

行政院國家科學委員會專題研究計畫 成果報告

光電式同調連續波 THz 輻射束及其應用之研究：國際合作部份

計畫類別：個別型計畫

計畫編號：NSC93-2215-E-009-058-

執行期間：93年08月01日至94年07月31日

執行單位：國立交通大學光電工程學系(所)

計畫主持人：潘犀靈

共同主持人：黃升龍

計畫參與人員：李晁達、劉子安

報告類型：精簡報告

報告附件：國際合作計畫研究心得報告

處理方式：本計畫可公開查詢

中 華 民 國 94 年 10 月 31 日

行政院國家科學委員會補助專題研究計畫 成果報告
 期中進度報告

(計畫名稱)

光電式同調連續波 THz 輻射數及其應用之研究:國際合作部份

計畫類別： 個別型計畫 整合型計畫

計畫編號：NSC93-2215-E009-058- -

執行期間： 93 年 08 月 01 日至 94 年 07 月 31 日

計畫主持人：潘犀靈

共同主持人：黃升龍

計畫參與人員： 劉子安, 李晁達

成果報告類型(依經費核定清單規定繳交)： 精簡報告 完整報告

本成果報告包括以下應繳交之附件：

赴國外出差或研習心得報告一份

赴大陸地區出差或研習心得報告一份

出席國際學術會議心得報告及發表之論文各一份

國際合作研究計畫國外研究報告書一份

處理方式：除產學合作研究計畫、提升產業技術及人才培育研究計畫、
列管計畫及下列情形者外，得立即公開查詢

涉及專利或其他智慧財產權， 一年 二年後可公開查詢

執行單位：國立交通大學光電工程研究所

中 華 民 國 94 年 10 月 31 日

一·前言：

在雷射腔內產生 THz 輻射方面，最早是由日本分子科學研究所(IMS)的 N. Sarukura 研究群所實現[1,2]，他們利用染料做為被動鎖模之脈衝啟動機制，以半導體飽和吸收鏡在磁場的施加與腔內高功率脈衝光源的激發下，產生高功率(~1uW)的 THz 輻射。本實驗室亦接著利用我們的半導體飽和吸收體做腔內雷射鎖模，並同樣產生高功率的輻射[3]，除了利用磁場使載子加速外，澳洲 University of Technology Vienna 的 J. Darmo 研究群，在最近則利用高電壓施加在腔內光導上產生高功率(7uW) THz 輻射[4]，然而他們的輻射源是低溫分子束磊晶砷化鎵(LT-GaAs)飽和吸收體，基本上比較難製備，因為磊晶做的好需要精密的成長條件控制(例如溫度，成長時間，長晶純度等)。

我們之前參考之前在日本與 Prof. Sarukura 合作的經驗，在本實驗室以原有的自製 Ti:sapphire 固態雷射改進成為內腔 THz 輻射輸出支共振槍結構，基本上與一般 Ti:sapphire laser 相同，重點就在雷射共振腔端面或輸出端的設計上，我們之前在日本時，在端面處直接放入飽和吸收體與 THz emitter，可達到腔內功率 5W 等級，在 0.88T 的磁場施加下，可輸出約 0.1uW 等級的 THz 輻射，但這種架構較為複雜需要兩個 SBR，且龐大的磁鐵放在系統內，亦十分佔空間(當然其不需要做成光導，直接用磁場來使載子加速也可以產生 THz 輻射，是其與下面提到的腔內輻射器要做成光導的優點)而 SBR 需要複雜的設計，因此我們之前也有直接利用 InAs 垂直偏振斜向入射反射率高的特點來達成腔內 THz 輻射。[5]然其腔內功率與輸出功率皆比前者為低(~5nW)。

二·研究目的：

到目前為止較高功率的 THz 輻射源有下列幾種:以二氧化碳雷射激發之遠紅外氣體雷射[6]，電子管元件[7]，自由電子雷射[8]，共振穿遂二極體[9]，與扭曲式的 Ge 雷射[10]。目前最高功率的脈衝式 THz 輻射輸出是由同步輻射所產生，功率可達 20W[11]。量子串連式的雷射已可產生平均功率約 10mW，33.3THz 的連續波輻射[12]。然而，這些產生源通常都很龐大而複雜，或需要相當大的輸入功率，或工作在低溫狀態下。

另外一種用光激發半導體產生 THz 輻射的方式也是最近十分熱門的主題，主持人在博士班期間便是以此為研究主題。此方式產生的機制可分為電流遽增(currentsurge)與光整流(opticalrectification)等方式。此種方式便不需要太昂貴且龐大複雜的設備來支持。目前以這種方式產生的較高功率的 THz 輻射是以光激發磁場施加下的 InAs[13]，或者用 1kHz, Ti:sapphire 再生式雷射放大器激發大孔徑天線[14]所產生，其平均功率均約可達 sub-mW 等級。然而這些都是利用雷射輸出的光源來激發半導體。

而雷射共振腔內的雷射光功率一搬來說都要比腔外輸出的功率高出十倍以上，因此有人利用腔內的高功率產生 THz 輻射。[1]不過在腔內的輻射器反射率要夠高才能讓腔內增益介質產生居量逆轉而有雷射輸出。因此輻射材料對光的吸收率就要低，然而吸收率太低勢必無法有足夠的光激發載子來產生高功率的 THz 輻射。因此在這方面便需要找出一些最佳化的方法來達成。另一方面，半導體飽和吸收體具有高反射率與可調整的吸收深度與吸收係數等優點，讓最佳化更加容易。除此之外，腔內產生 THz 輻射還有個優點，因為它是直接由雷射末端輸出 THz 輻射，較以往一大堆 component 導引雷射光到 THz 輻射源更加緊緻(compact)，直接就是一個 THz 輻射源。亦可看成是一個 THz 雷射了。

三·研究方法：

A: 架構

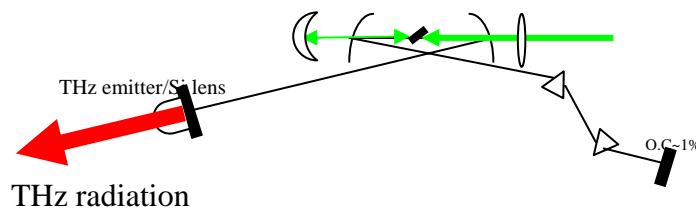
Recently, S. Naumov et al. had realized first room temperature diode pumped Cr:YAG femtosecond laser with started by kerr lens mode-locking. They also reported the shortest reported at 1.5um transform-limited 27 fs pulses using a novel hybrid dielectric InGaAs/InP SESEM. We will use such kind of laser system for the intracavity THz generation.

Fig.1 shows the schematic diagram of the proposed experimental set up. We use the

ultralow-threshold cavity as ref of [15] for higher power scaling. The end mirror part is replaced by a voltage-controlled intracavity THz PC antenna for high power (7uW, intracavity power~1W) and broad band THz radiation. Pumping source will be our Gd:YVO₄ solid state high power laser.

Such kind of cavity will be used for the injection seeding from our two 1.5um laser diodes. The low power 1.5um CW laser diodes inject to the high power CW Cr:YAG laser will result in the amplification and achieve the high power and narrow line width 2-wavelength 1.5um CW laser. It is very useful for the high power and narrow linewidth CW THz radiation at 1.5um wavelength pumping. F. Siebe et al [16] had demonstrated high power CW dual color Ti:sapphire laser system. K. J. Siebert et al.[17] had demonstrated dual wavelength Laser for the THz imaging.

最近的腔內輻射則直接將端面鏡換成電壓控制的 LT-GaAs 傳輸線式 THz 光導天線與飽和吸收體，來產生寬頻而高功率的 THz 輻射[4 16]可產生 1W 的腔內功率與 7uW 的 THz 輻射。這種由電壓施加的方式比較方便可調，而且調變訊號可以直接在電壓上，省去以前都是將截波器(Chopper)放在雷射腔內，影響雷射的脈衝穩定，並且也可以接換成高反射率的半導體(半導體鍍金或分佈式布拉格反射體, DBR)並採用克爾透鏡鎖模機制來形成脈衝，使頻寬加寬。在增加腔內功率方面，為了更有效利用激發光源，我們將仿照超低閾植共振腔(ultralow-threshold cavity)的觀念，在激發光末端加個對激發光源高反射率的凹面鏡，將漏掉的激發光源做再激發，使得到更高的腔內功率，如圖一所示。



圖一 雷射腔內 THz 輻射產生器架構

而在輻射源後端加一個 Si 過半球透鏡，是為了讓 THz 輻射輸出能盡量準直不發散，前端可能需要加入一個聚焦鏡讓光可以打到光導間隙上。

另外可用 Intracavity with Cr:ZnSe 為 2um 的 pulse gain medium, 用奧地利的 chirp mirror, 我們的 SBR 來做 2um pulsed laser, 而由於 ZnSe 已用來作為 THz 之 EO detector, 預期也可以用來作為 THz emitter, 一此也可以在其端收集 THz 輻射

另外也可以在 1.5um or 0.8um 的 intracavity 中再加上兩個 folding mirror focus 到 PPLN 上, 已知 THz 輻射可用 CW beating 的方式在兩側產生 THz 輻射, 因此亦將利用其在腔內高功率之特性 用光整流效應 DFG 產生側向輻射的 intracavity THz radiation

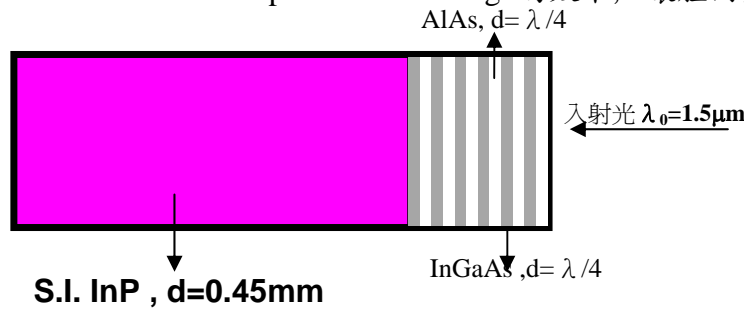
B: (SBR)

The SESAM-based devices allow developing practical self-starting sources of ultra-short pulses. The shortest pulses obtained so far in Cr⁴⁺:YAG using the broad-band gold-reflector-based SESAM are 44 fs at 65mW at 1520 nm [18,19]. High-repetition-rate (up to 2.7 GHz) femtosecond Cr⁴⁺:YAG lasers have also been demonstrated [20-23] using both techniques.

InGaAs/InP is a good QW structure for SESAM at 1550nm wavelength. We will use strained InGaAs/InP for the low saturation fluence scheme. Because of the high loss gain medium of Cr:YAG material, laser cavity should have high reflectivity and low loss SBR system. We will use the high reflectivity and low residue loss SBR by MOCVD method (for the critical semiconductor growth).

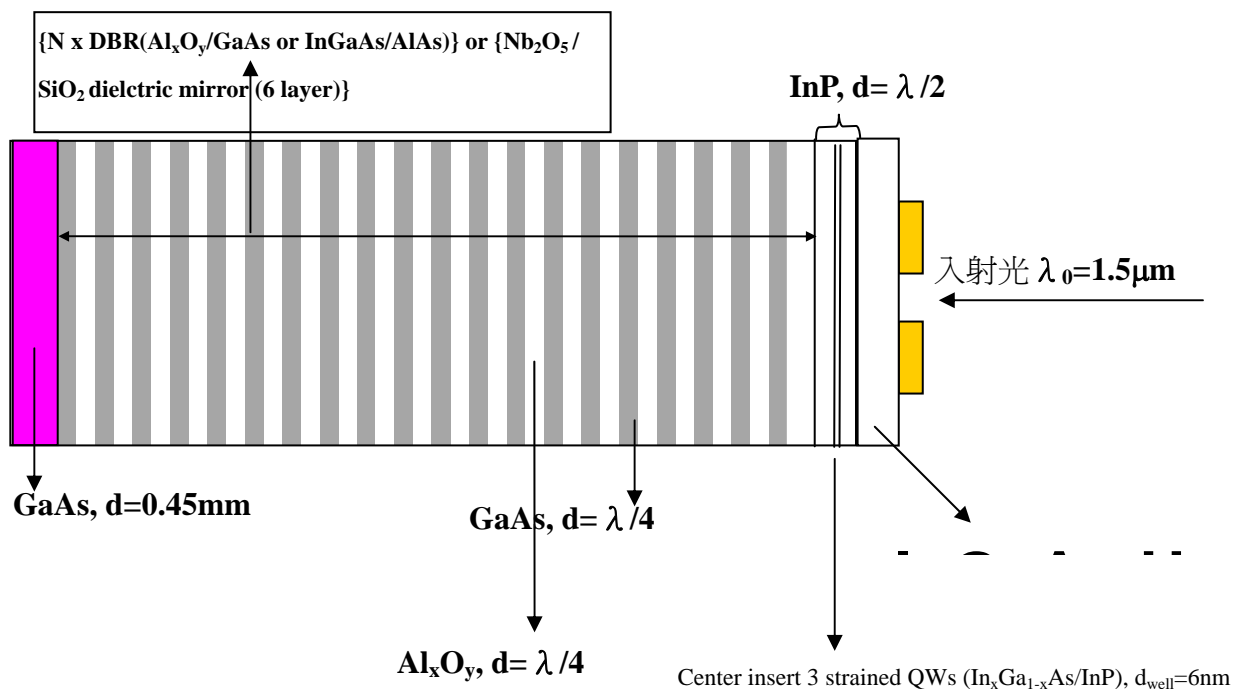
1. 在半導體反射鏡輻射源設計上，我們初步將利用 InP 當基版，在上面用分子束磊晶法長

幾層 DBR (InGaAs/AlAs)結構，或者在 InP 上面鍍一層薄金，使反射率足夠到 90%，有 Surface enhancement like impedance matching 的效果，讓腔內能夠產生雷射。



2. LT-GaAs grown by MBE (molecular beam epitaxy) process has properties suitable for the PC antenna substrate, that is, high resistivity, short carrier lifetime and relatively good carrier mobility. However, it is not an easy task to fabricate good quality LT-GaAs epitaxial film because optimization of the growth parameters, such as, the growth temperature, is required. Thus we will use proton implanted InGaAs for the THz material.

THz emitter consists 15 pairs $Al_xO_y/GaAs$ distributed Bragg reflector(DBR) and 100nm thickness Proton-implanted InGaAs ($InGaAs:H^+$) top layer fabricated on substrate (see fig.2). Top $\lambda/2$ layer is inserted with 2 QWs ($InGaAs:InP$) for the saturable absorber. the pure active layer of $InGaAs:H^+$ defect rich layer is also suitable for the extracavity THz emitter(high pumping power for the high saturation fluence and break down voltage of defect rich region) and detector (high resistivity for low noise). If we want to self starting mode-locking by the device, the structure should be designed as the saturable absorber by quantum well. The structure is shown in fig. 3. Reflectivity will be limited to $> 80\%$ for the intracavity lasing.



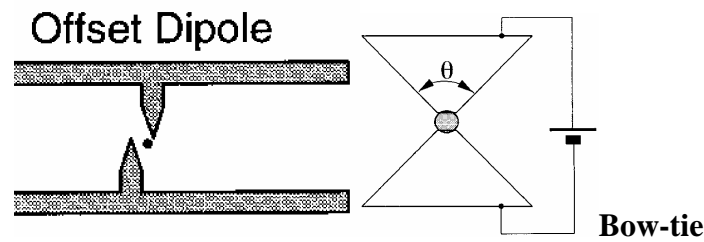
C. Antenna

CPS:

The sample will be glued, using silver-paint, on two 2-mm-thick and 1-cm-wide copper strips (for good heat sink), separated by 1 mm.[6] Copper strips will be connected to a water-cooled copper block using an electrically insulating but thermally conductive sheet. A 20kHz, over $\pm 1000V$ square wave ac bias voltage will applied to the emitter. Some chirp compensation (from 3rd order GVD of the sample) component(like DCM) should be include inside the cavity for the ultra broad band THz radiation.

Dipole

此樣品將做成光導天線的結構如圖三所示。我們將設計高功率的 THz 輻射天線結構，已有人發現利用天線的奇點激發與三角錐形狀偶極光導天線結構可使輻射功率比一般天線高出一個數量級以上，另外蝴蝶結型的光導結構雖然輻射頻率較低，但功率卻可高出約兩個數量級，因此我們將設計偶級三角光導與蝴蝶結型光導來做成天線，使輻射功率達到約 0.1~1mW 等級。光導天線將以 Ti/Au 做好歐母接觸，最短間距約 60um，dipole 長約 500um，寬 60um，bow-tie 電極間最小間隙亦約為 60um，調狀電級間距約 500um。如下圖所示



圖三 偶極三角錐狀光導天線與蝴蝶結式光導天線示意圖

2. THz 輻射偵測系統:

THz 輻射輸出後，我們將利用實驗室現有的熱輻射偵測器(Bolometer)偵測其功率，當然也需要用到黑體輻射儀(Black body radiation source)來校正此 Bolometer 的輻射響應(Responsivity)，一般黑體輻射溫度越高其輸出頻寬越寬，因此還要有 Filter 來選擇固定頻段，才可與我們實驗實際量到的 THz 輻射區段做比較。

首先我們將 THz 直接導引到本實驗室自組的富士轉換紅外線干涉儀(FTIR)與 Bolometer 來做輻射波形與頻譜的量測，當然利用 FTIR 量波形需要 Bolometer 來偵測，由於需降到液態氮的溫度使價格昂貴。因此我們接著也將利用電光效應將 THz 輻射波形取出。我們將 THz 輻射用拋物面鏡導引聚焦到薄的 ZnTe 晶體上(<100um)，另外一到從雷射端面輸出的若探測光則經過一個時間延遲架構，使 THz 脈衝訊號與探測光源同時打到 ZnTe 上，在經由調整時間延遲使探測光經分析器將 THz 波形分析出來，或者打到光導天線上亦可將波形描繪出來。因為有人比較光導偵測的優點在較詳細的光路對準下，光導偵測法有較好(比電光取樣法高一個數量級)的訊噪比

四· 結果與討論:

在第一年計劃中,我們已初步完成雙波長雷射系統之架設,THz 輻射源的部分也幾乎完成而正在測試輻射特性, THz 輻射偵測器(bolometer)與干涉儀也正在架設與測試中. 在第二年計劃中, 我們已完成了進行中的工作包括:

寬頻飽合吸收鏡設計

自從鎖模雷射出現之後，超短脈衝雷射光源這個研究領域便不斷地革新發展，各種不同的鎖模技術陸續被推展出來以產生更短的脈衝，由於超短脈衝提供高尖峰功率及時域上高解析度的光源，是研究超快現象不可或缺的工具，所包括的領域橫跨物理、化學、生物、電機與材料工程等，所以超快光學的基本工具超短脈衝雷射已成為各種科學的重要利器。

為了產生超短脈衝雷射，常使用所謂的鎖模方法，一般雷射的輸出包含許多的共振模。當這些共振模的振幅、頻率及彼此間的相位差沒有固定的關係時，那麼雷射的輸出隨時間呈現不規則的變化，反之若共振模的振幅、模距與相位不隨時間變化，則雷射便可產生規則的脈衝串列輸出。此時我們稱此雷射為鎖模雷射

。產生鎖模的方法基本上分為兩類：主動鎖模與被動鎖模。

被動鎖模雷射是利用飽和吸收體作為脈衝形成元件。飽和吸收體的使用是因其具有非線性的吸收特性，它對光的吸收量隨著光強度變強而呈現非線性地變弱，如此即可使雷射腔內最後僅存脈衝型態的分佈。

本文擬合的樣品為半導體飽和吸收體。半導體飽和吸收體一般利用半導體製程將反射鏡結構與量子井結構長於晶片上稱為半導體飽和吸收反射鏡，其鎖模機制是利用量子井的非線性光學吸收，由於此飽和吸收體之工作波長、吸收截面積、載子生命期可彈性設計，且提供與共振腔結構無關的脈衝啟動力量，使此類型元件啟動的超短脈衝雷射達到更穩定的要求。

而設計的樣品為寬頻布拉格反射鏡。由於布拉格反射鏡具有高反射率的特性，將使得雷射光在共振腔中可以建立而輸出。至於要求寬頻的原因為超短脈衝雷射的脈衝時間很短，相對的輸出光的波長範圍很寬，所以需要寬頻的布拉格反射鏡，使超短脈衝雷射光可在共振腔中建立而輸出。

1 理論模擬

布拉格反射鏡是由週期性的多層結構所組成，倘若我們使用特徵矩陣處理在介電質模型下，入射光經過不同介質時的傳遞狀況，將可以使得計算過程大為簡化。

特徵矩陣的模型已在『薄膜光學與鍍膜技術』中介紹，我們將使用此模型來模擬飽和布拉格反射鏡其反射率對波長的關係及設計布拉格反射器。

1-1 『薄膜光學與鍍膜技術』中使用的模型：

先定義 Y 為介電質之光學導納，是在該介電質中磁場強度與電場強度之比，可知：

$$Y = \frac{H_0}{E_0} = \frac{n}{uc} = nY_0 \frac{u_0}{u} = nY_0, \quad Y_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{u_0}} = \frac{1}{377} \text{ 姆歐}$$

為了方便起見，可以以此為單位，則介電質之折射率在數值上與其光學導相等，即

$Y = n$ 。於是光的行進在考慮向量之符號後可以表示為 $H = Y(\hat{S} \times E)$ ， \hat{S} 是光行進方向的單位向量。

考慮電磁場在界面的連續性是指平行於界面的電磁場 E_t 和 H_t ，在此定義斜向入射之光學導納 η 與電磁場的關係為

$$H_t = \eta(\hat{S} \times E_t)$$

1-1.1 光學導納 η 與 S 偏振光和 P 偏振光間的關係：

對於 S 偏振光而言，由於電場平行於界面，磁場與界面成 θ 角傾斜，則 $E_t = E$ 、 $H_t = H \cos \theta$ ，於是光學導納 η_s 和正向入射的光學導納關係為：

$$H_t = H \cos \theta = Y(\hat{S} \times E) \cos \theta = Y \cos \theta (\hat{S} \times E_t), \quad \eta_s = Y \cos \theta$$

對於 P 偏振光而言，由於磁場平行於界面，電場與界面成 θ 角傾斜，則 $E_t = E \cos \theta$ 、 $H_t = H$ ，於是光學導納 η_p 和正向入射的光學導納關係為：

$$H_t = H = Y(\hat{S} \times E) = Y \left(\frac{\hat{S} \times E_t}{\cos \theta} \right) = \frac{Y}{\cos \theta} (\hat{S} \times E_t), \quad \eta_p = \frac{Y}{\cos \theta}$$

整理可得，對於 S 偏振光而言 $\eta_s = Y \cos \theta$

對於 P 偏振光而言 $\eta_p = \frac{Y}{\cos \theta}$

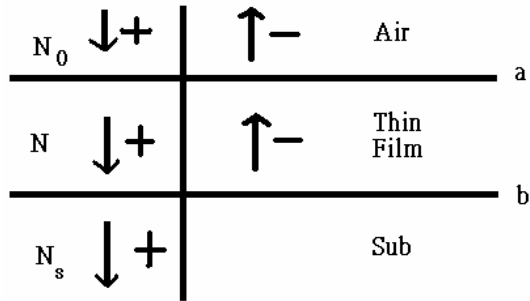
1-1.2 單層膜之反射與透射：

由於平行於界面之電磁場 E_t 和 H_t 需為連續值，於是可以得到以下的關係式：

在界面 b：

$$\text{淨電場 } E_b = E_{sb}^+ = E_{1b}^+ + E_{1b}^-$$

$$\text{淨磁場 } H_b = H_{sb}^+ = H_{1b}^+ + H_{1b}^-$$



由於 $H = \eta(\hat{S} \times E)$ ，則上式同等於

$$\eta_s E_b = \eta_s E_{sb}^+ = \eta E_{1b}^+ - \eta E_{1b}^-$$

從上兩式可以解得：

$$E_{1b}^+ = \frac{\eta E_b + H_b}{2\eta}, \quad E_{1b}^- = \frac{\eta E_b - H_b}{2\eta}$$

在界面 a：

$$\text{淨電場 } E_a = E_{0a}^+ + E_{0a}^- = E_{1a}^+ + E_{1a}^-$$

$$\text{淨磁場 } H_a = H_{0a}^+ + H_{0a}^- = H_{1a}^+ + H_{1a}^-$$

$$\text{或 } \eta_0 E_a = \eta_0 E_{0a}^+ + \eta_0 E_{0a}^- = \eta E_{1a}^+ - \eta E_{1a}^-$$

η_0 、 η 、 η_s 分別表示入射介質、薄膜和基板之光學導納
由於電場在薄膜由界面 a 走到界面 b 有相位 δ 存在，則

$$E_{1a}^+ = E_{1b}^+ e^{i\delta}, \quad E_{1a}^- = E_{1b}^- e^{-i\delta}$$

於是可以得到：

$$E_a = E_{1a}^+ + E_{1a}^- = E_{1b}^+ e^{i\delta} + E_{1b}^- e^{-i\delta} = \frac{\eta E_b + H_b}{2\eta} e^{i\delta} + \frac{\eta E_b - H_b}{2\eta} e^{-i\delta}$$

$$= E_b \cos\delta + iH_b \frac{\sin\delta}{\eta}$$

$$H_a = H_{1a}^+ + H_{1a}^- = \eta E_{1a}^+ - \eta E_{1a}^- = \eta E_{1b}^+ e^{i\delta} - \eta E_{1b}^- e^{-i\delta} = \frac{\eta E_b + H_b}{2} e^{i\delta} - \frac{\eta E_b - H_b}{2} e^{-i\delta}$$

$$= E_b (i\eta \sin\delta) + H_b \cos\delta$$

將上述關係表示成矩陣關係，則：

$$\begin{bmatrix} E_a \\ H_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta & i\frac{\sin\delta}{\eta} \\ i\eta \sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix}$$

將左右兩邊的矩陣都除 E_b ，則：

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{E_a}{E_b} \\ \frac{H_a}{E_b} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta & i\frac{\sin\delta}{\eta} \\ i\eta \sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{H_b}{E_b} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\delta & i\frac{\sin\delta}{\eta} \\ i\eta \sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_{sub} \end{bmatrix}$$

等效導納為 $Y = \frac{C}{B}$

又從上面可以得到：

$$E_{0a}^+ = \frac{\eta_0 E_a + H_a}{2\eta_0} \quad , \quad E_{0a}^- = \frac{\eta_0 E_a - H_a}{2\eta_0}$$

因此反射係數、反射波相位為：

$$r = \frac{E_{0a}^-}{E_{0a}^+} = \frac{\eta_0 E_a - H_a}{\eta_0 E_a + H_a} = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \quad , \quad \phi = \frac{\eta_0 - Y}{\left| \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right|}$$

$$\text{反射率 } R = |r|^2 = \left| \frac{E_{0a}^-}{E_{0a}^+} \right|^2 = \left| \frac{\eta_0 E_a - H_a}{\eta_0 E_a + H_a} \right|^2 = \left| \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right|^2$$

1-1.3 等效相厚度：

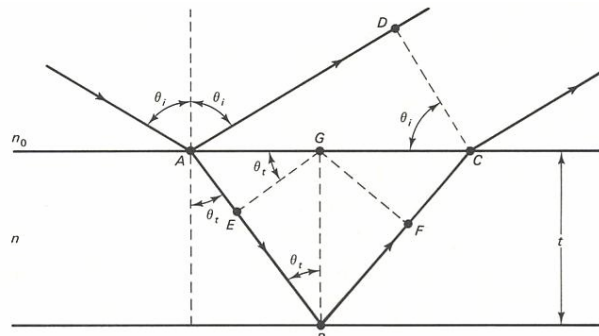
考慮穿透光經過一厚度 d 的光程後產生的相位改變。倘若在垂直入射，此時相厚度 $\delta = nk d = \frac{2\pi n d}{\lambda}$ ，但在斜向入射時，我們需要對相厚度做修正，我們考慮如下右之圖：

$$OPD = n(\overline{AB} + \overline{BC}) - n_0 \overline{AD}$$

$$= n \frac{2d}{\cos\theta_t} - n_0 \overline{AC} \sin\theta_0$$

$$= n \frac{2d}{\cos\theta_t} - n \sin\theta_t \cdot 2d \tan\theta_t$$

$$= 2nd \left(\frac{1}{\cos\theta_t} - \frac{\sin\theta_t^2}{\cos\theta_t} \right) = 2nd \cos\theta_t$$



和垂直入射時 $OPD = 2nd$ 比較起來，可以發現相厚度需乘上 $\cos\theta_t$ ，將此結果應用到膜

層之等效相厚度。

1-1.4 週期性多層結構 S 偏振和 P 偏振的通式：

多層膜基本上是單層膜的疊加，因此計算多層膜的電磁場行為可以重複利用上面的特徵矩陣，則整組之膜矩陣為其各單層矩陣的乘積：

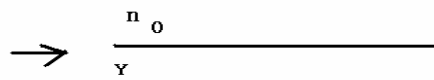
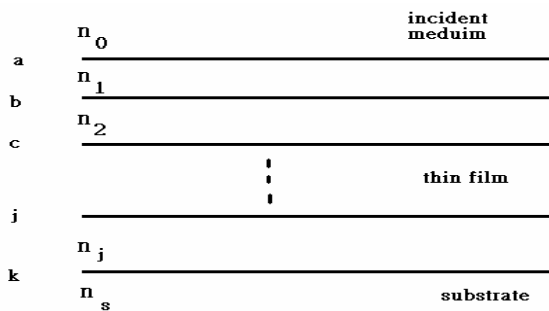
$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^m \begin{bmatrix} \cos \delta_j & i \frac{\sin \delta_j}{\eta_j} \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_{sub} \end{bmatrix}$$

$$\delta_j = \frac{2\pi n_j d_j \cos \theta_j}{\lambda}, \text{ 對於 S 偏振光而言 } \eta_s = Y \cos \theta$$

$$\text{對於 P 偏振光而言 } \eta_p = \frac{Y}{\cos \theta}$$

由此可以得到其反射係數、反射波相位和反射率：

$$r = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y}, \phi = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y}, R = |r|^2 = \left| \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right|^2, Y = \frac{C}{B}$$

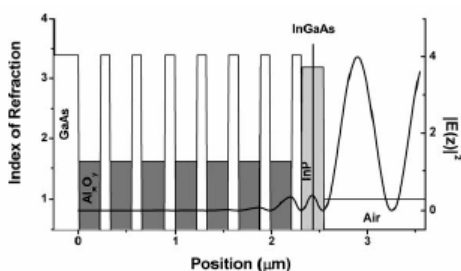


其總反射率為 S 偏振和 P 偏振反射率的平均值

$$R_{tot} = \frac{R_s + R_p}{2}$$

1-2 飽和布拉格反射鏡樣品的結構：

我們所模擬的樣品是在『Oxidized GaAs/AlAs mirror with a quantum-well saturable absorber for ultrashort-pulse Cr⁴⁺:YAG laser』中所使用的飽和布拉格反射鏡，其折射率和 intensity 對位置的關係如下：

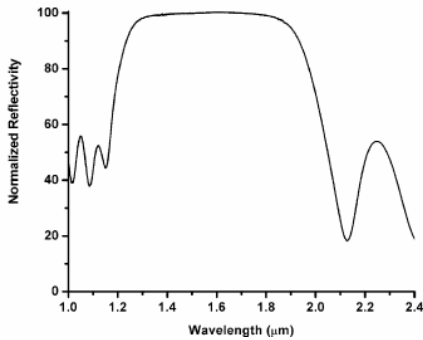


其中，飽和布拉格反射器含有七個週期的 GaAs/Al_xO_y (厚度各為 $\frac{\lambda}{4n}$)，還有在 InP (厚度 $\frac{\lambda}{2n}$) 中的量子井 InGaAs (厚度 10nm)，對於厚度所選取的中心波長為 1440nm。

$GaAs$ 和 Al_xO_y 的折射率在 1500nm 時分別為 3.39 和 1.61，又 InP 和 $InGaAs$ 的折射率由圖上量得為 3.15 和 3.55。

論文中給了入射光為 35 度時理論所模擬的反射率，其大於 99.9%位於波長 1220-1740nm，大於 99.99%位於 1300-1600nm。

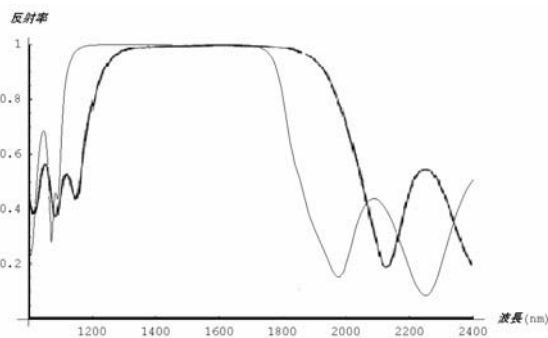
也給了一張由 FTIR(MagmaIR 860, Nic Plan Microscope)所量得反射率與波長的關係如下：



1-3 使用特徵矩陣模擬出反射率對波長關係：

使用 mathematica 軟體計算，可以得到下圖，發現理論曲線跟實際量測曲線比較起來，有向短波長偏移的情況：(細線為理論模擬曲線，粗線為論文中使用 FTIR 所量得反射率對波長的關係)

其中，反射率大於 99.9%位於 1214-1645nm，大於 99.9%位於 1304-1508nm。論文中所算出反射率，其大於 99.9%位於波長 1220-1740nm，大於 99.99%位於 1300-1600nm。



2 反推實際樣品飽和布拉格反射鏡的結構

為了反推實際樣品布拉格反射鏡結構和理論設計時不同的地方，我們將討論 $GaAs/Al_xO_y$ 其厚度和折射率對反射率曲線的影響，再利用理論模擬改變 $GaAs/Al_xO_y$ 厚度和折射率找出擬合 FTIR 量得的反射率曲線時之條件，以推得實際樣品飽和布拉格反射鏡的結構。

在下面的討論中可以發現：

$GaAs$ 厚度比 $\frac{1440}{4n_1}$ 稍微增加時，反射率曲線向長波長 Shift

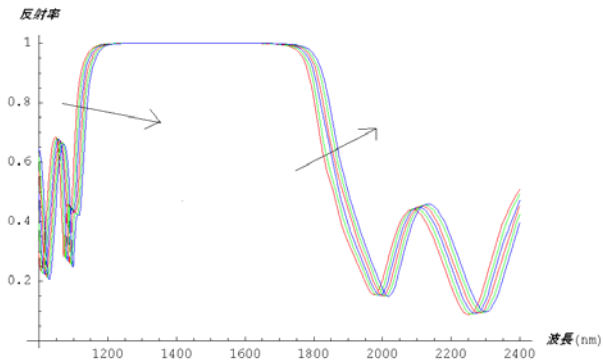
Al_xO_y 厚度比 $\frac{1440}{4n_2}$ 稍微增加時，反射率曲線向長波長 Shift

$GaAs$ 折射率增加時，反射率曲線由中心波長向外擴張

Al_xO_y 折射率增加時，反射率曲線由中心波長向內收縮

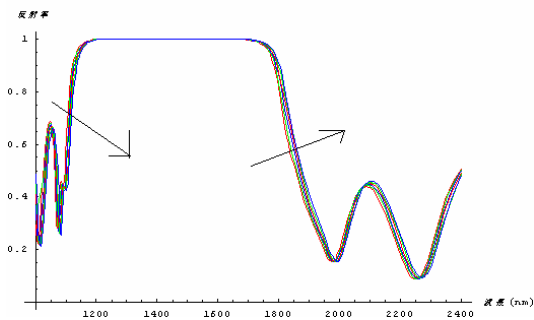
2-1 改變 $GaAs$ 厚度

當 $GaAs$ 厚度增加從 0nm 到 5nm 時，其模擬反射率曲線如下圖，圖中的箭號代表 $GaAs$ 厚度增加時，反射率曲線相對應的變化，其向長波長位移。



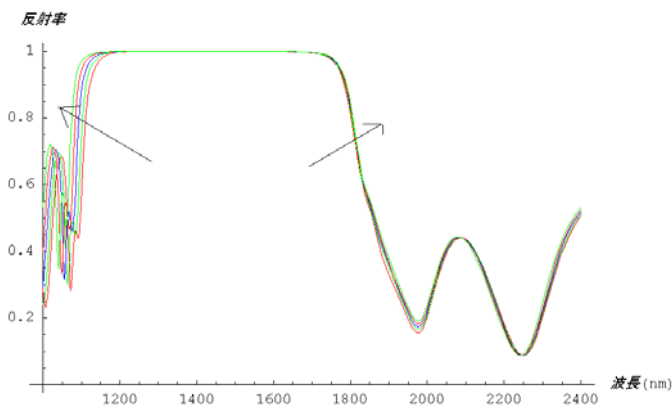
2-2 改變 Al_xO_y 厚度

當 Al_xO_y 厚度增加從 0nm 到 5nm 時，其模擬反射率曲線如下圖，圖中的箭號代表 Al_xO_y 厚度增加時，反射率曲線相對應的變化，其向長波長位移。



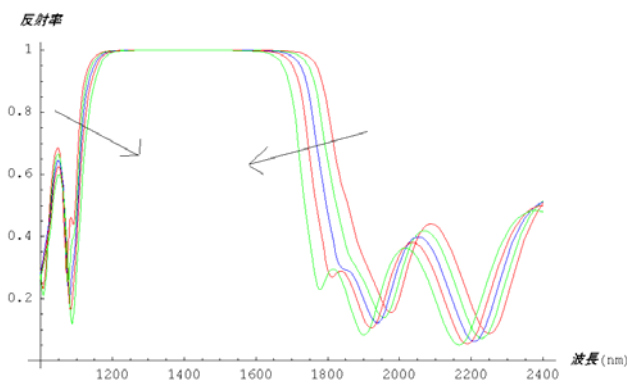
2-3 改變 $GaAs$ 折射率

當 $GaAs$ 折射率變化從 3.39 到 3.59 時，其反射率曲線如下圖，圖中的箭號代表 $GaAs$ 折射率變化時時，反射率曲線相對應的變化，其由中心波長向外擴張。



2-4 改變 Al_xO_y 折射率

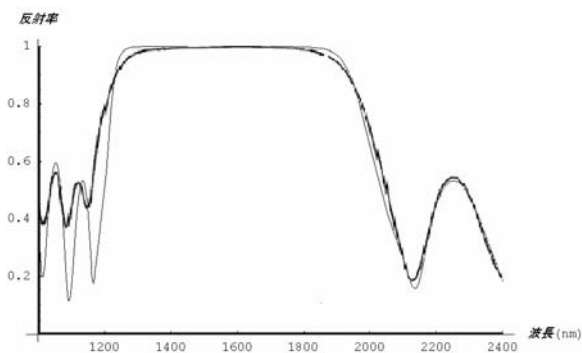
當 Al_xO_y 折射率變化從 1.61 到 1.81 時，其反射率曲線如下圖，圖中的箭號代表 Al_xO_y 折射率變化時時，反射率曲線相對應的變化，其由中心波長向內收縮。



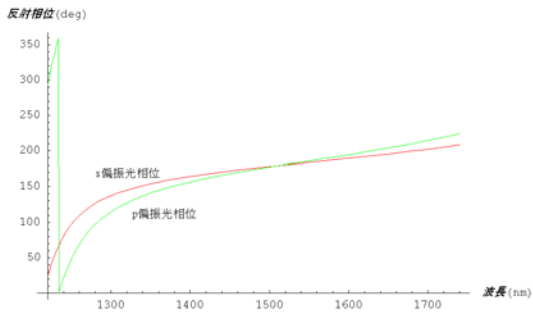
2-5 推算實際樣品飽和布拉格反射器的結構：

雖然從上面的模擬看出改變 $GaAs/Al_xO_y$ 其厚度和折射率對反射率曲線的影響，但是由於理論曲線跟實際量測曲線比較起來，是向短波長偏移，所以我們僅考慮移動反射率曲線的因素，即改變 $GaAs/Al_xO_y$ 其厚度以擬合論文中 FTIR 所量得反射率對波長的曲線。

當我們改變 $GaAs$ 、 Al_xO_y 厚度分別為 $\frac{1440}{4n_1} + 13\text{nm}$ 和 $\frac{1440}{4n_2} + 13\text{nm}$ 時，其模擬反射率曲線如下，可以發現此時兩曲線的形狀和位置相似，所以我們可以推得實際樣品飽和布拉格反射器的結構。
(細線為理論模擬曲線，粗線為論文中使用 FTIR 所量得反射率對波長的關係)



而下圖為改變 $GaAs$ 、 Al_xO_y 厚度分別為 $\frac{1440}{4n_1} + 13\text{nm}$ 和 $\frac{1440}{4n_2} + 13\text{nm}$ 時，其反射波相位與波長之關係，可發現從 1350~1700nm 呈現線性關係：



3 分析 $Al_xGa_{1-x}As$ 和 $In_{1-y}Ga_yAs_xP_{1-x}$ 兩種材料的折射率

S. Adachi 在『J. Appl. Phys. Vol58, 1952』提出 $Al_xGa_{1-x}As$ 和 $In_{1-y}Ga_yAs_xP_{1-x}$ 兩種材料反射率分別跟比例 x 以及 y 之關係，我們將先對此兩種材料的折射率做分析。

4-1 $Al_xGa_{1-x}As$ 模型：

$$n^2 = A_0 \left\{ f(X) + \frac{f(X_{so})}{2} \left(\frac{E_0}{E_0 + \Delta_0} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} + B_0$$

$$f(X) = \frac{2 - \sqrt{1+X} - \sqrt{1-X}}{X^2}$$

$$X = \frac{\hbar\omega}{E_0} = \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{E_0}$$

$$X_{so} = \frac{\hbar\omega}{E_0 + \Delta_0} = \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{E_0 + \Delta_0}$$

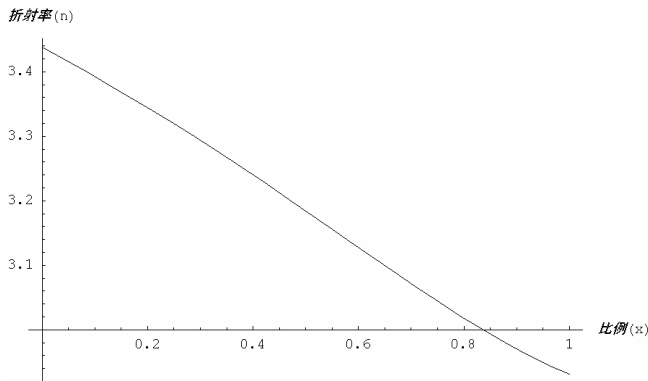
$$A_0 = 6.3 + 19.0x$$

$$B_0 = 9.4 - 10.2x$$

$$E_0 = q_e (1.424 + 1.594x + x(1-x)(0.127 - 1.310x))$$

$$\Delta_0 = q_e (1.765 + 1.115x + 0.370x^2) - E_0$$

可以從上式發現，折射率為入射光波長 λ 以及比例 x 的函數，我們首先假設入射光波長 $\lambda = 1440nm$ ，下圖為折射率對比例 x 的關係，可以發現折射率最大發生在 $x=0$ ，此時折射率為 3.44，折射率最小發生在 $x=1$ ，此時折射率為 2.93。



3-2 $In_{1-y}Ga_yAs_xP_{1-x}$ 模型：

$$n^2 = A_0 \left\{ f(X) + \frac{f(X_{so})}{2} \left(\frac{E_0}{E_0 + \Delta_0} \right)^2 \right\} + B_0$$

$$f(X) = \frac{2 - \sqrt{1+X} - \sqrt{1-X}}{X^2}$$

$$X = \frac{\hbar\omega}{E_0} = \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{E_0}$$

$$X_{so} = \frac{\hbar\omega}{E_0 + \Delta_0} = \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{E_0 + \Delta_0}$$

$$y = \frac{0.4526x}{1 - 0.031x}$$

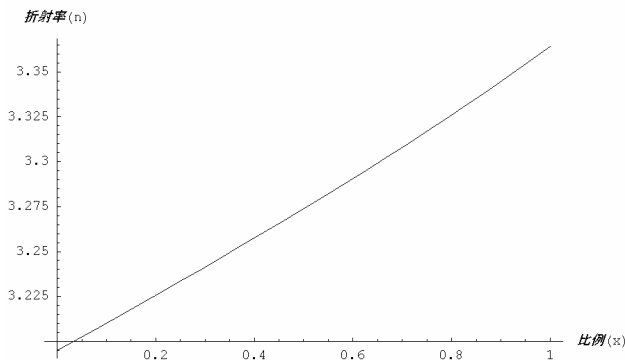
$$A_0 = 8.616 - 3.886y$$

$$B_0 = 6.621 + 3.461y$$

$$E_0 = q_e (1.35 - 0.72y + 0.12y^2)$$

$$\Delta_0 = q_e (0.118 + 0.225y)$$

同上，折射率為入射光波長以及比例 y 的函數，假設入射光波長 $\lambda = 1440nm$ ，下圖為折射率對比例 y 的關係，可以發現折射率最大發生在 $y=1$ ，此時折射率為 3.36，折射率最小發生在 $y=0$ ，此時折射率為 3.19。



3-3 估計用 $Al_xGa_{1-x}As$ 和 $In_{1-y}Ga_yAs_xP_{1-x}$ 做成之反射器所能達到的頻寬：

	$Al_xGa_{1-x}As$	$In_{1-y}Ga_yAs_xP_{1-x}$
折射率範圍	2.93~3.44	3.19~3.36

從表格發現對 $Al_xGa_{1-x}As$ 和 $In_{1-y}Ga_yAs_xP_{1-x}$ 兩種材料，當入射光波長 $\lambda = 1440nm$ 時，折射率最大和最小值分別為 3.44 和 2.93，雖然說折射率為入射光波長 λ 以及比例 x 或 y 的函數，但設計的首要目標是先找出大概的範圍，所以先假設折射率不隨入射光波長改變（固定在 $\lambda = 1440nm$ ）。

由於理論證明使用相同多的膜層數，四分之一波膜堆比非四分之一波膜堆所得到的反射率要高，又之前的專題知道高低折射率差越大可以獲得越寬的高反射率區，所以分別設定高低折射率為 3.44 和 2.93，此為 $Al_xGa_{1-x}As$ 在入射波長固定為 $\lambda = 1440nm$ 時的極值。

($In_{1-y}Ga_yAs_xP_{1-x}$ 材料的折射率，在中心波長 $\lambda = 1440nm$ 時，其折射率範圍都可由

$Al_xGa_{1-x}As$ 材料所取代)

所以我們設計的反射器條件如下：

(A) 入射角度 $\theta_0 = 35$ 度

(B) 空氣折射率 $n_0 = 1$ 、高折射率 $n_H = 3.44$ 、低折射率 $n_L = 2.93$ 、 $\lambda_c = 1440nm$

(C) 單層高折射率介質厚度 $d_H = \frac{\lambda_c}{4n_H}$ 、單層低折射率介質厚度 $d_L = \frac{\lambda_c}{4n_L}$

(D) 基板為由高折射率介電質構成

(E) 反射器結構為 $[H][L][H][L]\Lambda\Lambda[H][L][Sub]$

$$\theta_H = \sin^{-1} \frac{n_0 \sin \theta_0}{n_H} \quad \theta_L = \sin^{-1} \frac{n_0 \sin \theta_0}{n_L}$$

$$\delta_H = \frac{2\pi n_H d_H \cos \theta_H}{\lambda} = \frac{\pi \lambda_c}{2 \lambda} \cos \theta_H \quad \delta_L = \frac{2\pi n_L d_L \cos \theta_L}{\lambda} = \frac{\pi \lambda_c}{2 \lambda} \cos \theta_L$$

$$\eta_{HS} = n_H \cos \theta_H \quad \eta_{LS} = n_L \cos \theta_L \quad \eta_{0S} = n_0 \cos \theta_0$$

$$\eta_{HP} = \frac{n_H}{\cos \theta_H} \quad \eta_{LP} = \frac{n_L}{\cos \theta_L} \quad \eta_{0P} = \frac{n_0}{\cos \theta_0}$$

我們以矩陣表示此膜堆：

$$[H][L][H][L]\Lambda\Lambda[H][L][Sub] = ([H][L])^p [Sub]$$

$$[H][L] = \begin{bmatrix} \cos \delta_H & i \frac{\sin \delta_H}{\eta_H} \\ i \eta_H \sin \delta_H & \cos \delta_H \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta_L & i \frac{\sin \delta_L}{\eta_L} \\ i \eta_L \sin \delta_L & \cos \delta_L \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} \cos \delta_H \cos \delta_L - \frac{\eta_L}{\eta_H} \sin \delta_H \sin \delta_L & i \left(\frac{1}{\eta_L} \cos \delta_H \sin \delta_L + \frac{1}{\eta_H} \sin \delta_H \cos \delta_L \right) \\ i (\eta_H \sin \delta_H \cos \delta_L + \eta_L \cos \delta_H \sin \delta_L) & \cos \delta_H \cos \delta_L - \frac{\eta_H}{\eta_L} \sin \delta_H \sin \delta_L \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$$

因此可得：

$$([H][L])^p = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}^p = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} = [M]$$

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_s \end{bmatrix}$$

所以透射率 T 為：

$$T = \frac{4\eta_0 \eta_s}{(\eta_0 B + C)(\eta_0 B + C)^*} = \frac{4\eta_0 \eta_s}{|\eta_0 M_{11} + \eta_s M_{22}|^2 + |\eta_0 \eta_s M_{12} + M_{21}|^2}$$

和沒有鍍膜之基版比較：

$$T_0 = \frac{4\eta_0\eta_s}{(\eta_0 + \eta_s)^2}$$

從上可知若 $\frac{|M_{11} + M_{22}|}{2} \geq 1$ ，則 $T < T_0$ ，今設若 $\frac{|m_{11} + m_{22}|}{2} > 1$ ，則當 $p \rightarrow \infty$ 時，也就是在基版上鍍無限多層之膜堆時，可證：

$$\frac{|M_{11} + M_{22}|}{2} \rightarrow \infty, \text{ 即 } T \rightarrow 0, R \rightarrow 1$$

可見 $\frac{|m_{11} + m_{22}|}{2}$ 是否大於 1 是決定反射率是否很大的條件。我們依此來求出高反射率區之邊界。

$$\frac{|m_{11} + m_{22}|}{2} = \left| \cos\delta_H \cos\delta_L - \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_L}{\eta_H} + \frac{\eta_H}{\eta_L} \right) \sin\delta_H \sin\delta_L \right| = 1 \text{ (等於1為邊界情況)}$$

$$\therefore \cos\delta_H \cos\delta_L - \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_L}{\eta_H} + \frac{\eta_H}{\eta_L} \right) \sin\delta_H \sin\delta_L < 1$$

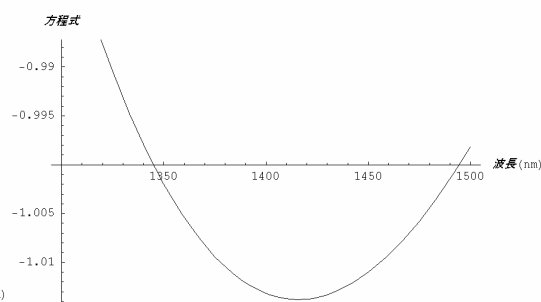
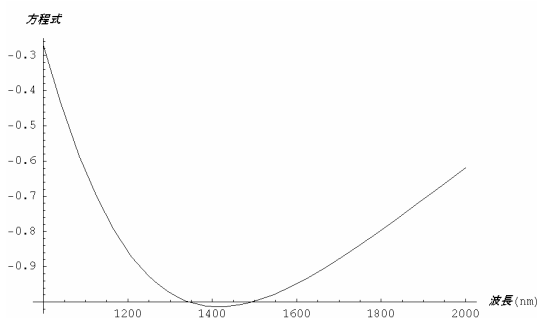
$$\therefore \cos\delta_H \cos\delta_L - \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_L}{\eta_H} + \frac{\eta_H}{\eta_L} \right) \sin\delta_H \sin\delta_L = -1$$

現在將 S 偏振光和 P 偏振光分開來處理：

3-3.1 偏振光：

$$-1 = \cos\delta_H \cos\delta_L - \frac{1}{2} \left(\frac{n_L \cos\theta_L}{n_H \cos\theta_H} + \frac{n_H \cos\theta_H}{n_L \cos\theta_L} \right) \sin\delta_H \sin\delta_L$$

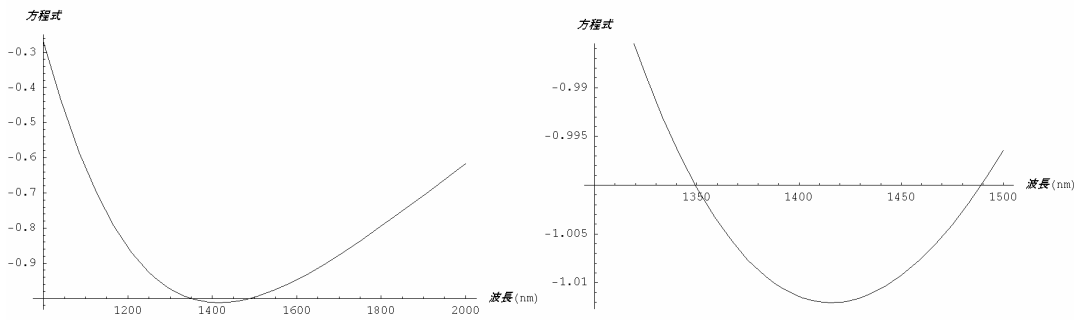
下圖為用電腦畫出 $\cos\delta_H \cos\delta_L - \frac{1}{2} \left(\frac{n_L \cos\theta_L}{n_H \cos\theta_H} + \frac{n_H \cos\theta_H}{n_L \cos\theta_L} \right) \sin\delta_H \sin\delta_L$ 對入射光波長的關係，可以發現方程式等於-1 大致從 1345~1495nm。



3-3.2 P 偏振光：

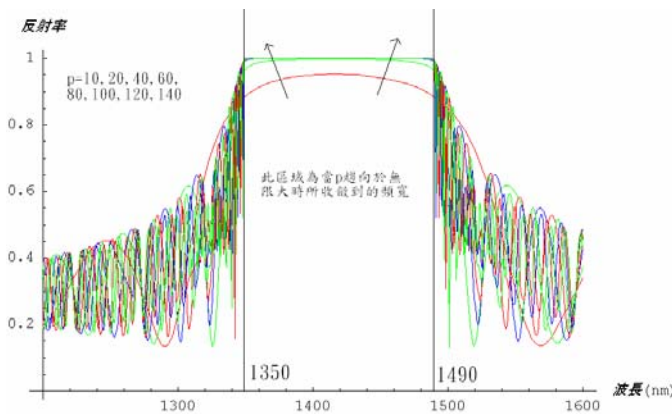
$$-1 = \cos\delta_H \cos\delta_L - \frac{1}{2} \left(\frac{n_L \cos\theta_H}{n_H \cos\theta_L} + \frac{n_H \cos\theta_L}{n_L \cos\theta_H} \right) \sin\delta_H \sin\delta_L$$

下圖為用電腦畫出 $-1 = \cos\delta_H \cos\delta_L - \frac{1}{2} \left(\frac{n_L \cos\theta_H}{n_H \cos\theta_L} + \frac{n_H \cos\theta_L}{n_L \cos\theta_H} \right) \sin\delta_H \sin\delta_L$ 對入射光波長的關係，可以發現方程式等於-1 大致從 1350~1490nm。



將結果整理成下表

	高反射率區域(當層數 $p \rightarrow \infty$ 時)
對 S 偏振光	1345~1495nm
對 P 偏振光	1350~1490nm
對 S 偏振光+P 偏振光	1350~1490nm



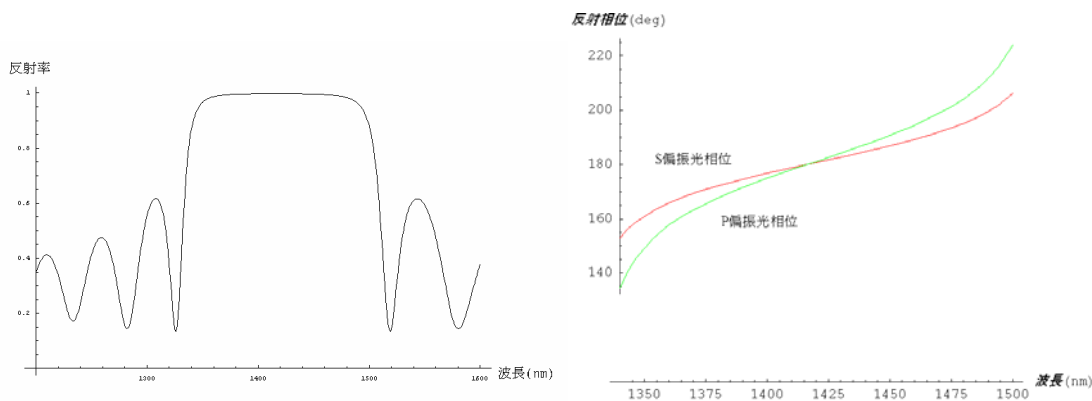
從上面的數據及上圖可以發現，當 p 值趨向無限大後，高反射率區的確會收斂至 1350~1490nm，和我們先前用理論所算出來的高反射率區相符合，於是藉由這個方法大略估計材料所能設計的頻寬，再針對可達到的頻寬作設計。

除了頻寬會收斂的現象外，還可以發現高反射區中的反射率會隨著 p 值上升而趨近於 1；而高反射區邊界的曲線斜率趨近於無限大；在高反射區兩邊的區域，其振盪現象隨著 p 值增加而嚴重。

3-4 用 $Al_xGa_{1-x}As$ 和 $In_{1-y}Ga_yAs_xP_{1-x}$ 兩種材料設計反射器：

由前面的分析知道，對於 $Al_xGa_{1-x}As$ 和 $In_{1-y}Ga_yAs_xP_{1-x}$ 兩種材料，在入射角 $\theta_0=35$ 度、中心波長 $\lambda_c = 1440nm$ 的條件下，能設計的高反射區大致上從 1350~1490nm。

下圖為設計實例，使用 $Al_xGa_{1-x}As$ 模型，加入入射光對介質折射率之影響，高折射率介質及基板為 $GaAs$ 、低折射率介質為 $AlAs$ ，入射角 $\theta_0=35$ 度、中心波長 $\lambda_c = 1440nm$ 、為 $([H][L])^{20}[Sub]$ 結構之四分之一波膜堆，其中反射率大於 99% 位於 1342nm~1498nm。



4 結論

本部份使用『薄膜光學與鍍膜技術』中的模型，針對 $InP/InGaAs$ 量子井的 $GaAs/Al_xO_y$ 布拉格反射鏡計算其理論上反射率曲線與波長的關係，且藉由改變 $GaAs/Al_xO_y$ 的厚度，推得『Oxidized $GaAs/AlAs$ mirror with a quantum-well saturable absorber for ultrashort-pulse $Cr^{4+} : YAG$ laser』一文中的樣品飽和布拉格反射器，其 $GaAs/Al_xO_y$ 兩層的厚度比上文中的理論設計皆厚了 13nm。

倘若要更精準的知道頻寬的位置，可以再考慮下列因素：

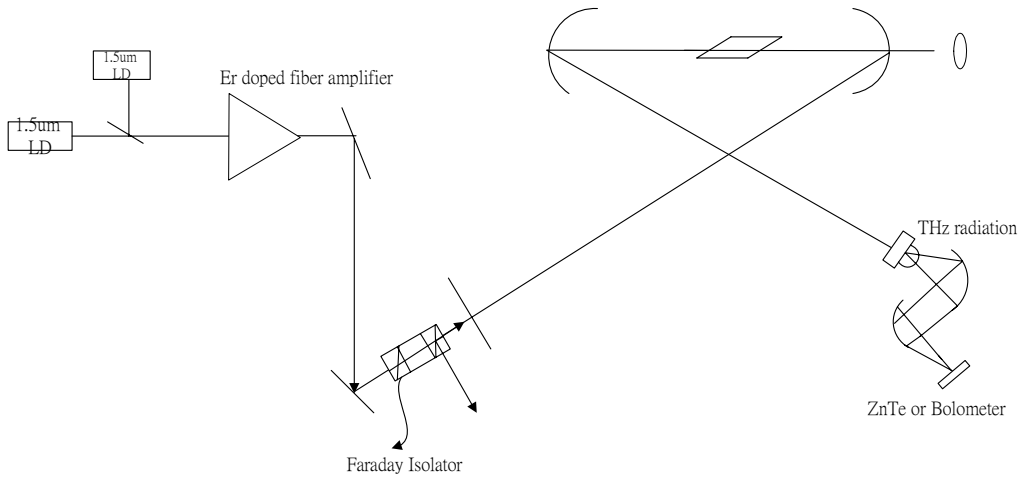
1. InP 、 $InGaAs$ 厚度變化對反射率曲線的影響。
2. $GaAs$ 、 Al_xO_y 、 InP 、 $InGaAs$ 折射率為波長函數及介電質厚度誤差對反射率曲線的影響。

另外，推得布拉格反射鏡其高反射區將會隨著反射鏡的層數增加而收斂，對於『S. Adachi, J. Appl. Phys. Vol58, 1985』中的 $Al_xGa_{1-x}As$ 和 $In_{1-y}Ga_yAs_xP_{1-x}$ 模型也證明了在中心波長 $\lambda_c = 1440nm$ 、入射角 $\theta_0 = 35$ 度的條件下，透過固定折射率不隨入射光波長之條件簡化，布拉格反射鏡其高反射區只能在 1350-1490nm。

對於加入入射光波長對於介質折射率的影響，給了一個設計的飽和布拉格反射器，高折射率介質及基版為 $GaAs$ 、低折射率介質為 $AlAs$ ，入射角 $\theta_0 = 35$ 度、中心波長 $\lambda_c = 1440nm$ 的 $([H][L])^{20}[Sub]$ 結構之布拉格反射器，其反射率大於 99% 位於 1342~1498nm，和透過固定折射率不隨入射光波長之條件簡化所得到之頻寬限制相去不遠。

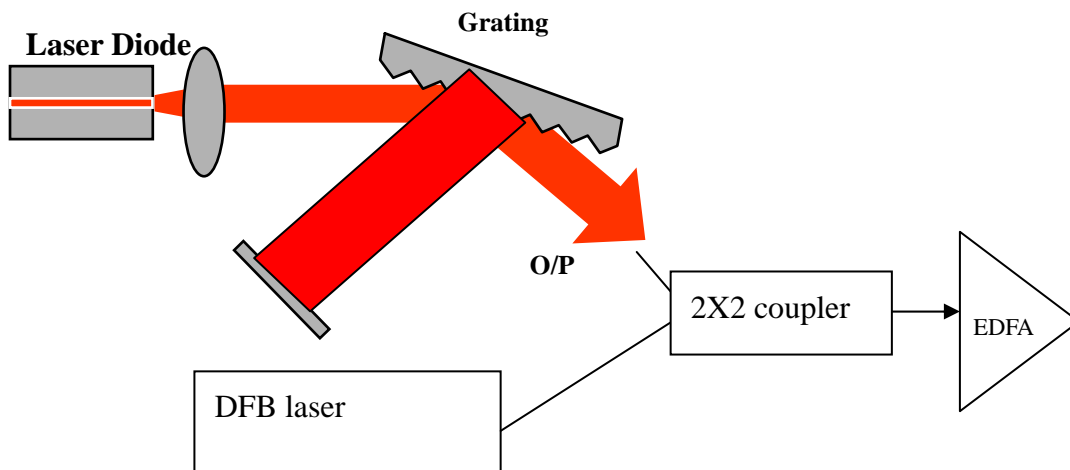
雖然沒有如預期設計出在中心波長 $\lambda_c = 1440nm$ 、入射角 $\theta_0 = 35$ 度、頻寬位於 1220-1740nm 之布拉格反射器，但證明的頻寬限制理論可先推得符合的布拉格反射器其高低介電質折射率，再從折射率查表即可得到介電質種類。

雙波長高功率 1.5 μm 雷射



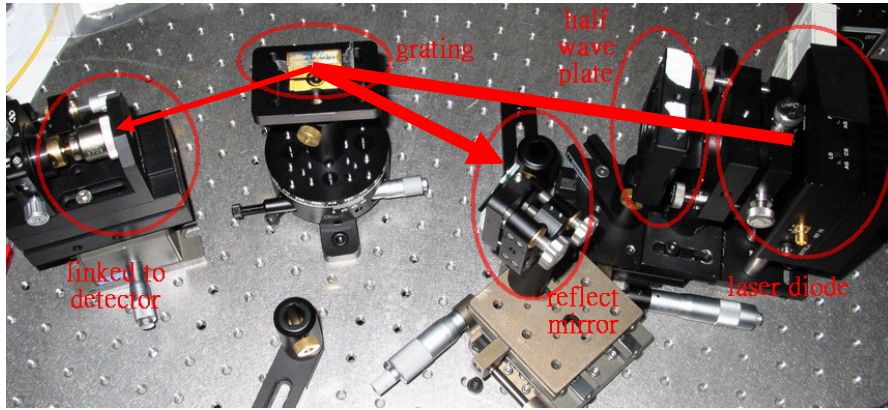
圖一 高功率雙波長連續波雷射與兆赫輻射產生系統

本計劃目的是為了利用通訊波段的光源產生緊緻高功率的連續波與脈衝式的兆赫輻射如圖一所示。在第一階段我們建立了 1550nm 低功率的雙波長雷射系統，利用一個窄線寬的單波長分佈回饋式(DFB)半導體雷射與一個波長可調的外腔雷射所組成。此雙波長則藉由 2X2 的光纖耦合器耦合進入光纖放大器。此系統謂之主雷射系統,如圖二所示

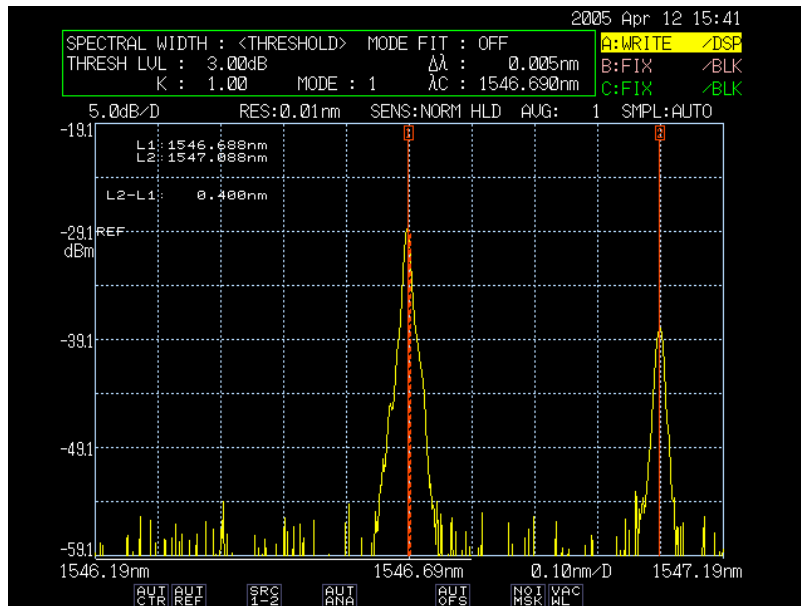


圖二 中
功率的雙
波長連續
波雷射系
統
其中
波長可調
之外腔系
統 為
Littman
的架構。

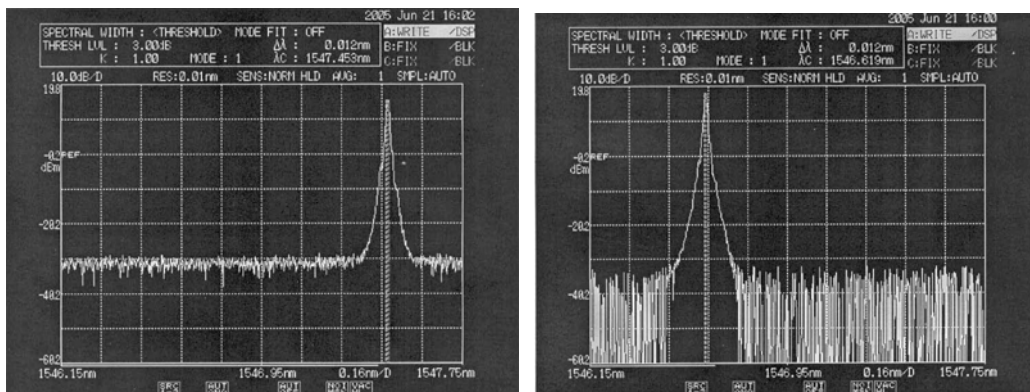
其中心波長,可調範圍及輸出功率分別為 1550nm, ~20nm (1540nm-1560nm) 與 ~1mW. 實際的實驗架構圖如圖三所示。而圖二中的 DFB 雷射,其中心波長,可調範圍及輸出功率則分別為 1547nm, 2nm (1545nm-1549nm) 與 2mW. 我們將此兩個雷射耦合進入一個 2X2 的部分功率光纖耦合器(輸入功率比:50/50, 輸出功率比: 90/10)達到輸出功率(在 90%端量測)約 2mW. 而此代表性的低功率雙波長雷射光譜如圖四所示。外腔雷射與 DFB 雷射分別輸出在 1547.088nm 與 1546.688nm 的情況下。波長差約 0.4nm 對應於大約 60GHz. 兩個雷射的線寬都已接近系統量測極限。而波長可調範圍約 15nm, 對應於頻率可調範圍約 2 THz.



圖三 波長可調外腔系統實際圖(Littman 架構)



圖四 低功率雙波長雷射輸出光譜圖



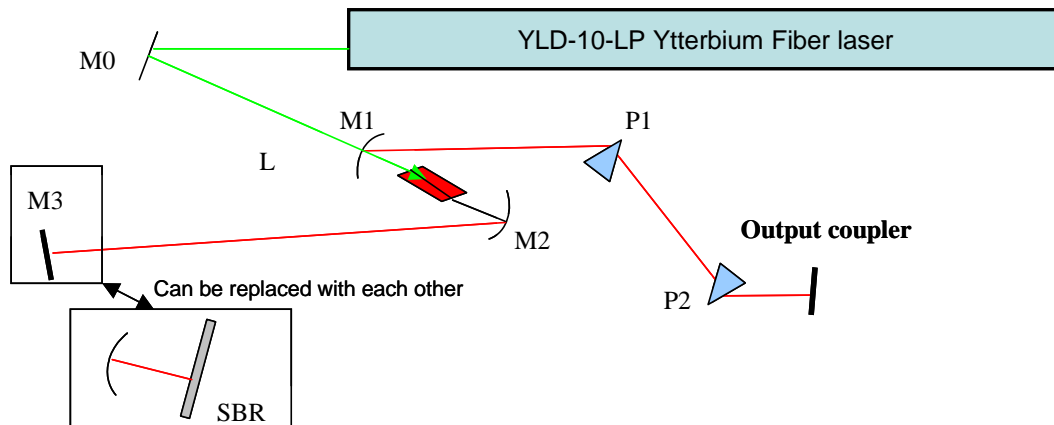
圖五 (a) 外腔雷射與(b)DFB 雷射經過光纖放大器後的輸出光譜

在來我們將此低功率雙波長雷射光打入倖鉅光纖耦合器內，外腔雷射與 DFB 雷射個別打入光纖放大器後的光譜如圖五(a),(b)所示。可看得出來線寬仍保持在窄線寬，而輸出功率則可高達 90mW，旁模抑制比則可達 20dB。使我們達成中功率的雙波長雷射輸出

在第二階段，我們已建立了 Cr:YAG 固態雷射的激發與共振腔系統如圖六所示。激發光源為 Ytterbium 光纖雷射，其最大輸出功率與波長分別為 9W 與 1064nm。增益介質由國際合作夥伴 Sorokina 教授的實驗室所提供。由於此增益介質必須在溫度低於攝氏 10 度才有明顯之增益，因此我們正在設計一個氮氣充氣系統，將增益介質至於充滿氮氣的環境，使其在

當溫控器調到低溫時不至於凝結水汽. M3 是當我們工作在雙波長連續波輸出時的端面鏡, 我們也可以將之替換成聚焦面鏡與飽和吸收鏡達成脈衝的輸出.

之後我們會將此中功率的雙波長雷射耦合進入 Cr:YAG 固態雷射系統, 藉由 Cr:YAG 增益介質來達成注入放大的效果. Cr:YAG 雷射將成為副雷射系統(提供雙波長之放大用途) 我們預期將產生高於 200mW 的連續波雙波長(1550nm)雷射輸出, 來作為之後連續波兆赫輻射之激發源.



圖六 1064nm 激發之 Cr:YAG 1550nm 固態雷射系統

五·參考文獻:

- [1 13] N. Sarukura, H. Ohtake, Z. Liu, S. Izumida, T. Itatani, T. Sugaya, T. Nakagawa and Y. Sugiyama: *Jpn. J. Appl. Phys.* **36** (1997) 560.
- [2 14] N. Sarukura, H. Ohtake, Z. Liu, T. Itatani, T. Sugaya, T. Nakagawa and Y. Sugiyama: *Jpn. J. Appl. Phys.* **37** (1998) 125.
- [3 15] Tze-An Liu, Kai-Fung Huang, Ci-Ling Pan, Zhenlin Liu, Shingo Ono, Hideyuki Ohtake, and Nobuhiko Sarukura, "THz radiation from Intracavity Saturable Bragg Reflector in Magnetic Field with Self-Started Mode-Locking by Strained Saturable Bragg Reflector", *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol.38, part 2, No.11B, pp. L1333 - L1335, November 1999.
- [4 16] J. Darmo, T. Muller, G. Strasser, and K. Unterrainer, *Opt Lett*, 27, 1941, (2002)
- [5 23] Zhenlin Liu, Shingo Ono, Hideyuki Ohtake, Nobuhiko Sarukura, Tze-An Liu, Kai-Fung Huang and Ci-Ling Pan, "Efficient terahertz radiation generation from a bulk InAs mirror as an intracavity terahertz radiation emitter", *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol.39, part 2, No.4B, pp. L366 – L367, April 2000.
- [6 4] K. M. Evenson, D. A. Jennings, and F. R. Petersen. "Tunable far-infrared spectroscopy", *Appl. Phys. Lett.* vol. **44**, 6, pp. 576-578, 1984.
- [7 5] F. Lewen, E. Michael, R. Gendriesch, *et. al.* "Tera-hertz laser sideband spectroscopy with backward wave oscillators", *Journal of Molecular Spectroscopy*, vol. **183**, No.1, pp. 207-209, 1997.
- [8 6] P. Harrison, R. W. Kelsall, K. Donovan, "Solid-State Terahertz Sources Using Quantum-Well Intersubband Transitions", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, pp. 645-652, April, 2000.
- [9 7] E. R. Brown, J. R. Soderstrom, C. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, T. C. McGill., "Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb Resonant Tunneling Diodes", *Appl. Phys. Letters*, vol. **58**, no. 20, pp.2291-2293, May 20, 1991.
- [10 8] Gousev YP, Altukhov IV, Korolev KA, Sinis VP, Kagan MS, Haller EE, Odnoblyudov MA, Yassievich IN, Chao KA, "Widely tunable continuous-wave THz laser", *Applied Physics Letters* Vol. **75**, no. 6, pp. 757-759, Aug 9 1999
- [11 9] G. L. Carr, M. C. Martin, W. R. McKinney, K. Jordan, G. R. Neil, and G. P. Williams, "High-power terahertz radiation from relativistic electrons", *Nature* **420**, 153–156 (2002).

- [12 10] M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Ilegems, E. Gini, H. Melchior, Continuous Wave Operation of a Mid-Infrared Semiconductor Laser at Room Temperature, *Science*, 295, 301, (2002)
- [13 11] N. Sarukura, H. Ohtake, S. Izumida, and Z. Liu, *J. Appl. Phys.* 84, 654 (1998).
- [14 12] E. Budiarto, J. Margolies, S. Jeong, J. Son, and J. Bokor, *IEEE J. Quantum Electron*, 32, 1839, (1996)
- [15] A. M. Kowalewicz, T. R. Schibli, F. X. Kärtner, and J. G. Fujimoto, *Opt Lett*, 27, 2037, (2002)]
- [16] Siebe F, Siebert K, Leonhardt R, Roskos HG, *IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, 35,1731,1999
- [17] [Siebert KJ, Quast H, Leonhardt R, Löffler T, Thomson M, Bauer T, Roskos HG, Czasch S, *APPLIED PHYSICS LETTERS*, 80,3003,2002]
- [18] Z. Zhang, T. Nakagawa, K. Torizuka, T. Sugaya, K. Kobayashi: *Opt. Lett.* 24, 1768 (1999)
- [19] 23 Z. Zhang, T. Nakagawa, K. Torizuka, T. Sugaya, K. Kobayashi: *Appl. Phys. B* 70 Suppl., S59 (2000)
- [20] B.C. Collings, K. Bergman, W.H. Knox: *Opt. Lett.* 22, 1098 (1997)
- [21] R. Mellish, S.V. Chernikov, P.M. French, J.R. Taylor: *Electron. Lett.* 34, 552 (1998)
- [22] T. Tomaru, H. Petek: *Opt. Lett.* 25, 584 (2000)
- [23] T. Tomaru: *Opt. Lett.* 26, 1439 (2001)