

# 顯微光譜技術應用於量測漸變折射率透鏡之折射率分佈

## Refractive Index Profiling of A GRIN Rod Based on A Microspectrophotometer

翁俊仁

Chun-Jen Weng

將顯微光譜儀實際應用於掃描端面已拋光之漸變折射率透鏡之反射強度，並進一步透過 Fresnel 方程式推算 GRIN lens 端面橫截面空間相關之材料色散以及多波長的折射率分佈曲線。本研究所提出的方法不僅適用於一般 GRIN lens 也理當適用於大口徑光纖或光纖預型體，可用來獲得其折射率空間分佈及空間材料色散。除了提出可以直接量測 GRIN lens 之多波長折射率分佈外，也是首篇研究精確定量量測 GRIN lens 因不同參雜濃度之材料色散空間分佈，並且進一步建立一個經驗方程式，連結材料折射率色散和參雜濃度之間的定量比較。直接利用影像擷取方式來量測端面斷切各種光纖之反射強度，直接推算光纖端面橫截面多波長的折射率分佈曲線，這是首次使用顯微鏡搭配鹵素燈源直接用來量測光纖端面折射率之研究。透過所發展的量測方法，在各種光纖上的第一面絕對反射率可以被精確地測量，並可以推得在波段 400 nm 至 1100 nm 多個波段下之折射率分布。本研究所提出的方法不僅適用於一般單模光纖，亦可適用於多模光纖或光纖預型體，就原理而言亦可推廣至所有微光學元件反射率或折射率影像之量測，例如抗反射鍍膜之微元件或漸變折射率透鏡等。

A white light scanning method of surface reflectivities based on a microspectrophotometer is proposed to one-dimensionally measure the refractive index profiling on a polished GRIN rod. The measuring range is broadband in the range of 400nm to 1000nm. A fused-silica cladding of GRIN rod is used to be a reference standard for measuring the absolute reflectivity of the core of GRIN rod.

### 一、前言

本文將探討使用所發展具備高動態範圍之寬頻顯微光譜儀，來掃描端面已拋光之漸變折射率透鏡 (GRIN lens or GRIN rods) 之反射強度，並進一步透過 Fresnel 方程式推算 GRIN lens 端面橫截

面空間相關之材料色散 (material dispersion) 以及多波長的折射率分佈曲線 (multi-wavelength refractive index profiling, multi-wavelength RIP)。本篇文章是基於我方所發表之文獻並外加一些新的實驗數據所整理分析撰寫而成<sup>(1)</sup>。使用之方法係基於使用寬頻顯微光譜儀量測數據與電子顯微鏡 (scanning

electron microscope, SEM) 內嵌之電子能量色散儀 (energy dispersive spectrometer, EDS) 量測實驗數據進行比對，前者藉由量測反射率來推得折射率，後者則是可以量測摻銻離子 ( $\text{GeO}_2$ ) GRIN lens 端面之成分分析，藉此可建立一寬頻折射率與摻銻離子濃度之定量關係。本研究所使用的 GRIN lens 其外包層 (outer cladding) 為熔化之石英玻璃 (fused silica) 之材料，此材料之寬頻折射率已被量測透徹且已有 Semmeier 公式可推各波長之折射率，因此在反射式強度掃描 (reflective method) 之文獻上常被廣泛用來當做光纖掃描折射率之絕對反射率參考標準，因此本研究亦是以此作為反射率之參考，透過所發展之校正程序，來推得 GRIN LENS 核芯 (core) 之絕對反射率分佈。另外，為了避免 GRIN lens 的背側因部分界面反射，造成第一側之反射率量測誤差，因此 GRIN lens 透鏡的背側這一側則被與以 65 度夾角做精密拋光，就如同一個光纖終端接頭 (fiber terminator) 之角色一樣消散任何背側之反射光，避免因第二側之背向反射光造成量測誤差。

GRIN lens 具有徑向方向 (radial) 折射率之分佈特性，一般常廣泛用於準直 (collimation) 或再聚焦 (refocus) 入射光束。其典型的應用包括傳感器 (sensor)<sup>(2)</sup>，顯微內視鏡 (microscopic endoscope)<sup>(3)</sup>，光學斷層掃描探頭 (optical coherent tomography)<sup>(4)</sup>，以及光纖通信 (fiber communication)<sup>(5)</sup> 等應用中。而在這些常見應用當中，其應用之所需波長範圍通常會涵蓋從可見光到近紅外波段。由於 GRIN lens 主要由其折射率分佈 (refractive index distribution) 來決定其重要聚焦參數，因此這類之應用目前非常需要被提出一個量測方法，來決定 GRIN lens 的多波長折射率分佈 (RIP)。為獲得 GRIN lens、纖維預型體 (fiber preform) 以及大口徑光纖 (large core fiber) 折射率分佈，過去已有幾種方法被用於測量在 GRIN LENS 的折射率分佈，例如單波長干涉法 (interferometry method)<sup>(6)</sup>，光學追跡及聚焦量測方法 (ray trace and transverse focusing method)<sup>(7)</sup>，近場折射量測法 (refracted near-field method)<sup>(8)</sup>，橢偏儀技術 (ellipsometric technique)<sup>(9)</sup>，以及反射率掃描測量方法 (reflective scanning method)<sup>(10)</sup>。就本研究所知，並沒有文獻提出同時

測量 GRIN lens 多波長或寬頻折射率分佈之方法。一般而言，與其他文獻方法相比較，反射率掃描測量方法是直接基於測量測試樣品表面的絕對反射率，來進一步推得樣品之折射率，然而，通常使用單波長雷射光或單色發光二極體來做反射掃描，由於受限於雷射光源或單色 LED 頻寬較窄，並不適合於量測 GRIN lens 多波長或寬頻折射率分佈，倘若藉由整合多個波段的雷射光或多個顏色之 LED 作為量測用之光源，多光源系統之整合將變得十分複雜化。因此，透過本研究之調查及文獻之搜尋，目前確實十分需要結合一種寬頻光源來發展多波長折射率分佈量測方法，用於掃描 GRIN lens 的量測。過去，一般光纖及 GRIN lens 之折射率量測文獻當中，所揭露之習知技藝中，熔融石英玻璃 (fused silica,  $\text{SiO}_2$ ) 可通過添加劑的摻雜 (doping) 來改變材料之折射率。其中銻離子 (Ge) 材料是常用來增加纖核 (fiber core) 折射率之摻雜材料，而氟 (F) 被用來降低包層 (fiber cladding) 之折射率，用以增加光纖之導光能力以及增加光纖之數值孔徑 (numerical aperture, N.A.)。在本研究中，將使用一個市售 GRIN lens 被用作測試量測樣品來驗證本系統及方法，其中此 GRIN lens 同時具有徑向摻 Ge 的核芯和摻 F 包層。先使用電子顯微鏡 (SEM) 內嵌電子能量色散光譜儀 (EDS) 來掃描 GRIN LENS 的摻雜 Ge 濃度空間分佈，並輔以使用本研究所發展結合寬頻復消色差校正物鏡和高功率鹵素燈之顯微光譜儀，用來直接掃描 GRIN lens 端面上的表面反射率空間分佈，使用鹵素燈源因頻寬涵蓋可見光及近紅外光，因此十分適合用來分析帶樣品材料之折射率、色散和多波長的折射率分佈。本系統中使用針孔 (pinhole) 和導光光纖的核芯 (fiber patch core) 之搭配，讓寬頻光源所有波長都能聚焦在同一焦平面上，藉由樣品載台之移動來掃描 GRIN lens 之反射率。另外，由於熔融石英玻璃之反射率眾所皆知，因此此 GRIN lens 外包層 (outer cladding) 被用作絕對反射率之參考點，搭配量測其反射強度及已知反射率參考，可用來推得 GRIN lens 的摻 Ge 核芯的絕對反射率空間之分布。此外，GRIN lens 背側端被拋光成 65° 之夾角，用以避免從背側端面反射光強度而影響量測之準確性。

本研究透過所發展的量測方法，在 GRIN lens 上的第一面絕對反射率可以精確地測量，並可以推得在波段 400 nm 至 1100 nm 所有波段範圍內多波長折射率分布。本研究提出的方法不僅適用於一般 GRIN lens 也理當適用於大口徑光纖或光纖預型體，可用來獲得其折射率空間分佈及空間材料色散。據本研究所搜尋之文獻，本研究除了提出可以直接量測 GRIN lens 之多波長折射率分佈外，也是首篇研究精確定量量測 GRIN lens 因不同參雜濃度之材料色散空間分佈，據此本研究將進一步建立一個經驗方程式 (empirical equation)，連結材料折射率色散和摻雜濃度之間的定量比較。

## 二、量測原理與系統架設

圖 1(a) 為研究之實驗量測圖，被用於掃描 GRIN lens 端面之反射面強度分佈。基本架構主要是基於本研究開發之顯微光譜儀中，其中測量波段可覆蓋從 360 nm 至 1100 nm。功率為 100 瓦的鹵素燈光束經聚焦通過針孔由準直透鏡準直後，

再經由一個寬頻複消色差 (apochromatically VIS-NIR) 顯微鏡物鏡 (NA = 0.25) 聚焦於 GRIN lens 端面上。從 GRIN lens 反射之光束再被物鏡收集，然後耦合到收光導光光纖之核芯中 (Thorlabs 公司，M41L，600  $\mu\text{m}$ )，再傳輸至熱致冷卻 (TE-cooling) 之寬頻光譜儀之中 (B&W 公司，2 nm 解析度) 來分析樣品寬頻反射光強度。另外值得注意的是，此導光光纖的核芯被用來當做另一針孔來滿足對 GRIN lens 端面對焦。此外，搭配一個彩色 CCD (QImaging，MicroPublisher 5.0 RTV) 被用來即時監控 GRIN lens 的表面反射的影像。測試樣品為 50 mm 長度的 GRIN lens，其纖芯尺寸大約 1200  $\mu\text{m}$ ，主要是從一家商用大口徑漸變折射率光纖經切斷研磨而成為本研究之所需測試樣品。測試用 GRIN lens 的前端被精確切割其夾角為  $0^\circ$ ，然後精密拋光成表面平坦度小於  $\lambda/2$  (針對 632.8 nm 波長)。GRIN lens 的經由研磨過後的顯微鏡照片如 1(b) 中。由圖中可清楚顯示 GRIN lens 橫截面 (cross-section) 有 4 層結構，分別為摻 Ge 之核芯 (圖層標號為 1)，摻雜 F 的包層 (圖層標號

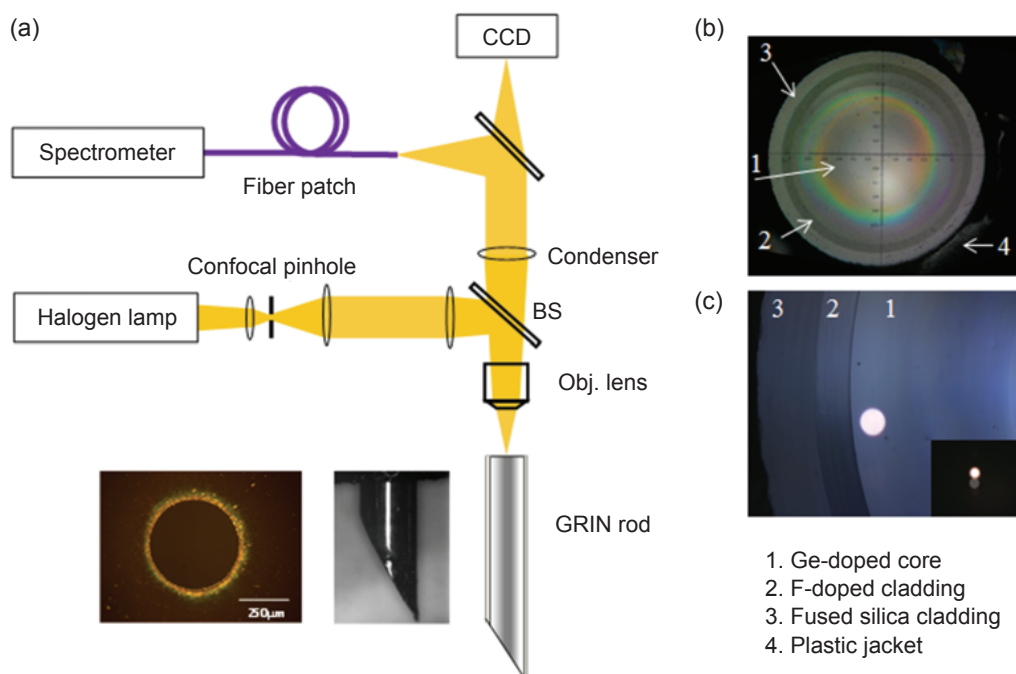


圖 1. (a) 寬頻顯微光譜儀研究 GRIN lens 反射率之實驗量測圖，(b) GRIN lens 之前端面顯微照片，(c) 掃描白光量測光點。插圖為掃描白光量測光點與導光光纖投影位置之對位照片。

為 2)，熔融石英玻璃包層 (圖層標號為 3) 和塑料護套 (圖層標號為 4)。圖層 1 是熔融石英玻璃核芯摻雜 GeO<sub>2</sub>，用以提高折射率幫助導光結構內全反射導光效果。從廠商提供之規格所示，摻 Ge 之核芯濃度最高為 13 mol. % 而摻 F 之內包層濃度約為 0.5 mol. %。從圖 1(b) 中，圖層 2 比圖層 1 和 3 更暗，這是因為摻雜 F 的包層降低了折射率所導致。同時可看出背向反射光被明顯地從 GRIN lens 背側端面反射回來，這是因為此根 GRIN lens 的兩側都拋光處理，且此跟 GRIN lens 兩面拋光的夾角都為 0° 角，顯而易見，GRIN lens 參雜 Ge 之纖芯在可見光色彩分離之情形。這是因為摻 Ge 的核芯在可見光範圍內的較大的材料折射率色散所致。另外，為了有效地降低背側反射光，剛才所論述之 GRIN lens 的背側端是需要拋光處理為 65° 之夾角，因此，背面反射的光以非垂直入射的角度被反射到 GRIN lens 外面，其作用類似于光纖通訊常用之光纖終端元件 (fiber terminator) 一樣。至於為何需要 65° 之夾角，係因為經過計算 GRIN lens 內光束導光之最大追跡角度約為偏移光軸 15 度 ( $\theta_1 = \text{Sin}^{-1}(\text{NA}) = \text{Sin}^{-1}(0.25) = 15^\circ$ )，而二氧化矽之內全反射角度約為 42 度 ( $\theta_2 = \text{Sin}^{-1}(1/1.485) = 42^\circ$ )，因此若端面夾角當大於  $\theta_1 + \theta_2 = 57^\circ$ ，則所有路徑之光束經由斜向拋光之端面，將受到內全反射反射導至透鏡鏡之外圍而不會經由原路徑耦合回所需量測之緞面中而造成量測誤差，而進一步為了避免其他雜散光之干擾因此將夾角提高至 65°。如圖 1(c) 所示，為此 GRIN lens 端面掃描白光測量光束之即時影像，主要是要掃描 GRIN lens 核芯之反射強度，因此掃描光點落於圖層 1 中。為了讓掃描光束的光點能順利與導光光纖形成聚焦條件，將導光光纖先反向送 LED 照明光來成像與掃描白光光點調整兩者之位置，讓掃描白光最後可以順利被偶光至導光光纖，如圖 1(c) 中之插圖顯示，仔細調整讓掃描白光光束以及投影導光光纖之光點能在空間上同一位置時即符合聚焦條件。由圖明顯可看出，幾乎沒有從背面側端之反射光，只有單純從 GRIN lens 的前端直接的反射光點。如此一來，顯微光譜儀所收集到的反射強度變化將是正比於 GRIN lens 端面

空間相關的折射率分布，此時透過手工位移移動平台 (linear stage) 去調整 GRIN lens 之位置並紀錄所取得掃描之反射光強度，即可取得反射強度分布。因為熔融石英玻璃的寬頻折射率  $n(\lambda)$  在從可見光到近紅外的範圍內是眾所周知的，因此熔融石英包層通常是用作反射率之參考標準，以獲得纖芯的絕對反射率，然後即可推得測量樣品之空間相關折射率分布。其中，熔融石英玻璃可以通過使用文獻上 Sellmeier 公式模型容易地計算出每一波長對應的折射率<sup>(12)</sup>， $n_{\text{SiO}_2}(\lambda)$  一般可以表示為：

$$n_{\text{SiO}_2}(\lambda) = \sqrt{1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - l_i^2}} \quad \text{with} \quad A_i = \begin{pmatrix} 0.6961663 \\ 0.4079426 \\ 0.8974794 \end{pmatrix}$$

$$\text{and} \quad l_i = \begin{pmatrix} 0.0684043 \\ 0.1162414 \\ 9.8961610 \end{pmatrix} \quad (1)$$

將 Sellmeier 公式代入 Fresnel equation，則石英玻璃的寬頻反射率  $R_{\text{SiO}_2}(\lambda)$  則可以被進一步計算得出使用  $R_{\text{SiO}_2}(\lambda)$  作為反射率參考標準，GRIN lens 端面之絕對表面反射率  $R_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda)$  可以表示為<sup>(11)</sup>：

$$R_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda) = R_{\text{SiO}_2}(\lambda) \frac{I_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda) - I_{\text{background}}(\lambda)}{I_{\text{SiO}_2}(\lambda) - I_{\text{background}}(\lambda)} \quad (2)$$

其中， $I_{\text{SiO}_2}(\lambda)$  和  $I_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda)$  分別為參考點以及待測區域之之寬頻反射光強度。 $I_{\text{background}}(\lambda)$  則為光譜之背景暗電流是可扣除之背景值。 $\lambda$  為測量之波長，為  $r$  待測樣品空間徑向之位置。因此，GRIN lens 之端面未知的反射率分布  $R_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda)$  可被量測並紀錄，並可透過代入下列方程式來計算端面上之折射率分布  $n_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda)$ ，

$$n_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda) = \frac{1 + \sqrt{R_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda)}}{1 - \sqrt{R_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda)}} \quad (3)$$

因此顯而易見，反射率將會隨著折射率而變，從垂直入射條件下之公式，反射率的微量變化  $\delta R_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda)$  與折射率微量變化  $\delta n_{\text{GRIN}_{rod}}(r, \lambda)$  之關係，

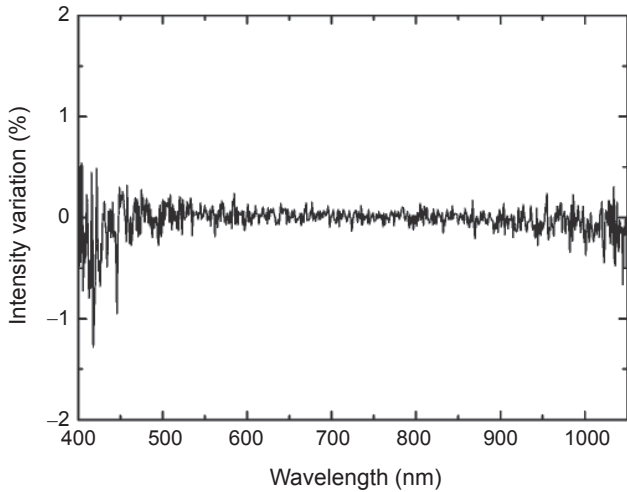


圖 2. 寬頻顯微光譜儀在五分鐘內之系統因燈源飄移所產生之不穩定性。

可透過方程式 (3) 偏微分而整理取得下列方程式

$$\delta n_{GRIN\_rod}(r, \lambda) = \frac{(1 + n_{GRIN\_rod}(r, \lambda))^3}{4(n_{GRIN\_rod}(r, \lambda) - 1)} \delta R_{GRIN\_rod}(r, \lambda) \quad (4)$$

使用反射強度來量測折射率分佈之系統中，燈源的穩定性是很重要的，因為若燈源的不穩定性將會直接影響所量測的反射率值，而造成折射率的計算誤差。一般本研究所需要的掃描量測時間大約為五分鐘左右，可以完成一次樣品的掃描，在 5 分鐘的測試時間中，鹵素燈源的強度變化如圖 2 所示，其強度變化在寬頻波段之中大部分都落在  $\pm 0.5\%$  以內，除了藍光波段和更長的近紅外波段之外可能達  $\pm 1.0\%$ 。藍色波段穩定度較差，是因為鹵

素燈源在藍光波段有相對較低的強度。然而，近紅外波段穩定度較差則是因是矽基 CCD 光譜儀的近紅外波段響應度不佳之限制。在一般情況下，市售 GRIN lens 其中心與邊緣折射率差值 (refractive index difference)  $\Delta n$  約落在  $0.02 - 0.08$  範圍內。在完美量測情況下，不考慮任何樣品之對焦及傾斜之情況下，量測之折射率因光源強度波動造成的反射率的變化，在 5 分鐘的測試時間內所造成最大測量折射率誤差可以估算為  $\Delta n - \pm 1.48 \times 10^{-3}$ 。由於本研究中，本套顯微光譜儀結合具備熱致冷卻之光譜儀具有 33,000 之高動態範圍 (dynamic range) 以及 16 位的 A/D 轉換器，雖然這種方法的準確度稍差於以前的文獻之方法，但是本方法可一次得到多波長折射率分布，且將可適用於大部分之 GRIN lens 透鏡之折射率量測應用當中。

### 三、實驗結果與討論

利用不同的磨料種類和砂紙顆粒大小的紙張進行 GRIN lens 光纖透鏡之端面研磨拋光，使用顯微鏡的幾何素品質進行判定。而為了穩固的夾持 GRIN lens，因此設計了一個手持夾置具，方便穩固以便嘗試間進行研磨拋光，手持 GRIN lens V 溝夾置具如圖 3 所示，可分別研磨拋光  $0^\circ$  及  $65^\circ$  夾角。

完成之 GRIN lens 與手持 V 溝夾置具，如圖 4 所示，可以清楚看出圖層 1 為 Ge-doping core，圖層 2 為 F-doping inner cladding 以及圖層 3 之融化石英玻璃之結構清楚，而圖層 4 因為只是塑膠保護外殼，因此會被研磨破壞掉，然不影響光學特性。

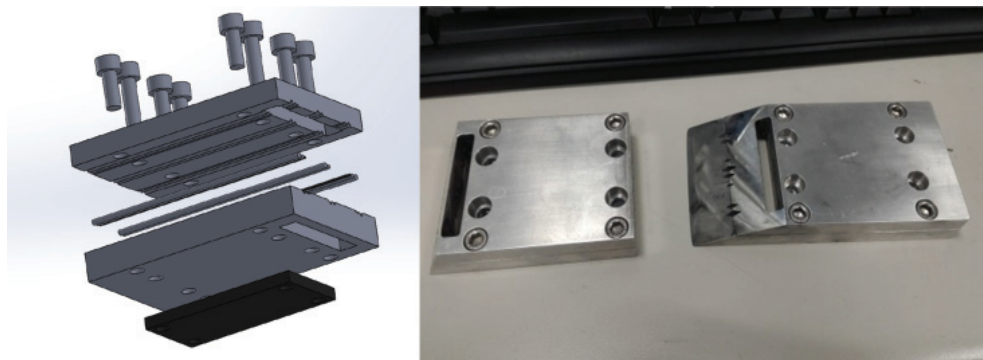


圖 3. 手持夾置具設計圖以及實體照片圖 (左：90 度，右：65 度)。

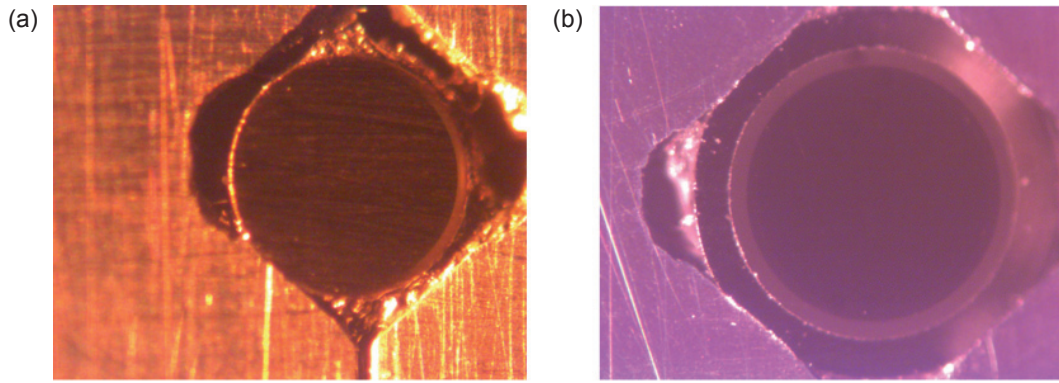


圖 4. GRIN lens 端面處理照片 (a) 經粗研磨過後，(b) 經過拋光之後照片。

為了連結寬頻折射率之分佈與參雜濃度之關係，先使用電子顯微鏡來做精密對位。本研究使用的掃描式電子顯微鏡為 Hitachi FE-S4300 冷場發射式之機型，並外加能量分散光譜儀。首先將各種尺寸之 GRIN lens 經由幾種角度拋光後排列至於夾治具中，如圖 5 所示，為了增加對比，因此在 GRIN lens 鍍金，其中夾角 0 度之 GRIN lens 如圖 6(a) 之 SEM 電子顯微鏡照片所示，端面照片內可以看出兩層結構，其中內層為圖層 1 Ge-doping core、圖層 2 F-doping inner cladding 以及圖層 3 之融化石英玻璃之結構，然而無法清楚分辨這三層結構，而端面外圖層 4 因為只是塑膠保護外殼，因此會被研磨破壞掉，然不影響光學特性。為了分別內塗層內的三個圖層位置，因此進一步輔以內嵌之電子能量光譜儀 (EDS) 用於掃描摻 Ge 濃度的分佈，如圖 6(b)，電子能量光譜分布比對內建之材料資料庫確認主要成分為氧、矽及鍺離子。圖 7 則是 GRIN lens 的背側經由夾角 65 度研磨拋光後之電子顯微

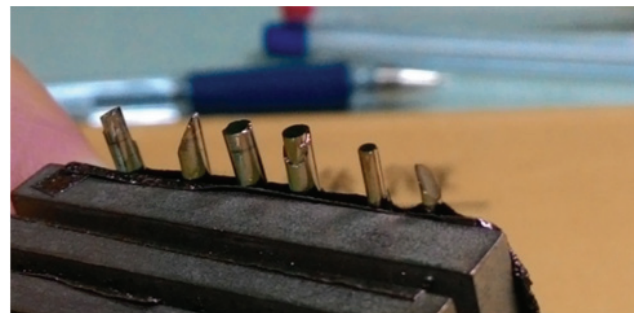


圖 5. 各種尺寸之 GRIN lens 經由幾種角度拋光及鍍金後之照片。

鏡圖，可清楚看出端面拋光品質良好，屆時入射光打到此面後，將可備內全反射而導致 GRIN lens 之外為區域，避免干擾第一面之反射率量測。透過一維掃描，則取得氧、矽及鍺離子在 GRIN lens 端面之空間分布，如圖 8 所示，由圖可看出鍺離子的分布接近一拋物線 (parabolic)，係 GRIN lens 常見之分布曲線用以消除聚焦之球差。

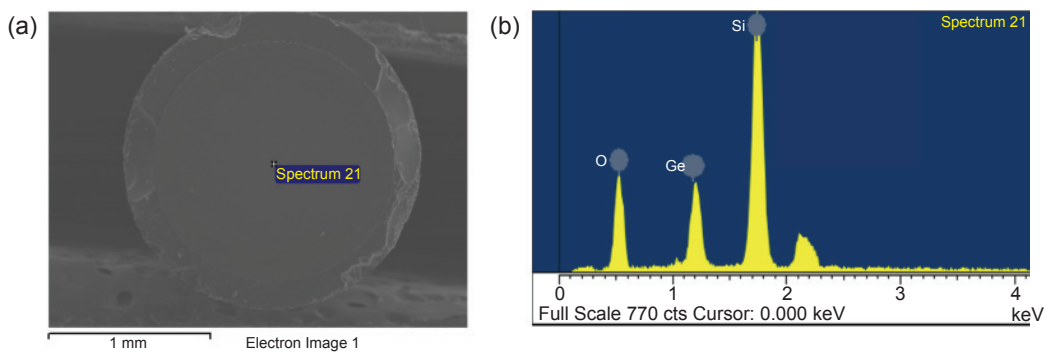


圖 6. (a) 0 度夾角 SEM 電子顯微鏡照片，(b) 電子能量光譜比對之數據。

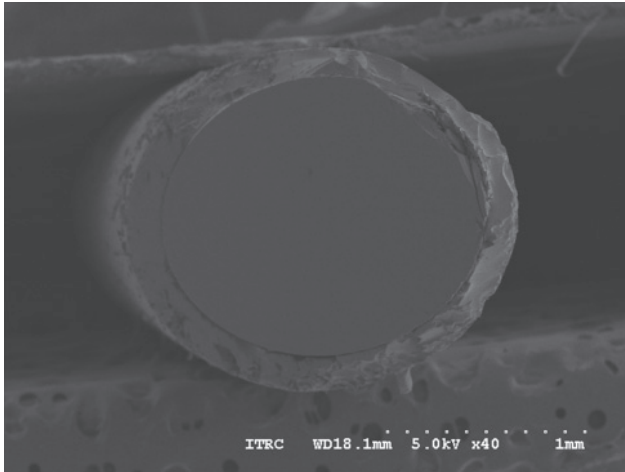


圖 7. SEM 電子顯微鏡照片(65度夾角)。

測試樣品約為 50 mm 長度，已經由研磨拋光後之 GRIN lens，其寬頻折射率分佈及色散可以使用本套顯微光譜儀搭配所發展之折射率量測方法來進行測量。緊接著使用顯微光譜儀透過物鏡聚焦用以掃描 GRIN lens 的第一反射表面之反射率分布。以 300 ms 積分時間和 10 次的平均數目之光譜參數設定來測量 GRIN lens 不同區域之反射強度，如圖 9 所示出，分別為纖核中心區，熔融石英玻璃外包層區以及參雜氟之外包區之反射強度，實驗結果顯示最大反射強度位於中心波長約 680 nm 處附近。

其有效光譜響應的全幅半高寬 FWHM 仍可高達 250 nm。在短波段藍色波長和更長的近紅外波段半高寬區域外，則因為光強度較弱，將會導致較大的計算折射率誤差。若透過安裝色溫平衡有色玻璃濾光片則可以獲得改善，使所有波段的反射強度接近而改善寬頻量測誤差。在所有這三個曲線，在波長 800 nm 至 950 nm 波段有明顯之曲線震盪，這是由於核芯區氫氧離子 (OH-) 吸收的振盪之故。其中，黑色曲線具有較大的強度，這是由於摻 Ge 的核芯中心具有較高的折射率。紅色曲線為未參雜熔融石英玻璃的包層之端面反射強度，此曲線是用來作為絕對反射率參考校正面，另外，藍色曲線為 F 摻雜的外包層，因為具有 F 摻雜之熔融二氧化矽將會有較低之折射率值。由於熔融石英玻璃折射率是在 350 nm 處至 1700 nm 的範圍內是已知的，它是適合作為反射率標準參考點，它的值如前面所述，可以由 Sellmeier 公式直接計算取得，因此，將實驗數據代入透過前面所述之方程式 (2) 和 (3)，即可以得到摻 Ge 的纖芯中心及 F 摻雜的外包層之寬頻折射率，實驗結果和其曲線擬合如圖 10 所示。由此可以看出，摻 Ge 芯中心分寬頻折射率與使用 Sellmeier 方程式擬合模擬曲線一致，除了在較長波長有些微較大的擾動外。在中心波長 630 nm 下，核芯中心和 F 摻雜外包層之折射率差值  $\Delta n$  是

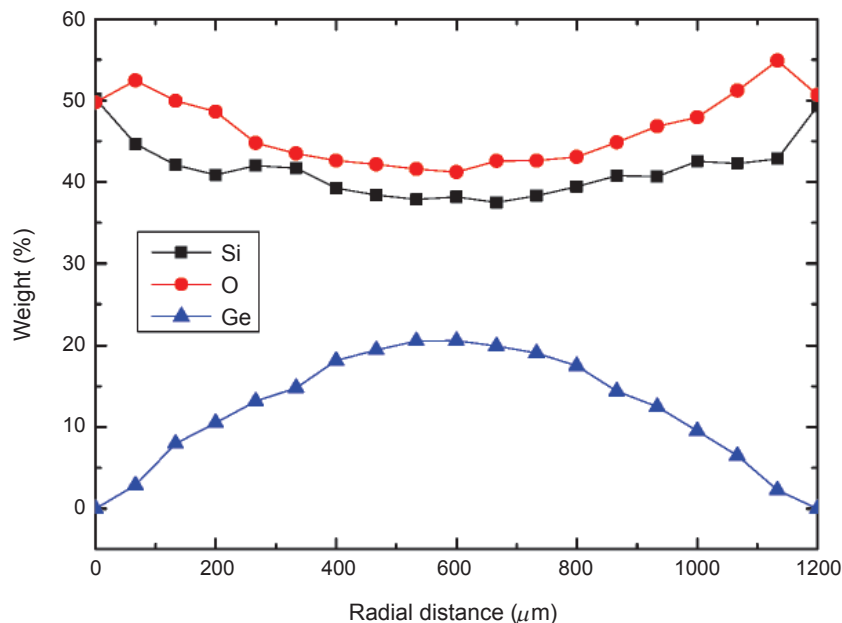


圖 8. 氧、矽及鍺離子在 GRIN lens 端面之空間分布。

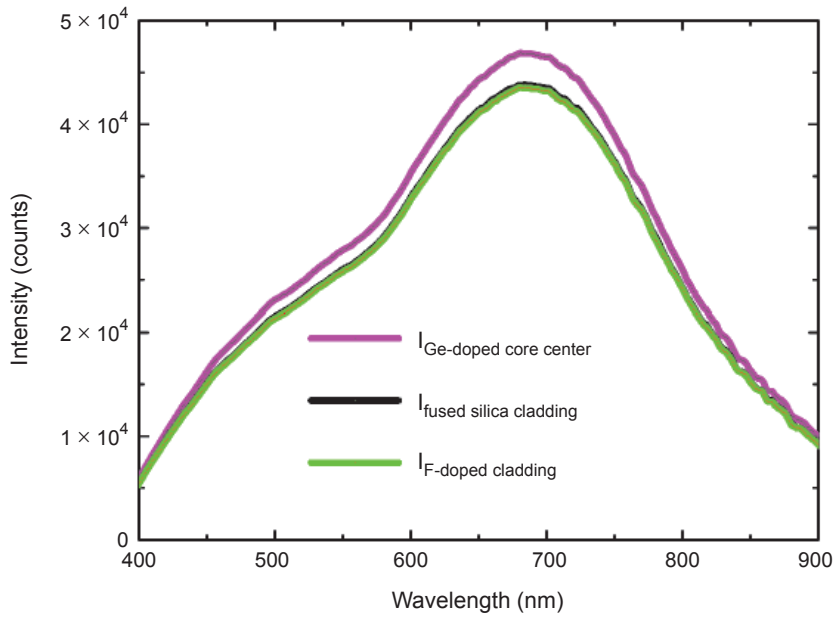


圖 9. 分別為核芯中心區、石英玻璃區外包層以及參雜氟之內包層，三不同區域之顯微光譜反射強度曲線。

大約 0.022。摻雜 F 的外包層折射率經計算大約低於參考的反射率值約有 0.002。透過計算此 GRIN lens 的數值孔徑可被計算，如圖 11 所示，實驗值及理論計算曲線非常接近，以 630 nm 波長在數值孔徑大約為 0.255 與供應商提供之規格  $0.25 \pm 0.01$  非常吻合，顯示本方法除了量測到正確的寬頻折射

率外，因此也可藉由計算亦可推得寬頻之數值孔徑，以往數值孔徑只能透過幾個波長之量測來內插推得其寬頻數值孔徑曲線，這是首次可以得到寬頻的數值孔徑之研究。

接下來，為了得知待測之 GRIN lens 的徑向位置之折射率分佈，因此利用手動移動線型平移台掃

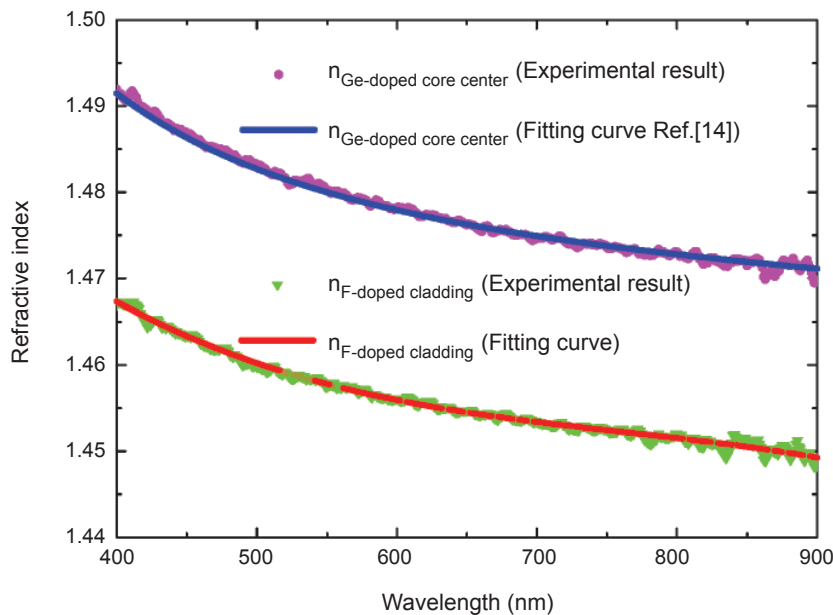


圖 10. 分別為核芯中心區、參雜氟之內包層兩個不同區域之折射率實驗值及文獻擬合曲線



描 GRIN lens 端面，如圖 1 從 A 到 A' 空間之間掃描並紀錄各點之反射率強度，其掃描移動間距為 60  $\mu\text{m}$ ，以所紀錄之反射強度分布用來推得 GRIN lens 之多波長折射率分布。此時顯微光譜儀的積分時間是 300 ms，總共掃描時間為 5 分鐘以內。由空間各點之反射率強度曲線，越接近核心折射率之變化越小，越外圍折射率梯度變化越大。利用所提出的反射率校正程序進行分析計算，選擇以 9 個常見雷射應用之波長來顯示 GRIN lens 之多波長折射率分布，如圖 12(b) 所示，明顯可看出，短波長由

於天然材料色散之故其折射率更高，長波長折射率較低。在核芯中心的折射率介於 1.468 至 1.492 之間，然而核芯邊緣的折射率則介於 1.449 至 1.471 的範圍內。顯而易見，核芯區域由於參雜銻離子濃度較高，因此因為折射率的變化明顯亦即色散程度越大。此外，為了解濃度與折射率之關係，因此本研究搭配 EDS 測量空間相關濃度分布，用以比對連結兩者之定量關係。透過 EDS 點對點掃描 GRIN lens 之銻離子摻雜濃度，以每步間隔 67  $\mu\text{m}$  來掃描並紀錄濃度。實驗數據整理如圖 13 所示，

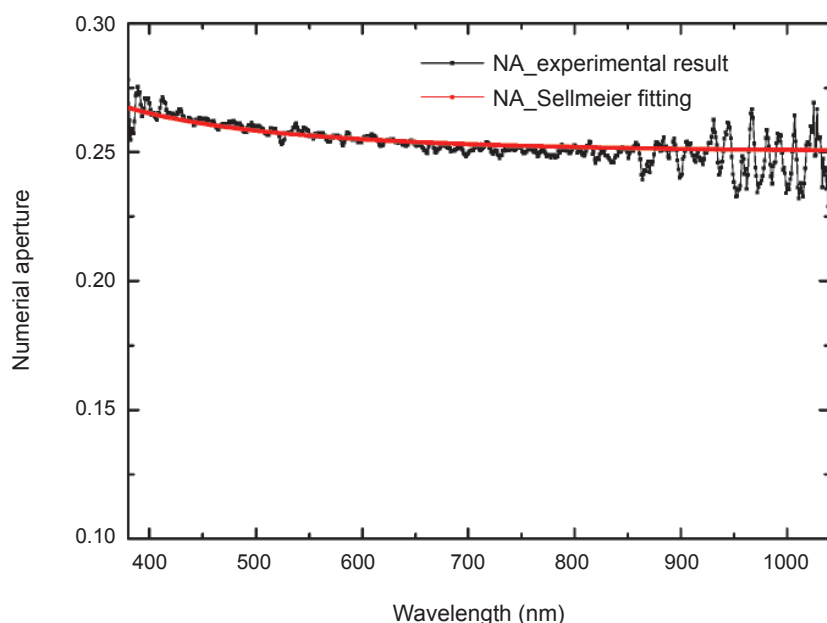


圖 11. GRIN lens 之寬頻數值孔徑曲線。

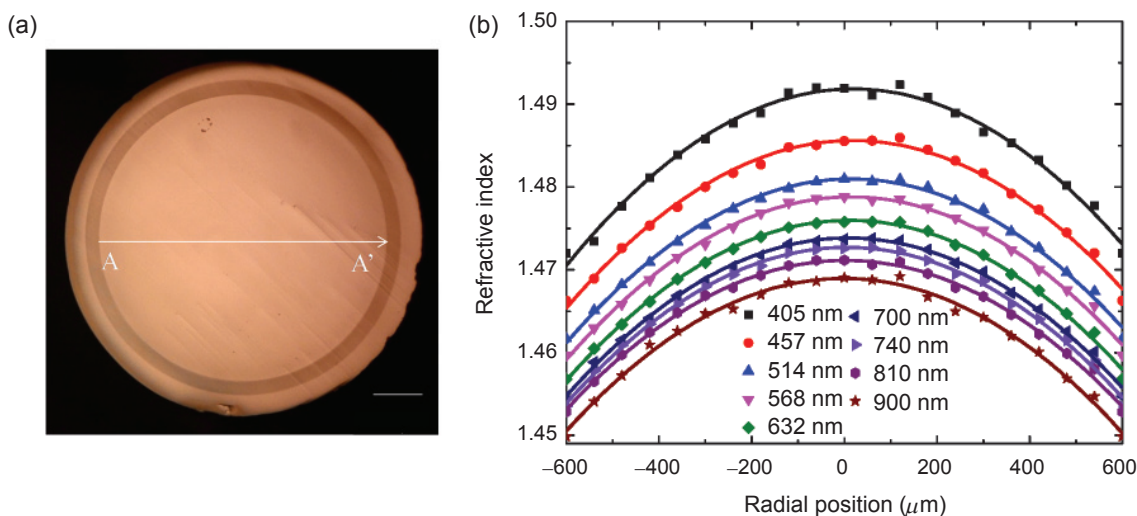


圖 12. (a) GRIN lens 端面顯微照片以及 (b) 9 個波長之徑向位置折射率分佈。

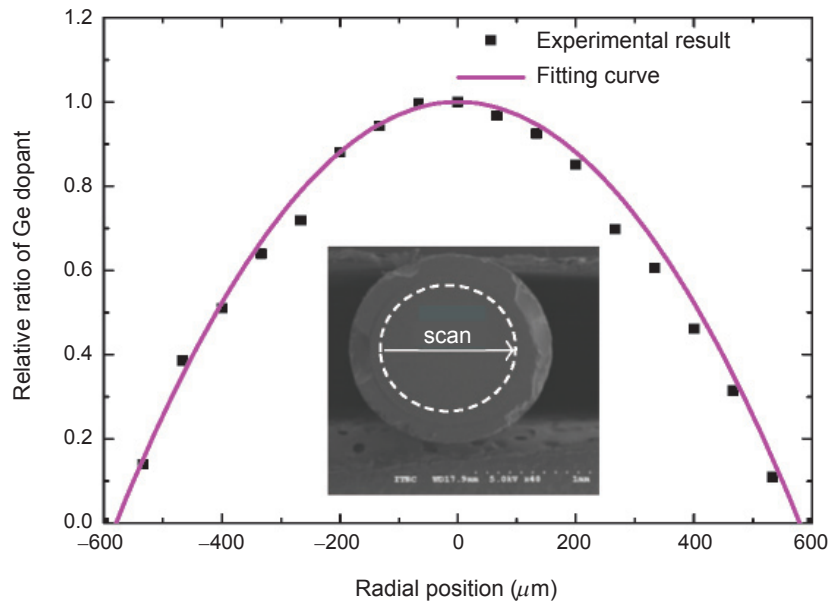


圖 13. EDS 點對點掃描 GRIN lens 之鍺離子摻雜濃度分布。

很明顯，摻 Ge 濃度在核芯濃度比例之變化是呈現反向拋物曲線分佈。由圖可以看出，該 GRIN lens 的摻鍺離子濃度與拋物線擬合曲線具有良好的一致性。由於核芯中心鍺離子的濃度約為 13 mol. % 的濃度，因此在徑向空間相關每一位置的鍺離子濃度可以輕易由擬合曲線推得。

因此，寬頻折射率和摻有鍺離子的濃度之間的關係可以容易取得連接，如圖 14 所示，GRIN lens 橫截面上之 4 種不同的鍺離子濃度 (分別為 1.7, 6.2, 9.5, 和 13.0 mol. %) 所對應之寬頻折射率。由此可以看出，所有四個曲線具有相似的折射率變化趨勢。透過實驗結果之曲線擬合，進一步將折射

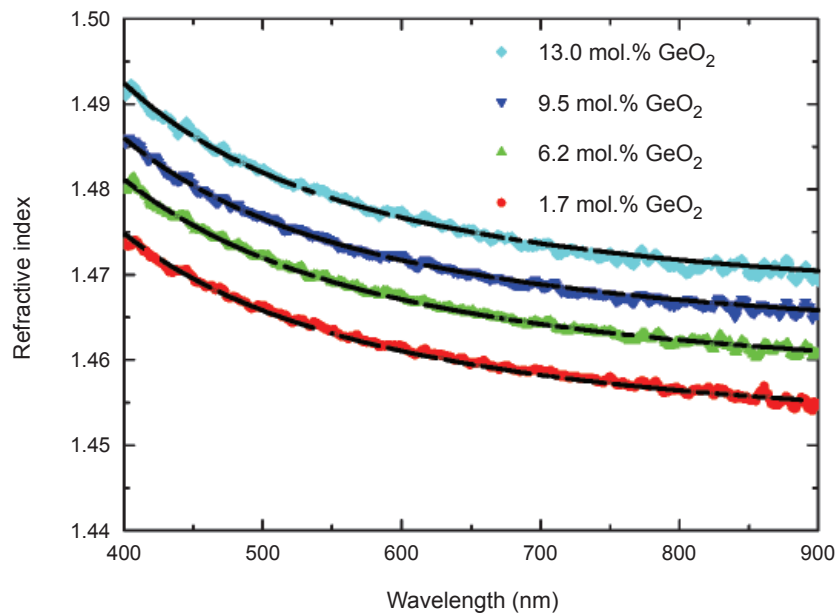


圖 14. 量測四種不同的鍺離子濃度 (分別為 1.7, 6.2, 9.5, 和 13.0 mol. %) 所對應之寬頻折射率。

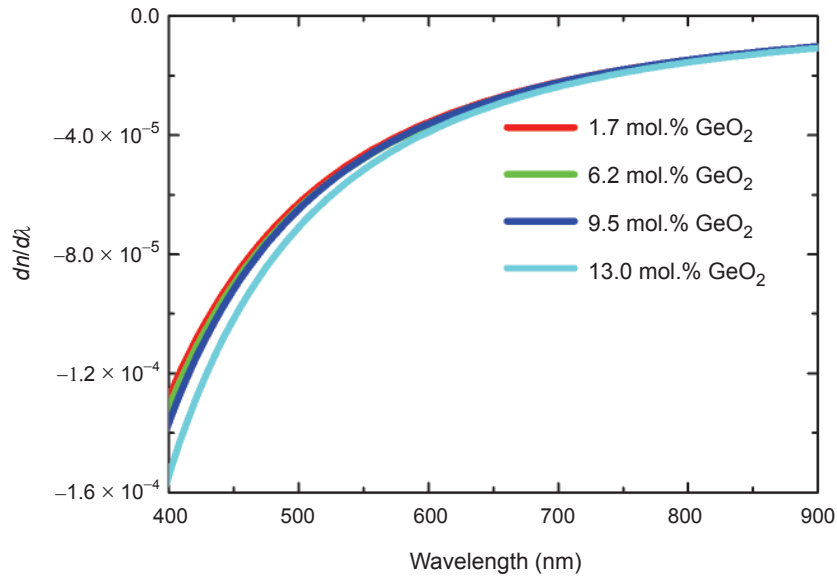


圖 15. 四種不同的鍺離子濃度 (分別為 1.7, 6.2, 9.5, 和 13.0 mol. %) 所對應之材料色散  $dn/d\lambda$  曲線。

率作一階微分，可得不同鍺離子的濃度下材料色散  $dn/d\lambda$  曲線，如圖 15 所示。從圖中可發現，所有曲線皆屬於負色散，而且它們在可見光範圍內折射率色散特別明顯，摻有鍺離子的濃度越高，則其可見光光波段色散程度越大。

最後，本研究提出 GRIN lens 在不同波長的折射率和鍺離子的濃度之間做量化的連接，並提出專

屬之經驗方程式，可供製造商未來製程優化改善參數之用。如圖 16 所，我們選取 9 個常見雷射波長，分別為 405 nm、457 nm、514 nm、532 nm、568 nm、632 nm、700 nm、740 nm、810 nm 以及 900 nm，來觀察折射率對鍺離子摻雜濃度之關係及依賴性。由圖可以輕易發現，折射率與摻雜濃度幾乎呈現線性的正比關係，其中短波長的斜率比長

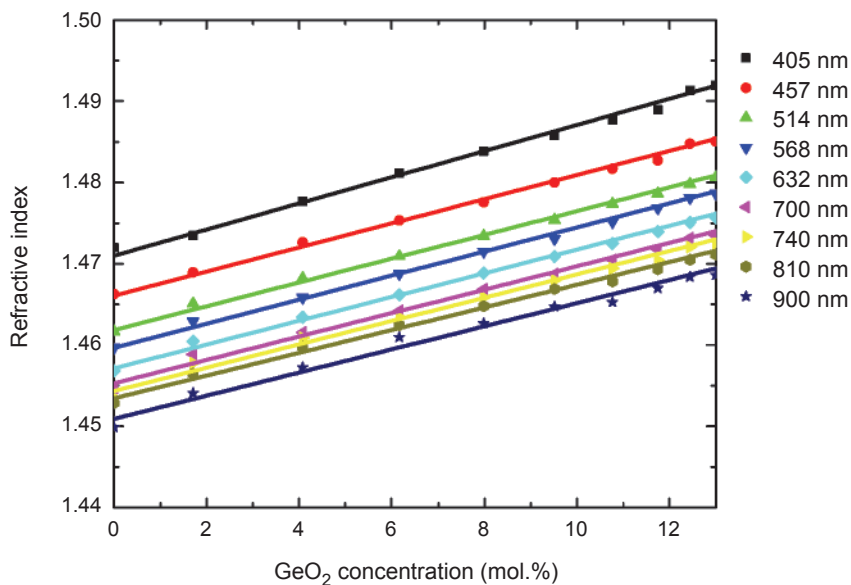


圖 16. GRIN lens 在不同波長的折射率和鍺離子濃度之關係圖。

波長稍大。在 400–900 nm 的範圍內斜率  $dn(\lambda)/dC$  大約落在  $1.42 \times 10^{-3} - 1.61 \times 10^{-3}/\text{mol. \%}$  範圍區間。

最後，本研究提出一個經驗公式來描述折射率上對銻離子摻雜濃度之關係，參考基準點則是基於熔融二氧化矽折射率  $n_{\text{SiO}_2}(\lambda)$ 。折射率上對銻離子摻雜濃度  $n_{\text{GeO}_2}(\lambda, C)$  之關係可表示為以下之方程式：

$$n_{\text{GeO}_2}(\lambda, C) = n_{\text{SiO}_2}(\lambda) + C \cdot dn(\lambda)/dC \quad (5)$$

其中

$$dn(\lambda)/dC = \sum_{s=0}^3 a_s \cdot \lambda^s \quad (6)$$

其中，C 是銻離子摻雜濃度 (單位 mol. %)， $a_s$  是一個多項表示式，實驗結果經過曲線擬合後，相關係數分別為  $a_0 = 1.9 \times 10^{-3}$ 、 $a_1 = -1.2 \times 10^{-3}$ 、 $a_2 = 1.0 \times 10^{-3}$ ，以及  $a_3 = -2.8 \times 10^{-4}$ 。有了折射率上對銻離子摻雜濃度之關係經驗方程式，將可提供後續研究者之參數參考或供相關製造商未來製程優化改善參數之用。

#### 四、結論

總結，本研究已成功地開發一套聚焦式顯微光譜儀，係使用鹵素光燈搭配顯微物鏡來掃描 GRIN lens 的表面反射強度分布，透過純熔融石英作為絕對反射率參考標準，則可以推得 GRIN lens 之多波長的折射率分佈以及不同銻離子參雜濃度之材料色散。顯微光路中係採用寬頻復消色差校正光學設計，所有量測波長都接近於同一個焦平面上，因此測量波長範圍中從 400 至 1100 nm，經文獻搜尋這是首次有使用寬頻光源直接量測寬頻之折射率分佈。此外，為了連結寬頻折射率之分佈與參雜濃度之關係，使用電子顯微鏡內嵌之電子能量光譜儀用於掃描摻 Ge 濃度的分佈。經兩個實驗數據分析比對後，兩者關係呈現線性正比關係，據此本研究提出一特別經驗公式，來描述寬頻折射率與參雜濃度之關係，同時也建立不同參雜濃度下，寬頻折射率之一階微分導數  $dn(\lambda)/dC$  材料色散曲線。通過顯

微光譜儀及電子能量光譜儀之搭配，本研究首次提出基於此架構同時量測寬頻反射率及折射率、不同參雜濃度之材料色散以及量測 GRIN lens 橫截面之多波長折射率之分布曲線。

#### 誌謝

感謝科技部計畫 MOST 105-2622-E-492-005-CC3 及 MOST 105-2221-E-492-019 經費補助。本研究特別感謝許根玉教授、陳永富教授之諮詢協助以及羅家堯教授研究生之拋光協助，另外感謝儀科中心朱念南同仁 SEM 之協助。

#### 參考文獻

1. C. J. Weng, C.-Y. Lee, K.Y. Hsu and Y. F. Chen, *Opt. Express*, **23** (24), 30815 (2015).
2. S. D. Cusworth and J. M. Senior, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, **20**, 102 (1987).
3. J. C. Jung and M. J. Schnitzer, *Opt. Lett.*, **28** (11), 902 (2003).
4. W. M. Lee and S. H. Yun, *Opt. Lett.*, **36** (23), 4608 (2011).
5. T. Xie, S. Guo, and Z. Chen, *Opt. Express*, **14** (8), 3238(2006).
6. H. C. Hsieh, Y. L. Chen, W. T. Wu, W. Y. Chang, and D. C. Su, *Meas. Sci. Technol.*, **21** (10), 105310 (2010).
7. L. S. Watkins, *Appl. Opt.*, **18** (13), 2214 (1979).
8. M. Young, *Appl. Opt.*, **20** (19), 3415 (1981).
9. Y. F. Chao and K. Y. Lee, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **44** (2), 1111 (2005).
10. T. Q. Sun, Q. Ye, X. W. Wang, J. Wang, Z. C. Deng, J. C. Mei, W. Y. Zhou, C. P. Zhang, and J. G. Tian, *Sci. Rep.*, **4**, 5647 (2014).
11. C. J. Weng, K. Y. Hsu, and Y. F. Chen, *Opt. Express*, **23** (9), 11755 (2015).
12. J. W. Fleming, *Appl. Opt.*, **23** (24), 4486(1984).



翁俊仁先生為國立交通大學光電工程研究所博士，目前任職於財團法人國家實驗研究院儀器科技研究中心應用光學技術組擔任副研究員之職務。

Chun-Jen Weng received his PhD degree in Electro-Optical Engineering from National Chiao Tung University. He is currently an associate researcher at the Instrument Technology Research Center of National Applied Research Laboratories. He has been conducting research on microspectrophotometry.