

利用二維非線性光學波導增強正向與背向兆赫波差頻產生的能量

Enhanced Forward and Backward THz-Wave Difference Frequency Generations from Two-Dimensional Nonlinear Waveguide

王寵棟、黃衍介

Tsong-Dong Wang, Yen-Chieh Huang

本研究發現孔徑 $0.5 \times 0.6 \text{ mm}^2$ 、長度 25 mm 的週期性極化鈮酸鋰 (periodically poled lithium niobate, PPLN) 兆赫波方形波導晶體可以增強雷射差頻產生兆赫波 (terahertz difference frequency generation, THz DFG) 時的能量，其輻射出的正向 (forward) 與背向 (backward) 兆赫波波長分別是 197 與 $469 \mu\text{m}$ 。這種晶體棒對於長波長的兆赫波而言是二維的兆赫波方形波導 (rectangular waveguide)，然而對波長為 $1.54 \mu\text{m}$ 的激發雷射光而言卻是塊狀晶體 (bulk crystal)。當激發光強度皆為 100 MW/cm^2 的幫浦光 (pump wave) 與訊號光 (signal wave) 聚焦在二維的兆赫波方形波導晶體時，我們測量發現，如果與相同晶體長度與極化週期的鈮酸鋰兆赫波一維平面波導 (slab waveguide) 晶體做比較，二維波導所產生的正向兆赫波能量是一維波導的 1.6 倍，而背向兆赫波實驗結果則是 1.8 倍。

We report enhanced forward and backward THz-wave difference frequency generations at 197 and $469 \mu\text{m}$ from a rectangular crystal rod made of periodically poled lithium niobate (PPLN) with an aperture of $0.5 \times 0.6 \text{ mm}^2$ and length of 25 mm. The crystal rod appears as a waveguide for the THz waves but as a bulk material for the optical mixing waves at $1.54 \mu\text{m}$. We measure enhancement factors of 1.6 and 1.8 for the forward and backward THz output powers, respectively, from the crystal rod when compared with those from a PPLN crystal slab waveguide of the same length, thickness, and domain period at an equal intensity of 100 MW/cm^2 for the pump and signal waves in the two crystals.

一、前言

所謂的兆赫波 (terahertz wave) 包含了由部分毫米波段 (約 0.1 THz) 到遠紅外區 (約 10 THz) 的一段電磁頻譜。由於要產生同調的兆赫波相當困難，

因此在電磁頻譜上一直存在著所謂的兆赫波間隙 (terahertz gap)。兆赫波有其他頻段電磁波所沒有的光學特性，例如：兆赫波可以有效穿透衣服、紙、皮革、塑膠、木頭等，但是卻無法穿透金屬，而且某些波長的兆赫波會被水所吸收。由於兆赫波可以

與許多大分子的振動、轉動能階作用，因此應用吸收譜線法可以拓展物質的辨識範圍到許多有機分子的範疇，而這是 X 光所無法相比的，因為 X 光的頻率極高、光子能量大，是一種具危險性的游離輻射。由於炸藥與毒品大多屬於有機物品，因此兆赫波可與 X 光相互搭配用來做安全檢查，以保障國土人民安全。生醫應用方面，有許多的研究團隊想把兆赫波拿來應用，這是因為兆赫波不但可不需外加任何螢光染劑直接辨識分子影像，並且更具有低雷利散射 (Rayleigh scattering)、低光子能量和高穿透深度等特質，使得利用兆赫波來完成生物影像對其生物組織的破壞會比可見光與 X 光小很多。總結來說，在光譜學、非破壞性醫學影像以及毒品檢測等方面，兆赫波光源是一種非常強而有力的工具。

兆赫波如此有用，那麼如何產生兆赫波便是一項重要的研究課題。在過去幾十年，許多研究團隊積極地利用超快雷射於電漿或是光導天線等材料來產生兆赫波^(1, 2)，但是他們所使用的光學技術主要是產生非同調、寬頻的兆赫波。事實上，有很多的方式可以產生同調的兆赫波，舉例來說，自由電子雷射就可以產生高能量、波長可調的兆赫波輻射。但是，自由電子雷射的體積較大並且需要較大的成本才能建立起來。另外，使用量子串聯雷射 (quantum cascade laser) 也有機會產生兆赫波，不過其缺點是需要低溫下操作。除了自由電子雷射與量子串聯雷射之外，也可以用混頻的方法在非線性光學物質中產生兆赫波。譬如，在鈮酸鋰 (lithium niobate) 晶體裡使用非線性光學混頻來產生兆赫波是另一種有潛力的方式，這種方式的優勢在於其架構簡單、方便，可以產生同調並且波長可調的兆赫波輻射。在西元 1975 年，Pantell 利用鈮酸鋰晶體中的電磁偏極子 (polariton) 散射來產生同調性兆赫波⁽³⁾；在過去的 15 年中，此一機制被日本的 Ito 研究群大力改進之後，成果豐碩，但由於產生的原理上會利用到非同向性相位匹配 (non-collinear phase matching)，使得產生的兆赫波與入射的雷射光有約 65 度的夾角，此方向產生的兆赫波會因為全反射被侷限在晶體之內，而難以耦合出晶體之外，同時兆赫波在晶體內會被急速地吸收掉⁽⁴⁻⁶⁾；因此，

人們曾利用矽製成稜鏡或光柵，將兆赫波耦合出晶體。

在過去的幾年，我們也在鈮酸鋰晶體使用非同向性相位匹配來產生兆赫波，並且有一些發現與突破。如圖 1 所示，首先是我們發現了當鈮酸鋰晶體的厚度變薄時，兆赫波轉換效率有明顯的提高⁽⁷⁾，這是因為兆赫波在薄的晶體中受到光波導效應而提高轉換效率。基於此一原理，我們成功完成一具最低閾值的光參數震盪器。其次，如圖 2 所示，我們在傳統的兆赫波光參數震盪器 (terahertz-wave parametric oscillator) 共振腔裡置入了一 grazing-incidence grating (我們稱為 grazing-incidence terahertz-wave parametric oscillator, GITPO)⁽⁸⁾，因此與傳統兆赫波光參數震盪器比較，我們的 GITPO 兆赫波頻寬降低了約 11 倍左右。

然而，鈮酸鋰晶體在兆赫波段通常有著幾十 cm^{-1} 的吸收係數⁽⁹⁾，此種晶體卻是在可見光到近紅外光擁有透明不吸收的光學特性 (一般而言，會選用可見光到近紅外光的某一波段雷射光作為幫浦光源或是激發光)。一旦在晶體裡，兆赫波脫離了幫浦光的範圍，兆赫波很快地會因為晶體的高吸收係數而造成了吸收損耗。因此，在非同向性相位匹配的實驗架構下，雖然利用了光柵技術將兆赫波迅速地耦合出晶體之外，但是所用到的等效晶體長度不長，往往會造成效率不高。

對非線性光學光參數波長轉換 (nonlinear optical parametric wavelength conversion) 來說，用共線式的相位匹配 (collinear phase matching) 實驗架構來產生所需之波長，其優點是激發光與轉換光能走的晶體共線長度較長，也因此可以有較高的轉換效率。利用準相位匹配 (quasi phase matching, QPM) 技術，正是達成共線式相位匹配架構來產生差頻兆赫波同調光源的最好方式⁽¹⁰⁾。不幸地，兆赫波的波長遠長於激發光雷射的波長，如此的情形下，在塊狀的非線性晶體裡，兆赫波在產生後會快速繞射發散於激發光的光斑之外，然後被晶體所吸收，造成非線性光學轉換效率低落。就算是晶體本身不吸收兆赫波，也會由於激發光與兆赫波之間的模態面積不匹配 (mode-area mismatch) 而大大降低光參數波長轉換的增益 (parametric gain)。

The cutting wedge is aimed to couple out the THz wave.

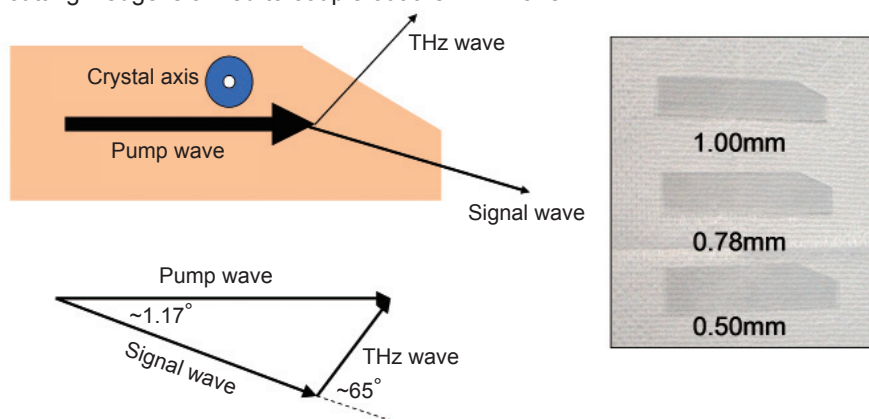
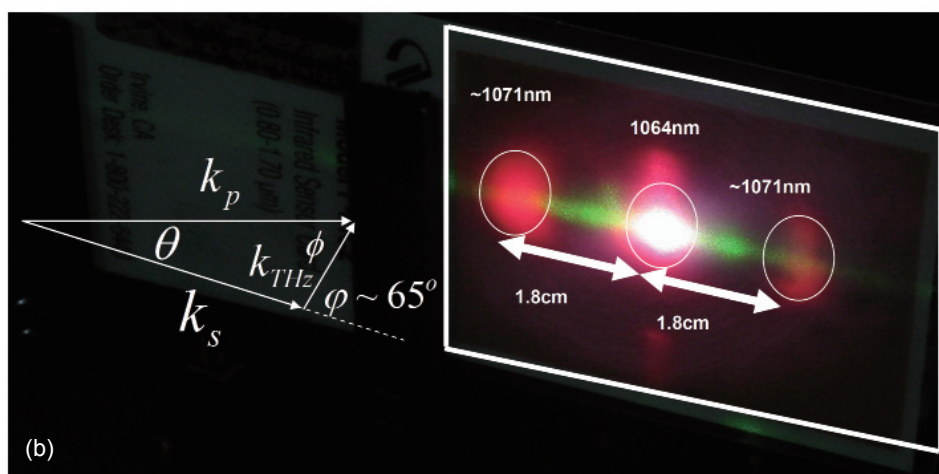


圖 1.

(a) 非同向性相位匹配兆赫波產生過程示意圖，此過程會同時產生兆赫波 (THz wave) 與訊號光 (signal wave)，而晶體切角的目的 是用來耦合出兆赫波，並且 使用不同厚度的鉍酸鋰晶 體，實驗發現較薄的鉍酸鋰 晶體有較高的兆赫波轉換 效率。(b) 在兆赫波產生過 程中，利用紅外光卡來直接觀 察近紅外的訊號光。



為了克服繞射所引起的能量吸收，並且增加激發光 (幫浦光與訊號光) 與兆赫波三者之間的模態重疊，原則上可以設計一個非線性光波導來同時引導兆赫波與激發光在裡面傳播⁽¹⁾。然而，要傳導激發光在光波導之中，需要的光波導孔徑大小通常與激發光的波長是同一個數量級，所以激發光的能量不能太大以免晶體受到損壞，但是此種限制卻大大地降低了入射的激發光能量，進而降低了兆赫波的能量輸出。早先我們曾在實驗上證明了利用厚度 0.5 mm 的鉍酸鋰兆赫波平面波導 (slab waveguide) 可以增強兆赫波能量的產生⁽⁷⁾。這種晶體對於兆赫波而言是一個平面波導，然而對激發光來說卻是視為塊狀晶體 (bulk crystal)，在本文中，我們稱這晶體為非線性光學半波導 (nonlinear optical semi-waveguide, NOSW)。雖然一維非線性光學半波導晶體的大小比兆赫波波長大了許多，此一波導可以存在許多兆赫波高階模態，但是只有兆赫波的最低

階模態能夠與激發光的高斯模態 (Gaussian mode) 重疊得最好，因此兆赫波的所有可能傳播模態中也只有最低階模態可以在非線性光學半波導中得到能量的成長。在以下共線式準相位匹配差頻方式產生兆赫波輻射的實驗裡，本研究固定週期性極化鉍酸鋰晶體 (periodically poled lithium niobate, PPLN) 的極化週期與長度，比較了二維方形與一維平面非線性光波導的效率。下文將會證明在相同的激發光能量下，二維的方形非性光學波導確實會比一維的非線性光學平面波導增加了兆赫波的能量產生。

二、理論

為了符合實驗中所使用 type-0 相位匹配的週期性極化鉍酸鋰晶軸的定義，我們選擇讓激發光與兆赫波的偏振方向沿著 z 軸，而 $+x$ 方向則為激發光 (包含幫浦光與訊號光) 的傳播方向。而差頻產

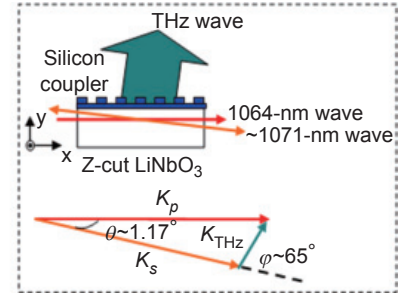
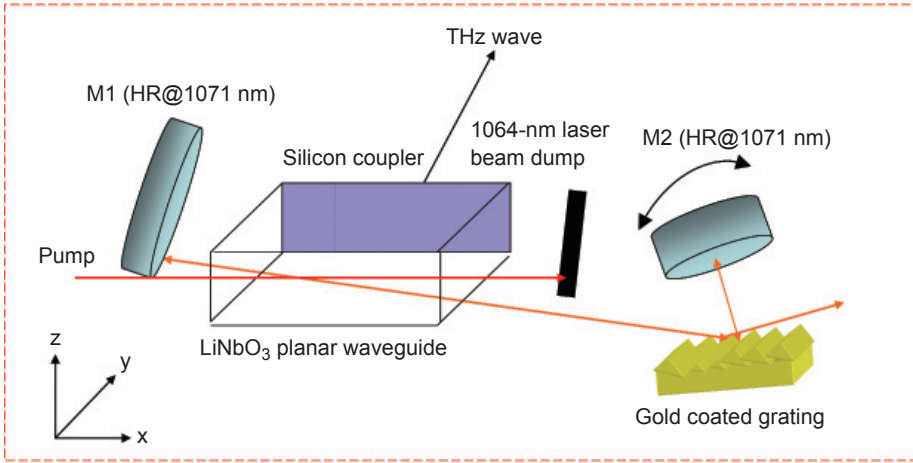
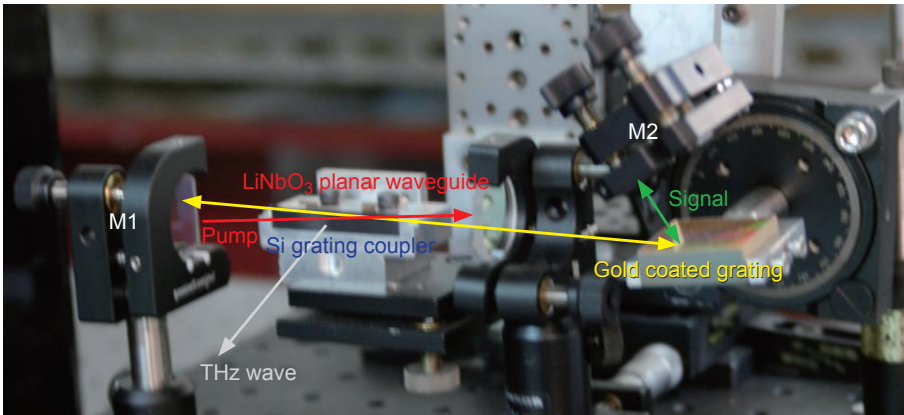


圖 2. Grazing-incidence terahertz-wave parametric oscillator (GITPO) 實驗架設圖，利用波長為 1064 nm 的幫浦光激發一維的鈮酸鋰波導晶體可以產生波長約為 1071 nm 的訊號光與兆赫波，只要把裝置中的 grating-M2 的組合拿走，而放置訊號光的雷射輸出耦合鏡，則可變成傳統的 TPO。實驗發現，如果在窄頻的幫浦光激發下，藉由 grazing-incidence grating 可有效降低訊號光的頻寬，同時，因為混頻產生的兆赫波也會隨之降低其頻寬。



生的正向或是背向兆赫波則是分別指兆赫波在週期性極化鈮酸鋰晶體裡沿著 $+x$ 或是 $-x$ 的方向。在非線性光學半波導之中，並非所有的混頻波皆能被波導所引導。沒有被引導的激發光，其光斑半徑大小會沿著 x 軸而變化。一般而言，在差頻產生過程之中，沒被引導的光波是需要用數值模擬的方法來建立光波發散的模型，然而，在本實驗裡面，激發光的聚焦深度 (depth of focus) 遠大於晶體本身的長度，所以激發光在晶體裡的光斑半徑變化小於 2%。因此，用固定的高斯場 (Gaussian field) 分布寫下幫浦光 (pump wave) 與訊號光 (signal wave) 的橫向模態是很好的近似，所以假設： $E_i(t, y, z, x) = \text{Re}[\sqrt{2\eta_i} e_i(y, z) A_i(x) e^{j(\omega_i t - \beta_i x)}]$ ，其中下標 $i = p, s$ 分別表示幫浦光與訊號光、 β 表示沿 $+x$ 方向傳播

光波的傳播常數、 $\eta = \eta_0/n$ 表示材料折射率 n 的本質波阻抗 (intrinsic wave impedance)、 $e(y, z)$ 表示歸一化橫向場剖面函數 ($\iint_{-\infty}^{\infty} |e(x, y)|^2 dx dy = 1$)，因此 $|A(x)|^2 = P(x)$ 表示在 x 軸上的光波功率。對兆赫波差頻的產生 (THz-wave difference frequency generation, THz-wave DFG) 而言，幫浦光與訊號光的光斑大小幾乎一樣，換句話說也就是 $e_p(y, z) \approx e_s(y, z)$ ，這時候的基本高斯光束 (fundamental Gaussian beam) 的橫向場剖面函數就可以寫成：

$$e_{p,s}(x, y) = \frac{1}{w} \sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-(y^2+z^2)/w^2} \quad (1)$$

其中， w 是幫浦光與訊號光在非線性光學材料中的

的平均光斑半徑。相同地，被二維波導所引導的兆赫波其電場分布情形也可以如此表示：

$$E_{\text{THz}}(t, y, z, x) = \text{Re}[\sqrt{2\eta_{\text{THz}}} e_{\text{THz}}(y, z) A_{\text{THz}}(x) e^{j(\omega_{\text{THz}}t \mp \beta_{\text{THz}}x)}]$$

其中，符號 \mp 乃是表示傳播常數為 β_{THz} 兆赫波沿著 $\pm x$ 前進。

在本實驗中，並沒有測量到幫浦光的能量轉換消耗 (pump depletion)，這是因為其損耗過小，在我們偵測器的靈敏範圍之內無法量到，除此之外，幫浦光與訊號光的脈衝有著能量的不穩定跳動。假設在沒有幫浦光波長轉換消耗與訊號光吸收損耗條件下，連續、共線式差頻產生之混頻光的耦合波方程式可以寫成⁽¹²⁾：

$$\frac{\partial A_s}{\partial x} = -j\kappa_s A_p A_{\text{THz}}^* e^{-j\Delta\beta x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_{\text{THz}}}{\partial x} = \mp j\kappa_{\text{THz}} A_p A_s^* e^{-j\Delta\beta x} \mp \frac{\alpha_{\text{THz}}}{2} A_{\text{THz}} \quad (3)$$

其中， a_{THz} 為兆赫波在晶體內的吸收係數， κ_i 為非線性耦合係數， $\Delta\beta = \beta_p - \beta_s \mp \beta_{\text{THz}} - k_{\text{QPM}}$ 表示幫浦光、訊號光、兆赫波與非線性光柵 (準相位匹配元件所提供 k_{QPM}) 之間的共線式波數不匹配。在 $x = 0$ 時，假設沒有初始的兆赫波能量，並且對入射的訊號光能量 ($P_s(0)$) 做歸一化，可以得到 $x = L$ 的正向兆赫波的輸出功率為：

$$\frac{P_{\text{THz}}(L)}{P_s(0)} = \frac{\lambda_s}{\lambda_{\text{THz}}} e^{-\alpha_{\text{THz}}L/2} \frac{\Gamma^2}{|g_f|^2} |\sinh(g_f L)|^2 \quad (4)$$

其中， λ 為真空下的波長， Γ 為光參數增益係數 (parametric gain coefficient)，並且 $g_f \equiv \sqrt{(\alpha_{\text{THz}}/4 - j\Delta\beta_f/2)^2 + \Gamma^2}$ ，其中 $\Delta\beta_f = \beta_p - \beta_s - \beta_{\text{THz}} - k_{\text{QPM}}$ 。特別地，光參數增益係數可以如下表示：

$$\begin{aligned} \Gamma^2 &= \kappa_s \kappa_{\text{THz}} P_p(0) = \Gamma_0^2 A_p \mathcal{G}^2 \\ &= \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 \eta_0}{n_p n_s n_{\text{THz}} \lambda_s \lambda_{\text{THz}}} I_p(0) A_p \mathcal{G}^2 \end{aligned} \quad (5)$$

其中， $P_p(0)$ 與 $I_p(0)$ 分別為幫浦光在 $x = 0$ 的初始功率與初始光強度。而 Γ_0 可以由自由空間 (free space) 的平面波模型得到⁽¹³⁾， d_{eff} 為等效的非線性光學係數， A_p 為幫浦光光斑面積，而 $\sqrt{A_p} \mathcal{G}$ 是光參數增益係數的修正因子，而其中模態重疊積分 (mode-overlapping integral) \mathcal{G} 可以如此定義：

$$\mathcal{G} = \int \int_{-\infty}^{\infty} e_p(x, y) e_s(x, y) e_{\text{THz}}(x, y) dx dy \quad (6)$$

直覺地，我們可以看出 \mathcal{G} 的極限是由模態大小較大的兆赫波來決，定而非較小的激發光，所以 \mathcal{G}^2 趨近於反比的兆赫波模態面積大小，也就是 $\mathcal{G}^2 \rightarrow 1/A_{\text{THz}}$ ，而此時的 Γ^2 就會比自由空間平面波算出的值 (Γ_0^2) 乘上了 A_p/A_{THz} 的修正因子。由於兆赫波的波長是激發光波長的數百倍之多，因此利用差頻技術在一個塊狀晶體所產生的兆赫波，其參數增益係數的降低程度顯得格外重要。

對沿著 $-x$ 方向所產生的背向兆赫波而言，我們也可以推導出兆赫波在 $x = 0$ 的輸出功率大小，此時假設在晶體 $x = L$ 的兆赫波的初始能量為零，則我們可推導出：

$$\frac{P_{\text{THz}}(0)}{P_s(0)} = \frac{\lambda_s}{\lambda_{\text{THz}}} \Gamma^2 \left| \frac{\sin(g_b L)}{\frac{\alpha_{\text{THz}}}{4} \sin(g_b L) + g_b \cos(g_b L)} \right|^2 \quad (7)$$

其中， $g_b \equiv \sqrt{\Gamma^2 - (\alpha_{\text{THz}}/4 - j\Delta\beta_b/2)^2}$ ，並且 $\Delta\beta_b = \beta_p - \beta_s + \beta_{\text{THz}} - k_{\text{QPM}}$ 。

從式 (7) 中很明顯地可以看出，兆赫波的吸收係數會增加了震盪閾值 (oscillation threshold) 並且使光參數增益頻寬變寬。

三、實驗架構、結果與分析

在本實驗中，週期性極化鈮酸鋰平面波導與週期性極化晶體棒皆由鈮酸鋰 (congruent lithium niobate) 晶體製作而成，其週期適用於差頻產生兆赫波。在晶體學所定義的 x 軸與 z 軸方向上，兩種晶體皆是 25 mm 長 (x 軸) 與 0.5 mm 厚 (z 軸)。而

晶體棒在沿著 y 軸方向上的寬度為 0.6 mm 。所有的引導兆赫波晶體表面皆用光學級拋光，另外 $\pm x$ 面皆鍍有針對幫浦光與訊號光的抗反射膜。當兩晶體的極化週期為 $65 \mu\text{m}$ 、並且幫浦光的波長為 $\lambda_p = 1538.9 \text{ nm}$ 時，那麼就可以根據其週期達到相位匹配條件，而產生 $\lambda_{\text{THz}} = 197$ 與 $469 \mu\text{m}$ 的正向與背向兆赫波。

既然週期性極化鋰酸鋇的孔徑大小是幫浦光與訊號光光斑半徑 $127 \mu\text{m}$ 的 $4-5$ 倍，因此週期極化鋰酸鋇晶體對幫浦光與訊號光來說就像是塊狀材料。然而，該晶體對兆赫波而言卻是波導晶體，如果假設兆赫波與激發光有相似的初始光斑大小，則其正向與背向兆赫波的發散角分別是 0.1 與 0.23 rad 。由於晶體的孔徑相當大，因此會有許多兆赫波傳播模態存在。對於在週期性極化鋰酸鋇的 type-0 相位匹配而言，只有橫向磁場 (transverse magnetic, TM) 模態才會存在。在一維的非線性光學半波導，全部的兆赫波 TM 模態可以這樣計算： $m_{1D} = 2l_z \sqrt{n_{\text{THz}}^2 - 1} / \lambda_{\text{THz}}$ ⁽¹⁴⁾，這裡的 $l_z = 500 \mu\text{m}$ 表示波導的 z 軸的厚度，如果此時正向與背向兆赫波的波長分別是 $197 \mu\text{m}$ 與 $469 \mu\text{m}$ 時，我們可以分別計算出 25 個正向兆赫波與 10 個背向兆赫波的傳播模態。

在二維的非線性光學半波導，全部的兆赫波 TM 模態可以這樣計算： $m_{2D} \approx \pi l_y l_z (n_{\text{THz}}^2 - 1) / \lambda_{\text{THz}}^2$ ⁽¹⁵⁾，這裡的 $l_y = 600 \mu\text{m}$ 與 $l_z = 500 \mu\text{m}$ 分別表示波導的寬度與厚度，因此也可以分別算出 656 個正向兆赫波與 102 個背向兆赫波的傳播模態。雖然我們的晶體波導可以傳導這麼多的 TM 傳播模態，但是由於波導本身對兆赫波有非常大的吸收係數，因此只有基本的兆赫波模態 (fundamental THz-

wave mode) 可以與有高斯模態的激發光模態場重疊最好，也就是說只有基本的兆赫波模態可以獲得足夠增益而能在晶體中成長起來⁽⁷⁾。

圖 3 為兆赫波差頻產生器的實驗架構圖。首先，把一個固定波長的分佈回饋二極體雷射 (distributed-feedback diode laser, DFBDL) 與波長可調的外腔式二極體雷射 (external-cavity diode laser, ECDL) 兩道光束合併在一起，其中可調式外腔二極體雷射波長可以調到滿足非線性晶體的相位匹配條件來產生差頻兆赫波。合併之後接下來用兩級的光放大器予以放大，這兩級的光放大器包含了摻鉕光纖放大器 (erbium-doped fiber amplifier, EDFA) 與脈衝式光參數放大器 (pulsed optical parameter amplifier, pulsed OPA)，經過放大器之後幫浦光與訊號光分別可以得到 $9.7 \mu\text{J/pulse}$ 的能量，而其脈衝寬度為 360 ps 。並且在光放大之後，將幫浦光與訊號光同時以 $127 \mu\text{m}$ 光斑半徑聚焦至週期性極化鋰酸鋇非線性光學半波導晶體的中心處。我們將矽的輻射熱測定器 (Si-bolometer) 放置於非線性光學半波導晶體的前面與後面，用以測量朝背向與正向所產生之兆赫波。

由於幫浦光與訊號光有著高斯光束的模態分布，因此其 Rayleigh range 測得為 6.6 cm ，所以在非線性光學半波導晶體的 25 mm 範圍內，其光斑半徑變化量小於 2% 。另一方面，最大的兆赫波模態場大小就是二維週期性極化鋰酸鋇光學半波導晶體尺寸大小，因此歸一化橫向場剖面可以寫成一個近似的形式：

$$e_{\text{THz}}(y, z) = \frac{\text{rect}(y/l_y) \times \text{rect}(z/l_z)}{\sqrt{l_y l_z}}$$

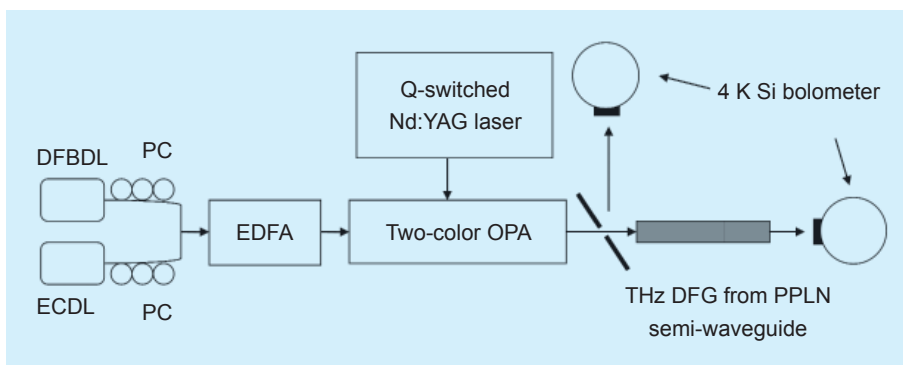
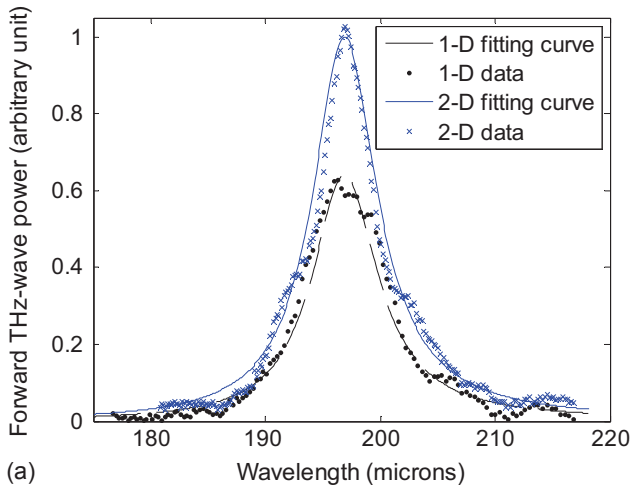
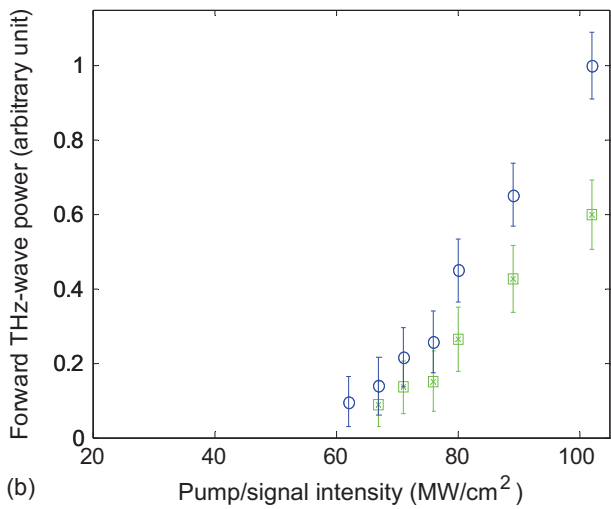


圖 3. 在週期性極化鋰酸鋇非線性光學半波導裡，產生正向與背向兆赫波差頻的實驗架構。將 4 K 矽輻射熱測定器 (4 K Si-bolometer) 放置於週期性極化鋰酸鋇非線性光學半波導晶體的前面與後面，分別可以測量背向與正向所產生之兆赫波。



(a)



(b)

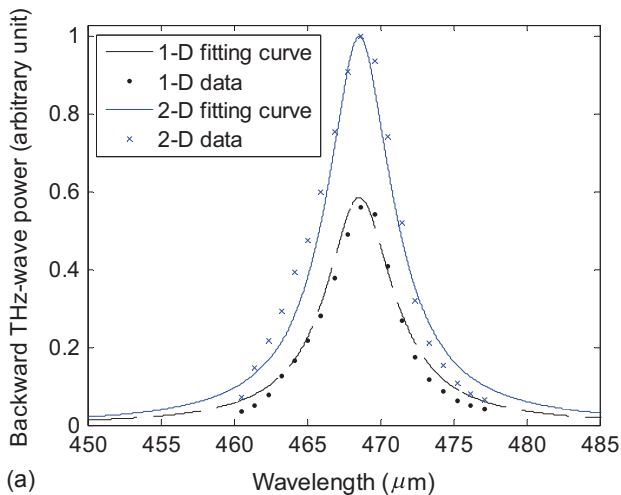
圖 4. (a) 實驗量測在一維 (十字點) 與二維 (小圓點) 週期性極化鈮酸鋰非線性光學半波導產生的正向兆赫波調變曲線。(b) 在一維 (方形點) 與二維 (圓形點) 非線性光學半波導的兆赫波的能量輸出與幫浦光強度的關係。圖中顯示了二維的非線性光學半波導可增強兆赫波的轉換效率。

其中， $\text{rect}(r/l)$ 為方形函數 (rectangular function)，也就是在 r 的範圍在 $-l/2 < r < l/2$ 之內，方形函數值大小為 1，如果是以外的範圍，那麼方形函數值則為 0。光參數增益係數根據公式 (6) 來計算，發現 $\sqrt{A_p}g \approx 0.29$ ，這個值就是大約是 A_p/A_{THz} 的比例，這樣的結果符合我們預期的大模態面積不匹配 (large mode-area mismatch)。因此在二維的非線性光學半波導，其真正的光參數增益係數 Γ 是自

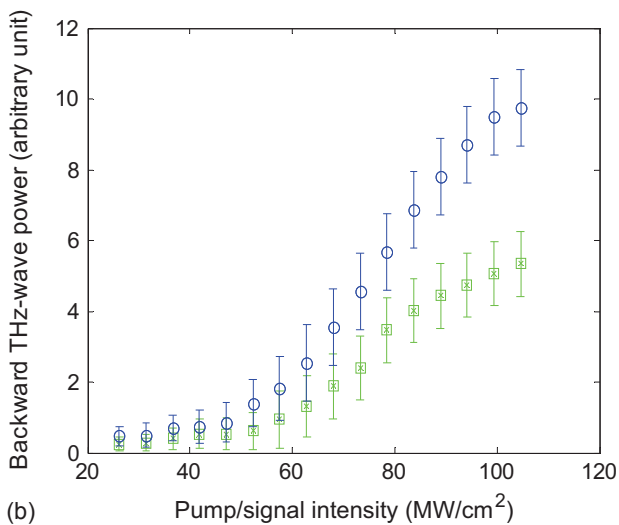
由空間下平面波計算結果的 1/3。已知 $d_{\text{eff}} = 168 \times 2/\pi = 107 \text{ pm/V}$ 與 $n_p = n_s = 2.14$ ，修正後的正向與背向的光參數增益係數分別為 $\Gamma = \Gamma_0 \sqrt{A_p}g = 0.65, 0.44 \text{ cm}^{-1}$ ，此時的正向與背向兆赫波在晶體內的折射率分別是 5.22 與 5.05⁽¹⁰⁾。對於一維的非線性光學半波導而言，前面敘述的理論就不適用，這是因為兆赫波有一個維度因為快速發散而無法被引導，然而我們卻是可以預期一維的非線性光學半波導的光參數增益係數比二維的非線性光學半波導小，能夠這樣地預期是因為在一維的非線性光學半波導裡，混頻光模場之間的重疊非常不好所導致。

圖 4(a) 顯示從週期性極化鈮酸鋰非線性光學半波導產生波長為 $197 \mu\text{m}$ 正向兆赫波的調變曲線，此時聚焦在晶體的幫浦光強度為 102 MW/cm^2 ，而十字點表示一維波導，小圓點表示二維波導。圖 4(a) 的擬合曲線是根據公式 (4) 所得，並且由擬合曲線可以推導出一維 (虛線) 與二維 (實線) 非線性光學半波導的光參數增益係數，分別是 $\Gamma = 0.53$ 與 0.65 ，此時的 $197 \mu\text{m}$ ($\sim 1.5 \text{ THz}$) 兆赫波在鈮酸鋰晶體中的吸收係數為 40 cm^{-1} 。一如預期，一維非線性光學半波導的光參數增益係數較小，這是因為兆赫波在 y 軸方向的發散無法被引導回晶體的增益區域。由調變曲線得知，二維非線性光學半波導所得的兆赫波輸出能量是一維非線性光學半波導的 1.6 倍。圖 4(b) 顯示在一維 (方形點) 與二維 (圓形點) 非線性光學半波導的兆赫波的能量輸出與幫浦光強度的關係。在量測的過程裡，幫浦光與訊號光的強度比例皆保持一比一。當幫浦光的光強度小於 60 MW/cm^2 ，矽的輻射熱測定器只能偵測到雜訊。由公式 (4) 預測，兆赫波的能量輸出與幫浦光的光強度的關係是指數增益的。

圖 5(a) 顯示從週期性極化鈮酸鋰非線性光學半波導產生波長為 $469 \mu\text{m}$ 背向兆赫波的調變曲線，此時聚焦在晶體的幫浦光強度為 104 MW/cm^2 ，而十字點表示一維波導，小圓點表示二維波導。圖 5(a) 的擬合曲線是根據公式 (7) 所得，並且由擬合曲線可以推導出一維 (虛線) 與二維 (實線) 非線性光學半波導的光參數增益係數，分別是 $\Gamma = 0.34$ 與 0.44 ，此時的 $469 \mu\text{m}$ ($\sim 0.6 \text{ THz}$) 兆赫波在鈮酸鋰晶體中的吸收係數為 6 cm^{-1} 。在一維的非線



(a)



(b)

圖 5. (a) 實驗量測在一維 (十字點) 與二維 (小圓點) 週期性極化鋇酸鋰非線性光學半波導產生的背向兆赫波調變曲線。(b) 在一維 (方形點) 與二維 (圓形點) 非線性光學半波導的兆赫波的能量輸出與幫浦光強度的關係。圖中顯示了二維的非線性光學半波導可增強兆赫波的轉換效率。

性光學半波導中，變小的光參數增益係數也是因為背向兆赫波與激發光在一維的非線性光學半波導裡，其模場之間的重疊非常不好所導致，而重疊不好的原因，乃兆赫波在 y 軸方向發散後無法被引導回晶體的增益區域所導致。由調變曲線得知，二維非線性光學半波導所得的兆赫波輸出能量是一維非線性光學半波導的 1.8 倍。

四、結論

本研究使用方形的週期性極化鋇酸鋰晶體棒來增加差頻產生兆赫波的輸出能量，其晶體棒的孔徑大小為 $0.5 \times 0.6 \text{ mm}^2$ 。晶體對激發光波長為 $1.54 \text{ }\mu\text{m}$ 就像是塊狀材料，但是對正向與背向兆赫波 (波長分別為 197 與 $470 \text{ }\mu\text{m}$) 而言卻是二維非線性光學半波導。從實驗發現，當幫浦光光強度約為 100 MW/cm^2 時，二維波導所產生的正向兆赫波能量是一維波導的 1.6 倍，而背向兆赫波實驗結果則是 1.8 倍。實驗也同時證明了，當兆赫波在差頻產生過程時，二維非線性光學半波導有效降低了由於兆赫波繞射所引起的吸收。另外，由理論指出，在塊狀晶體的兆赫波的差頻產生過程中，其效率低落的原因是激發光與兆赫波之間的大模態面積不匹配 (large mode-area mismatch)。結論上，不管是實驗或是理論都證明了二維的非線性光學半波導可以增加兆赫波的轉換效率，因此在未來方向上應該將二維的非線性光學半波導的孔徑縮小，讓激發光與兆赫波之間模態重疊變好，進而增加兆赫波非線性混頻的轉換效率。

誌謝

感謝林彥豪、莊明耘、林彥穎、李青翰及林凡異在實驗量測上的協助及建議，同時感謝國科會對此研究之支持，國科會計畫編號 NSC 99-2622-M-007-001-CC1。

參考文獻

1. P. R. Smith, D. H. Auston, and M. C. Nuss, *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 255 (1988).
2. X.-C., B. B. Hu, J. T. Darrow, and D. H. Auston, *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 1011 (1990).
3. M. A. Piestrup, R. N. Fleming, and R. H. Pantell, *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 418 (1975).
4. K. Kawase, M. Sato, T. Taniuchi, and H. Ito, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2483 (1996).
5. J. Shikata, M. Sato, T. Taniuchi, and H. Ito, *Opt. Lett.*, **24**, 202 (1999).
6. K. Kawase, J. Shikata, H. Minamide, K. Imai, and H. Ito, *Appl. Opt.*, **40**, 1423 (2001).
7. A. C. Chiang, T. D. Wang, Y. Y. Lin, S. T. Lin, H. H. Lee, Y. C.

- Huang, and Y. H. Chen, *Opt. Lett.*, **30**, 3392 (2005).
8. T. D. Wang, Y. Y. Lin, S. Y. Chen, A. C. Chiang, S. T. Lin, and Y. C. Huang, *Opt. Express*, **16**, 12571 (2008).
 9. G. Kh. Kitaeva, S. P. Kovalev, A. N. Penin, A. N. Tuchak, and P. V. Yakunin, "*J. Infrared Millimeter and Terahertz Waves*", DOI 10.1007/s10762-011-9780-y (2011).
 10. T. D. Wang, S. T. Lin, Y. Y. Lin, A. C. Chiang, and Y. C. Huang, *Opt. Express*, **16**, 6471 (2008).
 11. Y. Takushima, S. Y. Shin, and Y. C. Chung, *Opt. Express*, **15**, 14783 (2007).
 12. Ming-Hsien Chou, *Optical Frequency Mixers using Three-wave Mixing for Optical Fiber Communications*, Ph.D. thesis, Stanford University (1999).
 13. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed., Academic Press, 109 (2008).
 14. B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, 2nd ed., New Jersey: John Wiley & Sons, 302 (2007).
 15. B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, 2nd ed., New Jersey: John Wiley & Sons, 310 (2007).



王寵棟先生為國立清華大學光電工程博士，現任中山科學研究院材料與光電研究所助理研究員。

Tsong-Dong Wang received his Ph.D. in photonics from National Tsing Hua University. He is currently an assistant research fellow in the Department of Material and Electro-Optics at Chung-Shan Institute of Science and Technology.



黃衍介先生為美國史丹佛大學電機工程博士，現任國立清華大學光電工程研究所教授。

Yen-Chieh Huang received his Ph.D. in electrical engineering from Stanford University, USA. He is currently a professor in the Department of Electrical Engineering at National Tsing Hua University.