

行政院國家科學委員會專題研究計畫 期中進度報告

近場光聲顯微術在奈米尺度異結構殘留應力的量測研究

(1/3)

計畫類別：個別型計畫

計畫編號：NSC92-2212-E-009-026-

執行期間：92年08月01日至93年07月31日

執行單位：國立交通大學機械工程學系

計畫主持人：尹慶中

計畫參與人員：黃俊銘、許世明、劉育翔

報告類型：精簡報告

處理方式：本計畫涉及專利或其他智慧財產權，1年後可公開查詢

中 華 民 國 93 年 5 月 28 日

行政院國家科學委員會專題研究計畫期中報告
近場光聲顯微術在奈米尺度異結構殘留應力的量測研究(1/3)
Determination of Residual Stresses in Nanometer-scale Heterostructures
Using Near-field Photoacoustic Microscopy

計畫編號：NSC 92-2212-E-009-026

執行期限：92年8月1日至93年7月31日

主持人：尹慶中 國立交通大學機械工程學系

計畫參與人員：黃俊銘、許世明、劉育翔 國立交通大學機械系

摘要

半導體材料為基材之異結構是新一代光電與微電子元件的一個重要發展方向，由於晶格錯配與熱膨脹係數的差異，在材料界面及異結構內會產生殘留應變與應力，異結構殘留應變與應力的量測逐漸受到重視。本計畫結合光聲理論與最近發展之掃描式探針顯微術，進行奈米尺度異結構殘留應變與應力的量測研究，全程計畫將分三年進行。第一年研究將建立發一部具備奈米解析度之掃描式近場光聲顯微鏡，在金屬與半導體材料上產生光聲效應，量測預先施加的殘留應力。光聲法於奈米尺度結構的殘留應力評估建立於熱擴散理論、熱應力影響及三階彈性常數之有限變形理論。

關鍵詞：光聲法、殘留應力、奈米尺度異結構、掃描式探針顯微術

ABSTRACT

The semiconductor-based heterostructures provides great opportunities to fabricate new optoelectronic and microelectronic devices. Due to lattice mismatch and differences of the coefficients of thermal expansion between quantum dots and substrate materials, residual strains and stresses are usually generated at the interfaces and inside the heterostructures. The detection of residual strains and stresses in the heterostructures is an important research area in recent years. A research program coordinated theories of photoacoustics and an emerging technique of scanning near-field photoacoustic microscopy is proposed to determine the residual strains and stresses in nanometer scale heterostructures. This research will be performed in three years. In the first year, a scanning near-field photoacoustic microscope with nanometer-scale resolution will be developed to generate photoacoustic effects in metallic and semiconductor materials. The determination of residual strains in substrates is carried out by theory of photoacoustics based on heat diffusion, influence of thermal stresses, and modification of elastic stiffness tensor by residual strains and third-order constants.

Keywords: Photoacoustics, Residual Stresses, Nanometer-scale Heterostructures, Scanning Probe Microscopy

一、前言

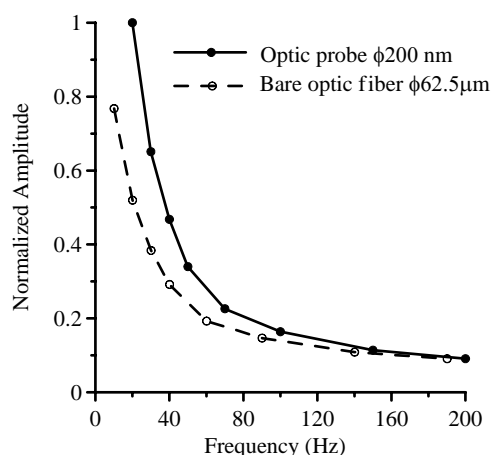
以半導體材料為基材之異結構(例如量子點)為新一代光電與微電子元件的發展提供了一個絕佳的機會。然而，由於量子點與半導體基材的晶格錯配與熱膨脹係數的差異，在材料界面及異結構內會產生殘留應變與應力[1-5]。材料內的殘留應力將導致設計元件功能降低，因此殘留應力的評估一直都是受重視的研究課題。

殘留應力的量測方法包括 X-Ray 繞射、超音波聲彈法、磁場及 Raman 光譜等[2, 6]。X-Ray 法利用晶格繞射，其殘留應力量測精確度達 20 MPa，橫向空間解析度則約 1 mm。超音波聲彈法是利用殘留應力會改變應力波的波速之聲彈特性量測殘留應力，其精確度達 $\pm 10\%$ ，橫向空間解析度約 5 mm，需要較大的試片取樣面積。殘留應力會影響磁場強度的分布，其精確度與超音波聲彈法大致相當，空間解析度達 1 mm。Micro-Raman 利用 Raman 光譜受殘留應力影響而角頻率改變($\Delta\omega$)的特性，應力解析度約為 50 MPa，但是具有優異的空間解析度(小於 1 μm)。對於量子點這種奈米尺度的半導體基材異結構，上述這些殘留應力量測方法的空間解析度都遠遠不足。因此，有必要發展一種具有奈米級空間解析度之殘留應力量測方法，同時其對於異結構殘留應力與應變的量測精確度亦不遜於上述方法。

光聲法過去主要應用於熱物理性質的量測[7-9]及次表面缺陷的檢測，屬於一種非破壞檢測方法。其以脈衝或調制光源照射試片，使材料內部晶格振動，產生光聲效應，透過換能器將材料的熱彈性變形轉換為壓電訊號。由於遠場的雷射光束受到雷利繞射(Rayleigh scattering)的限制，以致於傳統光聲法的空間解析度無法小於 1 μm 。Cantrell 等人[10]、Liao 等人[11]、Liu 等人[12]陸續發表掃瞄式電聲顯微鏡(SNAM 或稱 SEAM)，利用掃描式電子顯微鏡(SEM)的二次電子技術，可將電子束聚焦於很小的孔徑，在試片表面以下產生光聲效應，可獲得 sub-micrometer 或 nanometer 範圍影像解析度。SEAM 的優點是可以配合 SEM 操作，同時獲得兩種顯微影像，但是其缺點是必須在真空環境下操作。

1980 年代迄今，許多種類的顯微鏡陸續問世，應用不同的物理性質，大幅增長了人類的微觀視野，以掃描式穿隧顯微鏡(Scanning Tunneling Microscope，簡稱 STM)、原子力顯微鏡(Atomic Force Microscope，簡稱 AFM)、近場光學顯微鏡(Scanning Near-field Optical Microscope，簡稱 SNOM)[13-15]等最具有代表性。其中，SNOM 利用孔徑 50-100 nm 的細微光纖探針，在試片表面近場光學距離範圍內(小於 20 nm)掃描，大幅提昇光學顯微鏡的空間解析度。

本計畫將結合近場光學顯微鏡與光聲法，發展一近場光聲顯微鏡(Scanning Near-field Photoacoustic Microscope，可簡稱 SNPAM)，改進傳統光聲法的空間解析度，量測半導體光電材料與量子點等異結構的殘留應變與應力。由相關文獻[16-17]得知在近場的距離其熱傳及熱輻射將出現電磁放大效應，這樣的現象將更有助於訊號的解析。在本計畫提出前的初期研究中，曾以表面未鍍膜的光纖探針(孔徑 200 nm)與孔徑 62.5 μm 的裸光纖在距離鋁試片表面 0.5 mm 處，以平均輸出功率 1.12 mW 之半導體雷射(波長 660 nm)調制光照射試片，評估光聲訊號的大小。雖然尚未滿足近場光學距離的要求(小於 20 nm)，但已經可以確認孔徑小的光纖探針具有較強的光聲訊號，圖一為實驗結果。



圖一 光纖探針與裸光纖距樣品5mm之光聲訊號大小比較

Jackson 等人[18]曾建議光聲法最佳訊雜比的參數條件，包括 PZT 換能器的極化方向與厚度選擇、調變頻率選擇、材料因素考量。近年來，光聲法應用於殘留應力的研究有極大的潛力。Muratkov [19-23]建立具殘留應力的熱彈性 PAM 的數學模型，考慮殘留應力對熱膨脹係數的影響的光聲效應模型。其模型因 Murnaghan constants 不易得知，且材料受殘留應力影響，基本物理性質(如熱擴散係數、熱膨脹係數)將改變，增加問題的複雜度。由於材料物理性質與機械性質受應力變化之參數取得不易，在實際應用上仍有困難。因此其物理模型應加以修正，以滿足物理的假設條件及更方便應用。Yarai 等人[24]曾提出熱擴散係數與殘留應力存在有特定的趨勢，Broerman 等人[25]的研究結果顯示橡膠(elastomer)在承受外力負荷下，以 FRS (Forced Rayleigh scattering)量測熱擴散係數與應力的變化的關係，兩者存在著一種應力-熱準則(stress-thermal rule)，類似於光彈係數的效應。

光聲效應的理論模型通常考慮不透明的固體，且固體的光學吸收係數 β 極大(金屬一般在 $\beta = 10^6$ 數量級)，其固體的光吸收長度 $\mu_\beta = 1/\beta$ 遠小於試片厚度 h 。訊號可分為低頻及高頻光聲訊號。高頻訊號又稱熱厚固體，即固體的熱波長度遠小於試片厚度 $\mu_s = \sqrt{D/\pi f}$ 。低頻訊號又稱熱薄固體，即固體的熱波長度 $\mu_s \ll h$ 遠小於試片厚度 $\mu_s \gg h$ 。利用熱薄性質可獲得較高的光聲訊號值，但熱波跨越整個試片厚度，也導致損失橫向的空間解析度。使用熱厚性質需要較高頻率的鎖相放大器及光調變裝置，理論分析模型亦區分為熱厚及熱薄性假設。量子點、量子線是新一代光電元件、未來量子電腦基本閘與新型記憶體的基礎，因製程的熱應力導致晶格錯位，其殘留應力高達 GPa 的等級，而其異結構僅達奈米尺度，建立近場光聲顯微術(SNPAM)量測殘留應變及應力的理論，將有助於這一新領域的發展。

光聲法量測殘留應力的理論與超音波聲彈理論[26-29]有部分相似，惟前者尚須考慮光聲效應所伴隨產生的熱應力，其理論包括三個部分：

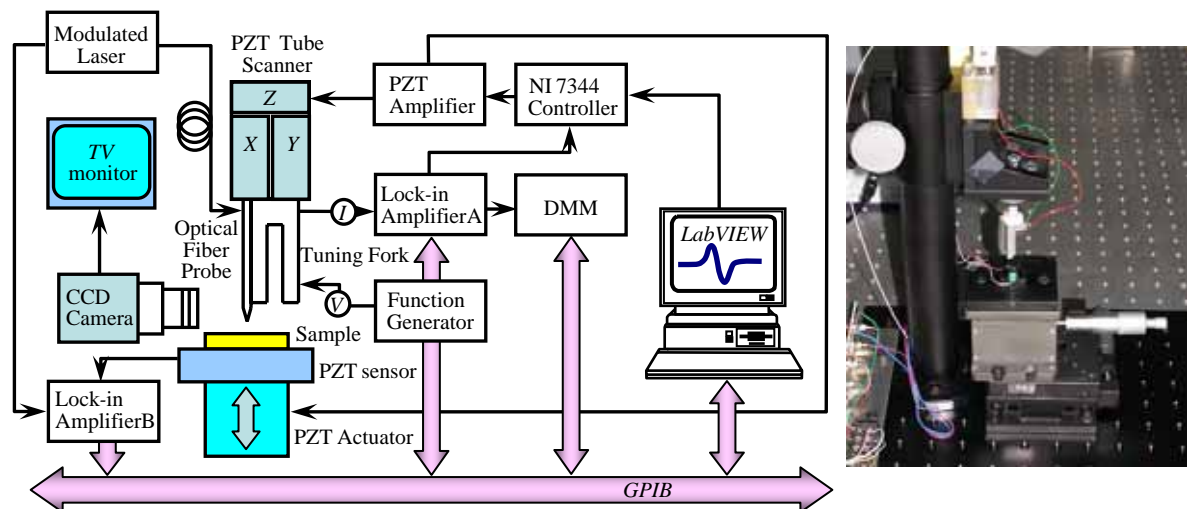
- (1) 熱擴散溫度場[30-31]：假設條件有絕熱邊界條件、厚度方向溫度函數呈指數衰減(考慮光吸收係數)。
- (2) 具殘留應力熱彈性應變場：建立在初始座標考慮慣性項之運動方程式及超彈性材料與變形過程絕熱條件之假設。殘留應力會產生紋織(texture)效應，因此考慮三階彈性

係數項[32]對殘留應力評估更具物理意義。

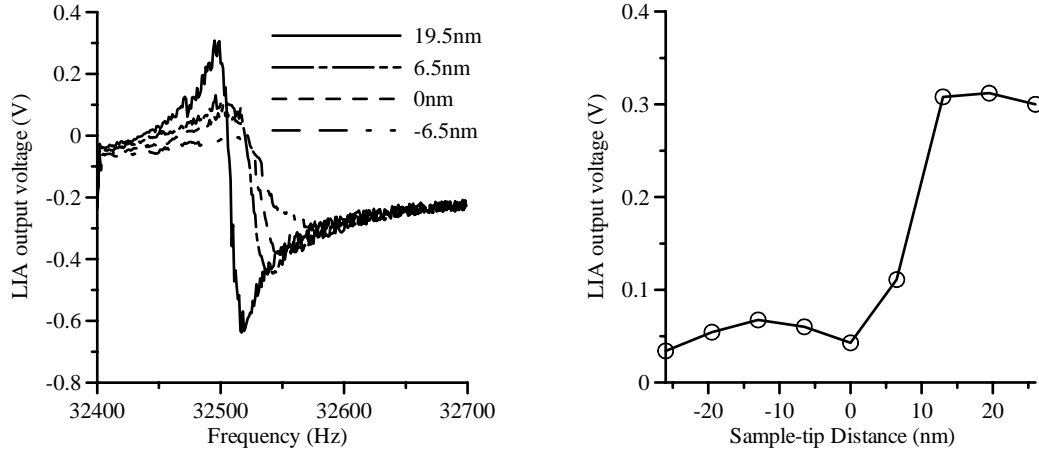
- (3) 壓電本構方程式：根據 Jackson 及 Amer [18]光聲訊號量測的優化設計，壓電換能器的厚度與訊號成正比關係，且試片與換能器介面滿足應力連續條件。由單軸拉伸試驗的數值模擬結果顯示，殘留應力大小與光聲訊號大小呈線性關係，這與 Muratkov [22]的壓痕荷重正比於光聲訊號之實驗結果相當吻合，而且同時具有極佳的應力量測靈敏度。

二、研究方法

本計畫結合光聲理論與最近發展之掃描式近場光聲顯微術，進行奈米尺度異結構殘留應變與應力的量測研究。圖二為本研究所研製的具奈米解析度之掃描式近場光聲顯微鏡系統的示意圖及原型，該系統包括一個由石英震盪器與 50-100 nm 孔徑之光纖探針所構成的剪力回饋裝置，可供閉迴路控制光纖探針與試片之間的距離，維持於近場光學範圍(小於 20 nm)。石英震盪器上黏附的光纖探針受到試片表面原子的凡得瓦爾力作用，其導納(阻抗的倒數)的頻率響應會隨著探針與試片距離縮短，振幅逐漸減少，如圖三(左圖)所示。若固定石英震盪器的驅動電壓的頻率，將可獲得如圖三(右圖)所示之剪力回饋訊號相對於探針試片距離的變化曲線。當探針觸碰試片表面，剪力回饋訊號將達到最小。閉迴路 PI 控制係以 National Instruments 公司之 7344 伺服/步進馬達控制卡，以圖控軟體 LabVIEW ver.6.0 進行系統的程序的操控。半導體雷射調制光經光纖探針，照射於試片表面。試片底部黏著一枚 PZT-5A 壓電陶瓷片，作為光聲訊號的感測器，光聲訊號極為微弱，必須與雷射調制光的參考訊號經鎖相放大器處理後偵測及振幅與相位。完整的近場光聲顯微鏡系統需要兩部鎖相放大器，其一供作剪力回饋裝置之用，另一則為偵測光聲訊號之用。



圖二 近場光聲顯微鏡系統的示意(左圖)及原型(右圖)



圖三 剪力回饋訊號(左圖)頻率響應及(右圖)振幅受到探針與樣品距離的影響

本研究以光聲理論推導具殘留應變的等方性固體材料厚度方向的光聲效應，包括熱擴散方程式、熱彈性變形運動方程式、具初始應變之光聲訊號三個部分，考慮下列之假設條件：

- (a) 不透明材料。
- (b) 忽略空氣與材料表面之熱交換。
- (c) 壓電陶瓷的重量遠大於試片的重量，假設壓電陶瓷為剛性體。壓電陶瓷與材料之介面為理想接觸且位移為零。
- (d) 等方向性材料為超彈性材料，變形過程滿足絕熱條件。
- (e) 材料的厚度遠大於熱波長度，即具有熱厚性質，忽略溫度在壓電陶瓷上的影響。
- (f) 試片的表面為自由邊界條件，即曳力向量為零。
- (g) 材料與壓電陶瓷的邊界滿足曳力連續性條件，光聲訊號是由材料之熱彈性變形傳遞至壓電陶瓷所產生。

當光線照射在材料表面，部分或全部能量將被材料吸收，轉換為熱。雷射光束照射於材料表面的熱擴散方程式為

$$\nabla^2 \tilde{T} - \frac{1}{D} \frac{d\tilde{T}}{dt} = -\frac{Q}{k} e^{i\omega t} \quad (1)$$

若溫度為弦波函數 $\tilde{T} = T e^{i\omega t}$ 及 $Q = \frac{I_0 \beta}{\pi b^2} e^{-\beta z}$ ，代入(1)式可化簡為

$$\nabla^2 T - \sigma^2 T = -\frac{I_0 \beta}{k} e^{-\beta z} \quad (2)$$

其中 $\sigma = \sqrt{\frac{i\omega}{D}} = (1+i) \sqrt{\frac{\omega}{2D}}$ ， σ 為一維的熱波向量。 $\frac{1}{l_t} = \sqrt{\frac{\omega}{2D}}$ ， l_t 表示為熱擴散長度。

固體表面的熱交換滿足絕熱的條件，絕熱的邊界條件分別為：

$$-k \frac{dT(z, \omega)}{dz} = 0 \quad \text{at } z=0, \quad -k \frac{dT(z, \omega)}{dz} = 0 \quad \text{at } z=l \quad (3)$$

其中， $I_0/\pi b^2$ 係指單位面積的熱源，忽略雷射的高斯分佈函數，但考慮材料對光學的吸收係數的影響。 I_0 是入射光束的強度， b 是光束半徑， k 是熱傳導係數， $\omega = 2\pi f$ 是

入射光的調變頻率， $D = k/\rho^i c$ 是熱擴散係數， ρ^i ， c 及 h 分別是材料在初始狀態的密度、比熱及厚度。因為材料寬度遠大於光束的直徑，因此假設能量集中在材料的厚度方向即 z 軸。方程式(2)可表示為

$$\frac{d^2 T(z, \omega)}{dz^2} - \sigma^2 T(z, \omega) = -\frac{I_0 \beta}{k} e^{-\beta z} \quad (4)$$

其中，二階線性方程式(4)可求解得

$$T(z, \omega) = \frac{I_0 \beta e^{i\omega t}}{\pi b^2 k} \left(\frac{\beta e^{-\sigma z} e^{\sigma l} (e^{-\beta l} - e^{\sigma l})}{\sigma(\beta^2 e^{2\sigma l} + \sigma^2 - \beta^2 - e^{2\sigma l} \sigma^2)} - \frac{\beta e^{\sigma z} e^{\sigma} (e^{\sigma l - \beta l} - 1)}{\sigma(\beta^2 - \sigma^2)(e^{2\sigma l} - 1)} - \frac{\beta e^{-\beta z}}{\sigma(\beta^2 - \sigma^2)} \right) \quad (5)$$

試片表面溫度為

$$T(0, \omega) = \frac{I_0 \beta e^{i\omega t}}{\pi b^2 k} \left(\frac{\beta e^{2\sigma l} - 2\beta e^{-l(\beta - \sigma)} + \beta - \sigma e^{2\sigma l} + \sigma}{\sigma(\beta^2 - \sigma^2)(e^{2\sigma l} - 1)} \right) \quad (6)$$

參考圖四之座標系統，材料的無應力狀態稱為自然狀態，座標以 $\xi_{\alpha, \beta, \gamma}$ 表示，殘留應變狀態下設為初始狀態，座標以 $X_{I, J, K}$ 表示。材料受外力擾動後的狀態稱為最終狀態，座標以 $x_{i, j, k}$ 表示。在材料初始狀態運動方程式為

$$\frac{\partial}{\partial X_J} \left[\left(\Gamma_{IJKL} + \sigma_{JL}^i \delta_{IK} \right) \frac{\partial u_K}{\partial X_L} \right] = \rho^i \frac{\partial^2 u_I}{\partial t^2} \quad (7)$$

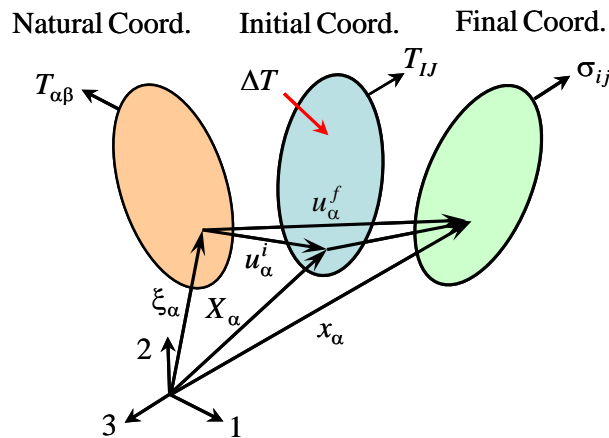
考慮在初始狀態加入熱彈性應力項，作為擾動之外加熱應力，上式修正為

$$\frac{\partial}{\partial X_J} \left[\left(\Gamma_{IJKL} + \sigma_{JL}^i \delta_{IK} \right) \frac{\partial u_K}{\partial X_L} - \gamma_0 T \delta_{IK} \right] = \rho^i \frac{\partial^2 u_I}{\partial t^2} \quad (8)$$

其中 $\gamma_0 = \gamma_{IJ} = \alpha_{IJ} (3\lambda + 2\mu) (1 + \beta_1 e_{IJ}^i)$ 為含殘留應力的修正熱彈應力常數。 α_{IJ} 為線性膨脹係數， λ 及 μ 為二個獨立的材料常數， e_{IJ}^i 為初始殘留應變。 β_1 為線性膨脹係數修正項。 T 為擾動的溫度函數。 ρ^i 及 u_i 為在初始狀態下的密度及位移， t 為時間。 Γ_{IJKL} 為殘留應力函數，定義如下：

$$\begin{aligned} \Gamma_{IJKL} = & c_{IJKL}^0 (1 - e_{M, M}^i) + c_{MIJKL}^0 e_{I, M}^i + c_{IMKJL}^0 e_{J, M}^i + c_{IJMLK}^0 e_{K, M}^i \\ & + c_{IJML}^0 e_{L, M}^i + c_{IJKLMN}^0 e_{N, M}^i \end{aligned} \quad (9)$$

其中 c_{IJKL}^0 及 c_{IJKLMN}^0 為自然座標下的二階及三階的材料常數， σ_{JL}^i 為初始殘留應力。



圖四 殘留應力分析之參考座標系統

將(8)式展開，得

$$\left(\Gamma_{IJKL} + \sigma_{JL}^i \delta_{IK}\right) \frac{\partial}{\partial X_J} \frac{\partial u_K}{\partial X_L} - \gamma_0 \delta_{IK} \frac{\partial T}{\partial X_J} = \rho^i \frac{\partial^2 u_I}{\partial t^2} \quad (10)$$

若僅考慮主軸方向之應力及應變，即 $\sigma_{3L}^i(X_3) = 0$ ， $\sigma_{11}^i = \sigma^0$ ，則 $\sigma_{22}^i \neq 0$ ， $e_{11}^i = e_{22}^i \neq 0$ ， $e_{33}^i = 0$ ， $e_{IJ}^i = 0$ for $I \neq J$ ， $\rho^i = \rho^0(1 - \Delta e) \approx \rho^0$ 。若以 Voigt 指標表示 R_{IJKL} ，則(10)式為

$$\Gamma_{33} \frac{\partial^2 u_3}{\partial X_3^2} - \gamma_0 \frac{\partial T}{\partial X_3} = \rho^i \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} \quad (11)$$

其中， $\Gamma_{33} = c_{33}^0 + c_{33}^0(-e_{11}^i - e_{22}^i + 3e_{33}^i) + e_{11}^i(c_{133}) + e_{22}^i c_{233} + e_{33}^i c_{333}$ 。假設為試片變形過程為時諧運動 $\tilde{u}_3 = u_3 e^{j\omega t}$ ， $\tilde{T} = T e^{j\omega t}$ ，代入(11)式，整理得

$$\frac{\partial^2 u_3}{\partial X_3^2} - Y^2 u_3 = \frac{\gamma_0}{\Gamma_{33}} \frac{\partial T}{\partial X_3} \quad (12)$$

其中， $Y^2 = \rho^i \omega^2 / \Gamma_{33}$ 。則

$$\begin{aligned} u_3(z, \omega) = & \sin(Yz)C_2 + \cos(Yz)C_1 \\ & - I_0 \beta^2 \gamma_0 e^{-\beta z - \sigma z - 2\beta l + \sigma l} \left(\begin{aligned} & \left(-\rho^i \omega^2 - \Gamma_{33} \beta^2 \right) e^{2\beta l - \sigma l + 2\sigma z + \beta z} + \left(\rho^i \omega^2 + \Gamma_{33} \sigma^2 \right) \\ & e^{-\sigma l + \sigma z + 2\beta l} + \left(-\rho^i \omega^2 - \Gamma_{33} \sigma^2 \right) e^{\sigma l + \sigma z + 2\beta l} + \left(\rho^i \omega^2 + \Gamma_{33} \beta^2 \right) \\ & \left(e^{\beta(l+z)} + e^{\beta z + 2\sigma z + \beta l} + e^{\sigma l + \beta z + 2\beta l} \right) \end{aligned} \right) / \quad (13) \\ & \left\{ \pi k b^2 (\beta^2 - \sigma^2) (e^{2\sigma l} - 1) (\rho^i \omega^2 + \Gamma_{33} \sigma^2) (\rho^i \omega^2 + \Gamma_{33} \beta^2) \right\} \end{aligned}$$

三、結果與討論

材料受雷射光照射產生熱應力，經由壓電陶瓷換能器接收訊號，壓電陶瓷的本構方程式可表示為

$$t_{ij}^P = c_{ijkl}^E u_{k,l}^P - e_{kij} E_k \quad (14)$$

$$D_i = e_{ikl} u_{k,l}^P + \varepsilon_{ik}^s E_k \quad (15)$$

其中，上標 P 表示壓電陶瓷的性質， t_{ij}^P 、 c_{ijkl}^E 、 $u_{k,l}^P$ 分別為應力張量、勁度係數及應變張量， e_{kij} 、 D_i 、 E_k 、 ε_{ik}^s 分別為壓電耦合係數、電位移密度、電場及介電常數。材料黏貼在厚度方向，因此僅考慮厚度方向的電場。即 $E_1 = E_2 = 0$ ， $E_3 \neq 0$ 。材料具熱厚性質時，忽略溫度在壓電陶瓷的溫度熱交換。在 $z=l$ ，材料變形與壓電陶瓷的應力連續條件為 $(T_{IJ}^f)_{z=l} = t_{33}^P$ ，即 $(T_{33}^f)_{z=l} = (R_{33} + \sigma_{33}^i) u_{3,3} = t_{33}^P$ ，代入(14)式，且不考慮 $u_{1,1}^P$ 及 $u_{2,2}^P$ ，即 $t_{33}^P = c_{33}^E u_{3,3}^P - e_{33} E_3 = R_{33} u_{3,3}$ ， $u_{3,3}^P = (e_{33} E_3 + R_{33} u_{3,3}^S) / c_{33}^E$ 。電位移 D_3 為

$$D_3 = e_{3kl} u_{k,l}^P + \varepsilon_{3k}^s E_k = e_{33} u_{3,3}^P + \varepsilon_{33}^s E_3 = \left(\frac{e_{33}^2}{c_{33}^E} + \varepsilon_{33}^s \right) E_3 + \frac{e_{33}}{c_{33}^E} R_{33} u_{3,3} \quad (16)$$

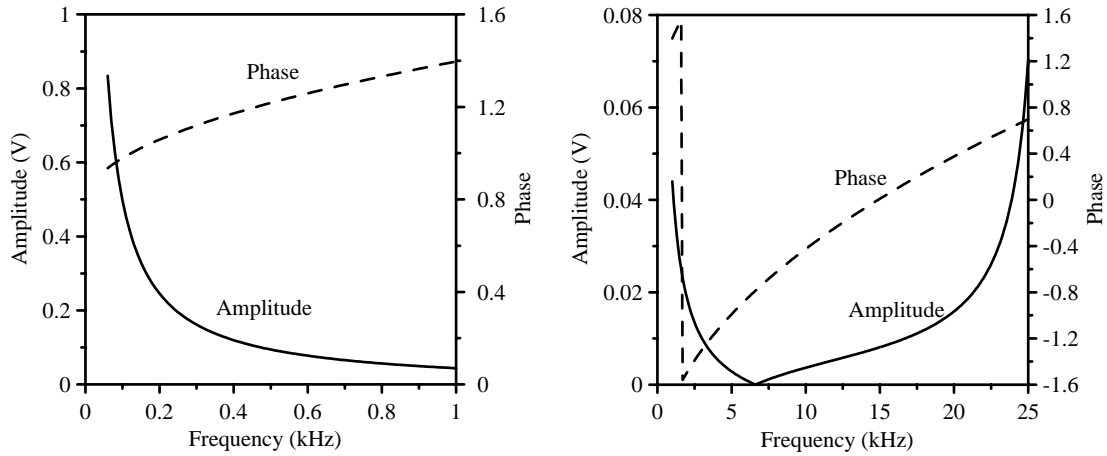
壓電陶瓷在開路回路時，其電位移 $D_3 = 0$ ，代入(16)，得電場為

$$E_3 = -\frac{e_{33}}{e_{33}^2 + c_{33}^E \varepsilon_{33}^s} R_{33} u_{3,3} = -C_P R_{33} u_{3,3} \quad (17)$$

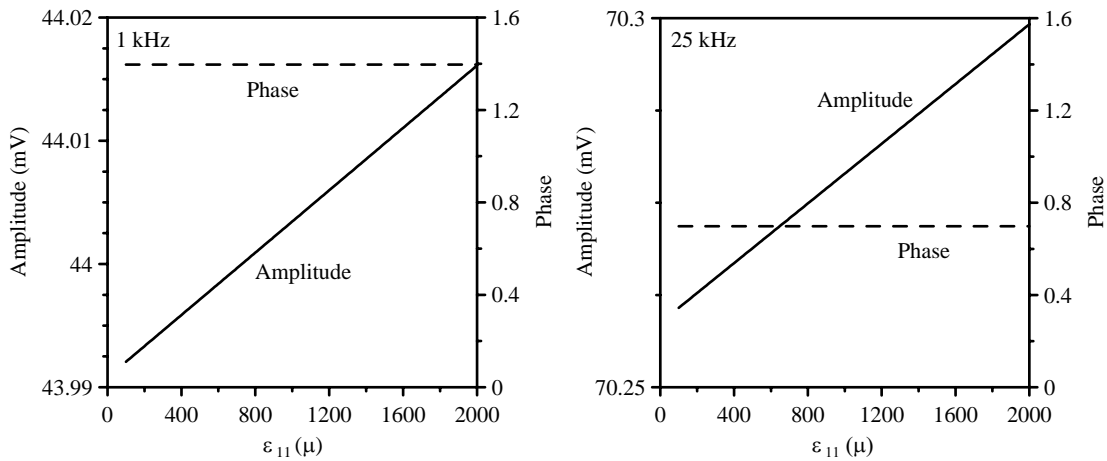
考慮壓電陶瓷為在厚度方向均勻應變分佈，則

$$V_{z=l} = -\frac{e_{33}L}{e_{33}^2 + c_{33}^E \epsilon_{33}^s} R_{33}(u_{3,3})_{z=l} = -C_p R_{33}(u_{3,3})_{z=l} \quad (18)$$

其中， V 是上下電極的電位差， L 是換能器的厚度。由(18)式將可進一步求得熱厚性及熱薄性電位差。本研究以純鋁試片進行模擬，數值結果發現熱厚性條件下初始殘留大小對相位的影響極小。圖五所示為試片殘留應變 $\epsilon_{11} = 100\mu$ 之光聲訊號頻譜響應圖，圖六所示為 ϵ_{11} 介於 0-2000 μ 對應的光聲訊號振幅與相位響應。鎖相放大器的精確度通常可達 0.1 μV ，因此，由光聲訊號的振幅變化將可以準確量測出結構的殘留應變與應力。



圖五 光聲訊號之頻譜響應($\epsilon_{11} = 100\mu$)



圖六 不同 ϵ_{11} 的光聲訊號振幅與相位響應

四、結論與展望

採用極化方向為厚度方向之壓電陶瓷作為光聲訊號的感測器，可以量測殘留應變之光聲訊號的振幅與相位，其中振幅大小與殘留應變值成正比，相位卻幾乎沒有變化，因此前者可以作為評估殘留應力值大小之實驗基礎。

以上述簡化之一維模型分析無法分辨試片上的二維殘留應變，下一階段將採用厚度剪切模式(thickness shear mode)之壓電材料作為光聲感測器，量測試片之二維殘留應變。

另外，將製作一組微型拉力試驗機，以壓電致動器推桿在試片上施予一預應變，再以強度調制雷射光進行殘留應力標準試片之光聲訊號校正。本計畫將於下一階段研究，探討沿試片波傳的光聲訊號，與厚度方向之光聲訊號的靈敏度與可靠性比較，建立有效的殘留應力、應變之光聲量測方法。

五、誌謝

本研究承蒙中央研究院應用科學及工程研究所魏培坤博士提供近場光纖探針，得以進行實驗，特此誌謝。

六、參考文獻

1. S.C. Jain, H.E. Maes, K. Pinardi, and I. De Wolf (1996), "Stresses and strains in lattice-mismatched stripes, quantum wires, quantum dots, and substrates in Si technology," *J. Appl. Phys.*, **79**(11), 8145-8165.
2. S.C. Jain, H.E. Maes, and K. Pinardi (1997), "Stresses in strained GeSi stripes and quantum structures: calculation using the finite element method and determination using micro-Raman and other measurements," *Thin Solid Films*, **292**, 218-226.
3. N. Moll, M. Scheffler, and E. Pehlke (1998), "Influence of surface stress on the equilibrium shape of strained quantum dots," *Physical Review B*, **58**(8), 4566-4571.
4. H.T. Johnson, L.B. Freund, C.D. Akyüz, and A. Zaslavsky (1998), "Finite element analysis of strain effects on electronic and transport properties in quantum dots and wires," *J. Appl. Phys.*, **84**(7), 3714-3725.
5. H.O. Oyoko, C.A. Duque, and N. Porrás-Montenegro (2001), "Uniaxial stress dependence of the binding energy of shallow donor impurities in GaAs- (Ga,Al)As quantum dots," *J. Appl. Phys.*, **90**(2), 819-823.
6. P.J. Withers, and H.K.D.H. Bhadeshia (2001), "Residual stresses: Part 1 – Measurement techniques," *Material Science and Technology*, **17**, 355-365.
7. A. Rosencwaig and A. Gersho (1976), "Theory of the photoacoustic effect with solids," *J. Appl. Phys.*, **47**(1), 64-69.
8. F.A. McDonald, and G.C. Wetsel, Jr. (1978), "Generalized theory of the photoacoustic effect," *J. Appl. Phys.*, **49**(4), 2313-2322.
9. I.V. Blonskij, V.A. Tkhoryk, and Shendeleva (1996), "Thermal diffusivity of solids determination by photoacoustic piezoelectric technique," *J. Appl. Phys.*, **79**(7), 3512-3516.
10. J. H. Cantrell and M. Qian (1990), "Scanning electron acoustic microscopy of indentation-induced cracks and residual stresses in ceramics," *Appl. Phys. Lett.*, **57**(18), 1870-1872.
11. J. Liao, X. P. Jiang, G. S. Xu, H. S. Luo, and Q. R. Yin (2000), "Investigation of the effect of the annealing process on the domain structure of $0.65\text{Pb}(\text{Mg}_{2/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ - 0.35PbTiO_3 single crystal Using scanning Electron Acoustic Microscopy," *Materials Character.*, **44**, 453-457.
12. X.X. Liu, R. Heiderhoff, H.P. Abicht, and L.J. Balk (2001), "Characterization of ferroelectric domains by the use of scanning near-field acoustic microscopies," *Analytical Sciences*, **17**, Special Issue, 57-60.
13. J.W.P. Hsu (2001), "Near-field scanning optical microscopy studies of electronic and photonic materials and devices," *Material Sci. Eng.*, **33**, 1-50.
14. A.L. Campillo and J.W.P. Hsu (2002), "Near-field scanning optical microscope studies of the anisotropic stress variations in patterned SiN membranes," *J. Appl. Phys.*, **91**(2),

- 646-651.
15. S. Webster, D. N. Batchelder, and D.A. Smith (1998), "Submicrom resolution measurement of stress in silicon by near-field Raman spectroscopy," *Appl. Phys Lett.*, **72**(12), 1478-1480.
 16. J.-B. Xu, K. Luger, R. Moller, K. Dransfeld, and I. H. Wilson (1994), "Heat transfer between two metallic surfaces at small distances," *J. Appl. Phys.*, **76**(11), 7209-7216.
 17. J. Pelzl, J. Bolte, F. Niebisch, D. Dietzel, and H.-H. Althaus (2001), "New developments in thermal wave microscopy," *Analytical Sciences*, **17**, Special Issue, 53-56.
 18. W. Jackson and N. M. Amer, "Piezoelectric photoacoustic detection: Theory and experiment," *J. Appl. Phys.*, **51**(6), 3343-3353 (1980).
 19. K.L. Muratikov, A.L. Glazov, D.N. Rose, J.E. Dumar, and G.H. Quay (1997), "Photodeflection and photoacoustic microscopy of cracks and residual stresses induced by Vickers indentation in silicon nitride ceramic," *Technical Phys. Lett.*, **23**(3), 188-190.
 20. K.L. Muratikov, A.L. Glazov, D.N. Rose, and J.E. Dumar (1998), "Investigation of the influence of residual stresses on the thermophysical and thermoelastic properties of silicon nitride ceramic by photothermal and photoacoustic methods," *Technical Phys. Letters*, **24**(11), 846-848.
 21. K.L. Muratikov (1999), "Theory of the generation of mechanical vibrations by laser radiation in solids containing internal stresses on the basis of the thermoelastic effect," *Technical Phys.*, **44**(7), 792-796.
 22. K.L. Muratikov and A.L. Glazov (2000), "Theoretical and experimental study of photoacoustic and electro-acoustic effects in solids with internal stresses," *Technical Phys.*, **45**(8), 1025-1031.
 23. K.L. Muratikov and A.L. Glazov (2000), "Photoacoustic effects in stressed elastic solids," *J. Appl. Phys.*, **88**(5), 2948-2955.
 24. A. Yarai, Y. Yokoyama and T. Nakanishi (1994), "New non-destructive photothermal measurement of anisotropically distributed residual stresses inside samples," *IEEE Ultrasonics Symp.*, 683-685.
 25. A. W. Broerman, D. C. Venerus, and J. D. Schieber (1999), "Evidence for the stress-thermal rule in an elastomer subjected to simple elongation," *J. Chem. Phys.*, **3**(15), 6965-6969.
 26. Y.-H. Pao (1987), "Theory of acoustoelasticity and acoustoplasticity," *Solid Mechanics Research for Quantitative Nondestructive Evaluation*, J.D. Achenbach and Y. Rajapakse (eds.), 257-273, Martinus Nijhoff Publishers.
 27. Y.-H. Pao, T.-T. Wu, and U. Gamer (1991), "Acoustoelastic birefringences in plastically deformed solids: Part I- theory," *ASME Journal of Applied Mechanics*, **58**(1), 11-17.
 28. T.-T. Wu, M. Hirao, and Y.-H. Pao (1991), "Acoustoelastic birefringences in plastically deformed solids: Part II- experiment," *ASME Journal of Applied Mechanics*, **58**(1), 18-23.
 29. A.V. Osetrov, H.-J. Frohlich, R. Koch, and E. Chilla (2000), "Acoustoelastic effect in anisotropic layered structures," *Physical Review B*, **62**(21), 13963-13969.
 30. I. Hatta, Y. Sasuga, R. Kato, and A. Maesono (1985), "Thermal diffusivity measurement of thin films by means of an ac calorimetric method," *Rev. Sci. Instrum.*, **56**(8), 1643-1647.
 31. G. Chen, C.L. Tien, X. Wu, and J.S. Smith (1994), "Thermal diffusivity measurement of GaAs/AlGaAs thin-film structures," *Journal of Heat Transfer*, **116**, 325-331.
 32. V. Chiroiu, P.P. Delsanto, L. Munteanu and C. Rugina, M. Scalerandi (1997), "Determination of the the second and third-order elastic constants in Al from the natural frequencies," *J. Acoust. Soc. Am.*, **102**(1), 193-198.
 33. 柯文清(2003), 音叉的工作原理與在探針顯微鏡上之應用，國立交通大學機械工程學系碩士論文，新竹市，台灣。