

# 臺灣二〇〇四年國際科學展覽會

科 別：物理科

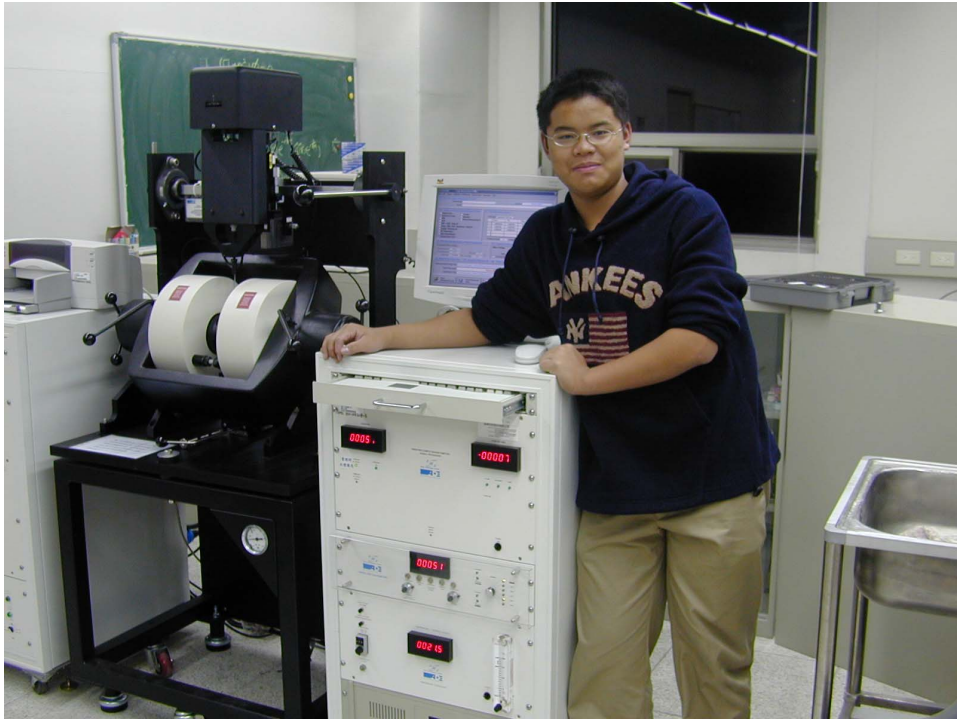
作品名稱：磁性流體可調性折射率特性之研究與應用

得獎獎項：物理科第一名  
美國第五十五屆國際科技展覽會正選代表

學 校：臺北市立建國高級中學

作 者：趙贊新

## 作者簡介



科學研究是一條辛苦又孤獨的路，從國中開始一路走來，個中滋味實在難以言表，很多自然現象，常常理論上講可行，指導老師也常會輕鬆的說確是如此，但實際去作，尤其要以數據證明時，就不是那麼輕鬆或簡單的事，求證過程中絞盡腦汁、挖空心思，這種辛苦無人瞭解；然而當解出難題，找出答案時，那種喜悅和興奮，也是我最大的快樂和安慰。～趙贊新～2004.2.17

## 摘要

磁性流體 (magnetic fluids) 是一種含有磁性奈米粒子的液體，當磁場外加於磁性流體時，流體中各磁性奈米粒子的磁矩會沿外加磁場方向排列，而導致粒子間相互吸引，形成較大的磁性叢集，即所謂的磁鍊。當外加磁場增強，該磁鍊數會變多，並使磁性流體的折射率產生變化。磁性流體的折射率變化會隨外加磁場之變大而增大。本研究除探討磁性流體折射率受外加磁場控制的變化情形及其物理原由外，並進一步運用此特性研發可調性光纖「光調制器」，以探討磁性流體可調性折射率應用在光電元件上的可行性。

## Abstract

A magnetic fluid is one kind of colloids which contain magnetic nano-particles. Under an external magnetic field, the magnetic moment of nano-particles is aligned along the direction of the external magnetic field. This leads to the agglomeration of magnetic particles and to form magnetic clusters under an external magnetic field. With the formation of the magnetic clusters, the refractive index of magnetic fluid is varied. The refractive index of magnetic fluid was found to increase under a higher magnetic field. In this work, In addition to investigating in detail the behavior of the field-dependent refractive index of the magnetic fluid, we also explore the relevant physical origins. Furthermore, the feasibility of developing fiber-optical modulators by utilizing the tunable refractive index of magnetic fluids is discussed.

# 磁性流體可調性折射率之特性研究與其應用研發

## 一、研究前言

磁性流體 (magnetic fluids) 是一種具超順磁性的流體，其中包括奈米磁性微粒 (magnetic nano-particle)、界面活性劑 (surfactant) 及載液 (liquid carrier)，如圖 1 所示。磁性微粒的直徑約 10 奈米，每個微粒有一個與它的尺寸大小成固定比例的磁矩。在未外加磁場前，這些磁性微粒藉由界面活性劑及布朗運動，均勻地分散於載粒液中。當外加磁場時，如圖 1，微粒磁矩會轉向順著磁場方向，微粒間因彼此相吸引而聚集排列成束。

這些成束的磁微粒即所謂的磁束，磁束數目的多寡會隨外磁場大小而變化。磁束的生成會改變磁流體的許多光學特質及熱特性。本研究將詳細探討磁性流體折射率受外加磁場影響的變化情形，並進一步藉由觀察及分析磁性流體在外加磁場下的結構演變，來釐清其折射率變化之物理機制。此外，除了特性及學理上的研究外，更將運用磁性流體可調性折射率，研發具有可調性光學特性之光電元件。

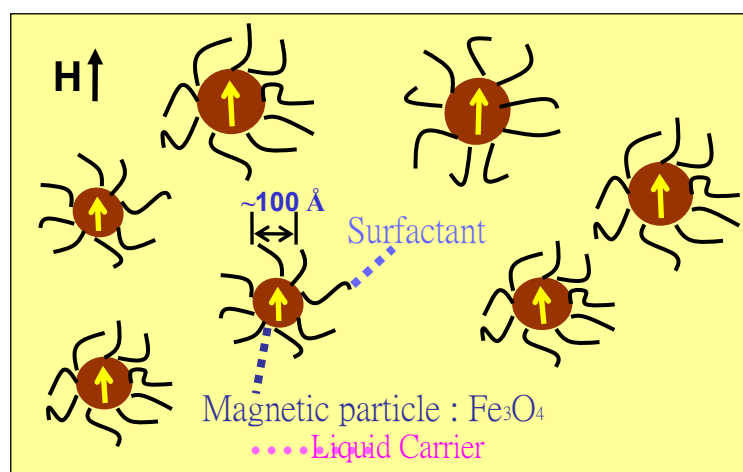


圖 1 外加磁場下的磁性流體

## 二、研究目的

- (一)研究磁流體在外加磁場下，其折射率之調制行為。
- (二)釐清磁性流體可調式折射率受磁場控制之物理機制。
- (三)探討流體可調性折射率於光學元件之應用可行性。

## 三、研究設備及研究方法

- (一)設備：光纖、毛細管、光檢器、光學桌、氦氖雷射、直流電源供應器、電腦、AB 膠、UV 膠、紫外光源、磁性流體、光學顯微鏡、螺線管線圈、載玻片、蓋玻片。

- (二)研究平台：

本研究所需之平台依研究目的可分為以下三部分：

### 1、磁性流體薄膜折射率之量測

#### (1)平台簡介

我們設計圖 2 之裝置來量測磁流體薄膜折射率。在將水基的  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  磁流體注入玻璃凹槽內(面積約  $4 \times 4 \text{ mm}^2$ )後，磁流體薄膜被覆蓋在 ZnSe、矽或其它高折射率材質所製之三稜鏡下，因此可在稜鏡與磁流體薄膜形成一個介面 PM，如圖 2 所示。線圈產生的外加磁場垂直於薄膜，外加磁場在磁流體薄膜面積內的差異度小於 0.5 %，薄膜溫度藉由循環水系統保持在  $24.3^\circ\text{C}$ ，溫差可控制在  $0.1^\circ\text{C}$  內。

本研究中採用兩種光源，分別可發出波長為 632.8 nm 及  $1.557 \mu\text{m}$  的平行光。此平行光以入射角  $\theta_i$  射入三稜鏡後，經過介面 PM 的反射，再由稜鏡的另一邊折射出。該出射光由光纖導入光檢器來測量其強度。由於光纖直徑比出射光的光束面積小，因此，對一固定入射角  $\theta_i$  之入射光，我們必須掃描其出射光在空間中最強角度的位置。此項偵測可藉由步進馬達（解析度為  $0.01^\circ$ ）來帶動偵測光纖，以掃描出射光在空間中的強度分佈，進而找出對應到此時入射角  $\theta_i$  之入射光的最強出射光

位置。在本實驗裝置中，入射角 $\theta_i$ 亦是利用另一個步進馬達來調控，解析度為 $0.01^\circ$ 。

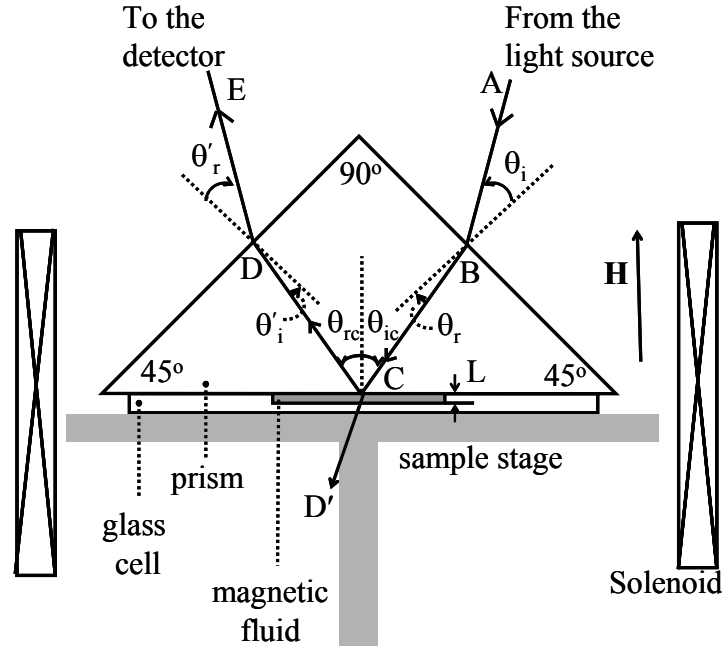


圖 2 磁性流體折射率測量平台

當平行入射光 AB 以入射角為 $\theta_i$ 射入三稜鏡的一邊，光在 B 點被折射然後在磁流體表面 C 點反射，反射光會在 D 點折射出稜鏡，在 B 點的折射角為 $\theta_r$ ，在 C 點入射及反射角分別為 $\theta_{ic}$  和  $\theta_{rc}$ ， $\theta'_i$  和  $\theta'_r$  代表在 D 點的入射及反射角，根據反射定律及 Snell's 定律，可獲得以下的關係

$$\sin\theta_i = n_p \sin\theta_r \dots\dots\dots(1)$$

$$\theta_{ic} = \theta_{rc} \dots\dots\dots(2)$$

$$\theta'_i = \theta_r \dots\dots\dots(3)$$

$$\theta'_r = \theta_i \dots\dots\dots(4)$$

$$\theta_{ic} + \theta_r = \pi/4 \dots\dots\dots(5)$$

$n_p$  代表三稜鏡折射率。當在 C 點發生全反射時， $\theta_{ic} = \theta_c$  (PM 介面全反射之臨界角) 且

$$n_p \sin \theta_c = n_{MF} \dots \dots \dots (6)$$

$n_{MF}$  代表磁流體薄膜折射率。從方程式(1)-(6)，可求得磁流體薄膜折射率如下：

$$n_{MF} = \frac{1}{2} (\sqrt{2n_p^2 - 2\sin^2 \theta_{it}} - \sqrt{2} \sin \theta_{it}) \dots \dots \dots (7)$$

$\theta_{it}$  是對應於介面 PM 發生全反射時的  $\theta_i$  值。我們可藉由測量不同的  $\theta_i$  下之出射光最強度的變化來找出  $\theta_{it}$ 。由於  $\theta_i$  的解析度為  $0.01^\circ$ ，故由方程式(7)可知  $n_{MF}$  的解析度為 0.0001。

## (2)量測步驟：

- a. 將磁性流體注入玻璃玻片中。
- b. 將三稜鏡蓋上壓緊並封上 AB 膠，等固化後放置於平台中。
- c. 將由波長為 632.8 nm 或 1.557  $\mu\text{m}$  的平行光打入稜鏡內。
- d. 外加磁場由 0 Oe 到 273 Oe。
- e. 轉動光源之步進馬達。
- f. 光源之步進馬達每轉一度，光纖步進馬達就轉某一範圍角度，掃描空間中光最大強度之角度。
- g. 當測到最大光強度為最大時，其角度就是  $\theta_{it}$ 。
- h. 將  $\theta_{it}$  代入方程式(7)就可算出磁性流體之折射率。

## 2、磁性流體薄膜中結構觀察及分析

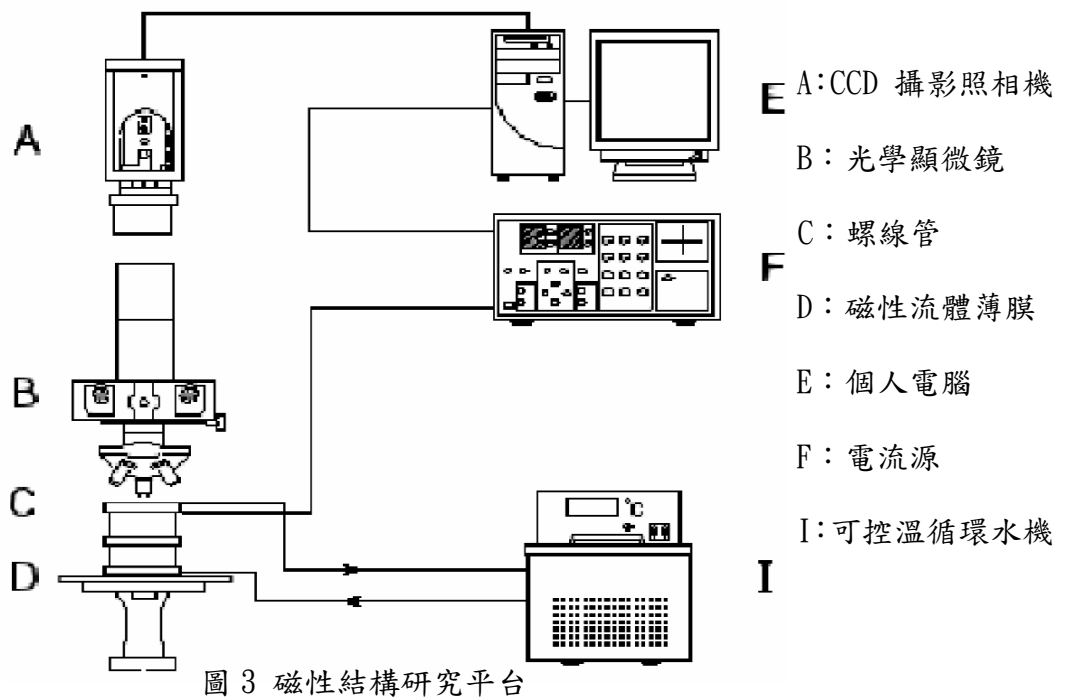
由於磁性流體薄膜在外加磁場下的光學性質變化是來自於薄膜中結構的改變，因此，在本研究中我們架設一研究平台來觀察及分析磁性流體薄膜於外加磁場下的結構。

### (1)平台簡介

磁性流體薄膜在外加垂直磁場下之結構觀測平台如圖 3 所示。利用電腦程式，將參數傳輸給電源供應器，以輸出適當的電流至螺線管線圈，產生所需要的垂直磁場，另外為了避免磁鐵過熱，我們多裝一套循環水系統來控制溫度。至於影像部分經由

光學顯微鏡，透過 CCD 攝影照像機，將影像傳回電腦來進行拍照及攝影。

我們將製作磁性流體注入至  $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$  之玻璃凹槽內進行磁性流體薄膜製作。再將其放置於外加垂直磁場螺線管線圈中利用顯微鏡的觀察。分別將磁場從零磁場將至  $273\text{ Oe}$  探討其結構上的變化。



磁性結構研究平台

(2)結構觀察步驟：

- 將磁性流體注入於玻片內。
- 蓋上蓋玻片，並封上 AB 膠使其固化置於平台上。
- 外加磁場由 0 Oe 到 273 Oe。
- 透過顯微鏡經由 CCD 將影像傳輸至電腦。
- 用拍照之圖形經由軟體分析探討。

3、光纖光調制器之製作與特性量測

在了解及釐清磁性流體可調性折射率之特性及物理原由後，我們更設計了以下之研究平台，以探討此可調性折射率之應用性。

(1)平台簡介

a.單一調制器部分

為了使光源僅在核心中行進，我們將一段長約 15 cm 光纖去皮，再使用濕式蝕刻將光纖包層(cladding)蝕刻不同的三段，使其核心部分裸露如圖 4。其中第一段蝕刻約為 2 cm，本段是為了使包覆層行進之光無法持續行進而產生色散。第二段為調變部分。第三段蝕刻約為 2 cm，為避免經過調變之後的光透過後段的包覆層而進入光檢器，所以蝕刻本段。

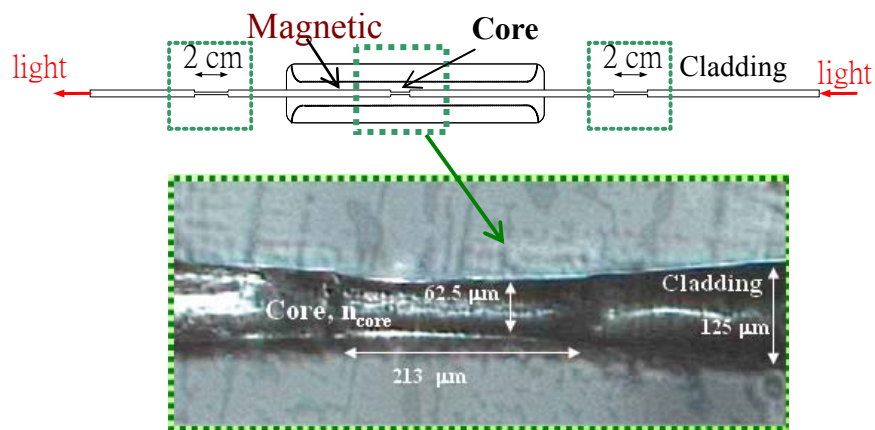


圖 4 光纖蝕刻圖

將內徑為 500  $\mu\text{m}$  長為 3 cm 毛細管套入光纖中，包住光纖中間那段蝕刻的部分。將濃度為 0.6 emu/g 的磁性流體(其折射率在零磁場下略小於光纖核心部分的折射率)注入毛細管

內。使用 AB 膠，塗抹於毛細管兩端，待膠乾固後即完成光纖調制器之製作。

#### b. 串列式調制器部分

實驗過後發現單一調制後的範圍有限，為了證明可以利用串聯方式增加其衰減量，我們將一段長約 1 m 光纖去皮，再使用濕式蝕刻將光纖包層 (cladding) 蝕刻不同的五段，使其兩核心部分裸露如圖 5。其中第一段蝕刻約為 2 cm，本段是為了使包覆層行進之光無法持續行進而產生色散。第二段為調變部分蝕刻為 246  $\mu\text{m}$ 。第三段蝕刻約為 2 cm，為避免經過調變之後的光透過後段的包覆層而進入第四段的調制部分，所以蝕刻本段。第四段為調變部分蝕刻為 313  $\mu\text{m}$ 。第五段為蝕刻約為 2 cm，避免經過調變之後的光透過後段的包覆層而進入光檢器，所以蝕刻本段。

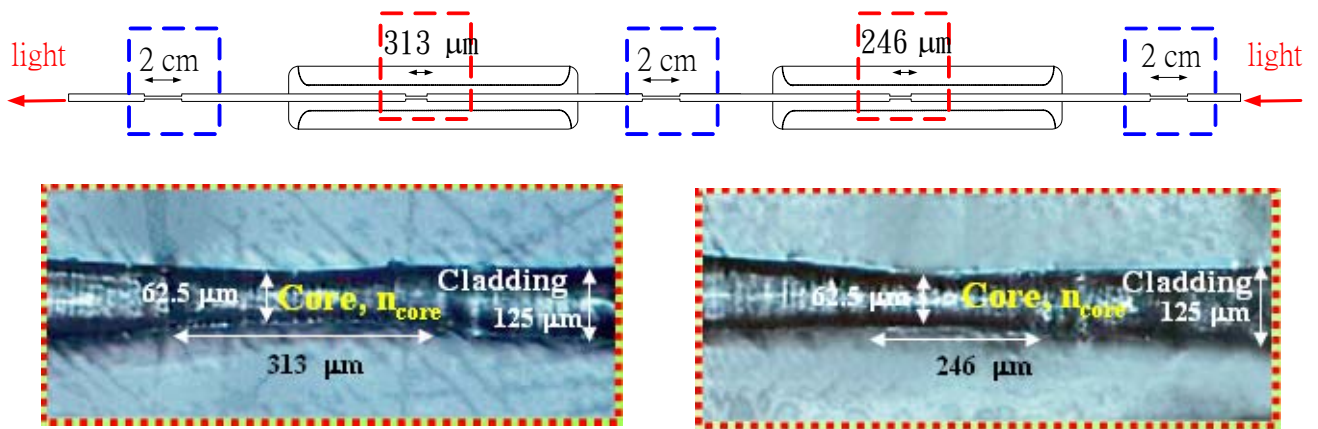


圖 5 串列式調制器光纖蝕刻

將內徑為 500  $\mu\text{m}$  長為 3 cm 毛細管套入光纖中，包住光纖中間那兩段蝕刻的部分。將濃度為 0.6 emu/g 的磁性流體(其折射率在零磁場下略小於光纖核心部分的折射率)注入毛細管內。使用 AB 膠，塗抹於毛細管兩端，待膠乾固後即完成雙光纖調制器之製作。

測量光調制器的平台設計如圖 6。將製作好的光調製器固定

於兩個螺線圈中，利用電腦控制並外加直流電源，產生我們所要的磁場，以改變光調製器中磁流體的折射率。此部分我們使用氦氖雷射當光源，將光射入經由聚光透鏡打入準直器導入光纖。當光經過調制器調變後，剩餘光源再導入後方的光檢器，該光檢器可將光的強度轉變為電壓輸入數位電錶，再藉由電腦截取其中之數據加以分析整理。

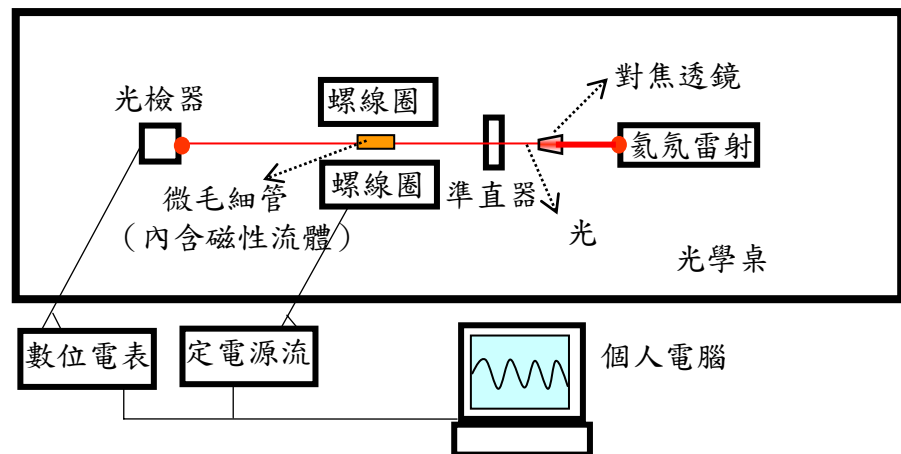
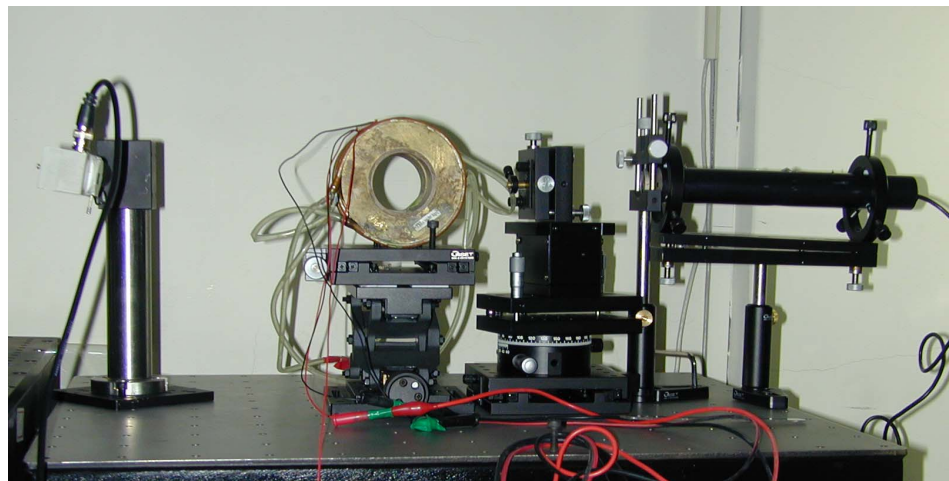


圖 6 光調制器測量平台



光調制器測量平台

(2)特性量測之方法：

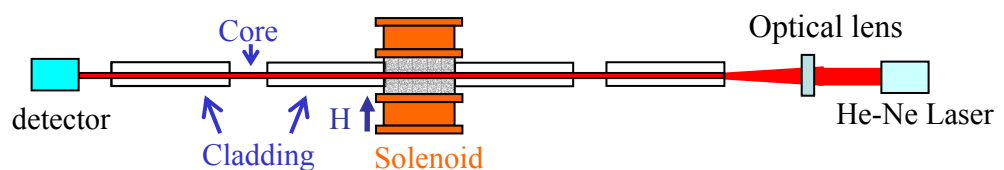


圖 7 光調制器架構圖

- a. 將光纖前端的部分置於準直器，使光源能精準射入光纖。
- b. 藉由定電源流，輸出固定電流外加磁場，如圖 8 所示。

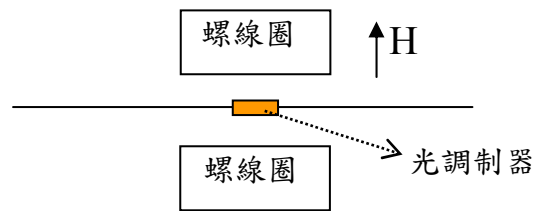


圖 8 外加磁場方向

- c. 使用光檢器將訊號輸入至電腦觀察出射光強度變化。

## 四、研究結果與討論

### (一) 磁性流體薄膜折射率的特性

#### 1、磁性流體薄膜全反射臨界角

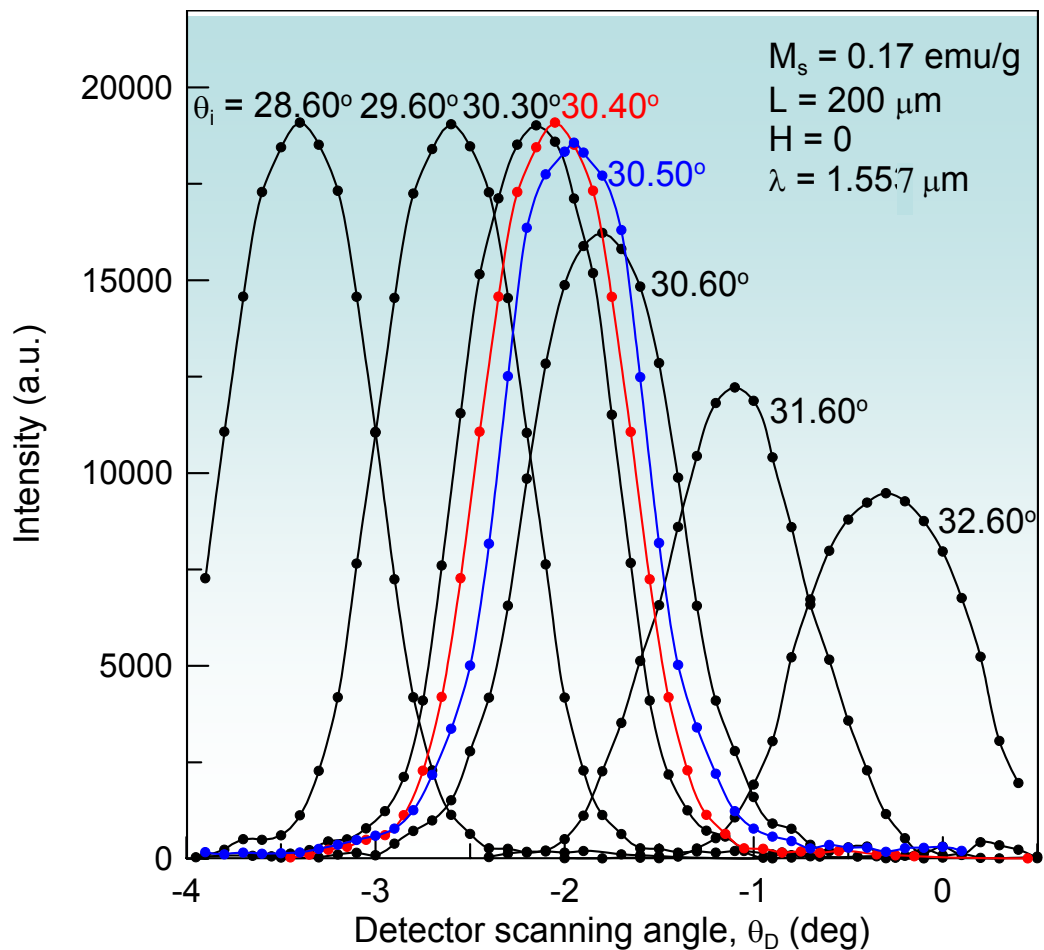


圖 9-1 磁性流體薄膜全反射臨界角

從圖 9-1 繪出了雷射光 DE 典型的空間對稱分配, 該空間分配對應於不同的入射角 $\theta_i$  從  $32.60^\circ$  到  $28.60^\circ$ , 每一條曲線的對稱關係說出實驗平台各元件安排的相當適洽, 我們發現當 $\theta_i$ 減少時雷射光 DE 會增強, 直到 $\theta_i=30.40^\circ$ 時達到飽和, 該角度即為全反射臨界角。此時,  $n_p = 2.4739$  ( $\lambda = 1.557\mu\text{m}$ ), 代入方程式 7, 我們求出磁性流體折射率  $n_{MF} = 1.3545$ 。

## 2、磁性流體薄膜折射率隨濃度不同而變化

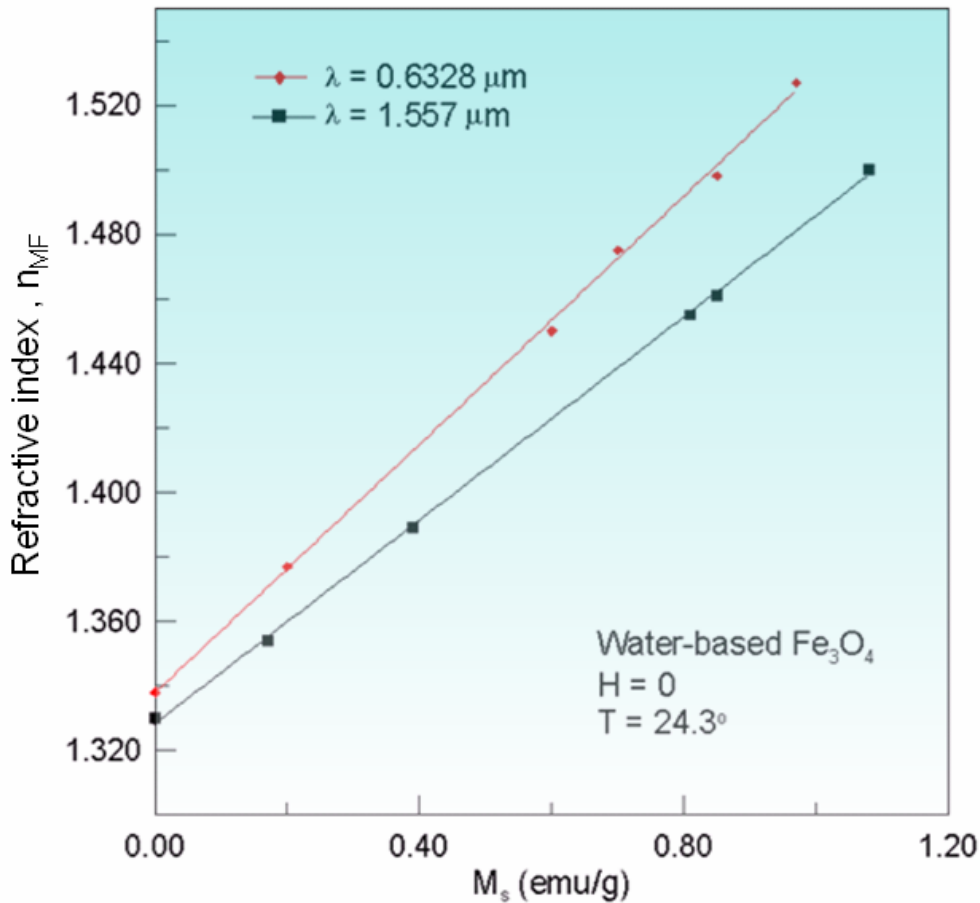


圖 9 不同濃度磁性流體對折射率的變化

根據實驗測量, 不論入射光波長是 632.8 nm 或是  $1.557 \mu\text{m}$ , 我們發現當濃度越高的磁流體薄膜其折射率  $n_{MF}$  會越高, 如圖 9 所示。此結果乃是因為磁流體濃度愈高時, 所含之磁性粒子  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  愈多, 而造成

折射率的升高。因此，我們可藉由調控磁流體薄膜的濃度以得到所需折射率之磁流體。

### 3、磁性流體薄膜折射率隨外加磁場不同而變化

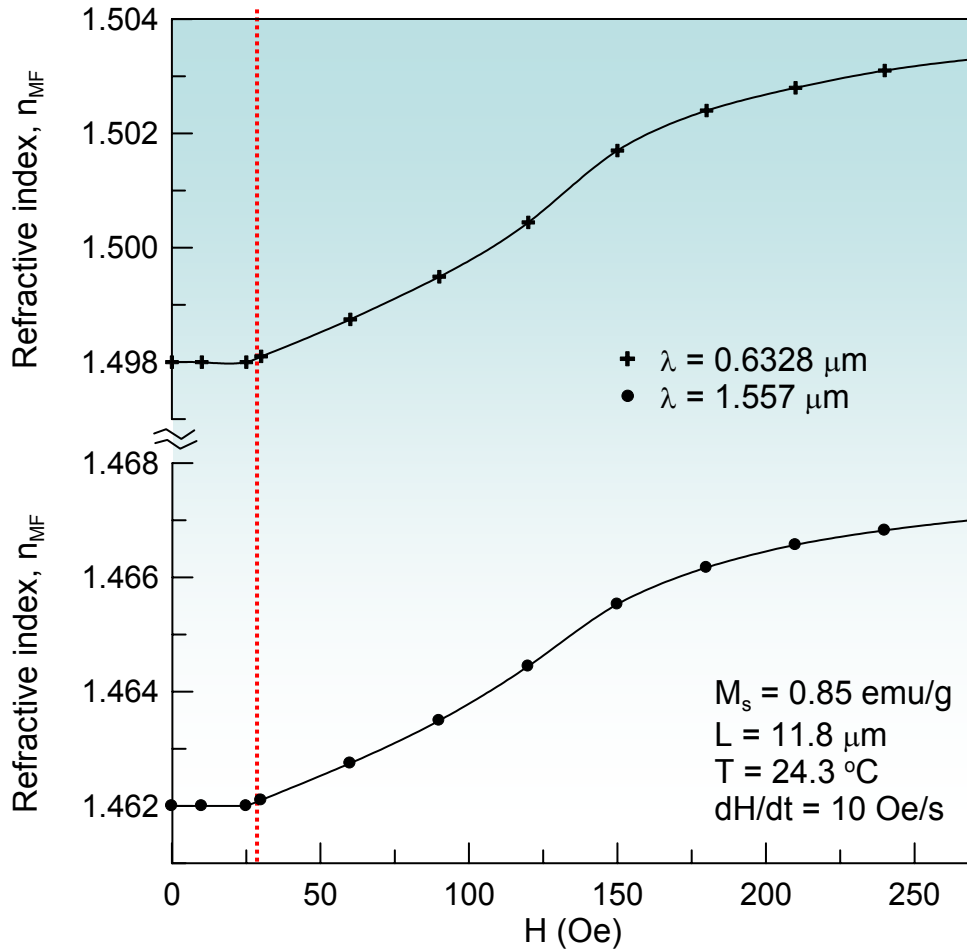


圖 10 磁性流體折射率隨磁場大小而變化

圖 10 繪出不同垂直磁場強度下  $n_{MF}$  的變化情形。對於一個給定的磁流體薄膜(如濃度  $M_s$  為 0.85 emu/g，厚度  $L$  是 11.8  $\mu\text{m}$ )，當磁場從零到 30 Oe 時， $n_{MF}$  並無變化。而當外加磁場從 30 到 180 Oe， $n_{MF}$  從 1.4980 升到 1.5022(對  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ )，當磁場到達 200 Oe 時， $n_{MF}$  則幾乎不再變化。總括來說磁性流體折射率會因磁場的增強而變大。

#### 4、不同厚度之磁性流體薄膜折射率隨外加磁場的變化

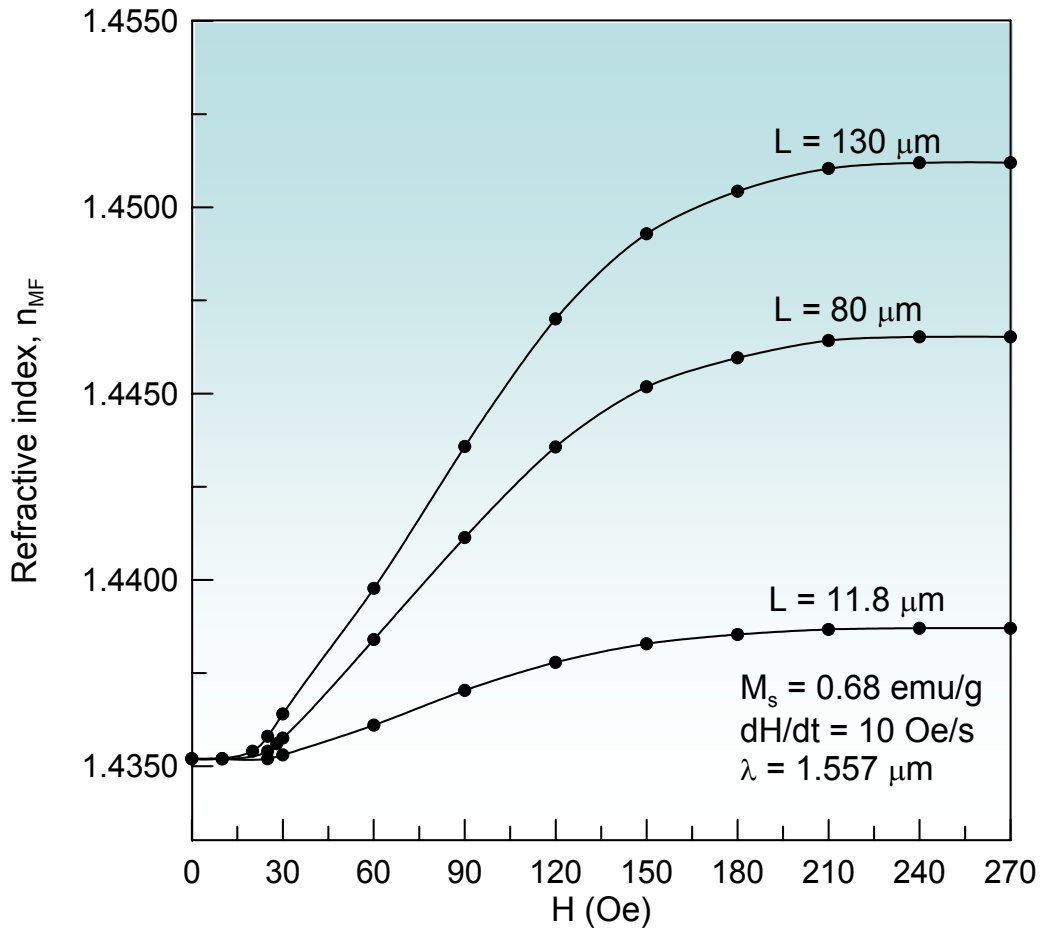


圖 11 厚度對折射率的變化

由圖 11 中可看出當磁場從零到 30 Oe 時， $n_{MF}$  並無變化，而當外加磁場從 30 到 180 Oe，不同厚度之  $n_{MF}$  變化幅度明顯的不同，當磁場到達 200 Oe 時， $n_{MF}$  則幾乎無變化。整體來說  $n_{MF}$  會隨磁場增強而變大，且當厚度越大時其折射率之變化量也越大。

綜上所述，磁性流體薄膜之折射率除會隨濃度之增加而增加外，亦會因磁場之增強而變大，而對於較厚之薄膜則有較大的變化量。

在了解磁性流體可調性折射率之特性後，我們擬釐清其中之物理機制。由於磁性流體薄膜在外加磁場下光學特性之變化乃因薄膜中結構之變化，因此，我們繼之觀察及分析薄膜中之結構隨磁場之演變。

## (二)磁性流體薄膜結構隨外加磁場而變化

磁流體薄膜於外加磁場下結構的觀察如圖 12 所示。零磁場下磁粒子均勻地分散於液態水內無磁束產生，如圖 12(a)。當磁場超過 30 Oe 時，磁粒子開始聚集而形成磁束，如圖 12(b)。當外加垂直磁場為 150 Oe 時，薄膜中的磁束持續增多，如圖 12 (c)，當磁場強度達 200 Oe 後則無新磁束產生。上述之行為非常類似其折射率的變化。因此，磁流體薄膜的可調性磁性折射率可被解釋為外加磁場下薄膜中磁束的結構變化。為了進一步釐清磁場與磁流體折射率的相關性  $n_{MF}(H)$  物理成因，我們根據薄膜中結構隨磁場的變化，理論計算出  $n_{MF}-H$  曲線。

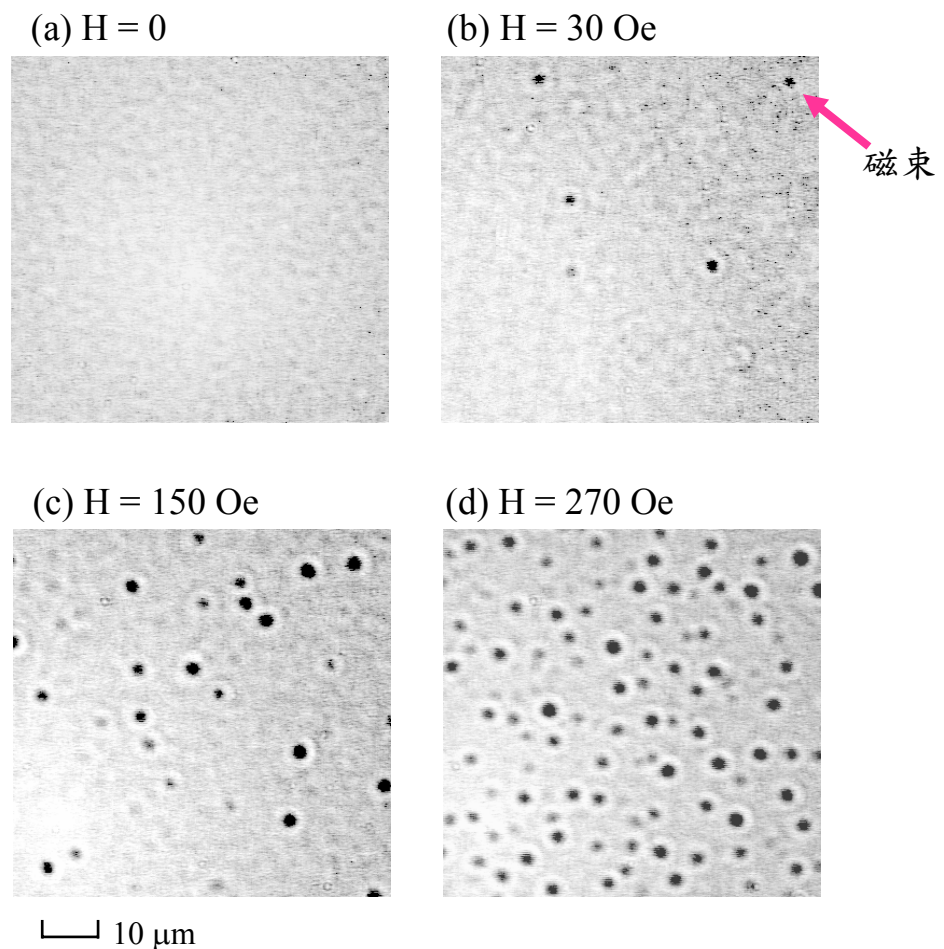


圖 12 外加垂直磁場磁性流體結構變化

### (三)磁性流體薄膜折射率隨外加磁場變化行為與其結構關係探討

之前我們已觀察到零磁場下磁性粒子乃是均勻地於液態水內，因此外加磁場增加到 30 Oe 時，磁粒子將會集成磁束。如此，我們可將此時薄膜分成兩相，即磁束和液相。而對於一個含有兩相之物質其有效電介質常數可表示如下[ 7 ]：

$$\varepsilon_{MF} = \frac{-\varepsilon_{col}(1-f) - \varepsilon_{liq}(f-1) + \sqrt{[\varepsilon_{col}(1-f) + \varepsilon_{liq}(f-1)]^2 + 4(1+f)^2 \varepsilon_{col} \varepsilon_{liq}}}{2(1+f)} \dots (8)$$

$\varepsilon_{liq}$  代表磁性流體薄膜中液相的電介質常數， $\varepsilon_{col}$  代表磁束的電介質常數，而  $f$  則是代表薄膜中磁束所佔的體積比例。其中  $\varepsilon_{col}$  是不隨外加磁場變化的， $f$  可藉由圖 12 求得，而  $\varepsilon_{liq}$  是隨液相的濃度而定，因此會隨磁場強度變化而變化，所以必須先求出某磁場強度下液相濃度後才可求得  $\varepsilon_{liq}$ ，為此，我們仿照參考資料 6 的方法，可得到在各磁場下磁流體薄膜中液相的磁流體濃度  $M_s, liq$ ，並透過圖 9 在零磁場下磁流體薄膜液相的折射率  $n_{liq} (= \sqrt{\varepsilon_{liq}})$  和  $M_s$  的關係，求得在不同外加磁場下某一有效濃度  $M_s, eff$  的液相有效電介質常數  $\varepsilon_{liq}$  可計算得知，

$$\varepsilon_{liq}|_{M_s, eff(H)} = n_{MF}^2 (M_s|_{H=0}) = (0.1573 M_s + 1.3283)^2 \dots (9)$$

由於在可見光及紅外線波段的範圍內，磁性物質之磁導率  $\mu$  是 1。因此，在上述的討論中，液相磁導率  $\mu_{liq}$  設為 1，將方程式(9)代入方程式(8)，再將方程(8)所算得的  $\varepsilon_{MF}$  藉由  $n_{MF} = \sqrt{\varepsilon_{MF}}$  的關係轉成  $n_{MF}$ ，並與所量測到的  $n_{MF}$  隨  $H$  的變化曲線作比較，如圖 13 所示，可得到  $\varepsilon_{col} = 2.6476$ ，並發現觀察曲線與計算值之間有極佳的一致性，這樣結果可知外加磁場下磁流體薄膜的折射率變化是由於相分離所造成。

再釐清磁流體薄膜其折射率受外加磁場的作用而變化的物理原由後，我們將更進一步利用此特性，探討磁性流體在光電元件上之應用可行性。在此，我們將以光纖光調制器為例。

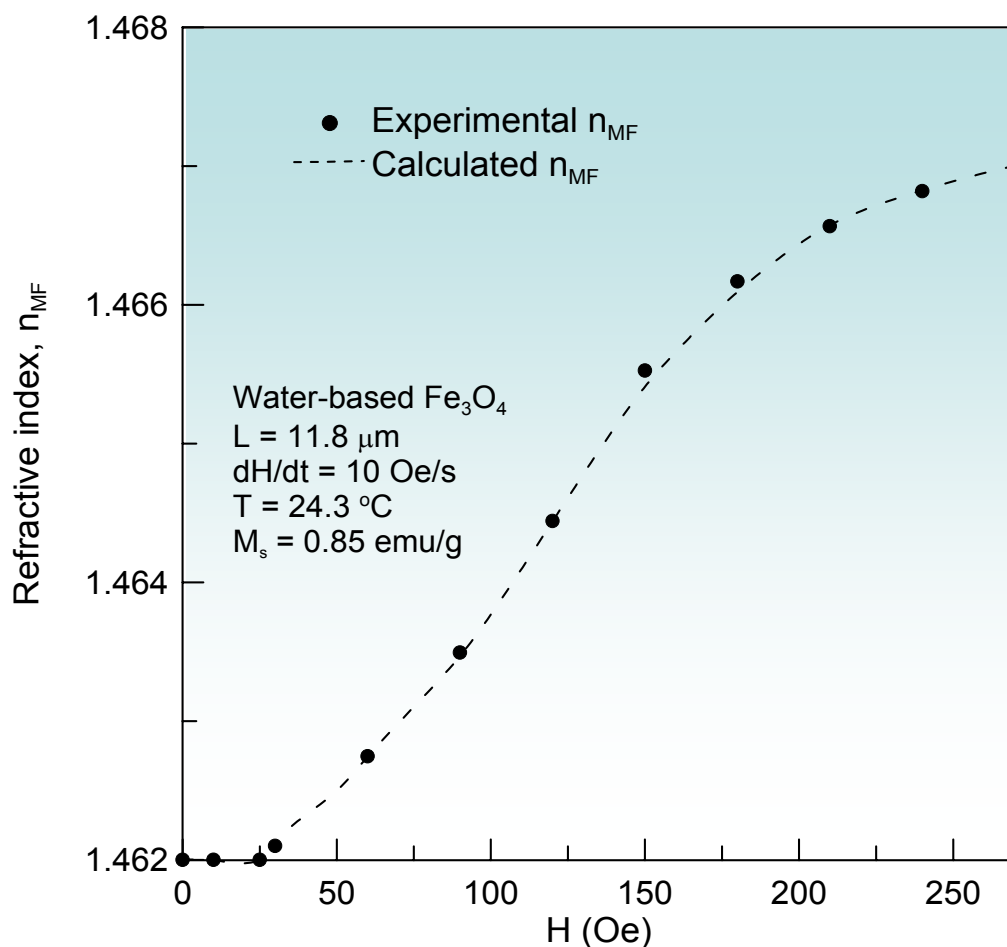


圖 13 理論計算  $n_{MF}$  曲線與實驗數據比較

#### (四)光纖光調制器之設計與特性：

##### 1、設計原理

為能運用磁性流體的可調性折射率製作光調制器之前，首先必須找出相對於所使用之光波長光纖折射率，再找出某一性質和濃度適當之磁流體，使其折射率變化範圍適合於光纖之折射率。本實驗乃使用波長為  $0.6328 \mu\text{m}$  之氦氖雷射為光源，相對於下圖 14 之光纖核心折射率約為 1.456。為避免封裝過程，因揮發造成磁性流體濃度改變，影響本實驗正確性，所以我們使用不易揮發的水基磁性流體。藉由實驗結果我們成功找出了符合的磁性流體濃度(即當波長為  $0.6328 \mu\text{m}$  之光源射入時，其折射率約略小於 1.456)，由圖 9 中可知該磁性流體濃度約為 0.61 emu/g。

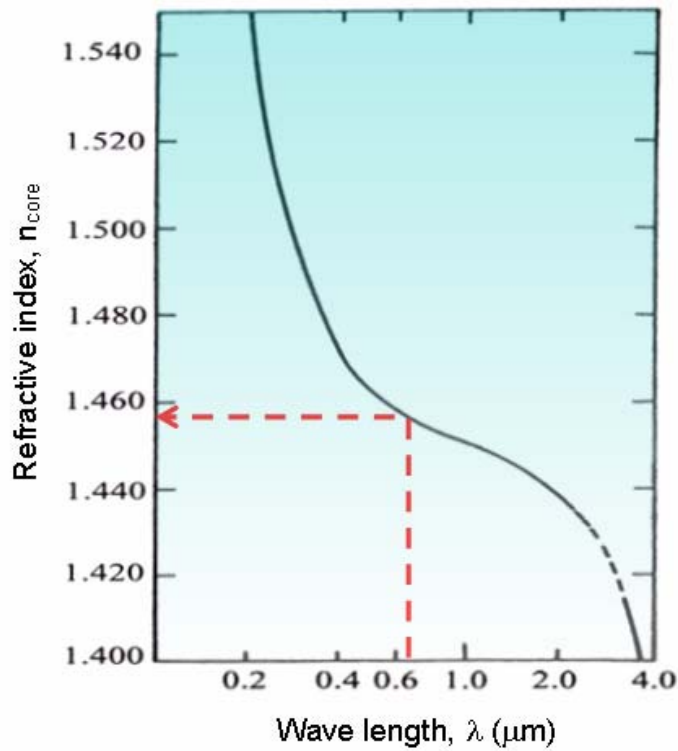


圖 14 光纖折射率對光波長的變化

當外加磁場為零，磁性流體的折射率略小於光纖核心之折射率，所以光仍會在光纖中全反射而傳遞，如圖 15 (a)。

當外加一磁場時，磁性流體的折射率會變大且大於光纖核心之折射率。光在光纖核心與磁性流體界面不再發生全反射，因而有些光會從核心射出，如圖 15 (b)所示。如此，即可藉由調控磁場來控制從光纖穿透的光強度。

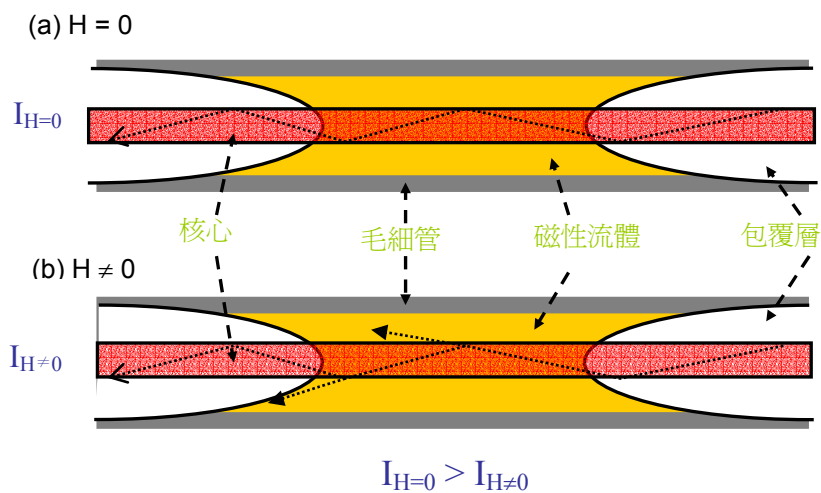


圖 15 磁性流光調制器開關工作情形示意圖

## 2、光調制器之特性

### (1) 單一調制行為探討

首先求得加磁場穿透光強度的平均值，接著計算各時點穿透光與未加磁場時的強度差，而後求取此強度差與未加磁場時穿透光的比例，以獲得穿透衰減百分比之值(Transmission Loss)，其定義為 $[(I_{H \neq 0} - I_{H=0})/I_{H=0}] \times 100\%$ 。其中  $I_{H=0}$  表示未外加磁場時，光穿透強度， $I_{H \neq 0}$  外加磁場時，光穿透強度。

下圖為蝕刻長度  $796 \mu\text{m}$  之光纖，注入磁性流體濃度為  $0.61 \text{ emu/g}$  之實驗結果，將蝕刻段包覆微毛細管填注磁流體後，置於兩場磁鐵中央，以 20 秒為週期並於第 10 秒外加不同平磁場，如圖 16(a)。

光檢器隨時間每 100 ms 偵測光的強度變化，並將光穿透衰減百分比和不同磁場，二者隨時間變化情形予以結合，繪圖 16(b)。

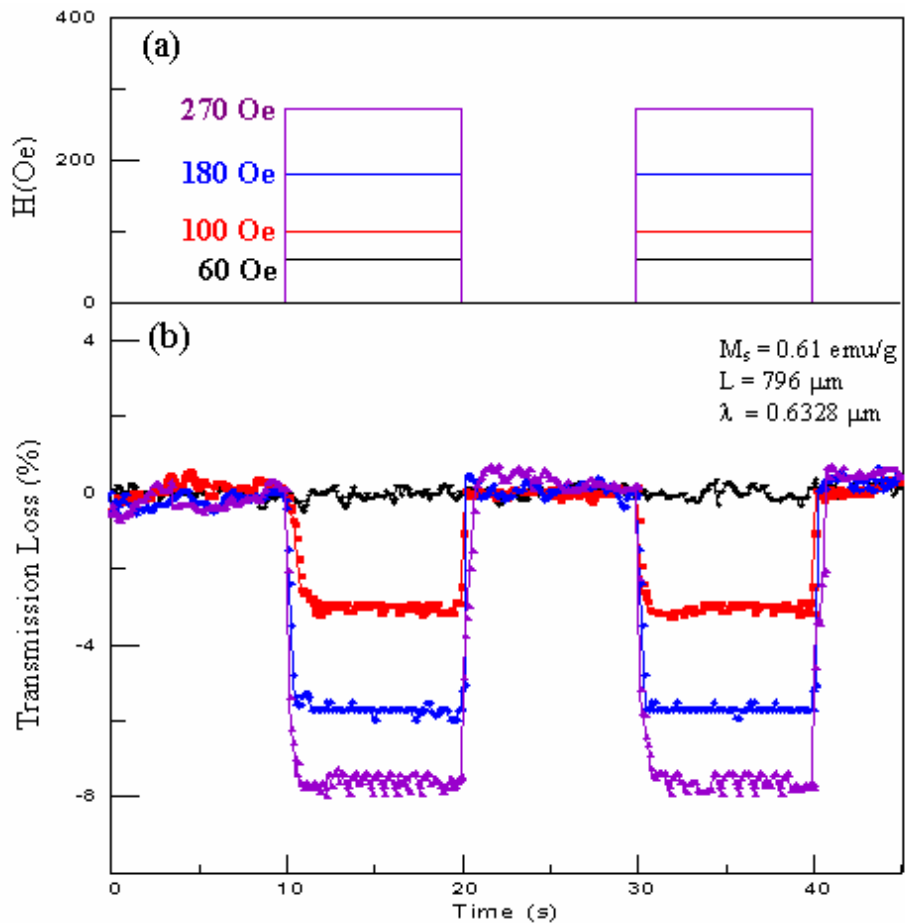


圖 16 單調制器在不同磁場下光衰減百分比圖

當外加磁場為 273 Oe 時，由於微毛細管內的磁性流體凝聚為數相當多之磁束，致磁性流體折射率增大，光從光纖核心層向交界面向外射出，偵測器接收光減少，其輸出訊號強度馬上減弱，衰減百分比為 6.7 %。隨著外加磁場的減小，光纖內光訊號衰減變化量百分比會變少，如磁場由大而小漸減為 180、100 Oe 時，衰減量百分比分別減為 5.6 %、2.3 %，當外加磁場繼續減為 60 Oe 時，光纖內光訊號則無明顯衰減。由此可證，磁場確實能改變磁性流體折射率，從而控制光纖內光向外穿透之強度。

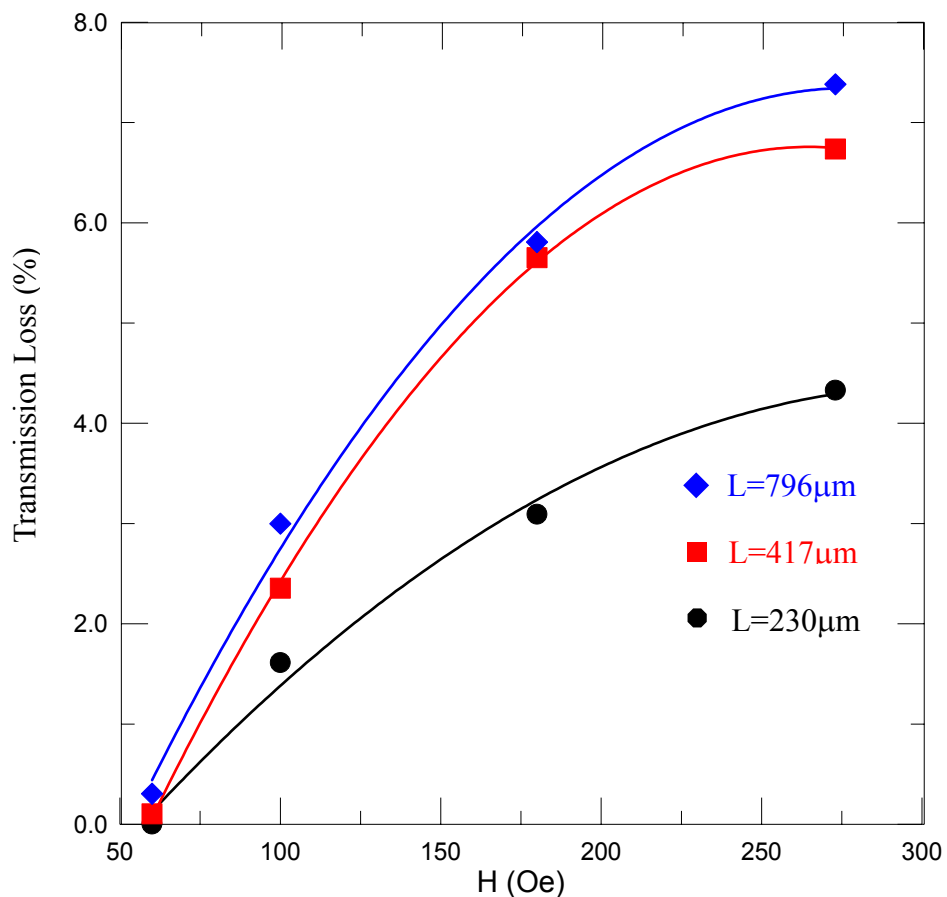


圖 17 單調制器蝕刻不同長度光衰減迴歸圖

總之，由於外加不同磁場，造成微毛細管內磁性流體之折射率變化，導致光源經過微毛細管時，部分向交界面外射出而衰減，且光纖蝕刻長度大小亦能影響其衰減量；為能瞭解蝕

刻長度與外加磁場影響衰減之百分比變化情形我們再根據以實驗結果，將不同蝕刻長度與不同磁場強度所造成之光訊號變化量百分比平均值，作繪圖 19，從圖 19 中明顯看出，當蝕刻長度增加時，其曲線向左上方移動，即蝕刻越長其衰減率明顯有加大趨勢。再者，從曲線觀察可知，蝕刻任一長度光纖，其衰減百分比值，均會到達某一飽和點，亦即衰減量雖隨同外加磁場強度之增強而加大，但其衰減量均會達到最大值，並不會無限制的衰減。

## (2) 串列式調制器行為探討

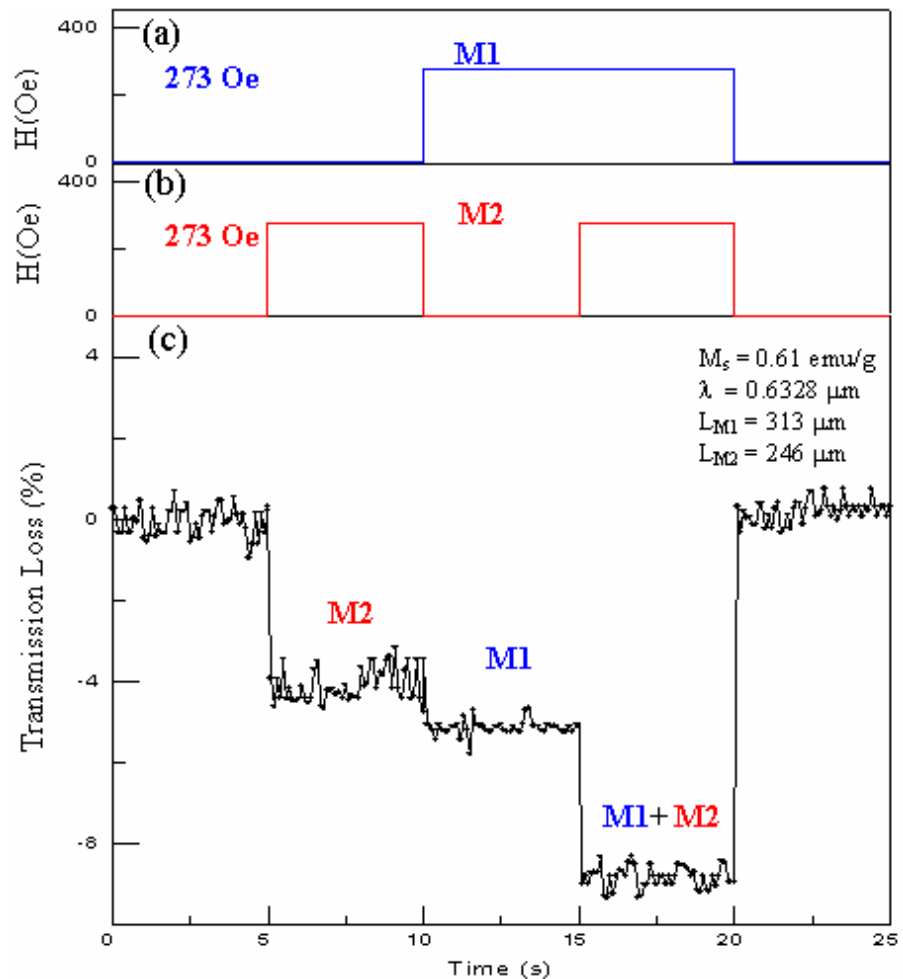


圖 18 串列式調制器光衰減百分比

我們將兩個調制器(M1 及 M2)予以串聯，兩者蝕刻長度分別為 313  $\mu\text{m}$  及 246  $\mu\text{m}$ ，並注入相同濃度 0.61 emu/g 的磁流體。對於波長為 632.8 nm 光源而言，該磁流體的折射率略小於光纖核心折射率，外加相同磁場 273 Oe 於 M1 及 M2，經由交互加磁所形成的光衰減情形，繪圖 18。

從第 5 秒到第 10 秒間，M2 加磁而 M1 零磁時，光纖內行進光強度減弱，其衰減率為 3.4%，從第 10 秒到第 15 秒只有 M1 加磁，其衰減率為 5.3%，從第 15 秒到第 20 秒，M1 及 M2 兩者均加磁，衰減率為 8.9%，約為二者個別加磁時衰減率之和，當二者均為零磁場時，行進光恢復原來強度，由以上實驗結果可知，利用磁流體可調性折射率確可發展為光調制器，且藉由串聯雙或多個調制器即可獲所要的衰減率，更可進一步發展成數位邏輯光電元件。

## 五、結論

- (一)磁性流體折射率隨磁場的變化行為，來自於其結構上的相分離。
- (二)我們已能掌握磁性流體之可調性折射率的調控機制。
- (三)成功地利用磁性流體可調性折射率的特性，製作出磁性流體光纖光調制器，可有效地控制光強度。

## 六、貢獻與未來展望

透過實驗上的探討，釐清磁性流體可調性折射率的物理原由，讓我們對此一可調性光電材料之光學特性，能有充分地瞭解。此外，由於探討磁性流體可調性折射率是一個新的光電材料，應用在光纖通訊中可調性光調制器扮演重要角色，屬重要的被動元件。將來預計將會不斷有新的光電元件如數位邏輯元件、光閥等被研發出，進而促進創新性光電元件之研發。

## 七、參考文獻

1. Y.P. Chiu, Y.F. Chen, S.Y. Yang, J.C. Chen, H.E. Horng, H.C. Yang, W.S. Tse, Chin-Yih Hong, "Specific heat of magnetic fluids under a modulated magnetic field", *Applied Physics*, 93(4), 15 February 2003
2. Chin-Yih Hong, J. Jang and H.E. Horng, C.J. Hsu, Y.D. Yao, H.C. Yang, "Ordered structures in  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  kerosene-based ferrofluids" *J. Appl. Phys.* 81(8), 15 April 1997
3. S.Y. Yang and H.E. Horng, Chin-Yih Hong, H.C. Yang, M.C. Chou, C.T. Pan, and Y.H. Chao, "Control method for the tunable ordered structures in magnetic fluid microstrips" *J. Applied Physics*, 93(6), 15 March 2003
4. H.E. Horng, Chin-Yih Hong, S.Y. Yang, H.C. Yang, "Designing the refractive indices by using magnetic fluids" *Applied Physics Letters*, 82(15), 14 April 2003
5. Herng-Er Horng, S. Y. S. L. Lee, Chin-Yih Hong, and H.C. Yang "Magnetochromatics of the magnetic fluid film under a dynamic magnetic field", *Appl. Phys. Letter.*, 79, 350 July 2001
6. S.Y. Yang, Y.P. Chiu, B.Y. Jeang, and H.E. Horng, Chin-Yih Hong, H.C. Yang, "Origin of field-dependent optical transmission of magnetic fluid films" *Applied Physics Letters*, 79(15), 8 October 2001
7. D.A.G. Bruggeman, *Ann. Phys. (Leipzig)*, 24, 636 (1935)
8. Chin-Yih Hong, I. Drikis, S. Y. Yang, H. E. Horng, H.C. Yang, "Slab-thickness dependent band gap size of two-dimensional photonic crystals with triangular-arrayed dielectric or magnetic rods" *J. Applied Physics*, 94(4), 15 August 2003
9. H. E. Horng, Chin-Yih Hong, S. L. Lee, C.H. Ho, S. Y. Yang, H. C. Yang, "Magnetochromatics resulted from optical gratings of magnetic fluid films subjected to perpendicular magnetic fields" *J. Applied Physics*, 88(10), 15 November 2000

# Tunable Refractive Index of Magnetic Fluid Films and Their Applications

## I. Introduction

The development in adjustable photonic devices utilizing a tunable refractive index is important. Recently, the magnetic fluid (MF), as shown in Fig. 1, was found to possess a magnetically tunable refractive index. This reveals its potential in adjustable photonic devices. But, what is the physical origin of the tunable refractive index of magnetic fluid? How to design a magnetically tunable photonic device with a suitable refractive index? What are the relevant operational mechanisms of the device? These questions motivated us for this project.

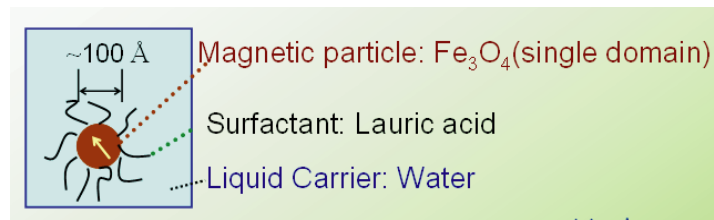


Fig. 1. The configuration of the magnetic fluid.

## II. Purpose

- A. To investigate relevant factors affecting the refractive index of a magnetic fluid under external magnetic fields.
- B. To clarify the physical origins of the tunable refractive index of magnetic fluid films.
- C. To demonstrate the feasibility of developing photonic devices utilizing the tunable refractive index of magnetic fluids.

## III. Methods

Depending on the goals of this work, we constructed two experimental methods as follows:

- A. The measurement of refractive indices for magnetic fluids

The refractive index  $n_{MF}$  of the magnetic fluid is measured by detecting the critical angle at the interface between the prism and the magnetic fluid, as shown in Fig. 2. The refractive index  $n_{MF}$  can be obtained via

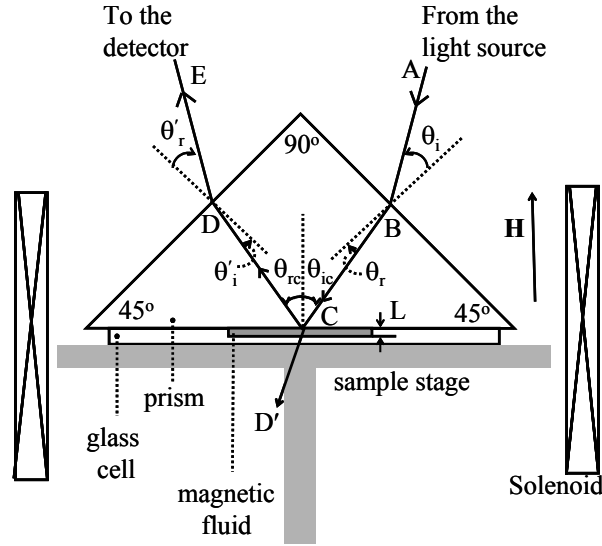


Fig. 2 Experimental setup for detecting the refractive index of magnetic fluid films under magnetic fields

$$n_{MF} = \frac{1}{2} (\sqrt{2n_p^2 - 2\sin^2 \theta_{it}} - \sqrt{2}\sin \theta_{it}) \dots \dots \dots (1)$$

Where  $\theta_{it}$  corresponds to the  $\theta_i$  where the total reflection at the prism-magnetic fluid interface occurs. With the minimum variation of  $0.01^\circ$  in  $\theta_i$ , the resolution in  $n_{MF}$  is about 0.0001.

An external magnetic field  $H$  is provided by two solenoids, and is perpendicular to the magnetic fluid film surface. The deviation of the applied magnetic field within the sample region is around 0.5 %. By changing the external field strength, the refractive index of magnetic fluids can be investigated. The temperature is maintained at  $24.3^\circ\text{C}$  via a circulating water system.

#### B. Fabrication of a Optical-fiber (OF) Attenuator

The optical-fiber (OF) attenuator consists of a bare-core fiber, which is surrounded by a magnetic fluid, as shown in Fig. 3. By varying the magnetic field strength to adjust the refractive index of the magnetic-fluid cladding, the occurrence of total reflection at the core-cladding interface can be controlled, as shown in Fig. 4. Thus, the transmission intensity of a propagating light along the fiber can be attenuated by external fields.

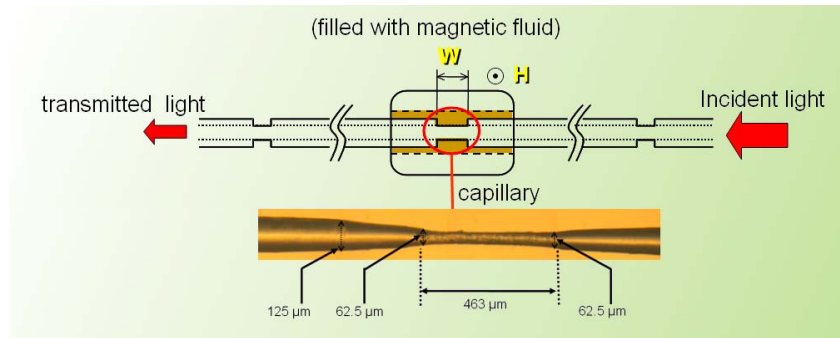


Fig. 3, The layout of a Magnetic-fluid-based OF attenuator. The bare core section is enclosed by the capillary, surrounded by magnetic fluid.

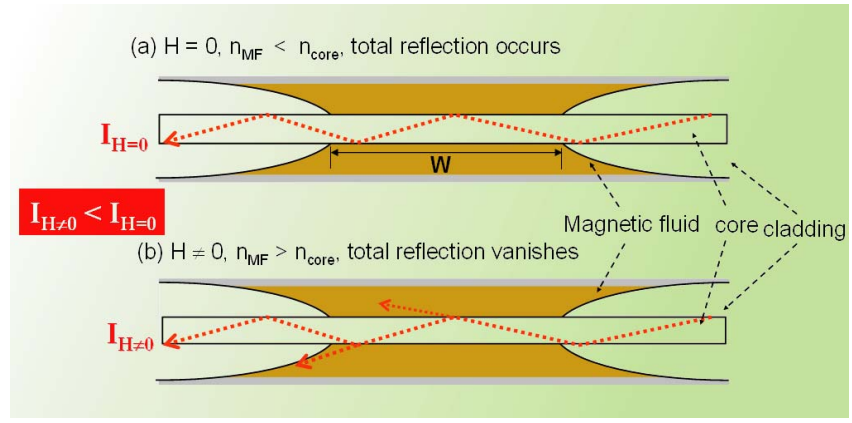


Fig. 4. The Working principle of the magnetic-fluid-based OF attenuator. The output intensity will be reduced as an external magnetic field is applied.

#### IV. Experimental Results

##### A. Tunability of Refractive Index $n_{MF}$ for Magnetic Fluids

###### 1. Concentration-dependent $n_{MF}$

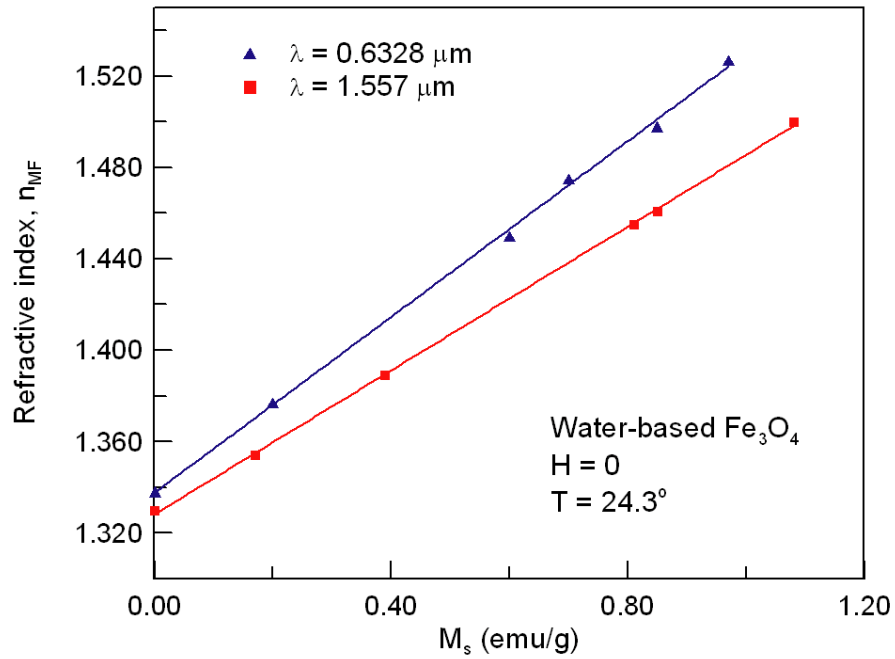


Fig. 5. Concentration-dependent refractive index  $n_{MF}(M_s)$  of magnetic fluids under a zero field. A linear relationship is observed. The dashed line indicates the refractive index of a fiber core for the wavelength 632.8 nm.

## 2. Magnetic field-dependent $n_{MF}$

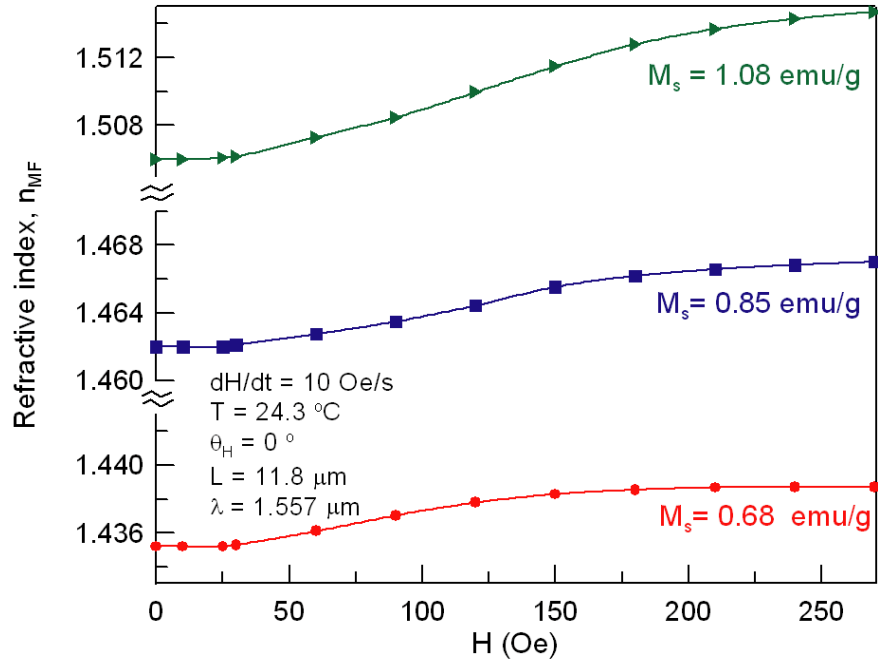


Fig. 6. Magnetic field-dependent refractive index  $n_{MF}(H)$  of magnetic fluids with various concentrations. The refractive index is increased by raising the field strength.

These results provide significant information for selecting suitable  $n_{MF}$  of magnetic fluid to design optical fiber attenuators. The magnetic fluid with  $M_s$  of 0.61 emu/g is used as the cladding of optical fiber attenuators.

### B. Characteristics of Magnetically Tunable Optical-fiber Attenuators

Following we examined the characteristics of the magnetically tunable optical-fiber attenuators.

#### 1. Single element

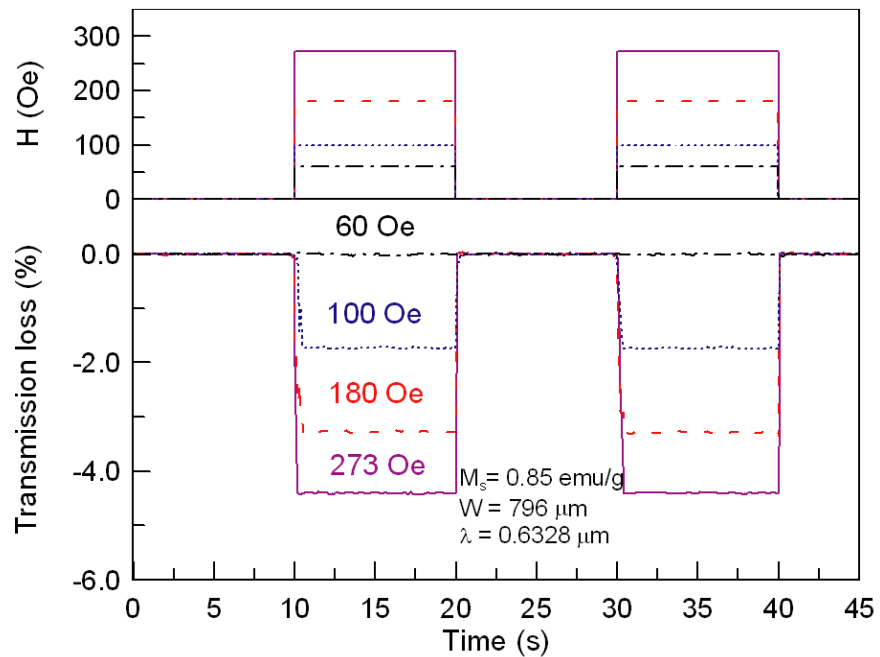


Fig. 7. (a) Real time variation in applying magnetic fields, and (b) the corresponding dynamic response in the transmission loss of the optical-fiber attenuator under various magnetic fields.

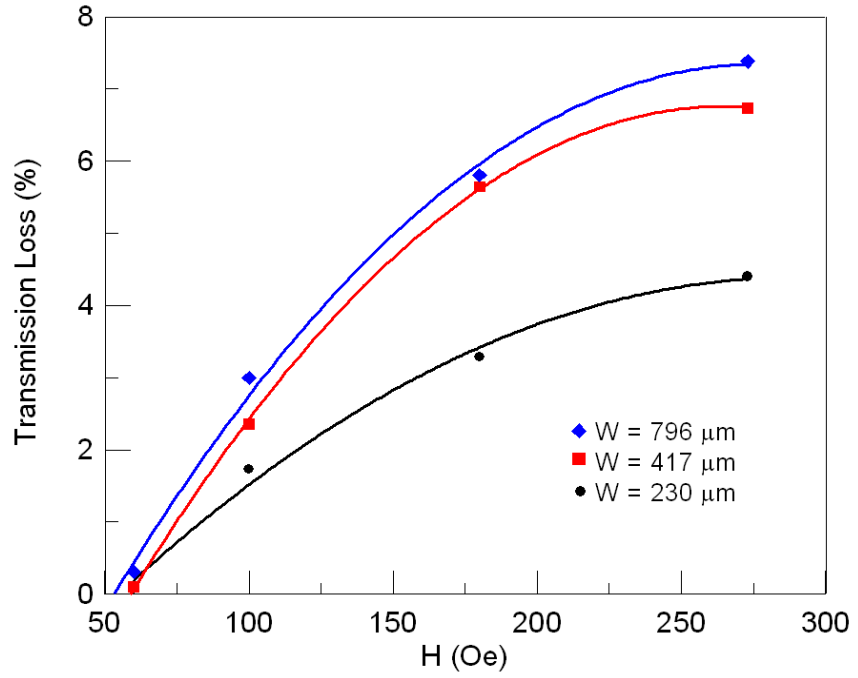


Fig. 8. Magnetic field-dependent transmission loss of OF attenuators with various lengths.

## 2. time response

We tried to investigate time response of the charging and discharging process of the optical fiber attenuator as following:

### a. Charging process

When we applied magnetic field, the optical fiber attenuator can not induce the transmission loss until 10.4 ms. After this period of time, also called retarding time, the transmission loss triggered to increase till 9.38 ms reaching equilibrium as shown in Fig. 9. This period of time which the optical fiber attenuator under external field acted is called time response.

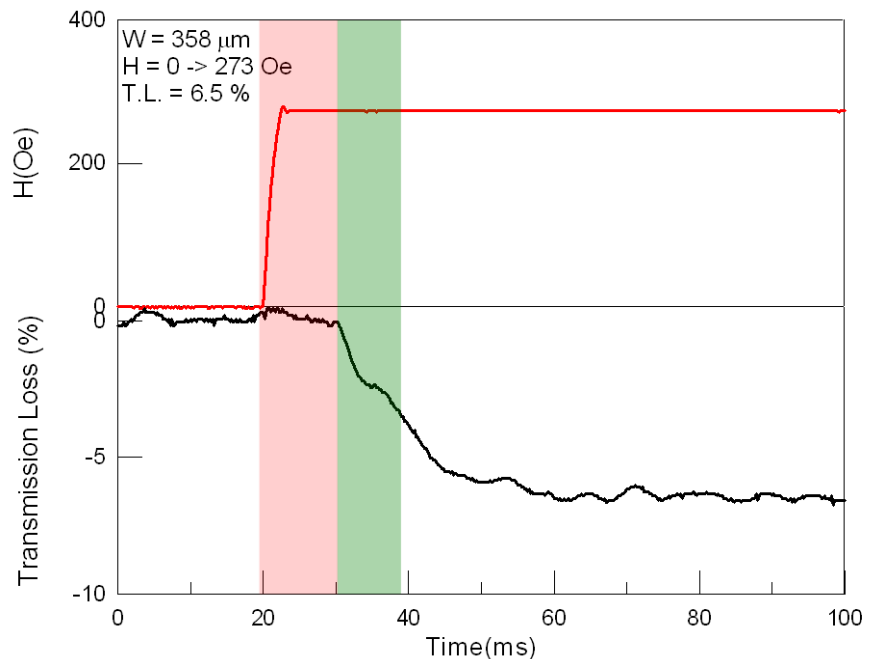


Fig. 9. Response time of the transmission loss for the OF attenuator under a charging process.

### b. Discharging process

When we discharged magnetic field, the optical fiber attenuator can not reduce immediately the transmission loss until 9.0 ms latter. After this period of time, also called retarding time, the transmission loss triggered to diminish till 9.38 ms latter wholly recovering as shown in Fig. 10. This period of time which the optical fiber attenuator discharged is also called time response.

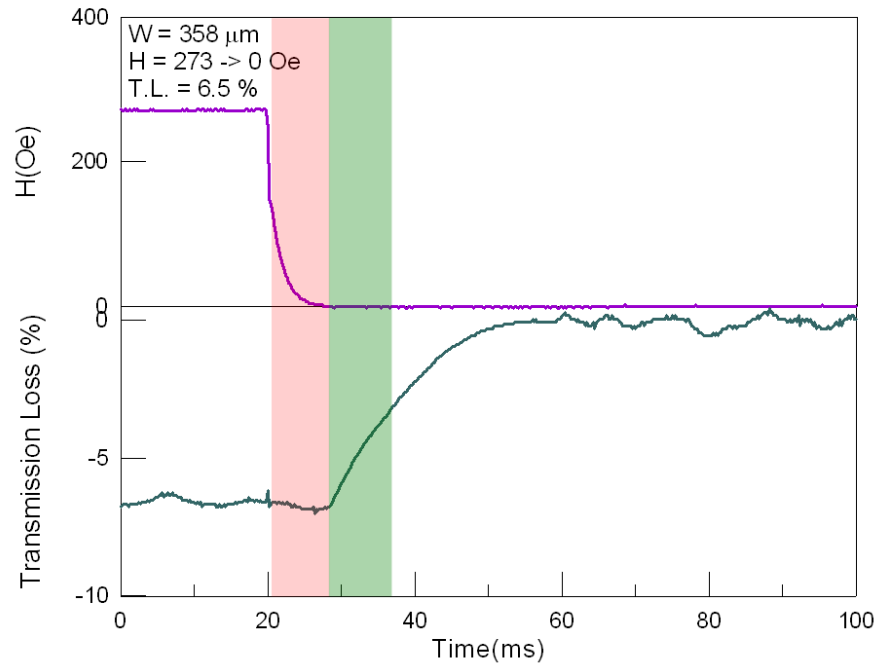


Fig. 10. Response time of the transmission loss for the OF attenuator and under a discharging process.

### 3. Length-dependent transmission loss

When the length of the bare core fiber ( $W$ ) is less than 400 mm, we calculated the function of the transmission  $\text{Loss} = \alpha(H)W$  as following:

|                            |        |        |        |        |
|----------------------------|--------|--------|--------|--------|
| H(Oe )                     | 60     | 180    | 100    | 273    |
| $\alpha$ ( $\mu\text{m}$ ) | 0.0001 | 0.0070 | 0.0131 | 0.0191 |

The transmission loss per unit length of the bare core fiber is increased as raising the magnetic field as shown in Fig. 11.

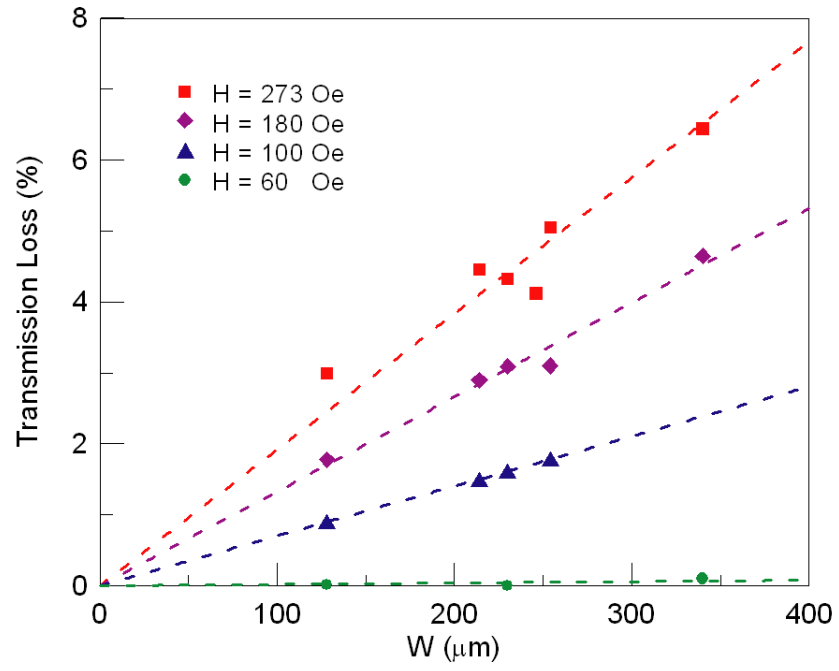


Fig. 11. Length-dependent transmission loss of the OF attenuators under various fields.

#### 4. Cascaded configuration

In addition to investigate the single attenuator, we further developed two attenuators to be cascaded. The architecture of the cascading attenuator is illustrated in the inset of Fig. 12.

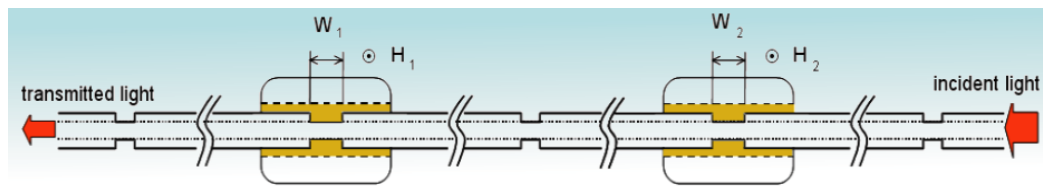


Fig. 12. Cascaded magnetic-fluid-based optical fiber attenuator.

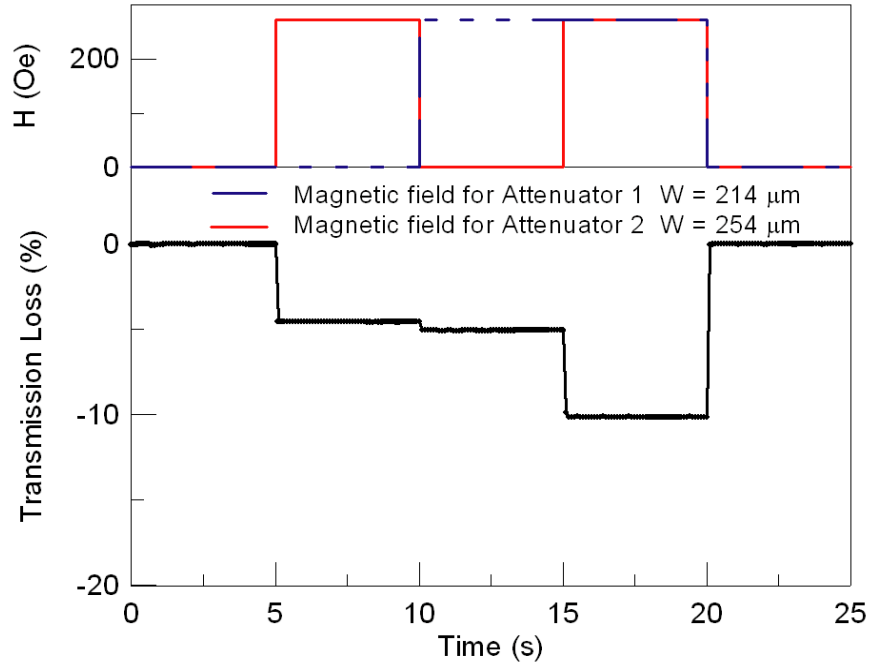


Fig. 13. Real time variation in the transmission loss of the cascaded attenuator under magnetic fields.

In conclusion, the desired attenuation can be achieved via varying the magnetic field strength, increasing the length of the bare core or cascading the attenuators.

## V. Discussions

### A. Physical interpretation for field-dependent transmission loss

According to Fresnel Equations, the intensity transmittance  $T$  through the core-cladding interface is expressed as [3]:

$$T = \frac{\sqrt{n_{MF}^2 - n_{core}^2} \sin^2 \theta_i}{n_{core} \cos \theta_i} \left[ \left( \frac{\sqrt{2} n_{core} \cos \theta_i}{n_{core} \cos \theta_i + n_{MF} \sqrt{1 - \frac{n_{core}^2 \sin^2 \theta_i}{n_{MF}^2}}} \right)^2 + \left( \frac{\sqrt{2} n_{core} \cos \theta_i}{n_{MF} \cos \theta_i + n_{core} \sqrt{1 - \frac{n_{core}^2 \sin^2 \theta_i}{n_{MF}^2}}} \right)^2 \right] \quad (2)$$

In case of  $n_{core} = 1.452$  and  $\theta_i \sim 90^\circ$ , Eq. (2) becomes

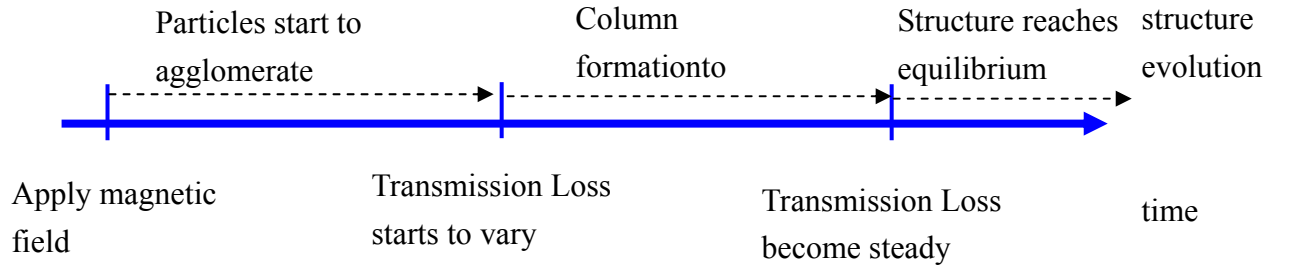
$$T = 2 \cos \theta_i \left( \frac{n_{core}^2 + n_{MF}^2}{n_{MF} n_{core} \sqrt{1 - \frac{n_{core}^2}{n_{MF}^2}}} \right) \dots \dots \dots (3)$$

From Figs. 5 and 6, the refractive index of the magnetic fluid between 1.446 and 1.454,

were obtained, then,  $T$  is increased with the increasing refractive index  $n_{MF}$ . Because the higher the magnetic field is, the larger the refractive index  $n_{MF}$ . These leads to an increasing in  $T$  and, in turn, enhance the transmission loss.

## B. Structural Formation Dynamics

Time responses of optical-fiber attenuator as shown in Figs. 9 and 10 reveal the structural dynamics of column formation. When we applied magnetic field, the particle starts to agglomerate. It takes the retarding time for about 9 ms. In this period of time the transmission loss does not change. Latter on the transmission loss triggers to vary because of the formation of the column. It take for about 9 ms until the magnetic fluid forming the column entirely so that the structure reaches equilibrium and the transmission loss becomes steady. The process of the column formation and the corresponding time as shown following:



## C. Potential Application in Optical Logic Circuits

The results in Fig. 13 imply that the cascaded configuration is promising for optical logic circuits by setting a suitable reference offset. For example:

|                  |        |        |
|------------------|--------|--------|
| Logic gate       | Or     | And    |
| Reference offset | -2.5 % | -7.5 % |

## VI. Conclusions

- The design principle for photonic devices, utilizing the tunable refractive index of the magnetic fluid, is proposed.
- Following the principle, magnetically modulated OF attenuators are successfully developed. The relevant physical mechanism is also clarified.
- Novel photonic devices involving magnetic fluid, such as optical circuits, can be further explored.

## VII. References

1. S.Y. Yang, Y.F. Chen, H.E. Horng, Chin-Yih Hong, W.S. Tse, and H.C. Yang, Appl. Phys. Lett., 81, 4931 (2002).
2. S.Y. Yang, J.J. Chieh, H.E. Horng, Chin-Yih Hong, and H.C. Yang, Appl. Phys. Lett., in press (2004).
3. E. Hecht, " Optical ", 3rd. ed., Chap. 4 (Addison Wesley Longman, 1998)

## 評語及建議事項

本作品在光纖內植入磁流體裝置，依外加磁場來調製光纖內磁流體的光傳輸率。作者對作品內含有深入了解，實驗內容完整，對結果亦有合理的探討。值的推薦。