

## [ 研究新領域報導 ]

## 於光波段實現廣義斯涅耳定律－超穎介面

臺灣大學物理所 楊光宇 陳威廷 黃耀緯 蔡定平

## 摘要

超穎介面(metasurfaces)是一種二維分佈的超薄超穎材料(metamaterials)，由不同幾何形貌的奈米金屬結構分佈於介面上所構成。當電磁波入射並激發奈米金屬結構的電漿子共振響應(plasmonic resonance)時，這些不同幾何尺寸的奈米結構產生了不同的電漿子共振模態，將在次波長範圍內提供不同的散射相位及振幅，並遵守廣義斯涅耳定律(Generalized Snell's Law)於遠場建構出傳遞波波前[1-4]。此種超穎介面因為具有特殊且高效率的光調控特性，近年來已成為奈米光學領域的研究重點之一。本文的研究以理論模擬設計結構，並以實驗製備出目前工作波長最短(850nm)，轉換效率最高(80%)的反射式超穎介面[5]。經實驗測量後發現其為單模耦合，因此可有效提升轉換效率，且具有較寬工作波段(750 nm-900 nm)。最大的優點在於設計簡單，具有偏振守恆性，於介面上次波長厚度達成高效率光調控等。可應用在偏振／頻譜分光器、光學完美吸收、表面電漿子耦合器等發展上。

關鍵字：超穎介面、超穎材料、廣義斯涅耳定理

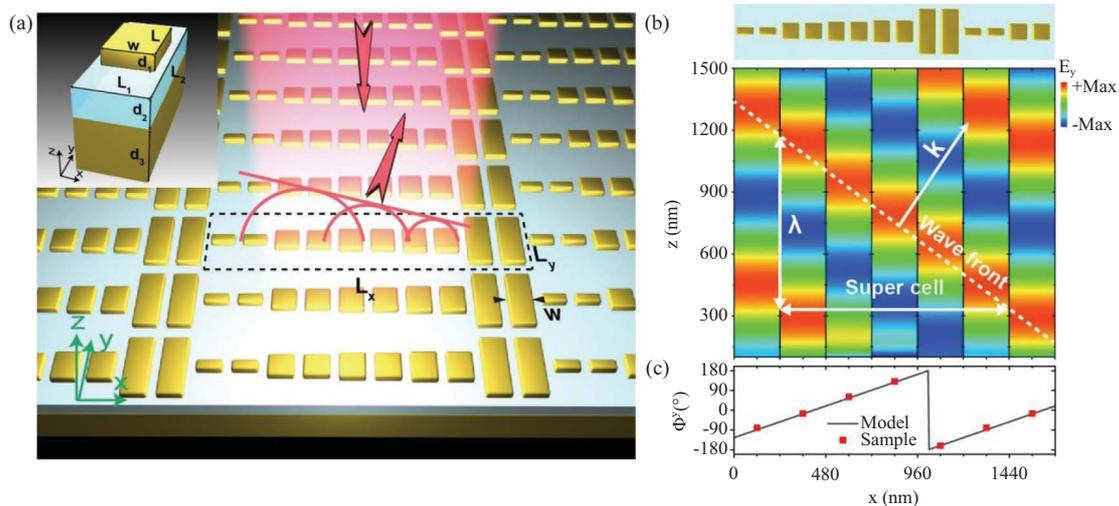
## 一、前言

高效率地調控電磁波傳播一直是人們所追求的目標，不論在通訊、顯微技術、提升太陽能電池效率及積體光學(integrated photonic)等應用領域上，找尋更高效率電磁波調控元件為極重要的研究課題。在 1678 年，法國的物理學家 Huygens 提出介面上任何被光曝照的位置，會因為電磁場的擾動產生球面點波源(spherical wave)，這些不同位置的點波源會在空間中重新建構出一平面波波前後遠離介面。由於波在不同折射率介質中的波速不同，造成介面上的二次點

波源(secondary wave)於水平介面方向產生不同斜率的相位延遲分佈，建構出不同傳遞方向的電磁波波前遠離介面，以此解釋了實驗上觀察到的折射(refraction)與反射(reflection)現象，稱為惠更斯-菲涅耳原理(Huygens-Fresnel principle)。在本文中，我們以不同尺寸的次波長奈米金屬結構調整介面上的反射波相位，並依據廣義斯涅耳定理設計，使結構提供特定的相位分佈，藉此重建出異常傳遞方向的反射波波前。此種反射式的超穎介面具有高效率的光調控能力(> 80%)。此外，由於結構以電漿子共振響應來調控射電磁波的相位，因此可於次波長厚度實現光調控的目的地，並透過改變結構尺寸與分佈，設計不同光調控的效果，將可應用於開發各式超薄奈米光調控元件上[6-9]。

## 二、基本設計原理

我們提出的超穎介面如圖一(a)所示，為金屬／介電質／金屬(metal-insulator-metal, MIM)相間的三層奈米結構。由基板往上依序為厚度 130 nm 的金、50 nm 的氟化鎂(MgF<sub>2</sub>)薄膜，最上層則利用電子束微影技術(e-beam lithography)製作厚度為 30nm 奈米金棒結構。當入射一偏振電場平行奈米棒長軸的電磁波時，會激發奈米金棒的侷域表面電漿子共振(localized plasmonic resonance)產生來回振盪的表面電流，接著透過近場耦合使金膜表面同時產生反向的振盪電流。上下兩金屬層的反向震盪電流會在中間介電層形成很強的磁偶共振(magnetic resonance)[10-13]。這樣的磁偶共振模態特性可由上層奈米金棒的幾何參數所決定，因此藉由改變奈米金棒的幾何尺寸可以調控磁共振模態，使其遠場輻射之波相位也可被有效地調制。利用這種方法，只要改變上層奈米金棒的長度，可以達到全相位 0~2 $\pi$ 的調控[14]。



圖一 超穎介面的幾何結構與工作機制。(a)設計結構之示意圖。底層與上層奈米結構的材質為金（黃色），中間間隔介電質  $MgF_2$ （藍色）。一個單位結構由 10 個奈米金屬棒組成，長度由短到長分別為 40、40、106、106、128、128、150、150、260、260 nm。其它的結構參數如下  $L_x = 1200$  nm,  $L_y = 300$  nm,  $L_1 = 120$  nm,  $L_2 = 300$  nm,  $d_1 = 30$  nm,  $d_2 = 50$  nm,  $d_3 = 130$  nm 及  $W = 90$  nm。(b) FDTD 模擬計算正向入射  $y$  偏振 850nm 電磁波時，不同尺寸奈米結構的反射電場  $E_y$  場形圖。白色虛線為干涉重建的反射波波前。(c) 單位結構中每個子結構的反射相位空間分佈。

不同長度的奈米金棒在介面之分佈方式將決定其相位調控效果，進而改變反射波的傳遞方式。在設計上層奈米結構時，首先模擬計算奈米金屬棒長度與反射波相位的關係，並針對 850 nm 工作波長挑選 5 組長度 ( $L = 40, 106, 128, 150, 260$  nm) 的奈米棒，分別提供 0、72、144、216 與 288 度的反射相位。我們以這五組奈米金棒作為調控介面相位的子結構，沿著介面上  $x$  方向由短到長每組一對做排列，使相位由小而大呈線性分佈，以此十個奈米棒構成單元結構做週期排列 ( $L_x = 1200$  nm,  $L_y = 300$  nm)，如圖一(a)所示。圖一(b)中模擬各組長度奈米棒的反射電場分佈圖，在正向入射下各組奈米金棒的反射波彼此干涉建構出傾斜 45 度的反射波波前。

根據 Generalized Snell's Law 的反射公式[1]，

$$\sin(\theta_r) - \sin(\theta_i) = \left( \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \right) \frac{d\phi}{dx} \quad (1)$$

其中  $\theta_r$  與  $\theta_i$  分別代表反射角與入射角，而  $n_i$  則為入射半無限大空間的折射率。可以發現如果介面上波相位隨距離的變化率  $d\phi/dx$  不為零，則反射與入射角將不相等。如將上述的 Generalized

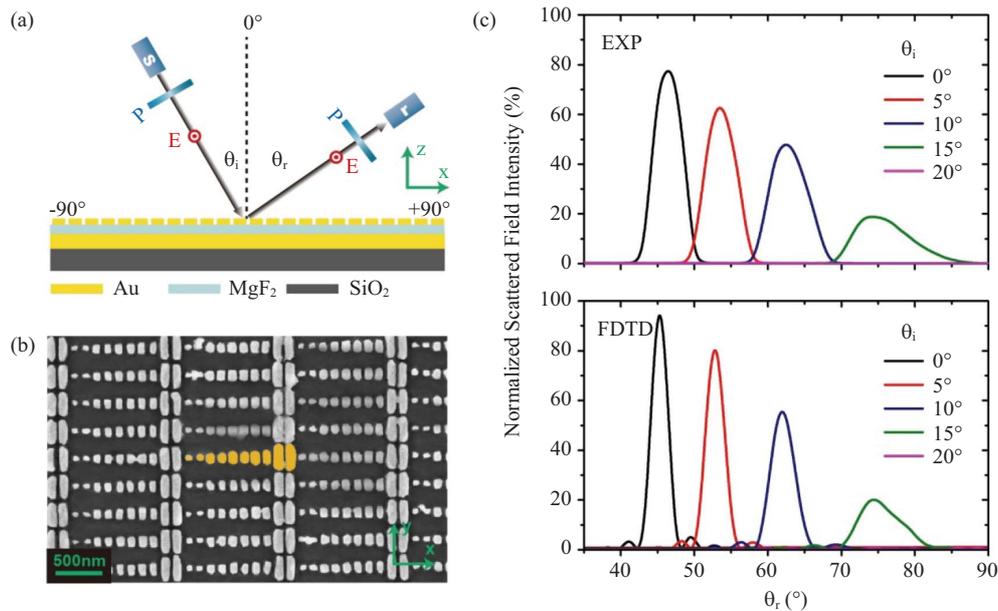
Snell's Law 等號左右各乘上入射波的波向量  $k_i$ ，則可將此式轉為介面上水平分量之波向量的守恆式。

$$k_{r,x} = k_{i,x} + \xi$$

$$k_{i,x} = k_i \sin \theta_i, \quad k_{r,x} = k_i \sin \theta_r, \quad \xi = n_i \left( \frac{d\phi}{dx} \right) \quad (2)$$

相位隨距離的變化率數值定為  $\xi$ ，由公式(2)中可知其單位與波向量相同，因此可將其視為介面提供沿  $x$  方向的水平動量。由此可知，若在兩介質的交界面上，水平方向的電磁波相位(phase)隨距離之變化量  $d\phi/dx$  不為零，介面會提供入射波向量一水平動量，為了達到介面處水平波向量守恆的條件，反射後波向量的水平分量必須為入射電磁波與介面提供之水平動量合，至於垂直分量則與入射波相同，因此建構出的反射角度會因此改變，此現象稱為異常反射效應(anomalous reflection)。

在本文中， $d\phi/dx$  由單位結構  $x$  方向的週期  $L_x = 1200$  nm 所決定，又由上式可知  $\xi = 2\pi/L_x$ ，因此根據 Generalized Snell's Law 可知結構在正向入射下，將產生 45 度方向傳遞的異常反射波。



圖二 (a)量測架構示意圖。其中s、r、p分別代表光源、偵測器與偏振片。(b)樣品之電子顯微鏡影像。(c)實驗量測與模擬之反射訊號角度分佈圖。使用850 nm光源以不同角度入射，分別測量歸一化的反射訊號。

### 三、實驗架構

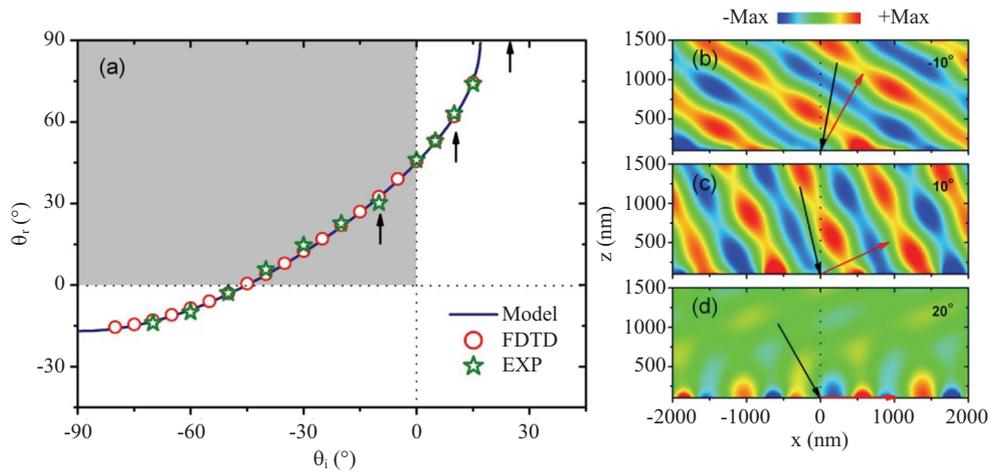
為了量測樣品的反射訊號，在一半徑約為20 cm的水平圓形軌道上裝了兩條光纖(fiber)，由其中一條光纖做為光源，經過一偏振片(polarizer)後入射裝於軌道圓心處的结构區域上，另外一條光纖則沿著軌道每次一度收取不同角度的反射訊號，量測系統的示意圖如圖二(a)所示。為了對每個角度量測到的訊號強度進行強度歸一化，以20度入射上層沒有奈米金棒的薄膜區域之鏡向反射訊號光強做為參考值進行歸一化。由於底層130 nm金膜的反射率接近100%，因此歸一化的數值即可視為對入射能量的調控效率。

### 四、結果與討論

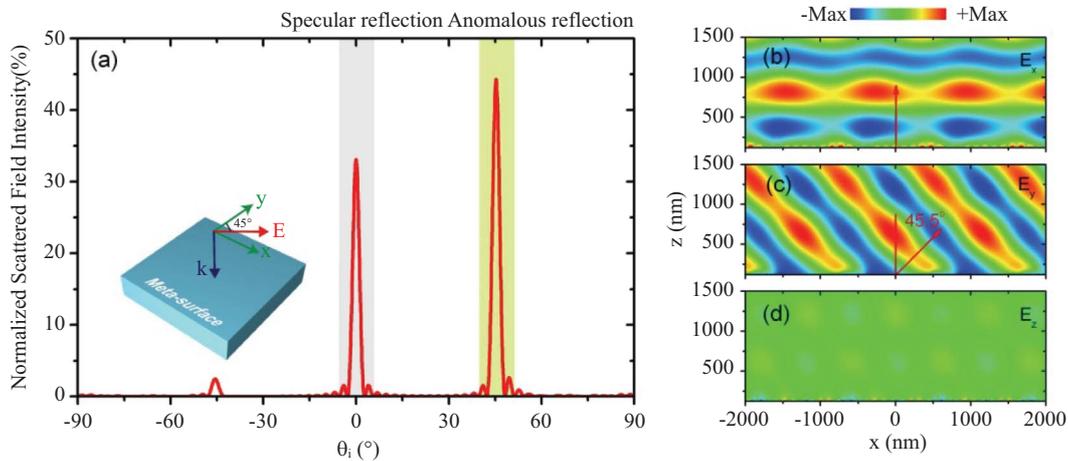
圖二(c)展示在不同入射角度下，超穎介面的歸一化反射場角度分佈。當正向入射時，實驗上量到的異常反射訊號峰值在45度附近，歸一化的強度達到80%。隨著入射角度上升，異常反射訊號角度也越來越傾斜。這是由於入射電磁波提供的水平動量隨角度上升而增加，與超穎介面提供的定值水平動量 $\xi$ 相加後得到的水平動量因此

提升，使異常反射角度更傾斜。此外，異常反射訊號強度會隨角度增加而逐漸降低，當入射角度為20度時甚至已經無法量測到任何遠場訊號。其原因為當入射角度大於一特定閾值 $\theta_{ic}$ 時，經過上述公式算得的異常反射角度已經大於90度，此時能量會轉為表面波的形式束縛於結構表面近場範圍傳遞。大角度入射時的異常反射訊號有部分轉為表面波，所以遠場量測到的訊號強度會逐漸遞減，最後入射角度超過 $\theta_{ic}$ 時所有能量皆以表面波形式傳遞。另外，可發現鏡向反射訊號經過超穎介面調制相位後，訊號幾乎已被完全抑制了。

如果進一步對入射角與異常反射角作圖，可以發現無論是實驗或模擬計算得到的數值皆可以Generalized Snell's Law印證，如圖三(a)所示。根據入射與異常反射的角度分佈，可以將超穎介面的光調控分為三個區域討論：負反射、正反射與表面波耦合區域。在圖三(a)中的灰色區域代表入射與異常反射位於法線的同側，稱為負反射現象。在這個範圍內的入射波水平動量與超穎介面提供的動量反向，且兩者相加後還有朝正x方向的淨水平動量並產生負反射，如圖三(b)模擬反射電場圖所示。反之，正反射則發生在入射波與超



圖三 (a)入射角與異常反射訊號的角度關係圖。模擬與實驗數據皆可由 Generalized Snell's Law 印證。(b-d) 以 FDTD 模擬不同入射角度下結構的散射電場  $E_y$  場形圖。



圖四 (a)模擬計算與  $x$  跟  $y$  夾  $45$  度線偏振方向的正向入射波，經過超穎介面反射後的角度分佈圖。其中反射角為  $0$  度的訊號為  $x$  偏振的鏡向反射，而  $45$  度的訊號則為  $y$  偏振的異常反射。FDTD 模擬計算之(b)  $E_x$  (c)  $E_y$  (d)  $E_z$  電場場形圖。

穎介面之水平動量同向的情況，兩者相加以後產生更大的水平動量使反射角度大於入射角，如圖三(c)所示。以大於閾值  $\theta_{ic}$  入射時，能量則轉為表面波模態束縛於結構表面近場範圍傳遞，如圖三(d)所示。

除了上述的異常電磁波調控效果，這樣的超穎介面還具有許多有趣的特性。由於上層奈米棒的長軸為沿著  $y$  方向排列，因此只有入射電磁波為  $y$  偏振下，超穎介面才具有異常反射的調控效果。如以  $x$  偏振入射，則因為所有奈米棒的線寬  $W$  皆為  $90$  nm，因此無法激發結構間磁共振模態的差異產生線性相位的調制，此時超穎介面無法工作就如一面鏡子一般，將光反射到鏡向反射角

度上。利用這樣的特性，可以做為一偏振分光器使用，將  $x$  與  $y$  偏振的光反射到不同角度。在圖四(a)中我們以模擬計算正向入射一線偏振光，偏振方向恰與  $x$  跟  $y$  方向各夾  $45$  度。因此  $x$  偏振分量的光被沿原光路鏡向反射，而  $y$  偏振的分量則被調控到異常反射方向上，如圖四(b)(c)的模擬反射電場圖所示。模擬結果證實此種超穎介面具有偏振分光特性，可被應用在超薄高效率偏振分光元件的使用上。

## 五、結語

在本研究中我們以金屬奈米磁共振結構來調控介面上電磁波的反射相位分佈。透過改變金

屬奈米結構的幾何尺寸調整其侷域電漿子模態的遠場輻射相位，並將這些次波長結構由尺寸小而大的沿介面排列產生線性的反射相位變化，使入射電磁波經結構反射後重建出特定傳遞方向的反射波波前，達到改變反射波行進方向的目的。我們首先根據 Generalized Snell's law 理論模型設計結構，並以實驗搭配模擬實現於近紅外波段(850 nm)寬頻工作(~200 nm)的目標，我們提出的超穎介面和近期相關研究工作相比，有著最高效率(~80%)與最高的工作頻率。這樣的結構可實現許多高效率超薄奈米光學元件，例如超薄偏振／波長分光器(beam splitter)，以及光吸收元件(light absorber)、抗反射(anti-reflection)材料等。

### 致謝

本文已發表於奈米快報 [5]。作者感謝行政院國家科學委員會的長期支持(NSC102-2745-M-002-005-ASP, NSC102-2911-I-002-505)，以及中央研究院應用科學研究中心、國家理論科學研究中心在研究上的支持與協助。

### 參考文獻

- [1] N. Yu, P. Genevet, M. A. Kats, F. Aieta, J.-P. Tetienne, F. Capasso and Zeno Gaburro, *Science*, **334**, 333 (2011).
- [2] F. Aieta, P. Genevet, N. Yu, M. A. Kats, Z. Gaburro and F. Capasso, *Nano Lett.*, **12**, 1702 (2012).
- [3] X. Ni, N. K. Emani, A. V. Kildishev, A. Boltasseva and V. M. Shalaev, *Science*, **335**, 427 (2012).
- [4] S. Sun, Q. He, S. Xiao, Q. Xu, X. Li and L. Zhou, *Nat. mater.*, **11**, 426 (2012).
- [5] S. Sun, K.-Y. Yang, C.-M. Wang, T.-K. Juan, W. T. Chen, C. Y. Liao, Q. He, S. Xiao, W.-T. Kung, G.-Y. Guo, L. Zhou and D. P. Tsai, *Nano Lett.*, **12**, 6223 (2013).
- [6] F. Aieta, P. Genevet, M. A. Kats, N. Yu, R. Blanchard, Z. Gaburro and F. Capasso, *Nano Lett.*, **12**, 4932 (2012).
- [7] S. Larouche, Y.-J. Tsai, T. Tyler, N. M. Jokerst and D. R. Smith, *Nat. mater.*, **11**, 450 (2012).
- [8] P. Genevet, N. Yu, F. Aieta, J. Lin, M. A. Kats, R. Blanchard, M. O. Scully, Z. Gaburro and Federico Capasso, *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 013101 (2012).
- [9] C. M. Chang, M. L. Tseng, B. H. Cheng, C. H. Chu, Y. Z. Ho, H. W. Huang, Y.-C. Lan, D.-W. Huang, A. Q. Liu and Din Ping Tsai, *Adv. Mater.*, **25**, 1118 (2013).
- [10] L. Zhou, W. Wen, C. T. Chan and P. Sheng, *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3257 (2003).
- [11] L. Zhou, H. Li, Y. Qin, Z. Wei and C. T. Chen, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 101101 (2005).
- [12] H. Li, J. Hao, L. Zhou, Z. Wei, L. Gong, H. Chen and C. T. Chen, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 104101 (2006).
- [13] J. Hao, Y. Yuan, L. Ran, T. Jiang, J. A. Kong, C. T. Chan and L. Zhou, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 063908 (2007).
- [14] J. M. Hao, L. Zhou and C. T. Chen, *Appl. Phys. A*, **87**, 281 (2007).