac{\overline{q}^{-2} + h^2}{q} \left(\frac{t}{n_g^2} + \frac{q^2 + h^2}{q + h^2} \frac{1}{n_c^2 q} + \frac{p^2 + h^2}{p^2 + h^2} \frac{1}{n_s^2 p} \right) \quad (2.24)$$

2.3 波導傳播之電磁模型與數值模型

2.3.1 波動方程式

電磁波在介質中傳播，都遵行著 Maxwell 方程式，光波亦是如此。本節將說明光波在波導中傳播，依據 Maxwell 方程式所推導出的波動方程式[11]。此波動方程式清楚的描述光波在介電質波導中傳播的行爲。波動方程式可分爲全向量，半向量，純量波動方程式[11]。以下所介紹的是電場(\vec{E}_x, \vec{E}_y)之全向量，半向量，純量波動方程式。

(1) 全向量波動方程式

如果極化場間(\vec{E}_x, \vec{E}_y)彼此有關(polarization dependent $A_{xx} \neq A_{yy}$)，並且彼此有耦合(coupling with each other $A_{xy} \neq 0, A_{yx} \neq 0$)效應。

$$j \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} = A_{xx} \vec{E}_x + A_{xy} \vec{E}_y \quad (2.25)$$

$$A_{xx} \vec{E}_x = \frac{1}{(2n_0 k)} * \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 \vec{E}_x) \right] + \frac{\partial^2 \vec{E}_x}{\partial y^2} + (n^2 - n_0^2) k^2 \vec{E}_x \right\} \quad (2.25a)$$

$$A_{xy} \vec{E}_y = \frac{1}{(2n_0 k)} * \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 \vec{E}_y) \right] - \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial x \partial y} \right\} \quad (2.25b)$$

$$j \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} = A_{yy} \vec{E}_y + A_{yx} \vec{E}_x \quad (2.26)$$

$$A_{yy} \vec{E}_y = \frac{1}{(2n_0 k)} * \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial y} (n^2 \vec{E}_y) \right] + \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial x^2} + (n^2 - n_0^2) k^2 \vec{E}_y \right\} \quad (2.26a)$$

$$A_{yx} \vec{E}_x = \frac{1}{(2n_0 k)} * \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 \vec{E}_x) \right] - \frac{\partial^2 \vec{E}_x}{\partial x \partial y} \right\} \quad (2.26b)$$

(2) 半向量波動方程式

如果兩個極化場(\vec{E}_x, \vec{E}_y)的耦合效應很弱，我們可以忽略全向量波動方程式中的耦合項之極化場，將視之為兩極化場彼此獨立 (polarizations independent)。

對 TM 來說，而(2.25)可以簡化成

$$j \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} = A_{xx} \vec{E}_x \quad (2.27a)$$

對 TE 來說，而(2.26)可以簡化成

$$j \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} = A_{yy} \vec{E}_y \quad (2.27b)$$

(3) 純量波動方程式

如果不考慮極化場(\vec{E}_x, \vec{E}_y)的耦合效應，而且光波所傳播的介質波導結構是 weakly guiding，即 core 與 cladding 的折射率接近時，

$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{n^2} \frac{\partial}{\partial x} (n^2 \psi) \right] \cong \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}$ ，其中 ψ 為 \vec{E}_x, \vec{E}_y 。

對 TM 來說，而(2.27a)可以簡化成

$$j \frac{\partial \vec{E}_x}{\partial z} = A_{xx} \vec{E}_x = \frac{1}{(2n_0 k)} * \left\{ \frac{\partial^2 \vec{E}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_x}{\partial y^2} + (n^2 - n_0^2) k^2 \vec{E}_x \right\} \quad (2.28a)$$

對 TE 來說，而(2.27b)可以簡化成

$$j \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} = A_{yy} \vec{E}_y = \frac{1}{(2n_0 k)} * \left\{ \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial y^2} + (n^2 - n_0^2) k^2 \vec{E}_y \right\} \quad (2.28b)$$

2.3.2 波束傳播法 (BPM)

再來，我們將此波動方程式做離散數值化，便於撰寫成電腦的程式語言，藉由電腦強大的數值運算能力，來模擬光波在介電質波導中傳播的狀態。此將波動方程式做離散數值化來模擬光波在波導中傳播的方法，便是波束傳播法 (BPM) [11]。例如方程式(2.28b)

$$j \frac{\partial \vec{E}_y}{\partial z} = A_{yy} \vec{E}_y = \frac{1}{(2n_0 k)} * \left\{ \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}_y}{\partial y^2} + (n^2 - n_0^2) k^2 \vec{E}_y \right\}$$

我們將其離散數值化，移項，微分化做差分的形式，可得如下

$$\begin{aligned} \vec{E}_y(x(k+1, m)) = \vec{E}_y(x(k, m)) - \Delta z * \frac{1}{(2jn_0 k)} * \\ \left\{ \frac{\vec{E}_y(x(k, m+1)) - \vec{E}_y(x(k, m)) + \vec{E}_y(x(k, m-1))}{\Delta x^2} + \right. \\ \left. \frac{\vec{E}_y(x(k, m+1)) - \vec{E}_y(x(k, m)) + \vec{E}_y(x(k, m-1))}{\Delta y^2} + \right. \\ \left. (n^2 - n_0^2) k^2 \vec{E}_y(x(k, m)) \right\} \end{aligned}$$

由上式，我們舉 2-D(x-z)的情況來說明，我們可以根據現在位置橫切面的電場($\vec{E}_y(x(k, m-1))$, $\vec{E}_y(x(k, m))$, $\vec{E}_y(x(k, m+1))$)，來推導出下一個位置橫切面的電場($\vec{E}_y(x(k+1, m))$)，如圖 2.4 所示。得到下一個位置橫切面的電場後，便可再推導出下下一個位置橫切面的電場...，是此重複疊代便可以得到完整的光波在波導中的傳播情況了。另外，由於我們將上式波動方程式中微分的形式化做差分，因此，此波束傳播法又稱為有限差分波束傳播法(FD-BPM)。

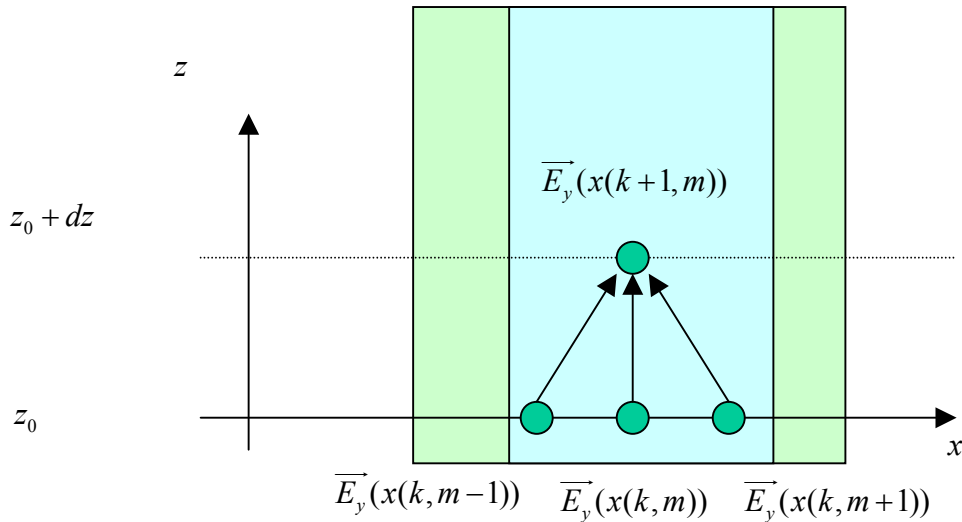


圖 2.4 有限差分波束傳播法(FD-BPM)

2.4 彎曲損失與其可調制之機制

一般而言，波導彎曲所造成的損失[12-20]是由於波導的彎曲造成中心軸不在同一直線上，當傳播模態光在 core 與 cladding 的介面處產生全反射，使得部分光束的入射角小於臨界角，而無法滿足全反射的條件，使得部分的傳播模態光折射入 cladding 中形成輻射模態 (radiation modes)向外逸散，造成光功率的損失，如圖 2.5 所示。

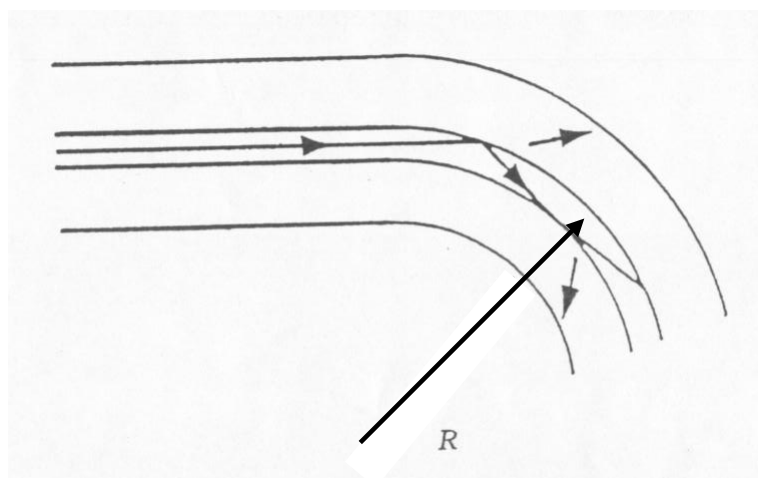


圖 2.5 彎曲所造成的損失

考慮如圖 2.6 所示曲率半徑(R)之彎曲的波導，其彎曲所造成的每單位長度波導能量衰減值 2α 關係可以下式表示[14]：

$$2\alpha = \frac{2qh^2 \cdot e^{qt} \cdot e^{-\frac{2}{3}q^3R/\beta^2}}{\left[n_2^2 - n_1^2\right] \cdot k^2 \beta (t + 1/q + 1/p)} \quad (2.29)$$

其中 $h = [n_2^2 k^2 - \beta^2]^{1/2}$ ， $q = (\beta^2 - n_1^2 k^2)^{1/2}$ ， $p = (\beta^2 - n_3^2 k^2)^{1/2}$ ，同方程式 (2.14,15,16)， $k = \omega(\epsilon_0 \mu_0)^{1/2} = 2\pi/\lambda$ 為波數， $\omega = 2\pi f$ 為角頻率， β 是傳播常數， t 是波導寬度， n_2 ， n_1 ， n_3 分別是 core，substrate，cladding 的折射率，且 $n_2 > n_3 > n_1$ 。 ϵ_0 及 μ_0 分別為真空中的介電係數與導磁係數。

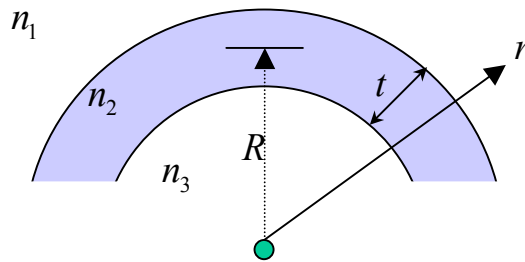


圖 2.6 彎曲的波導

由方程式(2.29)，當我們固定 $\omega(\lambda)$ ， t ， n_1 ， n_2 ， n_3 值時，彎曲所造成的每單位長度波導能量衰減值 2α 與曲率半徑(R)的關係為 $\alpha \propto e^{-R}$ 是反比的關係，當曲率半徑(R)越小則波導能量衰減值 2α 越大。

同上，當我們固定 $\omega(\lambda)$ ， t ， n_1 ， R ， n_3 值，而 core 的折射率 n_2 可隨溫度變動時表達為 $n_2(T)$ ，此時衰減值 2α 與 core 的折射率 $n_2(T)$ 的關係為：

$$2\alpha \propto \frac{qh^2 \cdot e^q \cdot e^{-q^3/\beta^2}}{\left[n_2^2(T) - n_1^2 \right] \beta (t + 1/q + 1/p)} \quad (2.30)$$

藉由熱光效應(Thermal optic effect)來改變 core 的折射率 $n_2(T)$ ，就可以調整衰減值 2α 。而本論文所設計的可調式光學衰減器(VOA)便是以波導的彎曲來造成能量衰減，利用具有高 T/O 係數($dn/dT \cong -1.8 \times 10^{-4}$)的高分子聚合物材料做導光層，藉由改變導光層的溫度(T)來改變導光層的折射率 $n_2(T)$ 進而來調整衰減值 2α 。詳細的可調式光學衰減器(VOA)的設計，模擬，我們將在下一節討論。

2.5 S-shape 可調式光學衰減器之設計與模擬

利用上述以波導的彎曲來造成能量衰減的原理，我們設計了一個由雙重彎曲的波導所組成的光學衰減器--S-shape waveguide，如圖 2.7 所示，此為俯視圖。整體架構為長 $4850\mu\text{m}$ ，寬 $640\mu\text{m}$ 。此架構是由兩個形狀相同的彎曲波導所相接組成的，其衰減量會比單獨只有一個彎曲的波導所組成光學衰減器來的大[21]，而且其輸入與輸出之傳播的方向不會因為彎曲而改變。

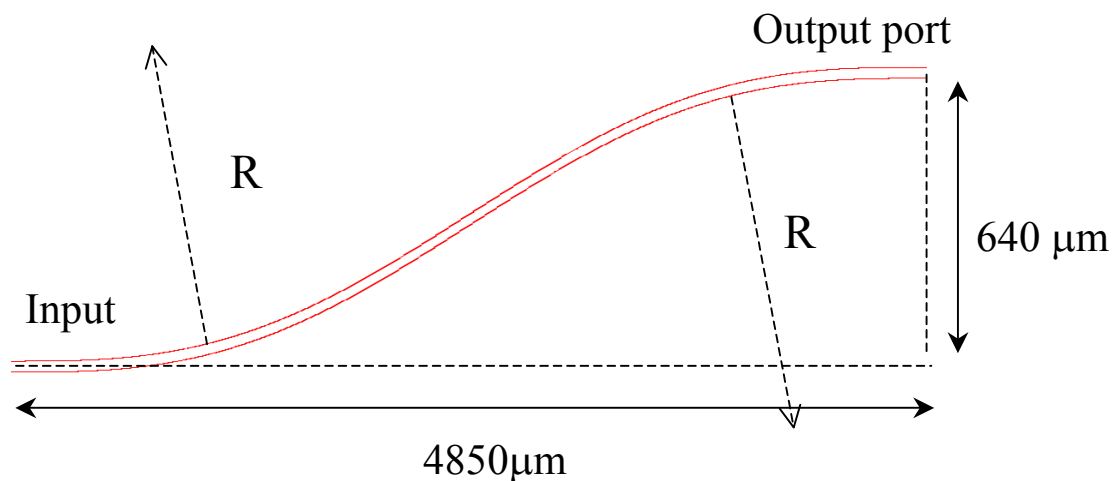


圖 2.7 S 型波導結構俯視圖，R 是弧區之半徑

另外，圖 2.8 為我們模擬光波在此架構中傳播，光場經由輻射場 (radiation mode) 形式，在兩處彎曲處，將能量逸失，造成能量衰減的現象。

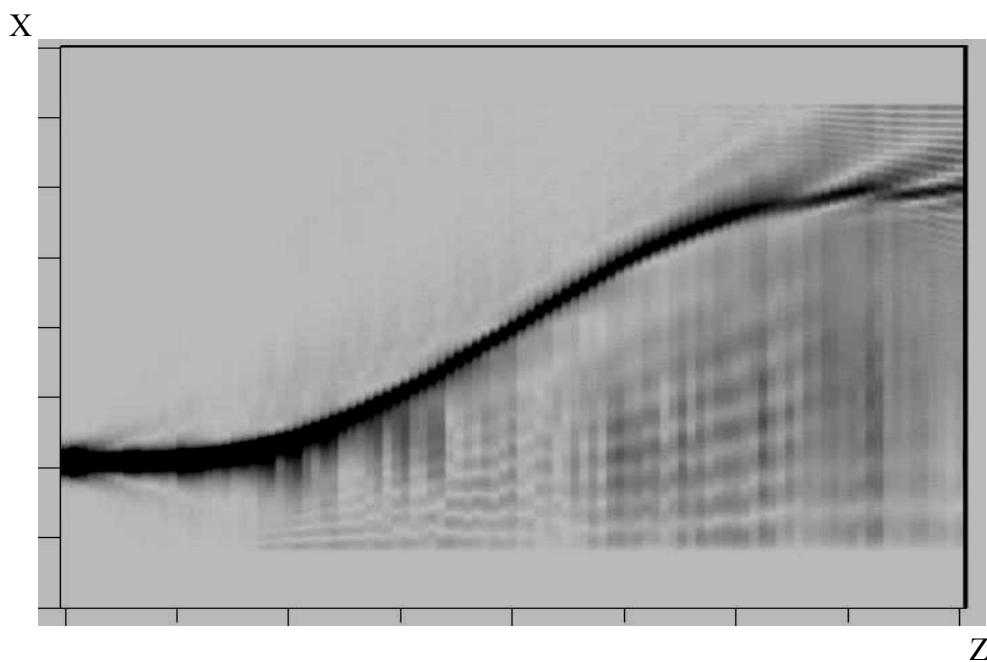


圖 2.8 S 型波導之光場衰減輻射場型

由方程式(2-30)可知當 core 的折射率 $n_2(T)$ 越接近 substrate 的折射率 n_1 時，衰減值 2α 越大。因此，我們在此元件的材料選取上 core 與 substrate 在室溫下的折射率越接近，衰減的效果越顯著，也就是說在材料選取上要匹配 core 與 substrate 的折射率，我們所選用的材料如下圖 2.9:

材料	折射率
導光層(core)：工研院化工所 polymer T/O 係數($dn/dT \cong -1.8 \times 10^{-4}$)	$n_2 = 1.455$ @RT (for 1.54 μm)
玻璃基板(substrate)：Quartz class	$n_1 = 1.444$ @RT (for 1.54 μm)
空氣	1(RT=24°C)

圖 2.9 材料之折射率

我們在光波導橫截面的設計上所選取的是嵌入式波導(embedded strip waveguide) 如圖 2.10 所示，波導的深度為 $4\mu\text{m}$ ，寬度為 $6\mu\text{m}$ 。為了後段製程需要蝕刻玻璃基板，選用的是比較容易蝕刻的 Quartz 玻璃，另外，我們請工研院化工所調配出與 Quartz 折射率接近且高 T/O 係數的高分子材料，此材料是屬 Silicate base Sol-Gel Process，詳細的高分子合成可參閱參考資料[22]。

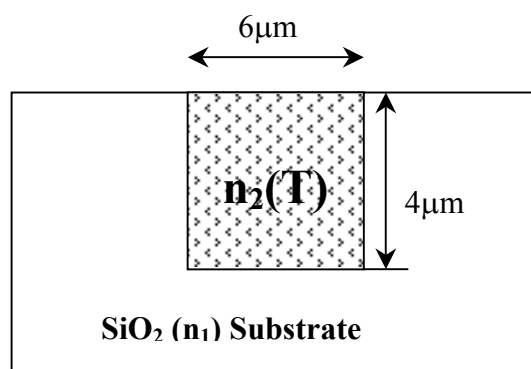


圖 2.10 S 型波導橫切面圖

關於可調式光學衰減器可調的部分，我們利用工研院化工所所調配高分子材料之高 T/O 係數($dn/dT \cong -1.8 \times 10^{-4}$)，藉由熱光效應，改變材料的溫度來改變材料的折射率，進而對我們所設計的光學衰減器進行衰減的調變，其可調衰減之關係為方程式(2-30)。

再來，我們將上述結構代入套裝軟體 BPM-CAD 中進行模擬，其中套裝軟體 BPM-CAD 的模擬理論即是我們在上述的 2.3 節中波導傳播之電磁模型與數值模型。

根據上述所設計的架構：長 $4850\mu\text{m}$ ，寬 $640\mu\text{m}$ 之 S 型波導衰減器，其中，波導的深度 $4\mu\text{m}$ ，寬度 $6\mu\text{m}$ ；波長為 1550nm ，輸入端輸入 fundamental mode，對不同的導光層折射率 $n_2(T)$ 進行模擬，其元件損耗結果如圖 2.11 所示。從模擬的結果圖 2.11 可知當 $n_2(T)$ 越接近 n_1 時，其輸出之穿透能量就越小，換句話說就是彎曲波導以輻射形式造成光功率的損失就越大，這一點剛好可以與方程式(2-30)得到印證。在室溫 24°C 下，假定高分子材料之 T/O 係數 $dn/dT = -1.8 \times 10^{-4}$ ，以折射率為座標之圖 2.11 可轉換成以溫度為座標的圖 2.12。經由我們模擬的結果，從溫度 13°C 升高溫度到 46°C ，我們所設計的衰減器其衰減量可以達到 20dB，如圖 2.13。同時，在光通訊 C-band 區 ($1520\text{nm} \sim 1570\text{nm}$)，同樣可以得到相當大的可調衰減範圍，如圖 2.14。

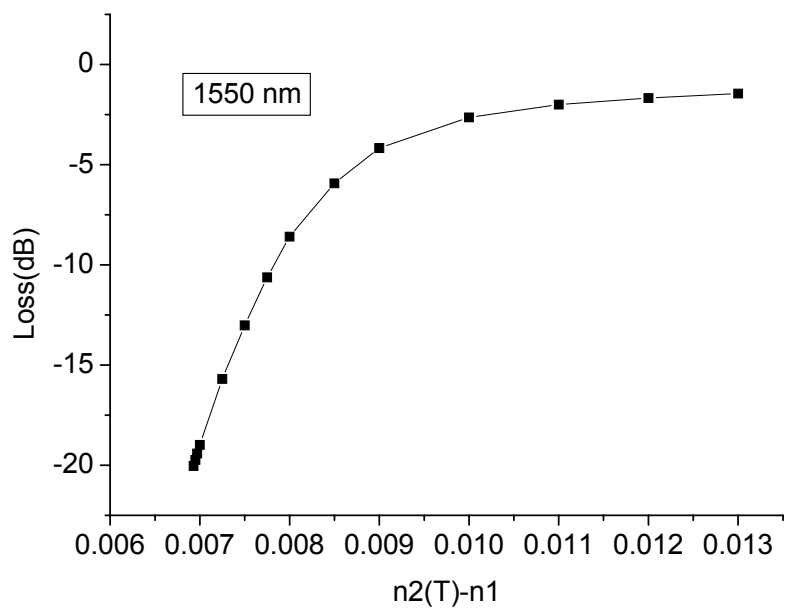


圖 2.11 模擬 S-bend VOA 損耗與導光層折射率之關係

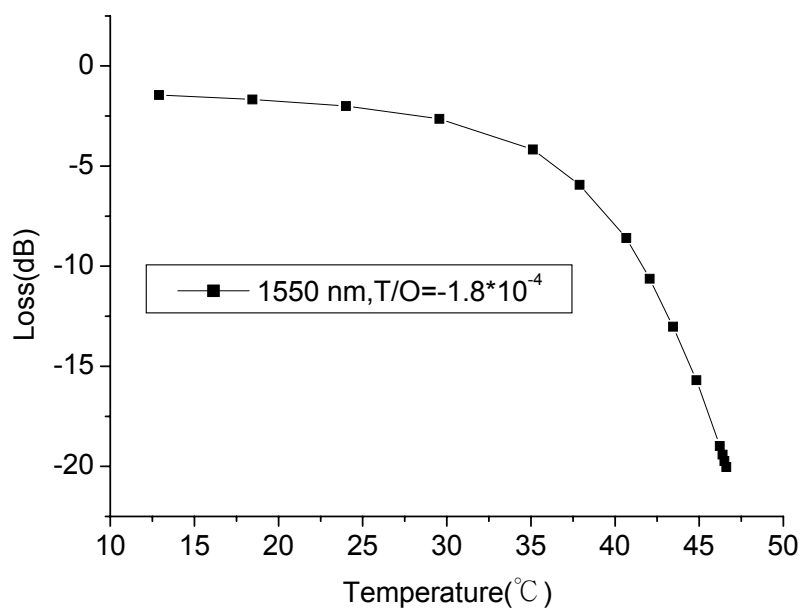


圖 2.12 模擬 S-bend VOA 損耗與溫度之關係

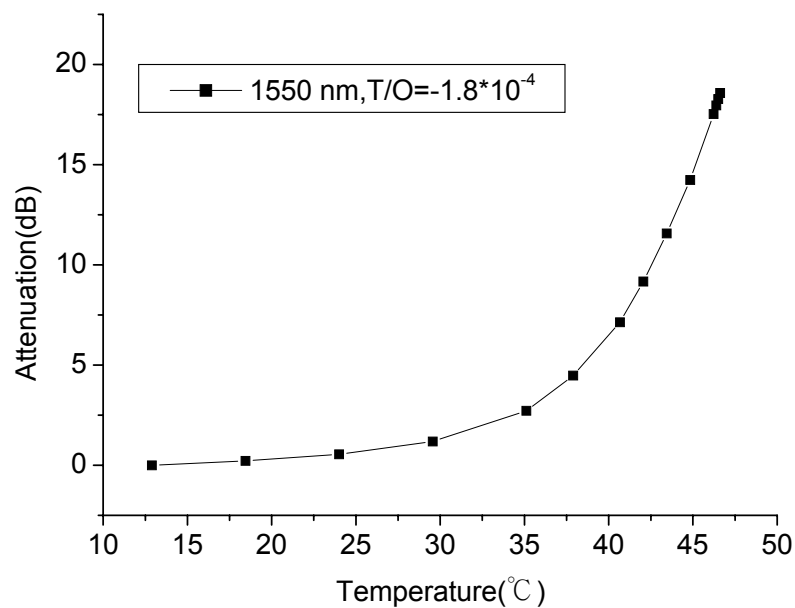


圖 2.13 模擬 S-bend VOA 衰減與溫度之關係

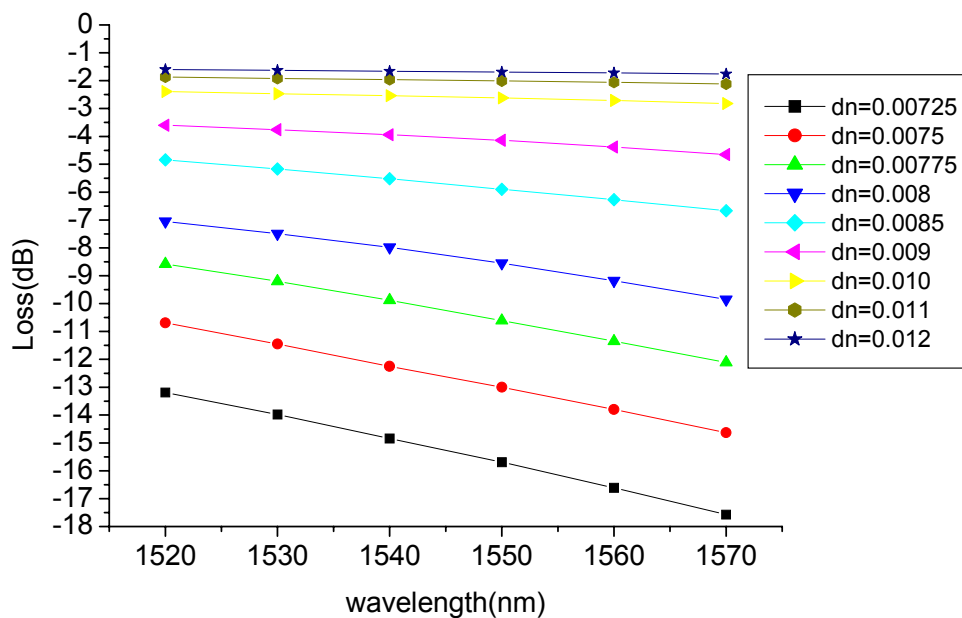


圖 2.14 模擬 S-bend VOA 損耗頻譜與導光層折射率之關係

第三章 元件製作

這個章節中，將詳細描述整個可調式光學衰減器的製作流程，第一節是元件的製作流程，第二節是製作後的結果與討論。以下圖 3.1 是我們元件製程的簡單示意圖。

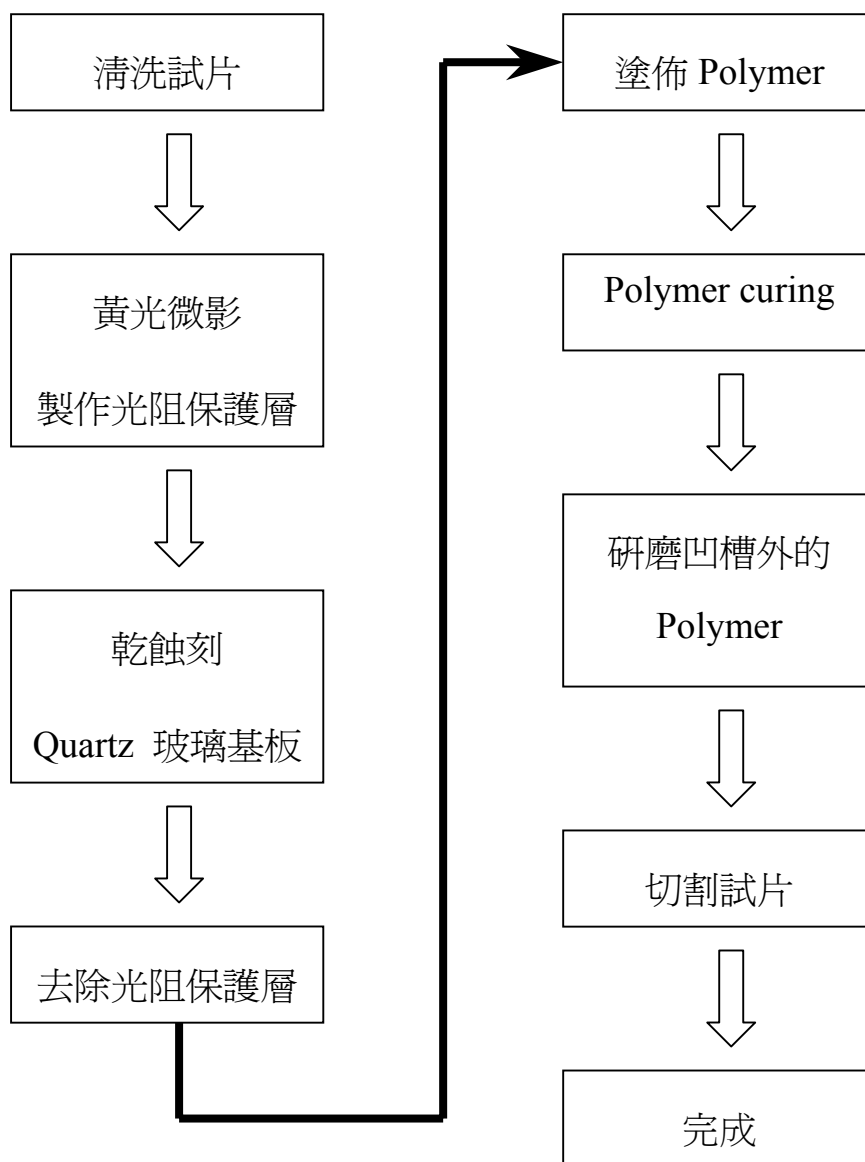


圖 3.1 元件製作流程圖

3.1 元件的製作流程

步驟一：清洗試片

- (1) 準備 4 吋 Quartz 的玻璃基板。
- (2) 將玻璃基板浸泡在丙酮內用超音波震 3 分鐘，以去除晶片表面的雜質避免因晶片表面的污染而影響薄膜成長特性。
- (3) 將玻璃基板浸泡在中性清潔液+純水(1:100)中用超音波震 3 分鐘以去除有機溶劑的殘留。
- (4) 將玻璃旋乾，放進烤箱用 100°C 烤 10 分鐘把水氣烤乾。

步驟二：製作光阻保護層

我們以黃光微影技術來製作具有我們所設計 S-bend 圖形的光阻保護層，製作流程如圖 3.2 所示，詳細說明如下。

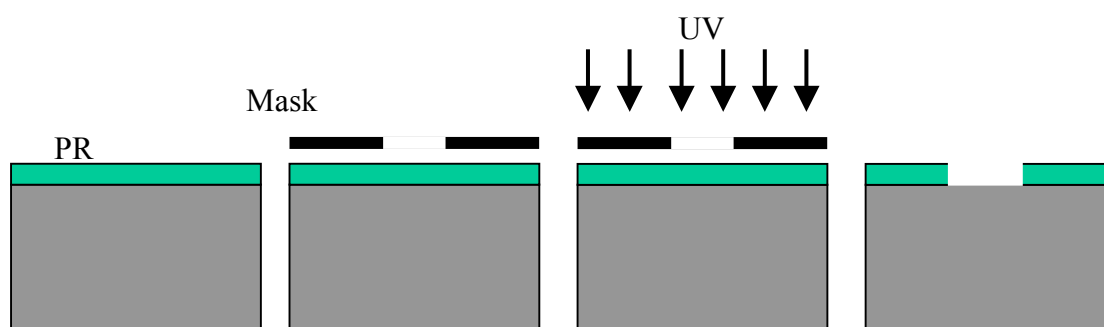


圖 3.2 黃光微影製作光阻保護層

(1) 光阻(MicroChem, SU-8 5)覆蓋：

晶片在塗佈負型光阻(SU-8 5)以前必須保持乾淨，以免影響附着力及均勻度，並且必須保持乾燥，避免因為水氣而使附著性變差。光阻覆蓋前通常須要預先烘烤，在一般烤箱溫度 100°C 放置 30 分鐘以上或是紅外線烤箱放置 5 分鐘以上。光阻覆蓋的方式可以分為浸漬，噴灑，與旋轉等，其中比較常見的方法為旋轉法：將晶片放在水平的旋轉平面上，滴下光阻後旋轉器開始轉動。一般低轉速(600rpm)約 5 秒，以便迅速將光阻附蓋到整個晶片表面，接著便迅速加速到主要轉速(1000rpm~5000rpm)約 30 秒，以控制光阻的膜厚，最後再減數到零。

光阻(SU-8 5)轉數與膜厚的關係如圖 3.3 所示，我們的主要轉速 3000rpm 約 30 秒，膜厚約 5 μ m。

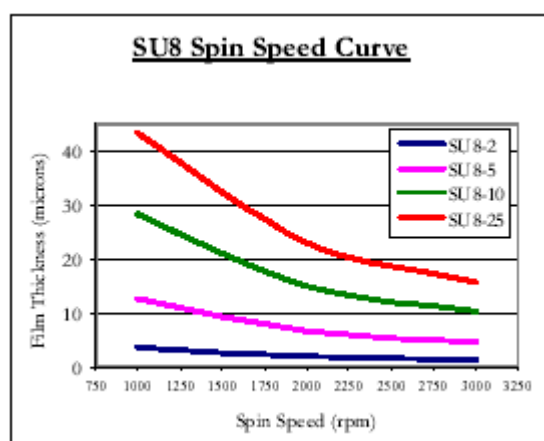


圖 3.3 光阻(SU-8 5)膜厚與轉速的關係

(2) 軟烤：

軟烤的主要作用在移去光阻(SU-8 5)內殘餘的溶劑，此步驟對後續光阻(SU-8 5)附著力，曝光和顯影等線寬控制具有重要的影響。當軟烤的溫度較低，表示光阻(SU-8 5)內含溶劑較多，此時曝光量較低且顯影速度較快，對於線寬的控制較不容易;相反如果軟烤的溫度較高表示光阻(SU-8 5)內的溶劑成分較少，相對的需要較高的曝光量且顯影的速度較慢，但是線寬的控制較佳。光阻(SU-8 5)軟烤的條件是用加熱板(hotplate)先 65°C 烤 60 秒鐘，再 95°C 烤 180 秒鐘。

(3) 曝光：

曝光的目的是將光罩上的圖形轉移到晶片上，一般用紫外線當作曝光光源，當光線經由光罩到達光阻(SU-8 5)後將使光阻(SU-8 5)內的感光物質產生高分子鍵結(負型光阻)而達到圖形轉移的目的。曝光機有三種形式：接觸型曝光機(光罩與晶片直接接觸)，接近型曝光機(光罩與晶片距離 1~100 μm)與投射型曝光機(光罩與晶片距離 10~14 inch)。在光學元件製作的領域上較常使用接觸型的曝光機，此類型曝容易引起光罩壽命變短與光阻膜產生缺點。目前新型的接觸型曝光機亦含有接近型曝光機的功能，若是線寬解析度大於 2 μm ，可使用接近型曝光方式，以延長光罩壽命與減少光阻膜磨損的缺點。

我們所使用的曝光機為接近與接觸型的曝光機 EV 620 光罩對準機。對應不同的光阻膜厚需要不同的曝光量。曝光在波導的製作上是非常重要的，曝光量太多或太少都會讓波導側邊的斜率變大或是高度降低。我們實驗中使用接觸型曝光方式來進行曝光，所使用的光罩圖如圖 3.4 所示，mode C/I(Constance Intensity)= 12 mJ/cm^2 ，曝光時間為 8 秒。

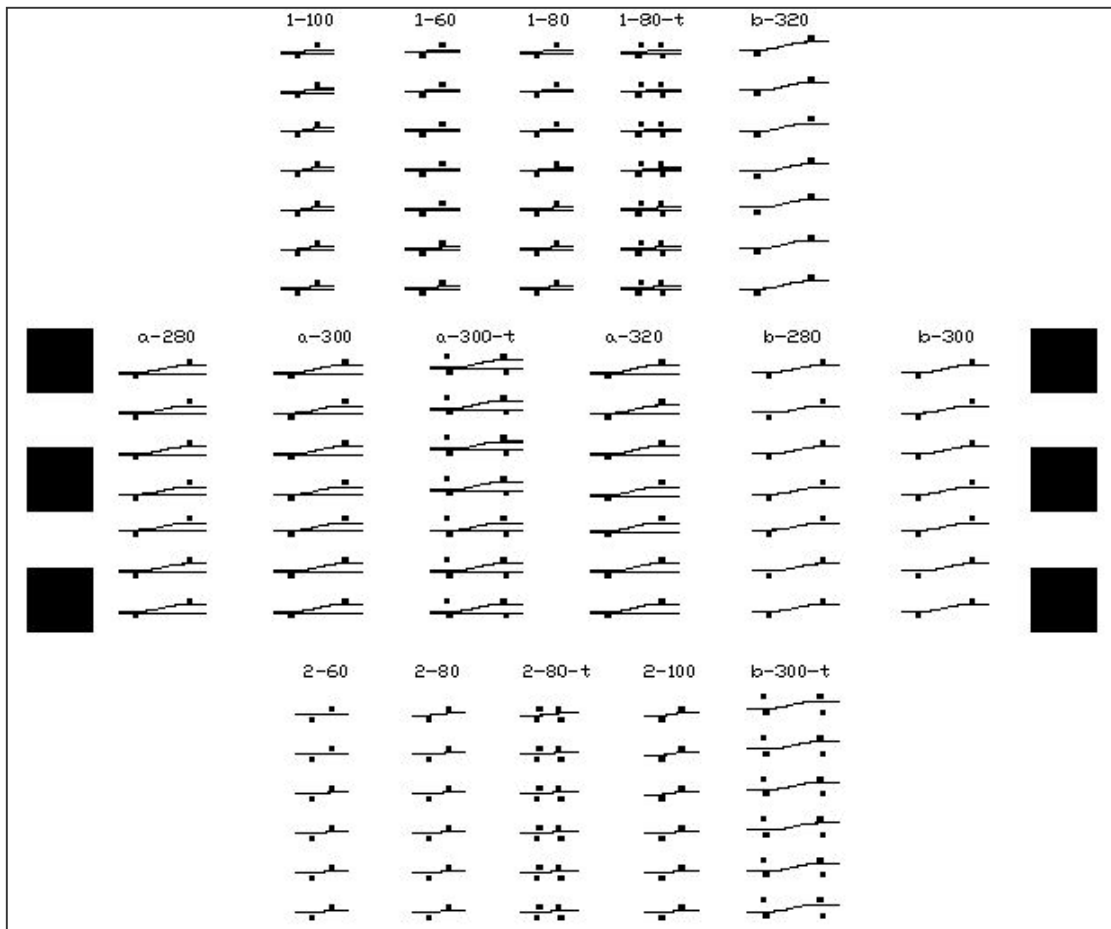


圖 3.4 光罩圖形

(4) 曝後烤(Post Exposure Bake)：

曝後烤的作用是固定之前曝光的線寬，使其在顯影後能呈現較佳的垂直特性。曝後烤的條件是用加熱板先 65°C 烤 60 秒鐘，再 95°C 烤 60 秒鐘。

(5) 顯影:

曝光後爲了使波導圖形顯現，必須移去不必要的光阻(SU-8 5)。光阻(SU-8 5)是屬於負型的光阻，我們可以用 MicroChem 的顯影液來進行顯影，將沒有曝光的地方洗掉而留下曝光的部分，顯影時間爲 60 秒鐘。再則使用 isopropyl alcohol(IPA)洗去殘留的顯影液，最後，以純水清洗，去水烘烤。

至此，黃光微影製程-製作光阻保護層就已完成了，如圖 3.5 所示，此爲在顯微鏡所觀察之俯視圖，圖下方是被顯影液洗掉的凹陷區塊即是我們所設計的 S-shape 波導圖形，而沒有被顯影液洗掉的其他區塊則是我們所製作 S-shape 之光阻保護層。



圖 3.5 光阻保護層完成後之俯視圖

步驟三: 乾蝕刻玻璃基板

目標是將玻璃基板蝕刻出寬為 $6\mu\text{m}$ 及深度為 $4\mu\text{m}$ 的槽溝，蝕刻示意圖如圖3.6所示，詳細說明如下。

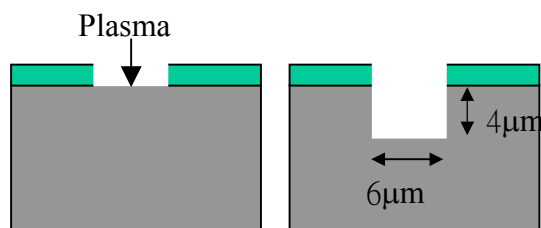


圖 3.6 蝕刻示意圖

我們使用電感耦合式電漿蝕刻機(ICP)來進行蝕刻，蝕刻氣體共有四種不同的氣體：Oxygen、Argon、 CHF_3 、 SF_6 。其中[23~25]，

SF_6 ：蝕刻速度較快，但是其側蝕(Sidewall Erosion)很明顯。

CHF_3 ：蝕刻速度較慢，而且會產生高分子材料，可是側面卻可以得到高分子材料的保護，減少側蝕的情形[24]。

Argon(Ar)：可以增加離子轟擊的效果，提升蝕刻速率。

Oxygen：可以去掉高分子材料，在分子材料蝕刻時，有相當大的幫助。

在蝕刻氣體選用上，我們選取 CHF_3 與Ar。由於我們的光阻保護層也是屬於高分子材料，因此，就不能使用Oxygen。另外，我們希望減少側蝕的情形，因此，就不選用 SF_6 。

蝕刻條件：ICP power= 250W，Bias power= 50W，操作壓力=3 mtor，

蝕刻氣體：CHF₃= Ar =20 sccm，蝕刻時間 100 分鐘，蝕刻深度約可達 4μm。

步驟四: 去除光阻保護層

蝕刻完成後，即可將光阻保護層移除如圖 3.7 所示，詳細說明如下。

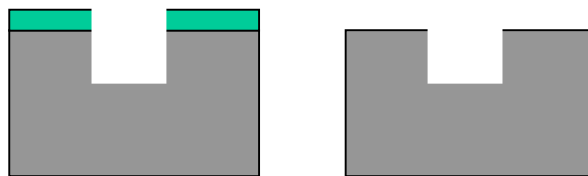


圖 3.7 去除光阻保護層

將玻璃基板浸入光阻(SU-8 5)去除液中，並以超音波65°C連續震盪30分鐘，再使用isopropyl alcohol(IPA)洗去殘留的光阻(SU-8 5)去除液，最後，以純水清洗，去水烘烤，即可將剩餘的光阻(SU-8 5)阻擋層完全洗去，蝕刻結果如下圖3.8所示。

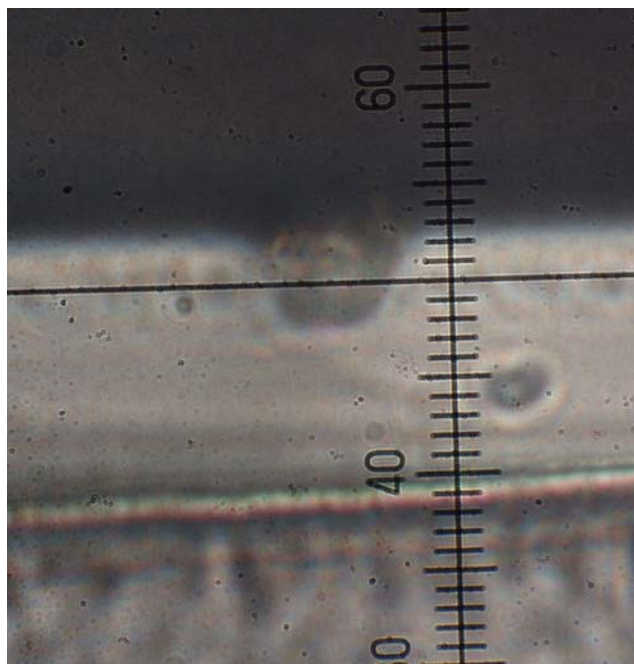


圖 3.8 乾蝕刻玻璃基板之橫切面圖

步驟五: 塗佈 polymer

光阻保護層移除後，即可將 polymer 塗佈在玻璃凹槽中如圖 3.9 所示，詳細說明如下。

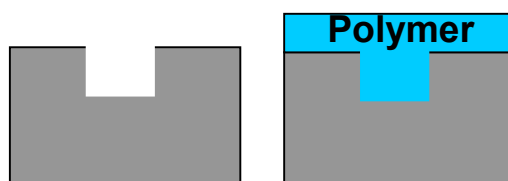


圖 3.9 塗佈 polymer 示意圖

(1) polymer(工研院化工所)覆蓋:

低轉速(300rpm)約 5 秒，主要轉速 700rpm 約 30 秒，膜厚約 $5\mu\text{m}$ 。

(2) polymer 固化(curing):

polymer 在塗佈後需要經過熱溫固化(thermal curing)處理，用來蒸除 polymer 材料中的有機溶劑以增加薄膜的密度，並且烘烤出我們所需要的折射率。處理的程序是先將製作好的樣品放入烤箱，由室溫慢慢加熱到 170°C，時間約 10 分鐘。固定溫度在 170°C 烘烤，時間約 60 分鐘。如圖 3.10 所示，此為 polymer 覆蓋、固化後元件橫切面圖。polymer 在玻璃基板凹槽處有明顯的下陷，形成原因推估是重力將原先含有空氣的 polymer 凹槽通道排出所致。

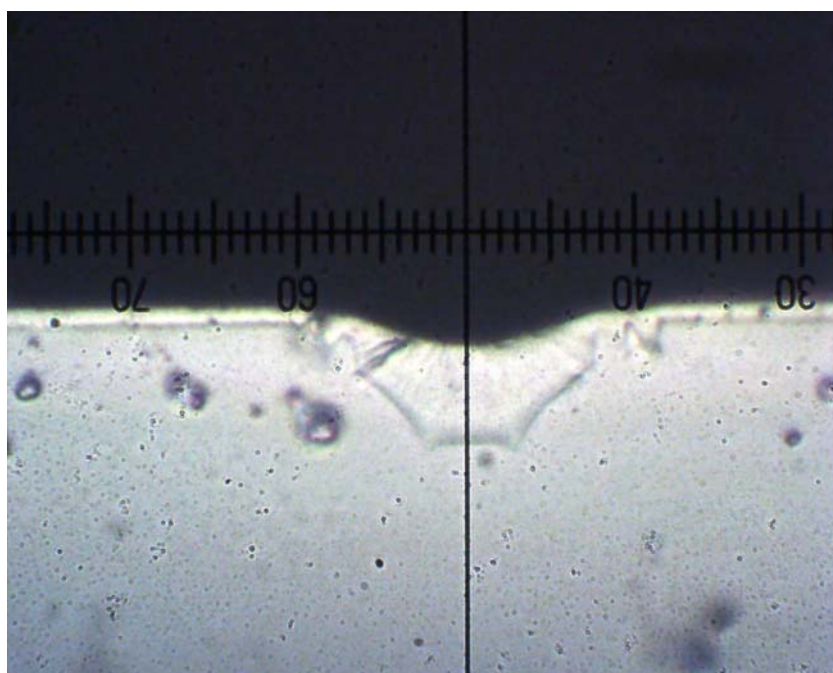


圖 3.10 覆蓋 polymer 後元件橫切面圖

步驟六: 研磨凹槽外的 polymer

使用刨光研磨機將圖 3.10 所示之樣品研磨其凹槽外的 polymer，如圖 3.11 所示。

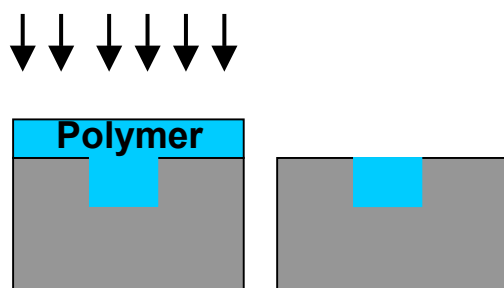


圖 3.11 研磨凹槽外的 polymer

步驟七: 切割

在晶片的切割方面一直是光波導製作上很重要的一個課題，因為光必須由波導的端面導入，所以端面在切割後的平整度非常重要。如果是矽($n=3.5$)為基板的波導，因為矽是晶格結構，所以只要延著晶格方向施力，晶片就會形成相當平整的端面。但是玻璃基板並沒有這樣的特性，所以在處理上會增加其困難度。我們處理步驟是先在玻璃的背面以鑽石刀劃一道刀痕，再沿著切割痕將玻璃扳開，這樣的處理方式可以避免刀子直接劃過波導而將波導刮壞。

步驟八：以 SEM 觀察完成元件

將切割完成的元件經由濺鍍機在其表面鍍上一層薄薄的金，並以掃描式電子顯微鏡(SEM)觀察。圖 3.12 是整個 S-bend 元件的俯視圖，從圖的中間部分，我們可以明顯的看到我們所製作完成之 S 型彎曲波導的圖騰。圖 3.13 是元件的橫切面圖。

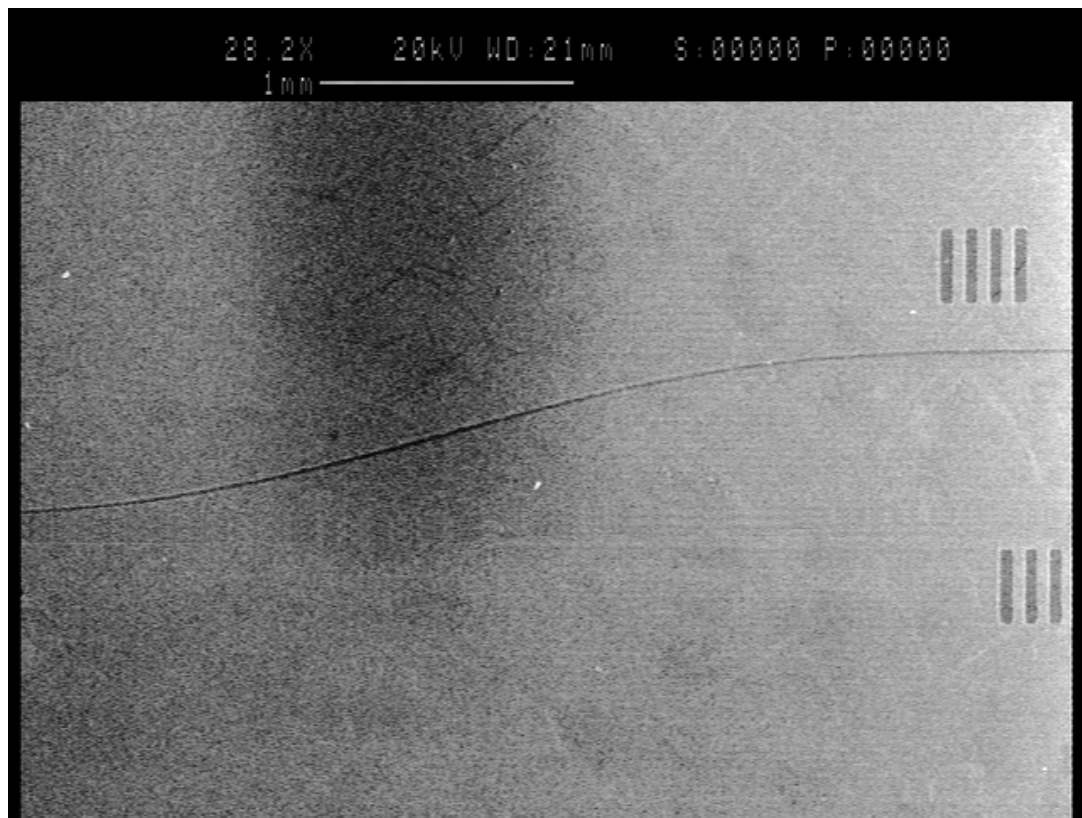


圖 3.12 元件 SEM 俯視圖

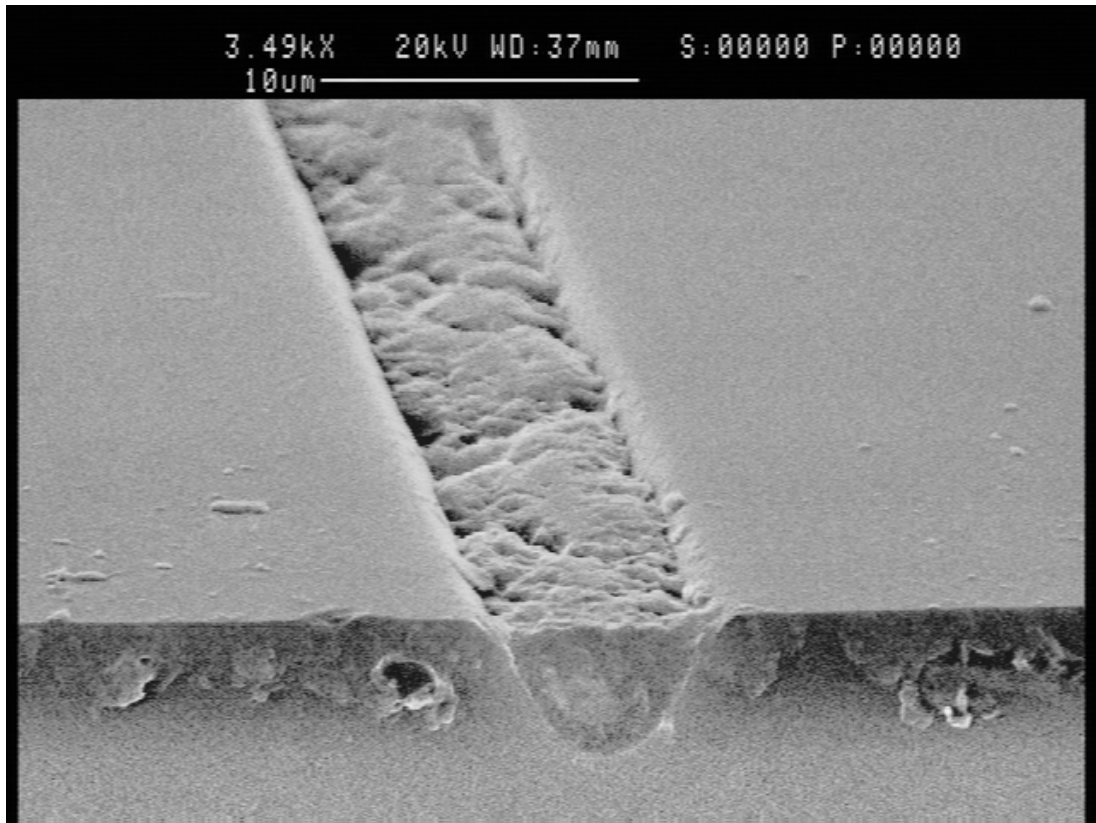


圖 3.13 元件橫切面 SEM 圖

3.2 製程結果與討論

經由黃光微影與乾蝕刻製程，我們蝕刻出一個寬為 $6\mu\text{m}$ 及深度為 $4\mu\text{m}$ 、形狀趨近於所設計之方形溝槽，見圖 3.13。蝕刻形狀若一定要吻合所設計之垂直方形溝槽，那麼必須採用以金屬為保護層之乾式蝕刻製程才能比較容易達成，可惜的是我們並沒有這樣的機台。

另外，在研磨凹槽外的 polymer 後，我們發現 polymer 的表面不是很平滑，見圖 3.13，這種情形會使元件產生雜散光造成能量的耗損，這個問題是我們在日後極需改善的。

第四章 波導特性量測

波導元件製作完成後，接下來就要將光耦合進入波導內。一般在半導體製程上是可以製作 V 型溝槽(V-groove)來做光纖與波導的被動對準，但是在實驗室並沒有這樣的設備與技術，因此我們是用手動的方式調整六軸平移台來做對光的動作。在光源的部份我們使用的光源波段是在 1550nm 附近，是屬於不可見光的部分，所以我們在波導的輸出端必須架設 IR 的 CCD 來觀察波導輸出的光場，藉此來判斷光是否有耦合到波導內。在本章的第一節我們將說明我們的耦光、對光、量測系統，第二節為在不同溫度下，波導元件插入損耗的量測結果。

4.1 量測系統

(1) 耦光：

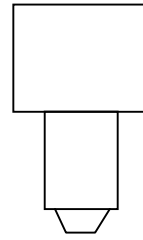
光纖和波導的耦合一直是波導元件很重要的一個課題，一般比較常見的方法有(1)用物鏡直接聚焦(2)用單模光纖直接對準(3)用光纖透鏡(Lensed fiber)聚焦對準[26]。

在我們的實驗上我們使用 1550nm Laser Diode 作為光源，連接以末端製作成錐形的光纖透鏡(Lensed fiber)來和波導耦合，如圖 4.1 所示。

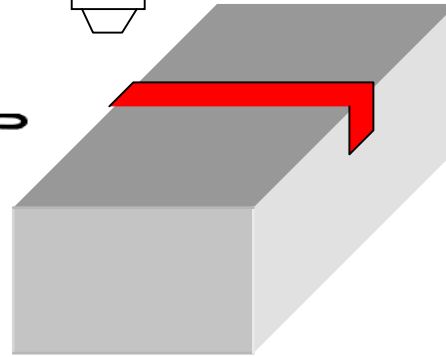
Laser Diode



顯微鏡



波導



IR-CCD



Lensed fiber



Monitor

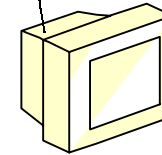


圖 4.1 用光纖透鏡聚焦對準進行耦光

(2) 對光：

如圖 4.1 所示，我們在輸入端使用顯微鏡來輔助我們準確地完成 Lensed fiber 與波導元件的對光。在輸出端我們架設 IR 的 CCD 來觀察波導輸出的光場，藉此來輔助我們判斷光波是否有耦合到波導內。

(3) 量測：

確定光波順利耦合到波導後，在波導輸出端我們接以單模光纖將光波順利從波導中耦合出來，單模光纖的另一端接以光偵測器(photo detector)與 power meter 來量測元件輸出的功率，圖 4.2 為示意圖，圖 4.3 為實際量測系統圖。

(4) 插入損失(insertion loss)：

1550nm 的 Laser Diode 光源，其輸入端光功率為 P_i ，而光偵測器量測波導輸出端的功率則為 P_o ，波導的插入損耗則定義為：

$Loss(dB) = 10 \log_{10} \left(\frac{P_o}{P_i} \right)$ 。一般而言，造成元件插入損失的原因如下：

- (a) 內部損失(Intrinsic WG Loss): 因波導材料折射率分佈不均或波導表面粗糙造成散射損失(scattering loss)；因波導材料本身對光波吸收造成吸收損失(scattering loss)。
- (b) 外部損失(Extrinsic WG Loss): 因彎曲所造成的彎曲損失(bending loss)；因耦光所造成的耦合損失(input、output coupling loss)；連接器接合損失(connection loss)...等。

Laser Diode

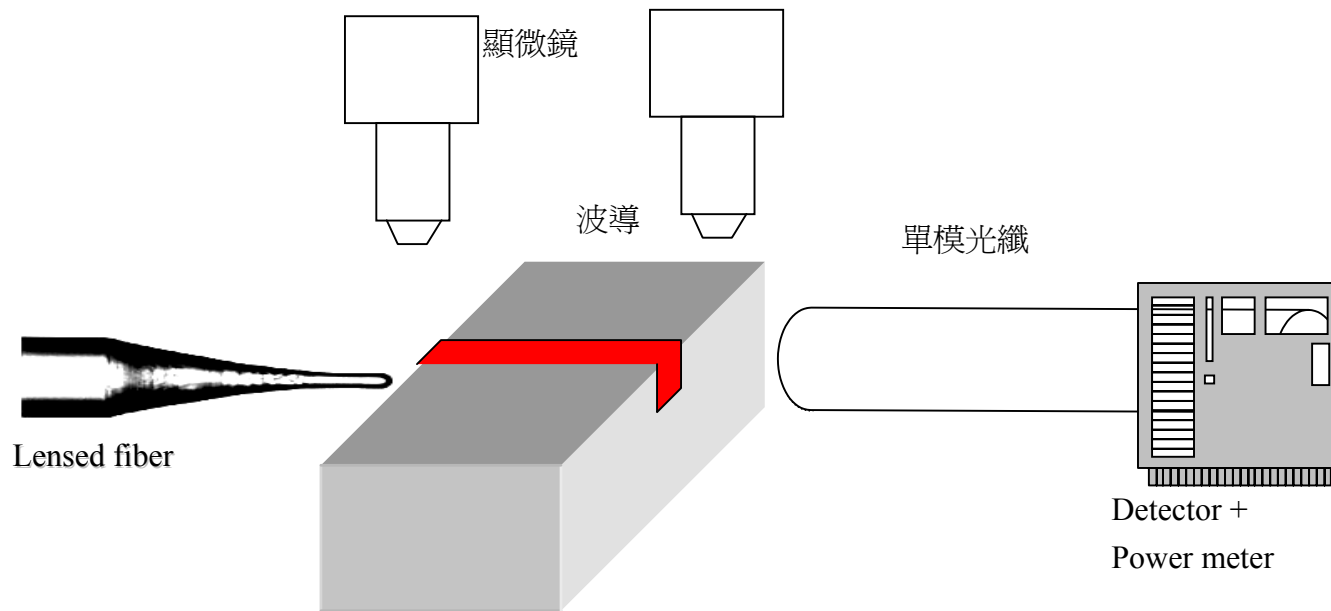


圖 4.2 量測系統之架構示意圖

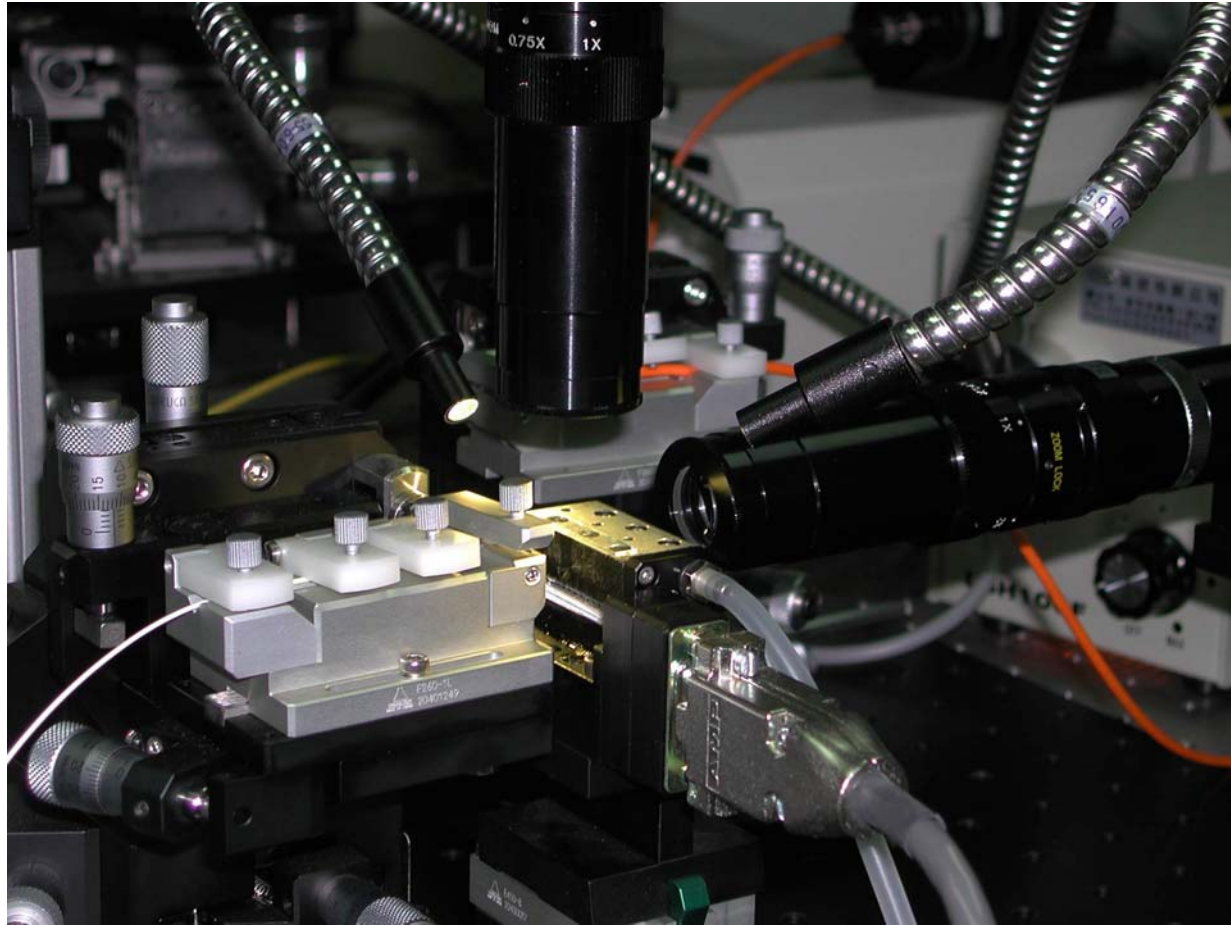


圖 4.3 量測系統圖

(5) 加熱機制：

由於需要改變溫度來調變高分子材料的折射率，進而來調製衰減量，因此整個量測系統需要加入一個加熱的機制。我們的加熱機制是將波導元件放在一個提供溫控的量測平台上，經由 Temperature controller 來調變量測機台的溫度，如圖 4.4 所示，藉由熱傳導將熱傳至波導元件。

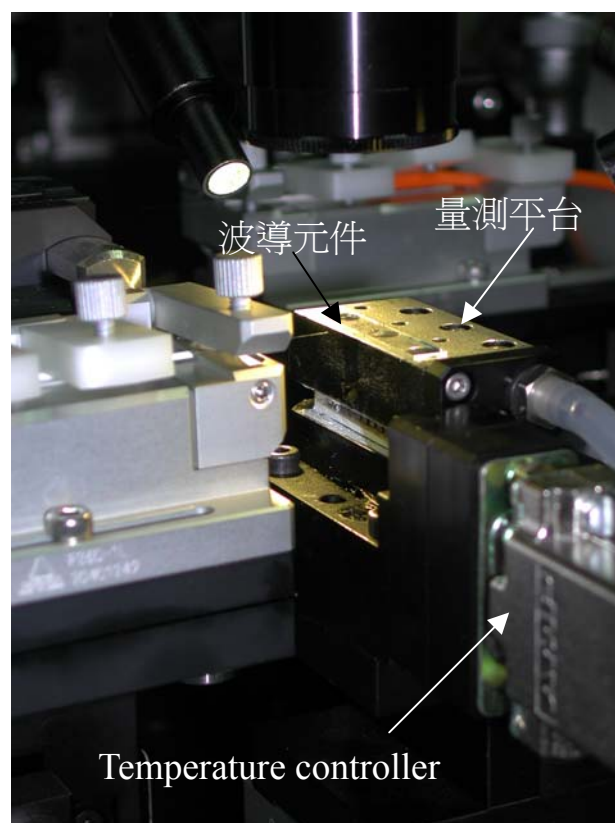


圖 4.4 量測系統之加熱的機制

4.2 量測結果與討論

量測:

我們利用圖 4.2 的量測架構，放入我們製作完成的 S-bend 可調式光學衰減器，在不同的溫度下，溫度為 16.1°C、30.7°C、31.1°C、31.3°C、40.1°C、42.1°C、45.1°C、47.1°C、49.4°C、50.7°C，分別在輸出端量到的光能量。圖 4.5 為量測之結果。圖中黑點是實驗量得之數據，線條則是根據實驗量得之數據所繪之漸近線。

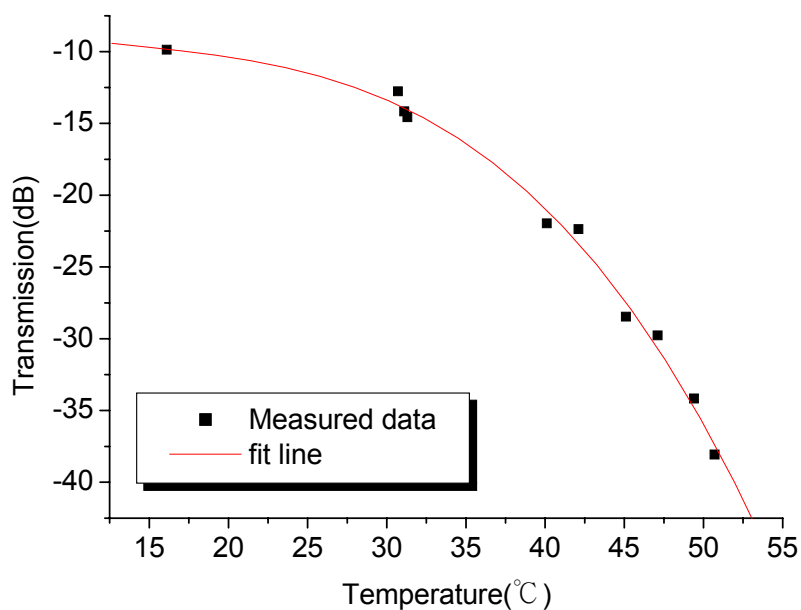


圖 4.5 在波長 1550nm 時之傳輸損耗與溫度之關係

討論：

從圖 4.5 可知在溫度為 16.1°C ，元件的插入損失接近 10dB，此 10dB 的損耗應該是元件本身所造成之插入損失。造成插入損失會如此大的原因如下，其中包括在第二章我們的模擬中，在溫度為 16.1°C ，元件的彎曲損耗接近 1.5dB，見圖 2.12。材料本身的材料損耗；量測時在輸入端與輸出端所造成的耦合損失；因切割所造成的元件端面不平整如圖 3.13、因蝕刻所造成的玻璃凹槽表面的粗糙、因研磨所造成的 polymer 表面的高低不平如圖 3.13，都會使波導中的光波以雜散光(scattering light)的形式將能量帶出波導造成能量的損耗。

若不考慮元件本身所造成之插入損失，單就元件本身由於彎曲所造成的衰減來看：溫度從 16.1°C 升溫到 50.7°C ，我們可以得到將近有 30dB 的衰減量，換句話說，以溫度 16.1°C 為升溫起點，升溫在工作溫度的區間 16.1°C 到 50.7°C 中，可以得到調變的衰減範圍為 0dB~30dB，如圖 4.6 所示。對可調式光學衰減器而言，工作溫度在 16.1°C 到 50.7°C 的區間，調變溫度區間只有 34.6°C ，可調變的衰減範圍為 0dB~30dB，足以滿足光通訊之規格要求。

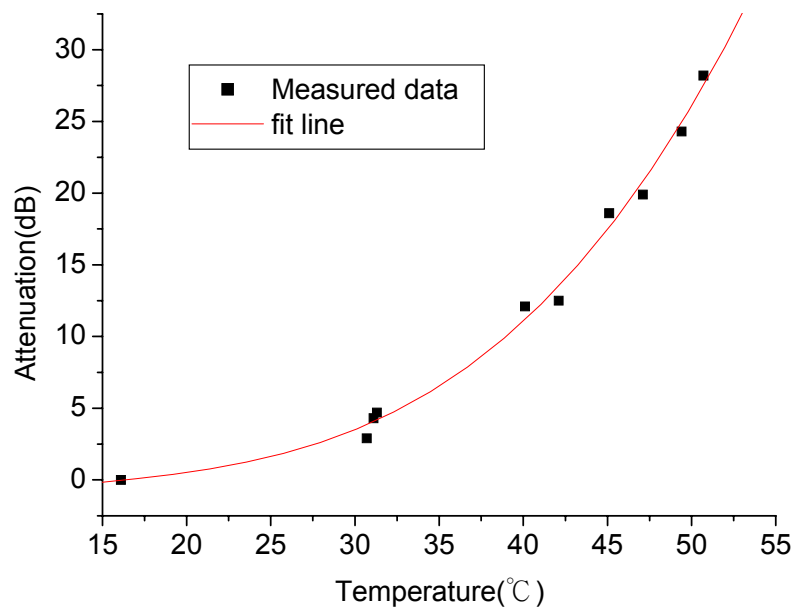


圖 4.6 S-bend VOA 溫度與衰減之關係

第五章 結論

本論文介紹了可調式高分子 S-bend 光波導光學衰減器，從其衰減的原理，可調衰減的機制，元件的設計與模擬，以及到後段的元件製作與量測，我們已經成功的製作出以溫度 16.1°C 為升溫起點，升溫在 16.1°C 到 50.7°C 的區間中，可以得到調變衰減範圍為 0dB~30dB 的可調式光學衰減器，如圖 4.6 所示。從量測的結果印證了我們所設計的可調式光學衰減器的理論是可行的：以波導的彎曲來造成能量衰減，利用具有高 T/O 係數的高分子材料做導光層，藉由改變導光層的溫度來改變導光層的折射率進而來調變衰減值。

另外，對於元件本身所造成之 10dB 的插入損失，未來我們可以首先從製程上去做改善，以有效的降低 scattering loss。在切割元件端面前可以先塗佈一層保護層，以避免元件端面在扳開時造成不平整；蝕刻所造成的玻璃凹槽表面的粗糙可以經由氫氟酸(HF)蝕刻來增加凹槽表面的平坦度[25]；而因研磨所造成的 polymer 表面的高低不平，也可以考慮以乾蝕刻的方式來改善。再來可以從耦光技術上去作改善，以有效的降低 coupling loss。在元件與光纖接觸端塗佈 index matching oil，增加耦光的效率；或者使用自動對光量測平台來進行量測，以降低人為手動對準所造成的誤差。

在未來的研究上，我們將研究的是光場的極化方向對可調式光學衰減器的影響，針對不同方向的極化光，進行設計、製作與量測，並且探討極化對衰減的影響，進而去研究如何降低因極化方向所導致的不同衰減量，以期符合光通訊之要求。另外，在本論文中工研院化工所所調配的高分子聚合物材料，它具備折射率趨近 Quartz 玻璃基板，而且具有很高的 T/O 係數，在我們所研究的可調式光學衰減器是最為關鍵的部分，因此，我們將對於此材料的物理特性與對環境的反應進行研究，以求充分瞭解材料的特性，進而來設計、製作出性能穩定的可調式光學衰減器元件。

參考資料

- [1] W. Bernhard, R. Muller-Fiedler, T. Pertsch, and C. Wachter, "Crosstalk reduction in switching networks by asymmetrical off-on switches," *Proc. SPIE*, vol. 3620, no. 1, pp. 24–32, 1999.
- [2] M. Lenzi, S. Tebaldini, D. D. Mola, S. Brunazzi, and L. Cibinetto, "Power control in the photonic domain based on integrated arrays of optical variable attenuators in glass-on-silicon technology," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 5, pp. 1289–1297, Sept.–Oct. 1999.
- [3] K. Hibayashi, M. Wada, C. Amano, "Liquid crystal variable optical attenuators integrated on planar lightwave circuits," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, No. 6, pp.609-611, 2001.
- [4] W. Noell, P. A. Clerc, L. Dellmann, B. Guldemann, H. P. Herzig, O. Manzardo, C. R. Marxer, K. J. Weible, R. Dandliker, N. Rooij, "Applications of SOI-based optical MEMS," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, vol. 8, No. 1, pp. 148-154, 2002.
- [5] S. S. Lee, Y. S. Jin, Y. S. Son, T. K. Yoo, "Polymeric tunable optical attenuator with an optical monitoring tap for WDM transmission network," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, No. 5, pp.590-592, 1999.
- [6] S. S. Lee, Y. S. Jin, Y. S. Son, "Variable optical attenuator based on a cutoff modulator with tapered waveguide in polymers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, No. 12, pp.2556-2561, 1999.
- [7] L. Eldada, L.W. Shacklette, "Advances in polymer integrated optics," *IEEE J. Selected Topics Quantum Electron.*, vol. 6, pp. 54-68, 2000.
- [8] R. Blomquist, L. Eldada, M. McFarland, C. Poga, and L. Shacklette, "Fluorinated acrylates in making low-loss, low-birefringence, and single-mode optical waveguides with exceptional thermo-optic properties," *Proc. SPIE*, vol. 3799, no. 7, pp. 266–279, 1999.

- [9] K. O. , “Fundamentals of Optical Waveguides”.
- [10] A. Yariv, P. Yeh, “Optical Waves in Crystals”.
- [11] H. P. Huang, “Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29, 10, 1993.
- [12] E. A. J. Marcatili, “Bends in optical dielectric guides,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, pp. 2103-2132, Sept. 1969.
- [13] D. Marcuse, “Radiation losses of tapered dielectric slab wave-guides,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 49, pp. 273-290, 1970.
- [14] D. Marcuse, “Bending losses of the asymmetric slab waveguide,” *B.S.T.J.*, **Vol. 50**, pp. 2551-2563, 1971.
- [14] A. W. Snyder, I. White, and D. J. Mitchell, ”Radiation from bent optical waveguides,” *Electron. Lett.*, vol. 11, pp. 332-333, 1975.
- [15] D. Marcuse, “Curvature loss formula for optical fibers,” *J. Opt. SOC. Amer.*, vol. 66, pp. 216-220, 1976.
- [16] I. A. White, “Radiation from bends in optical waveguides: The volume current method,” *Microwaves, Opt. Acoustics*, vol. 3, pp. 186-188, 1979.
- [17] E. G. Neumann, “Curved dielectric optical waveguides with reduced transition losses,” *Proceeding of IEE Journal*, vol. 129, no. 5 , pp. 278-280, 1982.
- [18] R. Baets and P. E. Lagasse, “Loss calculation and design of arbitrarily curved integrated-optic waveguides, ” *Journal of Optical Society of America*, vol. 73, no. 2, pp. 177-182, 1983.
- [19] J. Saijonmaa and D. Yevick, “Beam propagation analysis of loss in bent optical waveguides and fibers,” *Journal of Optical Society of America*, vol. 73, no. 12, pp. 1785-1791, 1983.

- [20] G. J. Veldhuis, F. N. Krommendijk, and P. V. Lambeck, "Integrated optic intensity modulator based on a bent channel waveguide," *Opt. Commun.*, vol. 168, pp. 481-491, Sept. 1999.
- [21] S. M. Garner, S. Caracci, "Variable optical attenuation for large-scale integration," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, No. 11, pp. 1560-1562, 2002.
- [22] E. S. Kang, T. H. Lee, and B. S. Bae, "Measurement of the thermo-optic coefficients in sol-gel derived inorganic-organic hybrid material films," *Applied Physics Lett.*, vol. 81, no. 8, August 2002.
- [23] 莊泰斌, "建構在玻璃上埋藏式高分子波導," 國立中山大學光電所碩士論文, 1999.
- [24] A. J. McLaughlin, J. R. Bonar, M. G. Jubber and P. V. S. Marques, "Deep, vertical etching of flame hydrolysis deposited hi-silica glass films for optoelectronic and bioelectronic applications". *J. Vac. Sci. Techno. B(16)4*, pp. 1860-1863, Jul 1998.
- [25] R. Hsial and J. Carr, "Si/SiO₂ etching in high density SF₆/CHF₃/O₂ plasma", *Materials science and Engineering B*, pp. 63-77, 1998.
- [26] 楊政霖, "高分子光波導與光柵的製作與研究," 國立交通大學光電所碩士論文, 2002.