

行政院國家科學委員會專題研究計畫成果報告

矽晶絕緣層之雷射超音波檢測及評估(2/2)

Evaluation of Wafer Bonding Silicon-on-Insulator Using Laser-induced Ultrasound

計畫編號：NSC 89-2212-E-009-091

執行期限：89 年 8 月 1 日至 90 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：倪崇勝、葉國泰 國立交通大學機械系碩士班

E-mail: ccyin@cc.nctu.edu.tw

摘要

本研究為二年期計畫，主要係探討單晶矽晶圓上的雷射生成板波的機制，探討板波在非等向介質上波傳的相速度與群速度量測的準確度，對於暫態之雷射超音波檢測理論及技術發展具有參考價值。

雷射超音波生成技術較難在平板結構上產生高頻的板波，為了探討矽晶圓上點聚焦與線聚焦雷射生成板波的機制，以掌握實驗參數，本研究以地震學的力矩張量，模擬等方性平板受點聚焦之脈衝雷射加熱所產生的熱膨脹波源，並以一階剪變形板理論推導撓性波與延性波之格林函數及其導函數，數值模擬方式探討雷射生成板波的機制。格林函數的動態響應為具有振盪特性之波數積分，數值解析將積分核函數以二階多項式近似，再以冪級數與振盪函數的積分解析疊代計算而得。

一階剪變形板理論之格林函數導函數雖然無法探討平板厚度方向瞬間熱膨脹對於板波生成的影響，但是經由板波相速度與群速度的驗證，證明其已經可以充分模擬雷射生成板波的機制，不失其有效性。此外，以延伸拉格蘭吉乘子改進簡單體法改進材料性質的計算，較未施予反算限制條件者效果改進許多。

關鍵字：矽晶絕緣層、雷射超音波、力矩張量、一階剪變形板理論、材料性質反算

一、緒言

互補式金氧半導體(complementary metal-oxide semiconductor, CMOS) 積體電路中的 p 通道 MOS 電晶體與 n 通道 MOS 間的電極需要適當的隔絕，避免內部寄生雙載子電晶體(parasitic bipolar transistor)發生閉鎖(latch-up)現象，造成 CMOS 電路的功能喪失。常見的矽晶絕緣(silicon-on-insulator)有氧離子植入法(Separation by Implanted Oxygen, SIMOX)、晶圓鍵結(wafer bonding)、Silicon-on-Sapphire (SOS)等製程

(Wolf, 1990 及 Ghandhi, 1994)，其中以氧離子植入法較常見於積體電路的製程。但是氧離子植入法仍具有不少缺點，例如：植入的氧化層僅約 0.5 μm ，在植入過程中會將矽晶排列打亂，造成殘留缺陷(Seol *et al.*, 1997)；需要在 1,100–1175 $^{\circ}\text{C}$ 下進行 3-5 小時的退火(anneal)程序，將矽晶排列的方向重組；晶圓表面的微結構對於退火溫度非常敏感。對於 CMOS 這種功耗率低、電壓高的積體電路而言，SIMOX 所能提供的絕緣層太淺，而且當半導體元件的積集度愈高時，SIMOX 的絕緣程度就顯得不足，代之的是晶圓鍵結技術。

晶圓鍵結的技術也有許多不同的方式(Wolf, 1990)，大致的程序是將兩片表面分別氧化成一氧化矽之晶圓置於真空及高溫(1,100–1,200 $^{\circ}\text{C}$ 或 700 $^{\circ}\text{C}$)下，讓晶圓的表面相互接觸，施以約 20V 的電壓或機械式的接觸壓力，經 1-4 小時後，晶圓接觸的界面會鍵結成一層 SiO₂，在厚度方向的結構為大約 0.5-0.6 mm (依晶圓直徑大小而定)的矽、1 μm 的 SiO₂ 與 0.5-0.6 mm 矽所構成的三明治板結構。最後再以化學反應機械研磨(CMP)的方式將上層的矽晶圓磨成較薄的薄層，並且蝕刻(etching)成所設計的電路。

由於矽晶圓表面平整度及製程釋出氣體的影響，晶圓鍵結後之矽晶絕緣體的 SiO₂ 夾層會出現圓形(penny-shaped)的脫層(delamination)缺陷。晶圓脫層缺陷所衍生之非破壞評估的力學問題，大致可以分類成脫層缺陷的偵測、矽晶絕緣層破壞韌性(fracture toughness)的評估及裂紋表面能量(surface energy)釋放所產生之音洩問題。利用電性檢測的方式(Schroder, 1990)較不易偵測絕緣脫層的位置，以熱像儀(thermal topography)、X-ray (Rozgonyi, 1993)、雷射微波(Buczowski *et al.*, 1992)或超音波非破壞檢測方式(Rozgonyi, 1993 及 Scruby and Drain, 1990)都可以有效且快速地偵測其位置。

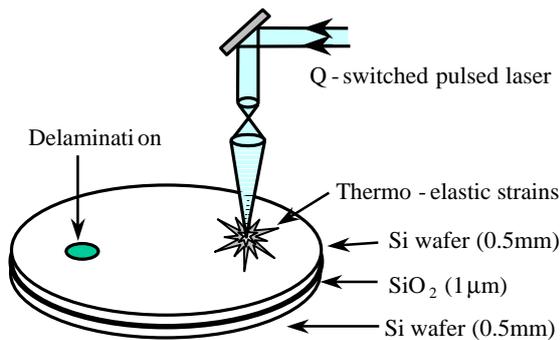
矽晶絕緣層之 SiO₂ 為脆性材料，鍵結之後的晶圓接受行星式旋轉的化學機械研磨時，矽晶絕緣層的圓形脫層裂紋承受滑移與撕裂模式(即 Mode II+III)的破

壞負荷作用,當裂紋尖端的應變能釋放率(strain energy release rate)高於SiO₂的破壞韌性,脫層裂紋就會延展。SiO₂絕緣層的破壞韌性或表面能量的分析是晶圓鍵結之矽晶絕緣製程不可或缺的一環。相關的文獻(Maszara *et al*, 1988 及 Maszara, 1991)都僅以矽晶絕緣承受張口破壞(Mode I)的表面能量作為破壞韌性的指標。矽晶絕緣的 Mode II+III 破壞韌性研究對於標準半導體製程中的 CMP 程序非常重要,因為屬於力學研究的範疇,半導體製程研究者未能熟悉,因此有必要進一步研究,發展適合半導體製程的非破壞評估方法。

雷射超音波的研究始於 White (1963),近二十年來相關的應用研究逐漸蓬勃發展。雷射超音波技術利用脈衝雷射瞬間局部加熱試體表面,產生熱彈性超音波,配合雷射干涉儀量測材料或結構內部彈性波的表面位移,可以非接觸地檢測材料係數及內部的瑕疵。雷射超音波具有重複性高、可在高溫環境下操作等優良性質,適合高速、自動化非破壞檢測。雷射超音波檢測系統包括波源、試體及動態訊號量測(通常指雷射干涉儀量測)三個主要部分,試體的材料性質(如熱輻射吸收率)或波傳特性(例如半無限域、薄板)之不同,都會影響雷射超音波的生成。因此,有必要借助熱傳及波傳的理論模型分析雷射超音波的生成,以掌握檢測參數。

Scruby *et al* (1980)、Dewhurst *et al* (1982)曾發展脈衝雷射點波源生成超音波的理論模型與實驗量測,以 Q-switched Nd:YAG 雷射點聚焦於金屬平板,量測微體波的表面位移,並探討雷射光束能量對於超音波生成的影響。Hutchins *et al* (1981)探討點聚焦與線聚焦脈衝雷射於鋁板厚度方向產生之壓力波與剪力波位移的輻射樣式(patterns),雷射光加熱的脈衝時間越長則材料內部的溫度分布越均勻,當脈衝越短則溫度越集中於材料表面,熱擴散效應較小。

Rose (1984)以彈性波傳理論模擬半無限域試體的雷射超音波生成,由熱擴散方程式及熱傳遞之邊界條件推導雷射點波源所產生的熱應變波源,計算熱膨脹之力矩張量(moment tensor)與半無限域表面受階梯函數負荷的格林函數(Green's function)之導函數的褶積(convolution),模擬雷射超音波的生成及波傳。



圖一 脈衝雷射生成熱應變示意圖

有關雷射超音波的生成機制近幾年來逐漸受到廣泛的探討,如 Naskano and Nagai (1991)、Wu *et al* (1995)、Sanderson *et al* (1997、1998)、Doyer and Scala (1995)、Royer and Chenu (200)、倪崇勝(2000)、葉國泰(2001)。

本研究為二年期計畫,第一年工作主要係探討單晶矽晶圓上的雷射生成板波的機制,發展非接觸之雷射超音波檢測理論及技術;第二年工作則驗證第一年所發展的暫態雷射超音波波傳理論。本研究延續 Rose (1984)的熱傳分析,並以力矩張量模擬立方晶體(cubic crystal)平板受點聚焦、線聚焦之脈衝雷射加熱所產生的熱膨脹波源,應用一階剪變形板理論推導平板撓性波與延性波之格林函數及其導函數,以彈性波理論及數值模擬方式探討單晶矽晶圓上點聚焦與線聚焦雷射生成板波的機制。非等向介質的材料反算主要以波速的量測為基礎,本研究以相位頻譜法(phase spectrum)及小波轉換分析(wavelet transform),分別估算單晶矽晶圓之雷射生成暫態板波的相速度與群速度,並探討其準確度。此外,以延伸拉格蘭吉乘子改進簡單體法改進材料性質的反算,較未施予反算限制條件者效果改進許多。

二、理論分析

脈衝雷射照射到物體表面時的時間非常短暫(約 5-20 ns),熱擴散效應很小,雷射光束聚焦於試體表面的受熱面積很小(直徑約 1-1.5 mm),因此可以假設熱源為一點波源。圖一為雷射光束照射在試體表面瞬間產生熱應變的示意圖。依據入射光束能量的多寡會產生不同的物理現象,若入射光束的能量較低,試體會有熱震波(thermal shock)及彈性波產生,於半導體則會有電流產生;若入射光能量較高,則試體表面因熱量高度集中而會導致材料破壞、熔融,甚至塑性變形及產生裂紋。為了避免破壞材料,非破壞檢測應用通常只考慮能量較低的雷射光束。

雷射光束照射在試體表面區域會瞬間產生熱應變,根據深度分佈可區分成電磁吸收區、熱波區及超音波區。雷射光的部分能量在電磁吸收區為試體所吸收,表面產生的熱能經由熱傳遞方式,傳至試體內部,於是在熱波區產生所謂的熱震波。由於雷射光加熱的時間極為短促,材料溫度升高的區域侷限於試體表面,材料熱膨脹而產生之彈性波傳遞的範圍較熱波廣。

試體表面的雷射引致超音波位移可以替代理論(representation theorem)表成加熱區熱膨脹應變之力矩張量與 delta 函數型態之負荷的格林函數之導函數的褶積(Aki 與 Richards, 1980),

$$u_n(\mathbf{x}, t) = M_{pq} * G_{np,q} \quad (1)$$

$$M_{pq} = \iiint_{\Omega} m_{pq} d\Sigma = \iiint_{\Omega} [\epsilon_{ij}] C_{ijpq} d\Sigma, \quad (2)$$

此處 $m_{pq} = dM_{pq}/d\Sigma$ ， Σ 表示雷射加熱區域的體積， $G_{np,q}$ 表示格林函數對空間座標的一階導函數， $[\varepsilon_{ij}]$ 表示熱膨脹所產生之正向熱應變。

假設雷射加熱試體表面的能量函數 $h(\mathbf{x}, t)$ 為

$$h(\mathbf{x}, t) = \alpha_T Q N(\mathbf{x}) q(t), \quad (3)$$

$$\iiint_{\mathbf{d}} N(\mathbf{x}) d\mathbf{d} = 1, \quad \int_0^{\infty} q(t) dt = 1, \quad (4)$$

其中 Q 為雷射光源照射試體的總熱量， α_T 為試體對於雷射光能量的吸收率， $q(t)$ 是脈衝雷射的時間分佈函數， $N(\mathbf{x})$ 為熱量的空間分佈，可以模擬成 delta 函數。一般而言，輝面金屬的熱輻射吸收率都較低，本研究分析對象為表面鏡面處理之單晶矽晶圓，在數值計算中，熱輻射吸收率 α_T 設為 0.1。

雷射的熱量造成待測物表面的溫度上升，其溫度分佈函數 $T(\mathbf{x}, t)$ 可由熱擴散方程式 (heat-diffusion equation) 及初始、邊界條件求解獲得。立方晶體的熱擴散方程式表成

$$\nabla^2 T - \frac{1}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{K} h(\mathbf{x}, t), \quad (5)$$

k 為熱擴散係數 (thermal diffusivity)， K 為熱傳導係數 (thermal conductivity)。試體在雷射加熱前的溫度初始條件為

$$T = \frac{\partial T}{\partial t} = 0, \quad t \leq 0. \quad (6)$$

由於脈衝雷射的加熱時間極為短促，僅試體表面溫度局部升高，因此可以合理的假設加熱區邊界沒有發生能量損失，其邊界條件簡化為

$$\mathbf{n} \cdot \nabla T(\mathbf{x}, t) = 0, \quad \mathbf{x} \in S, \quad t > 0, \quad (7)$$

其中 \mathbf{n} 為加熱區 Σ 之表面 S 的法向量。熱膨脹應變所產生的等效力矩張量 $M_{pq}(t)$ 可以改寫成體積分的形式，

$$M_{pq}(t) = \iiint_{\mathbf{d}} [\varepsilon_{ij}] C_{ijpq} d\mathbf{d} \quad (8)$$

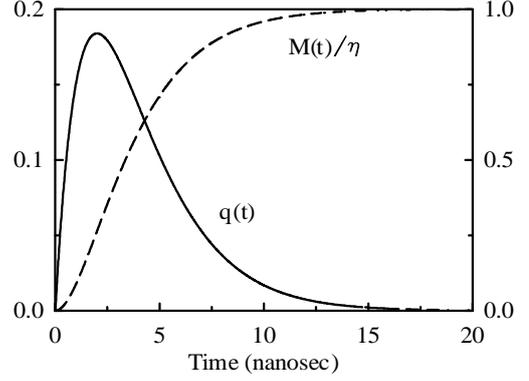
此處 $[\varepsilon_{ij}] = \alpha T(\mathbf{x}, t) \delta_{ij}$ ， α 為熱膨脹係數 (coefficient of thermal expansion)， δ_{ij} 表示 Kronecker delta。立方晶體材料之正向熱應變的各個分量應相等，故改寫 $M_{pq}(t) = M(t)$ ，

$$M(t) = \alpha (C_{11} + 2C_{12}) \iiint_{\mathbf{d}} T(\hat{\mathbf{i}}, t) d\mathbf{d}(\hat{\mathbf{i}}). \quad (9)$$

將(5)予以體積分，並代入邊界條件(7)，可得

$$\begin{aligned} \iiint_{\mathbf{d}} \frac{\partial T}{\partial t} d\mathbf{d} &= \frac{k}{K} \alpha_T Q q(t) \iiint_{\mathbf{d}} N(\mathbf{x}) d\mathbf{d} \\ &= \frac{k}{K} \alpha_T Q q(t). \end{aligned} \quad (10)$$

將(9)式對時間一次微分，可得



圖二 脈衝雷射的時間函數 $q(t)$ 與熱應變力矩張量的作用函數 $M(t)$

$$\dot{M}(t) = \alpha (C_{11} + C_{12}) \iiint_{\mathbf{d}} \frac{\partial T}{\partial t} d\mathbf{d} = \eta q(t). \quad (11)$$

其中 $\eta = \alpha (C_{11} + C_{12}) k Q \alpha_T / K$ 。根據 Ready (1971) 有關高能雷射加工特性的研究，脈衝雷射加熱的時間函數可以近似為

$$q(t) = \left(\frac{t}{\tau^2} \right) e^{-t/\tau}, \quad (12)$$

τ 為脈衝的上昇時間，以下的計算將 τ 設為 2 ns。

若考慮熱量輸入及溫度增加的初始條件，則雷射瞬間加熱的熱膨脹力矩張量之源函數為

$$M(t) = \int_0^t \eta q(t) dt = \eta \left[1 - \left(1 + \frac{t}{\tau} \right) e^{-t/\tau} \right]. \quad (13)$$

圖二所示即為 $q(t)$ 與 $M(t)/\eta$ 的時間變化曲線。

由平面應力 (plane stress) 條件，板厚方向的正向應力分量 σ_z 為零，立方晶體平板的應力與應變關係可以依平板的面內 (in-plane) 及橫向 (transverse)，分別表示為

$$\begin{Bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \sigma_{xy} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} Q_{11} & Q_{12} & 0 \\ Q_{12} & Q_{11} & 0 \\ 0 & 0 & Q_{66} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{Bmatrix} \quad (14)$$

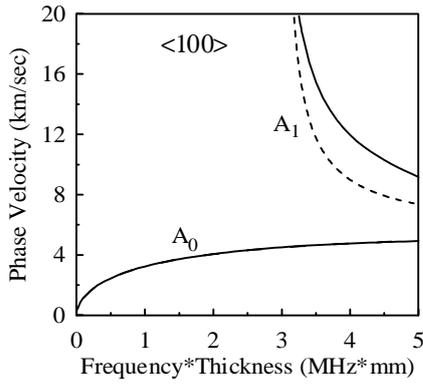
其中， $Q_{ij} = C_{ij} - C_{3i} C_{3j} / C_{33}$ 。為了修正剪變形與橫向剪力的關係，此處引入一個剪變形修正係數 k_4 ，使得橫向剪力與剪變形的關係式變成

$$\begin{Bmatrix} Q_x \\ Q_y \end{Bmatrix} = k_4 A_{44} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \gamma_{xz} \\ \gamma_{yz} \end{Bmatrix}. \quad (15)$$

其中 $A_{44} = 2hQ_{44}$ 。

一階剪變形平板的位移假設為中平面位移 u_o 、 v_o 、 w_o 與截面的旋轉 ϕ_x 、 ϕ_y 之函數，即

$$\begin{cases} u = u_o(x, y, t) + z\phi_x(x, y, t) \\ v = v_o(x, y, t) + z\phi_y(x, y, t) \\ w = w_o(x, y, t) \end{cases} \quad (16)$$



圖三 單晶矽晶圓 100 方向撓性波的相速度(實線為正解，虛線為近似解)

立方晶體平板上下對稱，故平板之撓性波與對稱波的運動方程式完全獨立。剪變形修正係數 k_4 會影響一階剪變形板理論所得之 A_0 板波頻散曲線與正解的近似程度，本研究以簡單體法(simplex method)尋找滿足兩者平方誤差最小的修正係數 k_4 。如圖三所示，當 $k_4 = 0.88967$ ，單晶矽晶圓之 A_0 頻散曲線的近似解與正解在 dc 以上的頻率範圍內都非常吻合，但是 A_1 頻散曲線的差異卻不可避免。

作用於源點(source point)之單位負荷對於其他場點(field point)的影響函數稱為格林函數。考慮時諧板波的波傳，假設中平面的位移 u_o, v_o, w_o 及旋轉角 ϕ_x, ϕ_y 都具有時諧波傳因子 $\exp\{i(\xi_1 x + \xi_2 y - \omega t)\}$ ，其中 ω 為角頻率， ξ_1, ξ_2 為板波波傳向量的 x, y 分量。

立方晶體平板上的集中力負荷可視為作用於平板的徹體力，徹體力作用下之撓性波的運動方程式可以寫成如下的矩陣式：

$$\begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} \\ F_{12} & F_{22} & F_{23} \\ F_{13} & F_{23} & F_{33} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \phi_x \\ \phi_y \\ w_o \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \hat{M}_x \delta_{xp} \\ \hat{M}_y \delta_{yp} \\ -(\rho + F_z) \delta_{zp} \end{Bmatrix}, \quad (17)$$

此處 δ_{ip} 的下標 i 代表位移響應的方向，下標 p 代表集中力施加的方向，所求得之位移向量 $[\phi_x^o \ \phi_y^o \ w_o^o]^T$ 即為撓性波格林函數的核函數 $[g_{1p}^A \ g_{2p}^A \ g_{3p}^A]^T$ 。 $\det(\mathbf{F}) = 0$ 為撓性波的頻散方程式，相關之各項係數 F_{ij} 定義於附錄。依據逆向傅立葉轉換的定義，撓性波格林函數的頻域動態響應為

$$G_{ip}^A(r, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_{ip}^A(\xi_1, \xi_2, \omega) e^{i(\xi_1 x + \xi_2 y)} d\xi_1 d\xi_2 \quad (18)$$

雷射生成之撓性波位移的動態響應則可以表示成

$$\begin{Bmatrix} \phi_x \\ \phi_y \\ w_o \end{Bmatrix} = \iint_{\mathbf{d}} [\varepsilon_{ij}] C_{ijpq} \begin{bmatrix} \partial G_{1p}^A \\ \partial G_{2p}^A \\ \partial G_{3p}^A \end{bmatrix}^T d\Sigma, \quad (19)$$

同理，徹體力作用下之對稱板波的運動方程式亦可寫成如下的矩陣式：

$$\begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_o \\ v_o \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} T_{zx} + F_x \delta_{xp} \\ T_{zy} + F_y \delta_{yp} \end{Bmatrix}, \quad (20)$$

所求得之位移向量 $[u_o \ v_o]^T$ 為對稱板波格林函數的核函數 $[g_{1p}^S \ g_{2p}^S]^T$ ，將之代入(18)式，可以數值積分求得對稱板波格林函數的動態響應。 $\det(\mathbf{S}) = 0$ 即為對稱板波的頻散方程式，相關之各項係數 S_{ij} 定義於附錄。故雷射生成之對稱板波位移的動態響應為

$$\begin{Bmatrix} u_o \\ v_o \end{Bmatrix} = \iint_{\mathbf{d}} [\varepsilon_{ij}] C_{ijpq} \begin{bmatrix} \partial G_{1p}^S \\ \partial G_{2p}^S \end{bmatrix}^T d\Sigma. \quad (21)$$

值得一提的是一階剪變形板理論中的位移僅為中平面 x, y 座標的函數，因此不論是撓性波或延性波的格林函數導函數 $\partial G_{ip}^S / \partial x_q$ 之下標 p, q 僅可能為 1 或 2，不可能為 x_3 (即 z) 方向。

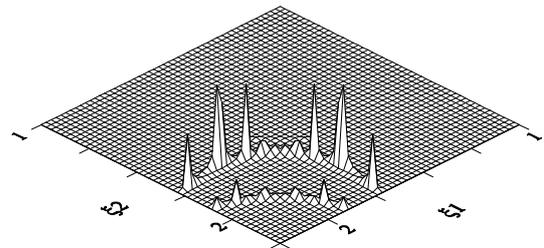
圖四所示為一典型之撓性波格林函數之核函數的透視圖，環狀突起的位置代表板波在各波傳方向的波數，其中內圈代表 A_1 板波，外圈代表 A_0 板波。其餘的撓性波格林函數亦具有相同的性質。

三、結果與討論

格林函數及其導函數的頻域動態響應通常是波數的積分式，其通式可以表示如下

$$G(x, y, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi_1, \xi_2, \omega) e^{i(\xi_1 x + \xi_2 y)} d\xi_1 d\xi_2, \quad (22)$$

其數值計算的困難在於波數的指數函數是一個高度振盪的函數，而且核函數具奇異點(singular point)，故數值積分的效率及精確度要求較高。Xu 與 Mal (1985, 1987)曾根據修正之 Clenshaw-Curits 方法，發展含有

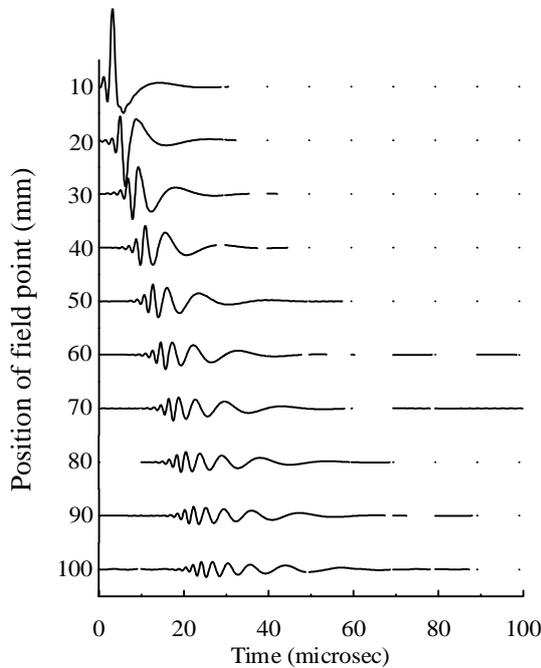


圖四 撓性波格林函數 G_{12} 之核函數透視圖

一維振盪函數的波數積分之可調適數值積分方法，提供波動格林函數數值計算之需。其主要的想法是將核函數以 Chebyshev 多項式展開近似，數值積分的精確度可由 Chebyshev 多項式展開的各項係數來判斷，

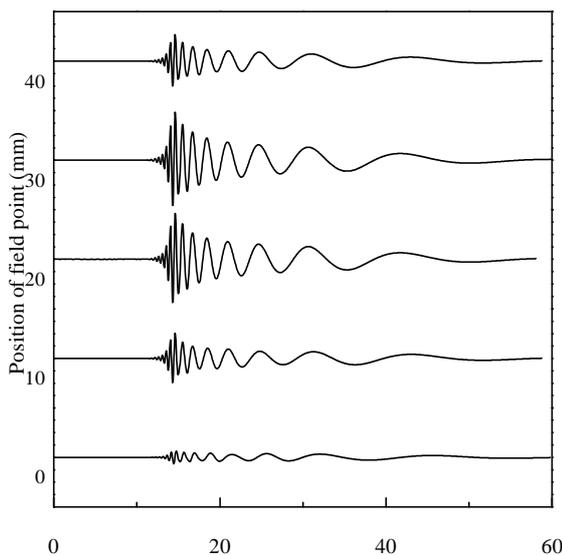
而不必如高斯積分法，必須等到積分完成才判斷，節省了許多計算時間。格林函數及其導函數之核函數 $g(\xi_1, \xi_2, \omega)$ 對於波數 ξ_1 、 ξ_2 而言，具有對稱性或反對稱性。本研究應用 Lih 與 Mal (1992) 及林克劼(1999) 發展的波數積分，數值計算異向性板波之格林函數一階導函數的波數積分。其原理是將積分核函數以 ξ_1 、 ξ_2 的二次多項式近似，而非 Chebyshev 多項式。

本研究以上述之數值積分方法，計算雷射生成之撓性波與延性波的格林函數及其導函數，利用替代理論計算雷射超音波的動態響應，然後以逆向快速傅立葉轉換(IFFT)求得點聚焦及線聚焦雷射超音波的暫態波傳響應。



圖五 點聚焦雷射在 1 mm 厚矽晶圓 110 方向各場點的撓性波位移 w_o

圖五為 1 mm 厚單晶矽晶圓之點聚焦雷射生成撓性波的暫態波位移 w_o 之瀑布圖，因計算僅考慮頻率範圍小於 1 MHz 的動態響應，故 A_1 板波未出現於瀑布圖。當場距為 10mm 時，撓性波的頻散現象尚不明顯，

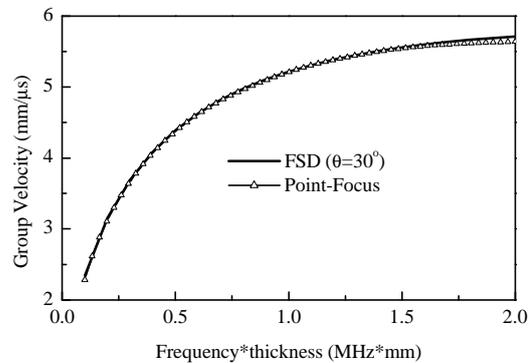


場距增至 30mm 時，高頻的撓性波會較低頻先抵達，板波的頻散現象趨於明顯。隨著場距的增加，振幅逐漸衰減，撓性波的振盪次數也漸次增加。

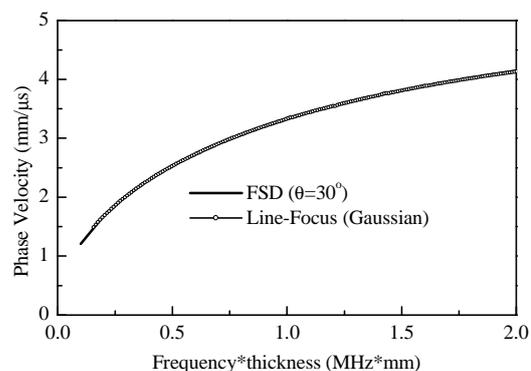
圖六所示結果為線聚焦雷射(線段長 40mm，其法線與單晶矽晶圓 100 夾角 30°)，生成的撓性波暫態位移 w_o 各個場點位於距離源點 80mm 的垂線上。 30° 不是對稱軸，因此各點的振幅都不完全相等。圖六 線聚焦雷射在矽晶圓上與 110 方向夾角 30° 方向波傳(X=80mm)之撓性波位移 w_o 。

圖七所示為依據場距 80、82 mm 處之點聚焦生成板波的暫態訊號，以小波轉換分析計算不同頻率下的相速度，圖中實線為一階剪變形板理論所獲得的理論值，三角形實線則為群速度分析值。其結果顯示在 1.5 MHz 以下，兩者的吻合度非常好，但是在 1.5 MHz 以上，兩者的吻合度逐漸變差。

圖八所示為根據場距 80、82 mm 處之線聚焦生成板波的暫態訊號，以相位頻譜法計算不同頻率下的相速度，發現兩者的吻合度非常好，此項結果與點聚焦的結果(未顯示於本報告)一致，參考葉國泰(2001)。

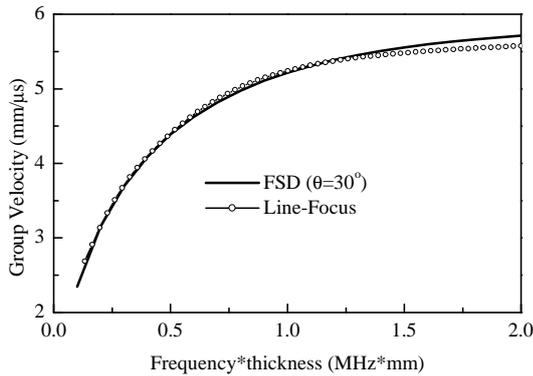


圖七 場距 80、82 mm 之點聚焦生成板波群速度分析值與理論值的比較



圖八 場距 80、82 mm 之高斯分佈線聚焦生成

板波相速度分析值與理論值的比較

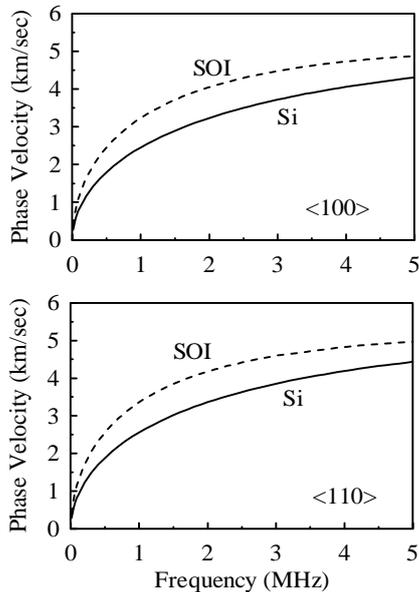


圖九 場距 80、82 mm 之高斯分佈線聚焦生成板波群速度分析值與理論值的比較

圖九所示為依據場距 80、82 mm 處之線聚焦生成板波的暫態訊號，以小波轉換分析計算不同頻率下的群速度，發現兩者的吻合度較相速度分析的結果來得差，分析值在理論值上下飄動。這項結果與其他場距所分析得到的線聚焦生成板波的群速度大致相同，若場距愈近(例如 30、32 mm 的場距)，其結果的吻合度就愈差。這說明線聚焦近場的非等向性波傳現象對於小波轉換分析計算之群速度分析值有不好的影響，但是對於相速度的分析卻無不好影響。

晶圓鍵結之矽晶絕緣體位於兩片矽晶圓的中間層，形成一個上下對稱之三明治結構，非對稱板波(即撓形波)對於該結構材質或缺陷的偵測比較靈敏。圖十所示為單層矽晶圓與含矽晶絕緣之雙層矽晶圓撓性波的頻散曲線正解。當撓性波通過脫層之矽晶絕緣層時，撓形波的相速度及群速度會瞬間發生改變。

本研究另外以延伸拉格蘭吉乘子改進簡單體法反算矽晶圓的材料性質，對於以一階剪變形板理論的剪變形修正係數 $k_4 < 1$ 的收斂有不錯的改進。



圖十 單層矽晶圓及含矽晶絕緣層之雙層矽晶圓的撓性波頻散曲線

四、結論與展望

本研究以一階剪變形板理論及波動之替代理論，數值模擬立方晶體平板之雷射超音波波傳，瞭解板波的生成機制，並以相位頻譜法及小波轉換分析計算雷射生成板波的相速度及群速度，波速的分析值與一階剪變形板理論的理論值比較驗證出暫態響應解的正確性。

點聚焦雷射生成板波的相速度分析值與理論值，在近場距與遠場距比較，都具有高度精確度。點聚焦生成板波的群速度分析值與理論值比較亦很允合，且隨著場距增加，實驗值與理論值愈趨允合，表示群速度分析亦有相當高的準確度，可以提供將來以群速度實驗值反算材料性質之重要參考。

在非等向材料平板的群速度分析上，相速度與群速度之間具有波傳的偏角。在本文分析之 2MHz 以下的頻寬範圍，群速度的波傳角度隨頻率變化而改變。材料性質反算若考慮群速度的波傳偏角，分析結果會更為精確。

以一階剪變形板理論推導熱膨脹力矩張量所對應的格林函數導函數，雖然位移響應 u_0 、 v_0 、 w_0 、 ϕ_x 及 ϕ_y 不為厚度位置的函數，但藉由速度分析驗證理論解的結果顯示，一階剪變形板理論已經可以充分地模擬雷射生成板波的機制，而不失其有效性。本文依據此項結果，以點聚焦生成板波的暫態解為基礎，進一步探討線聚焦生成板波的波傳問題。

線聚焦雷射生成板波的暫態波形顯示，當場距小於 Fresnel limit，非等向性波傳的效應將使得板波的波形趨複雜而難以分辨其模態，隨著場點與源點的距離增加，能量集中的範圍逐漸散開，非等向性波傳的影響效應逐漸減小。線聚焦雷射生成板波的相速度分析值與理論值的誤差亦隨著場距的增加而減少，近場與遠場的暫態波經相位頻譜法分析結果顯示線聚焦數值模擬的正確性。

非等向性波傳效應在單晶矽平板板波群速度分析上有重要影響，應用線聚焦生成板波技術量測群速度時，其場距應大於所考慮頻率範圍最大的 Fresnel limit。在線聚焦遠場的非等向性波傳效應減弱，群速度分析會有較好的結果。本文的數值模擬結果顯示線聚焦雷射生成板波技術無法增進非等向性板波之相速度或群速度量測的精確度。

利用簡單體法反算時，目標函數的特性甚為重要，本文引入延伸性拉格蘭吉乘子，除可縮小尋優範圍之外，還可以減少找到局部最小值造成誤差的機會。反算材料彈性係數及 k_4 時，加入 $k_4 < 1$ 的限制條件可以有效的改進 k_4 之收斂性。 k_4 為剪變形與橫向應

力之間的修正因子， k_4 的收斂受到剪力模數 C_{44} 變動的影響較彈性係數 C_{11} 、 C_{12} 敏感。限制 k_4 的變動範圍，可避免收斂至其他之局部極小值。

參考文獻

- Wolf, S., *Silicon Processing for the VLSI Era, Vol. 2: Processing Integration*, 66-78, Lattice Press, Sunset Beach, California (1990).
- Ghandhi, S., *VLSI Fabrication Principles, Silicon and Gallium Arsenide*, Second Edition, John Wiley & Sons, New York (1994).
- Seol, K. S., Karasawa, T., Ohki, Y., Nishikawa, H., and Takiyama, M., "Thermal annealing behavior of defects induced by ion implantation in thermally grown SiO_2 films," *Microelectronic Engineering*, **36**, 193-195 (1997).
- Schroder, D. K., *Semiconductor Material and Device Characterization*, John Wiley & Sons, New York (1990).
- Rozgonyi, G. A., *Non-destructive X-Ray, Optical and Electrical Materials Characterization Techniques for Silicon-on-Insulator (SOI) Technology*, Final Report to Electronic System Division, Hanscom AFB, Massachusetts (1993).
- Buczkowski, A., Radzinski, Z. J., Rozgonyi, G. A., and Shimura, F., "Separation of the bulk and surface components of recombination lifetime obtained with a single laser/microwave photoconductance technique," *J. Appl. Phys.*, **72**(7), 2873-2878 (1992).
- C. B. Scruby and L. E. Drain, *Laser Ultrasonics, Techniques and Applications*, Adam Hilger, Bristol, England (1990).
- W.P. Maszara, G. geoetz, A. Caviglia, and J.B. Mckitterick, "Bonding of silicon wafer for silicon-on-insulator," *J. Appl. Phys.*, **64**, 4943-4950 (1988).
- W.P. Maszara, "Silicon-on-insulator by wafer bonding: a review," *J. Electrochemical Society*, **138**(1), 341-347 (1991).
- White, R. M., "Generation of elastic waves by transient surface heating," *J. Appl. Phys.*, **34**(12), 3559-3567 (1963).
- Ready, J. F., *Effect of High-Power Laser Radiation*, Chap.3, Academic Press, New York (1971).
- Aki, K. and Richards, P. G., *Quantitative Seismology: Theory and Methods*, Vol. I, Chap. 3, Freeman, San Francisco (1980).
- Scruby, C. B., Dewhurst, R. J., Hutchins, D. A. and Palmer, S. B., "Quantitative studies of thermally generated elastic waves in Laser-irradiated metals," *J. Appl. Phys.*, **51**(12), 6210-6216 (1980).
- Hutchins, D. A., Dewhurst, R. J. and Palmer, S. B., "Directivity patterns of laser-generated ultrasound in aluminum," *J. Acoust. Soc. Am.*, **70**(5), 1362-1369

(1981).

- R. J. Dewhurst, R. J., Hutchins, D. A., Palmer, S. B. and Scruby, C. B., "Quantitative measurements of laser-generated acoustic waveforms," *J. Appl. Phys.*, **53**(6), 4064-4071 (1982).
- Rose, L. R. F., "Point-source representation for laser-generated ultrasound," *J. Acoust. Soc. Am.*, **75**(3), 723-732 (1984).
- Naskano, H. and Nagai, S., "Laser generation of antisymmetric Lamb waves in thin plates," *Ultrasonics*, **29**, 230-234 (1991).
- Wu, L., Cheng, J. C., and Zhang, S. Y., "Mechanisms of laer-generated ultrasound in plates," *J. Phys. D: Appl. Phys*, **28**, 957-964 (1995).
- Sanderson, T., Ume, C., and Jarzynski, J., "Laser generated ultrasound: thermoelastic analysis of the source," *Ultrasonics*, **35**, 115-124 (1997).
- Sanderson, T., Ume, C., and Jarzynski, J., "Longitudinal wave generation in laser ultrasonics," *Ultrasonics*, **36**, 553-561 (1998).
- Doyle, P. A. and Scala, C. M., "Near-field ultrasonic Rayleigh waves from a laser line source," *Ultrasonics*, **34**, 1-8 (1996).
- Royer, D. and Chenu, C., "Experimental and theoretical waveforms of Rayleigh waves generated by a thermoelastic laser line source," *Ultrasonics*, **38**, 891-895 (2000).
- 倪崇勝，立方晶體平板之雷射超音波的生成研究，國立交通大學機械系碩士論文，新竹，臺灣 (2000)。
- 葉國泰，矽晶圓的板波波傳與雷射超音波非破壞評估，國立交通大學機械系碩士論文，新竹，臺灣(2001)。
- Xu, P.-C. and Mal, A. K., "An adaptive integration scheme for irregularly oscillatory functions," *Wave Motion*, **7**, 235-243 (1985).
- Xu, P.-C. and Mal, A. K., "Calculation of the inplane Green's functions for layered viscoelastic solids," *Bull. Seism. Soc. Am.*, **77**, 1823-1837 (1987).
- Lih, S. and Mal, A. K., "Elastodynamic response of a unidirectional composite laminate to concentrated surface loads, Part II," *ASME J. Applied Mechanics*, **59**, 887-892 (1992).
- 林克劫，複材層板微破壞的音洩波傳研究，國立交通大學機械系碩士論文，新竹，臺灣 (1999)。

附 錄

$$F_{11} = D_{11}\xi_1^2 + D_{66}\xi_2^2 + k_4 A_{44} - I\omega^2,$$

$$F_{22} = D_{66}\xi_1^2 + D_{22}\xi_2^2 + k_4 A_{44} - I\omega^2,$$

$$F_{33} = \rho\omega^2 - k_4 A_{44} (\xi_1^2 + \xi_2^2),$$

$$F_{12} = (D_{12} + D_{66})\xi_1\xi_2,$$

$$F_{13} = ik_4 A_{44}\xi_1,$$

$$F_{23} = ik_4 A_{44}\xi_2,$$

$$S_{11} = A_{11}\xi_1^2 + A_{66}\xi_2^2 - \rho\omega^2,$$

$$S_{22} = A_{66}\xi_1^2 + A_{22}\xi_2^2 - \rho\omega^2,$$

$$S_{12} = A_{12}\xi_1\xi_2,$$

$$I = 2\rho h^3/3,$$

$$A_{ij} = 2hQ_{ij},$$

$$D_{ij} = 2h^3Q_{ij}/3.$$