

第十一章 檢測技術

11.1 基礎檢測技術

薄膜厚度、材料複折射率、表面粗糙度、表面微粒子、體積微粒子及次表面缺陷等品質監控是半導體製程工業的重要研發與製程工作。傳統上的表面形狀檢測依所要求之空間解析度不同，使用不同之顯微鏡或其他種接觸及非接觸式量測儀器。隨著高密度積體電路的開發，產品的電流、電阻值也是亟需知道的特性，本節將就目前所使用的一些基礎檢測技術作一介紹。

11.1.1 四點探針

在微機電子系統或產品中，電阻率 (resistivity) 是檢驗成品瑕疵的指數之一。因為半導體中的載子 (carrier) 活動能力與溫度、晶體瑕疵密度及純度等有關，因此電阻率就成為檢驗時相當重要的參數。四點探針量測⁽¹⁾的基本原理是利用霍爾效應 (Hall effect) 來進行量測，其可用來測定載子的活動能力高低。而霍爾效應量測的基本原理是當電流流過一施加磁場的導體中，磁場會對移動中的電荷載子產生橫向力，造成載子被推向導體的一邊，而當兩側累積的正負電荷越來越多時，最後就會和磁場所產生的磁力方向相反而抵銷，如此一來電荷就不再堆積，此時就會在導體兩側產生電位差，這種現象在細長的平板導體最常發生。這種可量測出橫向電位的現象就稱為霍爾效應。目前最常使用來量測半導體電阻率的儀器為四點探針 (four point probe)，即是採用此一原理。

四點探針包含四支線性排列且相當尖細的鎢探針。在進行量測時，這些探針會接觸待測樣品表面，如圖 11.1 所示。已知的電流 I 流過外側兩支探針，而內側二支探針之開路 (open current) 電壓 V 可經由量測而得。理想上此一電壓量測是不會影響原本電流 I 之大小。假設待測樣品的體積是無限大，且探針之間的距離均相等為 s ，則此一半無限 (semi-infinite) 體積待測樣品之電阻率為

$$\rho_0 = 2\pi s \cdot \frac{V}{I} \quad (11.1)$$

第11.1節作者為李舒昇小姐、黃念祖先生、陳逸文先生、李世光先生和李兆祐先生。

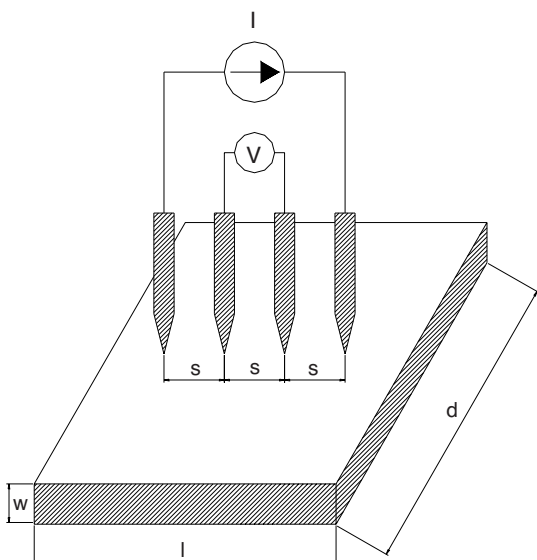


圖 11.1

四點探針量測之探針位置與量測方法示意圖。

在方程式 (11.1) 中， ρ_0 是表示量測到的電阻率，如果待測樣品是半無限體積，則量測到的電阻率與實際的電阻率相等，即待測樣品的電阻率當然是由方程式 (11.1) 中的數值推得。事實上，待測樣品的大小有限，所以通常量測到的電阻率不等於實際的電阻率。Valdes 推導出六個不同邊界狀況下的修正參數⁽²⁾，並顯示通常任何一支探針距待測樣品邊界之最近距離大於 $5s$ 時，電阻率不需要修正。

另外一種狀況是：待測樣品的厚度 w 小於或等於 $5s$ ，可以利用下列方程式計算出真正電阻率：

$$\rho = a \cdot 2\pi s \cdot \frac{V}{I} = a \cdot \rho_0 \quad (11.2)$$

其中 a 是厚度的修正參數，此一修正參數的數值曲線如圖 11.2 所示。

檢驗此一曲線圖可以看出厚度與探針間距比值大於 5 時，相關的修正數值為單位值。因此，待測樣品厚度是探針間距 5 倍時，不需要任何的厚度修正參數。典型的探針間距是 25–60 mils，而通常拿來量測的晶圓厚度只有 10–20 mils，所以很不幸的我們無法忽略此一厚度修正參數。再觀察此一修正曲線，當 w/s 小於或等於 5 時，此一曲線接近直線。因為此曲線圖為對數—對數之座標系，因此本直線的方程式為

$$a = K \left(\frac{w}{s} \right)^m \quad (11.3)$$

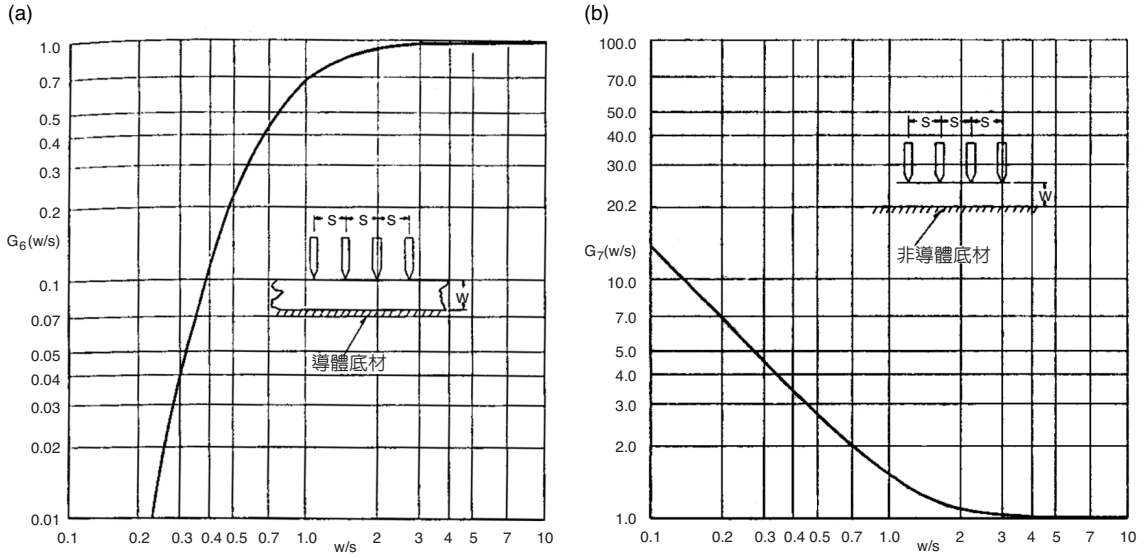


圖 11.2 (a) 底面為導體之條件下，厚度的修正參數 $a(G_6)$ 的數值曲線圖。(b) 底面為非導體之條件下，厚度的修正參數 $a(G_7)$ 的數值曲線圖⁽²⁾。

其中當 $w/s = 1$ 時， K 會相當於 a ；而 m 是此直線的斜率。檢查 $m = 1$ 的案例，利用外差法，在 $w/s = -1$ 時，得到 $K = 0.72$ (此一數值是 $1/(2\ln 2)$)。因此每一片晶圓厚度相等或小於探針間距的二分之一，則 $a = 0.72 w/s$ 。將此一數值代入前述基本方程式，可以得到

$$\rho = 2\pi s \cdot \frac{V}{I} = 4.53w \cdot \frac{V}{I}, \quad \frac{w}{s} \leq 0.5 \quad (11.4)$$

當實驗室中使用的待測樣品符合二分之一關係，則可以使用方程式 (11.4) 來決定 ρ 數值。通常對於每一個實驗的開始材料，我們會進行電阻值 R 量測。此一數值 R 將可對應至底材 (bulk) 電阻值，此一電阻值的單位是 $\text{ohm} \cdot \text{cm}$ 。

如果方程式 (11.4) 的兩邊同除厚度 w ，則

$$R_s = \frac{\rho}{w} = 4.53 \cdot \frac{V}{I}, \quad \frac{w}{s} \leq 0.5 \quad (11.5)$$

上式的 R_s 稱為片電阻值 (sheet resistance)。當厚度 w 非常小，可能是擴散層 (diffused layer) 的時候，則通常量測片電阻值。值得注意的是 R_s 與幾何尺寸無關，只是材料本身的函數。片電阻值的重要性從長方形待測樣品的端點對端點電阻值可看出端倪。

從相似的電阻公式

$$R = \rho \frac{l}{A} = \rho \frac{l}{wd} \quad (11.6)$$

其中 A 指此一長方形之面積，單位為長度之平方 (square)，如果 $d = l$ (正方形)，我們可得 $R = \rho/w = R_s$ ，因此 R_s 可以解釋為一正方形待測樣品的電阻值，正因如此， R_s 的單位是 ohm/sq，即每平方單位歐姆值，此一單位顯示出片電阻值的幾何意義。

至目前為止，我們討論的電阻率量測是建立在假設待測樣品的尺寸大於探針間距，因此通常在底材電阻率的量測中邊界 (edge) 效應可被忽略。然而片電阻值是在晶圓的測試區域中進行量測，通常測試區的尺寸是 2.9 mm × 5.9 mm，與探針間距 (25 mils) 相差不大。為得到精確的量測結果，需要修正邊界效應，所以

$$R_s = C \cdot \frac{V}{I} \quad (11.7)$$

其中 C 是修正因子 (geometric correction factor)。要注意的是當待測樣品的邊界尺寸最短者 (d) 與探針間距 s 之比值大於 40，即 $d/s > 40$ 時，則修正因子 $C = 4.53$ 。此一數值即是方程式 (11.5) 中的相乘因子 (multiplier)。

11.1.2 表面粗度儀

表面粗度儀 (alpha-step profilometer)⁽³⁾ 是用來量測物體的表面輪廓，藉由表面輪廓可知所製作的樣品之粗糙度，判斷製成品之精度良莠。表面粗度儀是利用鑽石所製作的尖頭探針去掃描物體表面，以得到表面輪廓的資訊。與所有的尖頭探針特性相同，此一探針與掃描物體相互作用的掃描區域是有限的。如圖 11.3 所示，探針掃描的運動軌跡橫過物體表面，並且利用一導體感測器記錄了針尖的垂直運動變化。經由針尖運動產生的訊號，可以顯示待測物體的二維表面輪廓。在量測過程中，環境因素對於表面粗度儀的量測結果影響相當大，聲學、機械力學、熱力學與電子的雜訊，可能對量測數據產生干擾，地板的振動必須維持在 0.2 mG 以下。雖然此工具通常放置於與振動隔絕的防震桌，但在操作儀器進行掃描時，應避免碰觸到放置表面粗度儀的桌子。

11.1.3 積分球儀

以散射光方法量測光學元件表面特性之方法，最早發表在 1961 年，由位於美國猶他州

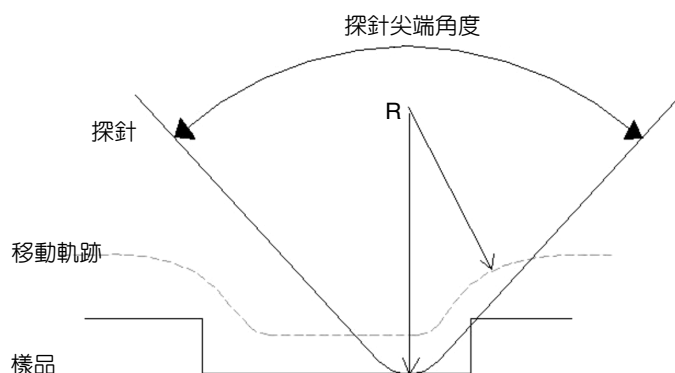


圖 11.3

表面粗糙度儀探針量測範圍示意圖。

中國湖的美國海軍武器實驗室 (China Lake Naval Weapons Center) 之 H. E. Bennett 及 J. O. Porteus 所發表的一篇論文中⁽⁴⁾。該論文詳細的定義出總積分散射光 (total integrated scatter, TIS)，同時並以散射理論推導其與表面均方根粗糙度之關係式。除了建構出理論架構外，Bennet 等人並製作了第一台總積分散射光度量儀 (TIS instrument)，用以量測光學元件表面均方根粗糙度值，當時採用一 Coblentz sphere 來收集不同空間頻譜之散射光。近來 TIS 散射儀的 Coblentz sphere 已漸由積分球 (integrating sphere) 替代。在目前商業化的 TIS 散射儀設計中，入射角均小於 10° ，且僅以純量散射理論做 TIS 與表面均方根粗糙度分析，同時在分析時均不考慮入射檢測光的偏極態。

積分球分析儀 (integrating sphere analyzer) 原理則是以積分球去量測背向散射光，再以散射理論反算表面性質或缺陷等。要量測表面微均方根粗糙度須使反射光訊號最強，故通常均選擇表面材料之布魯斯特角 (Brewster angle) 為入射角，而入射光之偏極態則選擇 s 光 (s-wave)。在此狀況下，部份入射光將穿透表面材料進入裡層，而散射光訊號則主要由表面粗糙引起，根據散射理論推導其表面粗糙度，可以有下列關係式。總積分散射光值 TIS⁽⁴⁾：

$$\text{TIS} = \frac{I_s}{I_r} = \left(\frac{4\pi\sigma \cos\theta}{\lambda} \right)^2 \quad (11.8)$$

其中 I_s 是散射光總能量， I_r 是總反射光能量 (散射光能量加鏡面反射光能量)， θ 是入射角， λ 是波長， σ 是微均方根粗糙度，TIS 是總積分散射光。此時即可以積分球分析儀來量出總積分散射光值 TIS。再根據公式 (11.8) 移項可得

$$\sigma = \left(\frac{\lambda}{4\pi \cos\theta} \right) \sqrt{\text{TIS}} \quad (11.9)$$

即可反算求得物體表面之微均方根粗糙度。

當偵測入射光 (probing light) 掃描到微粒子時，會在背景散射光訊號上產生一突波 (burst) 事件光訊號，此突波事件的經歷時間、強度與微粒子尺寸及材料等性質有關。在已有圖案 (pattern) 的晶圓中，微粒子掃描器典型規格要求為能搜尋出線寬尺寸 1/10 的微粒子。若考慮能搜尋出目前半導體 $1.3\ \mu\text{m}$ 線寬尺寸十分之一微粒子的系統功能需求⁽⁵⁾，此一積分球儀之設計依照散射理論，微粒子訊號下降與其截面積 (或半徑平方) 成正比，因此有一種在已有樣式的晶圓中偵測表面微粒子之方法，乃是利用微粒子訊號較線寬訊號下降更快的現象來進行檢測。而典型的訊號格式如圖 11.4 所示，其中 x 軸是取樣點數， y 軸是光檢測器經放大器後所量得的光訊號電壓值。

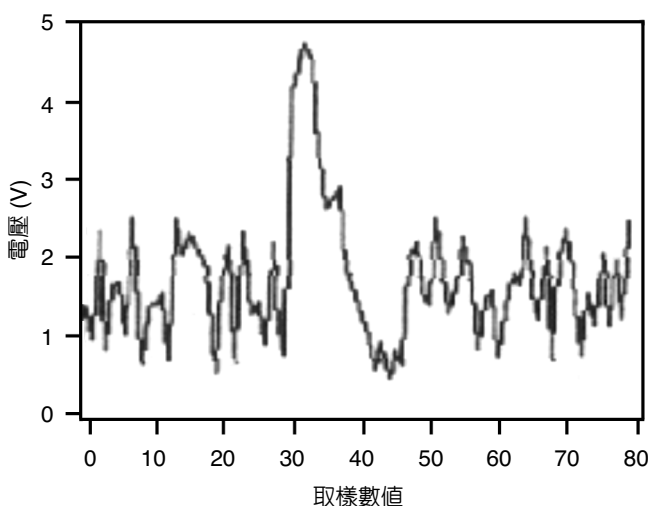


圖 11.4

典型的微粒子訊號。

在檢測體積微粒子部分，須使偵測入射光最強，故入射角仍選擇表面材料之布魯斯特角，而入射光之偏極態則選擇 p 光 (p -wave)。此時大部分入射光將穿透表面材料進入裡層，少部分散射光乃因表面粗糙度引起。在此情況下背景散射光將小於前述之 s 光入射例子。當偵測入射光掃描到體積微粒子時，亦會在背景散射光訊號上產生一突波事件光訊號。同樣地，此突波事件的經歷時間、強度將與微粒子尺寸及材料有關。

次表面缺陷檢測方式如同上段所述，為使探測光最強，入射角仍選擇表面材料之布魯斯特角，且入射光之偏極態亦選擇 p 光。此時大部分入射光將穿透表面材料進入裡層，少部分散射光乃因表面粗糙度引起，在此情況下背景散射光將小於前述之 s 光入射例子。當偵測入射光掃描到如裂紋 (crack) 的缺陷時，將會在背景散射光訊號上產生二突波事件光訊號。此二突波事件訊號的經歷時間、大小及重疊程度決定於裂紋尺寸及探測光束大小。

執行完上述 s 光、 p 光掃描後，表面微方均根粗糙度值、表面微粒子尺寸、體積微粒子尺寸及次表面缺陷已大致獲得，即可得知待測物品表面的所有相關數值。

11.1.4 橢圓偏光儀

橢圓偏光儀 (ellipsometer) 簡稱橢偏儀，也是一種常用的表面微粒子尺寸及粗糙度的量測方法。由於橢圓偏光儀在量測薄膜厚度與複折射率上，是目前最為準確且解析度最高的儀器，因此，其不僅已經成功而廣泛應用在半導體產業，在光學鍍膜與化學工業中的使用也相當多。可量測的範圍有：矽晶圓的氧化膜、氮化膜、矽鍍膜、金屬材料表面吸附膜、銦磷表面上各種膜、ion-assisted film growth of zirconium dioxide、electrochemical studies of oxides on metals、amorphous hydrogenated carbon films、optical properties of sputtered chromium suboxide thin films、ITO 透明導電膜。

橢圓偏光儀此種量測方法是使用全光譜橢圓偏光儀 (spectroscopic ellipsometer) 量測橢圓函數，再藉由等效介質層模型 (EMA models) 以反算粗糙度⁽⁶⁻⁷⁾。橢偏儀的種類計有：零值型橢偏儀 (null ellipsometer)⁽⁸⁻¹⁰⁾、旋轉偏極板型橢偏儀 (rotating-polarizer ellipsometer)⁽¹¹⁾、旋轉分析板型橢偏儀 (rotating-analyzer ellipsometer)⁽¹²⁻¹⁶⁾、旋轉波板型橢偏儀 (rotating-compensator ellipsometer)⁽¹⁷⁾、相位調制型橢偏儀 (phase-modulation ellipsometer)⁽¹⁸⁻²⁴⁾、微調制型橢偏儀 (small-modulation ellipsometer)⁽²⁵⁾、雙調制干涉型橢偏儀 (dual-modulation interferometric ellipsometer)⁽²⁶⁾、分析板偏移型橢偏儀 (analyzer-shifting ellipsometer)⁽²⁷⁾、複合分光型橢偏儀 (compound-splitting ellipsometer)⁽²⁸⁾、相位偏移型橢偏儀 (phase-shifting ellipsometer)⁽²⁹⁾，以及相位解析型橢偏儀 (phase-analysis ellipsometer)。

橢圓偏光儀之目的為量測薄膜之厚度 t 及薄膜或基材之折射率 (refraction index)， n 值，及消光係數 (extinction coefficient)， k 值。基本上，其假設入射光為單頻平面波，故其電場向量可表示如式 (11.10)：

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp\left(-j \frac{2\pi N z}{\lambda}\right) \exp(j\omega t) = \mathbf{E}_0 e^{j(\omega t - Kz)} \quad (11.10)$$

其中 $K = 2\pi/\lambda' = 2\pi N/\lambda$ ， $N = n - jk$ 表示複折射率 (complex refractive index)， n 為折射率， k 為消光係數 (extinction coefficient)， λ 為波長， ω 為角頻率。

假設待測試件為光學等向性結構 (如圖 11.5 所示)，則

$$E_{rp} = R_p E_{ip} \quad (11.11)$$

$$E_{rs} = R_s E_{is} \quad (11.12)$$

其中 E_{rp} 、 E_{ip} 為反射光之 p 光及入射光之 p 光， E_{rs} 、 E_{is} 為反射光之 s 光及入射光之 s 光， R_p 、 R_s 代表 p 光及 s 光之複反射係數。

定義橢圓函數 ρ 為：

$$\rho = \frac{R_p}{R_s} = \tan \psi \exp(j\Delta), \quad \begin{cases} 0^\circ \leq \psi \leq 90^\circ \\ 0^\circ \leq \Delta \leq 360^\circ \end{cases} \quad (11.13)$$

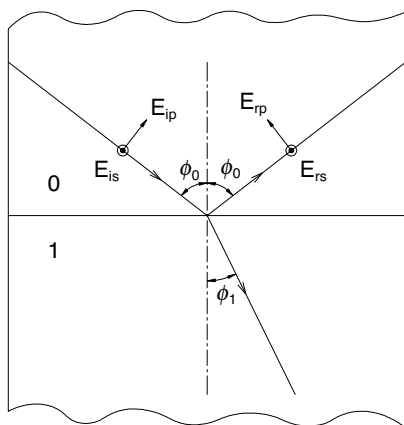


圖 11.5

入射光、反射光及折射光之關係。

其中 $\tan \psi = |R_p|/|R_s|$ 為相對振幅衰減， $\Delta = \arg(R_p) - \arg(R_s)$ 乃是相對相角偏移，而 ψ 、 Δ 皆稱為橢圓角 (ellipsometric angle)⁽³⁰⁾。

橢圓偏光儀之一般架構如圖 11.6 所示為 PMSA 組態；其中 P 代表偏極板 (polarizer)，M 代表相位延遲板 (phase retarder)，S 代表試件 (sample)，A 代表分析板 (analyzer)。

P、M、S、A 各元件對電場之影響可以用公式 (11.14)–(11.17) 之瓊斯矩陣 (Jones matrix) 表示。

$$\mathbf{P} = \begin{bmatrix} \cos^2 P & \sin P \cos P \\ \sin P \cos P & \sin^2 P \end{bmatrix} \quad (11.14)$$

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} e^{j\frac{\delta}{2}} \cos^2 M + e^{-j\frac{\delta}{2}} \sin^2 M & 2j \sin M \cos M \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) \\ 2j \sin M \cos M \sin\left(\frac{\delta}{2}\right) & e^{-j\frac{\delta}{2}} \cos^2 M + e^{j\frac{\delta}{2}} \sin^2 M \end{bmatrix} \quad (11.15)$$

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} \tan \psi e^{j\Delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (11.16)$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \cos^2 A & \sin A \cos A \\ \sin A \cos A & \sin^2 A \end{bmatrix} \quad (11.17)$$

其中， $\mathbf{P}$ 為偏極板之穿透軸角座標， $\mathbf{M}$ 是相位延遲板之快軸角座標， δ 為相位延遲板之相位延遲量， ψ 、 Δ 為試件之橢圓角， $\mathbf{A}$ 是分析板之穿透軸角座標。若入射光之電場向量為 $\mathbf{E}_i$ ，經過各元件之影響後，其電場向量 $\mathbf{E}_r$ 可以表示如式 (11.18)

$$\mathbf{E}_r = \mathbf{A} \mathbf{S} \mathbf{M} \mathbf{P} \mathbf{E}_i \quad (11.18)$$

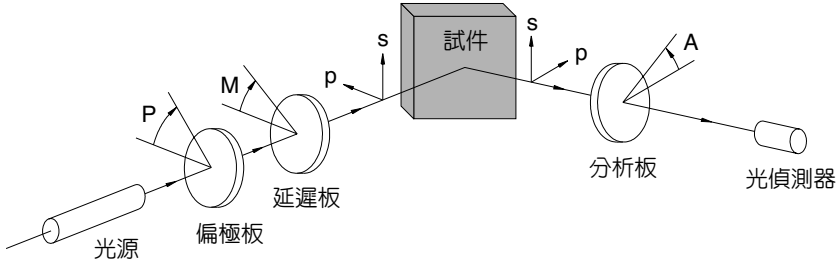


圖 11.6
橢偏儀之一般架構：
PMSA 組態。

故其光強 I 可以整理表示如式 (11.19)：

$$\begin{aligned} I &= G\mathbf{E}_t^+ \mathbf{E}_t = G(\mathbf{A}\mathbf{S}\mathbf{M}\mathbf{P}\mathbf{E}_i)^+ (\mathbf{A}\mathbf{S}\mathbf{M}\mathbf{P}\mathbf{E}_i) \\ &= G(I_0 + I_s \sin\delta + I_c \cos\delta) \end{aligned} \quad (11.19)$$

其中 $\mathbf{E}_t^+$ 是 $\mathbf{E}_t$ 的共軛複數， G 為一常數，且

$$\begin{aligned} I_0 &= (1 - \cos 2\psi \cos 2A) + \cos 2M \cos 2(M - P)(\cos 2A - \cos 2\psi) \\ &\quad + \sin 2A \cos \Delta \sin 2\psi \sin 2M \cos 2(M - P) \end{aligned} \quad (11.20)$$

$$\begin{aligned} I_s &= -\sin 2\psi \sin 2A \sin 2(M - P) \sin \Delta \\ &= I_s(\psi, \Delta, P, M, A) \end{aligned} \quad (11.21)$$

$$\begin{aligned} I_c &= -\sin 2(M - P) [\sin 2M (\cos 2\psi - \cos 2A) \\ &\quad + \sin 2\psi \cos 2M \sin 2A \cos \Delta] \\ &= I_c(\psi, \Delta, P, M, A) \end{aligned} \quad (11.22)$$

若已知某些膜層及基材之膜厚與材料參數，且由實驗量測求得橢圓函數 ρ (或橢圓角： ψ 及 Δ)，則未知膜層參數 t 、折射率 n ，以及消光係數 k 值可以利用反算技巧求得。然而已知橢圓函數及其他參數時，所解得之膜厚 t 、折射率 n 與消光係數 k ，並非唯一。故我們必須先控制幾個參數來得到橢圓函數值，再藉由計算值和實驗值的不同而逼近，迭代出正確的值。

橢圓偏光術之實施步驟舉例如下：

- (1) 變更波長或入射角，以得到不同之實驗資料組 (ψ_m, Δ_m) 。
- (2) 猜測一組解 (t_1, n_1, k_1) 。
- (3) 根據 (t_1, n_1, k_1) 及其他已知參數得到另一組實驗資料組 (ψ_c, Δ_c) 。
- (4) 計算誤差函數 f 。
- (5) 反算：尋求另一組解 (t_1, n_1, k_1) ，使誤差函數 f 為最小值。

因為運算可改變的參數很多，使用者在實驗結果求出後，必須藉由上述步驟 (1)–(2) 來決定一些未知的參數，進而求解，但此非正解，而是需藉此解再反算之前的未知參數，

進而求出誤差函數最小時即為所求；換言之，此反算動作必須重複至求得正確之未知膜層參數 t 、折射率 n 值和消光係數 k 值。所以先建立一資料庫是相當重要之工作，可減少試誤 (try and error) 的次數與運算量，進而快速獲得所要之答案⁽³¹⁻³²⁾。

11.1.5 微／奈米硬度計 (微／奈米壓痕測試儀)

11.1.5.1 前言

壓痕與刮痕測試 (indentation and scratch test) 是兩種在微觀尺度上研究材料 (或薄膜材料) 機械性質與加工行為常用到的方法，其應用範圍包括量測表面結構之彈性係數、微硬度、磨耗特性及黏著強度 (adhesion) 等機械性質。壓痕測試係利用鑽石針尖 (diamond tip) 將之壓入材料表面以量測材料的硬度 (hardness)，也有人利用壓痕測試來量測材料的彈性係數 (elastic modulus)；而刮痕測試一般係利用一個逐漸加載 (ramped loading) 的鑽石針尖在試片表面刮動，直到造成材料表面破壞或脫層 (failure or de-lamination)，來量測薄膜與基材間的黏著強度。傳統的壓痕測試須待壓痕測試儀針尖完全離開材料表面後，對殘留在材料表面的凹痕進行針尖與材料接觸面積 (contact area) 量測。然而接觸面積大小係屬於微米以下等級，以其光學影像 (optical image) 直接量測甚是不易，故通常改採直接量測凹痕深度，再由已知的針尖幾何形狀計算出針尖與材料的接觸面積，因此微／奈米壓痕測試一般亦稱為深度感測壓痕測試 (depth sensing indentation, DSI)⁽³³⁾。

圖 11.7 所示係典型的微／奈米壓痕測試一個完整施力週期的各個階段示意圖。通常加載方式有兩種：一種是採取連續加載直到最大負載；另一種則是逐次加載，而各次加載可能緊接著部分卸載 (partial unloading)。透過部分卸載的過程可以量測所謂的接觸剛性 (contact stiffness, dP/dh)，繼以導出彈性係數和硬度。經由連續部分卸載的操作，壓痕測試可找出彈性係數、硬度與扎入深度的關係。除了間歇性的部分卸載外，接觸剛性的量測亦可利用交變負載 (AC ripple) 的方式來達成。

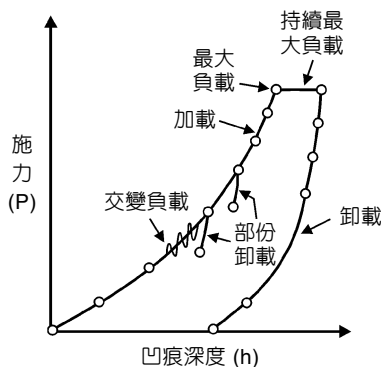


圖 11.7

典型微／奈米壓痕測試一個完整施力週期的各個階段示意圖。

壓痕測試儀的加載控制方式分為兩種：一種是負載控制 (load control)，另一種則是壓痕器深度控制 (depth control)；就實際執行而言，因為材料變形屬於三維問題 (three dimensional problem)，使得負載控制要比深度控制容易得多⁽³⁴⁾。壓痕測試的施力數量級一般而言為毫牛頓 (millinewton, 10^{-3} N)，而力的量測解析度則要求小至微牛頓 (micro-newton, 10^{-6} N) 等級。壓痕測試結果的可靠性取決於實驗數據的分析程序。周延的分析程序不僅可求得材料的彈性模數與硬度，同時也修正可能的系統誤差 (systematic error)。然而，如何將深度量測方法以及量測數據的判讀統一，使薄膜硬度量測形成一具標準化的程序，到目前尚無定論⁽³⁵⁾。圖 11.8 所示係常用的幾種壓痕器形狀，它同時顯示了各式壓痕器的壓痕測試參數 (indentation parameter)。

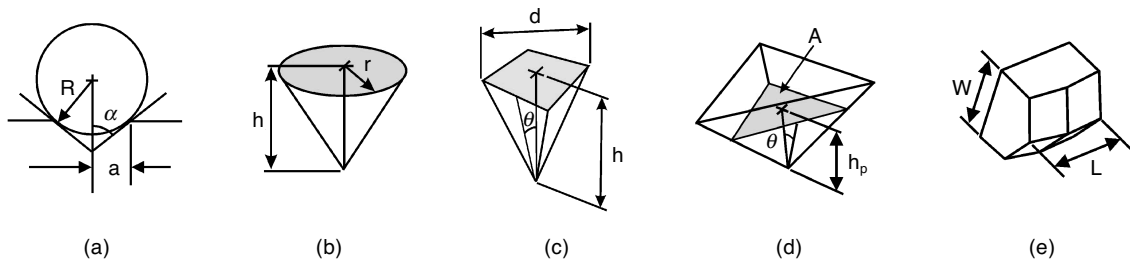


圖 11.8 常用的幾種壓痕器形狀：(a) 球狀，(b) 圓錐狀，(c) Vickers，(d) Berkovich，(e) Knoop。

交變負載壓痕測試技術 (AC-indentation) 係由 Pethica 氏與 Oliver 氏兩人於 1988 年首次提出，並應用在奈米壓痕測試儀 (nanoindenter)⁽³⁶⁾。他們利用一微小的交變電流經過線圈所產生的交變負載 (modulated AC load) 來進行壓痕測試。

本文將探討壓痕測試儀的基本結構、操作原理及數據分析。我們將以鍍在矽基板上一微米厚之鋁膜為範例，詳加解釋交變負載壓痕測試方法及其理論，將以實際測試結果來說明為何交變負載優於單調負載。數項可能影響硬度測試準確性與再現性的因素，諸如探針的位移速率、物質的應變率、測試深度零點的決定以及卸載曲線的決定等也將一一於文中討論。

11.1.5.2 壓痕測試實驗

(1) 具有交變負載能力的壓痕測試系統

利用壓痕測試系統中的伺服驅動結構 (servo-driving mechanism)⁽³⁷⁾，我們可以將單調負載加以調變來產生交變負載的功能，圖 11.9 所示即一典型經調變後在交變負載下探針位移與時間的關係圖 (即 IND 曲線)，放大插圖內顯示探針位移調變後的細部結構。壓痕器的加載與卸載速率分別為 2.6 nm/s 與 5.2 nm/s，調變位移之波峰和波谷波幅 (peak-to-peak amplitude) 為 20 nm (易言之， $\Delta IND = 20$ nm)，相應之調變頻率 (modulation frequency) f_0 為 10 Hz。值得注意的是該調變波幅與調變頻率的選擇取決於壓痕器的位移速率。

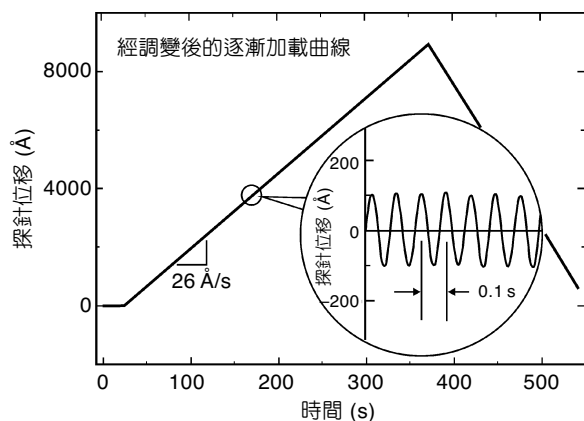


圖 11.9

典型交變負載下探針位移與時間的關係圖。
放大插圖內顯示探針位移調變的細部結構。

圖 11.10 所示係一具備交變負載量測能力的壓痕測試儀之操作方塊圖。該系統除了利用從電容式探測器 (capacitance probe) 的直流輸出 (DC output) 取得探針的扎入深度與負載之外 (參見圖 11.10 中的 IND 與 LC)，該系統另採用兩套鎖相放大器 (lock-in amplifier) 來監控交變負載在頻率 f_0 之波幅 (即 ΔIND 與 ΔLC)。

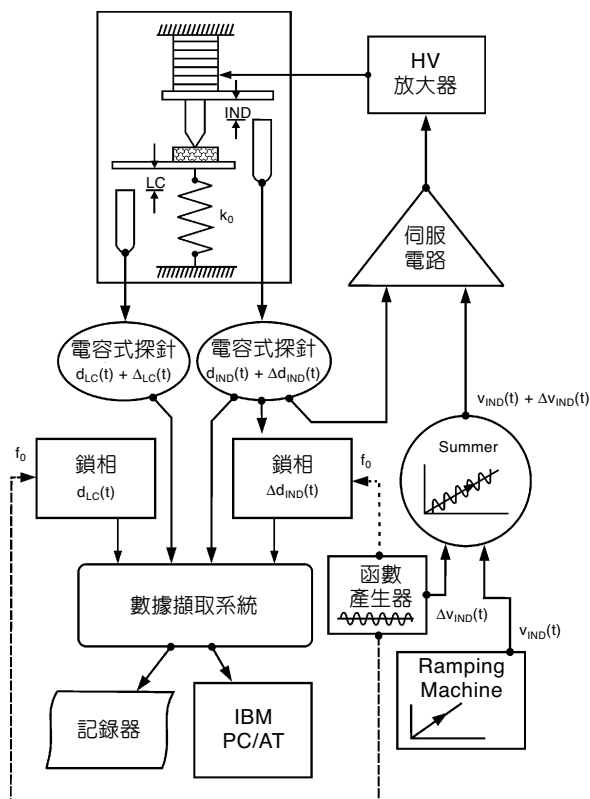


圖 11.10

具備交變負載量測能力壓痕測試儀之操作方塊圖。

(2) 試片與測試條件

① 深度式硬度與光學式硬度

為探究深度量測與光學量測的差異，以及該差異對硬度與彈性係數比值 (H/E ratio) 的關係，我們選擇 H/E 比值差距明顯的兩種試片：一為單晶 Cu<110>，另一為鍍在 Si<110> 基材上 2 μm 厚之 Cr 金屬膜，兩試片 H/E 比值分別為 0.0055 與 0.027。兩試片皆用同一個 Berkovich 型式的壓痕器於相同的條件下進行壓痕測試。測試後利用掃描式電子顯微鏡 (SEM) 進行試片檢查，並量出試片表面殘留的凹痕投影面積，以計算試片的硬度值。

② 交變負載之壓痕測試

為驗證交變負載壓痕測試技術的可行性，我們選擇了 Si <110> 晶片與一 Si <110> 晶片上鍍有 1 μm 厚 Al 金屬膜的試片進行實驗比較。由於兩試片的機械行為差異甚大，若本文提出的技術對該二試片測試均可獲得驗證，則交變負載壓痕測試技術將可適用於寬廣的材料範圍。測試 Si <100> 試片時採用的交變負載頻率 f_0 為 10 Hz，交變負載波幅 ΔIND 為 10 nm；而對於鍍有 1 μm 厚 Al 金屬膜的 Si <100> 試片，仍採用 10 Hz 交變負載頻率，但交變負載波幅 ΔIND 則採用 20 nm。兩試片壓痕器的速度相同：加載時均為 2.6 nm/s，卸載時均為 5.2 nm/s。

③ 應變率效應

我們利用一 0.85 μm 厚、濺鍍 (sputtering deposition) 在覆蓋了一層 SiO_2 的矽晶片上之 Al-2%Si 薄膜，來研究物質應變率對微硬度 (microhardness) 量測的影響。實驗採用 2.5、5.0、7.5 與 10.0 nm/s 等四種不同的加載速率 (loading speed)，但卸載速率 (unloading speed) 則均維持為 10 nm/s。實驗時採用 Berkovich 型式的壓痕器，並進行單調加載與交變負載兩種壓痕測試方式。

11.1.5.3 理論背景

(1) 深度式硬度與光學式硬度

圖 11.11 所示係光學式硬度的量測流程圖，依照這個流程所得到的硬度量測值即所謂的光學式硬度 (optical hardness)。Vickers 與 Knoop 硬度計所量測到的均屬於光學式硬度。深度式硬度與光學式硬度的量測方式接近，但深度式硬度比光學式硬度具有更高的解析度 (resolution) 與靈敏度 (sensitivity)。圖 11.12 所示為深度式硬度的量測流程圖，依照這個流程所得到的硬度量測值即所謂的深度式硬度 (depth hardness)。

圖 11.13 所示係單晶 Cu <110> 壓痕測試結果，實驗顯示光學式硬度與深度式硬度的測試結果甚為接近。圖 11.14 所示係濺鍍在 Si <100> 基材上之 2 μm 厚的 Cr 金屬膜的壓痕測試結果，該結果在壓痕器扎入深度大於 0.1 μm 時，出現光學式硬度小於深度式硬度的異常現象。

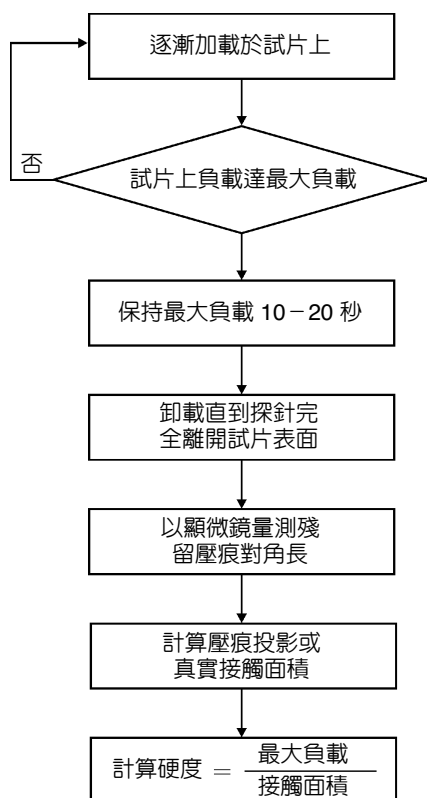


圖 11.11 光學式硬度的量測流程圖。

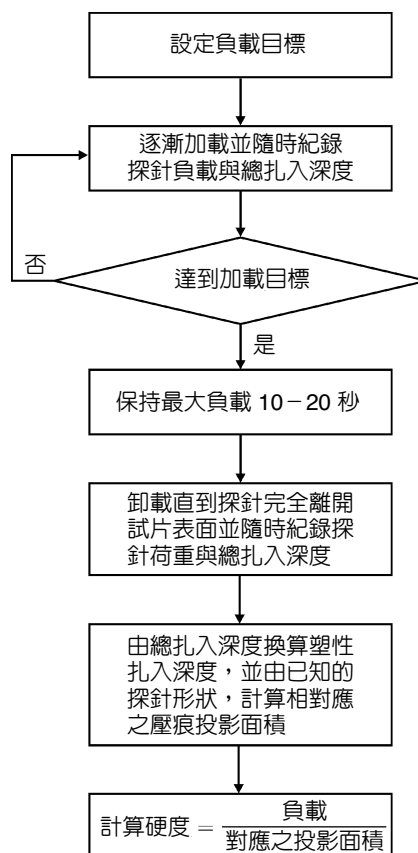


圖 11.12 深度式硬度的量測流程圖。

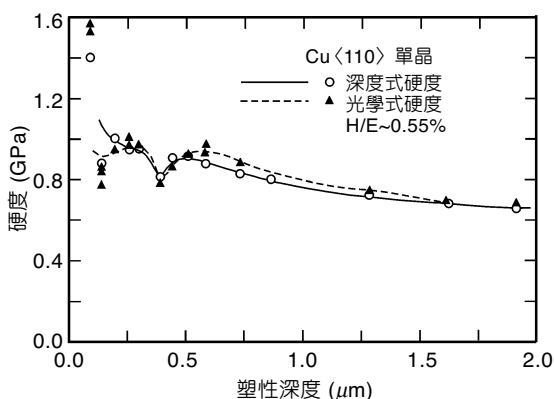
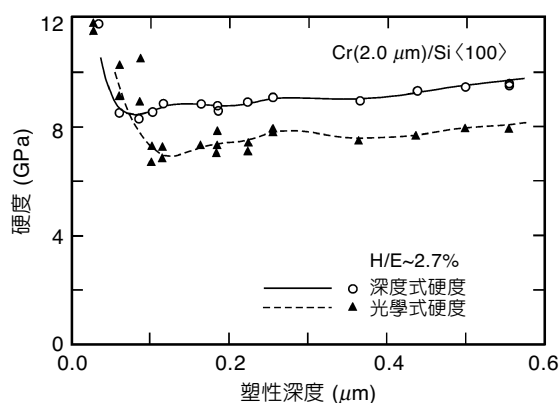
圖 11.13 Cu $\langle 110 \rangle$ 的深度式硬度與光學式硬度，兩者量測值甚為接近。圖 11.14 Cr(2 μm)/Si $\langle 100 \rangle$ 膜系的深度式硬度與光學式硬度，深度式硬度大於光學式硬度，只有在壓痕器扎入深度較淺時例外。

圖 11.15 所示係一低 H/E 比材料 (例如 Cu) 在硬度測試時壓痕形狀隨著負載之演變。由於 H/E 比值低，材料塑性變形大，壓痕形狀接近於探針幾何形狀，因此，兩種硬度測試值相近。反之，如圖 11.16 所示，如果 H/E 比值高 (例如 Cr)，則材料之彈性恢復性 (elastic recovery) 大，因此所計算出之硬度值也相對偏高。

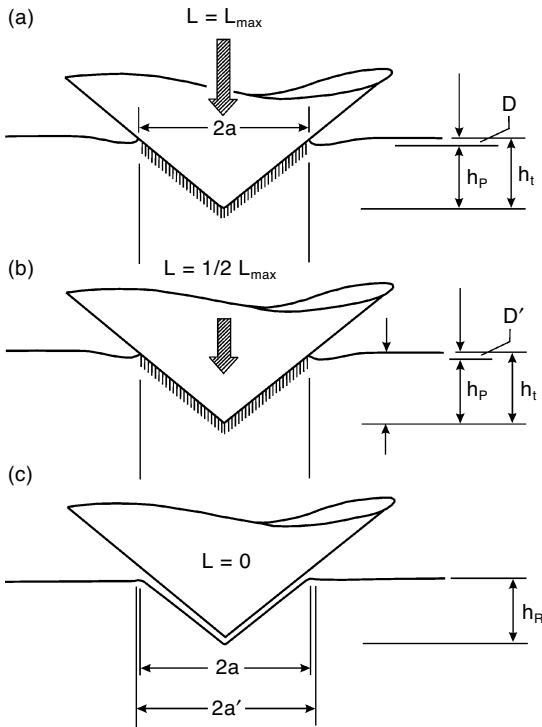


圖 11.15 壓痕測試低 H/E 比材料所呈現的凹痕形狀演變。

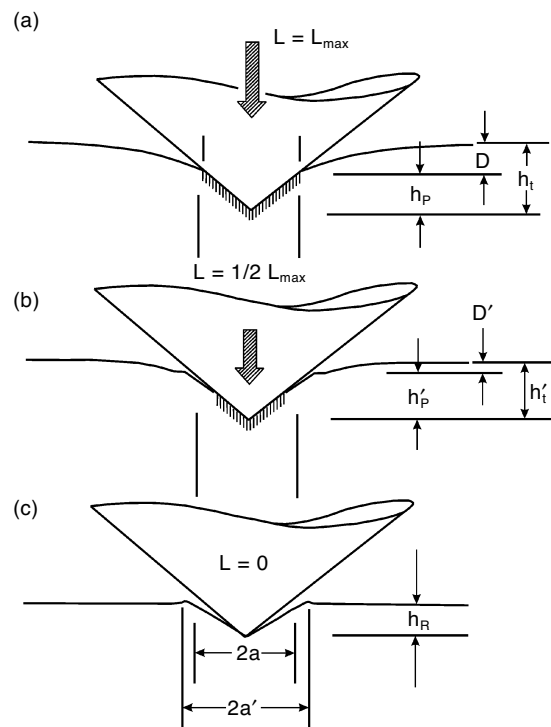


圖 11.16 壓痕測試高 H/E 比材料所呈現的凹痕形狀演變。

(2) 單調加載壓痕測試與鋸齒形加載壓痕測試

圖 11.17 所示係傳統單調加載壓痕測試數據分析流程圖，該分析流程的關鍵步驟有三：① 壓痕器總扎入深度零點的決定；② 卸載斜率 (unloading slope, S) 的取得；③ 總深度 (total depth, h_t) 與塑性深度 (plastic depth, h_p) 間的轉換。傳統上取得塑性扎入深度的辦法是設法從總深度 h_t 中扣除彈性變形所造成的扎入深度⁽³⁷⁻³⁹⁾；壓痕測試一般只包含一個加載階段和一個卸載階段，因而只能提供 $h_p - h_t$ 圖上一個點 (h_p, h_t) 或在 $S - h_p$ 圖的一個點 (S, h_p) (參見圖 11.17)，必須透過多次不同負載的壓痕測試，方能找到 h_p 與 h_t 的相對關係，然後利用曲線擬合 (curve fitting) 求出 h_p 與 h_t 相應的經驗方程式。同樣地，我們也可以經由相同的步驟而求得 $S - h_p$ 的關係圖，然後進行材料的彈性性質分析。

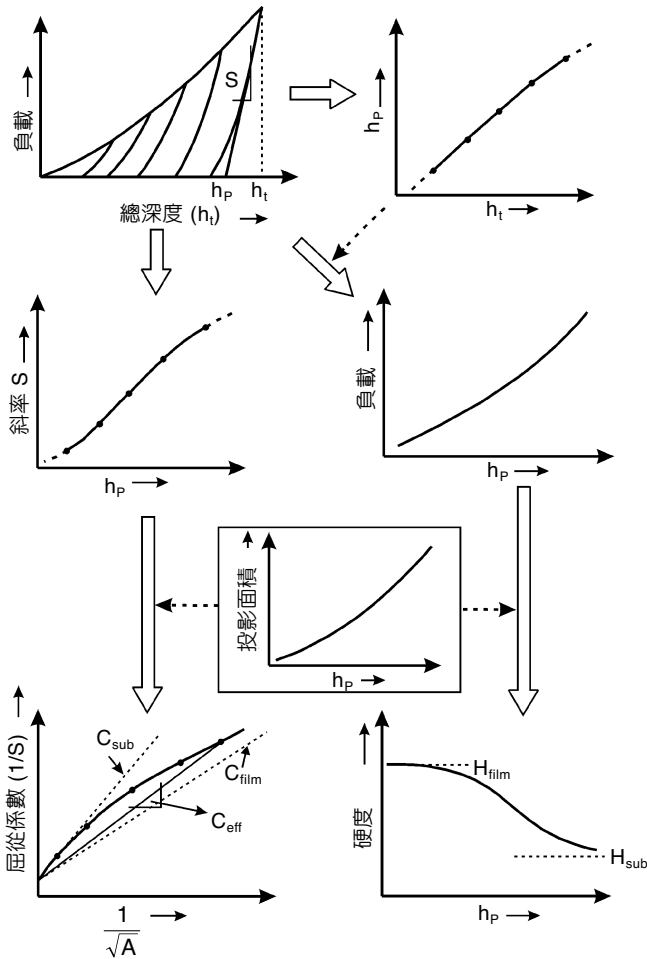


圖 11.17

傳統單調加載壓痕測試數據分析流程圖。

為了減少壓痕測試的次數但又能取得足夠的數據，一種稱之為鋸齒形負載壓痕測試 (zig-zag indentation) 的方法被研發出來，它是在壓痕器加載尚未到達最大負載前即以負載或位移控制的方式施予多次的部分卸載，圖 11.18 (a) 與 (b) 顯示一厚 $2\ \mu\text{m}$ 的 NiFe 薄膜在鋸齒形負載方式的測試下所表現出的機械行為。為了求證鋸齒形負載測試是否會改變受測材料的機械性質，我們也利用單調負載方式針對同一材料進行多次實驗，這些測試結果也均繪製在圖 11.18 (a) 與 (b) 中。顯然這兩種測試結果彼此間甚為吻合，因此鋸齒形負載壓痕測試的有效性得以確認。

(3) 交變負載壓痕測試

若將鋸齒形加載壓痕測試觀念進一步推廣，即在加載時額外施加週期性的卸載 (periodic unloading)，則可以在同一加載過程當中連續得到不同扎入深度時的卸載斜率

(unloading slope)。圖 11.19 說明單調加載、鋸齒形負載與交變負載的觀念。如圖 11.9 放大插圖所示：在單調加載上額外施加一個極小振幅的交變負載，並假設每一次的交變負載絕大部分只造成試片彈性變形，則瞬時的卸載斜率 $S_i(t)$ 可以由下式求得：

$$S_i(t) = \frac{k_0 \Delta LC(t)}{[\Delta IND(t) - \Delta LC(t)]} \quad (11.23)$$

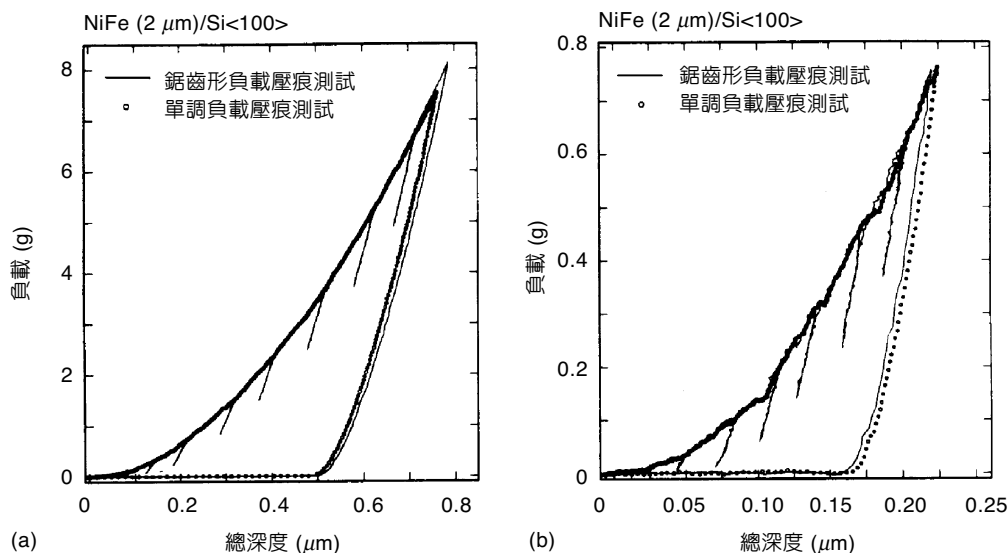


圖 11.18 (a) 鋸齒形負載壓痕測試與單調負載壓痕測試的比較；(b) 施加比 (a) 小甚多之負載進行與 (a) 相同測試所得結果。

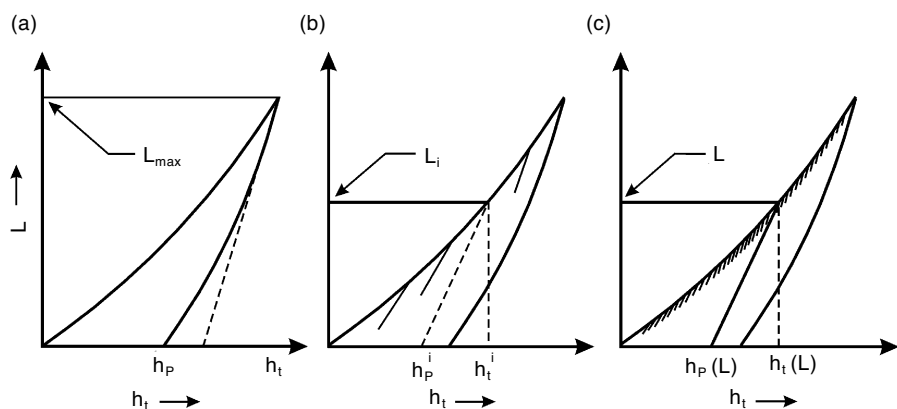


圖 11.19 (a) 單調加載、(b) 鋸齒形負載與 (c) 交變負載壓痕測試的觀念示意圖。

其中 k_0 為荷重元 (load cell) 的彈簧常數 (spring constant)，目前系統的 k_0 值為 $15.98 \text{ g} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ ， $\Delta\text{IND}(t)$ 為交變負載波峰與波谷波幅 (本文 $\Delta\text{IND}(t)$ 採用 10 nm 與 20 nm)， $\Delta\text{LC}(t)$ 則為荷重元對壓痕器振動反應的波峰至波谷波幅。取得瞬時卸載斜率 $S_i(t)$ 後，加載階段瞬時的塑性深度即可利用下式求得：

$$h_p(t) = h_i(t) - \frac{L(t)}{S_i(t)} \quad (11.24)$$

其中

$$L(t) = k_0 \text{LC}(t) \quad (11.25)$$

$$h_i(t) = \text{IND}(t) - \text{LC}(t) \quad (11.26)$$

其中 $\text{IND}(t)$ 為壓痕器位移的直流分量 (DC component)，單位為 μm ； $\text{LC}(t)$ 為荷重元位移的直流分量，單位亦是 μm 。所以，利用交變負載壓痕測試技術，不僅可以取得單調加載測試的數據外，同時還可以連續獲取諸如瞬時的卸載斜率 $S_i(t)$ 與塑性深度 $h_p(t)$ 等額外的材料機械性質資訊。

在證實交變負載壓痕測試技術的確遠勝於單調負載壓痕測試技術之前，首先應該釐清兩個疑點：一是「交變負載壓痕測試是否會改變受測試片的機械性質？」這點可透過實驗進行驗證！其次是必須證明 (11.23) 式具有廣義的正確性。顯然，(11.23) 式、(11.24) 式兩式係基於單調加載觀念所導出的，因此在利用該方程式深入計算 $S_i(t)$ 前，進行廣義的壓痕測試系統模擬推導是較恰當的。

(4) 壓痕測試系統模擬

圖 11.20(a) 所示係壓痕測試儀基本結構示意圖，而圖 11.20(b) 所示則係該壓痕測試儀之分離體圖 (free body diagram, FBD)。該系統的控制方程式可以表示如下 (11.27) 至 (11.29) 式：

$$F(t) - S_{\text{eff}}[d(t) - x(t)] = m\ddot{x}(t) \quad (11.27)$$

$$S_{\text{eff}}[d(t) - x(t)] = k_0 x(t) + \beta \dot{x}(t) \quad (11.28)$$

$$\frac{1}{S_{\text{eff}}} = \frac{1}{S} + \frac{1}{k_m} \quad (11.29)$$

其中 S 為試片接觸剛性 (contact stiffness)， k_0 為荷重元彈簧常數， k_m 為機械剛性 (machine stiffness)， β 為荷重元阻尼係數 (damping coefficient)， $d(t)$ 為壓痕器位移， $x(t)$ 為荷重元位

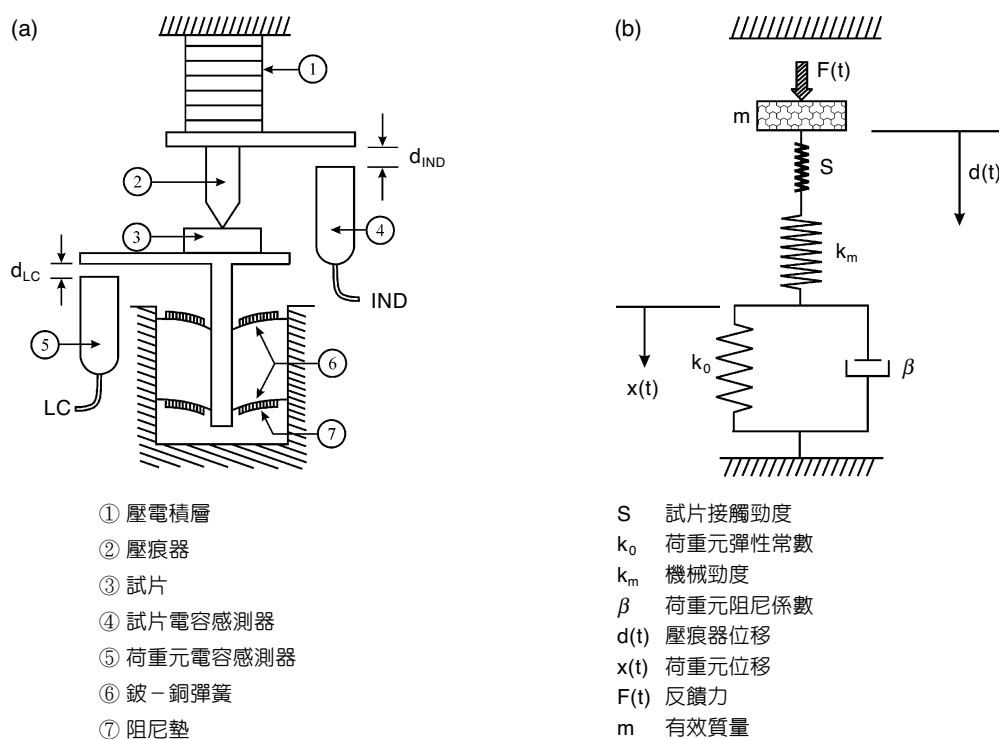


圖 11.20 (a) 壓痕測試儀基本結構示意圖；(b) 壓痕測試儀相應之分離體圖。

移， $F(t)$ 為回饋力 (feedback force)，而 m 則為有效質量 (effective mass)。利用壓痕器於位移控制下的邊界條件，

$$d(t) = d_0(t) \cos \omega t \quad (11.30)$$

於是 (11.28) 式的特解 (particular solution) 可以表示為

$$x(t) = \gamma \cos (\omega t - \phi) \quad (11.31)$$

其中比例常數 γ 可以表示為

$$\gamma = \frac{S_{\text{eff}} d_0}{\sqrt{(S_{\text{eff}} + k_0)^2 + \omega^2 \beta}} \quad (11.32)$$

而相位角 ϕ 為

$$\phi = \tan^{-1} \frac{\omega\beta}{k_0 + S_{\text{eff}}} \quad (11.33)$$

進一步將 (11.30) 至 (11.32) 式帶入 (11.27) 式，可以得到 $F(t)$ 應具有如下的形式：

$$F(t) = d_0 \left[(S_{\text{eff}} - m\omega^2) \cos \omega t - \frac{S_{\text{eff}}^2}{\sqrt{(S_{\text{eff}} + k_0)^2 + \omega^2 \beta^2}} \cos(\omega t - \phi) \right] \quad (11.34)$$

(11.31) 式與 (11.33) 式中的相位偏移 (phase shift) ϕ 在 5–60 Hz 的頻率範圍可由實際測量得之，例如當 $f_0 = 10$ Hz 時 ϕ 值大約是 2° 。其次，阻尼係數 β 也可以透過 (11.33) 式進行估測 (estimation)，對 (11.33) 式所顯示的系統其阻尼係數大約為 $0.04 \text{ g} \cdot \text{s} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ 。將 $\phi = 2^\circ$ 代入 (11.33) 式，可以得到

$$\frac{k_0 + S_{\text{eff}}}{\omega\beta} \sim 29 \quad (11.35)$$

此時，阻尼項 (damping term) 變得不重要而可以略去。令 $\omega\beta = 0$ ，則 (11.32) 式至 (11.34) 式即可分別簡化為

$$\gamma \cong \frac{S_{\text{eff}} d_0}{S_{\text{eff}} + d_0} \quad (11.36)$$

$$\phi \cong 0 \quad (11.37)$$

與

$$F(t) \cong d_0 \left[\frac{S_{\text{eff}} k_0}{S_{\text{eff}} + k_0} - m\omega^2 \right] \cos \omega t \quad (11.38)$$

(11.36) 式可另改寫為

$$S_{\text{eff}} \cong \frac{k_0 \gamma}{d_0 - \gamma} = k_0 \left[\frac{\gamma/d_0}{1 - \gamma/d_0} \right] \quad (11.39)$$

我們可以從 S_{eff} 中分離出機械剛性 (k_m)，而將 (11.39) 式寫成更通俗的形式：

$$\frac{dh}{dL} \equiv \frac{1}{S_{\text{eff}}} = \left[\frac{1}{S} + \frac{1}{k_m} \right] \cong \frac{1}{k_0} \left(\frac{d_0}{\gamma} - 1 \right) \quad (11.40)$$

與

$$\frac{1}{S} = \beta' \frac{1}{E_c} \frac{1}{\sqrt{A}} \quad (11.41)$$

其中 h 為壓痕器的總扎入深度， L 表示所施加的負載， A 為投影接觸面積，而 β' 則為一與壓痕器形狀關係不大的數值因子 (numerical factor)。(11.40) 與 (11.41) 二式在計算薄膜系統的複合彈性係數 (composite elastic modulus, E_c) 時經常用到。

值得注意的是 (11.36) 式中的 S_{eff} 僅為 γ/d_0 的函數；換言之 S_{eff} 是 $\Delta LC(t)/\Delta IND(t)$ 的函數。因此 $\Delta LC(t)$ 與 $\Delta IND(t)$ 個別的絕對數值 (individual absolute value) 對 $S_i(t)$ 的計算並不甚重要， $\Delta IND(t)$ 必須維持於某固定值的限制，因而可以放寬，而交變負載壓痕測試的可行性也因此大幅提高。

11.1.5.4 結果與討論

圖 11.21 及圖 11.22 所示係 Si $\langle 100 \rangle$ 裸晶與 Al(2 μm)/Si $\langle 100 \rangle$ 膜系典型之交變負載壓痕測試結果。於 Al/Si 的實驗過程中，由於加載曲線 (LC) 快速爬升，在決定壓痕器扎入深度零點時，LC 與 ΔLC 均可以提供合理的準確度。但於 Si 裸晶的實驗裡，LC 加載曲線爬昇速率顯較 ΔLC 緩慢，因此透過 ΔLC 的訊號來獲取深度零點是較佳的選擇。

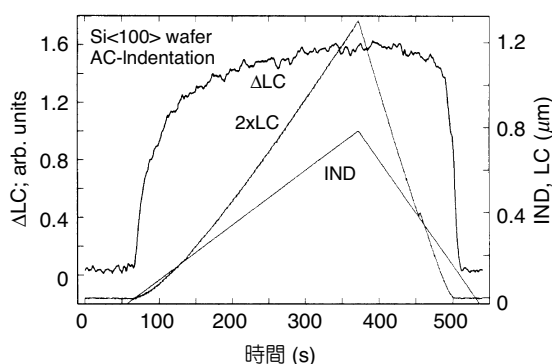


圖 11.21 Si $\langle 100 \rangle$ 裸晶之典型交變負載壓痕測試結果。

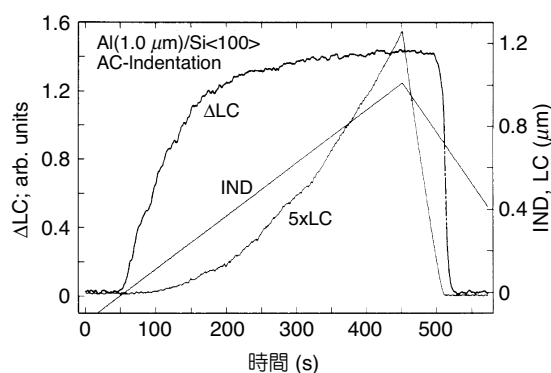


圖 11.22 Al(1 μm)/Si $\langle 100 \rangle$ 典型交變負載壓痕測試結果。

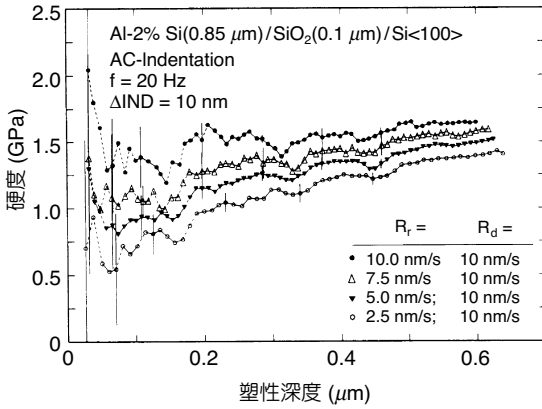


圖 11.23 Al-2% Si(0.85 μm)/SiO₂ (0.1 μm)/Si $\langle 100 \rangle$ 膜系之硬度—塑性深度關係圖。

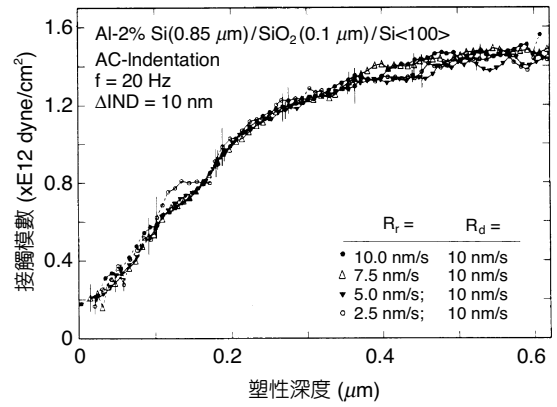


圖 11.24 Al-2% Si(0.85 μm)/SiO₂ (0.1 μm)/Si $\langle 100 \rangle$ 膜系之接觸模數—塑性深度關係圖。

圖 11.23 顯示四個 Al-2% Si(0.85 μm)/SiO₂ (0.1 μm)/Si $\langle 100 \rangle$ 膜系之硬度測試結果。圖 11.24 則顯示同一膜系之接觸模數 (contact modulus) 測試結果，實驗皆採用先前提到的交變負載壓痕測試技術以及數據分析流程。由圖 11.23 可知：當壓痕器移動速率由 2.5 nm/s 逐漸提高到 10 nm/s 時，Al-Si 膜的硬度也隨之提高，其硬度值增加了 ~20% 到 ~80%，且當探測深度愈淺時其硬度變化量也愈大。然而，如圖 11.24 所示，Al-Si 膜的接觸模數與壓痕器的位移速率幾乎沒有關係，四條接觸模數—塑性深度曲線幾近重疊一處。圖 11.24 的結果同時也反映出一個眾所週知的事實：薄膜的彈性性質對測試速率的不敏感性，彈性性質不應隨著測試速率的不同而變化。另外從 Al-Si 膜的實驗中，我們也看到交變負載測試一個重要優點：大幅去除了探測深度零點的不確定性。若非如此，我們將無法確定所測得之 Al-Si 膜硬度增加係由於加載速率的影響或是由於深度零點的漂移所致。

從訊噪比的觀點，交變負載的調變量愈大則訊噪比將愈高。但是為了得到最佳且同時是有意義的結果，有兩個預防措施必須做：① 單調負載增量必須足夠小，使得每一次測試在試片表面所造成的塑性變形小於交變負載波峰與波谷的波幅大小；② 為進行交變負載斜率量測，壓痕器總扎入深度必須存在一個最小值；換言之這是一個進行實驗的接觸條件。

數學上，我們可以將 ΔIND 表示如下

$$\Delta\text{IND} = D + LC \quad (11.42)$$

其中 D 為試片表面因壓痕測試所造成的變位 ($D = (h_i - h_p)$)； LC 為荷重元彈簧的變位。圖 11.25 為壓痕測試儀中探針位移與材料變形的幾何關係示意圖，由此我們可以得到

$$\Delta\text{IND}_{\min} = D + LC + h_p = \Delta\text{IND} + h_p \quad (11.43)$$

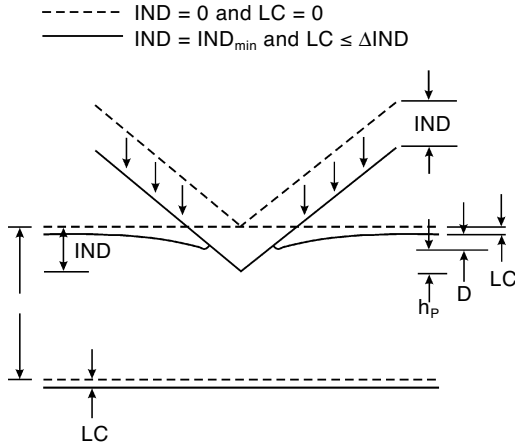


圖 11.25

壓痕測試儀中探針位移與材料變形的幾何關係示意圖。

由於 h_p 與材料的機械性質直接相關，不同的試片其 h_p 值可能差異很大；不過透過 (11.43) 式我們可以估計出壓痕器的最小行進距離，於是可確保交變負載量測的有效性。假設材料處於彈性變形範圍，令 $h_p \rightarrow 0$ ，可以輕易得到 IND 的下界 $IND_{\min}$ 為

$$IND_{\min} = \Delta IND \quad (11.44)$$

而當 h_p 不為零時，我們可以得到 LC 的上界 $LC_{\max}$ 為

$$LC_{\max} = \Delta IND \quad (11.45)$$

11.1.5.5 結論

薄膜的破壞機制與壓痕器的幾何形狀直接相關，薄膜本身的機械性質與複合膜層的機械性質通常也是不一樣的，同時壓痕測試所處理的係一個多變數的量測，而我們亦無法製造出兩根完全相同的壓痕器，為確保系統量測的穩定性與試片的均勻性，建立壓痕器針尖形狀函數的標準校正程序極其重要，因它關係著測試結果的準確性與結果的重複性。

奈米壓痕與薄膜量測技術是以現有的奈安培電流量測與電磁控制之微力技術，加上原子力顯微鏡、光學顯微鏡之表面形貌量測，配合奈米級致動控制之儀器技術，以量測標準技術為發展基礎，結合新奈米材料與壓痕器技術而成。在微力量測技術部分，未來預期建置磁力平衡式之微力校正器 (1 mN–10 μ N) 與高精度微力校正器 (10 μ N–10 nN)，並建立防止干擾技術；而在壓痕材料技術部分，預期將進行壓痕器尖銳與鍍膜技術之建立、奈米材料之壓痕測試，以及鍍膜與基板效應之研究。

11.2 薄膜殘餘應力量測技術

在微機電系統和超大型積體電路製程中，薄膜技術是一重大關鍵。然而，薄膜材料在成長或沉積的過程中會產生殘餘應力，為了增加微機電系統和半導體元件的可靠性，該殘餘應力的量測在薄膜製程就扮演一個重要角色。傳統的薄膜應力可由晶片的曲率半徑變化來決定，近年來由於微機電系統技術漸趨成熟，許多利用微機械製造結構來量測薄膜應力的方法被提出，和傳統的量測技術相比較，這類方法有三項優點：(1) 靈敏度佳，因為微機械製造結構之厚度等於薄膜之厚度；(2) 能量測薄膜的局部以及平均應力；(3) 不受底材平坦度的影響。本文將介紹七種利用微機械製造結構量測薄膜應力的基本原理及其應用。

11.2.1 簡介

遠在十九世紀中期，利用蒸鍍 (evaporation) 或濺鍍 (sputtering) 的方式將材料沉積 (deposit) 在底材 (substrate，通常是矽晶片) 表面的技術就已經被發明。由於這層材料的厚度約在數十埃 (angstrom, Å) 至數微米範圍，遠較底材的厚度小幾個數量級，因此稱之為薄膜 (thin film)。近年來，基於薄膜材料在電、磁、光等方面的特性，使它被廣泛的應用在許多不同的領域，例如：半導體、微電子、感測器，以及資料存取 (硬碟機) 等^(40,41)。以資料存取方面的應用為例，薄膜技術可用於製造硬碟機的讀寫頭 (read/write head) 和滑子 (slider)^(42,43)、硬碟片儲存資料的磁性層⁽⁴⁴⁾、硬碟片 (甚至磁帶) 表面防磨損的保護層等^(45,46)，以及正在發展中的定位制動器和滑子懸吊系統^(47,48)。然而，薄膜材料成長 (growth) 或沉積的方式，例如：熱氧化 (thermal oxidation)、濺鍍、蒸鍍和化學氣相沉積 (chemical vapor deposition, CVD)，都會使這些在底材表面的薄膜產生殘餘應力 (residual stress)^(49,50)。

殘餘應力的存在，容易直接或間接造成微機電系統 (MEMS) 和半導體元件的形變及壽命減短，進而影響製程的良率 (yield)，以下列舉兩個實例來說明。例一，如圖 11.26 電子顯微鏡 (scanning electron microscope, SEM) 照片所示，一微機械製造的平坦式彈簧 (flat gimbal spring) 受殘餘應力的直接影響而產生挫曲 (buckling) 形變⁽⁵¹⁾。此乃因為彈簧的材料是熱成長的二氧化矽薄膜，它的熱膨脹係數和矽單晶底材不同，當熱氧化的步驟完成，將試片從爐管取出時，試片的環境溫度遽降約攝氏 1000 度，使得薄膜產生一殘餘應力。例二，如圖 11.27 所示，為光學顯微鏡所拍攝電腦硬碟機讀寫頭線圈部份的照片，從照片上可明顯觀察到線圈和其底材分離，以致造成短路⁽⁵²⁾。此現象是因為由濺鍍產生的薄膜會存在一殘餘應力 (本例為壓應力)，當這層薄膜和其底材附著 (bond) 情形不良時，此壓應力便可能造成它們分離。因此，為了增加微機電系統和半導體元件的可靠性，量測薄膜在製程中所產生的殘餘應力是一項監視與評估製程的重要指標。

目前最普遍且已商品化的薄膜應力量測技術，是以量測晶片在沉積薄膜材料於其表面前後所產生的曲率半徑變化得之⁽⁵³⁾。但是這種量測技術有二項缺點：(1) 靈敏度不佳，因為

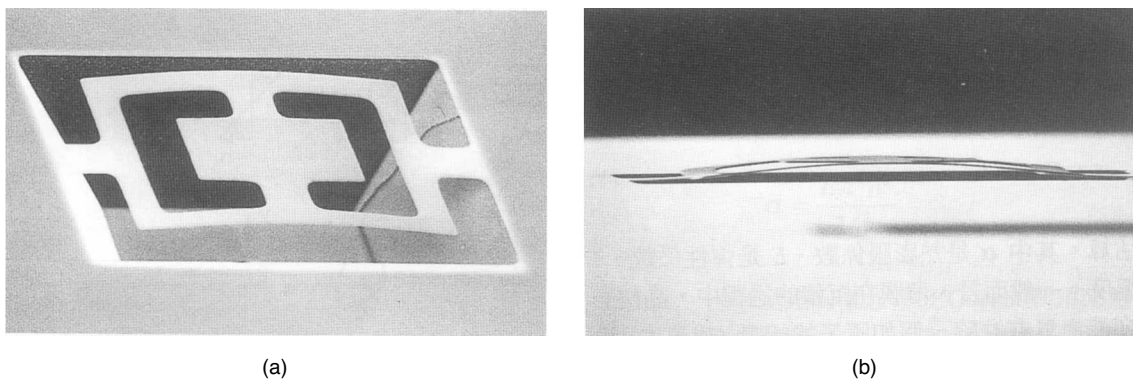


圖 11.26 微機械製造平坦式彈簧的 (a) 透視圖及 (b) 側視圖⁽⁵¹⁾。

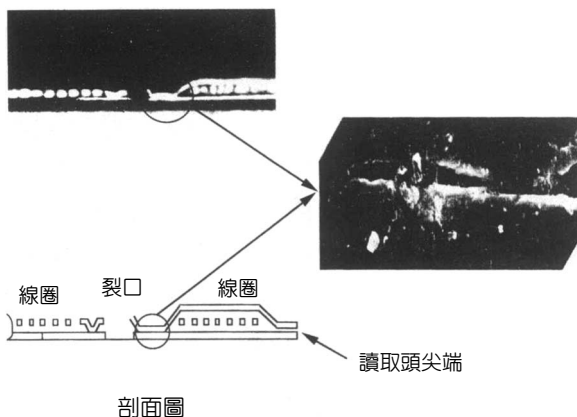


圖 11.27

電腦硬碟機讀寫頭剖面圖，局部放大的光學顯微鏡照片顯示二層薄膜分離的情形⁽⁵²⁾。

底材厚度遠大於薄膜；(2) 只能量測薄膜的平均應力。此外，底材的平坦度也會造成量測的誤差。

近年來由於微機電系統技術漸趨成熟，許多利用微機械製造結構 (micromachined structure，以下簡稱微機械結構) 來量測薄膜應力的方法被提出，這些方法的原理是利用待測的薄膜來製造微機械製造檢測結構 (micromachined diagnostic structures，以下簡稱微檢測結構)，再由微檢測結構的形變來量測薄膜應力。因為在批量生產 (batch fabrication) 的過程中，微檢測結構可同時製造在晶片每一角落，因此可對晶片的不同區域作局部的薄膜應力量測。根據上述諸項特性可發現，利用微檢測結構的薄膜應力量測技術和目前的量測技術相比較，有以下三項優點：(1) 靈敏度佳，因為微檢測結構和薄膜之厚度相同；(2) 能量測薄膜的局部以及平均應力；(3) 不受底材平坦度的影響。

以下將簡短地說明薄膜應力的種類和其對薄膜或微機械結構可能造成的影響。並介紹七種利用微檢測結構之變形來量測不同種類的薄膜應力的技術。

11.2.2 薄膜應力的種類和影響

薄膜殘餘應力 (以下簡稱薄膜應力) 的種類可依照其產生的原因區分為「熱應力 (thermal stress)」與「內應力 (intrinsic stress)」⁽⁴⁹⁾。「熱應力」的形成在前面例一已加以說明，「熱應力」的大小可由一項關係式

$$\sigma = E\alpha\Delta T \quad (11.46)$$

來估算。其中 α 是熱膨脹係數、 E 是彈性係數、 T 是溫度。一般而言，薄膜在沉積的過程中，晶格的排列都會具有缺陷，假如原子的能量 (或溫度) 過低，使得這些缺陷無法經由再結晶 (recrystallization) 或回復 (recovery) 的方式消除時，這些缺陷會造成「內應力」。簡言之，製程的溫度較高時，殘餘應力是以「熱應力」為主，反之則以「內應力」為主⁽⁴⁹⁾。

在單一軸向上 (uniaxial) 的殘餘應力可表示為下列多項式的總和，

$$\sigma = \sum_{k=0}^{\infty} \sigma_k \left(\frac{y}{h/2} \right)^k \quad (11.47)$$

如圖 11.28 所示，薄膜厚度為 h ，以該薄膜中間平面為原點之座標為 y ，其範圍為 $(-h/2, h/2)$ 。假如我們只考慮取至公式 (11.47) 的一次項展開來得到殘餘應力的近似解，則殘餘應力可視為是由一「均勻應力 (uniform stress, σ_0)」和一「梯度應力 (gradient stress, $\sigma_1(2y/h)$)」疊加 (superpose) 而成⁽⁵¹⁾，其中均勻應力還可細分為壓應力或張應力。在實際的製程中，均勻應力產生的原因可視為是某種薄膜的整體效應所造成，例如公式 (11.46) 所描述的熱膨脹係數和溫度與底材的差異；另一方面，梯度應力產生的原因則可視為是某種薄膜的局部效應所造成，例如薄膜在沉積或成長時，其厚度方向的原子層之間的溫度差異。以上諸項應力對材料分別造成不同類型的破壞，例如，壓應力造成如圖 11.26 所示的挫曲形變，而張應

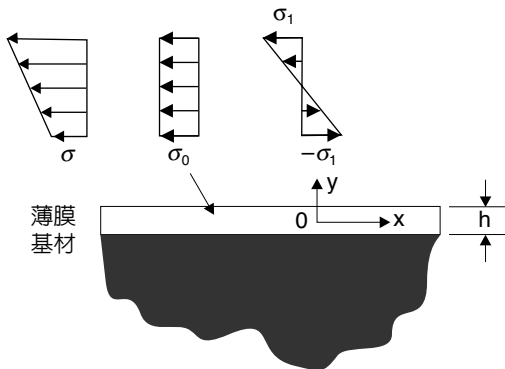


圖 11.28

薄膜殘餘應力 σ 的示意圖⁽⁵¹⁾。

力會導致薄膜產生裂縫 (crack)⁽⁵⁴⁾。至於梯度應力則會產生一等效的彎曲力矩 (bending moment)，使得微機械結構彎曲變形。

11.2.3 微檢測結構和薄膜應力量測技術

利用微檢測結構量測薄膜應力的方式可約略分為兩種，即「自發性」檢測與「觸發性」檢測。所謂「自發性」檢測，即是微檢測結構在無任何外力作用的情況下，純粹藉由殘餘應力的釋放而使微檢測結構產生形變，然後經由量測微檢測結構的原始形狀和形變後形狀之間的差異，輔以合理的邊界條件，即可計算薄膜應力的大小^(51,55-59)；而其他不屬於「自發性」檢測範疇的檢測方式則統稱為「觸發性」檢測⁽⁶⁰⁻⁶⁵⁾，其特點為需藉由其他外力輔助來對微檢測結構施加一已知外力，然後藉由量測微檢測結構的機械行為來得知薄膜殘餘應力的情形。接下來，本文將以這兩種檢測技術為區分，來介紹目前常見的幾種薄膜殘餘應力檢測技術。

微檢測結構在釋出應力後的形變，基本上可區分為「同平面 (in-plane)」和「出平面 (out-of-plane)」兩種。以圖 11.29 所示微懸臂樑為例，樑的軸向形變 (亦即長度的增長或縮短) 是「同平面形變」，因為樑的形變和樑在同平面；相反的，樑的彎曲 (bending) 形變是「出平面形變」，因為樑的形變和樑不在同平面。由於微檢測結構幾何形狀的特性，造成量測「同平面形變」和「出平面形變」形變量的方式有很大的不同。其中微檢測結構的「同平面形變」可利用光學顯微鏡來量測，而「出平面形變」則可利用光學干涉儀來量測。

一般微檢測結構的尺寸，長和寬大約是數十至數百微米，而厚度 (亦即是薄膜的厚度) 則大約是 0.1 至數微米，可預計微檢測結構的形變量大約只有 0.01 至數微米。然而，一般的光學顯微鏡放大倍率約為 1000 至 2000 倍，顯然量測的精度是不夠的，因此量測「同平面形變」的方式往往須利用較複雜的檢測結構將形變量放大，以利量測。然而微檢測結構

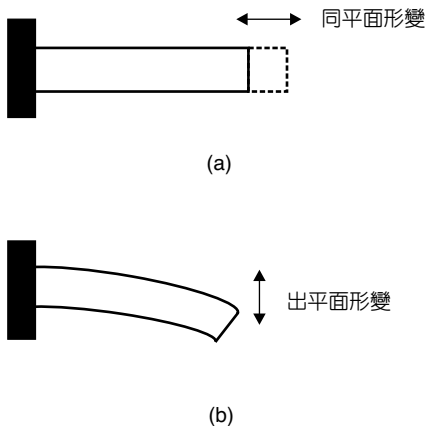


圖 11.29

微結構的形變狀況，(a) 同平面形變，及 (b) 出平面形變⁽⁵¹⁾。

之「出平面形變」可經由光學干涉儀精確地量至奈米 (nanometer) 級尺寸。因此「出平面形變」的微檢測結構可得到較高的量測精度。

因為篇幅的限制，以下僅舉出七種不同的薄膜應力量測方式提供讀者參考。前五種屬於「自發性」檢測，而其他兩種則為「觸發性」檢測。在「自發性」檢測中，本文將分別介紹四種利用體蝕刻技術 (bulk micromachining) 製造的微檢測結構，以及利用面蝕刻技術 (surface micromachining) 製造的微檢測結構，其種類依次為：① 量測壓應力的「後挫曲法 (post-buckling)」，② 量測張應力的「T 形結構法」，③ 可同時量測壓應力或張應力以及梯度應力的「邊界旋轉法 (boundary rotation)」，④ 用來量測厚度很薄之薄膜的「雙層結構法」，以及 ⑤ 可放大「同平面形變」的「微游標尺法 (vernier)」。最後，再以靜態量測的「突衝電壓法」及動態量測的「結構振動法」為例子說明「觸發性」檢測的概念。

(1)「自發性」檢測

① 後挫曲法⁽⁵⁵⁾

由材料力學的觀念得知，一根兩端被夾緊 (clamped) 的樑，若受一定值的均勻壓應力，則樑會存在一相對應的長度值稱為「臨界挫曲長度」(critical buckling length, L_{cr})，使得樑的長度小於 L_{cr} 時不會產生挫曲，但是當其長度增大到大於 L_{cr} 時，樑會開始挫曲。假如找到 L_{cr} ，則可以根據下式計算樑所受的均勻壓應力的大小

$$\sigma = \frac{E\pi^2 h^2}{3L_{cr}^2} \quad (11.48)$$

上述的概念曾被 Guckel 利用來量測公式 (11.47) 裡的均勻壓應力⁽⁵⁶⁾，其構想很簡單，就是利用待測的薄膜作出如圖 11.30 所示許多長度不同的微橋狀樑 (樑的兩端皆被夾緊)，經由光學顯微鏡觀察可判斷某一長度的微樑開始挫曲形變，然後得到 L_{cr} ，再經由公式 (11.47) 計算出薄膜的均勻壓應力。

然而，根據 Hutchincon 的分析⁽⁶⁶⁾，假如微橋狀樑在沒有均勻壓應力作用的情形下就已彎曲，則 L_{cr} 並不存在，因微橋狀樑的挫曲形變可發生在任何長度，而挫曲幅度 (buckling amplitude) 則隨著微橋狀樑的長度而逐漸增加。實際的微橋狀樑，會因為種種原因使其在均勻壓應力尚未作用就已存在「起始形變」，例如，薄膜除了壓應力外還存在如公式 (11.47) 裡的梯度應力、幾何結構的不規則、或邊界條件 (將於下節討論) 等。圖 11.31 所示為一微橋狀樑受壓應力後，其挫曲幅度和樑的長度的關係圖，其中實心和空心點分別代表量測兩種不同截面形狀的樑所得到的挫曲幅度。由此可發現即使最短的樑都存在形變，尤其是梯形截面的樑，因此理想狀況下所探討的 L_{cr} 在實際製造的微橋狀樑中並不容易存在。如果利用找出 L_{cr} 的方式來計算壓應力，會因為判斷 L_{cr} 發生的位置而造成誤差，例如對圖 11.31 的空心點而言，很難斷定挫曲發生在 36 μm 、40 μm 、44 μm 或 48 μm 長的樑。

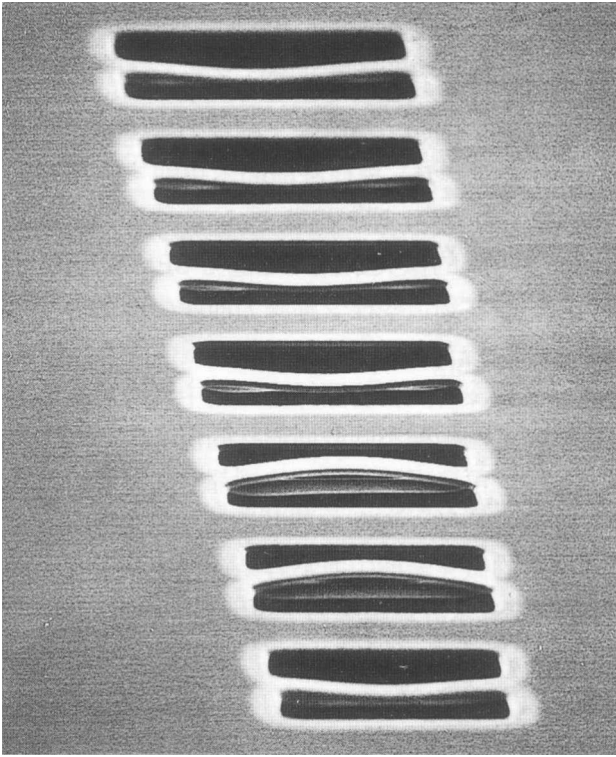


圖 11.30

微橋狀樑釋出應力後挫曲的情形。本照片只顯示 7 根樑，實際上共有 28 根不同長度的微橋狀樑⁽⁵⁵⁾。

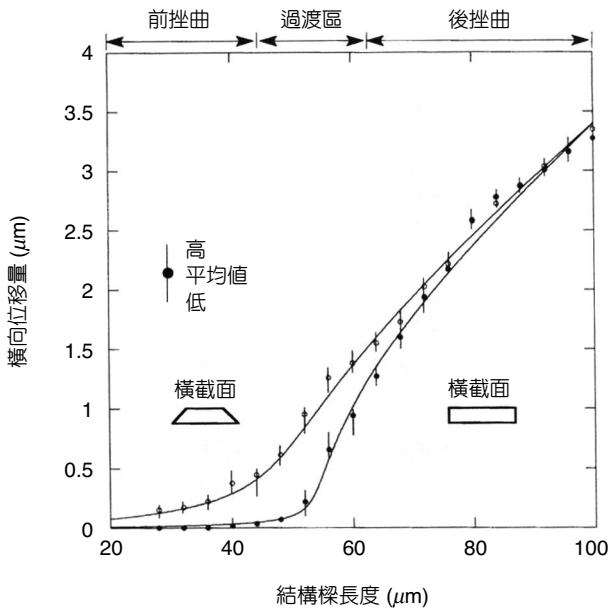


圖 11.31

由量測和分析所得的微橋狀樑挫曲幅度和長度之關係。其中實心點和空心點分別表示矩形和梯形截面積的微橋狀樑的量測結果，而實線則是利用分析模式對量測數據做曲線擬合後所得⁽⁵⁵⁾。

根據上述特性，Fang 和 Wickert 提出以一非線性挫曲模式，同時並考慮微橋狀樑的「起始形變」 w^* 的方法，如圖 11.32 虛線所示，來取代公式 (11.48) 的理想線性挫曲模式。其中力和微橋狀樑形變 w 的關係為

$$EI(w_{,xxx} - w^*_{,xxx}) + EA\left[\varepsilon - \frac{1}{2L} \int_0^L (w^2_{,x} - w^{*2}_{,x}) dx\right] w_{,xx} = 0 \quad (11.49)$$

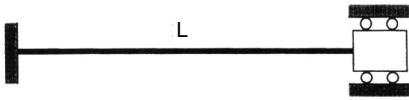
經過代入合理的微橋狀樑的形變曲線函數後，公式 (11.49) 可化簡為

$$w_{\max}^2 + \left(16 \frac{I}{A} - \frac{4}{\pi^2} L^2 \varepsilon - \gamma^2 L^2\right) w_{\max} - 16 \frac{I}{A} \gamma L = 0 \quad (11.50)$$

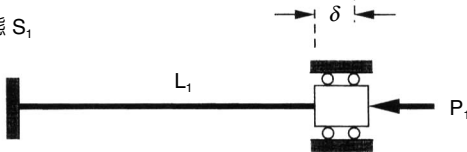
其中 $w_{\max}$ 表示樑的挫曲幅度， ε 表示薄膜的殘餘應變， γ 代表樑的「起始形變」的程度，而 I/A 代表樑的截面慣性矩除以截面積。由公式 (11.50) 得知，假如變數 ε 、 γ 、 I/A 已被決定，則公式 (11.50) 可視為樑的挫曲幅度和樑的長度的關係式。換言之，如果測得樑的挫曲幅度和樑的長度的變化關係，則可以利用公式 (11.50) 對此變化關係作曲線擬合 (curve fit) 來決定變數 ε 、 γ 、 I/A 。

Fang 和 Wickert 利用量測 $2 \mu\text{m}$ 厚的熱成長二氧化矽薄膜殘餘應力的實例來說明本法的應用，根據上述關係，首先在待測薄膜上製造如圖 11.30 所示不同長度的微橋狀樑，然後量測樑的挫曲幅度和樑的長度的變化關係，如圖 11.31 的實心和空心點所示，最後以公式

(a) 自然狀態 S_0



(b) 壓縮狀態 S_1



(c) 挫曲狀態 S_2

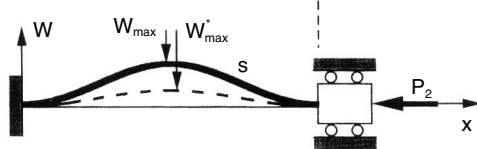


圖 11.32

橋狀樑受力作用後挫曲的三種不同狀態，(a) 起始狀態，(b) 受力後尚未挫曲的狀態，及 (c) 挫曲後的狀態，其中虛線表示橋狀樑的起始形變⁽⁵⁵⁾。

(11.50) 對量測的數據作曲線擬合得到圖 11.31 裡的實線，如此便可決定係數 ε ，亦即薄膜的應變。根據「後挫曲法」得到本例的熱成長二氧化矽薄膜殘餘應力 σ_0 是 -0.270 GPa。

② T 形結構法⁽⁵⁷⁾

由於薄膜壓應力具有使微檢測結構挫曲的特性，因此可利用「出平面形變」方式進行量測。但是薄膜張應力卻不易使微檢測結構產生「出平面形變」，因此張應力大部分都是以「同平面形變」技術來量測。

「T 形結構法」是較早被提出來量測薄膜張應力的技術。它的原理很簡單，圖 11.33 所示為本法所提出的 T 形微檢測結構，當薄膜下面的底材經由背部蝕刻 (back side etch) 穿透後，即形成一 T 形結構，同時薄膜內部的殘餘應力也被釋放出來。假如把 T 形結構視作兩根微機械樑的組合，如圖 11.33(a) 所示，則樑 1 將因釋出殘餘張應力而收縮，由於樑 1 和樑 2 彼此相聯結，因此樑 1 的收縮將使得樑 2 也產生形變，如圖 11.33(b) 所示。本法即根據樑 2 的形變量來計算薄膜張應力。

樑 1 和樑 2 間受力和形變的關係可以看作如圖 11.34 所示一根兩端被夾緊的樑 (樑 2)，受到均佈力 (uniform distributed force) q 作用後在樑的中點產生位移 δ 的典型材料力學問

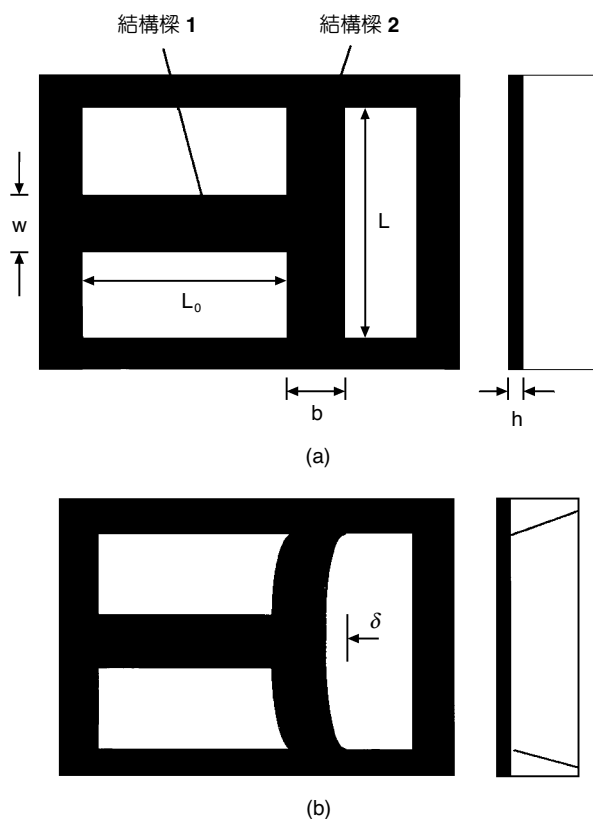


圖 11.33

T 形結構在 (a) 尚未蝕刻底材釋出殘餘應力，和 (b) 蝕刻底材釋出殘餘應力後產生形變的比較圖⁽⁵⁷⁾。

題。此一施予樑 2 的均佈力 q ，是由樑 1 的形變造成的，因此 q 和位移 δ 的關係為

$$\delta = \frac{q}{Eh} \left[\frac{w}{16b^3} \left(wL^3 - w^2L + \frac{w^3}{2} \right) + \frac{3w}{4b} (1+\nu) \left(L - \frac{w}{2} \right) \right] \quad (11.51)$$

其中 L 、 w 、 h 、 b 如圖 11.33 所示為 T 形結構的幾何參數， ν 是指波松比 (Poisson's ratio)。因為樑 2 的剛性 (stiffness) 也會限制樑 1 的形變，所以 q 和薄膜張應力的關係是

$$q = hE \left(\frac{\sigma}{E} - \frac{\delta}{L_0} \right) \quad (11.52)$$

由以上的推導得知，只要量測樑 2 的中點位移 δ 即可由公式 (11.51) 和公式 (11.52) 計算應力值。

本方法有兩個缺點，首先，為了使形變量容易被顯微鏡觀測，往往須使用較大的微檢測結構，例如參考文獻 18 裡所採用的 T 形結構大約需 $4000 \mu\text{m}$ 長、 $1600 \mu\text{m}$ 寬的面積，然而下面即將介紹的邊界旋轉法的微檢測結構只需 $200 \mu\text{m}$ 、長 $180 \mu\text{m}$ 寬的面積⁽⁵¹⁾。其次，樑 2 本身所受的薄膜張應力以及樑 1 和樑 2 的界面上所受的位移限制，都因為分析較複雜而被忽略。

③ 邊界旋轉法⁽⁵¹⁾

一般力學裏所謂的夾緊邊界條件是指如圖 11.35(a) 所示的情形，滿足該項邊界條件的兩項要素是結構在邊界處不能移動和轉動。根據上述特性，當圖 11.35(a) 所示的懸臂樑釋出殘餘應力 (壓應力或張應力) 後，只會引起樑在長度方向上的「同平面形變」(伸長或收

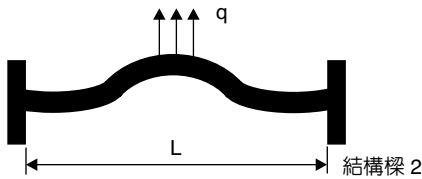


圖 11.34 T 形結構樑 2 的部分受力和變形的模型⁽⁵⁷⁾。

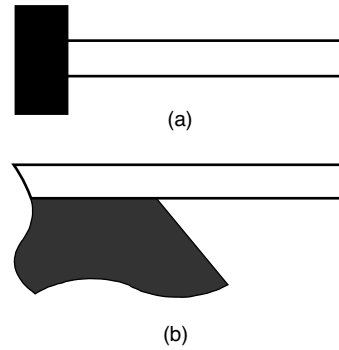


圖 11.35 (a) 傳統的夾緊邊界條件，和 (b) 一般微機械結構的夾緊邊界條件之比較⁽⁵¹⁾。

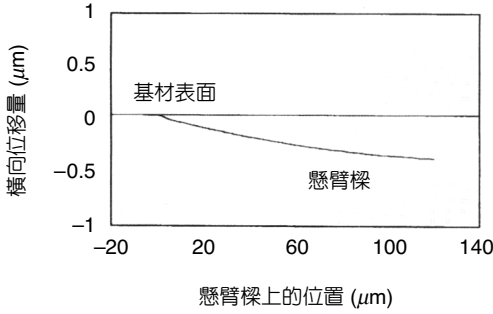


圖 11.36

由光學干涉儀測得之微懸臂樑的形變曲線⁽⁵¹⁾。

縮)。然而，根據 Fang 和 Wickert 的實驗發現，微懸臂樑在邊界處存在轉動⁽⁵¹⁾。如圖 11.36 的量測結果顯示一根 120 μm 長、20 μm 寬、2 μm 厚的二氧化矽微懸臂樑在釋出殘餘應力後，除了彎曲形變外，還在其邊界處產生明顯的旋轉位移，以致無法滿足傳統的夾緊邊界條件，這是因為許多由薄膜所製成的微機械結構的邊界處並不同於圖 11.35(a) 所示之模型，而較接近圖 11.35(b) 所示之情形，其中薄膜和底材接觸的面（下表面）的位移受到底材的限制 (constraint)，而未和底材接觸的面（上表面）卻仍然可以自由移動；因此當圖 11.35(b) 所示的微懸臂樑釋出殘餘應力後，會造成微懸臂樑在邊界處產生一項以下表面為固定點的「邊界旋轉效應」。

當薄膜從微懸臂樑的自由端釋出殘餘壓應力時，微懸臂樑邊界的上表面會因膨脹產生位移，因此迫使微懸臂樑向下旋轉，圖 11.37 的有限元素分析結果即用來模擬這項特性。圖 11.37(a) 所示的有限元素分析模型為一厚度是 h 的薄膜， L_1 的區間表示薄膜仍然和底材附著住的部分，而 L_2 的區間則表示底材已被蝕刻的微懸臂樑的部分。從圖 11.37(b) 有限元素分析的結果得知，當薄膜應力釋出後微懸臂樑會產生旋轉位移。另外從圖 11.37(b) 中間和右邊的元素放大圖發現，微懸臂樑的形變只發生在邊界處附近，而微懸臂樑的其他部分，特別是遠離邊界的區域，只有旋轉位移的效應。同理，假如薄膜從微懸臂樑的自由端釋出殘餘張應力，微懸臂樑邊界的上表面會因收縮產生位移，使得微懸臂樑向上旋轉。所以根據微懸臂樑旋轉的方向即可判斷薄膜所受的應力狀態。另外，殘餘應力的大小會決定微懸臂樑旋轉的角度，因此根據微懸臂樑旋轉的角度即可判斷薄膜所受應力的大小。經由有限元素分析可得到均勻應力的大小和微懸臂樑旋轉角度的關係如下：

$$\theta_0 = \frac{\sigma_0}{E} (1.33 + 0.45\nu)(-0.0146h + 1.02) \quad (11.53)$$

除了均勻應力外，公式 (11.47) 裡的梯度應力也同樣會使邊界產生旋轉的現象，然而它造成的效應遠較均勻應力造成的效應小。由有限元素分析得知，梯度應力的大小和微懸臂樑旋轉角度的關係為

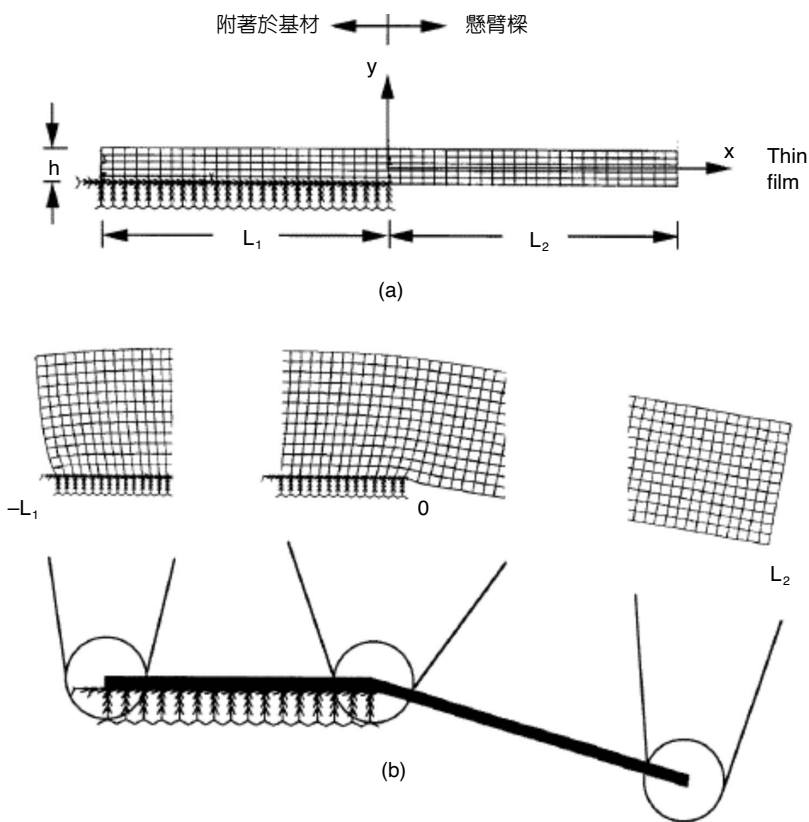


圖 11.37

(a) 微懸臂樑的有限元素分析模型，(b) 有限元素法模擬樑在釋出壓應力後產生的形變⁽⁵¹⁾。

$$\theta_1 = \frac{\sigma_1}{E} (0.0086h^2 - 0.047h + 0.81) \quad (11.54)$$

當殘餘均勻應力釋出後，微懸臂樑除了如圖 11.38(a) 所示，因邊界旋轉產生的「出平面形變」外，還會有如圖 11.38(b) 所示，使得微懸臂樑本身長度改變的「同平面形變」，因為長度的改變量很小，所以這項效應可被忽略。同樣的，殘餘梯度應力釋出後，微懸臂樑除了因邊界旋轉產生的「出平面形變」外，還會產生如圖 11.38(c) 所示的彎曲形變，這是因為梯度應力會對微懸臂樑造成一等效的彎曲力矩 (bending moment)。梯度應力和彎曲形變的關係則為

$$\sigma_1 = \frac{Eh}{2r} \quad (11.55)$$

其中 r 是微懸臂樑在彎曲形變後的曲率半徑。最後可得知，微懸臂樑「出平面形變」的總量為

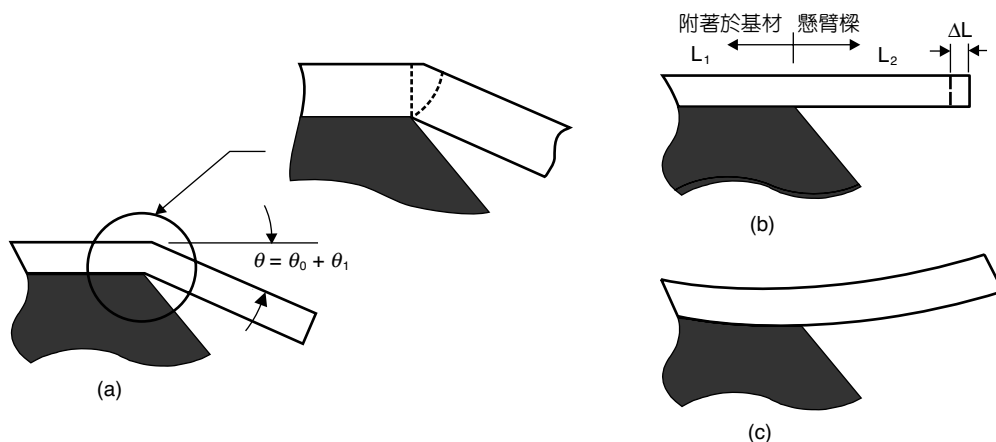


圖 11.38 微懸臂樑在釋出圖 11.28 所示之殘餘應力後，可能發生的三種形變：(a)邊界旋轉、(b)長度改變及 (c)彎曲變形⁽⁵¹⁾。

$$y = (\theta_0 + \theta_1)x + \frac{x^2}{2r} \quad (11.56)$$

其中

$$y_r = (\theta_0 + \theta_1)x \quad (11.57)$$

為圖 11.38(a) 所示的邊界旋轉造成和微懸臂樑的長度成線性關係的形變 (線性項形變)，而

$$y_b = \frac{x^2}{2r} \quad (11.58)$$

為圖 11.38(c) 所示的等效彎曲力矩造成和微懸臂樑的長度成平方關係的彎曲形變 (平方項形變)。藉由有限元素分析法的模擬結果，可在圖 11.39 觀察到四種可能的微懸臂樑形變方式，例如左上角顯示的是薄膜承受壓應力狀態的均勻應力，以及逆時鐘方向等效彎曲力矩的梯度應力時，微懸臂樑的形變曲線。

以下利用兩個實例來說明本方法的應用，首先討論厚度為 $2\ \mu\text{m}$ 的熱成長二氧化矽薄膜。根據上述的原理可在待測薄膜上做出如圖 11.40 所示的檢測用微懸臂樑，經由光學干涉儀量測一根長度為 $120\ \mu\text{m}$ 的微懸臂樑後，得到其「出平面形變」的總量如圖 11.41(a) 所示。因為圖 11.41(a) 所示之總形變曲線須滿足公式 (11.56) 的形變曲線函數，所以可利用圖 11.41(a) 之形變曲線來擬合 (fit) 公式 (11.56)，以便決定公式 (11.56) 的兩個係數 $(\theta_0 + \theta_1)$ 和

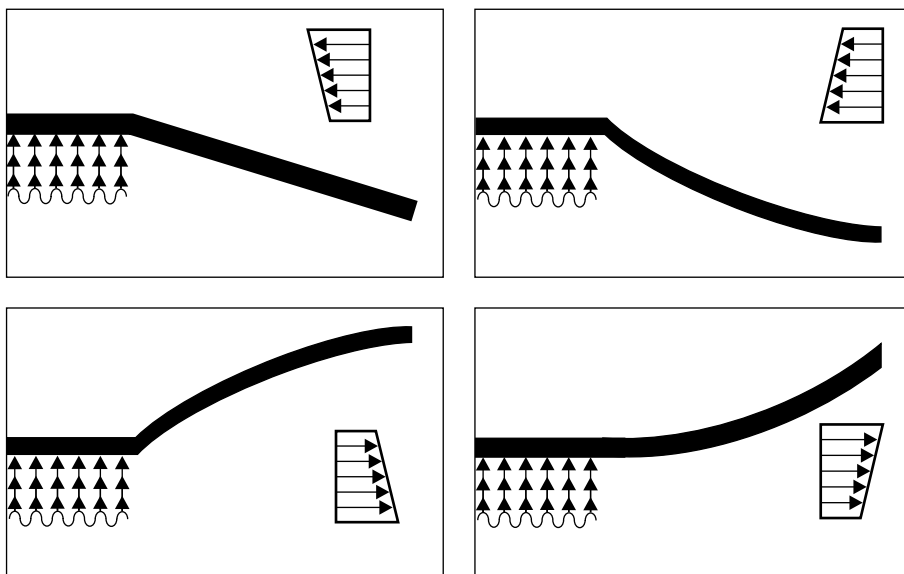


圖 11.39
不同的殘餘應力
釋放後，可
造成四種不
同的微懸臂
樑形變曲線。

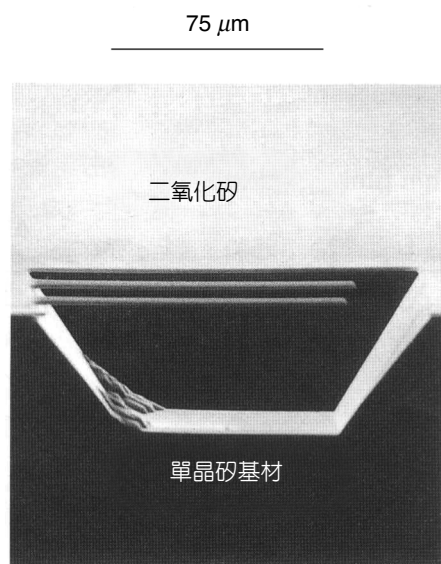


圖 11.40 由體微機械製造技術製造的
二氧化矽微懸臂樑⁽⁵⁸⁾。

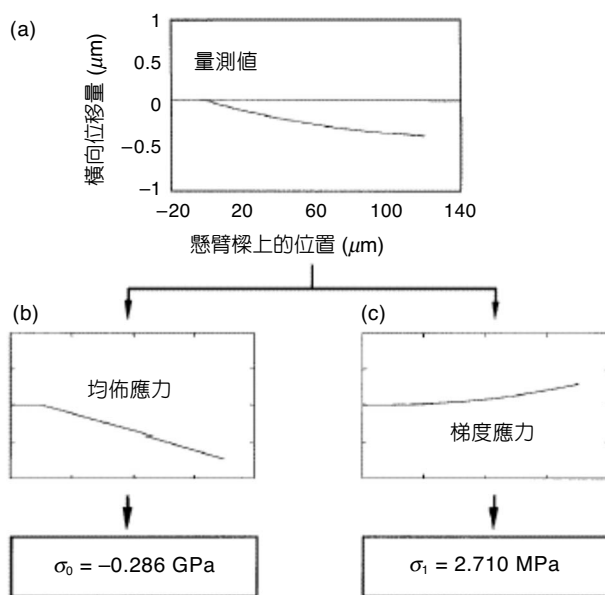


圖 11.41 (a) 由光學干涉儀測得的 2 μm 厚的二氧化矽微懸臂樑的總形變曲線。總形變曲線可分解為 (b) 邊界旋轉，和 (c) 彎曲形變⁽⁵¹⁾。

$1/2r$ ，換言之，可將圖 11.41(a) 之形變曲線分解成圖 11.41(b) 和 (c) 所示的邊界旋轉和彎曲形變，以便決定彎曲形變的曲率半徑和邊界旋轉的角度。最後只要將曲率半徑 r 代入公式 (11.55) 即可計算出梯度應力的大小，再將此結果和邊界旋轉的角度代入公式 (11.53) 和公式 (11.54) 即可計算出均勻應力的大小。本例的 σ_0 是 -0.286 GPa， σ_1 是 2.710 MPa。

第二個例子所量測的是厚度為 $1\ \mu\text{m}$ 的熱成長二氧化矽薄膜。圖 11.42(a) 所示為一根長度為 $120\ \mu\text{m}$ 的微懸臂樑總形變曲線，和例一比較可發現它們的形變曲線差異甚大，最主要的原因是這兩例的樑的厚度差一倍，造成它們的剛性以及彎曲形變有顯著的不同，有趣的是旋轉角度相差極微小，其實這結果可由公式 (11.53) 和公式 (11.54) 得知。經由和例一相同的步驟得到 σ_0 是 -0.276 GPa， σ_1 是 4.360 MPa。

以上實驗所使用的薄膜和「後挫曲法」裡所量測的薄膜是同時熱成長產生的，因此根據公式 (11.46) 它們的殘餘應力必須相等，由本法和後挫曲法所量測的結果相比較，其誤差小於 5%，如此可證明此兩種量測技術的可信度。

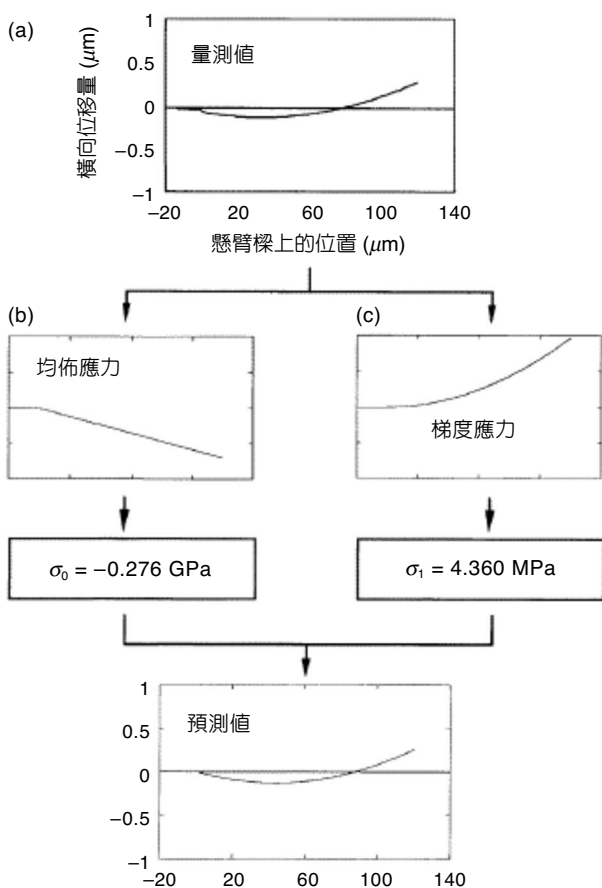


圖 11.42

(a) 由光學干涉儀測得的 $1\ \mu\text{m}$ 厚的二氧化矽微懸臂樑的總形變曲線。總形變曲線同樣可分解為 (b) 邊界旋轉和 (c) 彎曲形變⁽⁵¹⁾。

④ 雙層結構法⁽⁵⁸⁾

並不是所有的薄膜都能用來製造微檢測結構，例如：當薄膜的厚度小於某一尺寸時，那些經由蝕刻底材所形成的微檢測結構，很容易因為剛性不夠，而在蝕刻或是清洗的製造過程中遭到破壞，因此，前面介紹的幾種技術便不適用於此種情況。本節將介紹一種方法，可利用雙層甚至多層材料的微檢測結構，來量測厚度較薄的薄膜的應力。

本方法的原理是先製造出如圖 11.38 所示在「邊界旋轉法」裡面所使用的微懸臂樑作為微檢測樑，然後再將待測的薄膜鍍在微檢測樑的表面，於是待測薄膜和微檢測樑就形成一雙層結構 (bilayer structure) 樑。假如待測薄膜存在殘餘應力，則雙層結構會產生形變，如圖 11.43 所示為數根由圖 11.40 所示的 $2\ \mu\text{m}$ 厚的二氧化矽微檢測樑經由化學氣相沉積一層 $150\ \text{\AA}$ DLC (diamond like carbon) 後所形成的雙層結構。從電子顯微鏡照片裡可以很明顯觀察到雙層結構產生的形變。由鍍膜前微檢測樑的起始形變量和鍍膜後雙層結構的形變量相比較，即可得知鍍膜的應力大小。

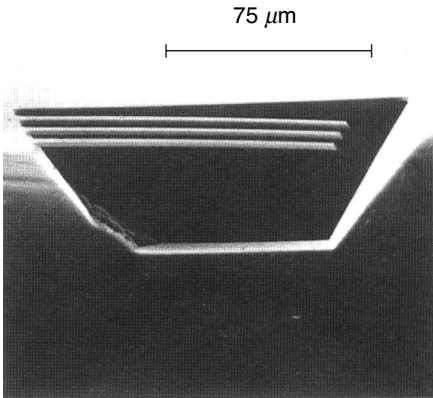


圖 11.43

由圖 11.40 的微懸臂樑再經由化學沉積一層厚度 $150\ \text{nm}$ 的 DLC 膜後形成的雙層結構，和圖 11.40 相比，可明顯觀察出樑的彎曲⁽⁵⁸⁾。

簡言之，假設有一根原始形狀是未彎曲的微檢測樑，如圖 11.44(a) 所示，若鍍膜後所形成的雙層結構是向下彎曲形變，如圖 11.44(b) 所示，則薄膜的殘餘應力是壓應力；反之，如果鍍膜後所形成的雙層結構是向上彎曲形變，如圖 11.44(c) 所示，則薄膜的殘餘應力是張應力。而薄膜的殘餘應力和雙層結構形變的關係可以一廣泛被採用的 Stoney 方程式來描述⁽⁶⁷⁾：

$$\sigma_0 = \frac{E_s t_s^2}{6 R t_f (1 - \nu_s)} \quad (11.59)$$

其中，下標 s 和 f 分別是指底材和薄膜， t 是指厚度， R 是指雙層結構彎曲的曲率半徑。換言之，如果曲率半徑 R 可被測得，即可由公式 (11.59) 求得薄膜應力 σ_0 。根據這種理想模式

的發展，後來甚至簡化至只須量測雙層結構的端點形變 (tip deflection) δ ，然後利用公式 (11.55) 即可導出曲率半徑為

$$R = \frac{L^2}{2\delta} \quad (11.60)$$

由此可得知，利用雙層結構來量測薄膜應力的原理，和傳統利用整片矽晶片鍍膜後的形變來量測薄膜應力的原理，基本上是相同的。

實際上在利用雙層結構法量測應力時，微檢測樑的起始形變是不可忽略的，因此前段所述的理想模式 (亦即假設微檢測樑起始未形變，如圖 11.44(a) 所示) 必須加以修正。Gardner 和 Flinn 曾提出公式 (11.59) 的修正式如下：

$$\sigma_0 = \frac{E_s t_s^2}{6 R t_f (1 - \nu_s)} \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{r} \right) \quad (11.61)$$

這個修正的模式考慮了微檢測樑的起始彎曲形變，然後由鍍膜後的雙層結構彎曲曲率半徑 R 和微檢測樑的起始彎曲曲率半徑 r 作比較，來計算鍍膜的殘餘應力大小⁽⁶⁸⁾。

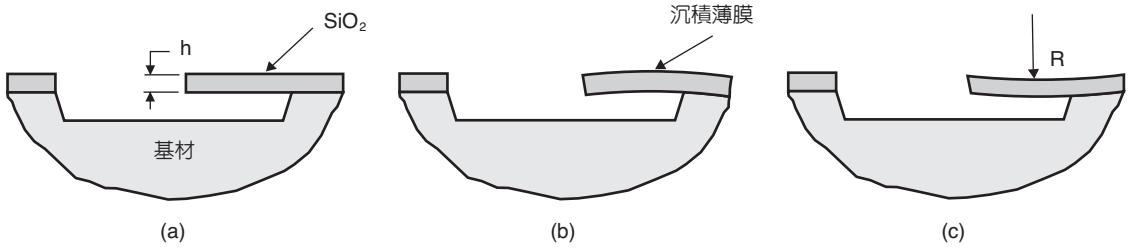


圖 11.44 (a) 微檢測樑的起始形狀，以及鍍膜後的形狀，其中鍍膜的殘餘應力在 (b) 為壓應力，而在 (c) 為張應力⁽⁵⁸⁾。

然而，「邊界旋轉」的現象被提出後，發現微檢測樑的起始形變不僅包含由梯度應力造成的彎曲曲率半徑，還包含邊界旋轉造成在樑的長度方向上的線性位移 θ_x ，因此 Fang 和 Wickert 提出如圖 11.45 所示的修正模式⁽⁵⁸⁾。首先量測微檢測樑的起始總形變如圖 11.45(a) 所示，再根據前面「邊界旋轉」法所述的方式求得微檢測樑的旋轉角 θ 和起始彎曲曲率半徑 r 。假如將微檢測樑的起始線性位移 θ_x 從總形變量中去除，即可得到如圖 11.45(b) 所示之只有彎曲形變的微檢測樑。同理，量測雙層結構的總形變，然後將起始線性位移 θ_x 從總形變中去除，即可得到如圖 11.45(c) 所示之只有彎曲形變的雙層結構。由圖 11.45(b) 和 (c) 所示樑的曲率半徑的變化 (從 r 到 R) 即可計算鍍膜的殘餘應力。

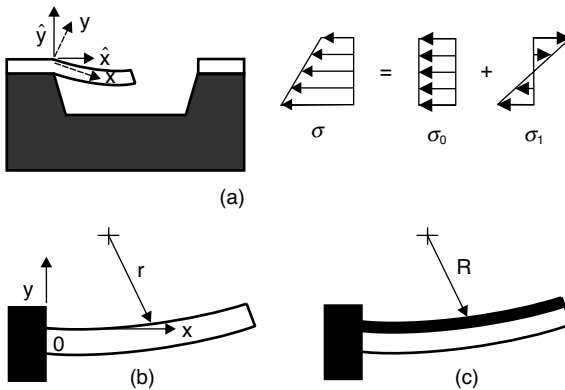


圖 11.45

(a) 微檢測樑的起始總形變，(b) 去除邊界旋轉後可得到一純彎曲起始形變，(c) 去除邊界旋轉後，雙層結構也是純彎曲形變⁽⁵⁸⁾。

圖 11.46 所示為一根長度 $100\ \mu\text{m}$ 、厚度 $2\ \mu\text{m}$ 的二氧化矽微檢測樑，在濺鍍一層厚度 $0.25\ \mu\text{m}$ 的 AlCu 薄膜前後所量測的形變曲線。由圖中的標示可知，假如沒有考慮微檢測樑的起始形變，則雙層結構會被誤認為向下彎曲 $1.28\ \mu\text{m}$ ，因此根據公式 (11.59) 和 (11.60) 可得到殘餘應力為 $-63\ \text{MPa}$ 。然而考慮起始形變後，得到的殘餘應力變為 $-39\ \text{MPa}$ ，誤差高達 63%。表 11.1 列舉了四組不同厚度之濺鍍 AlCu 的薄膜應力值，從表 11.1 可發現未修正過的分析模式會造成很大的誤差，特別是當薄膜厚度 (或應力) 較小時，甚至可能將張應力誤判為壓應力。如圖 11.47 所示為上述的檢測樑在濺鍍一層厚度 $0.01\ \mu\text{m}$ 的 AlCu 薄膜前後所量測的形變曲線，假如沒有考慮微檢測樑的起始形變，則雙層結構會被誤認為向下彎曲，而實際上雙層結構是向上彎曲。

表 11.1 考慮起始形變和不考慮起始形變所測得的薄膜應力之比較。

Strain	$0.35\ \mu\text{m AlCu}$	$0.25\ \mu\text{m AlCu}$	$0.08\ \mu\text{m AlCu}$	$0.01\ \mu\text{m AlCu}$
Actual	-1.8×10^{-3}	-5.5×10^{-4}	-1.1×10^{-4}	1.7×10^{-3}
Apparent	-2.1×10^{-3}	-9.0×10^{-4}	-3.3×10^{-4}	-4.0×10^{-3}
Error	15%	63%	190%	Tension versus compression

圖 11.48 所示為利用本方法測得之濺鍍 AlCu 薄膜的殘餘應力和厚度的關係。從量測的結果發現薄膜厚度增加時，其殘餘應力也隨之由張應力轉變為壓應力，這種特性可以濺鍍時所產生的離子轟擊 (ion bombardment) 現象加以解釋⁽⁴⁹⁾。雖然本例只顯示濺鍍薄膜之殘餘應力和厚度的關係，本方法也可用來探討其他影響薄膜成長或沉積時之殘餘應力的參數，如真空的程度、產生電漿的氣體等等。

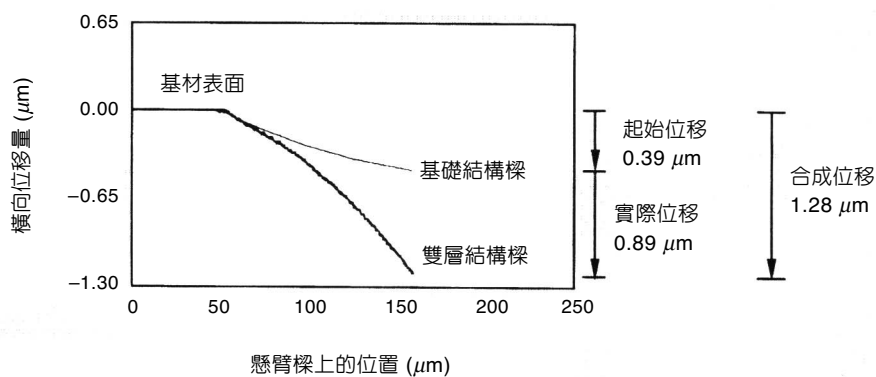


圖 11.46

微懸臂樑在鍍上待測薄膜前後所量得的形變曲線⁽⁵⁸⁾。

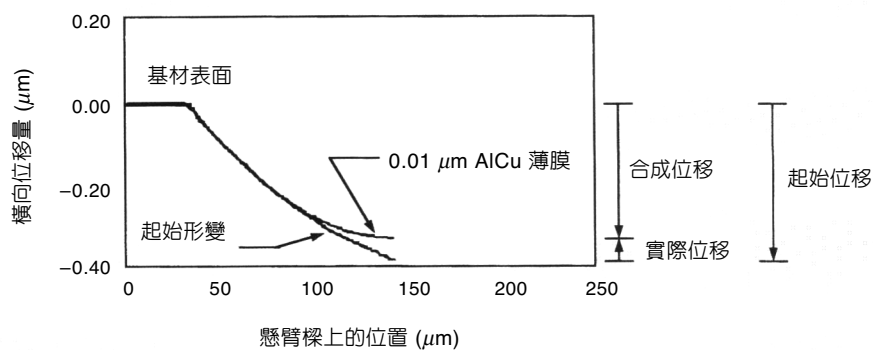


圖 11.47

微懸臂樑在鍍上 $0.01 \mu\text{m}$ AlCu 薄膜前後的形變曲線量測結果⁽⁵⁸⁾。

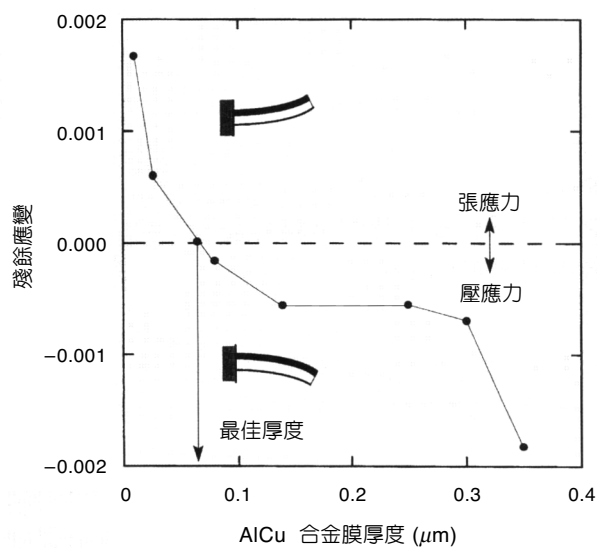


圖 11.48

由濺鍍產生的 AlCu 合金薄膜其殘餘應變和厚度的關係圖。其中實心黑點為實驗量測數據⁽⁵⁸⁾。

⑤ 微游標尺法⁽⁵⁹⁾

前面介紹了四種利用體蝕刻技術製造的薄膜應力檢測結構，最後要介紹一種利用面蝕刻技術製造的應力檢測結構，以供讀者作比較。

面型微結構 (surface microstructure) 和體型微結構 (bulk microstructure) 最大的不同就是，前者在「同平面」方向有較大的位移或形變空間，而後者則是在「出平面」方向有較大的位移或形變空間。根據這項特性，面型微結構可用來放大不易被測量的「同平面形變」。圖 11.49 所繪為一面型微游標尺結構，它的設計具有放大「同平面形變」使之易於量測的功能，再利用放大後測得的形變和游標尺結構的關係即可計算殘餘應力。

本方法是以圖 11.49 所示之面型微游標尺結構量測薄膜應力。其原理是使測試樑 (test beam) 的長度因釋出殘餘應力而改變 (「同平面形變」)，而這個微小的形變量會使得微游標尺的 T 形結構部分旋轉一角度 β ，經由 T 形結構中長度為 L_i 的指示樑 (indicator beam) 放大後 (形變仍然維持在「同平面」)，在指示樑的尾端產生位移 $D = \beta L_i$ ， D 將會顯示在微游標尺的刻度上，經由光學顯微鏡讀出刻度的指示即可計算出應力的大小如下：

$$\sigma_0 = \frac{2L_s D}{3L_i L_s C} \quad (11.62)$$

式中 C 是 $(1 - (w/L_s)^2) / (1 - (w/L_s)^3)$ ，為一校正參數，如圖 11.49 所示， w 、 L_s 、 L_i 和 L_t 是微游標尺形狀參數。此外，從微游標尺偏移的方向可判斷薄膜為壓應力或張應力。

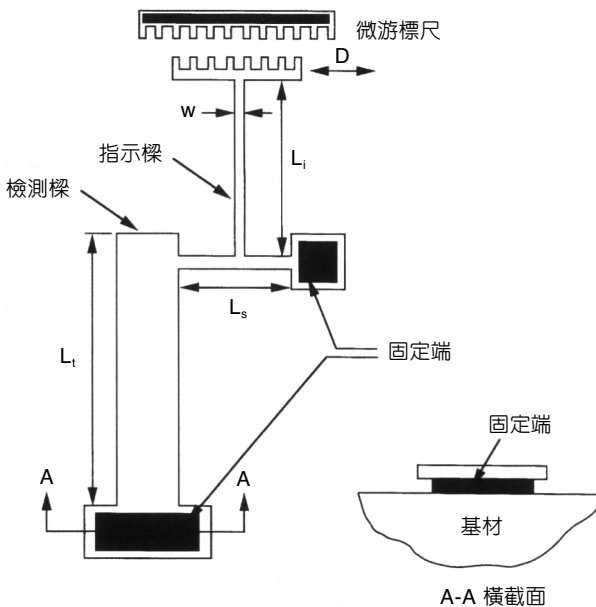


圖 11.49
利用面蝕刻技術製造的微游標尺型應力
量測結構⁽⁵⁹⁾。

(2)「觸發性」檢測

由於「觸發性」檢測需要額外針對微結構施予外力，因此其實驗設備較「自發性」檢測技術來得複雜且昂貴。不過由於觸發性檢測技術除了用來量測薄膜殘餘應力外，也可同時量測薄膜材料的機械常數，如楊氏係數、波松比、熱膨脹係數等，所以即使是需要複雜的量測方式及昂貴的設備，也還一直是常被用來作為薄膜材料性質檢測的方法。而在微米尺度之下，一般使用的外力形式主要為靜電力、磁力、空氣壓力及熱力等，而其中靜電力由於較其他外力形式容易施加於微檢測結構上，所以常用來作為微檢測結構的外力產生源。而在量測方式，除了利用施加外部力量做靜態量測外，使用外力作為驅動源激發微檢測結構的動態響應也是常見的檢測方式。以下本文則分別針對利用外力施加做靜態及動態量測薄膜殘餘應力的兩種檢測方式做介紹與說明。

① 靜態量測－突衝電壓法⁽⁶⁰⁻⁶²⁾

突衝 (pull-in) 電壓法主要是利用靜電力對微檢測結構施加負載，而使微檢測結構因為靜電力作用產生突衝現象，由發生突衝現象時的電壓值反求薄膜材料的應力值。所謂「突衝」，是指微檢測結構與另一電極結構受到靜電力作用時，當施加電壓達到特定值時，微檢測結構會突然與電極結構產生接觸吸附形成短路而失去靜電力，此突然的吸附動作便稱之為「突衝」，而此時的施加電壓則稱之為「突衝電壓 (pull-in voltage)」。利用突衝電壓量測薄膜殘餘應力，最早是由 Najafi 提出利用如圖 11.50 所示的橋狀結構作微檢測結構⁽⁶⁰⁾，當微橋狀結構受到靜電力作用下，其突衝電壓與結構幾何尺寸及殘餘應力的關係式如下：

$$V_{pi}^2 = \frac{8}{27} d_0^3 \frac{kP}{\epsilon_0 A} \frac{I}{\frac{kL}{4} \tanh\left(\frac{kL}{4}\right)} \quad (11.63)$$

$$k = \sqrt{\frac{P}{E}} \quad (11.64)$$

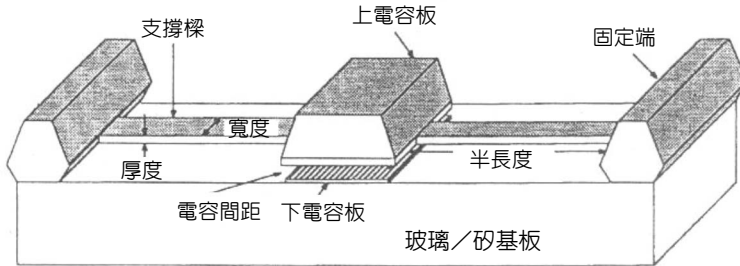


圖 11.50
微橋狀結構示意圖⁽⁶⁰⁾。

其中， V_{PI} 為檢測結構的突衝電壓， d_0 為檢測結構與電極結構間的距離， ϵ_0 為兩結構間的介電常數， L 為支撐樑的長度， E 為材料楊氏係數， I 為支撐樑的彎矩強度， P/A 則為薄膜殘餘應力。從公式 (11.63) 與公式 (11.64) 中發現，殘餘應力與薄膜的楊氏係數都是未知，所以必須同時量測兩個不同長度的微橋狀結構的突衝電壓，經由公式 (11.65) 與公式 (11.66) 得到楊氏係數後，在代入公式 (11.63) 中得到薄膜材料的殘餘應力。繼 Najafi 之後，Zou 等人更將此一方法加以修正並運用於面蝕刻製程中⁽⁶¹⁾。

$$\frac{V_{PI1}^2}{V_{PI2}^2} = \frac{d_{01}^3}{d_{02}^3} \frac{\frac{L_2}{L_1} x \tanh\left(\frac{L_2}{L_1} x\right)}{x - \tanh(x)} \quad (11.65)$$

$$x = \frac{kL_1}{4} \quad (11.66)$$

而後 Senturia 等人同樣利用相同的概念加以延伸並發展出 **M-test** 方式⁽⁶²⁾，其主要概念乃是利用有限元素法建立微結構的突衝電壓與結構長度及殘餘應力的解析解，然後經由量測不同長度的結構的突衝電壓值，建立突衝電壓與結構長度的關係後，再利用非線性最小平方方法 (nonlinear least square analysis) 得到趨近式，然後得到 S 和 B 兩個參數，而從 S 參數求得薄膜的殘餘應力，從 B 參數可得薄膜的楊氏係數。Senturia 利用三種微測試結構為例子：微懸臂樑、微橋狀結構與扇形懸臂板，如圖 11.51 所示，說明如何利用 **M-test** 方法來萃取薄膜的機械性質。雖然 **M-test** 方法可以相容於一般面蝕刻製程技術，但是其解析解必須建立在完美邊界條件及結構無梯度應力的假設下，因此在實際應用上需要再作進一步的修正以增加其量測的準確性。另外其數值解對於薄膜厚度及間距成三次方變化，所以極需要非常精確的厚度量測，然而厚度卻是微結構最難量測的幾何參數。

由於靜電力驅動僅適用於導電性材料，因此利用突衝電壓法量測薄膜殘餘應力，便侷限在導體材料的運用，這間接限制了此方法的適用性。

② 動態量測－結構振動法⁽⁶³⁻⁶⁵⁾

利用振動法量測薄膜殘餘應力，主要概念為利用外力激發結構的共振模態 (resonant)，經由量測微檢測結構的共振頻率而得知薄膜材料的楊氏係數及殘餘應力值。而由 Zhang 所提出利用結構共振頻率量測薄膜殘餘應力⁽⁶³⁾，則是其中較具代表性的。其以微橋狀結構做為檢測結構，利用壓電片產生聲波作為驅動源激發微橋狀結構的第一共振模態，然後藉由雷射光及功率計來量測微橋狀結構的共振頻率，再由共振頻率計算薄膜的殘餘應力及楊氏係數，其整個量測設備架設如圖 11.52 所示。而之後，Wylde 利用 Rayleigh's quotient 分析微橋狀結構的動態響應，並計算出微橋狀結構的第一共振頻率與殘餘應力及楊氏係數的逼近公式⁽⁶⁴⁾，

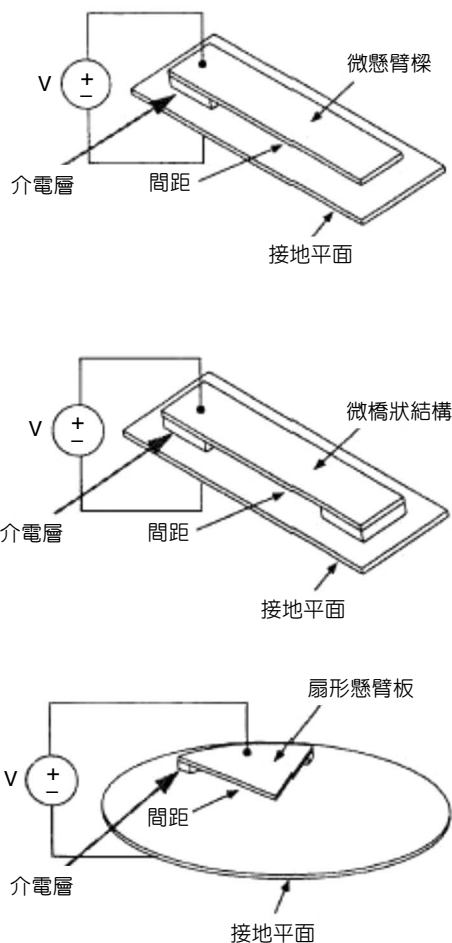


圖 11.51

M-test 突衝電壓法檢測結構⁽⁶²⁾。

$$\omega_n^2 = \frac{(2\pi)^4}{3} \left(\frac{EI}{\rho A} \right) \frac{1}{L^3} + \frac{(2\pi)^2}{3} \left(\frac{\sigma}{\rho} \right) \frac{1}{L^2} \quad (11.67)$$

其中， ω_n 是微橋狀結構的第一模態共振頻率， L 為支撐樑的長度， E 為材料楊氏係數， I 為支撐樑的彎矩強度， ρ 為材料密度， σ 則為殘餘應力。由公式 (11.67) 中得知，微橋狀結構的共振頻率分別是薄膜材料楊氏係數與殘餘應力的函數，因此要得到薄膜殘餘應力值及楊氏係數，則必須經由同時分別量測兩根不同長度但截面積相同的微橋狀結構的共振頻率，然後代入公式 (11.67) 中求聯立方程式解。此外，利用量測微橋狀結構的共振頻率檢測薄膜殘餘應力，除了用在一般體蝕刻製程外，也常被用在面蝕刻製程中或是公用製程中作為檢測件 (test key) 之用⁽⁶⁵⁾。

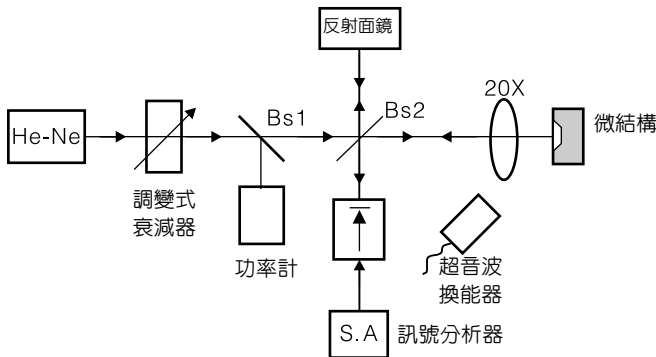


圖 11.52

結構動態響應量測設備架設圖⁽⁶³⁾。

由於結構的共振頻率是一項具高鑑別力的物理量，其鑑別解析度在 0.01% 以下，相當適合作為精確量測的指標物理量，所以利用振動法檢測薄膜殘餘應力或其他機械常數，具有高精確度及高解析度的優點，但其缺點是需要較複雜的實驗設備架設。

11.2.4 結語

薄膜應力是半導體製程中普遍存在的問題，而薄膜應力的大小，更關係未來的微機電系統或半導體元件的性能與壽命。近年來半導體元件的尺寸不斷地縮小，傳統的應力量測技術已逐漸無法滿足精度的要求。由於微機電系統技術的發展，為薄膜應力引進新的概念，除了提升量測的精度外，也提供了應力分布的情形。本篇文章介紹七種利用不同的微機械結構來做量測應力的原理，並以實例說明這些方法的應用。最後希望藉由本文的介紹，使得讀者除了認識微機電系統的廣泛應用外，也能夠瞭解薄膜應力量測的重要。

11.3 掃描式顯微鏡檢測技術

11.3.1 掃描式探針顯微鏡檢測技術

隨著科學不斷的發展，各種機械及電子元件尺寸的微型化已成一種趨勢。奈米尺度下的科學研究，也隨著顯微技術的進步而發展，而奈米材料的各種物理、化學性質等和材料表面特性更是有著密不可分的關係，因此一套可以量測奈米尺度下的各種物理性質和化學性質的顯微技術的確有其必要性，而掃描探針顯微術 (scanning probe microscopy, SPM) 正好滿足了此種需求。

掃描探針顯微術乃是一系列顯微技術的通稱，而這些顯微技術的共同點，在於其操作原理都是利用一探針對樣品表面進行掃描，並且利用探針和樣品間的交互作用，來量測材料的各種物理及化學性質。而這一系列顯微技術中，最早發明的當屬掃描穿隧顯微術

(scanning tunneling microscopy, STM)。利用穿隧電流的大小來量測樣品的表面形貌，可以得到原子級的空間解析度，但此種顯微技術僅適用於導體樣品，是其缺點。而隨著原子力顯微術的問世，半導體以及非導體材料即可利用探針與樣品間的作用力，如凡得瓦力 (van der Waals force) 等，來量得其表面形貌。

其後，以掃描穿隧顯微術和原子力顯微術 (atomic force microscopy, AFM) 為基礎，各種不同的掃描探針顯微術不斷被發展應用在各種材料性質的量測分析上。常見的掃描探針顯微術可分類如圖 11.53 所示。

掃描探針顯微術除了做為檢測儀器外，近來也應用在各種領域上，例如材料的鑑定、奈米結構的製作、原子操縱術，甚至利用奈米碳管 (carbon nanotube) 取代探針來量測樣品，以得到較高的空間解析度。

以下針對上述幾種常用的掃描探針顯微術及其應用加以說明。

11.3.1.1 掃描穿隧顯微術

STM 所用的導電探針與其他 SPM 所用的懸臂探針不同，一般材質為 PtIr，最常見的探針製備方法是以利剪沿 PtIr 棒的縱軸方向夾 10—15 度的角度剪斷，則可得到極其尖銳的探針，另外亦可以電化學蝕刻的方法來製備探針。依照近代物理的量子力學理論，電子會有「穿隧效應」：若可導電的探針和可導電的樣品間通有一偏壓，當此兩者靠近至某一程度後，電子會越過探針和樣品間之能量障礙，因而有穿隧電流 (tunneling current) 的產生。依照量子力學理論，若穿隧電流的大小為 I ，則此穿隧電流和探針到樣品間的距離 Z 之關係如下⁽⁶⁹⁾：

$$I \propto e^{-\left[A\sqrt{\left(\frac{\phi-V}{2}\right)}Z\right]} \quad (11.68)$$

其中 $A = \frac{h}{\pi} \sqrt{2m}$ ， h 為普朗克常數 (Planck's constant)， m 為電子質量， ϕ 為位能障礙的高度 (tunneling gap)，不同的樣品和材料決定了不同的 ϕ 值。 V 為所施加的電位， Z 為探針與樣本間的距離。

由於穿隧電流隨著探針和樣品間之距離成指數遞減，當距離減小 1 Å 時，其間穿隧電流的變化增加約 10 倍，此種對距離變化非常靈敏的物理量，相當適合用於小尺寸下的表面形貌量測。

一般來說，掃描穿隧顯微術的取像方式可分為三種：(1) 定電流取像法、(2) 定高度取像法及 (3) 掃描穿隧電流頻譜圖。

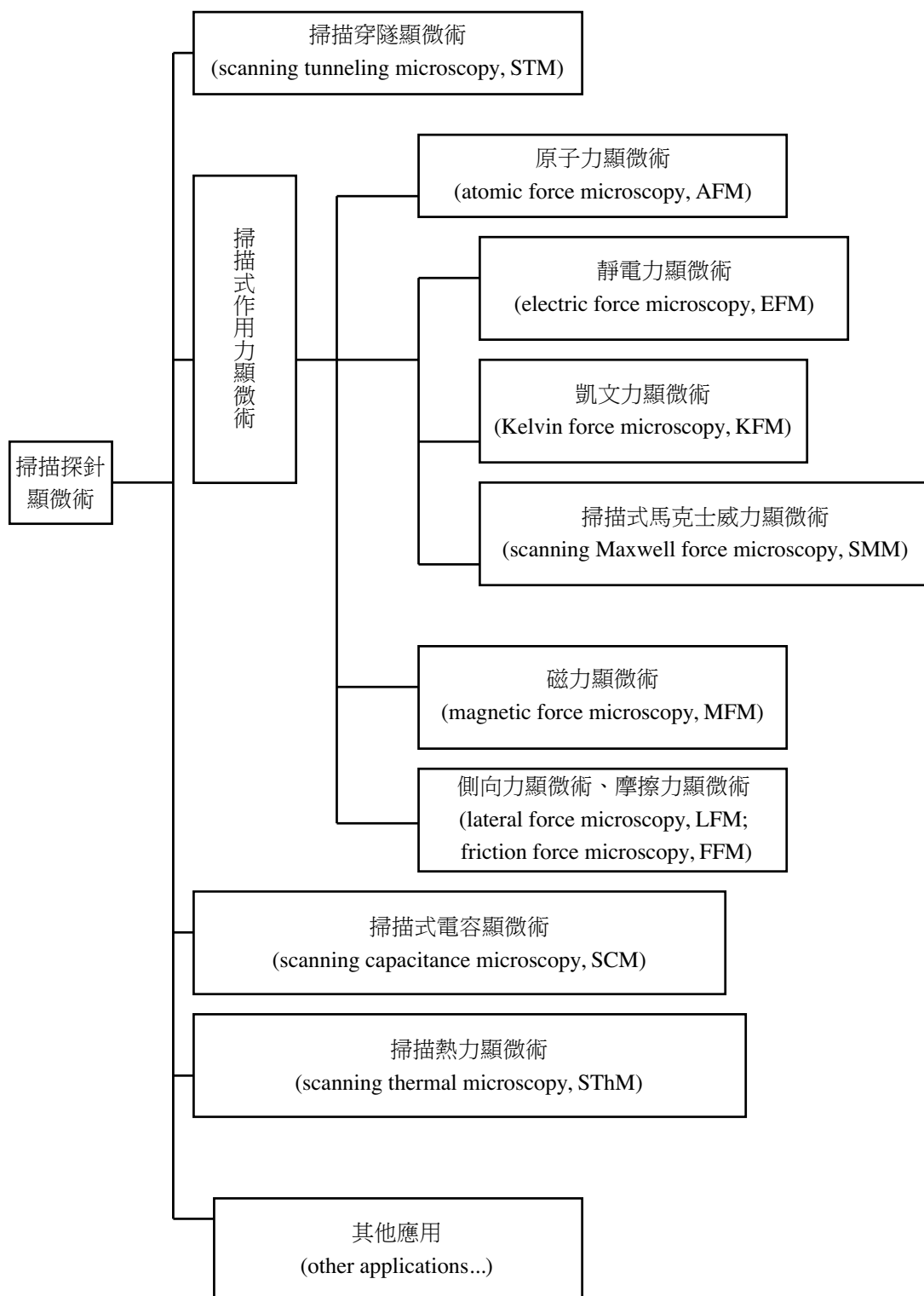


圖 11.53 掃描探針顯微術的分類。

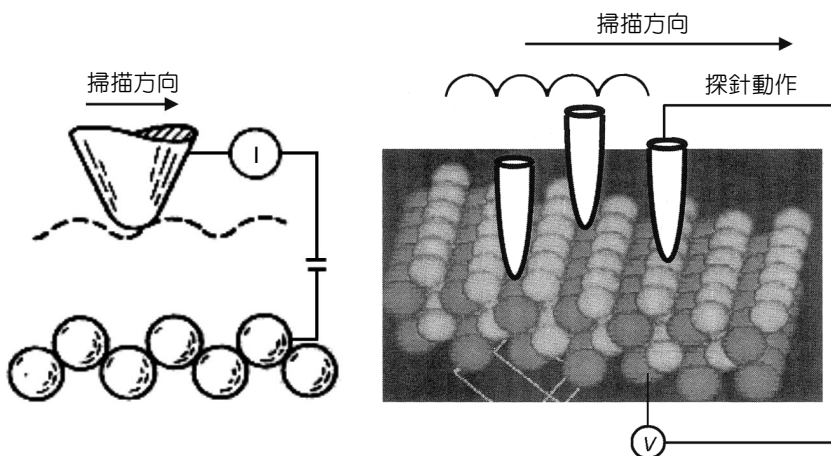


圖 11.54
定電流模式取像示意圖⁽⁷⁰⁾。

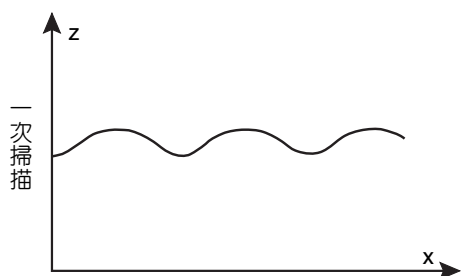


圖 11.55
定電流模式取像資訊示意圖⁽⁷¹⁾。

(1) 定電流取像法

如圖 11.54 所示，定電流取像法 (constant current mode) 的成像原理，乃是設定樣品和探針間的穿隧電流為一定值 (通常約在 1 nA 左右)，在此情形下，樣品和探針間的距離也應該要為定值，但由於樣品表面形貌的高低起伏，會使得穿隧電流值大於或小於預設之值，將此穿隧電流作為回饋訊號，和預設之穿隧電流值相比較，經 PID 控制使掃描器升降，以保持穿隧電流為一定，並同時擷取壓電掃描器電壓訊號，即可得到表面形貌圖像 (圖 11.55)。由於回饋機制的運作，此種掃描方式可適用於表面高低起伏較大的樣品，但也因此減低了掃描速度，是其缺點。

(2) 定高度取像法

如圖 11.56 所示，定高度取像法 (constant height mode) 的成像原理，乃是保持探針的位置固定，隨著表面形貌的高低起伏，探針與樣品間穿隧電流亦會隨之改變 (圖 11.57)。不同於定電流取像法的成像原理，定高度取像法係將系統的回饋機制關閉或將 P 增益值設定到一極小值，直接以穿隧電流作為成像訊號而不做為回饋訊號。由於此種成像方式的系統中並沒有回饋機制的運作，因此掃描速度較快；但由於關閉回饋機制，欲掃描的樣品表面形貌的高低起伏不能太大，否則探針很容易損壞而樣品表面也容易刮傷。

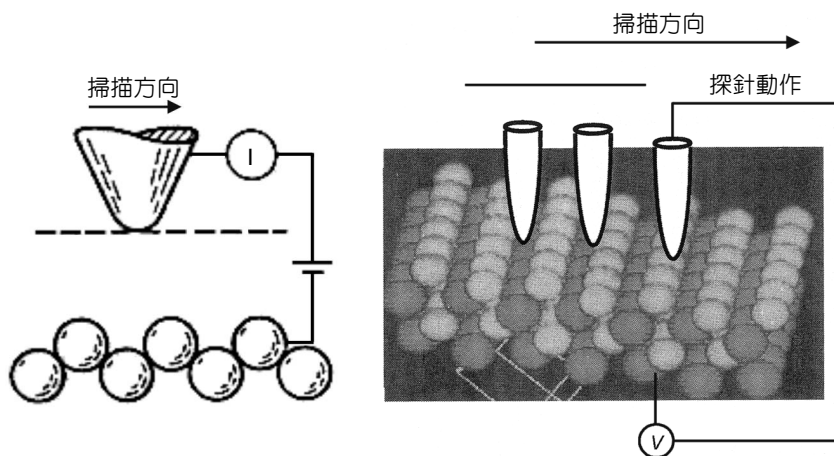


圖 11.56
定高度模式取像示意圖⁽⁷⁰⁾。

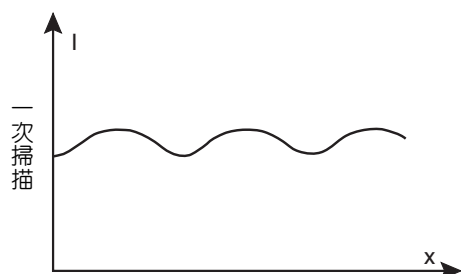


圖 11.57
定高度模式取像資訊示意圖⁽⁷¹⁾。

(3) 掃描穿隧電流頻譜圖

掃描穿隧電流頻譜圖 (scanning tunneling current spectroscopy) 可依施加的物理量 (距離 (Z) 與電壓 (V)) 不同，來區分為局部電流密度呈像法 (imaging of local spectral density, dI/dV) 與局部位能障礙呈像法 (local barrier height imaging, dI/dZ)，以下就各顯像原理做一簡介。

① 電流密度呈像法

電流密度呈像法 (current image tunneling spectroscopy, CITS) 的操作原理，是在掃描過程中，先利用回饋機制保持探針和樣品間的距離固定，並在每一掃描位置將回饋機制關閉數百微秒，同時在一電壓範圍內改變探針和樣品間偏壓的大小，測量不同電壓下的穿隧電流大小，得到各點位置的電流－電壓曲線 (I - V curve)。此功能可對材料表面局部區域的電性有更進一步的了解。若取其在某一偏壓下各位置電流大小的資料，即可得表面電流密度的分布。由於回饋機制的不停開關，以及所擷取資料的數目非常龐大，因而掃描速度較慢，是其缺點。在掃描過程中，穿隧電流除了受到樣品表面形貌的影響外，樣品表面的電性也會影響到穿隧電流的大小。

② 局部位能障礙呈像法

局部位能障礙呈像法的操作原理是在每一掃描點上先關閉回饋機制，再調變掃描器的 Z 軸位置，使探針與樣本間距產生變化並記錄電流的反應值，此量測法可得知電子轉移時位能障礙的高度，用來得知導體表面是否有吸附層的存在。

11.3.1.2 掃描式作用力顯微術

隨著掃描穿隧顯微術的發展，顯微技術不斷進步，這對於微、奈米尺寸下的材料表面形貌、電性的研究實為一大突破。但由於掃描穿隧顯微術所量測的物理量為穿隧電流，這對於無法導電的材料來說，則無法進行量測。針對此一掃描穿隧顯微術的缺點，一系列利用不同的作用力作為所量測物理量的掃描式作用力顯微術，就可用來量測不導電的樣品，如介電材料、半導體等，彌補了掃描穿隧顯微術的不足。

掃描式作用力顯微術的操作原理，乃是由掃描式穿隧顯微術衍生而來。如圖 11.58 所示，當樣品和探針的懸臂間產生交互作用力時，懸臂受此作用力而產生變形，而這一微小的變形量則會經由打在懸臂背面的低功率雷射光反射在四象限感測器來偵測。此感測器是由對位移靈敏的感光二極體 (position sensitive photo-diode, PSPD) 所組成，可以偵測在垂直方向和水平方向的微小位移量。四象限感測器上的位移訊號，反映了此種交互作用力的大

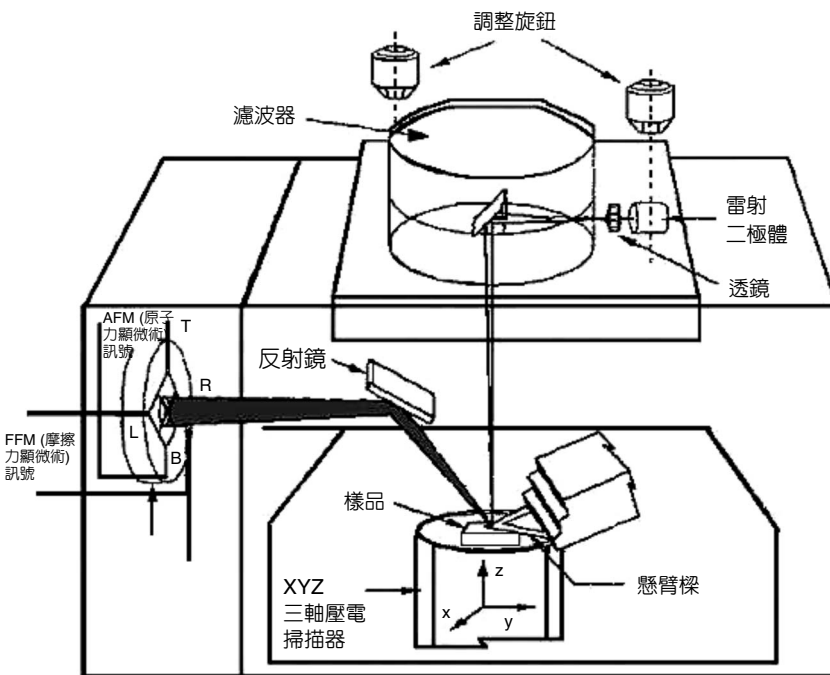


圖 11.58
掃描式作用力顯微術
系統簡圖⁽⁷⁰⁾。

小，而掃描式作用力顯微術的成像原理，也都是直接或間接由這位移訊號而來。掃描式作用力顯微術所使用的探針，連接在一細長的懸臂樑之下。探針在試件上以 Z 字型運動方式掃描，如圖 11.59 所示。而有些探針的懸臂作成 V 字形則是為了確保量測時懸臂的穩定性。

試件表面形貌及摩擦力量測方法，可利用掃描探針顯微術的摩擦力顯微術 (friction force microscopy, FFM) 之功能來完成。探針之掃描運動分成 y - y 及 x - x 兩個方向，如圖 11.60 所示，這兩種運動方式皆由試件掃描器平臺利用壓電方式來操控， y - y 平行於懸臂樑，而 x - x 則垂直於懸臂樑。 y - y 方向之運動主要是量測試件表面的形貌，而 x - x 方向主要是用來量測摩擦力及摩擦係數。如圖 11.61 所示，如果滑動方向在 y - y 方向，則從探針懸臂背部反射至感光二極體之雷射光會投射在四象限之 T 或 B 象限上。此時反射光的中心點會隨探針頭在 z 方向之變形量之多寡，透過感光二極體之訊號輸出，可用影像顯示試件表面之形貌。如果滑動方向在 x - x 方向，則側向摩擦力之作用會使得懸臂發生扭曲變形，此種變形量會導致雷射光投射到感光二極體之 L 或 R 象限上，如圖 11.62 所示。此種偏移量之訊號輸出顯示試件表面摩擦力之分布，此亦可用來顯示材料之原子排列結構，如圖 11.63 所示。各種掃描式作用力顯微術的操作原理分述如下。

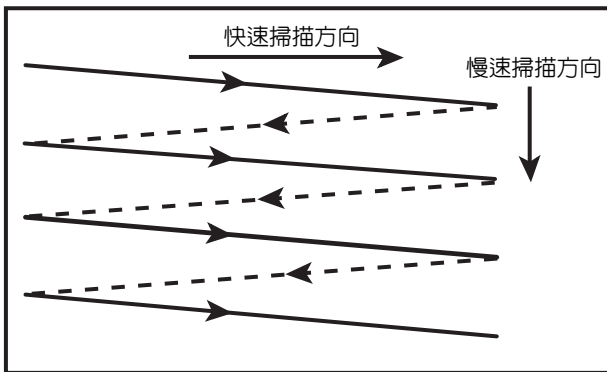


圖 11.59

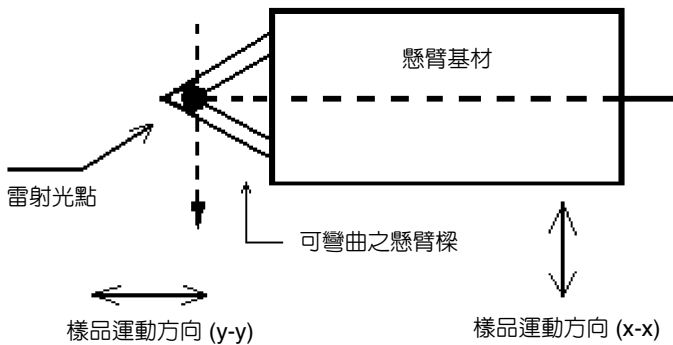
探針運動方向示意圖⁽⁷²⁾。

圖 11.60

探針運動方向示意圖⁽⁷²⁾。

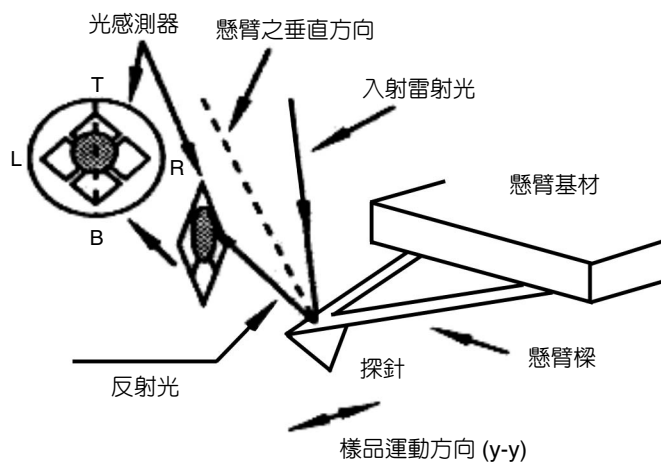


圖 11.61

y-y 方向運動，用於表面形貌量測⁽⁷²⁾。

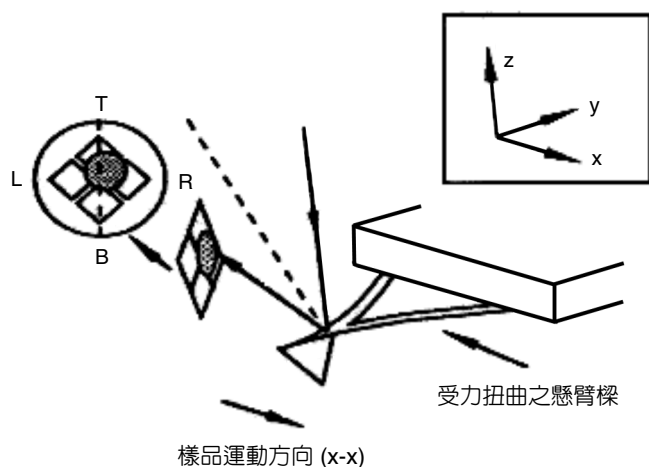


圖 11.62

x-x 方向運動，用於摩擦力量測⁽⁷²⁾。

(1) 原子力顯微術

當探針和樣品接近到一定程度之後，兩者間的作用力場，主要的作用力是為短距力 (short-range force)，而此時長距力 (long-range force) 的作用較短距力來得不重要。最常見的短距力為凡得瓦力 (van der Waals force)，屬於分子－分子間的作用力；而靜電力、磁力等則是典型的長距力。除此之外，隨著原子力顯微術操作環境的不同，亦有不同的作用力出現。以液相環境操作來說，液－氣界面上的毛細作用力對於探針懸臂變形量所造成的影響也必須加以考慮，才能夠得到探針和樣品間真正的交互作用力。

如圖 11.64 依照探針和樣品間距離大小的狀態，探針和樣品間的凡得瓦力的性質也有所不同，原子力顯微鏡可分為接觸模式 (contact mode)、非接觸模式 (non-contact mode) 及敲擊模式 (tapping mode) 三種^(69,73,74)。三種模式的操作特性分述如下。

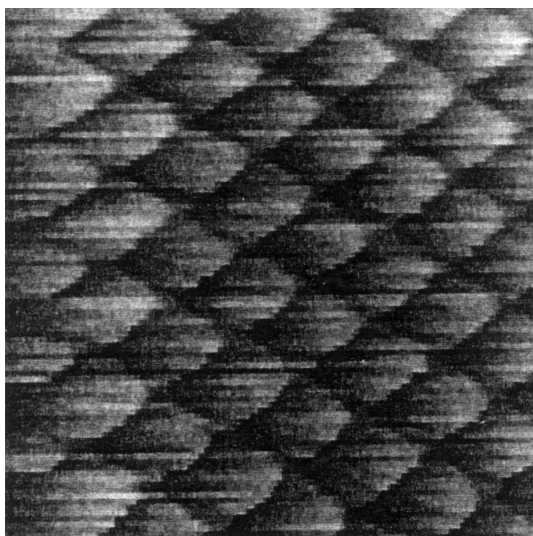


圖 11.63
摩擦力圖像⁽⁷²⁾。

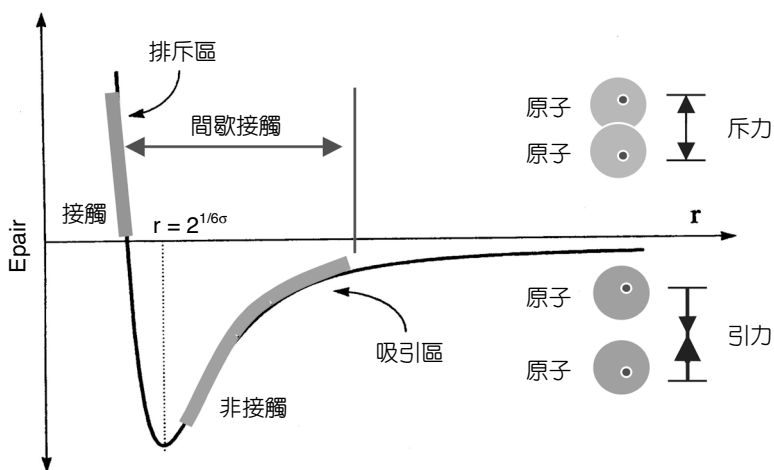


圖 11.64
凡得瓦力圖⁽⁷²⁾。

① 接觸模式

探針和樣品間間距約在數埃 (Å) 左右，此時兩者間的作用力為斥力，這是因為當兩原子彼此接近，而兩原子之電子雲開始重疊時，為了遵守包利不相容原理 (Pauli exclusion principle)，兩電子雲會有互斥現象 (exchange interaction)。由於凡得瓦力乃屬短距力，微小的距離變化量，就會造成凡得瓦力明顯的變化，因此隨著樣品表面形貌的高低起伏，探針和樣品間間距不同，其交互作用力不同，因此懸臂的變形量不同，利用四象限感測器的偏移量，可得樣品表面形貌。

其成像方式也有兩種，定力模式 (constant force mode) 以及定高度模式 (constant height mode)。類似於掃描穿隧顯微術，定力模式乃是利用系統回饋機制，控制樣品台高低來保持

探針和樣品間的間距一定，使兩者間的作用力一定，但此時的回饋訊號乃是由四象限感測器的懸臂偏移量而來，成像訊號是由樣品台的壓電材料之電壓訊號而來；定高模式則沒有回饋機制，其成像訊號便是四象限感測器的懸臂偏移量。相同於掃描穿遂顯微術，這兩種的成像模式，前者適用於表面起伏大的樣品，掃描速度較慢；後者適用於較平坦的樣品，掃描速度較快。

在接觸模式原子力顯微術操作時，由於樣品的表面性質，如吸附現象、表面黏性、彈性等種種的原因，都有可能對所得的表面形貌有所影響。接觸模式對於表面形貌的解析度較高，不過對於一些生物樣品或軟性薄膜試片，則不適用於接觸模式，這是因為在此操作模式下，探針和樣品接觸，在掃描成像過程中，探針容易刮傷樣品，影響成像的結果。

② 非接觸模式

非接觸模式的原子力顯微術 (NC-AFM, 或 DFM) 的操作模式，是將探針的懸臂以一微小振幅振動，慢慢接近試片表面，當探針與樣品間產生交互作用力時，懸臂的振幅會衰減，此振幅衰減的大小和所交互作用力的梯度有關，其間的關係可以下式表示之⁽⁷⁰⁾：

$$A \propto Q \left(1 - \frac{F'}{2k} \right)^{-1} \quad (11.69)$$

其中 A 為振幅， Q 為品質因子 (quality factor)，此參數和懸臂的自然共振頻率有關； F' 為作用力梯度， k 為該懸臂樑的彈簧常數。因此由四象限感測器可量得振幅的衰減變化，並利用振幅衰減的大小得到交互作用力的梯度，即在凡得瓦力曲線圖中之斜率，由斜率的大小，即可得到樣品的表面形貌。

利用振幅的衰減外，亦可利用探針共振頻率的改變，來量得作用力梯度，進而得到樣品表面形貌。共振頻率的改變量和作用力梯度間有如下的關係⁽⁷⁰⁾：

$$\Delta\omega_n = c \left(\sqrt{k} - \sqrt{k - F'} \right) \quad (11.70)$$

其中 c 為一常數， k 為該懸臂樑的彈簧常數， F' 為作用力梯度。利用調頻 (frequency modulation, FM) 的技術，也可得到作用力梯度的大小，以獲得樣品的表面形貌資訊。此外，偵測懸臂振動相位的變化，利用鎖相 (lock in) 技術，也可以得到作用力梯度而成像。

非接觸式的原子力顯微術，由於探針並未和樣品實際接觸，因此對於軟性樣品表面所造成的刮傷可大大降低，探針受損的情形也可減少，此為其優於接觸模式之處；但由於探針和樣品並未接觸，因此非接觸模式的原子力顯微術之空間解析度較差，是其缺點。

③ 敲擊模式

敲擊模式和非接觸模式的操作方式類似，但探針懸臂振動的振幅較大，而探針和樣品

間的距離也比非接觸式來得大。在掃描過程中，探針有時會接觸到樣品表面，其解析度也較非接觸模式的解析度來得高。而此種探針和樣品的接觸，實際上乃是探針輕敲樣品表面，故對樣品表面的刮傷可減到最低，對於軟性試片，如生物樣本，若使用敲擊模式的原子力顯微術，通常都可在不損傷試片下，得到極佳的掃描結果。圖 11.65 為三種原子力顯微術操作模式的示意圖。

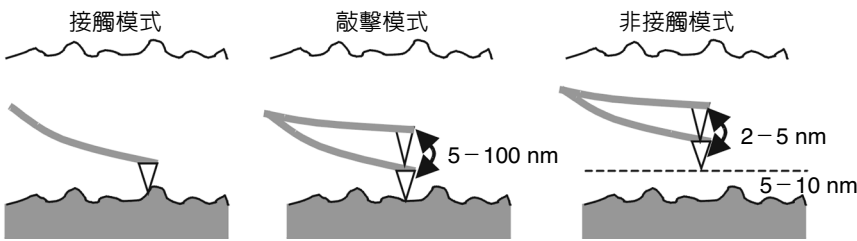


圖 11.65
原子力顯微術操作
模式的示意圖⁽⁷²⁾。

(2) 原子力顯微鏡的力－距離曲線

原子力顯微鏡的力－距離曲線 (force-distance curve of AFM) 係量測探針尖與樣品之間的作用力與距離而得的曲線。如圖 11.66 所示，量測過程中，將樣品以載台的壓電掃描器緩慢地向探針尖移近，並藉著光感測系統量測探針懸臂變形量，紀錄懸臂的垂直方向偏移量與載台掃描器移動距離之間的關係圖稱為力－距離曲線 (force-distance curve)。

將所量得懸臂的變形量帶入虎克定律 (Hook's law) 可得到探針尖與樣品間的作用力。探針尖與樣品間的作用力大小可表為 $F_c = -k_c \cdot \Delta S_c$ ，在此 F_c 為作用力， k_c 為懸臂的彈簧常數， ΔS_c 為懸臂變形量。

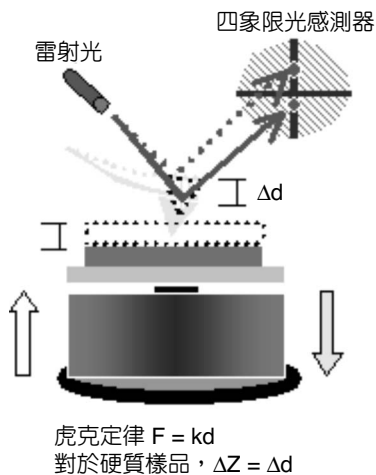


圖 11.66
力－距離曲線量測架構圖。

載台的位移量並非探針尖與樣品之間的距離；載台的位移量 Z 、探針懸臂的變形量 ΔS_c 、樣品的變形量 ΔS_s 、探針尖與樣品之間的距離 D ，存在著以下關係，如圖 11.67 所示：

$$D = Z - (\Delta S_c + \Delta S_s) \quad (11.71)$$

同樣地，探針懸臂的彈性恢復力並非探針尖與樣品之間的作用力；探針尖與樣品之間的作用力在距離較大時為引力，而距離較小時將會轉為斥力。探針懸臂的彈性恢復力與探針尖與樣品間作用力的交互作用情形如圖 11.67 所示，而光感測系統量測到的即是此交互作用。

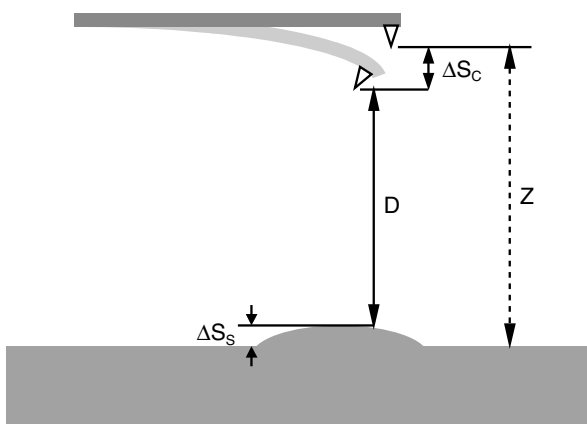


圖 11.67

載台位移量、探針尖與樣品間距離、變形量示意圖。

圖 11.68(a) 中為在不考慮任何表面作用力的影響下探針尖端與樣品之間凡得瓦力的作用力曲線，標號 1 至 3 的直線斜率為探針懸臂的彈簧常數。隨著探針與樣品逐漸接近，彼此之間的引力逐漸增大。在距離尚遠的階段，懸臂的彈性恢復力會與引力維持平衡狀態；直到標號 2 的直線與作用力曲線的切點（圖上標號 b 的位置），當探針與樣本再繼續接近後，平衡狀態將會進入不穩定狀態而沿著標號 2 的直線跳到與作用力曲線的另一交點（圖上標號 b' 的位置）。這段不穩定狀態是探針尖端突然「跳到」與樣品表面接觸在一起的過程，由光感測系統量測到的懸臂恢復力也會突然增加（圖上標號 f_2 到 f_2' ）；對應在圖 11.68(b) 的力—距離曲線是一段載台並未增加而恢復力突增的不連續「跳躍」（圖上標號 B 到 B' 的部分）。

相似的情形也會發生在探針與樣品逐漸遠離的過程。在圖 11.68(a) 作用力與標號 3 的直線相切處會進入不穩定狀態（圖上標號 c 的位置），當探針與樣本繼續遠離時，而沿著標號 3 的直線「跳到」另外一交點（圖上標號 c' 的位置）；對應在力—距離曲線亦為一段探針與樣品突然分離的過程（圖上標號 C 到 C' 的部分）。之後逐漸將距離加大則進入探針與樣品分離，由作用力與恢復力平衡的過程。

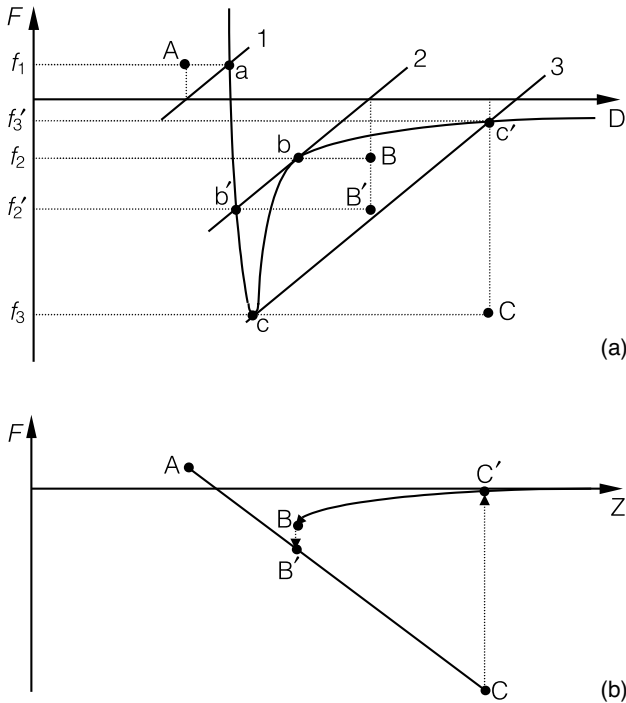


圖 11.68

探針尖端與樣品之間的作用曲線示意圖。(a) 凡得瓦力與懸臂彈性恢復力之作用力曲線，(b) 光學系統實際量測之力—距離曲線。D 為探針與樣本間距，Z 為載台的移動位置。

實際量測得到的力—距離曲線會分為接近 (approaching or advancing section) 以及遠離 (withdrawal or retracting section) 兩段，兩段曲線之間並不會重合，此現象稱為力—距離曲線的遲滯現象 (force-distance curve hysteresis)；兩個不連續的『跳躍點』在接近段的稱為跳觸點 (jump-to-contact)，而在遠離段的稱為跳離點 (jump-off-contact)。接近段過了跳觸點之後的部分 (圖 11.68(b) 的 B'A 段) 以及遠離段在跳離點之前的部分 (圖 11.68(b) 的 AC 段) 為探針與樣品接觸著的狀態，因此稱這兩段為接觸線 (contact lines)。而在接近段的跳觸點之前以及遠離段過了跳離點之後為作用力隨著距離增大而逐漸減小的狀態，這兩段測得懸臂變形逐漸趨近於零的漸近線則稱為零線 (zero lines)。

由於前述可知，對於力—距離曲線的原點必須由量測後來決定。一般來說，力 (探針尖與樣品間的作用力) 座標的原點由零線來決定，而距離座標 (探針尖與樣品間的距離) 的原點由接觸線來決定。兩個跳躍點具有重要的特殊意義，係用來勾勒出作用力曲線的重要指標，然而跳躍點的位置取決於探針懸臂的彈簧常數；如果探針懸臂的彈簧常數較大則兩個跳躍點將會相距較近，使用的懸臂有大於作用力曲線最大梯度的彈簧常數時，甚至不會出現跳躍點而能直接得到作用力曲線的全貌。

通常在跳觸點發生時作用在探針與樣品之間的主要是吸引的凡德瓦力 (attractive van der Waal force)；而用球對無限大平面的模型來模擬，探針尖對樣品之間的作用力有以下關係：

$$F_{\text{attractive}} = -\frac{A \cdot R}{6 \cdot D^2} = F_{\text{CS}} = -\frac{C}{D^n} \quad (11.72)$$

因此 $n = 2$ 、 $C = -\frac{A \cdot R}{6}$ ；此處 A 為哈馬克常數 (Hamaker constant)、 R 為探針尖端的曲率半徑。

一般在懸臂的彈簧常數大於 0.1 N/m 時，接近與遠離曲線會重疊在一起，然而在實際的量測中，跳離點無論在作用力或是跳躍距離上都比跳觸點要大。關於這個現象主要是由於以下幾個因素造成的⁽⁷⁵⁾：

1. 探針與樣品接觸時產生了些許鍵結；
2. 探針在經歷跳觸點時尖端由於撞擊而變鈍，使得曲率半徑變大；
3. 由於壓電晶體遲滯現象的存在，跳離點本質上就會比跳觸點延後；
4. 由於接觸時探針與樣品間凝結了某些液體 (通常是大氣裡的水)。

跳離點的懸臂彈性恢復力的變化大小為探針與樣品間的黏附力；而黏附力通常與探針尖、樣品的表面能 (γ_t 、 γ_s) 有關。關於這方面的黏附力有多種方式加以分析，較常用的方式為所謂的 DMT 理論；考慮一圓球對一平面的黏附力可以表示為

$$F_{\text{adh}} = -4 \cdot \pi \cdot R \cdot \sqrt{\gamma_t \cdot \gamma_s} \quad (11.73)$$

利用力－距離曲線，可以求得樣品表面的附著力大小。如圖 11.69 所示，B 點到懸臂受力為零之間的力量，可算出樣本與懸臂尖端之間的吸附力。

當樣本相對於懸臂彈性無限硬時，掃描器向上移動的距離應等於探針的偏移量， $\Delta Z = \Delta d$ 。若樣本相對於探針較軟時，探針向上的偏移量會小於掃描器向上的移動距離，此時探

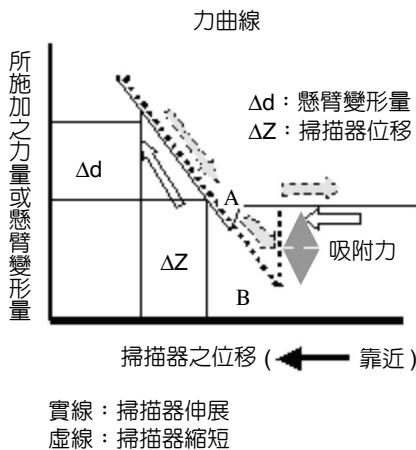


圖 11.69

力－距離曲線與附著力之關係。

針會沒入樣本內，其沒入的厚度以 δ 示之， $\delta = \Delta Z - \Delta d$ 。樣本的彈性不同時， ΔZ 與 Δd 之間的比率也會不同。當樣本愈柔軟，則 Δd 愈小於 ΔZ ，若樣本愈硬時 Δd 愈接近於 ΔZ 。其樣本的楊氏係數可利用 Hertz model 或 Sneddon model 計算出^(76,77)：

$$F = \frac{2E \tan(\alpha)}{\pi(1-\nu^2)} \delta^2 \quad (11.74)$$

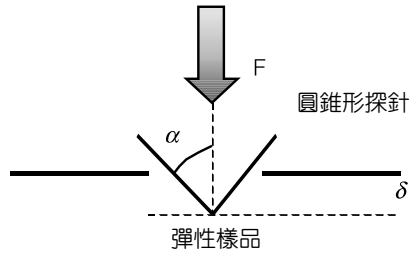
F ：施加之力量

δ ：壓痕深度

E ：樣品之楊氏係數

ν ：波松比 (~ 0.5)

α ：圓錐形探針之半錐角



(3) 力曲線容積呈像法

可定量樣本彈性或探針和樣本間吸附力的量測法，如圖 11.70 所示。力曲線容積呈像法 (force volume imaging) 是將影像掃描時的每一像素點 (pixel) 都做力－距離曲線的量測，藉由計算力－距離曲線中接近曲線 (approach line) 的斜率變化量，得知掃描器移動距離與懸臂施加的力量，並配合 Sneddon model 函數計算，可得到樣本被掃描區域每一點的彈性係數⁽⁷⁸⁾。若探針與樣本表面具有特異性的吸附力時，則可計算力－距離曲線中遠離曲線 (retract line) 的 snap-back point 吸附力變化，而得樣本每一點與探針間吸附力的大小，此吸附力的分布圖也稱為吸附力顯微術 (adhesion force microscopy)。

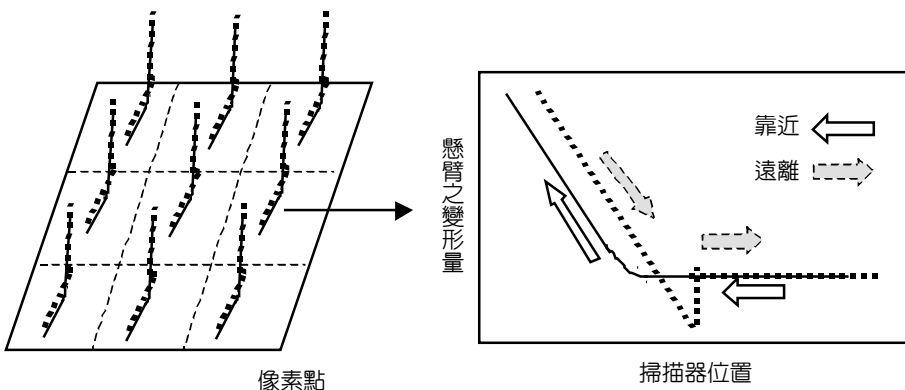


圖 11.70 力曲線容積呈像法的量測示意圖。(a) 全影像的每一點做力－距離曲線的量測，(b) 在呈像時所相對應某一點的力－距離曲線量。

(4) 摩擦力顯微術

摩擦力顯微術 (friction force microscopy, FFM) 亦稱側向力顯微術，其操作原理乃是利用原子力顯微術在接觸模式進行掃描時，由於探針和樣品的接觸以及相對運動，會產生一側向摩擦力，除了因掃描表面形貌造成懸臂的彎曲外，在摩擦力的作用下，懸臂亦會產生扭曲的現象，如圖 11.71 所示。

懸臂的扭曲會在四象限感測器上產生水平的位移，利用此位移量的大小，可進行樣品表面各個位置摩擦力的定性分析。利用摩擦力顯微術，對於微觀尺度下的摩擦行為可以有更進一步的觀察與研究。此外，材料表面原子排列的特性，和材料表面摩擦力分布也有直接相關⁽⁷⁹⁾，在材料結構分析方面，表面摩擦力分布圖像也是相當重要的資訊之一。摩擦係數之取得原理如下⁽⁷²⁾：試件透過平台之上升與探針接觸並使懸臂樑下降在探針處有一變形量 H_0 。此時探針與試件間的正向力為 W_0 ，然後利用試件平台在 x 及 $-x$ 方向之側向運動摩擦力所造成在探針處懸臂樑的變形量分別為 H_1 、 H_2 ， $\Delta H_1 = |H_1 - H_0|$ ， $\Delta H_2 = |H_2 - H_0|$ 。則摩擦係數 (μ) 可表為

$$\mu = \frac{(\Delta H_1 + \Delta H_2)}{H_0} \cdot \frac{L}{2l} \quad (11.75)$$

其中 L 代表懸臂樑的長度； l 代表探針尖端在摩擦過程中與無負載下懸臂樑位置間的距離。

(5) 磁力顯微術

磁力顯微術 (magnetic force microscopy, MFM) 的操作原理，乃是在原子力顯微術所使

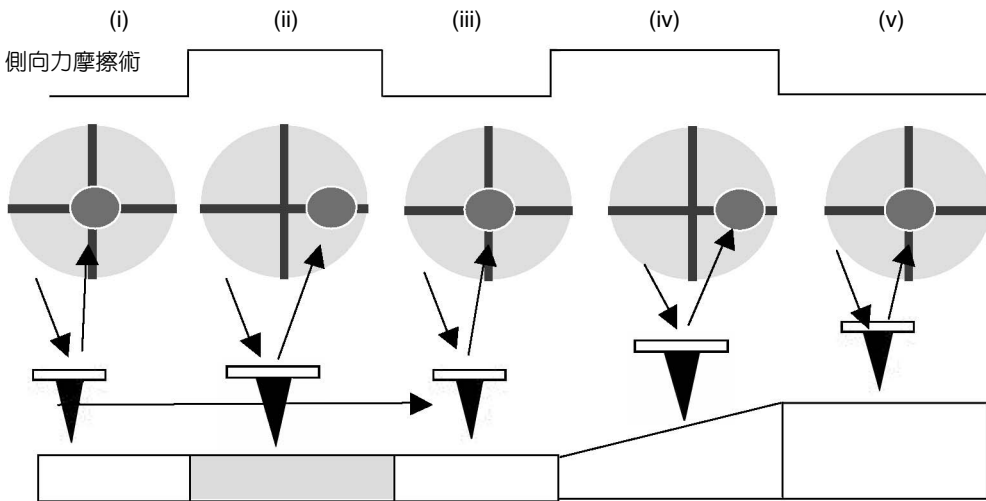


圖 11.71 摩擦力顯微術示意圖^(69,74)。

用的探針上，鍍上一層磁性薄膜，當此探針接近樣品至兩者相距數十奈米時，磁性探針和磁性樣品間的交互作用力會使得探針懸臂產生形變，藉此變形量來測量出磁力大小，或是磁力梯度分布，以得到樣品表面的磁場分布。一般可利用懸臂偏移量 (稱為 DC MFM) 或振幅的改變 (AC MFM) 來量測磁性的大小。

① DC MFM

由 Zeeman energy 所示，磁力是磁矩 (m_z) 乘以磁場的空間梯度 (H'_z)，磁力的大小可由懸臂的偏移量乘以懸臂的彈性係數而得知。

$$F_z = (\mathbf{m} \cdot \nabla) \mathbf{H} \cong m_z \cdot H'_z \quad (11.76)$$

② AC MFM

$$F' = \mathbf{n} \cdot \nabla (\mathbf{n} \cdot \mathbf{F}) \cong m_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \quad (11.77)$$

其中 $\mathbf{F}$ 為磁力的大小，而 F' 為磁力梯度的大小， m_z 為探針尖端的磁偶極強度， H_z 為樣品表面垂直方向的磁場， $\mathbf{n}$ 為正交於懸臂平面的單位向量。

利用非接觸式原子力顯微術的成像原理，測量懸臂振幅的改變量，或是測量懸臂共振頻率的改變量，來量得樣品表面的磁力梯度 (F') 大小，藉以得到樣品表面磁力大小 (F)，即可得樣品表面磁場 (H) 分布，如圖 11.72 所示。

和一般原子力顯微術不同的，由於磁作用是屬於遠距力，在掃描的過程中，必須將

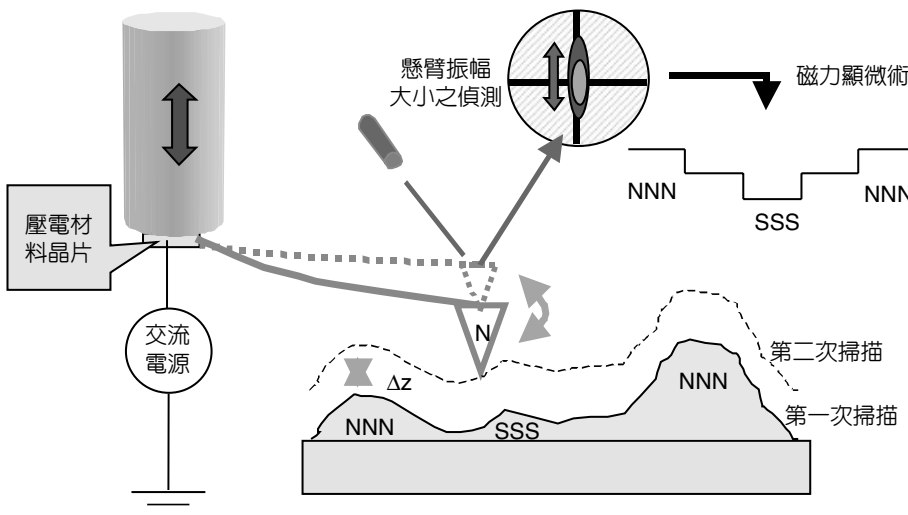


圖 11.72

磁力顯微術示意圖。

樣品表面幾何形貌對磁力的影響加以排除。通常在掃描時，會先將探針接近樣品表面，此時先進行一次敲擊模式的掃描。藉著第一次掃描的結果，可以大略知道樣品的表面形貌；進行第二次掃描時，則將探針上抬數十奈米，並依照第一次掃描得到的表面形貌輪廓進行掃描，藉以降低樣品表面形貌對磁力的影響，來提高掃描資料的正確性。

磁力顯微術主要是用來觀測磁性材料其表面性質以及磁區分布之對應關係，也可用來將材料磁化，改變材料的磁性分布。

(6) 靜電力顯微術

靜電力顯微術 (electric force microscopy, EFM) 主要是用來量測樣品表面靜電荷的分布及其電場分布。其操作原理乃是在探針和樣品表面間外加一交流電壓訊號的情況下，藉由探針懸臂的變形量來測得探針和樣品間的靜電作用力，並利用分頻、鎖相技術，來得到我們所需要的資訊。當外加一電壓在探針時，若探針電壓的大小為

$$V = V_{dc} + V_{ac} \sin(\omega t) \quad (11.78)$$

其中 V_{dc} 為直流偏壓的大小， V_{ac} 為交流電壓振幅的大小， ω 為此交流電壓的角頻率。在此情況下，探針和樣品間的作用力，包括庫侖力和靜電力，其大小可表為三部分：即 F_{dc} 、 F_{ω} 、 $F_{2\omega}$ 。分別如下⁽⁷⁰⁾：

$$F_{dc} = \frac{Q_s^2}{4\pi\epsilon_0 z^2} + \frac{Q_s V_{dc} C}{4\pi\epsilon_0 z^2} + \frac{1}{2} C_z \left(V_{dc}^2 + \frac{1}{2} V_{ac}^2 \right) \quad (11.79)$$

$$F_{\omega} = \left(\frac{Q_s C}{4\pi\epsilon_0 z^2} + C_z \cdot V_{dc} \right) \cdot V_{ac} \sin(\omega t) \quad (11.80)$$

$$F_{2\omega} = -\frac{1}{4} \cdot C_z \cdot V_{ac}^2 \cos(2\omega t) \quad (11.81)$$

其中 ϵ_0 為真空中的電容率， z 為探針和樣品間之距離， ω 為外加交流電壓之角頻率， Q_s 為樣品表面的電荷， C 為探針和樣品間構成的電容大小，而 C_z 則為電容在垂直方向的變化率，即電容梯度。

F_{dc} 、 F_{ω} 、 $F_{2\omega}$ 此三種作用力各有其振動的角頻率。 F_{dc} 不振動，角頻率可視為零，是以外加交流電壓之角頻率振動； $F_{2\omega}$ 則是以外加交流電壓之兩倍角頻率振動。

圖 11.73 為靜電力顯微術的系統架構簡圖。利用回饋機制保持探針與樣品間的距離一定，擷取不同振動頻率的訊號，得到其振幅的大小，便可直接或間接得到表面靜電荷分布的資訊。利用鎖相放大技術，可測得探針懸臂之振動頻率為 ω 的振幅；在系統回饋機構的控制下，使得探針和樣品間的距離保持一定，並且電容、電容梯度也一定。若保持 V_{dc} 為一定值，則可以藉由振動頻率為 ω 的振幅大小，得到樣品表面電荷分布 (Q_s) 的資訊。

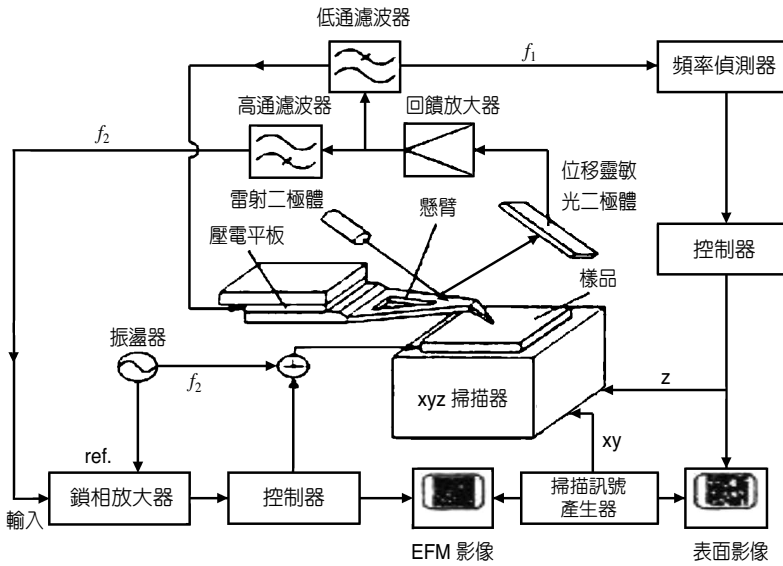


圖 11.73
靜電力顯微術系統之架構
簡圖⁽⁸⁰⁾。

如圖 11.74 所示，由於靜電力和磁力同樣屬於長距力，為了降低表面形貌對掃描結果的影響，在進行掃描的時候，必須先以敲擊模式掃描其表面形貌，再將探針上提數十奈米，依照表面形貌輪廓進行第二次掃描，以得到較正確的結果。

(7) 掃描式表面電位顯微術

在材料的電性方面，除了要瞭解材料表面的電荷分布之外，材料表面的電位分布也是相當重要性質之一。掃描式表面電位顯微術 (scanning surface potential microscopy, SSPM) 是利用和靜電力顯微術相似的原理，有兩種方式可用來進行樣品表面電位分布的量測：凱文

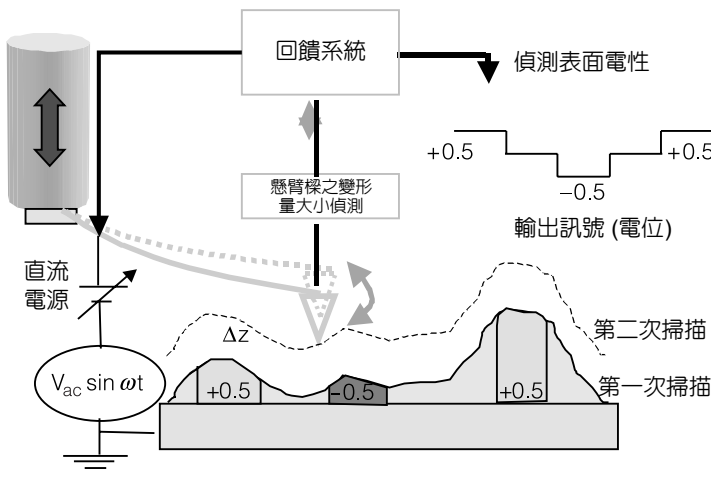


圖 11.74
EFM 系統量測方式示意圖。

力顯微術 (Kelvin force microscopy, KFM) 及掃描式馬克士威力顯微術 (scanning Maxwell force microscopy, SMM)。

① KFM 的量測原理

若樣品表面的電位為 V_{surf} ，且樣品表面無靜電荷，則當外加一電壓 $V = V_{\text{dc}} + V_{\text{ac}} \sin(\omega t)$ 於探針時，此時探針與樣品間之作用力大小，依照其振動的角頻率不同，亦可分成三部分⁽⁷⁰⁾：

$$F_{\text{dc}} = \frac{1}{2} C_z \left[(V_{\text{dc}} - V_{\text{surf}})^2 + \frac{1}{2} V_{\text{ac}}^2 \right] \quad (11.82)$$

$$F_{\omega} = C_z (V_{\text{dc}} - V_{\text{surf}}) \cdot V_{\text{ac}} \sin(\omega t) \quad (11.83)$$

$$F_{2\omega} = -\frac{1}{4} \cdot C_z \cdot V_{\text{ac}}^2 \cos(2\omega t) \quad (11.84)$$

圖 11.75 為 KFM 系統之架構簡圖。利用系統的回饋機制，控制 V_{dc} 的大小，使 F_{ω} 所造成的振動之振幅 $C_z (V_{\text{dc}} - V_{\text{surf}}) \cdot V_{\text{ac}}$ 為零，則此時 V_{dc} 的大小和 V_{surf} 相同，擷取 V_{dc} 的訊號，即可得到樣品表面的電位分布 (V_{surf})。

② SMM 的量測原理

SMM 的量測原理是利用前述樣品和探針的交互作用力當中的 $F_{2\omega}$ 項。由於

$$F_{2\omega} = -\frac{1}{4} \cdot C_z \cdot V_{\text{ac}}^2 \cos(2\omega t) \quad (11.85)$$

若電容梯度 (C_z) 僅為探針和樣品間距離的函數，以 $F_{2\omega}$ 項的振幅大小為回饋訊號，利用回饋機制保持 $F_{2\omega}$ 項的振幅一定，藉以保持電容梯度一定，使得探針和樣品間的距離保持一定，此時在 F_{ω} 項中

$$F_{\omega} = C_z (V_{\text{dc}} - V_{\text{surf}}) \cdot V_{\text{ac}} \sin(\omega t) \quad (11.86)$$

若電容梯度 (C_z) 固定，可利用鎖相放大技術，量得 $F_{2\omega}$ 項中的振幅大小，即可得到表面電位分布 (V_{surf}) 之訊號；或者在保持探針和樣品間距離一定的情況下，電容梯度也一定，再利用回饋系統改變 V_{dc} 值，使 F_{ω} 項中的振幅為零，擷取 V_{dc} 訊號，亦可得到樣品表面電位分布資訊。

11.3.1.3 掃描式電容顯微術

掃描式電容顯微術常用於半導體材料內部自由載子濃度分布的研究，其操作原理是在

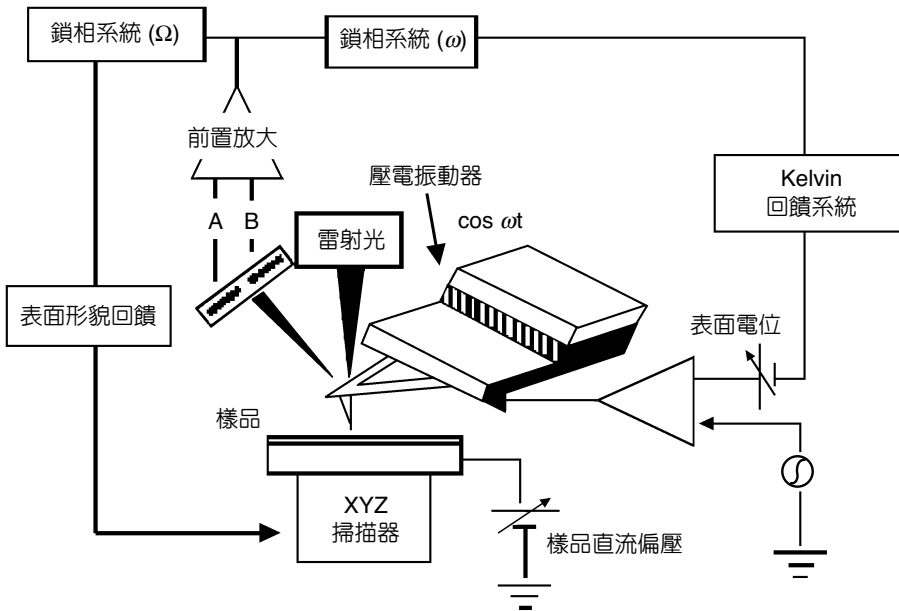


圖 11.75
KFM 系統之架構
簡圖⁽⁸¹⁾。

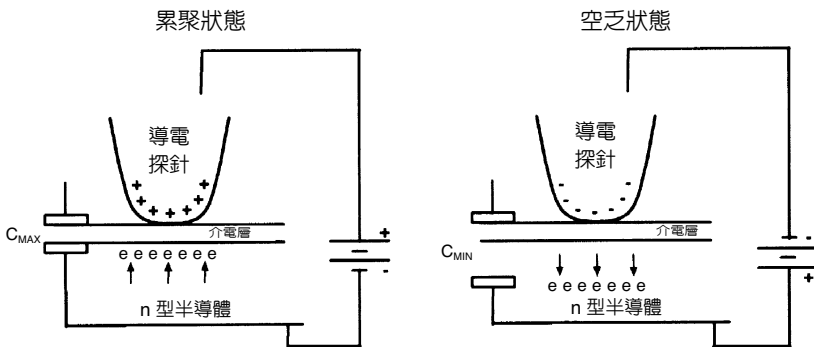


圖 11.76
自由載子累聚及空乏狀
態示意圖⁽⁷⁸⁾。

原子力掃描探針顯微術的系統中加入一電容感測器。當一可導電的探針靠近表面有一薄氧化層之半導體材料時，即形成一金屬－氧化物－半導體之結構 (metal-oxide-semiconductor, MOS)，此時，隨著樣品和探針間所加交流偏壓的作用，材料內部會有自由載子的累聚 (accumulation) 及空乏 (depletion) 狀態，如圖 11.76 所示。

此時樣品表面的電容大小，也會隨之改變。圖 11.77 為 *n*-type 半導體的電容－電壓曲線圖 (*C-V* curve)。對 *p*-type 及 *n*-type 的半導體而言，隨著摻雜濃度的不同，其電容－電壓曲線也隨之不同。以 *n*-type 半導體為例，在同樣的電壓變化下，載子濃度高的區域所對應的電容變化較小，反之載子濃度小的區域所對應的電容變化較大。藉由半導體材料的電容－電壓曲線圖之特性，可對於材料表面自由載子濃度的分布做定性上的分析。在掃描過程中，固定探針和樣品間電壓的變化量，並利用電容偵測器所得的訊號，可得電容變化量，以此變化量的大小為成像訊號，來得到載子濃度的分布，此為掃描式電容顯微術較常用的

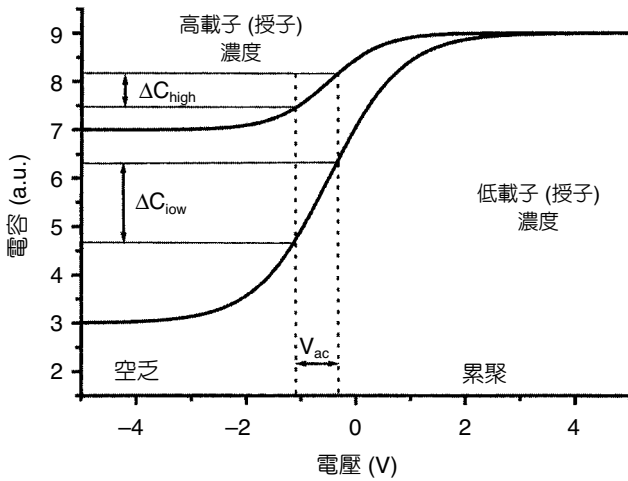


圖 11.77

n-type 半導體電容－電壓曲線圖⁽⁷⁰⁾。

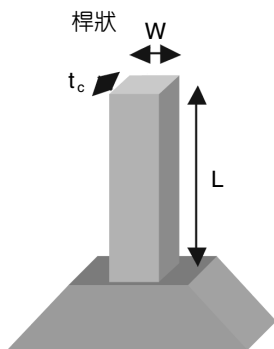
成像方式。

通常，材料表面的幾何形貌、局部電性都會對材料內自由載子濃度分布的掃描結果造成影響，因此除了觀察自由載子分布外，材料表面的幾何形貌也必須同時觀察，以得到較正確的載子濃度分布。而掃描式電容顯微術取得表面形貌的方式，則是利用探針和樣品間的電容大小，和其間的距離成反比，以電容感測器測得之電容大小為回饋訊號，保持探針和樣品間之距離一定，使得電容值也為一定，即可得表面形貌。

11.3.1.4 懸臂的選用與校正

(1) 懸臂的選用

正確的懸臂選用是取得良好與正確影像的開始。懸臂的幾何形狀 (如長度、厚度與寬度) 與材質決定了懸臂的彈性。大部分懸臂的彈簧常數 (k_c) 是由這些參數計算所得，桿狀與三角形懸臂的計算公式如式 (11.87)、(11.88) 所示^(76,83)。一般而言，探針愈長，寬度與厚度愈薄，其彈簧常數愈小，代表愈柔軟，愈易受外力的作用而使懸臂產生偏折。



$$k_c = \frac{Et_c^3 W}{4L^3}$$

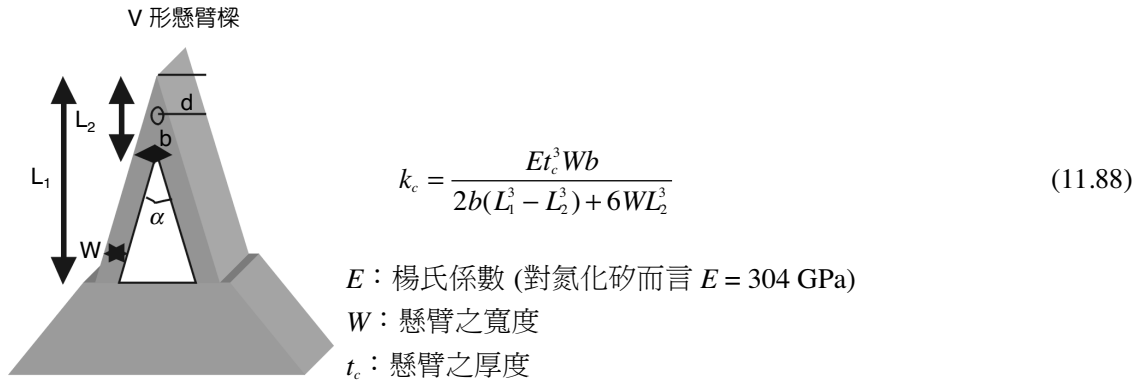
(11.87)

E ：楊氏係數 (對氮化矽而言 $E = 304 \text{ GPa}$)

L ：長度

W ：懸臂之寬度

t_c ：懸臂之厚度



影像的解析度則與探針的形狀和尖端半徑有關，由於 SPM 的影像是由探針掃描樣本的表面所得，影像是物體實際的大小與探針尖端形狀的旋積，所以探針尖端的形狀與大小會影響掃描後物體的影像 (如圖 11.78)。

由於光微影蝕刻製程與材料蝕刻特性的緣故，以氮化矽為材質的探針尖端形狀 (如圖 11.78(c)) 呈倒金字塔型，其尖端的半張錐角約 35° ，尖端半徑約 50 nm (ML06A, PSI Corp.)，較無法得到具高深寬比樣本的真正形狀。此類探針尖端較鈍，不易刮壞樣本表面，可選擇彈簧常數小、較為柔軟的懸臂，可適合生物樣本或高分子膜的觀察，由於氮化矽較不具化學活性，不易與溶液起化學反應。另外，以矽為基材製成的探針尖端形狀一般為角

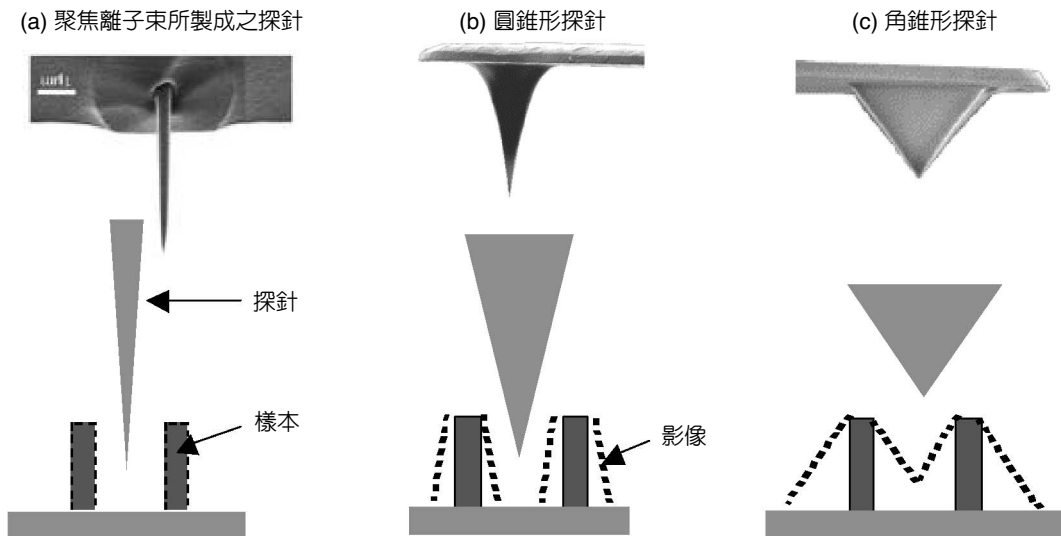


圖 11.78 不同探針形狀掃描影像示意圖。實線是樣本實際形狀，虛線是不同探針掃描後的樣本輪廓。(SEM image reprinted from NTMDT Corp. with permission)。

錐狀 (如圖 11.78(b))，其尖端半徑約為 10 nm，半張錐角為 10° (Pointprobe, Nanosensors Corp.)，更可利用聚焦離子束蝕刻術 (FIB) 製成適合高深寬比元件量測用的探針 (如圖 11.78(a))，所以適合樣本表面微小特徵點的量測。且矽材質易於加工成不同的形狀，所以其彈簧常數分布非常的廣，從 0.01 N/m 到數十 N/m 都有，適合各種樣本的量測。由於矽基材料表面易有氧化層的產生，所以在液相中會解離成氫氧基使表面呈負電性。此外，因其化學活性易於利用表面修飾的方法將探針進行表面改質，可用作特殊分子間作用力的量測^(84,85)。

表 11.2 就不同顯像操作模式時，一般所需的探針參數做一比較。目前市面上探針佔有率最大的前兩家是 Nanosensors (<http://www.nanosensors.com>) 和 MikroMasch (<http://www.spmtips.com>)，探針選用的條件可上網查詢。

表 11.2 不同操作模式下的探針選用列表⁽⁸⁶⁻⁸⁸⁾。

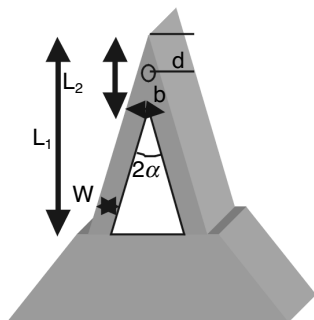
顯像操作模式與探針選用	彈簧常數 (N/m)	共振頻率 (kHz)	備註
接觸式 (Topography, Force image, LFM, SRM, FMM)	0.01–2.0	7–50	懸臂彈性要較小，避免刮壞樣本，也可降低共振頻率，去除外界的干擾。V 形懸臂可降低側向的移動，若要量測摩擦力需選用桿狀懸臂。
非接觸式 (Topography, Phase image)	0.5–5	50–120	所需共振的 Q 值較接觸式的高，所以懸臂的硬度會較大。V 形與桿狀懸臂皆適用。
敲擊式 (Topography, Phase image, MFM, SKM, SCM, EFM, nanolithography)	2.8–50 (較軟的懸臂適合 電磁量測 ca. 2.8， 若做微影則愈硬 愈好 > 40)	75–350	由於要克服在空氣中量測時探針與樣本間毛細現象的吸附力，所以要選擇較硬的探針以維持共振的狀態，若在液相中選用較軟的 V 形懸臂即可。

(2) 懸臂的校正

目前各廠商所提供懸臂的彈簧常數都是由探針的幾何形狀大小經公式計算出來的，其誤差值約在 10–20%，若要利用探針做力學上定量分析時，則需測量出探針真正的彈簧常數，以下列出數種校正懸臂彈簧常數的方法。

由於一般三角形探針的計算公式是由雙桿狀的模式簡化而得，Neumeister 和 Ducker 認為與實際值會有誤差，所以提出了三角形探針計算法的修正公式，如公式 (11.89) 所示⁽⁸⁹⁾。

另外 Cleveland 等學者提出利用共振頻率量測法，實際量測出桿狀探針彈簧常數的大小。每一根探針皆有其共振頻率，當一已知重量的微粒子附著上探針而改變了探針質量後，其共振頻率也被改變⁽⁹⁰⁾。



$$k_c = \left[\Delta_I + \Delta_{II} + \Psi \left(\frac{W}{\sin \alpha} - d \right) \right]^{-1} \quad (11.89)$$

$$\Delta_I = \frac{3}{Et_c^3 \tan \alpha} \left[\left(\frac{W}{\sin \alpha} - 2d \right)^2 - d^2 \left(2 \log \frac{W}{d \sin \alpha} + 1 \right) \right]$$

$$\Delta_{II} = \frac{L^2}{EWt_c^3 \cos^2 \alpha} \left[\frac{2L}{\cos \alpha} + 3(W \cot \alpha - d \cos \alpha - \vartheta \sin \alpha) \right]$$

$$\Psi = \frac{3L(1+\nu)}{EWt_c^3 \cos \alpha} \left(\frac{W}{\sin \alpha} - d + \vartheta \cot \alpha \right)$$

$$\vartheta = \frac{L \tan \alpha + (W - d \sin \alpha)(1-\nu) \cos \alpha}{2 - (1-\nu) \cos^2 \alpha}$$

E ：楊氏係數 (對氮化矽而言 $E = 304 \text{ GPa}$)

ν ：波松比 (對氮化矽而言 $\nu = 0.24$)

W ：懸臂之寬度

t_c ：懸臂之厚度

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_c}{m^*}}, \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{k_c}{M + m^*}}, \quad k_c = \frac{M}{\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_0^2}} \quad (11.90)$$

ω_0 ：共振頻率

k_c ：彈簧常數

$m^* = m_c + m_t$ (m_c ：懸臂樑之質量、 m_t ：探針之質量)

M ：額外附著的粒子

Hutter 和 Bechhoefer 藉由量測探針因熱能而產生的振動擺幅，得知探針的彈簧常數，其關係式如公式 (11.91) 所示⁽⁹¹⁾。

$$\left\langle \frac{1}{2} m \omega_0^2 \delta_c^2 \right\rangle = \frac{1}{2} k_B T, \quad \omega_0^2 = \frac{k_c}{m} \quad \text{and} \quad k_c = \frac{k_B T}{\langle \delta_c^2 \rangle} \quad (11.91)$$

k_B ：Boltzman 常數 ($1.38066 \times 10^{-23} \text{ J/K}$)

T ：絕對溫度 (K)

δ_c ：懸臂樑變形量

針尖端幾何形狀的校正，需透過標準試片量測所得的影像與 SEM 影像比較，來得知尖端的狀況，如圖 11.79(c) 所示⁽⁷¹⁾，當尖端已磨損時，所得的影像會比實際樣本尺寸大；若尖端因撞擊產生破裂時，則會有重影的產生。

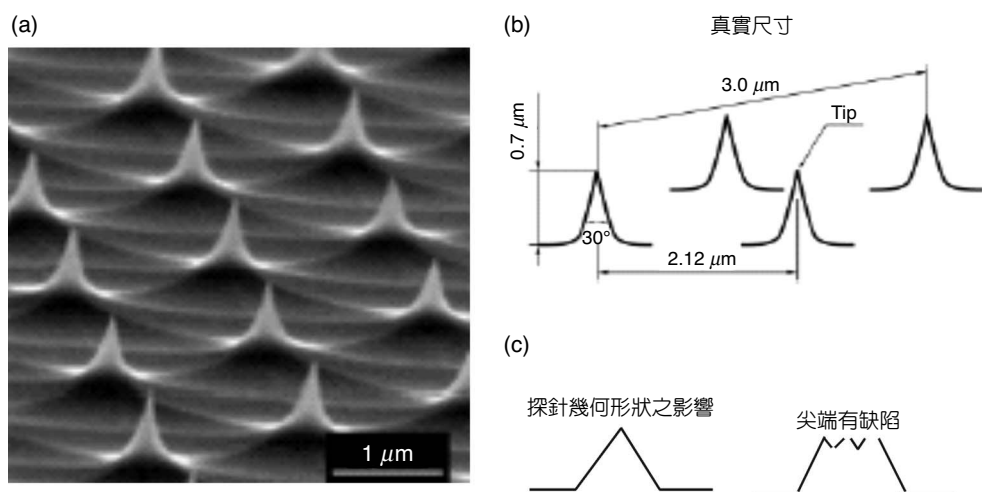


圖 11.79 探針尖端校正示意圖。(a) NT-MDT 公司的 silicone grating (no. TGT01) 的 SEM 影像，(b) 實際尺寸大小的示意圖，(c) 探針尖端受損可能量出的樣本輪廓示意圖。(SEM image reprinted from NTMDT Corp. with permission)

(3) 掃描器的特性與校正

由於掃描器是由壓電晶體陶瓷製成，晶體內部具有非線性特性，即驅動的電壓值與晶體的位移量並非完全的呈線性正比的關係 (圖 11.80(a))，此特性將會造成遲滯 (hysteresis)、潛變 (creep)、老化 (aging) 與軸向耦合 (cross-coupling) 等現象，如圖 11.80 及圖 11.81 所示⁽⁹²⁾。

由於掃描器的非線性特性會使量測的影像產生失真，所以各 SPM 研發的廠商以軟體校正或使用感測器監測掃描器位移量的方式加以補償，以得最真實的影像。以下就各非線性特性對影像量測上所造成的影響加以討論。

① 遲滯現象

給予等量的正向與負向電壓值，然掃描器的上升與下降路徑卻不在同一位置上的現象稱為遲滯現象。如圖 11.80(b) 下圖所示，當施予正向電壓使掃描器上升越過凸狀物掃描一段距離後，再給予等量的負向電壓值，欲使掃描器回復原水平位置，但遲滯現象會使掃描器無法回到原水平位置，而使凸狀物的兩邊出現高度落差影像。此現象與掃描速率和時間有關。

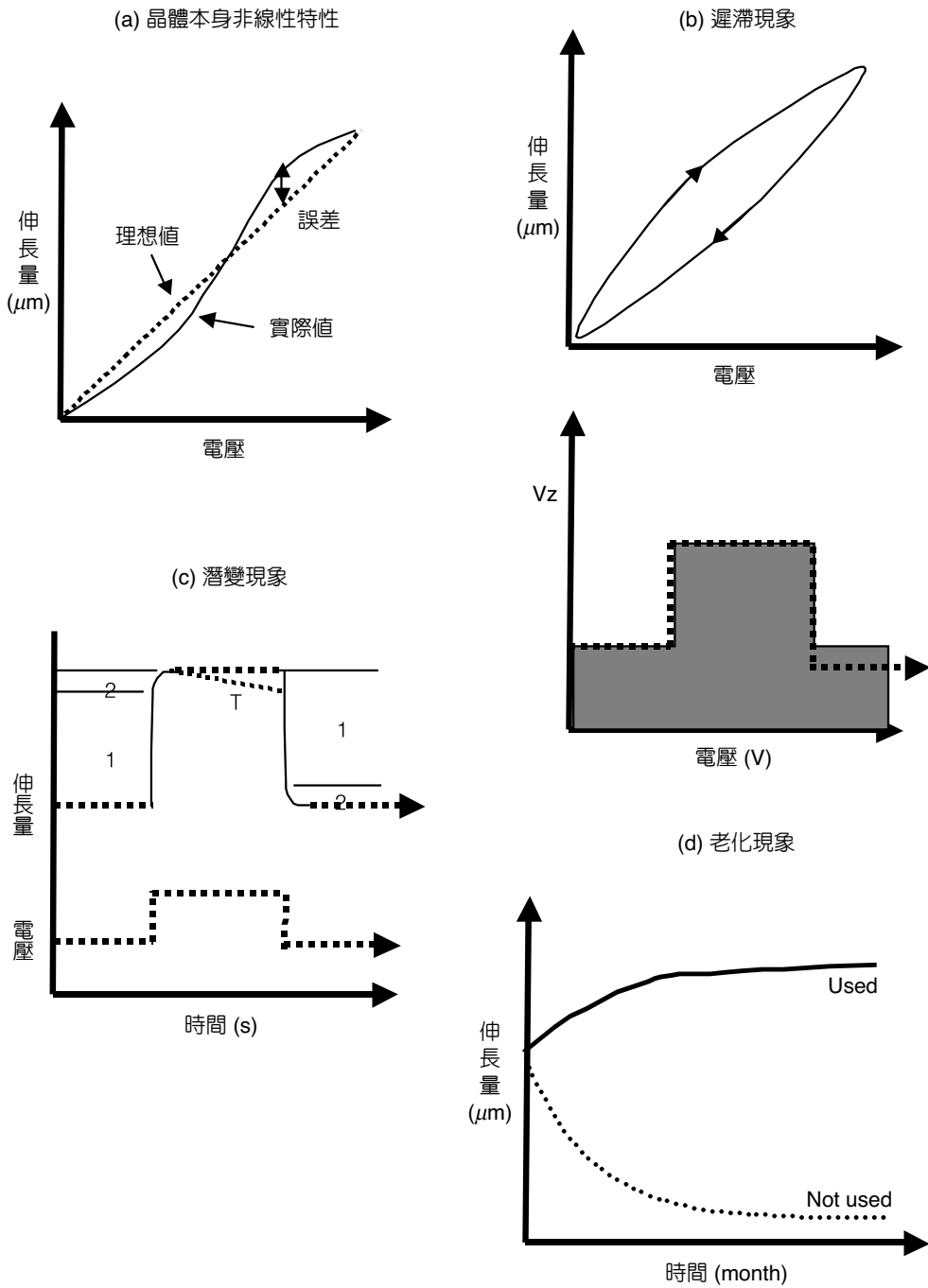


圖 11.80 掃描器的非線性特性示意圖。(a) 晶體內部的非線性曲線，(b) 遲滯現象，(c) 潛變現象，(d) 老化現象。

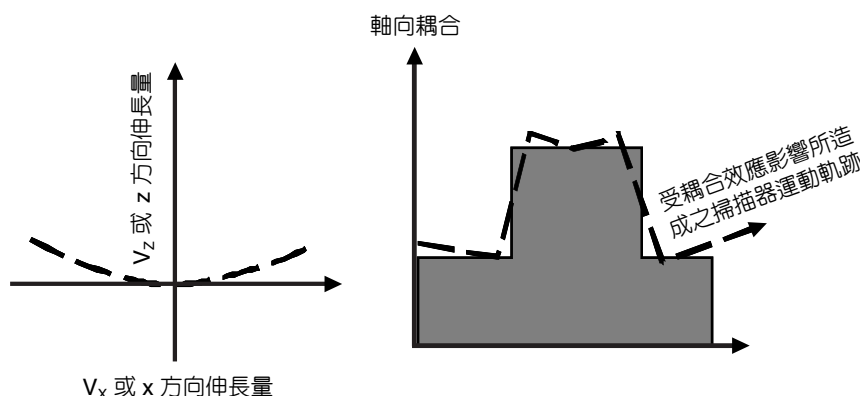


圖 11.81
掃描器的軸向耦合非
線性特性示意圖。

② 潛變現象

指壓電晶體在施予一階狀電壓後，無法立即產生完全對應的位移量，會隨著時間增加才達到施予電位之相對應位移量的現象，如圖 11.80(c) 上圖的實線部分，潛變現象也會發生在給一階狀電位後，隨著時間延長而掃描器 Z 軸發生位移量的變化，如圖 11.80(c) 上圖虛線凸狀部分的變化。

③ 老化現象

指掃描器長時間（約數月）未使用，使壓電晶體的極化現象減弱，當施予一定量的電壓後，掃描器卻無法達到相對應位置的現象。可經一段時間的使用後，消除此現象。

④ 軸向耦合現象

當掃描器進行 X、Y 平面掃描時，在 Z 軸方向也會產生微小的位移量，此位移量是壓電晶體本身晶格偏移所造成的。此現象會使掃描器在平面上的移動類似弧形運動，當掃描範圍縮小時，此現象會被削減。

(4) 回饋控制系統

回饋控制系統的目的是讓偵測訊號維持在原先的設定值 (set-point value)，以達到量測的目的，如底置式設計的 AFM 定力模式時，當偵測訊號大於或小於設定值時，回饋系統會將誤差值訊號 (error signal = 偵測訊號 - 設定值) 轉成驅動掃描器的電壓訊號，掃描器以延展或收縮的動作，使探針與樣本間的作用力維持在設定值。回饋系統的效率會影響到影像量測的品質，一般回饋系統是由 PID (P: proportional, I: integral, D: derivative) 的運算來達成，P 增益 (proportional gain) 是用來放大誤差值訊號，較大的 P 增益值可讓回饋系統快速回到設

定值，適合以定力模式量測粗糙表面樣本的應用，但過大的 P 增益值易使系統產生振盪，因為即使小的誤差值也會一直被放大，而無法達到設定值的穩定。較小的 P 增益值會降低回饋控制系統的速率，但可降低掃描器 Z 軸的移動而增加量測時的穩定性，適合以定高模式量測平滑表面的細微變化如原子的排列。I 增益 (integral gain) 幫助維持一精確的設定值，而 D 增益 (derivative gain) 可降低不必要的振盪產生。

11.3.1.5 掃描探針顯微術運用於樣品表面黏彈性量測

在奈米材料的研究中，對於材料表面的黏彈性分析，可運用掃描探針顯微術來做定性上的分析。

表面黏彈性量測 (viscoelasticity measurement) 的操作模式亦有兩種：接觸模式和敲擊模式。在接觸模式下，樣品上加一交流偏壓，樣品台就會開始以一固定頻率振動，並控制樣品台的振動方向在垂直方向。此時將探針慢慢靠近樣品，直到探針和樣品相距數個奈米，到達接觸模式的範圍。利用系統的回饋機制，保持探針和樣品間的距離一定，同時並偵測探針振動的振幅變化。如圖 11.82 所示，當樣品的表面為軟性或黏性區域時，由於探針受到表面黏性吸附力的影響，探針的振幅會比原來的振幅來得小；而當探針掃過較硬區域或是彈性區域時，則會因彈性的作用而使得懸臂的振幅比原來的振幅來得大。藉著探針懸臂振幅的變化，可得到樣品表面黏彈性的分布；同時，藉由回饋系統的訊號，也可以同時得到樣品的表面形貌，藉由表面形貌與黏性區域、彈性區域的相對位置，對於材料的黏彈性特性，也能夠有更深入的了解。

敲擊模式的操作原理和接觸模式相似，但由於敲擊模式下，探針幾乎不和樣品接觸，

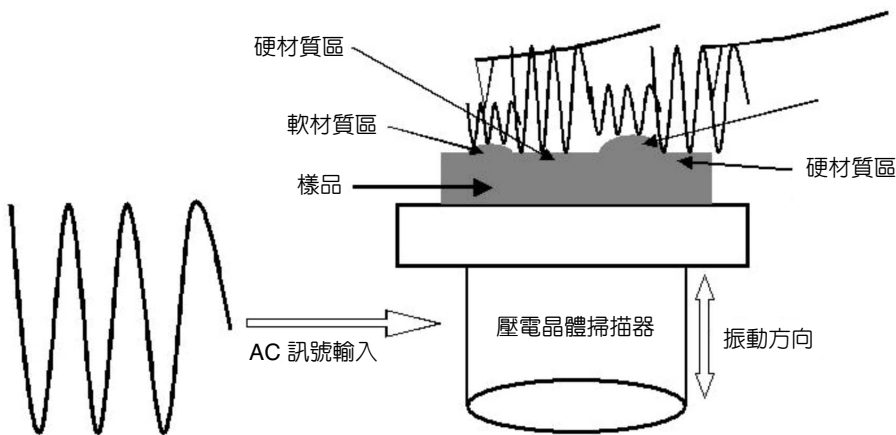


圖 11.82
黏彈性質量測示
意圖⁽⁷²⁾。

因此對於黏性或是軟性區域，不致造成樣品的刮傷，此為其優點，但解析度仍不及接觸模式之成像。

11.3.1.6 掃描熱力顯微術

利用掃描熱力顯微術 (scanning thermal microscopy, SThM)，可以量得材料表面的溫度分布，除了對於材料表面的微觀熱學性質有更進一步的了解，也可以藉由材料的溫度分布，對於發生在材料表面的某一化學反應之過程加以研究。

掃描熱力顯微術常用的熱感測器可分兩種，即電阻絲和熱電偶，如圖 11.83 所示。利用和掃描穿隧顯微術類似的系統架構，但在探針部分加上一熱電偶，用來感測探針和樣品間的熱交互作用，如圖 11.84 所示。其量測原理乃是以探針上熱電偶的電壓訊號為回饋訊號，在掃描過程中調整參考熱電偶的電壓，使其溫度保持一定，並以參考熱電偶的電壓為成像訊號，即可得樣品的溫度分布；若將熱電偶以一電阻絲取代，利用此電阻絲的電阻值會隨著溫度變化而改變，量測其電阻值變化，也可以藉此得到樣品表面的溫度分布。

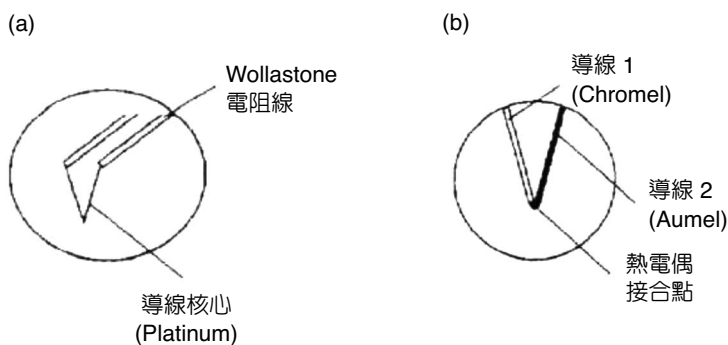


圖 11.83

(a) 電阻絲感測器與 (b) 熱電偶感測器示意圖⁽⁹³⁾。

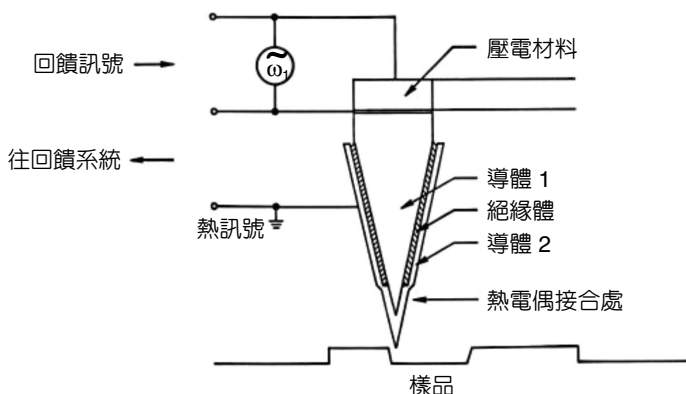


圖 11.84

熱電偶感測器示意圖⁽⁹³⁾。

11.3.1.7 掃描探針顯微術運用於奈米結構的製作

在半導體製程技術中，常以所製作元件的最小線寬來判定其製程能力，而決定製程能力最關鍵的部分就在於蝕刻微影的技術。利用掃描探針顯微術，可以在矽晶片上製作出奈米尺度的二氧化矽，這些氧化物即可做為蝕刻製程中用來定義線寬的蝕刻遮罩 (etching mask)，如圖 11.85 所示。

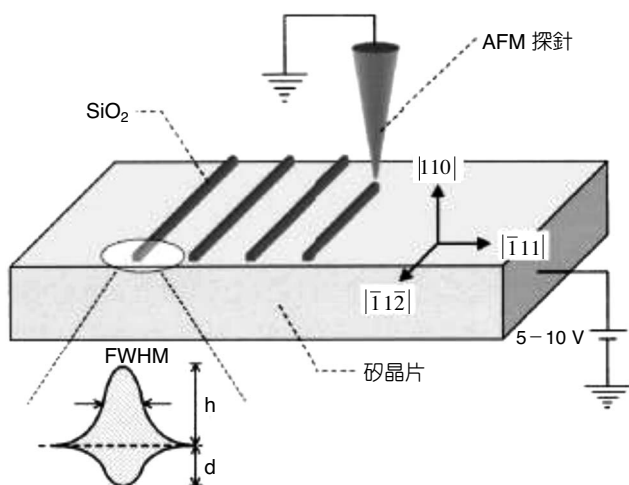
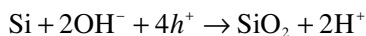


圖 11.85

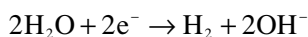
利用掃描探針顯微術製作蝕刻遮罩的過程圖⁽⁸⁰⁾。

利用接觸式原子力顯微術的原理，以定高度模式操作，並於可導電的探針和矽晶片間加一偏壓。在偏壓作用下，探針吸附大氣中的水膜，而在探針和樣品間形成水橋 (water bridge)，並且在矽晶圓表面發生陽極氧化反應 (anodic oxidation)，形成二氧化矽，此種製程又稱原子力微影術 (AFM lithography)。探針的運動路徑可經由程式的編寫加以控制 (Vector Scan mode, Seiko Instru. Corp.)，來完成樣品表面各種圖案的氧化物鍍製。

在矽晶圓表面之化學反應式為：



由於探針表面鍍有鈦金屬，因此探針的化性相當穩定，不參與化學反應。探針的化學反應式為：



利用此種方式製作的氧化物，其線寬可達五十奈米以下，若能針對其陽極氧化的化學

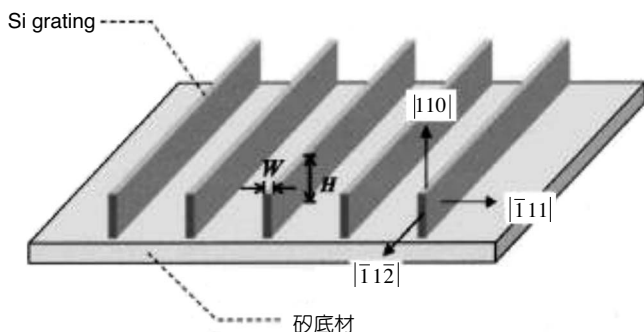


圖 11.86

矽底材加工後表面形貌圖⁽⁸⁰⁾。

反應機制加以研究，對於所形成氧化物的線寬與高度做定量上的分析，並朝平行陣列探針同步掃描以達大量製作的目的，這對原子力微影術的技術發展必定是一大突破。

11.3.1.8 掃描探針顯微術運用於電化學分析

由於掃描穿隧顯微術和原子力顯微術的操作環境並不侷限於真空，在一般大氣下，甚至在液面下也可操作，因此有時也被用來觀察電化學反應的發生過程，或是觀察電化學反應發生後，樣品的表面形貌、電性的改變。而在電化學上的應用，可分為電化學掃描穿隧顯微術 (ECSTM) 以及電化學原子力顯微術 (ECAFM)。

以電化學掃描穿隧顯微術而言，和一般大氣下操作的不同點，在於整個電化學反應的過程中，探針所感受到的電流包含了穿隧電流 (tunneling current)、充電電流 (charging current) 以及法拉第電流 (Faraday's current) 三種。穿隧電流是由探針和樣品間的穿隧效應而來；充電電流則是由於當溶液中的金屬電極失去電子而解離成陽離子時，由於靜電平衡，這些電子和金屬陽離子會在電極表面形成電雙層結構 (electrical double layer)，此結構和電容器的結構相似，此時若在電極上施加一電位時，電雙層內即有充電電流的產生；法拉第電流則是由於有電化學反應的發生而產生。

在電化學的應用上，電化學掃描穿隧顯微術主要用來觀察電化學反應期間樣品表面性質的變化。在掃描前，必須先量測探針的電流－電位曲線，得到流過探針的充電電流與法拉第電流的大小，在進行穿隧掃描時，才能將穿隧電流以外的電流訊號造成的干擾減低，以確保樣品表面形貌的正確性。而電化學原子力顯微術的成像，是由探針和樣品間的作用力而來，因此充電電流及法拉第電流的干擾不影響其成像結果。電化學掃描穿隧顯微術可以量測樣品表面的電流－電位曲線，得到電化學反應中的氧化電位及還原電位；或是測量樣品表面的電流－時間曲線，得到樣品表面電荷數；抑或是量測樣品表面的電位－時間曲線，以得到反應過程中樣品表面的變化情形。藉由這些資訊，對於電化學的反應機制及其反應過程，都可以進行更進一步的研究。

11.3.2 近場光學掃描顯微檢測技術

90 年代是微米技術蓬勃發展及成功地應用於半導體工業上的時期，隨著科技迅速發展與工業成長，所有元件設計的精確度已開始進入奈米尺寸的要求。然而，材料小到奈米尺度時，其物質的特性將不同於以往相同材料在巨觀介質 (bulk) 的行為，也就是材料的介電性、磁性、活性、熱性，甚至於光學行為在材料維度減小後都有所不同，所以想要了解材料在奈米尺度下的特殊行為，進而能將其特殊性質應用到以往元件無法解決的問題，具有超高空間分辨率的量測研究工具是極為重要的，尤其在研究奈米光學或量子光電元件方面，最重要的檢測工具之一就是近場光學顯微儀，本節將簡述近場光學掃描顯微檢測之原理、發展及應用。

11.3.2.1 基本原理

近場光學顯微技術 (near-field scanning optical microscopy) 是近代新發展出的顯微技術之一，其所能達到的空間解析度 (spatial resolution) 遠大於一般的光學顯微鏡。1873 年德國物理學家 Ernst Abbe 認為在遠場光學中 (遠大於一個波長的距離) 觀察物體時，必定無法避免光之波動性質所造成之干涉與繞射效應，僅能獲得約半個波長 ($\lambda/2$) 之空間解析度，稱為繞射極限。之後英國的 Lord Rayleigh 針對此寫下了所謂的 Rayleigh 準則：即兩物體必須大於或等於 $1.22\lambda/2n\sin\theta$ 才能被清楚地分辨出來，其中 λ 為所使用的光波長， n 為所在之光學介質折射率， θ 為用來收集或聚光至感測器用的物鏡光孔穴 (aperture) 的半角。據此，若以可見光區中間的黃色光 (550 nm) 為光源，則僅可達約 $0.3\ \mu\text{m}$ 之空間解析度。因此在遠場光學中欲獲得高空間解析度，必須使用：(1) 短的光波長，如紫外光 (UV)、X 光，乃至於電子束，(2) 高折射係數介質，如使用油鏡或浸漬技術 (immersion microscopy)，(3) 光孔穴半角大的物鏡，如大口徑與高曲度的物鏡。然而 (2) 與 (3) 之效果頗為有限，故只有電子顯微鏡因電子束之短物質波波長而可獲得奈米 (nm) 級的解析度，但磁鏡的像差、高能量電子束對真空的需求及對樣品的破壞、電子束造成之電荷累積 (charging effect)，以至於生物樣品須鍍導電膜等，皆限制其使用範圍與功能甚鉅。所以如何使光學顯微術突破繞射極限之空間解析度一直是眾人努力的目標。

在光學上，想要獲得超高空間解析度並且不受波動的繞射限制，可以用圖 11.87 的方法來實現。通常對於小於觀測波長的物件，若欲知其本質 (intrinsic) 特性，最直接的辦法就是製作一個尺寸遠小於觀測波長或被測物件的探測器，如此可增加探測之空間解析度，也就是可用探測器本身的尺度去分辨物體的大小，並且放置在離待測物很近的距離，如此就可很直接的探測到待測樣品的近場光學性質。這些性質包括：(1) 物質本身輻射或電磁波和物質作用後散射的訊息，這些訊息是可以在遠場接收到的，(2) 一些隨距離衰減之非輻射的訊息，也就是一般所謂的消散場 (evanescent field)，通常這個場的行為跟物質的本質特性有

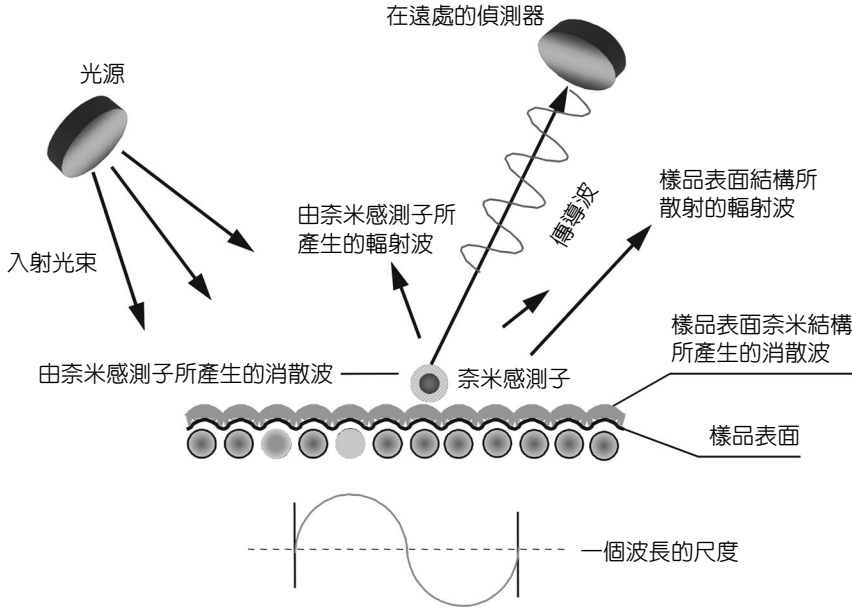


圖 11.87

近場光學基本原理之概念圖。

關，對於接受到這些訊息再經由探測器傳遞到遠距離 (即遠場) 的接收器，也可作高空間解析之點對點 (pixel by pixel) 的資料分析，這個概念可提高量測上空間解析之分辨率，更重要的是可以直接量測物質本身的光學作用性質，這點是其他量測方法不易達到的。圖 11.87 如果以分辨小於可見光 (波長 λ 介於 400–800 nm) 的空間解析度而言，探測器大小必須製作在奈米尺寸，以分辨比探測器尺寸大或相當的物體。當光源照射至樣品表面時，物體本身會產生散射至遠場的行進波，也同時會有非輻射的消散場，藉著探測器以很近的距離接收或與樣品表面的消散場作用 (通常是一種微擾行為)，可將極區域且微弱的訊號傳遞到遠場的接受器。

理論上，若將電偶極 (electrical dipole) $\mathbf{p}$ 視為物質輻射的最基本主要貢獻，則依據古典電動力學的理论，可知微小振盪源的輻射電場 $\mathbf{E}$ 為：

$$\mathbf{E} = k^2 (\mathbf{n} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{n} \frac{e^{ikr}}{r} + [3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \left[\frac{1}{r^3} - \frac{ik}{r^2} \right] e^{ikr} \quad (11.92)$$

其中， k 為輻射場的波數 (wave number)， r 為電偶極矩至觀測點的距離， $\mathbf{n}$ 為 r 的單位方向向量 (unit vector)。在 $kr > 1$ (i.e. $d < \lambda < r$) 的遠場區域 (radiation zone)，此處 d 為電偶極輻射源的大小，可得 $\mathbf{E}$ 的近似式為：

$$\mathbf{E} = k^2 (\mathbf{n} \times \mathbf{p}) \times \mathbf{n} \frac{e^{ikr}}{r} \quad (11.93)$$

若對 $\mathbf{E}$ 作微分可得：

$$\left| \frac{d\mathbf{E}}{E} \right| = \frac{\sqrt{k^2 r^2 + 1}}{r} dr \cong k dr \quad (11.94)$$

$$dr \cong \frac{1}{k} \left| \frac{d\mathbf{E}}{E} \right| = \frac{\lambda}{2\pi} \left| \frac{d\mathbf{E}}{E} \right| = \lambda \cdot \text{contrast} \quad (11.95)$$

故知遠場中之空間解析度，除了與量測的對比分辨能力 $\left| \frac{d\mathbf{E}}{E} \right|$ 有關之外，主要是與量測的波長成正比。

當在 $kr < 1$ (i.e. $\lambda > r \geq d$) 的近場區域中 (near zone)，則可得 $\mathbf{E}$ 的近似式為：

$$\mathbf{E} = [3\mathbf{n}(\mathbf{n} \cdot \mathbf{p}) - \mathbf{p}] \frac{1}{r^3} \quad (11.96)$$

$$\left| \frac{d\mathbf{E}}{E} \right| = \frac{3}{r} dr \Rightarrow dr = \frac{r}{3} \left| \frac{d\mathbf{E}}{E} \right| \quad (11.97)$$

因為近場中， $r \geq d$

$$dr \geq \frac{d}{3} \left| \frac{d\mathbf{E}}{E} \right| = d \cdot \text{contrast} \quad (11.98)$$

亦即在近場中，空間解析度與量測的對比分辨力 $\left| \frac{d\mathbf{E}}{E} \right|$ 有關之外，主要則與量測之距離成正比，而其最小值則為電偶極輻射源的尺寸，因而在理論上，近場光學可獲得分子尺寸的空間解析度。

11.3.2.2 近場光學的發展

英國的 Syge 以及美國的 O'Keefe 分別在 1928 年及 1956 年提出可獲得突破繞射極限的構想，就是利用在遠小於一個波長的距離內 (即所謂近場中) 來進行光學量測 (如圖 11.88)，取得樣品表面上各局部區域的光學訊息，並藉由掃描方式集合一個區間範圍內的資訊形成影像，這樣的量測方式，避免了在大於一個波長距離後光波動性質的呈現與干擾，因此並不會受到繞射極限的限制，在理論上可以得到樣品表面小至分子尺寸的空間解析度。此即為掃描式近場光學顯微儀 (scanning near-field optical microscope, SNOM or NSOM) 的基本原理。1972 年 E. A. Ash 與 G. Nicholes 首次以波長三公分的微波 (microwave) 實驗證實了可以在近場中觀測物體，而得到約為 1/60 波長的空間解析度，算是近場光學顯微術在原理上的首次實驗證明。然而，受限於當時無法有效地控制約 1/100 波長的近場距離及製作

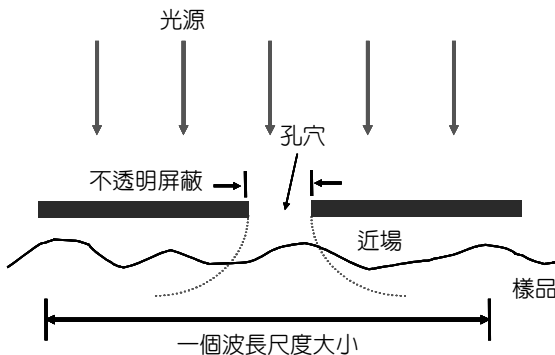


圖 11.88

近場中可突破繞射極限之工作示意圖。

出奈米 (nm) 尺度之光學孔穴的技術，他們沒達成用可見光來進行近場光學顯微的實驗。

在近場光學的實際量測操作上，主要需有一極微小的偵測器 (detector) 或散射點 (scatter)，以此來收集空間中局部的光學訊號，以及必須控制此感測器或散射點在非常接近樣品表面的距離，此微小的感測器和與樣品表面距離的控制技術，是近場光學顯微技術的發展關鍵。1986 年獲得諾貝爾物理獎的 G. Binnig 及 H. Rohrer 於 1982 年製作出第一部電子掃描穿隧顯微儀 (scanning tunneling microscope, STM) 後，1984 年瑞士 IBM 研究中心的 D. W. Phol 及美國康乃爾大學 A. Lewis 等人利用 STM 的回饋控制 (feedback control) 原理及掃描技術解決了部份近場光學顯微儀的技術問題，並利用玻璃微細管 (micropipette) 熔拉成錐形的探針，再於其外面鍍上奈米厚度的鋁膜以形成具有奈米尺寸之光孔穴的探針，成功地使近場光學顯微儀具有初步的雛形。隨後 1989 年 R. C. Reddick 等人在美國 Oak Ridge 國家實驗室利用全反射的消散場強度具有指數衰減的特性，製作了具有光學回饋控制探針高度的近場光學顯微儀，且首次使用了以腐蝕製成之光纖探針作為近場感測之探針，稱之為光子掃描穿隧顯微儀 (photon scanning tunneling microscope, PSTM)。它可成功地作穩定的近場光學掃描，空間解析度達 50 nm 至 20 nm，但因為其利用光學全反射的消散場強度作光源，故樣品的之光學條件頗受限制。

對於光學探針的製作與發展，早期近場光學量測的結果中，有 D. W. Phol 等人採用的石英探針及 E. Betzig 等人採用玻璃微細管並鍍鋁膜的探針。前者是利用一連串的研磨技術將石英磨成探針，並鍍上一層金屬膜，在探針尖端以 STM 方式作近場掃描，並藉由波導方式傳遞光學訊號，缺點是製作技術過於複雜，且探針製程的重複性不高，在解析度上無法突破 200 nm；後者是應用生物醫學上常用的玻璃微細管熔拉技術，製成細管的探針並以此為傳遞光學訊息之波導結構，它的好處是製作簡單、穩定、重複性高及孔穴可保持圓形對稱，針尖大小可維持在 100 nm 以下，但缺點是玻璃微細管形成之波導結構傳遞光學訊息時損耗會相當大。目前一般掃描式近場光學顯微儀是使用光纖波導所製成的探針，在外表鍍上金屬薄膜以形成末端具有小於 100 nm 之直徑尺寸光學孔穴的近場光學探針，用以作為接收或發射光學訊息。圖 11.89(a) 是一般所使用之光纖探針的電子顯微鏡照片，此一光纖探

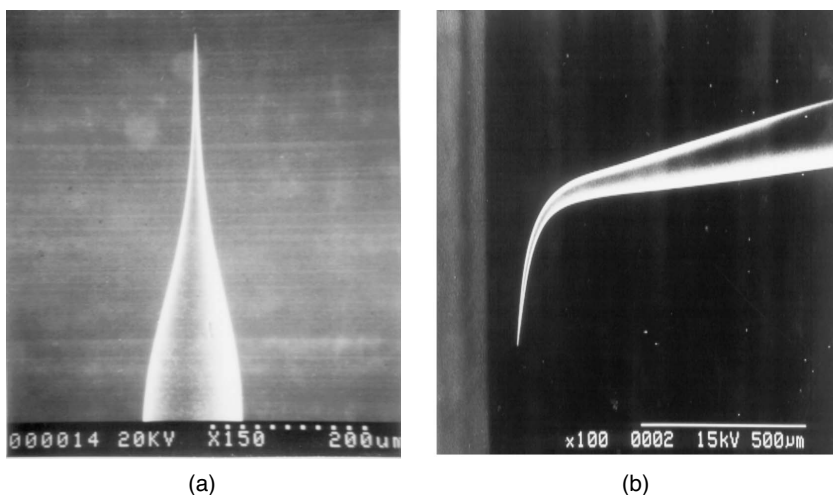


圖 11.89

近場光纖探針之 (a) 電子顯微鏡照片，及 (b) 改良型彎曲式光纖探針。

針可用熔拉或腐蝕之方法製成；圖 11.89(b) 為一種彎曲型近場光學探針，可使用於現行各種原子力顯微儀 (atomic force microscope, AFM)，同時作近場光學及原子力顯微探針之用。

另一方面，在近場探針與樣品表面距離的控制上，隨著 1986 年原子力顯微儀發展出來後，在 1992 年由美國 AT&T 實驗室的 Eric Betzig 及羅徹斯特理工學院 (RIT) 的 Mehdi Vaez-Iravani 分別提出利用剪力式顯微儀 (shear-force microscope) 的技術作為近場光學顯微儀之光學探針的高度回饋控制。這種結合可作精密位移與掃描探測的壓電陶瓷材料 (piezo-electrical ceramics) 與原子力顯微技術所提供之精確的高度回饋控制，能將近場光學探針非常精確地 (垂直與水平方向的空間解析度可分別達到 0.1 nm 與 1 nm) 控制在被測樣品表面上 1 nm 至 100 nm 的高度，進行三維空間可回饋控制的近場掃描 (scanning)。此一技術的改進，可獲得極穩定且重複性頗高的表面形貌與近場光學影像，且兩者可以同時並獨立的取得，能提供有效的對照與參考研究。

由於近場光學顯微儀的空間解析度實際取決於光纖探針末端光學孔徑的大小，以及近場光學探針與樣品表面間的距離，所以目前一般近場光學顯微解析度主要受限於光學孔徑的大小，約可達到 20 nm 的空間解析度。

11.3.2.3 近場光學顯微儀架構

掃描式近場光學顯微儀目前常用的工作模式，依照量測的需要以及樣品的光學特性，可選擇適當的量測方式，主要分為兩大類：穿透式和反射式掃描近場光學顯微儀，並且可再細分為探針本身照光和以探針收光兩部分，如圖 11.90 所列的五種工作模式，以下略作說明。

掃描式近場光學顯微儀的工作模式

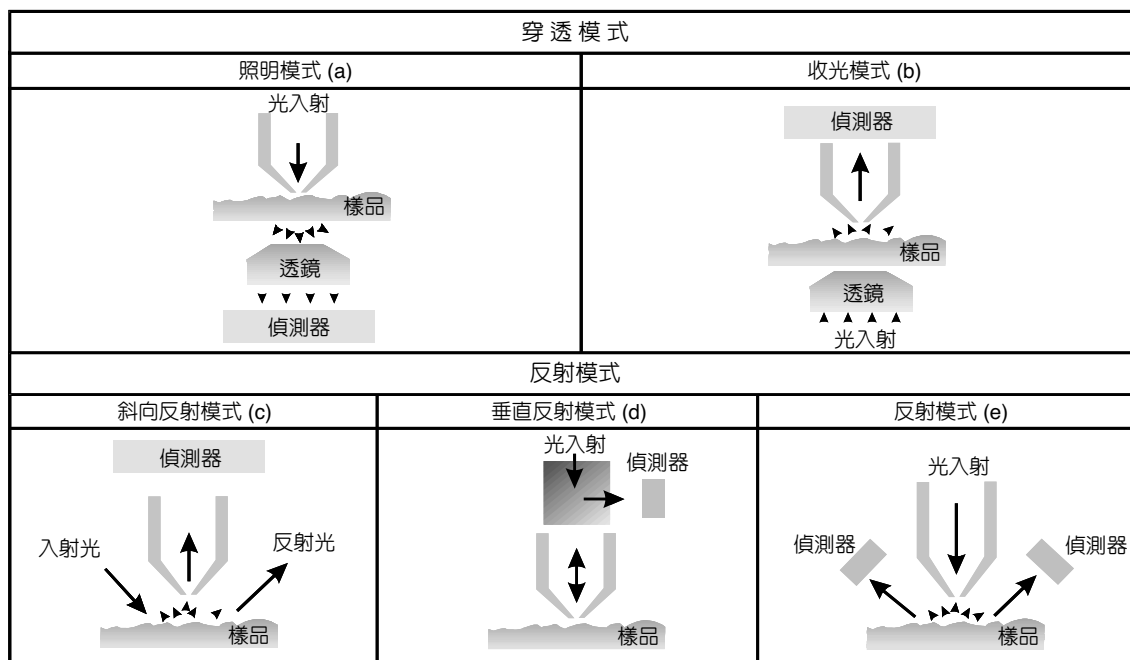


圖 11.90 掃描式近場光學顯微儀依據量測需要及樣品之光學性質，通常分成穿透式與反射式兩大類，此處顯示的是常用之五種工作模式。

穿透式掃描近場光學顯微儀

• 探針照明式 (Illumination Mode)

以光纖探針的光學孔穴作為近場之點光源，光經樣品穿透至另一方之偵測器而被接收的模式。

• 探針收光模式 (Collection Mode)

光源由樣品另一方送入，穿透樣品後經由光纖探針在近場中接收的模式。而光源穿透樣品的方式又可分為用內部全反射 (total internal reflection) 的方式，與直接入射光穿透樣品的方式兩種。

反射式掃描近場光學顯微儀

• 斜向照明探針集光模式 (Oblique Reflection Mode)

光源由側面打在樣品上經反射後由光纖探針在近場中接收光學訊號的模式。

• 垂直反射模式 (Vertical Reflection Mode)

光經由光纖探針在近場中發射至樣品表面，經垂直反射後再由同一光纖探針在近場中接收光學訊號的模式。

• 探針照明斜向收光模式 (Reflection Mode)

光經由光纖探針在近場中送出至樣品表面反射後，由側向的偵測器接收光學訊號的模式。

對於光穿透較佳的透明樣品，可選擇穿透模式進行量測，反射模式則須選擇反射率較高的樣品，且反射式的三種模式中，垂直反射模式是利用同一光纖探針送光與收光，可以省去側向外加的光學元件，使得系統更為簡便。

當然，以上各種方法只是較常用的工作模式，其他例如用金屬探針尖端或金屬奈米顆粒作為近場內的散射中心 (scattering center) 的掃描式近場光學顯微儀等，以及一些正在研究與發展的新式近場光學顯微儀，如全反射式螢光顯微儀 (total internal reflection fluorescence microscope, TIRFM)，都是可行與有效的工作模式。依據近場基本原理的概念，探測器也可利用一微小的物體將近場的訊息散射至遠場接收，故一般穿隧掃描式顯微儀與原子力顯微儀的金屬或半導體探針，也可以當作近場奈米散射中心。如圖 11.91 所示，利用斜向照明集光模式的工作架構，由系統側面入射一道偏振雷射光到樣品表面上，再以鎢針 (tungsten tip) 的針尖將近場侷域的光散射至遠場，由一普通顯微鏡系統，利用高倍率物鏡將大部分的散射光收集，並且需要有效過濾背景值以提高量測的訊雜比 (signal-to-noise ratio)，再由接收器去量測分析。另外，也可利用奈米顆粒 (nanoparticle) 來當作散射源，此奈米顆粒可為金

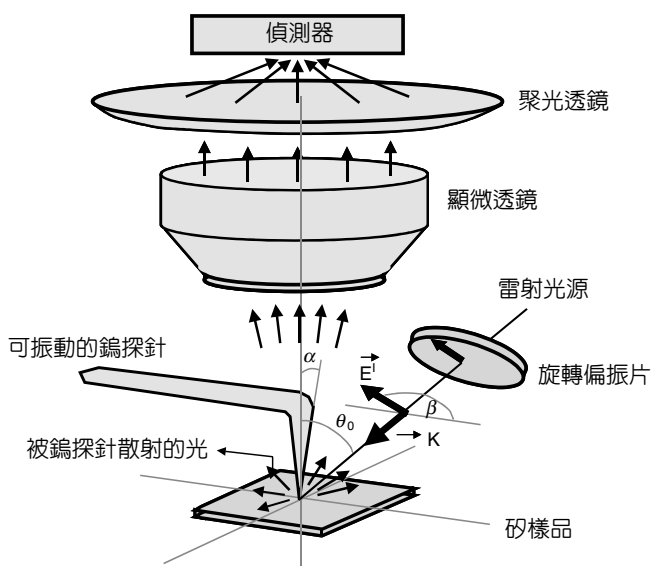


圖 11.91

利用金屬探針尖端作為近場內的散射中心的掃描式近場光學顯微儀⁽¹¹⁴⁾。

屬或非金屬的材料，利用光鉗 (optical tweezers) 的方法，將奈米顆粒以光子力 (optical force) 的方式操控至樣品表面，再將由奈米顆粒散射出的光訊號以透鏡收集。如圖 11.92 所示，此基本架構為一探針集光模式，樣品在稜鏡 (prism) 斜邊之全反射的消散場，利用奈米顆粒將此非輻射場的訊號散射至遠場由物鏡收集，而此實驗通常需要兩道不同波長雷射光束，一為操控光鉗的雷射光，另一為探測樣品表面的光源，再將背景雷射光過濾，以獲得樣品表面由奈米顆粒散射出的光訊號，故此架構有一些基本的缺點必須考慮，例如不同光源的相互干擾，以及奈米顆粒本身在操控光源內的熱擾動，通常是布朗運動 (Brownian motion)。故綜合以上所述，基本的工作模式依據架構的不同，除了如圖 11.90 有五種基本的情形外，對於探測器本身的製作，也可分為兩類，一為有孔穴探針，在近場區域接受樣品電磁訊號後，並利用波導結構傳遞電磁波訊號至遠場，另一為無孔穴探測源，是利用奈米顆粒或金屬探針針尖將近場電磁訊號直接散射至遠場，與傳統光學顯微鏡結合將散射光訊號接收。可用圖 11.93 做一清楚的概念描繪，傳統光學顯微鏡為利用一透鏡將光束聚焦後，以最小的繞射光點作為其解析物體的最大能力 (圖 (a))，而近場光學顯微儀則是使用小於波長之光學孔穴收光或送光，並利用波導來導引光訊息 (圖 (b))，此外也可利用散射點來使近場訊號散射傳遞到遠方接收器 (圖 (c))，下文則是光纖探針架構的近場光學顯微儀的說明。

目前一般近場光學顯微儀所使用的光纖探針，常用的製作方法有腐蝕成針法及熔拉成針法，或先熔拉成針再腐蝕的方法。其中腐蝕成針法可依所使用的技術與溶劑，粗分為 NH_4HF_2 飽和溶液腐蝕法與高濃度 HF 溶液微細管腐蝕法 (tube etching)。 NH_4HF_2 腐蝕法一般

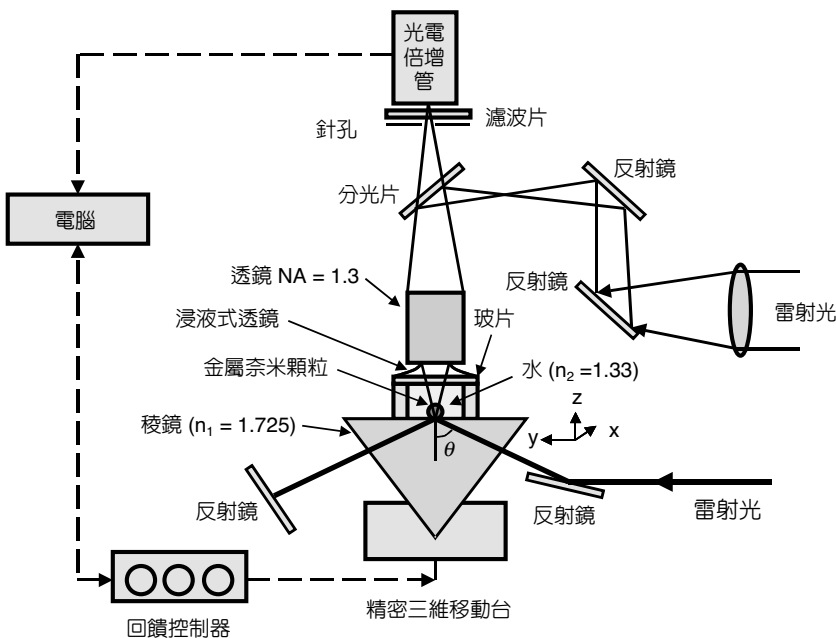


圖 11.92

利用金屬奈米顆粒作為近場內的散射中心的無孔穴式 (apertureless) 掃描式近場光學顯微儀⁽¹¹⁵⁾。

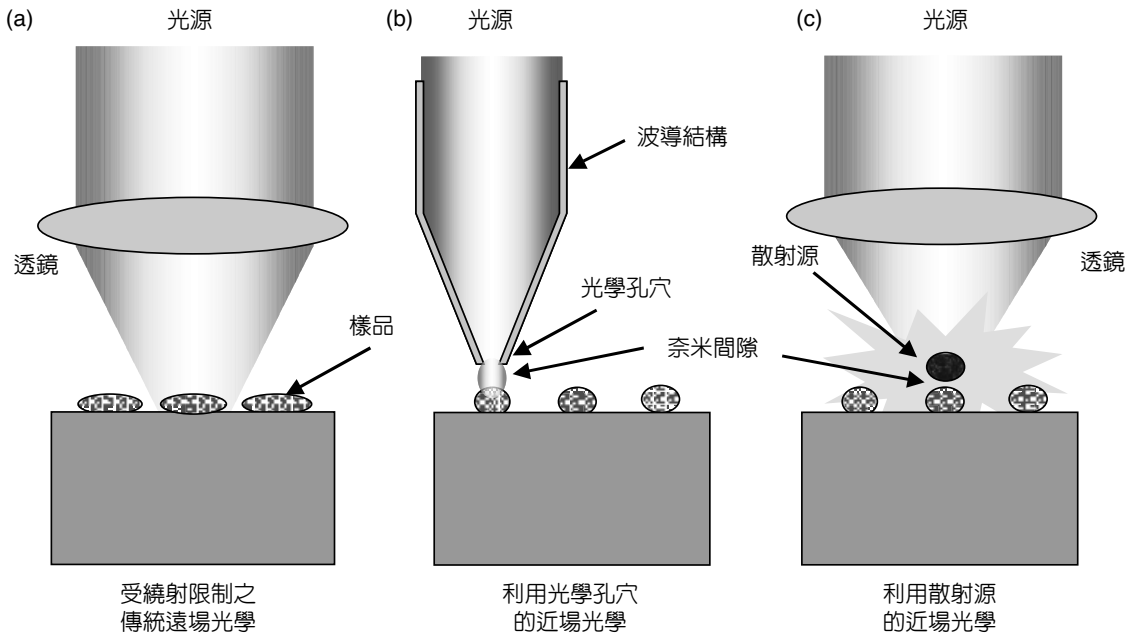


圖 11.93 傳統光學顯微鏡與近場光學顯微儀之概念圖。

使用有剝皮平切光纖直接浸入腐蝕，利用纖核與纖衣間的不同腐蝕速率，造成一位於平切面圓心處之小錐狀突起，加以鍍膜後，形成光學探針。高濃度 HF 溶液微細管腐蝕法則直接截斷未剝皮之光纖素材後，垂直液面浸入腐蝕液後完成腐蝕，其方法乃利用毛細管現象與高濃度氟化氫溶液之對流現象，腐蝕出可保持於塑膠保護層內之探針（如圖 11.94 所示），腐蝕完成後，直接以高濃度硫酸溶液將外附之塑膠保護層溶化，並加以鍍膜即可使用。熔拉成針法需使用一可局部加熱之熱源，常用的熱源為二氧化碳雷射與弧光放電等，對小區域之光纖加熱使之達到熔融狀態，適時配合牽引系統在加熱區域兩端向外施力，此局部熔融區域形成錐狀針形，初步完成的探針通常再配合化學腐蝕的方法進一步得到較小的針尖。彎曲式光纖探針的製作，則是將上述熔拉完成的直立式光纖探針，採用電弧加熱方式，使之在熔融時因重力而彎曲。

近場光學顯微儀的主要架構通常是以原子力顯微儀的系統為基礎，利用其力學回饋控制系統來控制探針的高度，以保持探針於近場距離，通常是用非接觸模式的掃描，以保護近場光纖探針，並且此架構可同時獲取表面形貌，故以力學回饋系統來區分，可將光纖探針之近場光學顯微儀分成兩類，剪力式 (shear force) 與輕敲式 (tapping) 兩種。圖 11.95 是利用剪力式顯微技術作近場光學探針之力學回饋控制的穿透式近場光學顯微儀的典型結構示意圖，其中近場光學探針是經由一訊號產生器 (function generator) 之諧波訊號來驅動其振動之雙層壓電陶瓷片 (bimorph) 所振動的，通常振動的頻率是在近場光學探針的本徵共振頻率

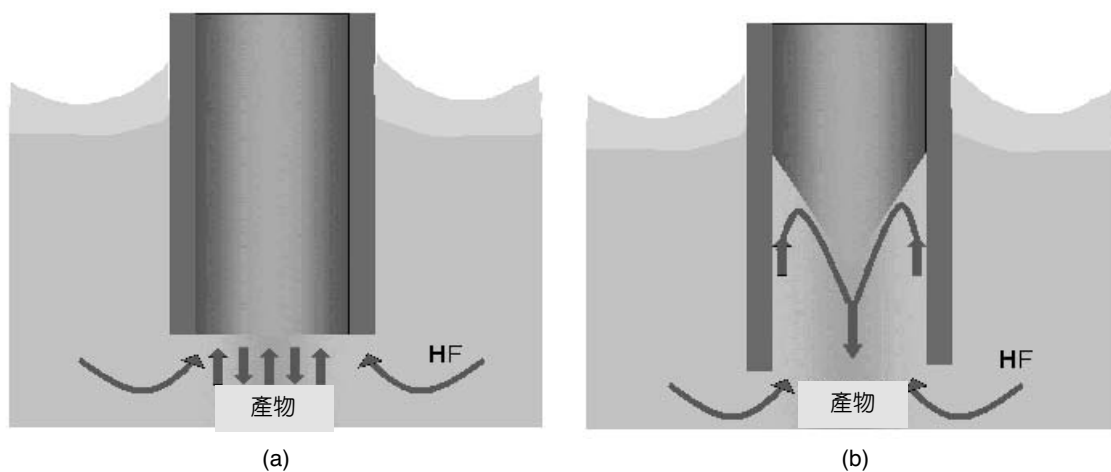


圖 11.94 (a) 平切過的光纖置於氫氟酸溶液中，(b) 光纖在氫氟酸溶液中腐蝕一段時間後的示意圖；氫氟酸和塑膠保護層的毛細作用會使得光纖外圍的部分比纖心的部分腐蝕得快，因而腐蝕造成一個圓錐形的針尖⁽¹¹⁶⁾。

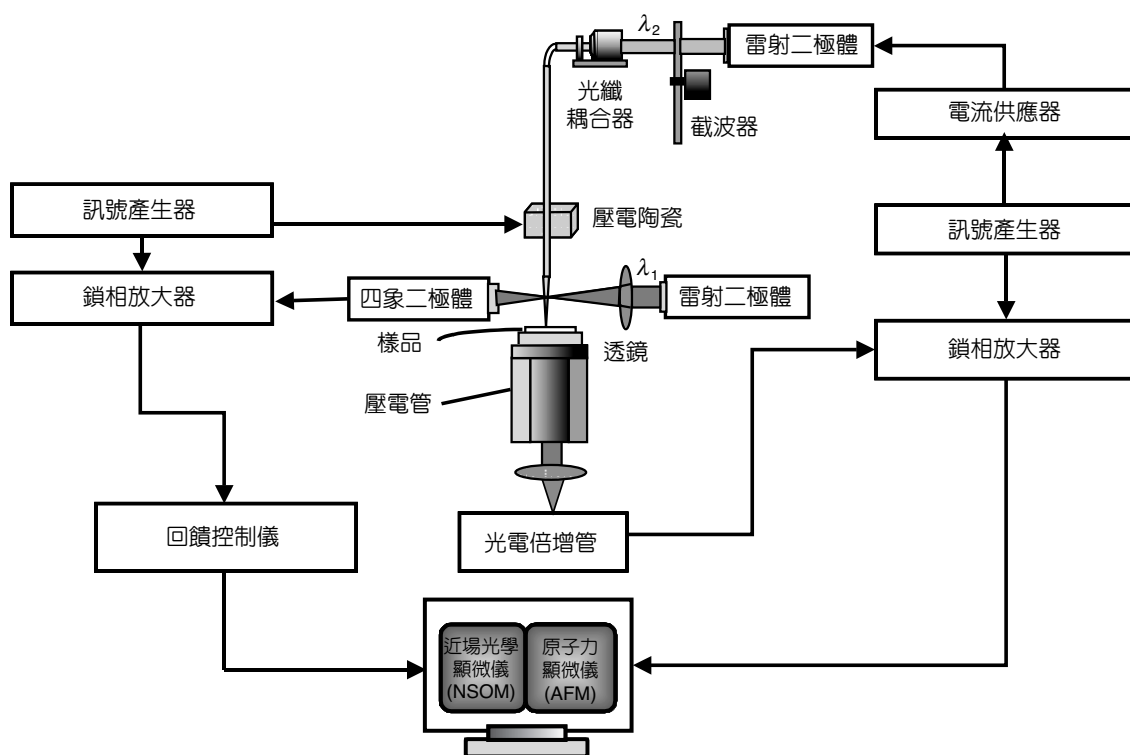


圖 11.95 直式光纖探針及剪力回饋控制之穿透式近場光學顯微儀結構示意圖。

(resonance frequency) 處附近，而其振幅則可由諧波驅動訊號之振幅來控制。半導體雷射 (λ_1) 經由透鏡聚焦於近場光纖探針上，再由位移檢測光二極體 (position sensitive photo diode, PSPD) 偵測出近場光纖探針次微米以下之微小振幅的大小及相位，經鎖相放大器 (lock-in amplifier) 放大訊號後輸入回饋控制系統。其主要目的是在利用近場光纖探針尖端與樣品表面間之剪力或凡得瓦爾力 (van der Waals force) 等的力作用，來作為近場光纖探針與樣品表面間距離之量測與回饋控制之用，再以可作三維精密位移之壓電陶瓷管 (piezo tube) 來精確地控制探針在樣品表面上約數個奈米的高度作近場的掃描探測，且此一回饋控制訊號可提供原子力顯微影像，亦即是樣品表面幾何形貌 (topography) 的顯微影像。另一方面，半導體雷射 (λ_2) 的電流供應器 (current source) 經訊號產生器的訊號調制後，再經光纖耦合裝置導入近場光學用之光纖探針的另一端，在光纖探針尖端形成一近場之點光源，再隨著前述之原子力 (或剪力) 作用之回饋機制的控制，在樣品表面上近場範圍內做掃描，穿透樣品之光學訊息則被透鏡接收送入光電倍增管 (photomultiplier tube) 中，再經鎖相放大器放大後輸入電腦，顯示出近場光學的顯微影像。

圖 11.96 為使用輕敲式 AFM 做為回饋控制系統的收光模式近場光學顯微儀架構簡圖，雷射光照在彎曲式光纖探針上，經由其背面之平面將光點反射至光學感測器上，而感應到的力學訊號傳至控制主機，一方面回饋控制探針與樣品間保持穩定距離，另一方面也可由此訊號取得原子力顯微影像；在此同時由訊號產生器送出一高頻諧波訊號調制入射至樣品一端的雷射光源，以光纖探針擷取樣品另一端之近場光學訊號，送進光電倍增管中放大，由此獲得近場光學的顯微影像。此系統中的彎曲式光纖探針背部非常的平坦，故具有極佳的光學反射條件，因此在作力學訊號偵測時，雷射光點照在其背部可以完全的反射，能有效地避免散射至樣品表面，尤其是針對具有感光性 (photosensitive) 的樣品尤其重要。另外，在進行近場光學實驗時，由於光纖探針尖端光學孔穴遠離了作為力學訊號偵測之雷射光源，亦可避免探針送光或收光之近場光學訊號受到上述雷射光的影響，可充分地降低光學背景的雜訊。此外彎曲式光纖探針外形與商用之探針相似，因此具備可配合任何機型之 AFM 的系統達到近場光學顯微術的優點。

有鑒於上述近場光學量測方式，回饋系統所使用的半導體雷射光束聚焦於近場光學探針上，往往會與我們真正想要的光學訊號耦合在一起，造成背景值過高，而且當樣品是屬於感光性物質時，此雷射光束就會對樣品造成嚴重傷害。若是以非光學方式的近場光學探針振盪量測，不但可避免傷害樣品、增加訊雜比 (signal-to-noise ratio)，也不會有因為雷射光而產生熱方面的干擾，另外，系統也會因為省去了一組半導體雷射及位移檢測光二極體而變得較輕巧且單純，所以非光學式近場光纖探針控制的方法已逐漸受到重視。目前此非光學式的方法是利用石英音叉 (tuning fork) 來做為回饋感測控制，且依著音叉的放置方向以及光纖探針的黏著方式，也可分為剪力式與輕敲式兩種不同工作模式，圖 11.97 上方所示分別為兩種音叉振動模式的示意圖，下方則是其實體圖。由圖中可看出剪力式音叉之振動方向是與樣品表面平行，光纖探針黏著在音叉振臂的側邊並做橫向振動。而輕敲模式則是將

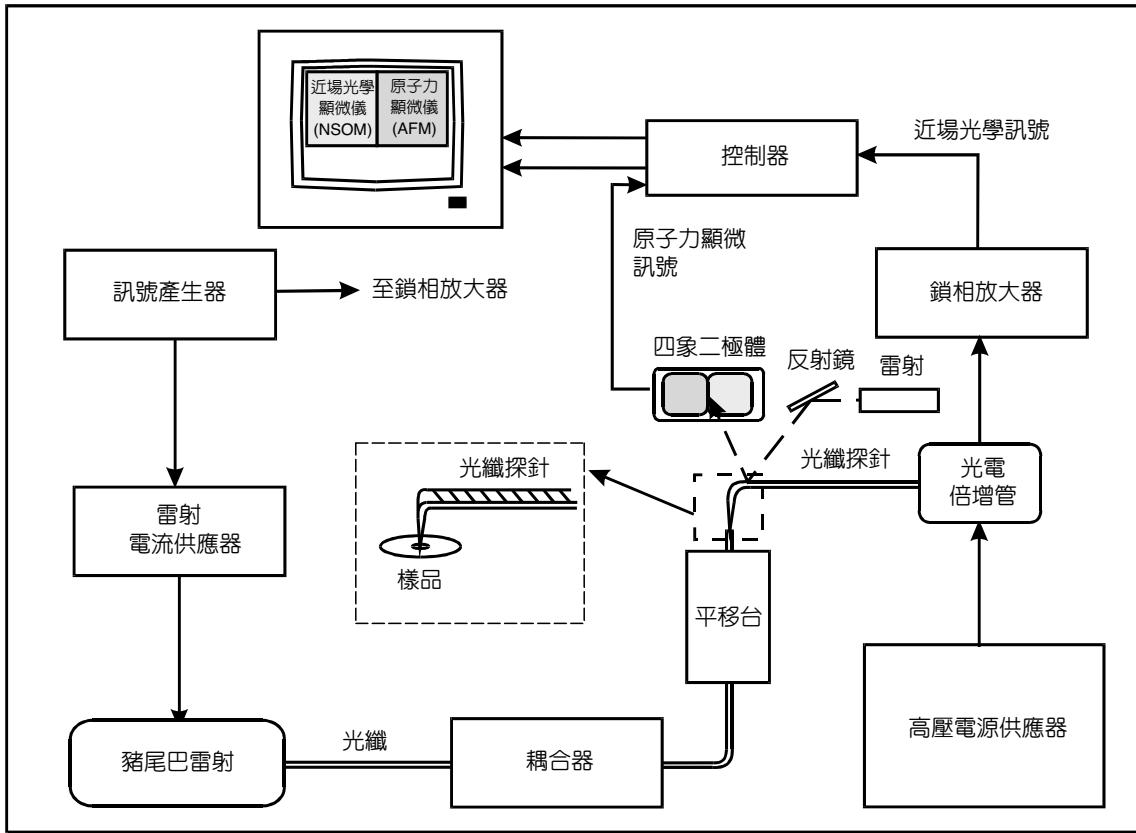


圖 11.96 彎曲式光纖及輕敲 AFM 回饋控制之收光模式近場光學顯微儀架構簡圖。

音叉橫向固定，壓電陶瓷振盪片 (bimorph) 由音叉上方向下來推動音叉，使音叉振臂之振動方向與樣品表面互相垂直，等於是將剪力式音叉的機構橫向放置，此時直立式光纖探針不再是黏著在音叉的側邊，而是垂直地固定在音叉振臂的頂端。目前，非光學式音叉回饋控制系統可以完全取代上面所述的光學回饋控制系統。

圖 11.98 為非光學式輕敲模式 (tapping mode) 的近場光學顯微儀之架構簡圖，使用石英音叉來做為回饋感測控制，其中近場光學探針固定於石英音叉的前端 (如圖 11.98 之右上方插圖)，音叉黏著在小鐵片上，並在壓電陶瓷振盪片上黏著一個小型的鈷鐵硼磁鐵以吸附小鐵片，另外提供一交流訊號來驅動壓電陶瓷片作微小的振動，此振動效應將透過磁鐵及小鐵片而振動音叉，並帶動光纖探針做上下規則振動之輕敲模式的運動，音叉兩端的電極所接出之訊號被送入前置放大器 (pre-amplifier)，石英音叉兩端電極會因音叉振動所導致之電壓效應而有不同的電壓差，所以當光纖探針接近樣品時，其輸出端電壓差會有所改變，將此變化量傳送至回饋控制系統以控制壓電陶瓷管之垂直方向的伸縮，來維持光纖探針與樣品間之作用力的固定大小，此一回饋控制訊號也可以用以顯示樣品的表面形貌。另一方

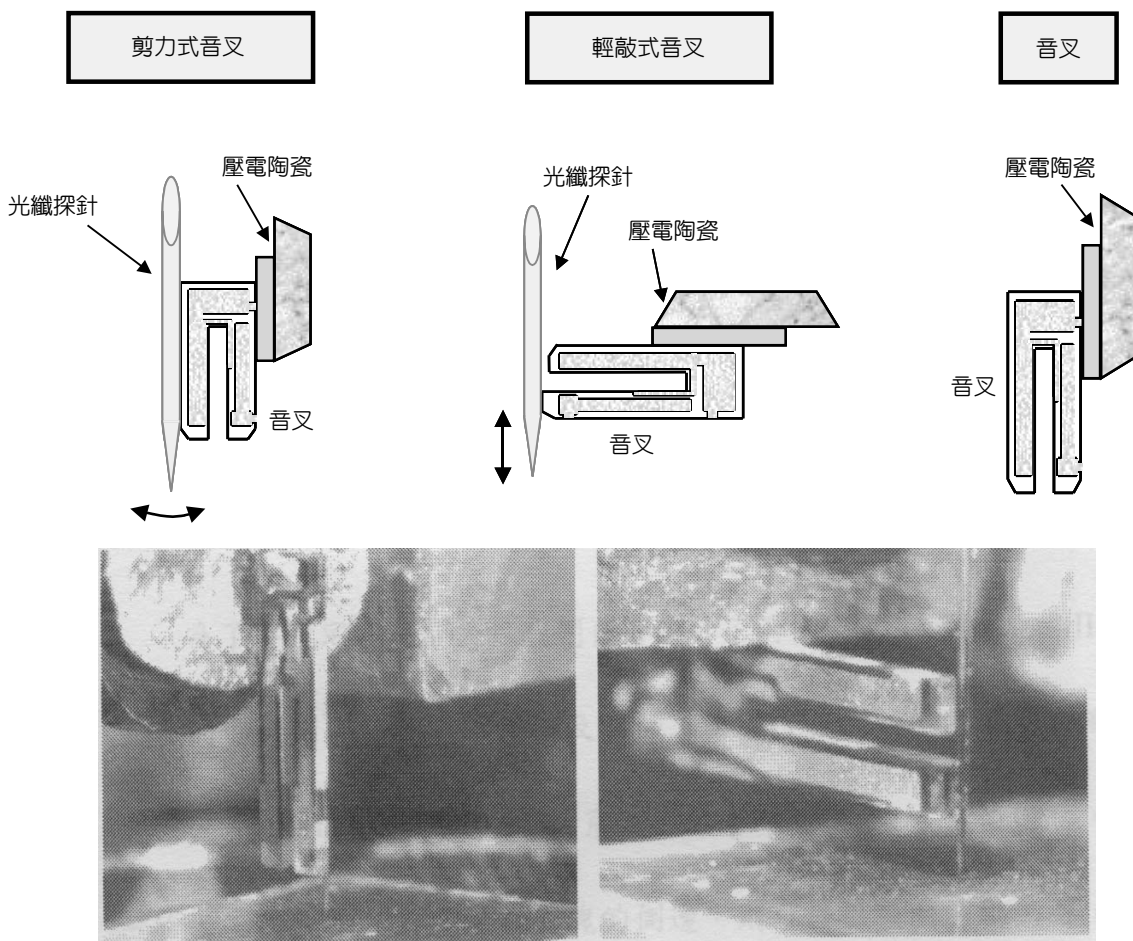


圖 11.97 圖上方為石英音叉的不同振動模式示意圖。下方為光纖探針黏著在音叉上之實體圖；左邊為剪力式音叉，右邊為輕敲模式音叉。

面，將壓電陶瓷片之振動訊號送至雷射電源控制器，以調制輸出之雷射光源，此一雷射光源經一物鏡聚焦於樣品上，同時光纖探針尖端的光學孔穴亦在進行收光的工作，可把所收取到的近場光學訊號，送到光電倍增管 (PMT) 放大，再送至鎖相放大器後輸出來形成近場光學的顯微影像。此外，由於光纖探針可作輕敲式的振動，即垂直於樣品表面的運動，當探針在量取樣品表面的光學訊號時，也可以得到因光纖探針在振動高度不同時所量得的光學訊號變化，藉此而能獲得所謂的近場光強梯度影像 (near-field intensity gradient image)，由此取得的光強梯度變化，可讓我們求得樣品表面的其他物理性質，如光波導結構之區域折射率或金屬奈米薄膜的介電常數等。

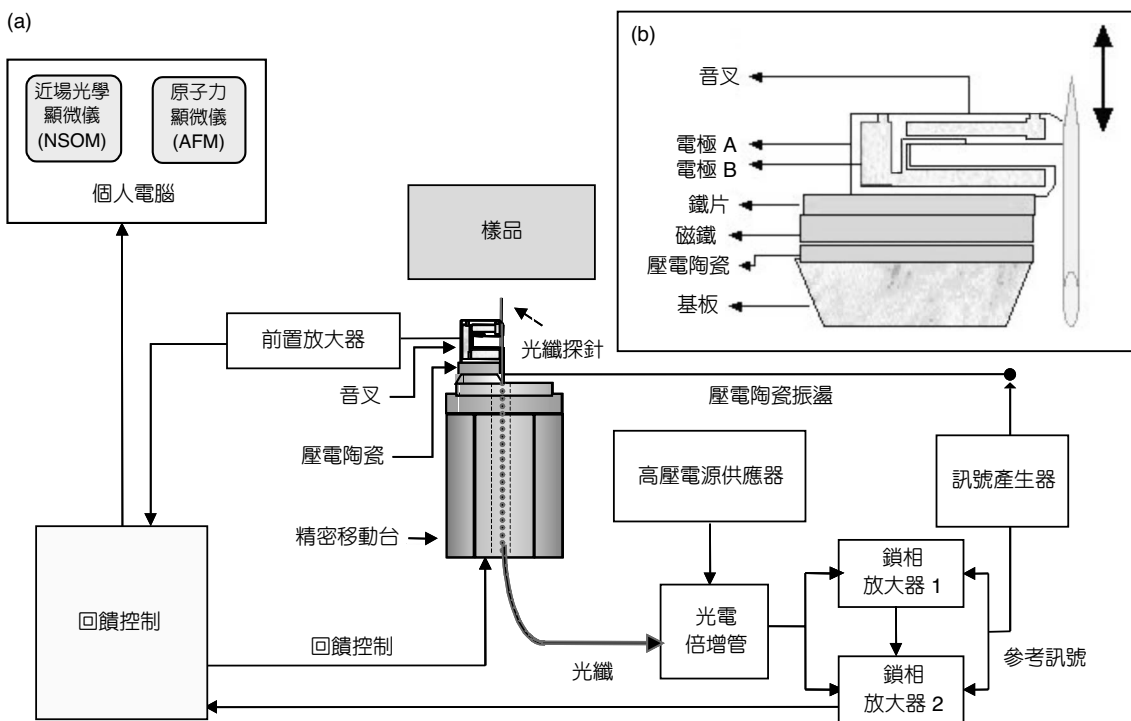


圖 11.98 (a) 輕敲模式之倒立式石英音叉力學感測式近場光學顯微儀的架構圖；(b) 倒立式光纖探針黏著於石英音叉之示意圖。

11.3.2.4 應用

近場光學顯微儀的應用層面非常廣泛，可用於物理、化學、生物、材料、電子各方面，並都能提供樣品於超高空間解析度下的光學資訊，也可從基礎科學方面研究在奈米的尺度下，電磁波與物質的極侷域 (extremely local) 交互作用，也可利用其檢測光電元件的品質，例如量子井半導體雷射的發光品質等，近場光學顯微儀都能提供一般光學量測所能取得的資訊，如光強、相位、光譜等等。對於近場光學顯微儀的校正，可利用已知小於工作波長之標準校正樣品，來對系統作解析度的鑑定。圖 11.99 左邊顯示的是美國標準局 (NIST) 驗可之 100 nm 直徑的聚苯乙烯塑膠顆粒球的原子力顯微 (AFM) 影像，右邊則是穿透式近場光學顯微影像，其空間解析度各為 1 nm 及 20 nm 左右，是用來做顯微影像校正用的標準樣品。以下就簡單介紹一些基本的應用。

(1) 光電元件的奈米光學研究

光纖結構決定其光波導性質，過去使用透鏡聚焦於光纖端面上的傳統近場方式，除其空間解析度受限於繞射極限外，由透鏡本身的缺陷及透鏡系統的扭曲所造成的誤差，皆限

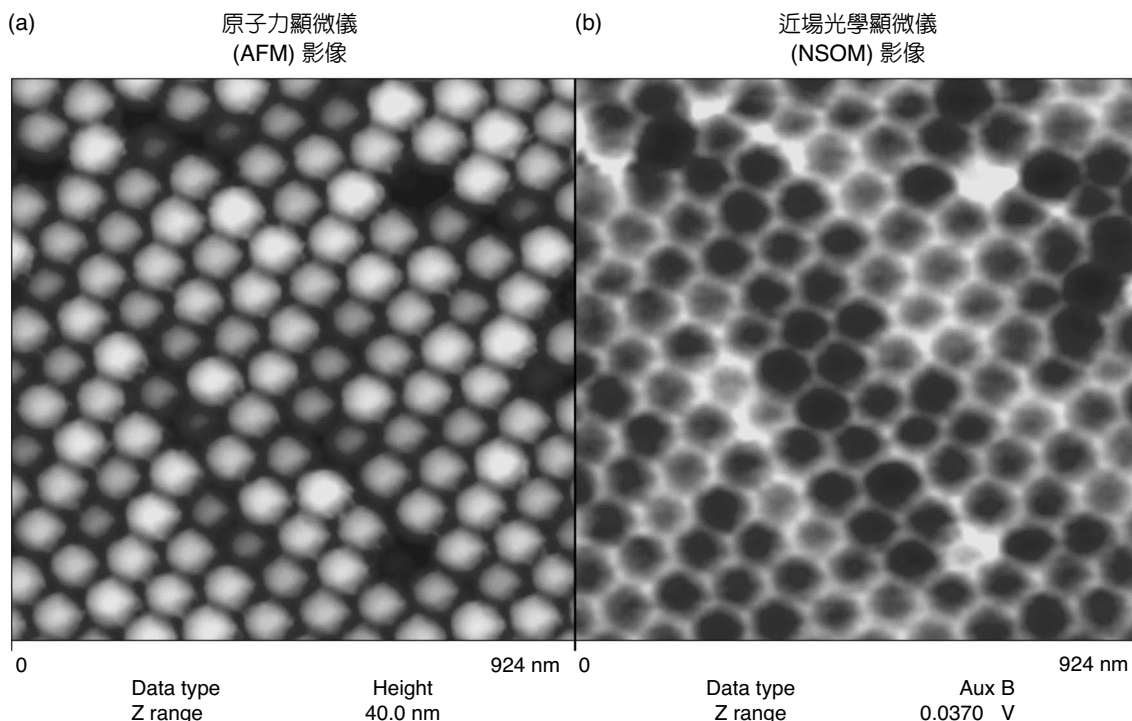


圖 11.99 (a) 100 nm 直徑的聚苯乙烯塑膠顆粒球的原子力顯微 (AFM) 影像及 (b) 穿透式近場光學顯微影像。

制了其精確度及效能，而使用本文所述之近場光學顯微術則是真正近場光學的量測，尤其是可同時獲得原子力顯微影像及近場光學的強度分布影像。利用近場光學顯微術研究各類光纖結構的系統為類似圖 11.96 之架構，光源由一個 2 mW 輸出功率、670 nm 工作波長的半導體雷射，經光纖傳至樣品光纖末端。樣品光纖則由壓電陶瓷控制做掃描運動，以供原子力顯微及近場光學顯微之偵測。另外，利用自製之彎曲式光纖探針，以輕敲模式的工作模式取得之力學訊號，即原子力顯微的影像訊號，直接輸入回饋控制系統，以維持光纖探針在樣品上約數個奈米的掃動高度，同時近場光學訊號由光纖探針尖端取得，經光纖波導送至光電倍增管，再送至鎖相放大器，放大後的訊號送至電腦以作為近場光學顯微的影像訊號。

由於光纖端面可用飽和水溶液之二氟化氨 (NH_4HF_2) 在極短時間 (30 秒) 作處理後，顯露出其光纖結構，故經此處理後，可由原子力顯微影像得到空間解析度達 1 nm 的光纖結構影像。圖 11.100(a) 所示是未經過化學處理之單模步階式 (step-index) 通信光纖的端面影像，左、右兩邊各是原子力顯微及近場光學顯微影像，圖 11.100(b) 是蝴蝶結型光纖的端面在經過化學處理後之光纖結構及近場光學強度分布影像，此研究結果是首次能同時直接且極高解析度地測出光纖結構與其波導傳播性質，這對光纖的製造及應用提供了一極新且有用的檢測與分析的方法。

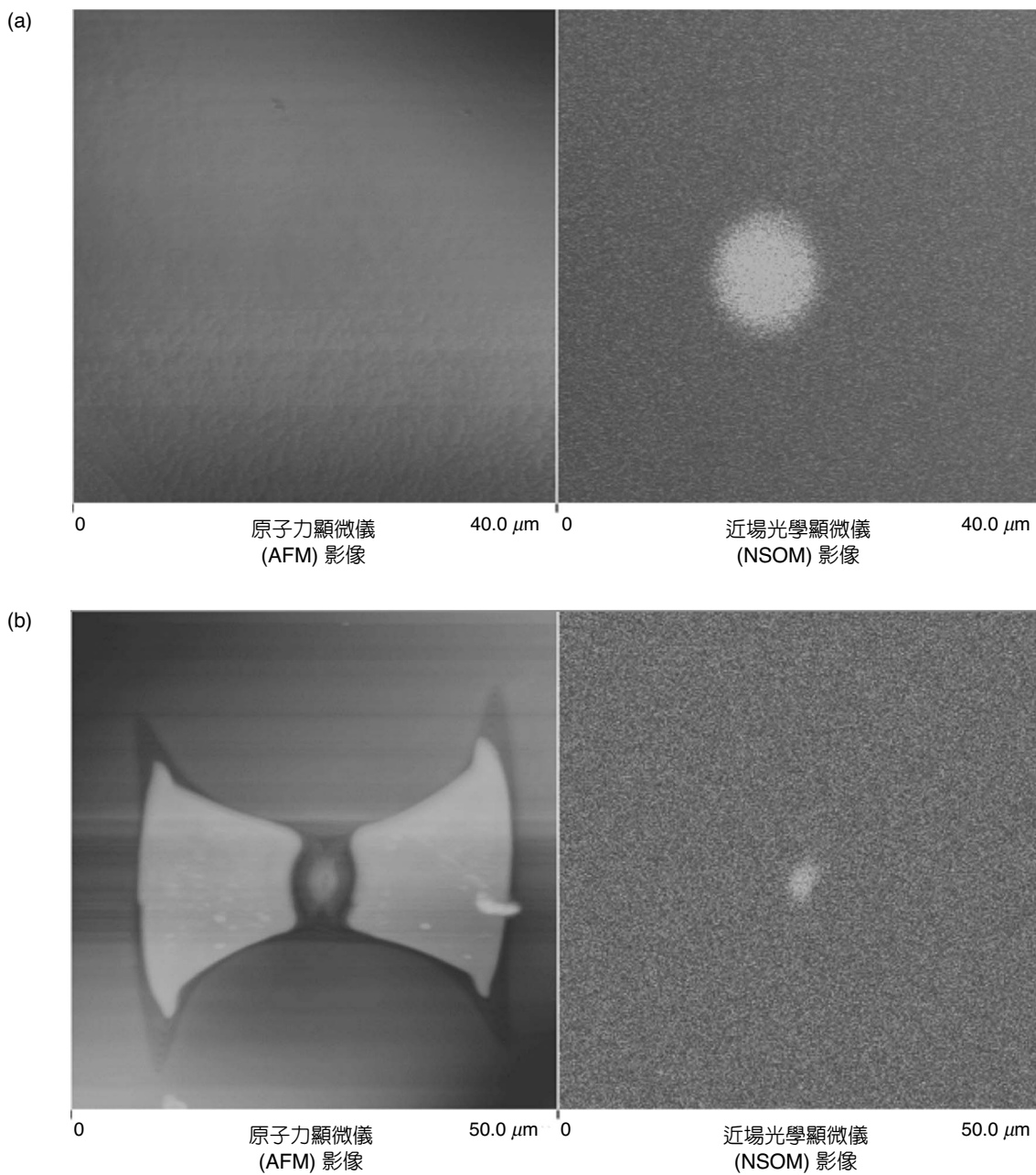


圖 11.100 光纖結構的近場光學顯微研究結果：(a) 平切的單模步階式光纖，(b) 經腐蝕處理三十秒後的蝴蝶型光纖。

另外，圖 11.101(a) 是對拋磨處理過之光纖波導 (side-polished fiber waveguide) 作近場光學量測的示意圖，我們直接以豬尾巴雷射 (pigtail laser) 耦合導光入光纖波導，而光纖波導中，有一段區域已被磨掉光纖之包覆層 (cladding)，裸露出光纖之核心 (core) 部分 (如圖 11.101(b) 所示)，使光纖探針在此區域進行樣品表面形貌 (AFM)、近場光強影像 (NSOM)，以及近場光強梯度影像 (near-field intensity gradient image) 三者的量測。我們可由光強梯度影像的結果來了解樣品區域性折射率的分布情形，這對積體光學來說，是極為重要的一項性質。圖 11.102 是利用非光學式輕敲模式的近場光學顯微儀所取得之光纖波導表面形貌及光學影像，其中所使用的光纖波導樣品，為一拋磨處理過之美國 Newport 公司生產之步階式折射率單模光纖 (single mode step index fiber, F-SA)。圖 11.102(a) 為光纖探針在光纖波導表面掃描 $20\text{ }\mu\text{m} \times 20\text{ }\mu\text{m}$ 區域所形成之樣品表面形貌，中間區域有一暗溝，量得其寬度為 $2.4\text{ }\mu\text{m}$ ，深度為 4 nm 。圖 11.102(b) 為近場光強影像，由於雷射光被侷限於光纖之核心部分，所以量測到之近場光強度之影像對比非常明顯，由此可獲得光纖波導光強度之分布為 $4.68\text{ }\mu\text{m}$ (取 I_{max} 之 $1/e^2$ 的寬度)。圖 11.102(c) 是光纖波導表面之消散波 (evanescent wave) 所形成之光強梯度影像，此影像所代表的訊息是區域性的折射率分布變化情形，反應出核心 (core) 與包覆層 (cladding) 兩個區域之間折射率的差異，而經由計算，可求得核心區域的有效折射率為 1.452，且在此區域內的折射率變化率只有 1×10^{-4} ，可看出在此區域內的雜訊所造成的影響極小。

半導體雷射為光電發展及工業應用上不可或缺的關鍵元件，因此其製程品質的改良與效率的提升一直是近年來極重要的研究課題，尤其瞭解其中的組成結構與光學性質間的相互關係，可有效的提升半導體雷射的品質及功能。我們利用改良後具近場光學觀測功能的原子力顯微儀，可取得半導體雷射發射端面的幾何形貌，並且利用近場光學之光纖探針可收光及送光的特性，來研究半導體雷射發射端面活性層區域 (active region) 的近場光電性質。若將半導體雷射視為主動元件，則如圖 11.103 所示：電源供應器供給半導體雷射電流，並以訊號產生器來調制它，使其產生調變頻率之雷射光被近場光纖探針取得後，導入光電倍增管將訊號放大，再用鎖相放大器將訊號鎖定，並將近場光強度的訊號輸入電腦以取得近場光學顯微影像。圖 11.104 是一 650 nm 波長之半導體雷射發射端面的實驗結果，圖 (a) 是原子力顯微的影像；圖 (b) 是近場光學強度的分布圖，兩者可清楚地對應及提供出活性層之位置，以及雷射光強度與模態的分布。此外，若將半導體雷射視為被動元件，則將調制的雷射光導入光纖探針以對半導體雷射的端面作掃描，進行近場光致電流 (OBIC) 的影像研究，以研究其活性層之光電流載子的物理性質。除了基本光強與表面形貌訊息之外，研究半導體雷射的發光光譜也是非常重要的，近場光學顯微儀能量測大約是光學孔穴解析度的空間分辨光譜，並可做不同光譜的顯微影像或不同點的近場光譜分析。圖 11.105 是表示多重量子井 (multi-quantum well) 半導體雷射的近場光強顯微影像 (a) 與發光區域中距離中心位置之不同處取得之近場光譜 (b)，如此不僅對於雷射發光的模態可作更清楚的研究之外，對於發光區域，也就是活性層的近場光譜，更可以深入了解半導體雷射內部載子復合機制的基礎研究。

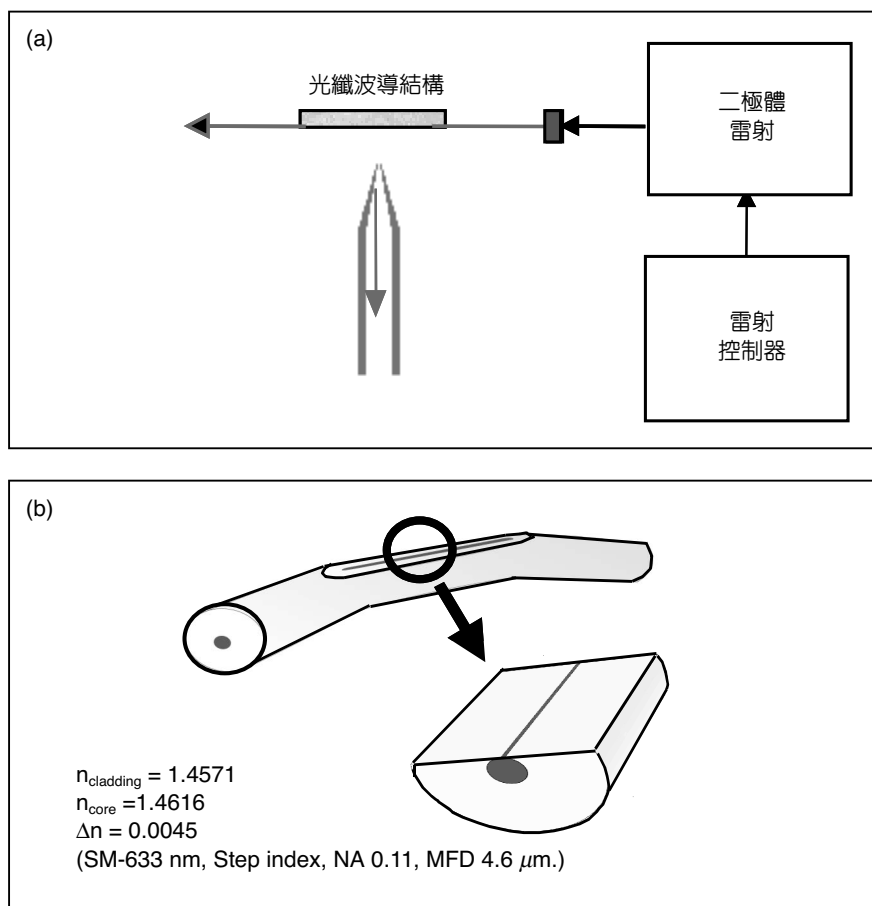


圖 11.101

(a) 光纖波導之導光機制示意圖，(b) 拋磨處理過之光纖樣品結構示意圖。

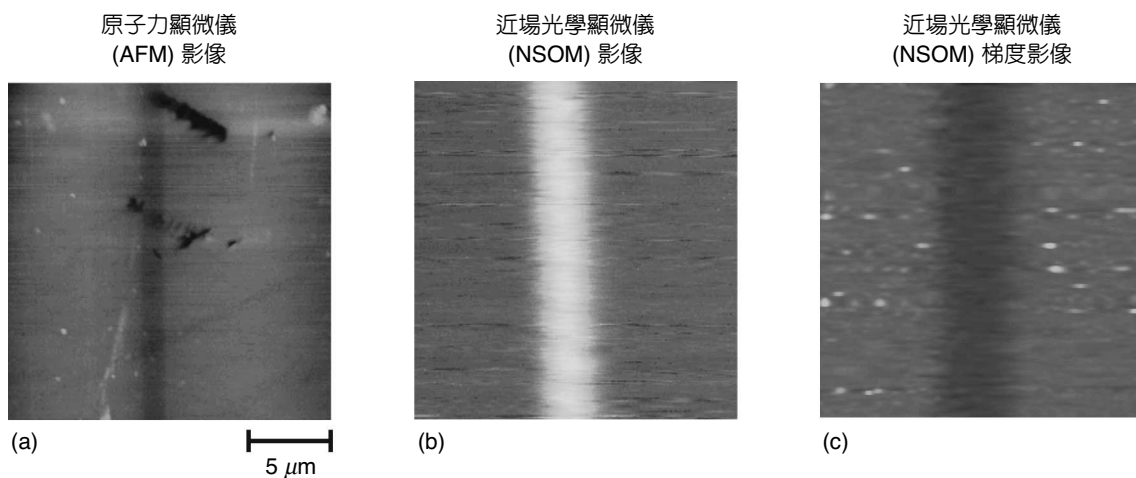


圖 11.102 (a) 光纖波導之表面形貌 (AFM)，(b) 光纖波導之近場光學強度影像 (NSOM)，(c) 光纖波導之光強梯度影像。

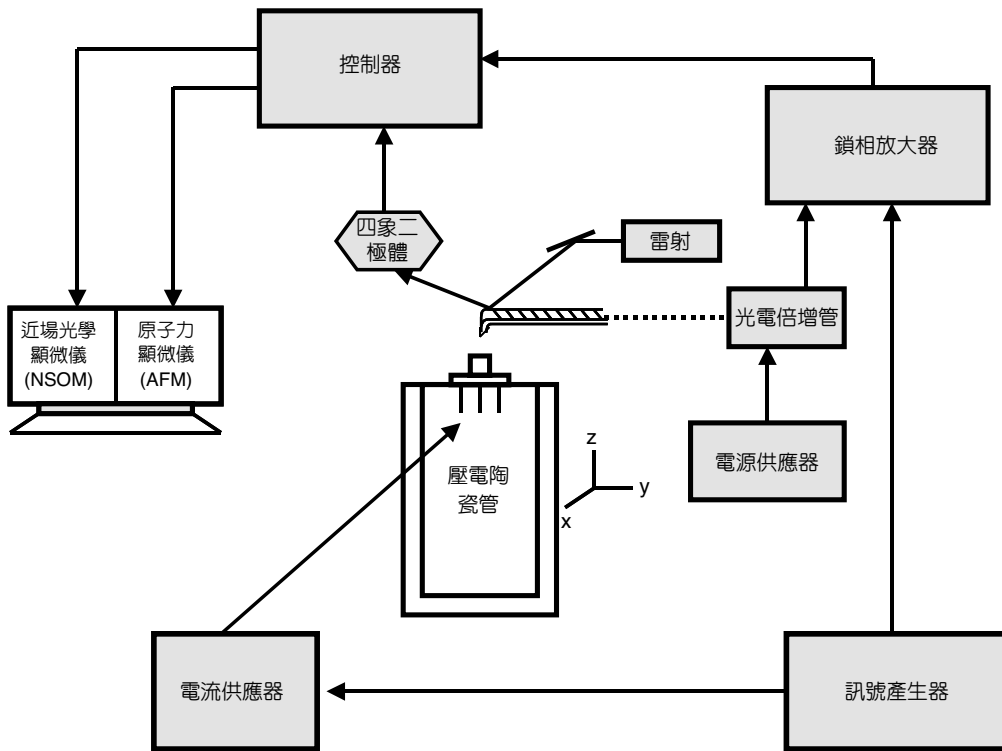


圖 11.103 以半導體雷射為主動元件之近場光學顯微研究系統之示意圖。

(2) 近場高密度光資訊存取與近場奈米微影技術的研究

高品質之聲光多媒體時代的來臨，資訊儲存容量的需求正快速的增加，具高儲存密度之光碟存取系統的需求日益增加，但利用傳統光學原理的存取機制因遠場光學繞射極限的限制，目前寫入光點的大小直徑約為 $1\ \mu\text{m}$ ，記錄密度的提升只能藉由縮短光源波長及提高讀寫頭的數值孔徑等方法來求取緩慢而有限的成長。相較之下，近場光學顯微術因可控制探針在極近距離內作待測物表面之近場掃描，可突破繞射極限以獲取超高解析度，故可應用於高密度光資訊儲存上。即利用近場光學顯微儀，使光纖探針尖端與樣品間保持約 1 至 10 nm 之距離，再以不同的波長及功率的雷射光經光纖探針送至記錄層材料的表面使光與之作用，再觀察其幾何形貌或近場光學影像的變化。

使用近場光學的方法來獲取超高密度的表面記錄，是由美國貝爾實驗室的 Eric Betzig 首先於 1992 年，在鉛鈷多層膜表面上，利用光纖探針的奈米 (100—20 nm) 孔穴，在極近的近場 ($< 10\ \text{nm}$) 距離下，成功地進行磁光 (MO) 的讀寫記錄實驗，可在稍大於 $2\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m}$ 的表面上，寫下記錄密度約是 $45\ \text{Gbit/in}^2$ 的超高記錄密度，其中單一記錄位元點 (bit) 的大小約是 60 nm，顯示出在近場光學中不受繞射極限 (diffraction limit) 限制的優點。圖 11.106

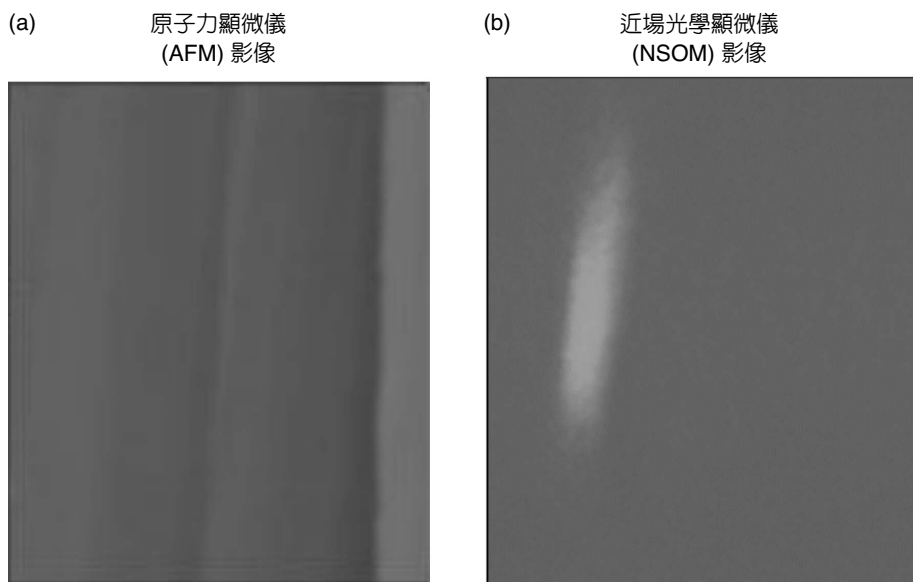


圖 11.104 — 650 nm 波長之半導體雷射發射端面的實驗結果，圖 (a) 是原子力顯微影像；圖 (b) 是近場光學強度的分布圖，兩者之對應關係可清楚地提供活性層之雷射光強度及模態的分析。

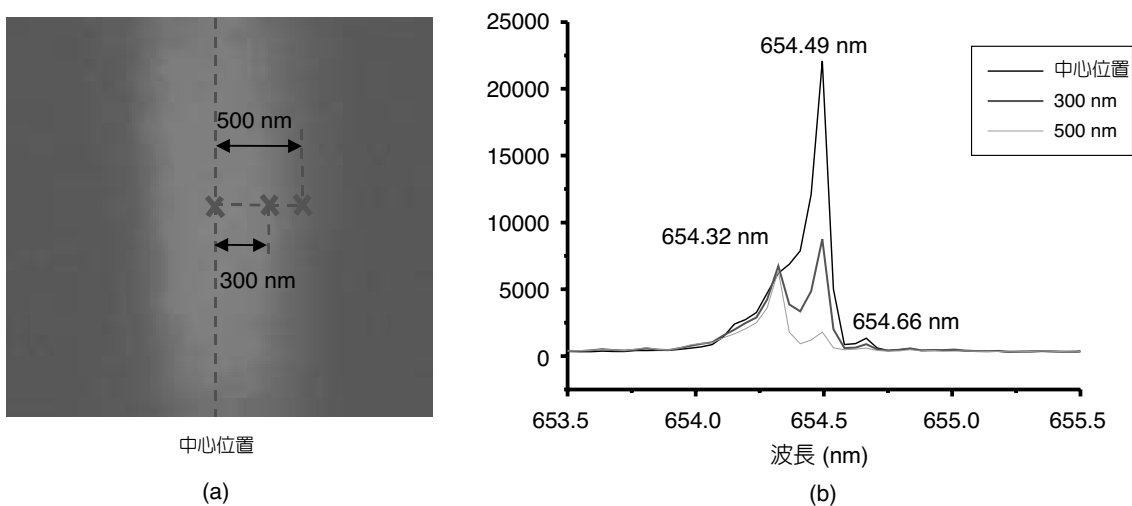


圖 11.105 — 半導體雷射發射端面的近場光譜實驗結果，(a) 近場光學強度的分布圖，可清楚地提供活性層之雷射光強度及模態的分析；(b) 發光區域中距離中心位置之不同處取得之近場光譜，可以深入了解半導體雷射內部載子復合機制的基礎研究。

是 Eric Betzig 使用掃描近場光學顯微技術進行近場光學記錄的系統示意圖，記錄點的大小僅取決於實際作用光點的大小，不像在目前一般的光碟機中的讀寫裝置皆在遠場 (far-field) 的情況下進行，會受到光學繞射極限所限制，使其解析度無法小於 $0.61 \lambda/NA$ (λ 是所使用的光波長，NA 是光碟機中聚光透鏡的數值孔徑)，理論上 NA 的最大值是 1，故遠場中能寫的最小光點約是半個波長 ($\lambda/2$) 的大小。圖 11.107 是 Eric Betzig 利用近場光學顯微儀在鉑鈷多層膜表面上，成功地進行磁光 (MO) 的讀寫記錄實驗，圖上顯的是改變不同寫點功率所對應的寫入點大小，其中以 6.0 mW 所記錄的最小單一記錄位元點 (bit) 的大小約是 60 nm。

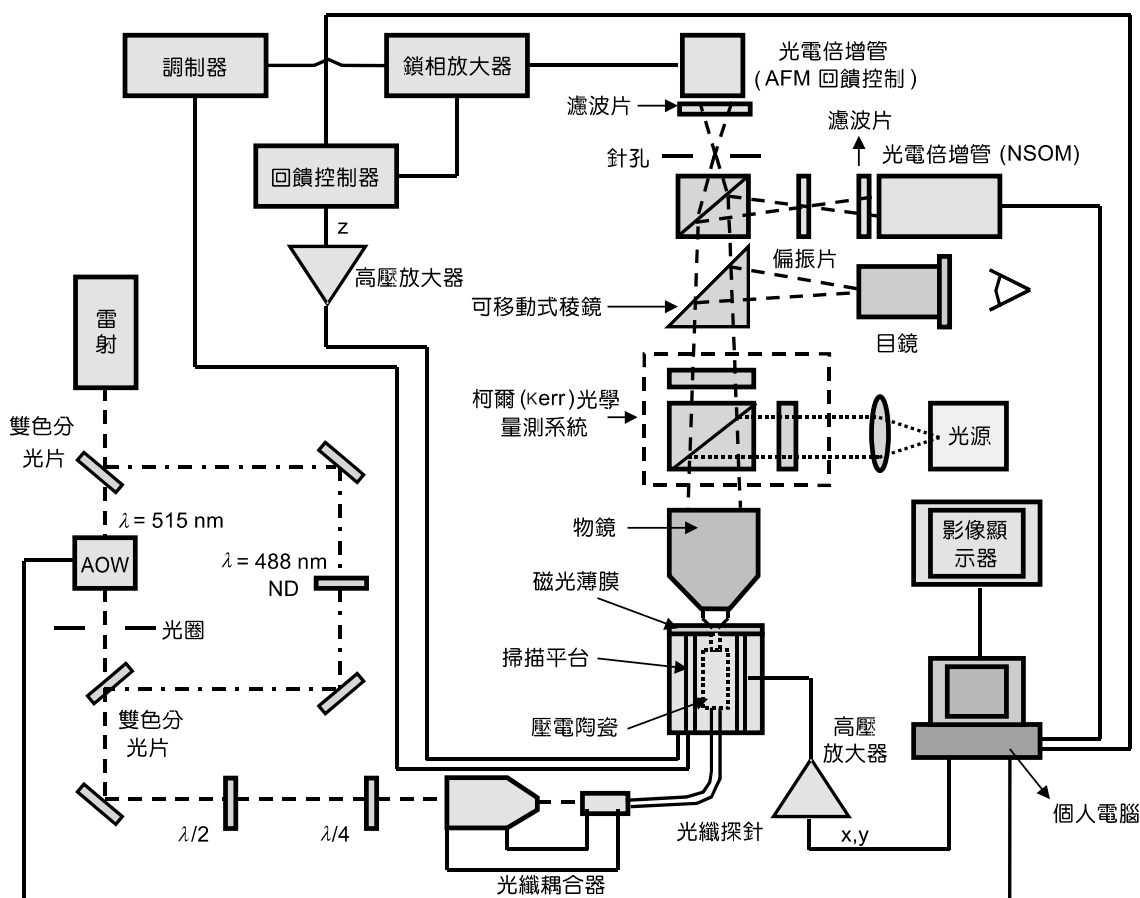


圖 11.106 Eric Betzig 利用掃描式近場光學顯微儀進行近場光學記錄的架構圖。通常在光纖探針尖端鍍上薄金屬膜以形成奈米尺度的光學孔穴，再將之控制在樣品表面上近場光學的高度距離內，使光纖內之光經探針之光學孔穴與樣品表面作用，再由外部之光電偵測器來接收，以進行高解析度之近場光學讀寫的工作⁽¹⁰¹⁾。

記錄點大小 Vs. 寫入功率

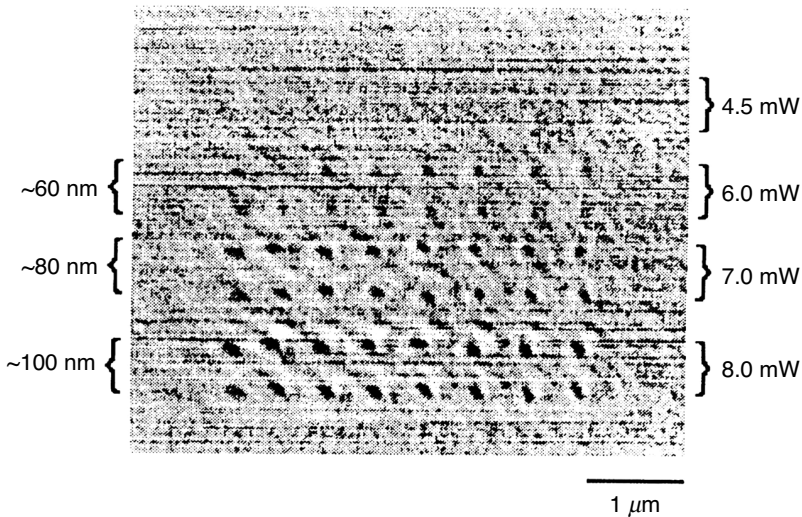


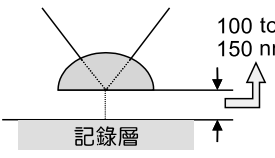
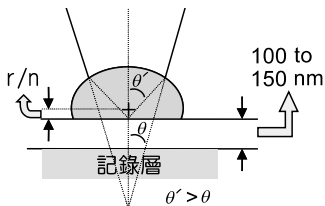
圖 11.107

Eric Betzig 利用近場光學顯微儀在鉑鈷多層膜表面上改變不同寫點功率所對應的寫入點大小⁽¹⁰¹⁾。

針對此一近場光學的優點，在美國加州矽谷的 IBM Almaden 研究中心的資訊記錄研究群，與史丹福 (Stanford) 大學的 Kino 教授的研究群，在 1994 年及 1996 年分別提出所謂的固態浸入式鏡頭 (solid immersion lens, SIL) 及超半球固態浸入式鏡頭 (superhemispherical solid immersion lens, SSIL) 的設計，並申請了專利，以作較實際可行的研究及商用近場光碟機雛型體的發展。他們認為如果以這種近場光學之 SIL 所製成之飛行碟機讀寫頭來取代目前之光碟機的讀寫頭，則可避免一些目前近場光學顯微儀應用於光學記錄儲存上的困難，如讀寫速率太慢及許多仍須克服之工程上的發展問題等，且可充分地利用目前光碟機既有的技術，直接切入研發高記錄密度光碟機。

圖 11.108 是近場光學之 SIL 與 SSIL 兩種鏡頭的示意圖，通常光源經一普通透鏡聚焦於其上，其中在 SIL 鏡頭的示意圖中，光經半球透鏡聚焦後之光點直徑在半球透鏡的表面處，因為 SIL 半球透鏡的光學折射率為 n ，光在透鏡中的等效波長是 λ/n ，故在 SIL 透鏡表面處以及其之近場 (或消散場) 的距離內 ($150-100$ nm)，聚焦的光點約是 $(\lambda/n \times 1/NA)$ ，與在遠場距離下，光在空氣中之折射率 $n = 1$ 時的光點直徑相較之下小了 n 倍，面積則是小了 n^2 倍，故相對地 SIL 可提供的表面記錄密度增加了 n^2 倍，若 n 值是 2 則近場 SIL 的鏡頭可立即提升目前同型遠場光碟機的記錄密度 4 倍。至於近場光學 SSIL 的鏡頭，則因為特地將 SIL 半徑為 r 的球形透鏡平切在中心超過 r/n 處，使聚焦於球心下 r/n 處，則明顯地由圖 11.108 中可見其會聚角度增大了，故 NA 的值 $n \sin \theta$ 因 $\sin \theta \sim 1$ 而變成 n ，加上波長亦與在近場光學的 SIL 一樣變成 λ/n ，所以其聚焦光點的大小約是 λ/n^2 ，當然相對的記錄密度比起近場光學的 SIL 是更加的提升了。

值得注意的是不論是近場光學的 SIL 或 SSIL 鏡頭，若要有較小的記錄光點，皆必須是

	(1) 半球 SIL	(2) 超半球 SIL
光束聚焦模式		
光點半徑	$\approx \frac{1}{n} \times \frac{\lambda}{NA}$	$\approx \frac{1}{n^2}$

 λ : 光源波長

n : SIL 的折射率

NA : 數值孔鏡

圖 11.108

兩種固態浸入式近場光學讀寫鏡頭的架構及光學工作原理的示意圖。目前已工作之 SIL 鏡頭的實際直徑尺寸約是 1 mm。

在光學的近場中，但此處與之前的圖 11.87 及圖 11.88 中利用 SNOM 系統的差異在於其光點大小，並不是在光纖探針外層鍍上薄金屬膜，以形成奈米尺寸 (100–20 nm) 大小之光學作用孔穴，故不須嚴格地要求 SIL 或 SSIL 鏡頭與記錄表面的距離控制至光學孔穴直徑的尺寸 (即 100–20 nm)，僅需控制其間的距離在 λ/n (NA) 至 λ/n^2 之間即可，亦即是約在 150–100 nm 之間。通常一個用以簡單地規範所謂的近場距離的尺寸，是小於作用光點半徑的尺寸，故若欲設計更新的近場光碟機，隨著記錄密度的提升要求，作用光點尺寸必定要更小，而近場光學讀寫頭的高度距離亦須隨之調整變小。

至於近場奈米微影的實驗，可以在商用光碟片上直接製作奈米圖案為例子，對現有商用記錄層材料中應用最普遍的可寫一次型光碟片 (CD-recordable) 的賽安寧染料層 (cyanine dye layer)，以旋轉塗佈的方式塗佈在軌距週期為 1.6 μm 的聚碳酸酯 (polycarbonate) 光碟片基板上，再以光纖探針作近場寫入，以進行訊號寫入與讀取的實驗。另外，也有將染料旋轉塗佈於玻片基板上，再調控光纖探針寫入雙心形圖案後，掃描所得之原子力顯微影像，如圖 11.109(a) 所顯示，其寫入點平均直徑約 60 nm、深度約 10 nm，每個心形圖案的尺寸是 1.6 $\mu\text{m} \times 1.7 \mu\text{m}$ ；圖 11.109(b) 則是以 AFM 探針進行「12345 $\times$ 12345」陣列之奈米蝕刻後，掃描約 6 $\mu\text{m} \times 6 \mu\text{m}$ 之原子力顯微影像，由實驗上之原子力顯微的影像分析可得目前寫入點的最小直徑約為 30 nm 左右。

(3) 表面物理化學與單分子的研究

以近場光學顯微術應用於研究物體表面的物理或化學性質是非常新穎且受重視的領域，因為突破繞射極限的超高空間解析度對於低維度系統的材料提供一個更有力的實驗量測工具，並能直接研究物質或其分子本身與電磁場交互作用的性質，進而分析其更真實且更具空間分辨能力的物理或化學的機制，故不僅是利用其顯微能力，對於研究物質或分子

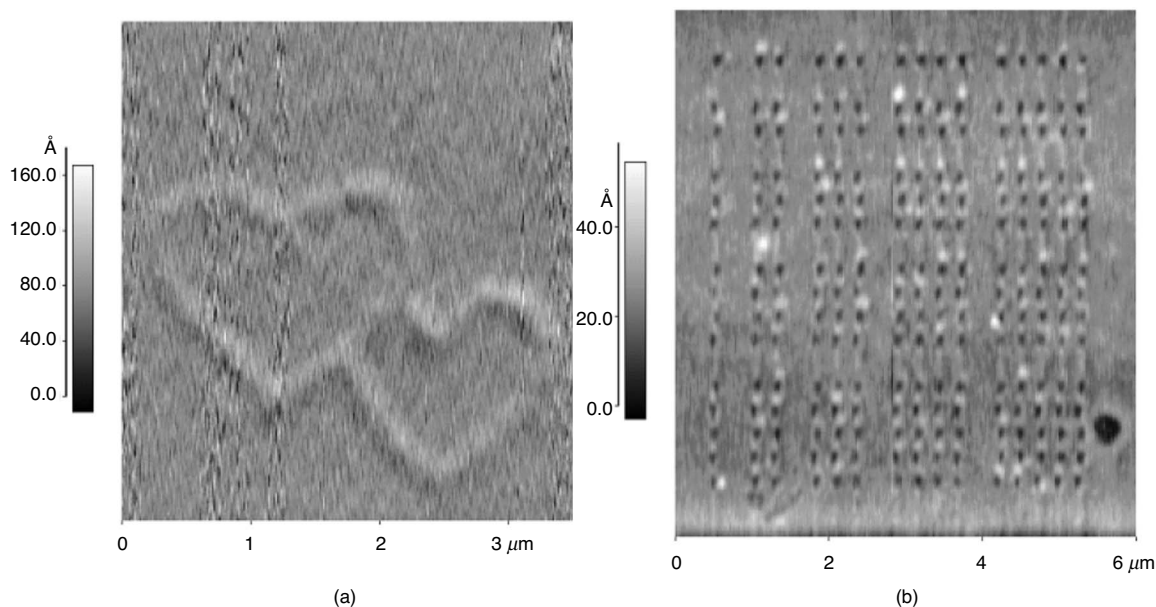


圖 11.109 (a) 將賽安寧染料旋轉塗佈於玻片基板上，再調控光纖探針寫入雙心形圖案後，掃描所得之原子力顯微影像，(b) 以 AFM 探針進行「 12345×12345 」陣列之奈米蝕刻後，掃描約 $6 \mu\text{m} \times 6 \mu\text{m}$ 之原子力顯微影像。

極侷域的光譜也是其重要的應用。而單一分子 (single molecule) 近場光學研究更是一個熱門且重要的領域，其研究範圍從單純的近場光學顯微影像到近場顯微光譜分析，及更進階的時間分辨 (time resolved) 近場量測，對於不僅僅是材料的表面物化特性，甚至極小生物分子的螢光分析也是其應用範圍，如此的研究分析同時可由掃描大範圍的區域，獲得區域內各點或各部分電磁場交互作用的情況，或是針對於每一點或每一微小不同區域的性質做更深入的分析，利用前述的各類不同工作模式，可做不同穿透或反射的激發螢光或接收放光的光譜分析。舉例而言，材料中分子偶極 (molecular dipole) 的方位會影響到其區域聲子 (phonon) 模態和區域場的作用，由具超高空間解析度的近場光學顯微儀即能分辨其對電磁偏振的影響與區域內各部分交互作用的情形；對於某些特殊材料的光化學反應，與其回復狀態的研究，有些是和區域內各部分之不同結構或不同分子與電磁場交互作用的結果，以近場光學顯微技術就有能力分辨不同分子間的光化學變化情形；對於磁性材料內，每個磁區內磁矩的方位與交互作用，也可藉由近場顯微技術研究不同偏振光和磁性的區域性柯爾效應 (Kerr effect)，或更進一步可探討單一分子的磁自旋狀態。

以單一分子螢光研究應用到近場光學顯微術為例，圖 11.110 顯示利用單一分子來當光學顯微技術的光源，使用探針照明模式的工作架構 (圖 11.110(a))，結合低溫系統在 1.4 K 的工作溫度，在光纖針末端塗佈一層低濃度的染料分子 (圖 11.110(b))，並以光纖探針孔穴送

光激發單一分子的螢光，圖 11.110(c) 是染料分子激發和做近場照光實驗所接收的光譜，圖 11.111 表示的是 (a) 原子力顯微影像與 (b) 近場光學顯微影像的實驗結果，此實驗是想驗證並討論利用單一分子達到近場光學基本理論是單一電偶極的分子解析度，並期望能應用在更多近場顯微光譜技術的發展。除此之外，一些成功的實驗成果包括：單一染料分子的螢光近場顯微光學影像、單一分子及單一蛋白質的近場光化學及其超快光學動態量測、線型量子線 (quantum wire) 或量子點 (quantum dot) 半導體結構的近場光學顯影及光譜分析、近場區域性拉曼光譜在鑽石表面上的量測、18 nm 直徑的銀顆粒形成之碎形 (fractal) 顆粒串之區域性共振的近場顯微影像光譜，皆獲得許多前所未能測得或應用到之物理及光學訊息。

(4) 生物樣品之近場光學研究

對於生物學家而言，光學顯微鏡是最直接且功能最強的研究工具，不管是影像擷取觀察生物細胞的活動或演化，或在樣品製備與保存上都非常容易，並且這方面技術已經非常成熟。而以近場光學顯微術來研究生物是一新穎的方式，對於研究生物而言，提高空間解析度是從發明顯微鏡看到細菌，到發明電子顯微鏡看到病毒分子一直努力的工作，故近場光學顯微儀觀測到的訊息將帶給生物學者一些從未發現的訊息，是一極新的分析工具與研究領域。

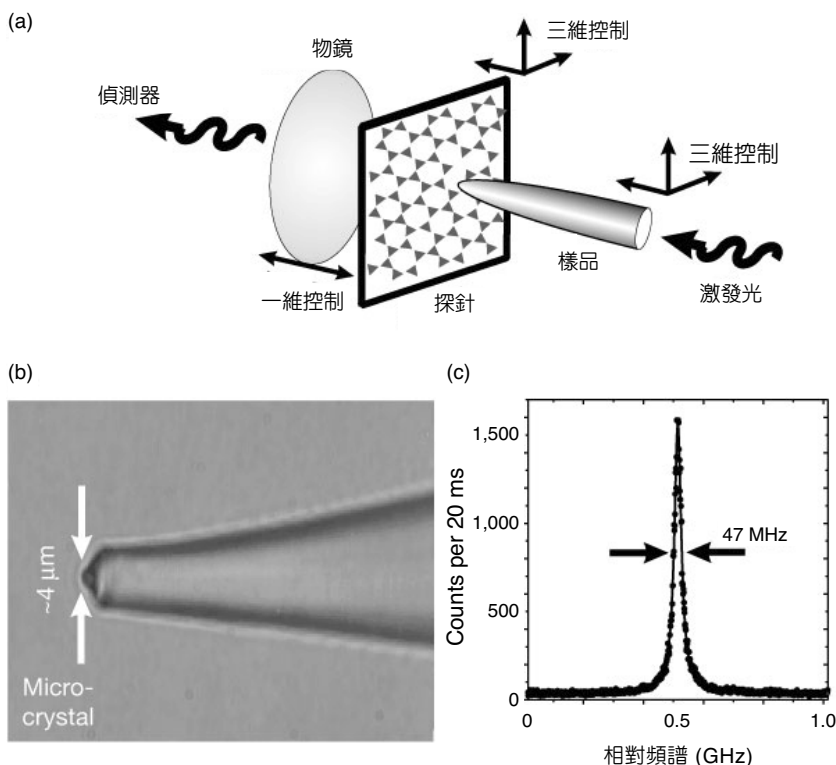


圖 11.110

(a) 利用單一分子來當光學顯微技術的光源，使用探針照明模式的工作架構，結合低溫系統在 1.4 K 的工作溫度，(b) 在光纖針末端包覆一層低濃度的染料分子，並以光纖探針孔穴送光激發單一分子的螢光，(c) 染料分子激發和做近場照光實驗所接收的光譜⁽¹¹³⁾。

然而，近場光學顯微術對生物研究方面也必須考慮其實用性，雖然近場光學顯微儀可以在溶液中工作，對於樣品製備方面的要求非常容易，但是樣品本身需要量測如何的性質，及樣品本身先天的條件是否適合做這樣的量測是必須考慮的。生物樣品的形狀大小與形貌通常不太固定，並有些在微米 (micrometer) 的尺寸，且樣品對於一般可見光通常是透明，只在部分波長才有吸收或激發螢光 (fluorescence)，故單純量測其表面訊息會受到整個樣品的影響，如圖 11.112 所示，其樣品與光作用的區域將會因為樣品的條件，而對光訊號

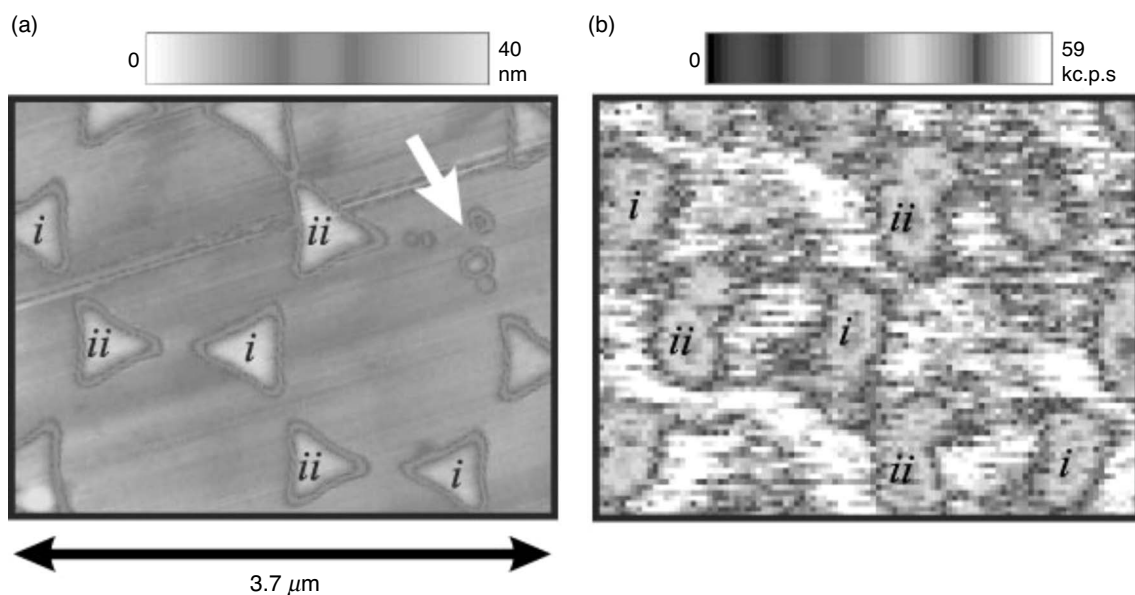


圖 11.111 (a) 原子力顯微影像與 (b) 近場光學顯微影像的實驗結果⁽¹¹³⁾。

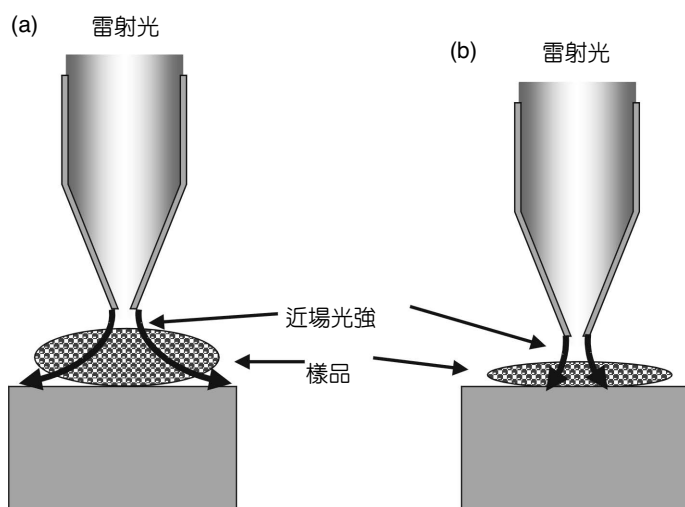


圖 11.112

以近場光學顯微術研究生物樣品時，奈米光學孔穴送光經過厚細胞時，光會發散導致作用區域變大而訊號失真 (a)，而當樣品為某一適合的薄樣品條件時，即可有很好的光學解析度及靈敏度 (b)。

做影像捲積 (convolution) 時失去真實的量測訊息。另外，掃描速度也是一項實驗的問題，對於掃描式近場光學顯微儀而言，影像擷取是點對點 (pixel by pixel) 的方法，速度明顯比傳統光學顯微鏡用 CCD 做一次一張二維影像擷取來得慢，故對實驗上生物分子的動態反應研究將有一定限制。

以掃描式近場光學顯微儀為例，以平切的多模光纖截面為基底，在其上放置以生理食鹽水稀釋的人類血球細胞，以鹵素燈所發出的非同調性白光為光源，以截波器 (chopper) 進行調制送入樣品光纖中，並直接以彎曲式光纖探針進行原子力與近場光學訊息的量測，如類似圖 11.96 的工作架構，可獲得圖 11.113(a) 左邊的原子力顯微影像，及右邊的近場光學

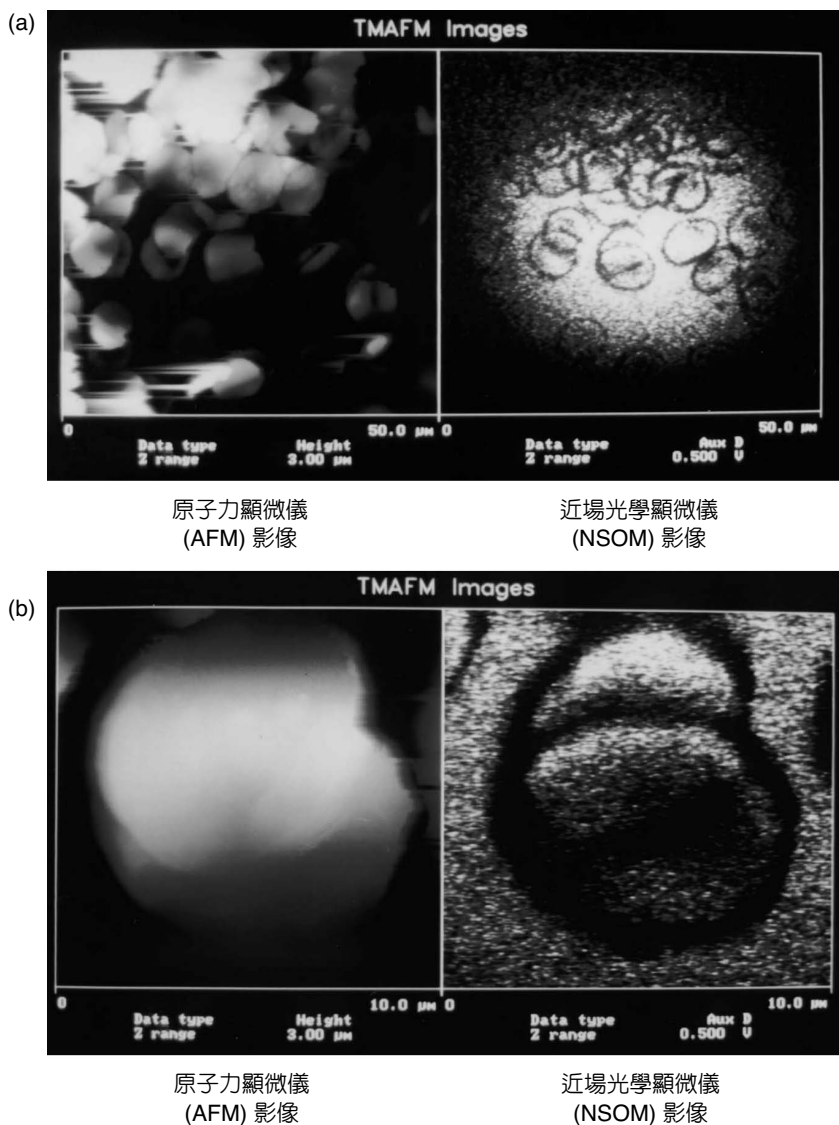


圖 11.113

(a) 以蕊心直徑為 50 微米的階變式 (graded index) 光纖切平面上放置人類的血球樣品。左圖為原子力顯微影像，右圖為近場光學顯微影像。(b) 以較小的掃描範圍所獲得的影像。

顯微影像；圖 11.113(b) 則是以較小的掃描範圍所獲得的影像，可做為以近場光學研究生物的一個基本範例。

針對研究生物樣品而言，也有另外一種先前提過的全反射式螢光顯微儀 (total internal reflection fluorescence microscope, TIRFM) 可用來獲得近場的訊息，其架構如圖 11.114 所示。圖 11.114(a) 是整套系統的完整架構，其光路設計跟一般倒立式光學顯微鏡是完全相同的，其中唯一特殊的是其物鏡經過特殊設計，如圖 11.114(b)，此物鏡在特殊的工作油中與折射率經設計的特殊蓋玻片上，其有效工作數值孔鏡可達到 1.65 以上，故入射光在樣品表面上會產生一全反射的消散場，調控入射角度與工作環境介質，即可調製消散場的有效衰減距離，以藉此量測物體不同深度的光學特性，對生物研究而言是指激發生物染色標記的螢光特性。此方法雖然在橫向解析度上面沒有掃描式近場光學顯微儀佳，但是其擷取影像的速度是一次取一個二維平面的光學影像，僅受限於電子元件的速度，並且獲得的訊號為消散波所能達到之近場的訊息，故此顯微鏡也是另一種在研究生物上熱門的近場光學顯微工具之一。

(5) 其他

為了研究各種不同樣品的近場光學特性，很多在遠場光學本身的實驗技術也可以改良附加在近場光學顯微系統中，例如結合遠場光學顯微鏡與光譜儀可作各式光譜量測，引進不同雷射光源，可研究材料的極區域性之近場激發或螢光特性，也可結合時間分辨系統或是低溫系統，研究系統對於侷域性之溫度變化與動態時變特性對近場光學特性變化的影響。另外，之前提過利用全反射式顯微鏡也可與光鉗系統結合，可操控一些奈米結構與生物樣品的運動行為，並同時量取其近場光學特性，故結合遠場光學顯微鏡與近場光學系統

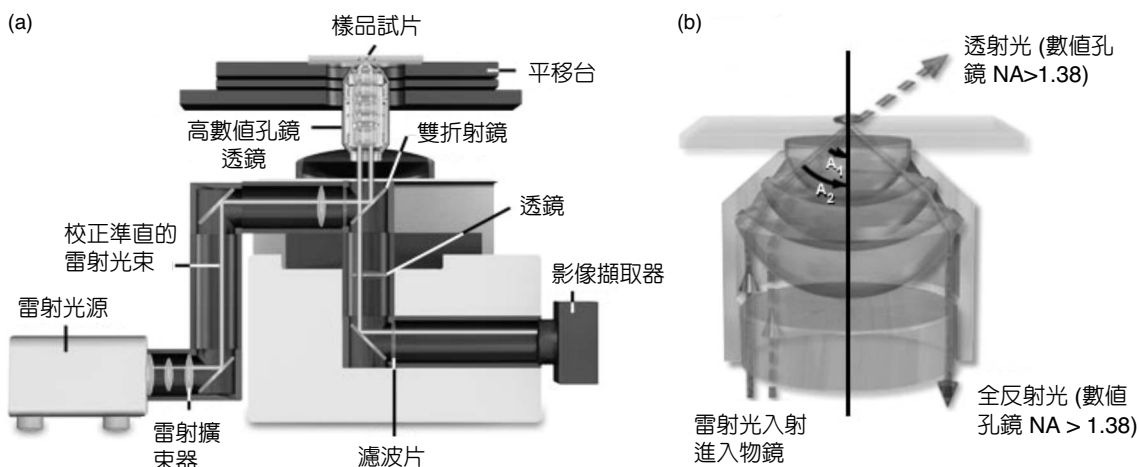


圖 11.114 全反射式螢光顯微儀的 (a) 整套系統的完整架構，(b) 經特殊設計後的物鏡，其工作模式的示意圖⁽¹³⁵⁾。

對於研究物質的所有光學特性將是一個重要的量測工具。

隨著奈米技術的迅速進步與蓬勃發展，許多由奈米結構本身所形成的特殊光學行為，也迅速的應用於近場光學的研究發展，也就是更新穎的近場光學效應與概念已經植基在許多奈米材料或人為的奈米結構當中，例如原子光子學 (atom photonics) 與量子電漿波光子學 (plasmonic photonics)，以這些新式的概念和技術，結合近場光學系統，對於應用於下一代的奈米光電元件或生醫科技是極為重要的。

11.3.2.5 結語

由近場光學顯微技術所得到的光學顯微影像，其空間解析度遠優於傳統光學顯微鏡，接近於電子顯微鏡的高解析度，卻不會有造成毀損或改變樣品表面的高能量電子束，不需在真空環境中進行檢驗，可在空氣中、水中或各種溶液中進行光學觀測，樣品不需繁複製備手續，屬於非破壞性檢測方法，而且又可利用光波偏振性、相位、波長及螢光性等，來作為光學顯微影像的對比 (contrast)，也可對樣品作反射或透射之各種光學光譜訊息分析與量測。在奈米技術 (nanotechnology) 領域中，近場光學顯微儀除了可有極高之空間解析度，用以取得極小區域的近場光學訊息作為光學顯微影像或近場光譜研究外，亦可成為改變或主導樣品表面上次微米尺寸之結構的一種新方法，進而成為奈米製程 (nano-fabrication) 與奈米微影 (nano-lithography) 技術中重要的新工具。

11.4 表面聲波顯微檢測技術

表面聲波顯微鏡 (surface acoustic microscope, SAM) 是一種超音波顯微鏡，顧名思義是利用超音波檢測物體之表面特性、內部缺陷及材料性質，為一種非破壞性檢測方法。而 SAM 於英文中又名為 scanning acoustic microscope，是為掃描式超音波顯微鏡，故亦為具有掃描功能之超音波顯微鏡。相信一般研究人員對於光學顯微鏡 (optical microscope)、原子力顯微鏡 (AFM) 及探針式顯微鏡 (SPM) 較為熟悉，對於超音波顯微鏡較少涉略，但因為 SAM 的特殊量測能力於微機電系統的開發中有許多應用，因此本節先就超音波顯微鏡之原理作一簡介，接著針對超音波顯微鏡之操作方法及實驗結果進行討論。

11.4.1 原理

表面聲波顯微檢測技術之原理為利用彈性波傳遞於不同音阻抗材料界面時，量測其穿透及反射音波之變化情形。音阻抗 (acoustic impedance, Z) 的定義為：

$$Z = \rho \times v \quad (11.99)$$

其中 ρ 為材料密度， v 則為波速

與醫療用超音波檢查胎兒與內臟的原理相似，利用超音波原理也可以檢驗石塊、混凝土結構或其他人工材料等。超音波顯微鏡 SAM 藉由水或其他液體當耦合劑 (couplant) 傳遞聲波能量於測試物體內，當波傳遞過程中遇到音阻抗變化時，聲波能量有一部分會反射回來，一部分穿透吸收，故由接收反射波訊號的時間及能量大小，即可反推出測試物體中音阻抗的變化情形。因此，相較於光學顯微鏡、原子力顯微鏡及探針式顯微鏡只能觀察物體表面的變化，超音波顯微鏡檢測法能獲得材料內部缺陷及變化情形。

圖 11.115 為超音波探頭示意圖，以壓電換能器將壓電振盪轉換成超音波訊號，入射至晶體製成之緩衝棒以產生平面波，緩衝棒底端凹面形成透鏡效果，使超音波經由耦合劑聚焦於試體表面或進入試體內部。若緩衝棒底端研磨成圓柱凹面，則當平面波穿透界面後，於耦合劑中折射成柱面波並聚集成一直線，此波形可用於量測表面波沿特定方向之波速；若緩衝棒底部磨蝕成球形凹面，則平面波穿透界面於耦合劑中聚焦匯成一點，可用以作影像掃描或量測等向性材料之表面波波速。

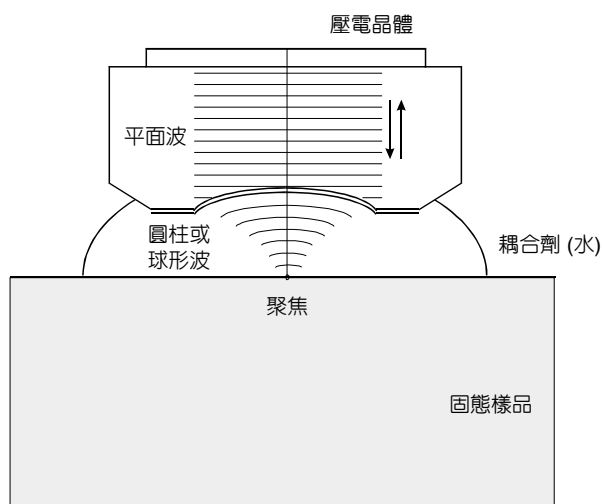


圖 11.115

超音波探頭示意圖。

11.4.2 表面影像掃描功能

一般超音波顯微鏡包括幾個主要部分：超音波探頭、訊號產生接收器、控制平台、電腦控制系統與影像處理系統。在做影像掃描時，為使用球形凹面聚焦之超音波探頭，垂直移動探頭，使超音波在欲觀察的平面上聚焦成一點，該平面可在物體表面或深入試體內部。反射回波經由換能器轉換成電壓值輸出，經過影像處理系統以光點亮度值表現在電腦螢幕相對位置上。當進行 C-掃描 (平面掃描) 時，試體與控制平台相對高度不動，以移動 x 與 y 方向掃描平台或是移動探頭 x 或 y 方向，完成掃描的目的。

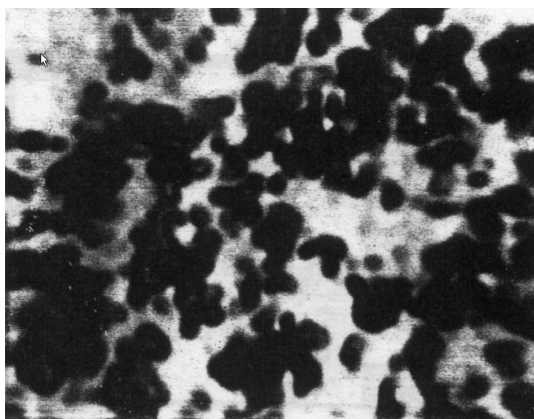


圖 11.116 氧化鋁陶瓷表面之結構掃描。

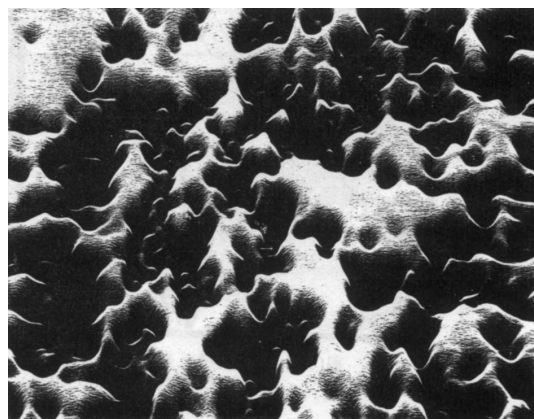


圖 11.117 氧化鋁陶瓷表面結構之立體 3D 影像。

圖 11.116 與圖 11.117 為以 Leitz 公司之 ELSAM 反射式超音波顯微鏡所量測之掃描訊號，圖中之掃描區域為 $62.5\ \mu\text{m} \times 45.0\ \mu\text{m}$ ，掃描頻率為 1 GHz，其中將掃描區域劃分為 512 條測線，而每一條測線又劃分為 512 個測點，因此電腦螢幕存在 512×512 個檢測點相對應之光點。圖 11.116 為氧化鋁粉末濕壓燒結之氧化鋁陶瓷表面，圖中灰暗的部分為燒結過程中形成與外界相通的氣孔，大小不一，而亮處為氧化鋁粉末的位置。圖 11.117 為圖 11.116 之立體影像，可觀察出波紋振幅與亮度間的關係，由波紋起伏造成視覺上的立體效果。

圖 11.118 為具有表面裂縫之玻璃試片的超音波影像掃描圖，使用 200 MHz 超音波探頭，掃描區域為 $312.0\ \mu\text{m} \times 225.0\ \mu\text{m}$ ，圖中最暗區域處為表面裂縫位置，裂縫兩側與裂縫平行之明暗交錯條紋為超音波換能器接收波動訊號相互干涉的結果。

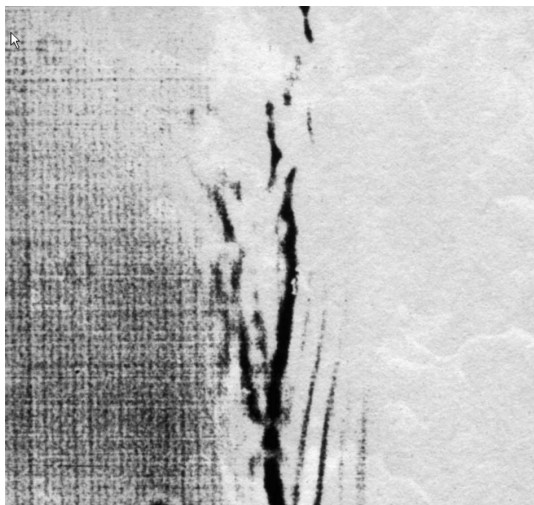


圖 11.118 玻璃試片表面裂縫影像與干涉條紋。

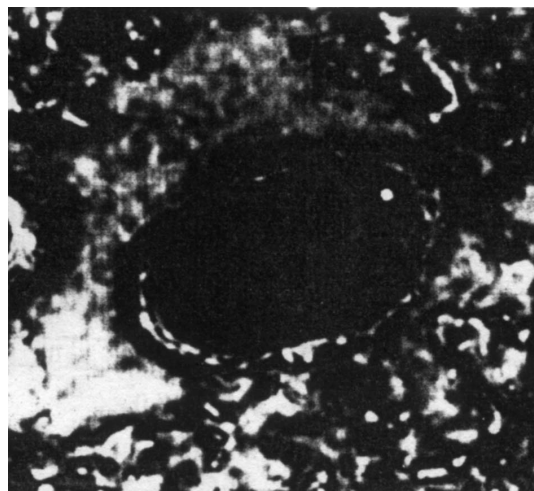


圖 11.119 受腐蝕鋁片之表面結構。

11.4.3 內部掃描功能

超音波顯微鏡與一般顯微鏡最大不同及特點為：可以掃描物體表面下內部之波傳情形。超音波可深入物體內部的特性，及表面波影響表面以下一定深度性質，使得超音波顯微鏡不只可觀察試體表面，還可觀察試體內部。

圖 11.119 至圖 11.124 為鋁試片受藥劑腐蝕後的影像，圖 11.119 為表面影像，暗區為表面因腐蝕而產生孔隙的位置，使用之超音波探頭頻率為 200 MHz，掃描區域為 $500\ \mu\text{m} \times$

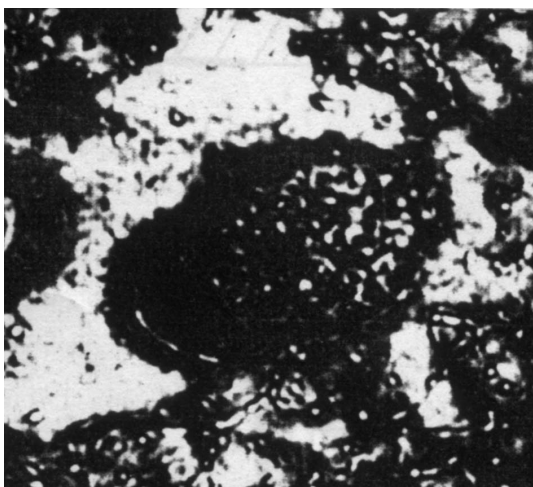


圖 11.120 受腐蝕鋁片表面下之結構 (聚焦於表面下 $50\ \mu\text{m}$)。

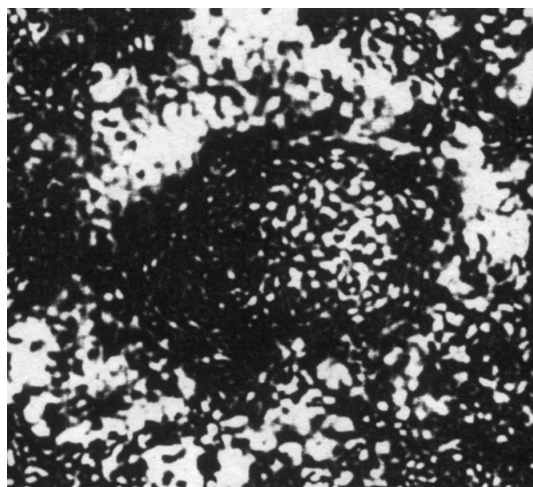


圖 11.121 受腐蝕鋁片表面下之結構 (聚焦於表面下 $100\ \mu\text{m}$)。

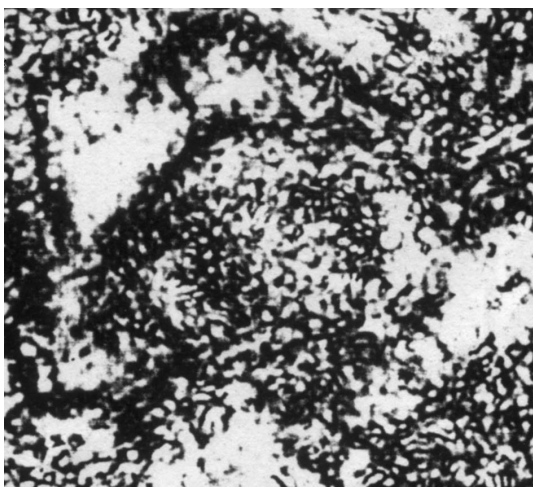


圖 11.122 受腐蝕鋁片表面下之結構 (聚焦於表面下 $200\ \mu\text{m}$)。

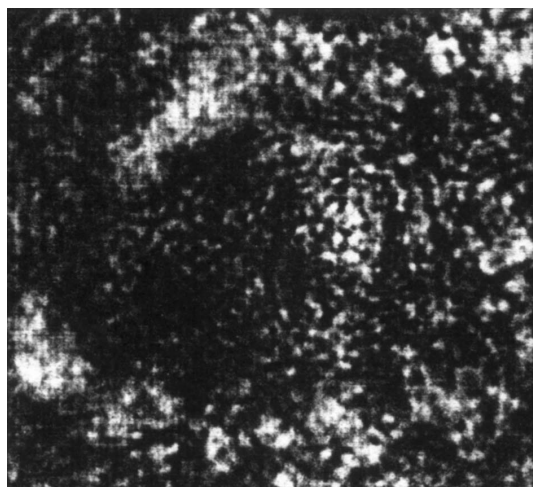


圖 11.123 受腐蝕鋁片表面下之結構 (聚焦於表面下 $250\ \mu\text{m}$)。

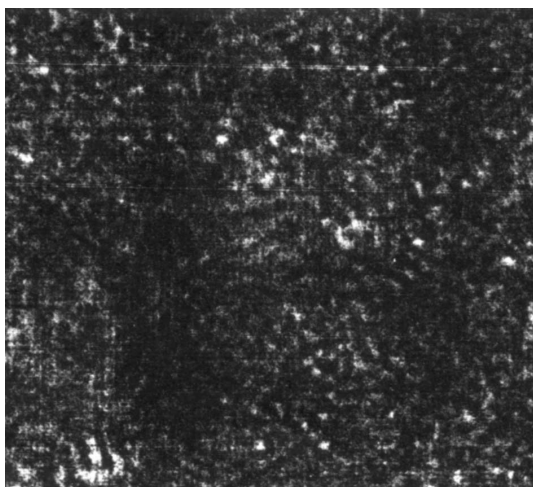


圖 11.124 受腐蝕鋁片表面下之結構 (聚焦於表面下 $275\ \mu\text{m}$)。

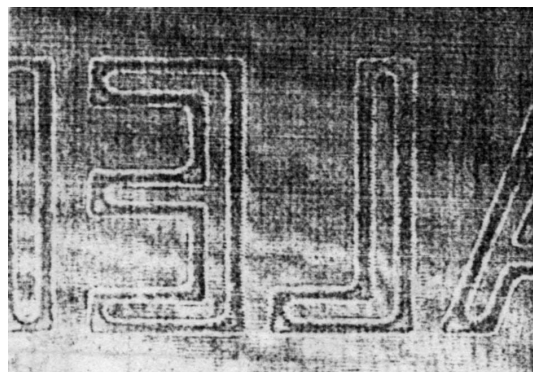


圖 11.125 0.11 mm 鋁片背面刻字之超音波影像圖。

$360\ \mu\text{m}$ 。圖 11.120 至圖 11.124 分別為同一區域掃描內部的影像，探頭聚焦於試片表面以下內部分別為 $50\ \mu\text{m}$ 、 $100\ \mu\text{m}$ 、 $200\ \mu\text{m}$ 、 $250\ \mu\text{m}$ 及 $275\ \mu\text{m}$ ，由圖中亮度之明暗變化可看出不同深度的孔蝕情形。當探頭離焦距離為 $275\ \mu\text{m}$ 時，由圖 11.124 影像中已看不出孔隙位置，表示試片尚未腐蝕至此相對應的深度。由波傳阻抗係數計算，此鋁試片受腐蝕之孔隙深度約為 $65\ \mu\text{m}$ 。

除了聚焦於物體內部之外，超音波顯微鏡還可觀察薄物體背面情形。考慮一厚度為 0.11 mm 之鋁片，其中一面光滑，另一面刻有 CALENDAR 字樣，利用 100 MHz 探頭自光滑表面將超音波入射至鋁片內部，聚焦於有刻字的背面，並掃描 $10\ \text{mm} \times 10\ \text{mm}$ 區域，得到圖 11.125 的影像，因影像自背面檢視，故看到的字體為左右相反。

若聚焦深度越深，則超音波探頭所需頻率越低，才能順利聚焦於物體較深之表面以下。若希望在有限區域之解析度越高，則超音波探頭使用頻率需要越高，因高頻之超音波波長較短，對於觀察表面起伏更為明顯。

11.4.4 表面波波速量測與性質計算

藉由測試 $V(z)$ 曲線所產生之週期性變化，以測得材料之表面波波速。 $V(z)$ 曲線為沿深度下降、表面波回波強度隨介質週期性變化之曲線，經由計算隨深度下降之週期，可推算固態試體之表面波波速。將控制平台固定不動，並停止探頭於 x - y 平面方向移動，沿 z 方向向下移動一定深度，將超音波換能器產生之電壓訊號，依據大小畫出 $V(z)$ 曲線，帶入下列方程式即可求得物體表面波波速，其中波速大小與耦合液體有關。

$$V_R = V_c \left[1 - \left(1 - \frac{V_c}{2f\Delta z} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (11.100)$$

其中 V_c 為耦合液體波速， f 為超音波探頭頻率， Δz 為 $V(z)$ 曲線週期。

若以鐵弗龍為試體，因鐵弗龍之縱波波速 1360 m/s 小於室溫之耦合液體 (水) 波速 1492 m/s，此時壓電換能器產生之振盪經由耦合液體無法產生表面波傳遞於鐵弗龍中，此為波傳角度無法大於產生表面波之臨界角所致，因而 $V(z)$ 曲線沒有週期性的變化。若以玻璃為例，其 $V(z)$ 曲線如圖 11.126 所示，當探頭向下移動 20 μm 時，由交互相關函數可求得週期性變化為 $\Delta z = 6.6839 \mu\text{m}$ ，此時由 (11.100) 式可推出玻璃之表面波波速為 $V_R = 3249.9 \text{ m/s}$ 。

圖 11.127 為鋁塊之 $V(z)$ 曲線，其中低頻之大週期因物體之表面波波速變化所影響，跨期訊號上之高頻小週期則為耦合液體之縱波波速所造成，同樣將探頭向下移動 20 μm ，由交互相關函數可得週期性變化為 $\Delta z = 5.9236 \mu\text{m}$ ，此時玻璃之表面波波速為 $V_R = 3071.2 \text{ m/s}$ 。

而若需量測異向性物體之表面波波速時，須先將超音波探頭轉換成圓柱凹面線聚焦試探頭，此時表面波依不同波傳方向有不同表面波波傳速度，測試異向性材料性質時，將探頭旋轉不同角度量測 $V(z)$ 曲線即可獲得各個角度之波傳速度，進一步推算獲得異向性材料之材料特性常數。

11.4.5 結語

超音波顯微鏡具有多方位的掃描功能，相對於一般顯微鏡只能觀察物體表面情形，包括形貌及電性性質，超音波深入物體表面之特性皆與一般檢測儀器不同。因此，對於需要

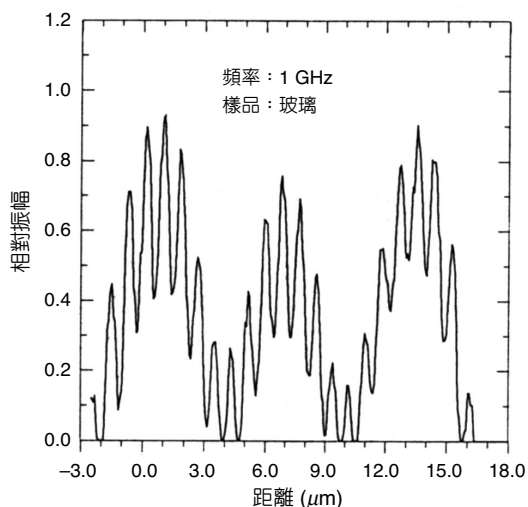


圖 11.126 玻璃之 $V(z)$ 曲線，下移距離 20 μm 。

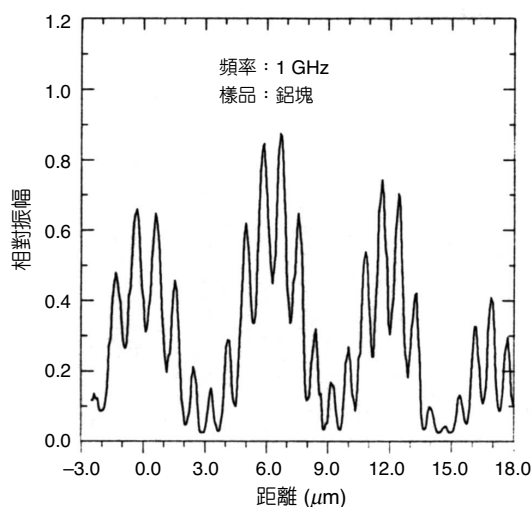


圖 11.127 鋁塊之 $V(z)$ 曲線，下移距離 20 μm 。

觀察物體內部結構情形之需求時，超音波顯微鏡具有不可取代且獨一無二之量測特性，對於需進階檢測內部情形時，選擇超音波顯微鏡作為量測儀器是有必要廣泛推廣的。

在微機電系統的開發領域中，整體元件的結構機械特性、內部材質的均勻度及局部破壞等，均將對整個微機電系統的性能有所影響。由此節所介紹的各種超音波顯微鏡技術，可以得知 SAM 這種量測技術在未來微機電領域中之需求將日趨重要。

11.5 振動檢測技術－雷射干涉儀

11.5.1 簡介

最近數年來，由於系統體積縮小及性能提升之要求，度量指標已快速邁入奈米 (nanometer) 的世界。從積體電路、微機電系統 (micro-electro-mechanical systems, MEMS) 與微光機電 (micro-opto-electro-mechanical systems, MOEM) 等領域的蓬勃發展，在在顯示人類探索奈米微觀世界的需求與歷程。在進入此微觀領域之過程裡，精準的量測工具乃是不可或缺的手段。在已知的振動量測工具中，以原理來分類可有機械式、電氣式與光學式等；以安裝方式來看則有接觸式與非接觸式兩類。對於奈米級之量測需求而言，傳統的接觸式量測方法多已不可行。由於光學量測方法的高解析度與非接觸特性，其乃成為奈米量測技術中不可替代之重要科技。

奈米等級之光學量測一般均應用光的干涉特性，使用雷射光波長來當測量基準，目前已廣泛使用於長度與位移量測、元件與系統測試、表面輪廓量測與表面粗度量測等領域。基本上，干涉術是量測兩道光波前的光程差，不論此光程差是由於物體位移或變形所導致的波前偏離所引起，其結果均可視為明暗交錯的干涉條紋，利用光二極體偵測器 (photodiode) 將干涉光訊號轉換成電訊號，即可取得奈米等級之位移解析度。

近年來由於高密度儲存裝置 (high-density storage device) 與微光機電產業的快速進步，對於非接觸式精密檢測工具的需求日益殷切。以近年來國內外許多研究單位與廠商所大舉投入之光碟母版刻寫機 (mastering system) 與主軸馬達及讀取頭等關鍵零組件為例，在研發與生產的過程中，需要一系列的精密檢測與品管技術來支持其技術發展，不論是光碟機模組之振動與光碟片偏位移 (runout) 量測、主軸馬達偏位移量測與光學讀取頭振動及動態特性量測、磁頭滑座 (suspension) 之共振模頻率與磁頭飛行高度 (flying height) 量測等，均無法不借重奈米量測系統之助力。由於傳統振動與偏位移儀器或屬接觸性或屬電氣感應量測方法，均操作困難，因此無法滿足現代高性能系統之高精度及簡易使用的要求，故雷射都卜勒干涉儀乃有取而代之的趨勢。

除此之外，近年來受到半導體奈米級科技高度發展的帶動，很多感測器與致動器製作的技術已漸次達到次微米水準，由於此類微結構體的尺寸極小，無法用傳統接觸式檢測技術來量測其性能，高動態頻寬之雷射干涉儀也已成爲量測上述新興微系統振動特性不可或

缺的設備。綜而言之，新開發之雷射都卜勒干涉儀系統必須同時具有寬頻 (wide bandwidth) 與高解析度 (high resolution) 之特性，方能滿足今日高科技工業的檢測需求。更明確的說，新型都卜勒干涉儀需具備如被量測物表面不需特別處理、可量測絕對與相對位移、具奈米級解析度以及寬頻等特點。

11.5.2 發展說明

新型都卜勒干涉儀系統為一套於國科會產學合作計畫中所成功研製完成之先進量測系統，此一系統乃以新興產業微機電系統之量測需求為主軸，訂定其設計理念。國立台灣大學應用力學研究所與華錦光電科技股份有限公司共同參與國科會產學合作，研製完成「都卜勒振動／干涉儀 (advanced vibrometer/interferometer device, AVID)」，於民國八十七年開始量產與進行全球行銷。此產品獲得中華民國光學工程學會八十六年度『技術貢獻獎』，繼而於八十八年五月榮獲美國 Photonics Spectra 雜誌「Circle of Excellence Award」光電大獎，獲評選為年度全球 25 個最佳光電產品之一，此系統為亞洲地區該年度唯一獲此殊榮的產品；AVID 於八十八年七月參加台北光電週，再度榮獲傑出光電產品獎。

在國內因數位影音光碟如 DVD-ROM、DVD player 等系統之蓬勃發展的大環境下，由於 DVD 的高精密度要求，亟須依賴精密光學檢測系統來解決，如讀取頭與主軸馬達等組件之研發，以及光碟機組裝之需求，乃造成 AVID 被廣泛採用，並獲得高度肯定，對於國內 DVD 產業研發能力提升，做出實際貢獻。同時由於其先進的系統功能，目前更獲日本東海大學 Kenya Goto 教授所領導之國家級「近場光學儲存技術 (Near-Field Optical Storage)」研究計畫的採用，以 AVID 為研發工具，進行研討下一代光學儲存技術發展之各種需求。

11.5.3 原理

為求大幅縮小機體，並避免使用傳統雷射振動儀之聲光移頻器所造成的電磁干擾，AVID 系統採用圓偏極光干涉光場 (circular polarization interferometer configuration)，利用基本邁克森干涉術與都卜勒原理，以兩組正交都卜勒干涉訊號來避免物體振動方向之不可分辨性 (directional ambiguity) 並大幅提高量測頻寬。因此對於如空氣軸承之振動及擾動一類兼具從極低頻到超高頻的振動問題之量測需求，均可迎刃而解。創新之光機架構再配合新發展之訊號解相方法，使得 AVID 不但精度高達 0.1 nm 等級，並具 20 MHz 以上之解析訊號頻寬，故足可供各種精密量測之需求用，為目前世界上最先進的雷射干涉儀之一。

AVID 內建三個量測架構中之雙光束量測架構的光學設計如圖 11.128 所示，雷射光沿旋轉軸射出線性偏極光，此平行之線性偏極光首先被第一個線性偏振器 (PBS1) 分光，而成為兩束光 E_{01} 及 E_{02} 。此兩束光的回光相對強度可藉由旋轉雷射光入射於 PBS1 的角度來調整，使兩束回光之強度相等，以降低背景雜訊的影響。雷射光經過 PBS1 後，在到達待測物

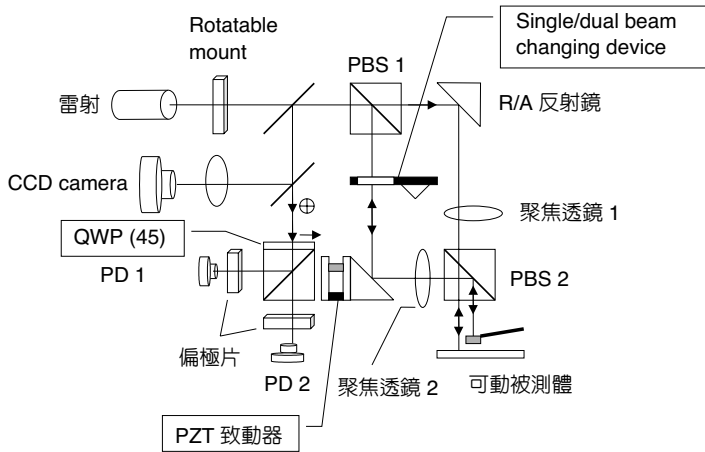


圖 11.128

新型都卜勒干涉儀光路圖。

體前，先離軸自鏡心側邊經過聚焦透鏡 1 及 2，因此而得以使去光與回光入射於透鏡的不同位置。利用雷射去光聚焦於物體表面形成點光源之架構，AVID 達成被測體表面不需為光學面之重要設計理念。當兩束回光在 PBS1 重合後，這兩束光仍保持線性偏極且正交。待此兩束回光經過一片快軸分別與兩束光的偏極態隔 45 度之四分之一波片，將使得此兩道回光變為偏極態分別為一道左旋與一道右旋的圓偏極光，而其等效偏極態則為一束線偏極光。由於被測體之移動將造成左右旋圓偏光偏極態之旋轉速度不同，故將造成等效線偏極光之電振動方向旋轉一個角度。將此一合成線偏光之電振動方向利用非偏極分光鏡 (NPBS) 及偏極片，轉換成明暗光訊號，再藉光電二極體將其轉為電訊號，可產生如圖 11.129 之兩組相位正交的訊號，此即所謂的「正弦 (A) 與餘弦 (B) 訊號 (sine/cosine signal, A/B signal)」。

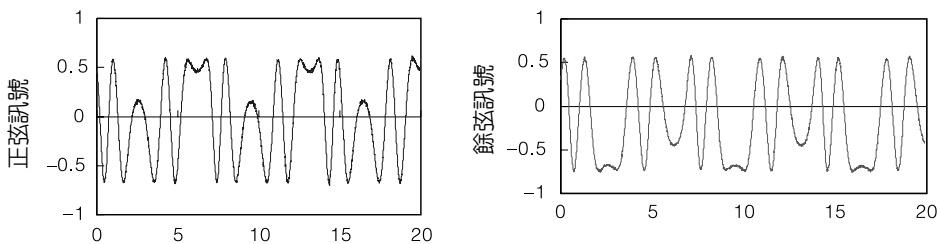


圖 11.129

正弦 (A) 與餘弦 (B) 訊號。

由於被測體表面特性及量測狀況各異，前述之 A/B 訊號可能產生如圖 11.130 所示的圓形或橢圓等情形，當 θ 角旋轉 360 度時，將剛好對應於被測體位移半個光波波長，經由類比／數位轉換器 (A/D converter) 擷取這兩個訊號，並隨時間變化計算相位角 $\theta = \tan^{-1}(A/B)$ ，即可得到物體動態位移。

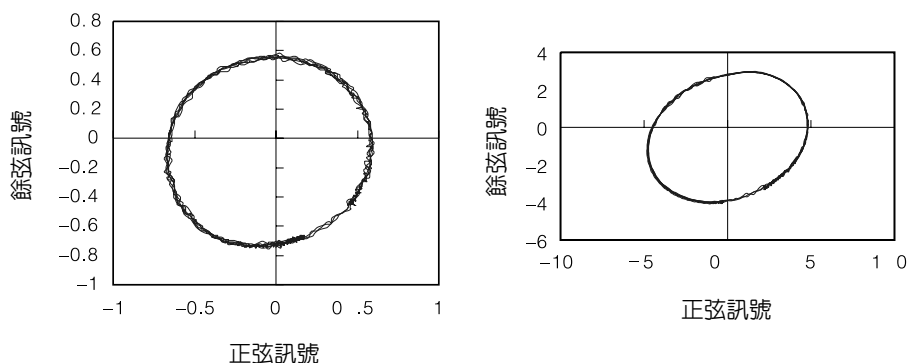


圖 11.130

Lissajous 圖或橢圓形。

11.5.4 特性

如前所述，AVID 之光學機構設計理念乃是要達到體積最小、易於調校 (alignment)，並且具單／雙光束與長距離量測三種量測模式，以求於單一機體中同時具備量測物件絕對／相對位移及長距離精準定位 (請參圖 11.131)。由於此系統之光機架構於設計之初，即要求系統在進行光學校準時，各種校準方法需相互垂直，以利進行調校。再加上 AVID 要求能隨意改變差動雙量測光束 (dual-beam) 之間距，以求能適合於各種量測場合。也因此一理念之具體實現，AVID 在光學頭中一共使用了八組單軸微型移動平台，用以承載透鏡與反射鏡。

更明確的說，AVID 之光學架構與光機設計乃是由兩組相互旋轉 90 度的光路結合成一體，故可使熱膨脹效應對量測精度之影響降至最低。另外 AVID 有一獨特的設計，為幫助調校及進行 MEMS 系統一類之量測需求，故系統中內建了待測物影像系統 (見圖 11.132)，

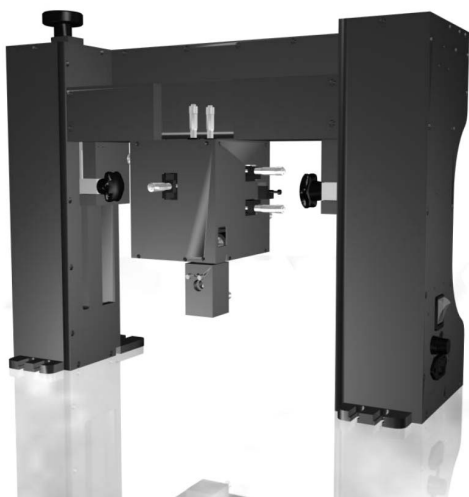


圖 11.131

新型都卜勒干涉儀機構圖。

此一影像系統大幅提高了量測點對位精度與調校光路的方便性。除此之外，為因應量測需求與方便使用者操作 AVID，AVID 內建了一個重要的動態訊號分析 (dynamic signal analysis, DSA) 功能，並設計了簡明的使用者界面，由電腦系統逐步指揮使用者依循軟體指示，依序完成每個步驟乃可完成量測。

11.5.5 應用

以下將利用 AVID 於微機電與微光機電產業發展中幾個代表性技術所扮演的角色，來說明其與這些新興產業的互動關係。以高密度資料儲存技術而言，無論是傳統光碟機或硬碟機的發展，或是發展中的近場光儲存技術，都是趨向高記錄密度發展。以磁碟機發展而言，因為它是利用磁場改變以讀寫資料，西元 2000 年已達到每平方英寸 10 Gbits 之儲存密度，相配合之硬碟機飛行高度已低至 30 nm 以下，隨著高密度需求之發展趨勢，飛行高度勢必更行降低，也因此 AVID 一類之量測設備顯得益形重要。

除此之外，最近甚為風行並預計其單位面積記錄密度可高達每平方英寸 50–100 Gbit 的「近場掃描顯微技術 (near-field scanning microscopy)」，在本質上與磁碟機讀寫原理非常相似，唯一的不同點乃是此技術利用一個如圖 11.133 所示之近場光學頭，來扮演類似磁碟機之磁頭或光碟機之讀取頭的角色。此類近場光學頭，一般是抽成細絲的光纖，故可產生一個小至直徑 40 nm 的光點，但由於其需以約 50 nm 的高度飛行於介質表面，為求檢驗系統性能並進行研發，亦需使用如 AVID 一類之設備。綜而言之，不管是傳統磁訊號儲存裝置、光訊號儲存裝置或先進的近場光學儲存裝置，傳統式檢測儀器早已無法勝任上述裝置之研發需求，面對奈米級的微小動態間隙，唯有如 AVID 一類之干涉儀，才能提供所需之高動態、寬頻與高解析度等特性。

以下再以兩種新世代刻版機系統為例，進一步說明應用 AVID 一類系統對發展此種高

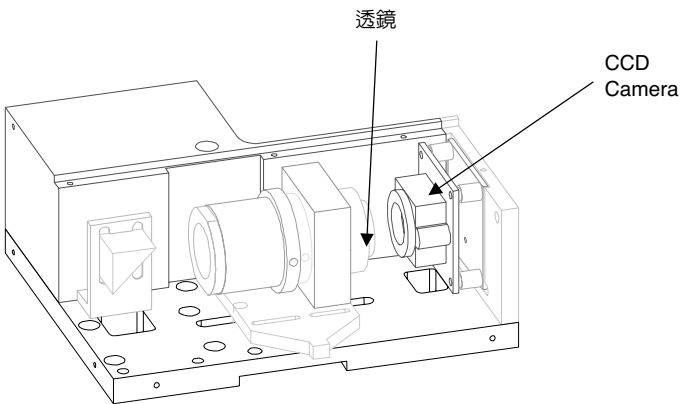


圖 11.132 待測物影像系統圖。

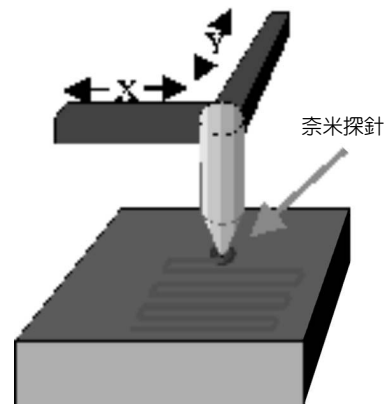


圖 11.133 近場光纖探頭。

精度、高附加價值系統之重要性。為了提升單位面積記錄密度，持續大幅縮小光點乃是無可避免之趨勢。刻版機的線寬及精度需求，乃與各種媒體碟片的最小資料點週期 (minimum spatial period of pits) 與軌道節距 (track pitch) 息息相關，從 CD 的 $1.2\ \mu\text{m} \times 1.2\ \mu\text{m}$ ，到 4.7 GB DVD 的 $0.5\ \mu\text{m} \times 0.5\ \mu\text{m}$ ，再進步到 15 GB DVD 的 $0.2\ \mu\text{m} \times 0.2\ \mu\text{m}$ ，進步可謂神速。目前正為全球團隊所快速研發之近場光學刻版系統 (圖 11.134)，即是根據下一代光碟機之製版需求而設計，其最小刻寫單元預計可小至 $0.1\ \mu\text{m} \times 0.1\ \mu\text{m}$ 以下。在此狀況下，光纖探針必須緊貼於介質表面起伏飛行，並隨時使間隙保持在 $50 \pm 5\ \text{nm}$ 之間，因此必須將飛行高度訊號時時回授給控制光纖探針與介質表面間距的壓電驅動器使用，以便使光纖探針能鎖定於前述所言之固定高度，而避免探頭撞損 (head crash) 之發生。目前為各團隊所積極探討之科技之一，即是利用 AVID 一類之雷射都卜勒干涉儀來提供高度回授訊號，圖 11.134 中顯示 AVID 的光束 1 聚焦於介質表面，而光束 2 則聚焦於光纖探針座上，藉由此兩束光的光程差訊號輸出來控制光纖探針與介質之間隙，並提供給如圖 11.135 所示之雷射刻版機系統使用，以進行刻版及資料記錄。此一例子說明了 AVID 一類系統的重要角色，也點出此類系統能快速且準確解出探針與表面介質間隙變化量對系統正確工作之重要性。

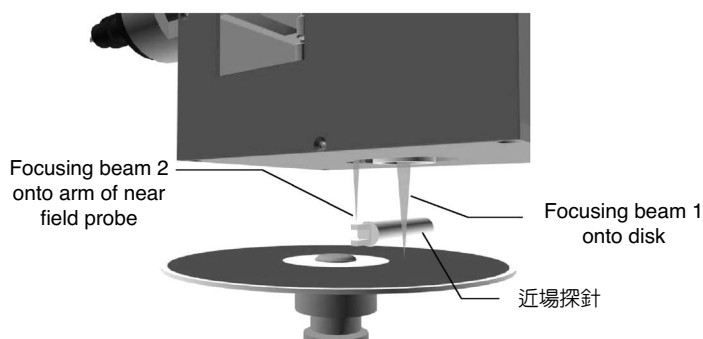


圖 11.134
AVID 近場刻版系統。

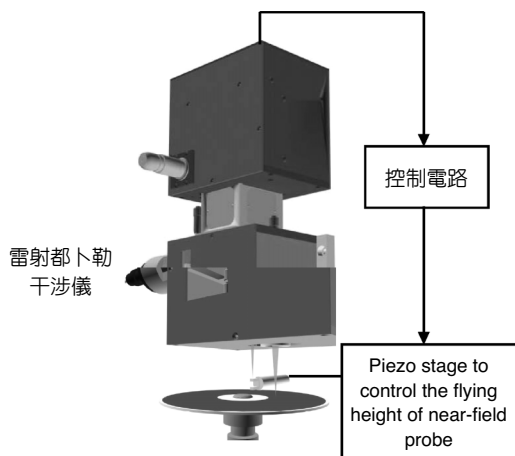


圖 11.135
近場光纖探頭飛行高度控制系統。

除了利用 AVID 系統對近場光學刻版系統進行嚴密之間隙伺服控制外，在線寬要求低於 $0.2\ \mu\text{m}$ 以下時，一套精密的刻版系統尚須補償主軸馬達所產生之徑向偏擺 (radial runout)。雖然目前使用之空氣軸承主軸馬達所產生之非重現性偏擺 (non-repeatable runout, NRRO) 已能控制於 $50\ \text{nm}$ 以下，但一旦線寬要求小於 $0.2\ \mu\text{m}$ 以下，若在讀寫時不補償此偏擺，便可能造成軌道誤差 (track error)。圖 11.136 所示是一套所謂「電子束刻版機 (electron beam recorder)」之示意圖，它是為下一代 $15\ \text{GB DVD}$ 之刻版需求所設計，其最小資料點週期與軌道節距必須達到 $0.2\ \mu\text{m} \times 0.2\ \mu\text{m}$ 的水準。此一系統的主軸馬達與玻璃介質板被包含於一個真空腔內，而整個刻版系統除電子槍外，均被承載於精密移動平台上。AVID 系統之量測光即預備透過視窗與聚焦鏡，聚焦於主軸馬達的輪殼上，並時時將主軸馬達的偏擺量回授給電子束位置控制器，以補償因偏擺量所造成的軌跡誤差。在此架構下，AVID 及其相關系統即已不再只是量測系統，而正式成為生產系統之一部分。

近幾年來微機電產品日漸成熟，這些產品研發時，其動態量測常是產品能否成功的重要關鍵。以往微機電感測器的測試多數是用數學模式與有限元素法來預估，對於較複雜系統，其真實與預估之動態特性將有著很大的誤差，唯有用新一代之儀器來進行檢測，才可以確實瞭解其真正的動態特性。微機電的產品特性是體積小至只有數微米，一般傳統感測器之感測頭 (probe) 往往比微機電產品本身還大，故無法直接使用於微機電產品上。但新型 AVID 可充分利用其非接觸與量測光束聚焦特性，故能輕易將光點投射於待測物表面，並利用內建的影像系統觀察表面。

目前國內微機電產業之發展正處於萌芽階段，主要團隊大多數正從事技術研發中，因此必須有良好之量測工具。以下用一個量測實例來說明 AVID 一類之雷射都卜勒干涉儀如

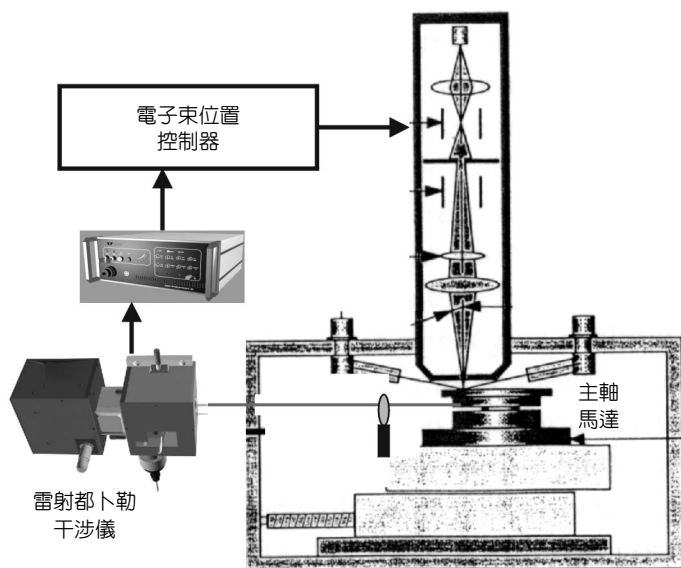


圖 11.136

AVID 應用於電子束刻版系統。

何被應用於微機電產品之量測上。在此例中，被測體是一個用矽微加工技術 (silicon micro-machining technique) 所製作的金屬薄膜熱驅動式微型幫浦 (metallic thermally actuated membrane micro-pump)，此微型幫浦有直徑 4 mm 之排放室 (pump chamber)，高 $100\text{ }\mu\text{m}$ 。這個微型幫浦的外殼是用 PMMA 做的，而驅動薄膜則是用 polyimide 薄膜做的，並於薄膜上附加熱金屬絲。其最大輸送率約 $5\text{ }\mu\text{L/s}$ ，它的驅動電壓是 $15\text{ V}/20\text{ Hz}$ ，排送水或空氣壓力可達 30 mmHg 。由於其驅動薄膜面積很小，傳統之探頭體積與接觸方式是無法應用於此類之微型幫浦的動態量測，取而代之的乃是應用前述技術所指出之都卜勒動態干涉儀。當電源加於幫浦的加熱絲，薄膜便開始產生振動而排送液體，此時雷射光點聚焦於振動薄膜上 (圖 11.137)，如此反覆量測光點在薄膜的不同位置，即可量得薄膜之最大振幅平均值約為 $22\text{ }\mu\text{m}$ ，見圖 3.138 所示。

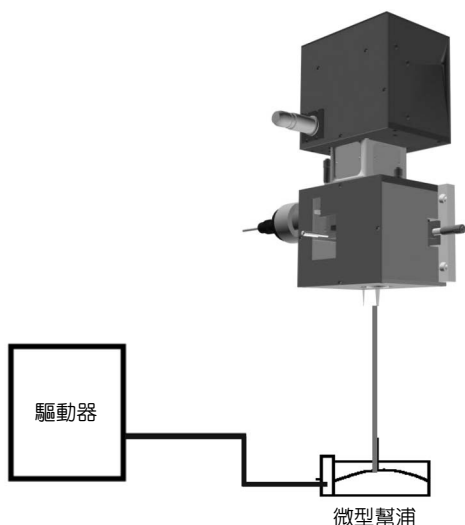


圖 11.137
微型幫浦測試。

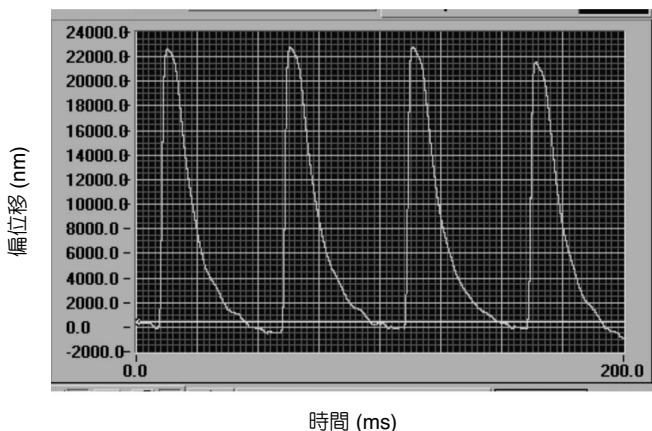


圖 11.138
微型幫浦測試結果。

11.5.6 結語

本文介紹了新式雷射都卜勒干涉儀在微光機電產業的應用，雖然文章中所舉的僅是極少之代表例，應已可說明此類奈米級檢測技術之應用範圍已遍及當前所有光機電領域。同時為因應目前高科技光電系統之快速發展，如 AVID 一類在設計理念之創新與功能之提升均有進展的量測系統，實為協助產業蓬勃發展之重要因素。由於目前正值光機電產業在國內蓬勃發展之際，希望藉由本篇文章的拋磚引玉，能引發更多對如何引進或開發此方面技術以供我國相關科技研究發展之研討，更期盼國內各高科技團隊能共同合作，進行如光學刻版系統這樣高精密、高附加價值之光機電系統研發，而可進一步提升國內相關科技，並厚植產業實力。

11.6 光柵式奈米檢測技術

11.6.1 簡介

由於各類機電系統如磁碟機、光碟機的快速發展與性能之不斷提升，促使光學、電子學與力學等不同研究領域的快速結合，此一趨勢除了使產業界和學術界感受到一股強烈的衝擊，亦大幅提升了對光電量測系統精度之需求，凡此種種皆使得光電檢測科技之研發步調持續加速。

高靈敏度 (sensitivity) 與高準確度 (accuracy) 的位移或變形量測，為進行次微米乃至於奈米尺度等領域之研究工作所不可或缺之技術。考量今日之各種應用，兼具高解析度與高準確度的位移感測器 (displacement sensor)，實為進行超大型積體電路 (VLSI) 微細加工和光學元件精密加工時之必要設備。由於微小荷重即可能構成待測物微米等級之變形，因此在量測次微米位移量時，非接觸式量測實屬必要。

本節提出一種新式繞射式雷射光學尺系統 (diffractive laser encoder system, DiLENS)，其為一種光柵干涉儀，可透過非接觸之光學方式將量測的基準由雷射波長轉換為光柵節距，因此具有抗環境干擾的優點。本節亦分析完成 DiLENS 系統所屬圓偏振光干涉儀之各種基本原理、公差等系統參數，所得結果發現圓偏振光干涉儀輸出訊號的斜橢圓化，確是造成量測準確度降低的內在 (intrinsic) 因素。除此之外，本儀器所作分析亦發現該斜橢圓化現象的成因，乃是來自偏振板透振方向對位不準，與光偵測器相對對位不準等因素，故提出利用光學對位來提高量測精度之建議。

疊紋干涉術 (moiré interferometry) 屬於高靈敏性、具有量測全域平面位移量或變形量能力的一種光電量測技術，它利用反射式光柵繞射光束所產生之干涉條紋，以量測物體之變形量。11.6.4 節將針對疊紋干涉系統之理論與原理做一完整之介紹，並對半導體元件封裝之熱應變彎曲及機械元件破壞裂縫延伸之力學行為作定性與定量之分析。

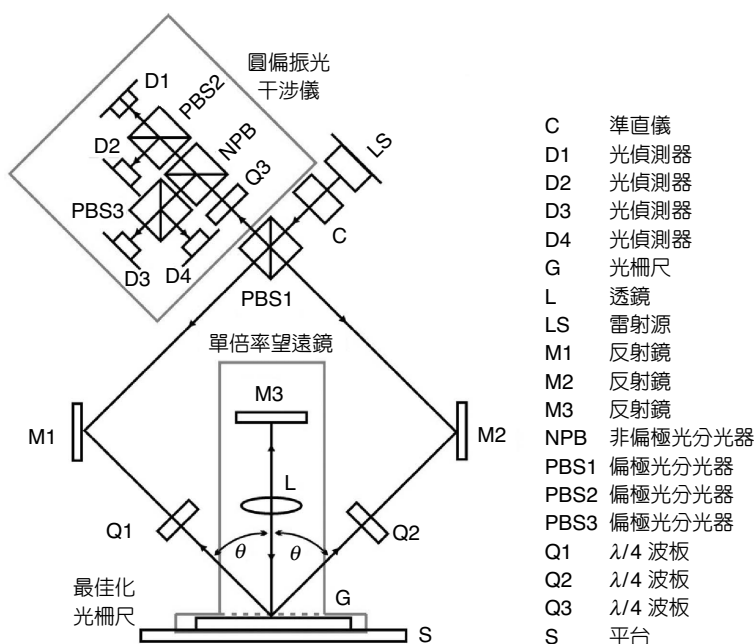


圖 11.139

DiLENS 的光學架構示意圖，它可分為三大部分：(a) 單倍率望遠鏡，(b) 最佳化的光柵尺幾何外形，(c) 圓偏振光干涉儀。

11.6.2 雷射光學尺光學架構與量測原理

(1) DiLENS 光學架構

雷射光學尺具有高量測解析度、長行程量測，以及能承受高環境公差等優點^(155,156)。在科研積極尋求奈米環境的改善、量測原理的突破，以及結合多領域技術，試圖將現有量測準確度進一步提升，而難以取得重大進展的同時，若能夠使得雷射光學尺易於安裝，甚至能夠對機具高速運動所產生的偏擺具有更高的公差，就使用者的立場而言將具有積極的意義。

DiLENS 乃基於以上的考量點而設計，它的光學架構主要分為單倍率望遠鏡 ($1 \times$ telescope)、光柵尺以及圓偏振光干涉儀 (circular polarization interferometer) 三大部分，如圖 11.139 所示。單倍率望遠鏡用以確保繞射光路能夠沿著平行原入射光路的方向，光學頭與光柵尺之間的對位公差 (alignment tolerance) 乃得以提高。光柵尺用以提供表徵位移資訊的都卜勒頻率偏移，經最佳化 (optimized) 的光柵尺幾何外形，可增加干涉訊號的強度 (intensity)。圓偏振光干涉儀用以取出表徵位移資訊的干涉條紋 (interference fringes)，透過光偵測器輸出正交訊號，經解相位 (phase decoding) 後可得到位移。

(2) DiLENS 量測原理

DiLENS 係利用繞射光柵 (diffraction grating) 做為量測尺規，將機具的位移、速度等資訊以數位訊號的型式輸出，做為機械裝置超精密閉迴路控制之用。圖 11.140 所示為習用之

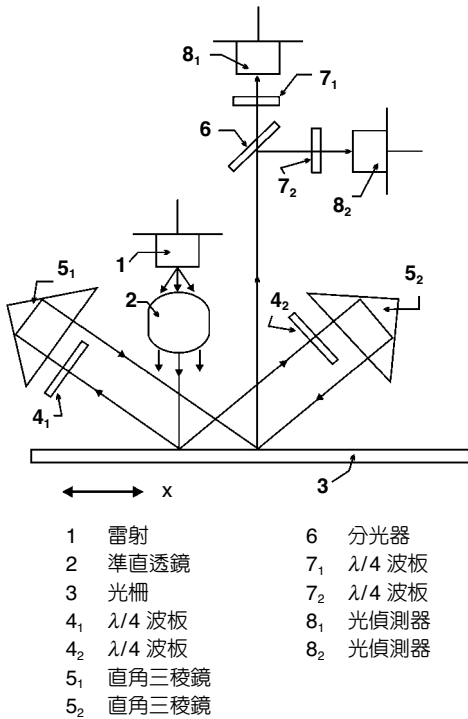


圖 11.140 習用之雷射光學尺之基本架構示意圖⁽¹⁵⁷⁾。

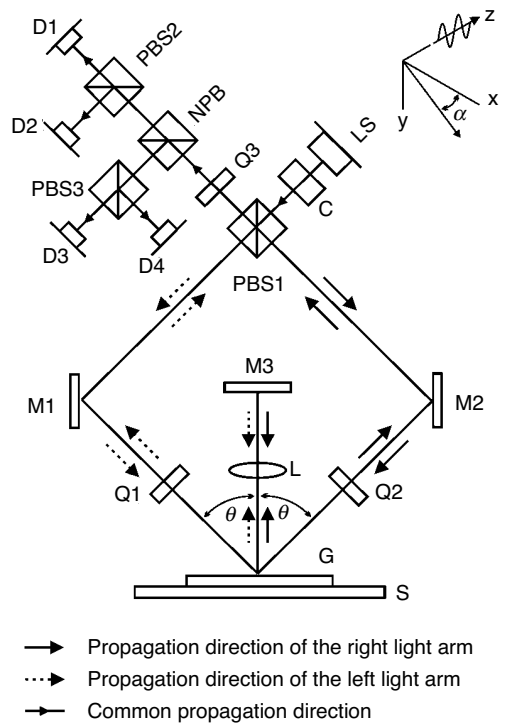


圖 11.141 DiLENS 的光學架構細部光路示意圖。

雷射光學尺架構示意圖，其中二極體雷射提供量測之同調光源 (coherent light source)，間距為 $1\ \mu\text{m}$ (micrometer) 數量級的繞射光柵係固定在移動機具上隨機具移動，用來調制繞射光的相位 (phase)。光學系統係用以收集並合成繞射光，以產生與位移量有關的干涉條紋，及利用一個至多個光偵測器 (photodetector) 將光訊號轉換為數位電子訊號。由於雷射光學尺利用細密光柵的繞射效應來量測位移量，因此系統之解析度不會受繞射極限的牽制；另外，由於在雷射光學尺中之組件，包括量測光源、光學元件及繞射光路，均可經由小型化之光機設計而裝置在同一操作空間中，使得系統受量測空間周遭環境溫度、濕度及空氣擾動的影響大幅降低。雷射光學尺係屬於精密機械工業中不可或缺的位置感測器，而其應用範疇則主要在半導體製程設備、資訊儲存工業如磁碟機、光碟與數位影音光碟 (DVD) 等產品之生產設備，因此雷射光學尺在當前全球主要之高科技產業中，實具有關鍵的地位。

DiLENS 利用繞射光柵與同調光源所產生的都卜勒頻率偏移 (Doppler frequency shift)，來量測機具的位移資訊，圖 11.141 所示 DiLENS 的光學架構細部光路示意圖，光柵尺的位移量 Δx 與正交訊號之相位變化 Φ 可表示為

$$\Delta x = \frac{\Phi d}{8\pi} \quad (11.101)$$

由 (11.101) 式可知：當光柵在 x 方向移動一個光柵節距時，光偵測器可在輸出端得到四個週期變化的干涉條紋明暗變化，或是可得到正交訊號繞出四個完整的圓軌跡；換句話說，若光柵條紋週期為 $d = 1.6 \mu\text{m}$ ，當光柵移動 $0.4 \mu\text{m}$ 的距離時，在光偵測器端便可以得到一個完整週期的干涉條紋明暗變化，或是可得到正交訊號繞出一個完整的圓軌跡。式 (11.101) 另指出：得自光偵測器之正交訊號的相位變化和引起此一相位變化的位移 Δx 存在理論上的線性關係，欲提高測量位移的解析度，首先應該提高正確分辨測量相位的能力。利用圓偏振光干涉儀架構輸出正交訊號，理論上在呂薩加空間 (Lissajous space) 中應該會形成一個圓形；然而，大部分的輸出訊號為偏離原點的傾斜橢圓形式。對於求解這一類型訊號相位的方法，大體上現存有正交訊號混頻解頻法、正交訊號反正切解相位法、準位比較解相位法，以及正交訊號容錯式解相位法等^(158,159)。本文採用後者進行解相位，此法將訊號在徑向上的變動視為是一種誤差來源，真正的位移訊號均沿著圓的切線方向變動，而於演算法中將訊號的徑向變動濾除，藉此消減解相位時的誤差。

11.6.3 光學頭與光柵尺對位公差分析

隨著製造科技的技術指標－積體電路製程線寬 (line width) 的不斷縮小，次微米等級解析度的位置感測系統已無法滿足產業的迫切需求。事實上，已有相當多的研究人力投入在提高感測系統量測解析度以及精確度相關問題的工作上，也做出了許多具體的貢獻⁽¹⁶⁰⁻¹⁶³⁾；然而，這些研究工作有一個共同特徵：它們從未就使用的角度探討被測機具動態變動的事實對量測性能的影響，而這個考量點正是雷射光學尺是否可以廣泛應用的關鍵。本文針對被測機具高速工作狀況下所導致的光柵尺與光學頭之間機具運動偏擺的問題，提出一個切實可行的方案：一方面提高系統對機具運動偏擺的公差，另一方面讓使用者可以容易架設此一系統。而此一方案將此問題點歸結為這樣的命題：透過光學頭內部光學系統的巧妙設計，提高光學頭對抗機具運動偏擺的能力。

(1) 三維光柵繞射方程式

雷射線性光學尺採用線性光柵為量測尺規 (measuring scale)，而當機具高速工作狀況下，機具運動偏擺將造成光柵尺局部與光學頭之間產生相對的位置改變，光源在光柵尺上的入射與繞射均隨之改變，明顯與原先設計的光束行進路徑有所偏離。對於此一效應，並無法採用習知的面內光柵方程式 (in-plane grating equation) 來評估，而必須採用三維光柵繞射 (conical diffraction) 方程式來處理⁽¹⁶⁴⁾。三維光柵繞射方程式的具體數學內容可以表示如下 (參見圖 11.142)：

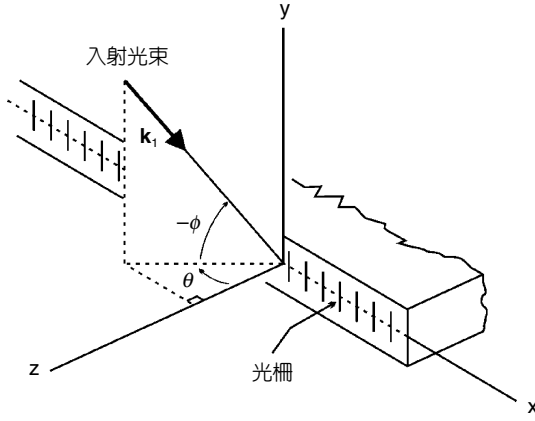


圖 11.142

三維光柵繞射方程式所採用的座標系統示意圖，其光柵條紋係沿著 y 軸方向。

$$e_{xm} = \sin \theta \cos \phi + \frac{m\lambda}{d} \quad (11.102)$$

$$e_{ym} = -\sin \phi \quad (11.103)$$

$$e_{zm} = \sqrt{1 - \sin^2 \phi - (\sin \theta \cos \phi + m\lambda/d)^2} \quad (11.104)$$

其中 e_{xm} 、 e_{ym} 與 e_{zm} 分別表示經光柵尺繞射之後繞射光束的方向餘弦， m 表示繞射光的階數 (m 為整數)， λ 表示光源的波長， d 表光柵條紋週期長度， θ 係指光波由光學頭入射光柵尺的方向在光柵法平面內的投影與光柵尺的外法線方向 (z 軸) 之夾角，或入射光波行進方向 $\mathbf{k}_i$ 在光柵法平面內的投影與光柵尺的外法線方向的夾角， ϕ 則表示入射平面光波 $\mathbf{k}_i$ 與其在光柵法平面內之投影方向的夾角。高速工作機具所產生的光柵尺運動偏擺現象，使光學之繞射問題變成三維。在本節裡中，將分別針對高速工作機具所產生的光柵尺運動偏擺現象，對光學頭內部光路的影响進行分析。

(2) 單倍率望遠鏡光學行為

茲考慮如圖 11.143 所示單倍率望遠鏡的數學分析模型，在光柵尺具有機具運動偏擺的狀況下，光束自光柵尺表面繞射後以座標高度 h_0 、方向角 η_0 輸入單倍率望遠鏡。由於光柵尺的機具運動偏擺的幅值均很小，典型數值小於 1° ，因此我們可以進一步合理地假設矩陣 (近軸) 光學適用於本問題的分析。對於圖 11.143(a) 之無離焦的情況，透過矩陣光學，可將光束從輸入到輸出單倍率望遠鏡的過程以下面的矩陣運算式表達⁽¹⁶⁵⁻¹⁶⁷⁾：

$$\begin{bmatrix} 1 & \pm f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \pm f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} h_0 \\ \eta_0 \end{Bmatrix} \quad (11.105)$$

$$= \begin{Bmatrix} -h_0 \\ \eta_0 \end{Bmatrix}$$

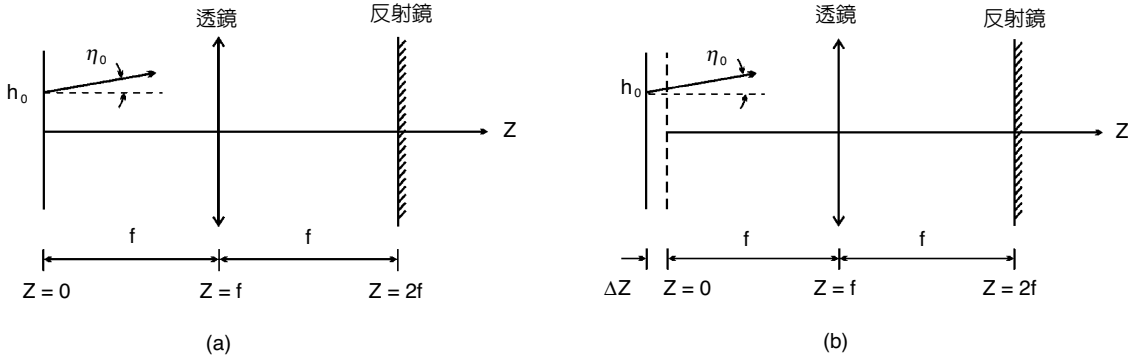


圖 11.143 光學頭與光柵尺之間機具運動偏擺的數學分析模型：(a) 光的繞射位置沒有離焦的情況，(b) 光的繞射位置離焦的情況。

由此式可知：對於單倍率望遠鏡這種軸對稱的光學系統，它可以使在光柵尺附近的輸入與輸出的光路保持平行，而僅僅使再次入射光柵尺的輸出光位置與原輸入光位置對稱於單倍率望遠鏡前焦點 (front focal point)。換言之，單倍率望眼鏡這一光學架構，具有保持其在光柵尺附近的輸入與輸出光路平行的特性，因此它具有確保光學頭內部的返回光路 (return optical path) 與原入射光路平行的功能。

進一步考慮光柵尺與光學頭具有離焦 (defocus) 現象－五個機具運動偏擺中的遠離情況，如圖 11.143(b) 所示，配合該圖以及矩陣光學，我們可以對具有離焦現象 (離焦距離 ΔZ) 的單倍率望眼鏡的輸入與輸出光路做以下的矩陣運算描述：

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} 1 & \pm f - \Delta Z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \pm f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & f + \Delta Z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} h_0 \\ \eta_0 \end{Bmatrix} \\
 & = \begin{Bmatrix} -h_0 - 2\Delta Z \cdot \eta_0 \\ \eta_0 \end{Bmatrix}
 \end{aligned} \tag{11.106}$$

從式 (11.106) 不難發現：即使在光柵尺相對於光學頭 (單倍率望遠鏡) 具有離焦問題時，仍然可以確保單倍率望遠鏡在光柵尺附近之輸出光路與其輸入光路為平行。

依據 (11.105) 與 (11.106) 兩式，可以得到一個結論：光柵尺所具有的機具運動偏擺的問題，透過所採用的單倍率望遠鏡的光學頭架構，可使 DiLENS 的光柵尺對入射與出射光束具有保方向性，大幅提高了光學頭與光柵尺之間光學對位的公差。在下一小節中，將利用光學分析軟體建立整體光學尺光學系統的模型並進行分析，以明瞭實際的光學頭與光柵尺之間的對位公差數值。

(3) LightTools™ 分析模型

雷射光學尺並不是傳統的共軸 (coaxial) 及軸對稱的 (rotational symmetric) 光學架構，採用視覺化的 LightTools™ 程式來建立光學系統模型是較為方便而直接的選擇。圖 11.144 係雷射線性光學尺的 LightTools™ 光學分析模型的立體視圖，在該模型中所採用的光源為波長 780 nm 的近紅外線雷射光源。值得注意的是像 LightTools™ 這類的光跡追蹤程式，均是以面 (surface) 為各個元件的基本要素，因此每個面的光學特性必須分別定義，例如要模擬一個偏振分光鏡，必須定義 6 個面的光學性質，包括偏振分光鏡的 4 個邊腳 (legs) 面，以及 2 個偏極分離鍍膜的光學性質，這樣才完成一個偏振分光鏡模型的定義。在該分析模型中的光柵尺模型係 LightTools™ 內建的，雖然它不是一個真正的光柵繞射模型，但它可以保證光線追蹤方向的正确性，這在我們目前的分析工作上已經足夠。另外，圖 11.144 中的線性光學尺模型係按照縮小化光機的實際尺寸及光學規格進行建模 (modeling)，因此它可以視為是雷射線性光學尺的一個完美模型，適合應用於雷射線性光學尺在光學頭與光柵尺之間的對位公差分析。

依據實驗觀察，光點重疊度要足夠好才可以得到足夠清晰的干涉圖樣，因此採用以下的判斷準則來計算 DiLENS 在光學頭與光柵尺之間的對位公差：

(i) 光偵測器上的光點距離 $\leq \frac{\text{光點直徑}}{4}$ 。

(ii) 光偵測器上的光點中心位置必須落在直徑 4 mm 的光偵測器之內。

表 11.3 所示係利用 LightTools™ 所計算出來的 DiLENS 在光學頭與光柵尺之間的對位公差數值與實驗量測值，及其與同等級 Canon 的線性光學尺的對位公差比較 (實驗架構如圖 11.145 所示)，可以清楚看出我們採用單倍率望遠鏡架構的雷射光學尺光學架構，可以在光學頭與光柵尺之間提供較 Canon 雷射光學尺高出至少 6–20 倍的對位公差。

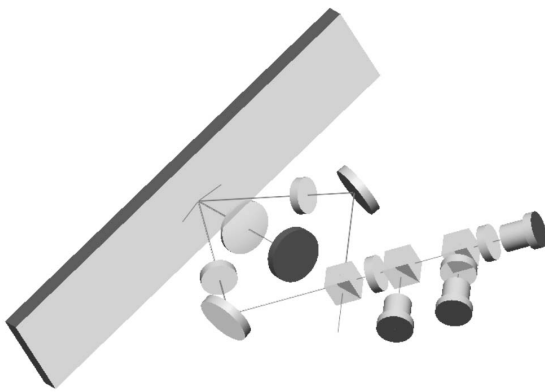


圖 11.144 射線性光學尺的 LightTools™ 光學分析模型之立體視圖。

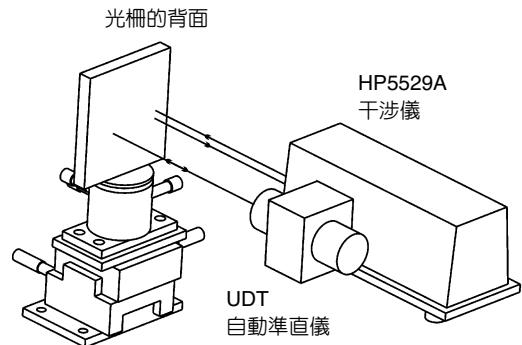


圖 11.145 光學頭與光柵尺之間對位公差量測之實驗架設示意圖。

表 11.3 雷射線性光學尺在光學頭與光柵尺間對位公差數值比較表。

Alignment tolerance	Calculated by LightTools	Experimental	Canon encoder
Roll	± 60 arc-min	± 58 arc-min	± 3 arc-min
Pitch	± 20 arc-min	± 23 arc-min	± 20 arc-min
Yaw	± 3 degrees	± 3.2 degrees	± 20 arc-min
Stand-off	± 1.5 mm	± 1.3 mm	± 0.2 mm
Offset	± 2 mm	± 2 mm	± 0.3 mm

光柵尺在具有運動偏擺時，干涉條紋的相位變化可以表示為

$$d\Phi = \frac{8\pi}{d} u_x \cdot dt \quad (11.107)$$

由 (11.107) 式可知：干涉條紋相位變化只與光柵尺移動速度 $\mathbf{u}$ 的 x 分量 u_x 有關，而與其他分量 u_y 、 u_z 無關。當光柵尺以 $\mathbf{u}$ 速度等速移動一段時間 t ，其相位變化與位移的關係仍然為

$$\Phi = \frac{8\pi}{d} \Delta x \quad (11.108)$$

注意到 (11.108) 式與 (11.101) 式完全相同，這表明光柵尺運動偏擺完全不會造成額外的都卜勒頻率偏移。

(4) 光偵測器對位不準對量測訊號的影響

對位不準對 DiLENS 輸出訊號的影響可分為兩個層面，一為光路調校不良，另一為光偵測器對位失準。若光路調校不良，則顯微鏡所觀察到的干涉條紋多於一條；而光偵測器對位失準則是正交訊號斜橢圓化的原因之一。圖 11.146 所示係 DiLENS 採用差動放大光電訊號檢測方式之圓偏振光干涉儀架構示意圖。當光偵測器對位不準時，光偵測器所觀察到的干涉條紋將不在同一個位置，如圖 11.147(a) 所示，此時經差動後之干涉訊號 P 與 Q 可分別表示如式 (11.109) 及式 (11.110)，其中 $\Delta\omega$ 表示光柵尺與光學頭相對運動時所產生之都卜勒角頻率偏移 (Doppler angular frequency shift)。

$$P = \Delta A_p^2 + A_p^2 \sin(4\Delta\omega \cdot t + \Phi_p) \quad (11.109)$$

$$Q = \Delta A_q^2 + A_q^2 \cos(4\Delta\omega \cdot t + \Phi_q) \quad (11.110)$$

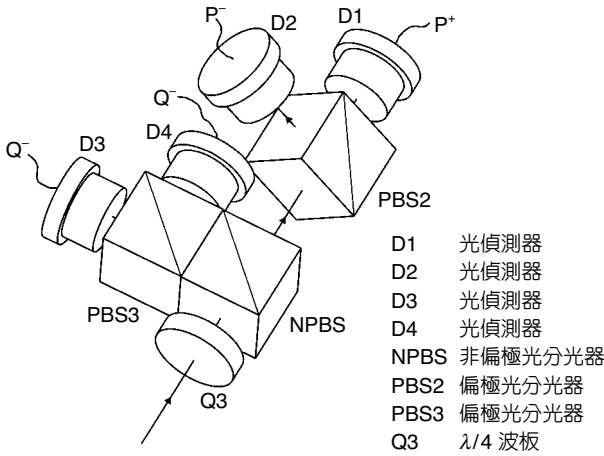


圖 11.146

採用差動放大光電訊號檢測之圓偏振光干涉儀架構示意圖。

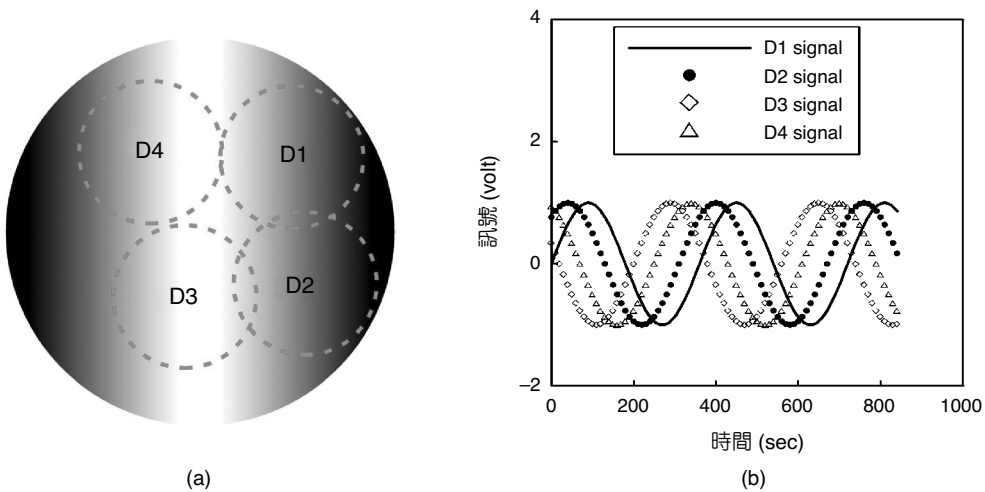


圖 11.147 (a) 光偵測器對位不準時，光偵測器所觀察到的干涉條紋不在同一個位置；(b)光偵測器對位不準將造成光偵測器輸出的正交訊號間具有額外的相位差。

其中 ΔA_p^2 為 P 訊號的直流偏位 (DC offset) 大小， A_p^2 為 P 訊號的振幅大小， ϕ_p 為 P 訊號的相位角； ΔA_q^2 為 Q 訊號的直流偏位大小， A_q^2 為 Q 訊號的振幅大小， ϕ_q 為 Q 訊號的相位角。由 (11.109)、(11.110) 兩式可知：光偵測器對位不準，除了使 P 、 Q 訊號產生額外的相位差而形成斜橢圓，同時會使斜橢圓的中心與原點產生偏移。圖 11.148 所示即為光偵測器對位不良時，其輸出的正交訊號形成斜橢圓的情況。

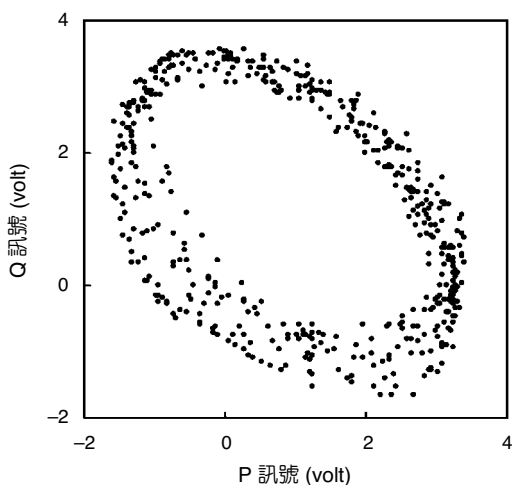


圖 11.148

光偵測器對位不良時，所輸出訊號形成傾斜橢圓的情形。

11.6.4 疊紋干涉術原理

疊紋干涉術乃是利用雷射同調光源，經過分光鏡 (NPBS) 各自分成兩束光，經過平面鏡反射後，於空間中交會而形成干涉條紋 (如圖 11.149 所示)，此干涉條紋在空間中形成虛擬參考光柵 (virtual reference grating)，該光柵條紋之空間頻率 f 可由 $f = 2\sin\alpha/\lambda$ 求得，其中 α 為入射光與待測物體面上法線的夾角， λ 為光在真空中之波長。此虛擬光柵與一通常貼於待測體上之高反射率相位光柵相互疊加而形成疊紋，由電磁學理論可知

$$A_1 = a_1 \cos 2\pi \left(\omega t - \frac{\delta_1}{\lambda} \right) \quad (11.111)$$

$$A_2 = a_2 \cos 2\pi \left(\omega t - \frac{\delta_2}{\lambda} \right) \quad (11.112)$$

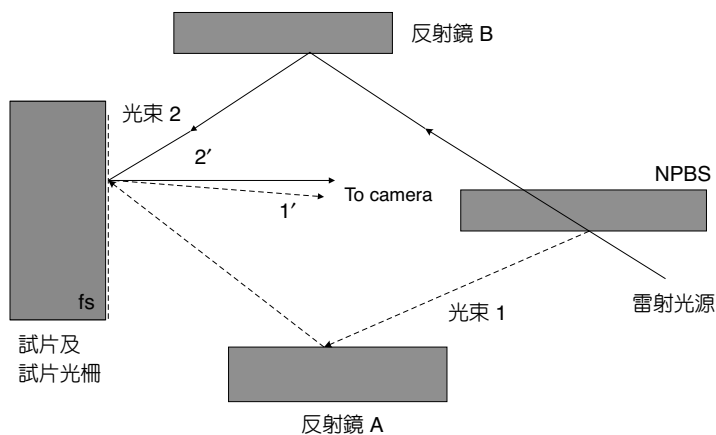


圖 11.149

繞射式疊紋法基本光路圖。

其中 A_1 與 A_2 為電磁場強度， a_1 與 a_2 為電場振幅， δ_1 與 δ_2 為光程。合成電場強度為 $A = A_1 + A_2$ ，因此

$$A = a_1 \cos\left(2\pi\omega t - 2\pi \frac{\delta_1}{\lambda}\right) + a_2 \cos\left(2\pi\omega t - 2\pi \frac{\delta_2}{\lambda}\right) \quad (11.113)$$

令

$$K \cos \phi = \left(a_1 \cos 2\pi \frac{\delta_1}{\lambda} + a_2 \cos 2\pi \frac{\delta_2}{\lambda} \right) \quad (11.114)$$

$$K \sin \phi = \left(a_1 \sin 2\pi \frac{\delta_1}{\lambda} + a_2 \sin 2\pi \frac{\delta_2}{\lambda} \right) \quad (11.115)$$

則可得到

$$K^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} (\delta_1 - \delta_2) \quad (11.116)$$

$$\tan \phi = \frac{a_1 \sin 2\pi \frac{\delta_1}{\lambda} + a_2 \sin 2\pi \frac{\delta_2}{\lambda}}{a_1 \cos 2\pi \frac{\delta_1}{\lambda} + a_2 \cos 2\pi \frac{\delta_2}{\lambda}} \quad (11.117)$$

經由化簡，可得

$$I = K^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \frac{2\pi}{\lambda} (\delta_1 - \delta_2) \quad (11.118)$$

令光程差為 $d(x,y) = \delta_1 - \delta_2$ 、 $I_1 = a_1^2$ 、 $I_2 = a_2^2$ ，則可得到

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos 2\pi \frac{d(x,y)}{\lambda} \quad (11.119)$$

當兩道光束強度相同時 ($I_1 = I_2 = I_0$)，干涉條紋階級 $N = \frac{d(x,y)}{\lambda}$ ，則有

$$I = 2I_0(1 + \cos 2\pi N) = 4I_0 \cos^2 \pi N \quad (11.120)$$

令第一道光的光程 ΔOPL_1 ，第二道光的光程為 ΔOPL_2 ，則它們分別可寫為

$$\Delta\text{OPL}_1 = W(x,y)(1 + \cos \alpha) + U(x,y) \sin \alpha \quad (11.121)$$

$$\Delta\text{OPL}_2 = W(x,y)(1 + \cos \alpha) - U(x,y) \sin \alpha \quad (11.122)$$

其中 $U(x,y)$ 表示 x 方向的位移量， $W(x,y)$ 表示 z 方向的位移量。試片變形後 (兩道光強度相等)，

$$A_1'' = a \cos 2\pi \left(\omega t - \frac{\Delta\text{OPL}_1}{\lambda} \right) \quad (11.123)$$

$$A_2'' = a \cos 2\pi \left(\omega t - \frac{k}{\lambda} - \frac{\Delta\text{OPL}_2}{\lambda} \right) \quad (11.124)$$

其中 k 表示試片變形前兩道光束之間的光程差。令

$$d(x,y) = \Delta\text{OPL}_1 - \Delta\text{OPL}_2 - k \quad (11.125)$$

則

$$d(x,y) = \lambda f U(x,y) - W(x,y) \quad (11.126)$$

$$I = 4a^2 \cos^2 \pi \left(fU - \frac{k}{\lambda} \right) \quad (11.127)$$

又 $N_x = fU - \frac{k}{\lambda}$ ，於是有

$$I = 4a^2 \cos^2 \pi N_x \quad (11.128)$$

與

$$U = \frac{1}{f} \left(N_x + \frac{k}{\lambda} \right) = \frac{N_x}{f} + \frac{k}{\lambda f} \quad (11.129)$$

當忽略剛體的位移量時， $U = N_x/f$ ，同理 $V = N_y/f$ ，於是有

$$\Delta d \approx \lambda f \frac{\partial U}{\partial x} \Delta x \quad (11.130)$$

而由 $\Delta N_x = \Delta d / \lambda$ ，可以進一步得到

$$\varepsilon_x = \frac{\partial U}{\partial x} \approx \frac{1}{f} \frac{\Delta N_x}{\Delta x} \quad (11.131)$$

$$\varepsilon_y = \frac{\partial V}{\partial y} \approx \frac{1}{f} \frac{\Delta N_y}{\Delta y} \quad (11.132)$$

$$\gamma_{xy} = \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \quad (11.133)$$

當光照射到光柵表面時，入射光經光柵繞射產生一系列反射式繞射光束，令繞射光階數 m 與試片法線之夾角為 β_m ，其相應之繞射方程式為

$$\sin \beta_m = \sin \alpha + m \lambda f_s \quad (11.134)$$

當 $m = 1$ 時，若 $\sin(-\alpha) = -\lambda/2$ 且 $f_s = f/2$ ，則 $\sin \beta_1 = 0$ ，換言之，在上述條件下第一階的繞射光束將相互平行⁽¹⁶⁸⁾。

在施行疊紋干涉法時，一般皆取 $+1$ 和 -1 之繞射階數，如此可提高訊雜比使量測更具強韌性。如圖 11.150 所示，被測體表面光柵的空間頻率 f_s 為 $f/2$ 條/mm，由同一道雷射光源所分出的兩束光 W_1 和 W_2 分別以 α 和 $-\alpha$ 角度入射（指與被測體法線的夾角），經反射後其垂直被測體光柵的繞射階數為 $+1$ 和 -1 階，若被測體未受力時，其波前分別為 W'_1 和 W'_2 ，而被測體受力後其波前分別為 W''_1 和 W''_2 且為扭曲波前，因此空間頻率為 f 的虛擬參考光柵和空間頻率為 $f/2$ 被測體光柵相互疊加在一起而形成疊紋，若採用 He-Ne 雷射光源（波長 632.8 nm）且虛擬參考光柵的空間頻率為 2400 條/mm，當在沿 x 方向的正向應變為 0.001

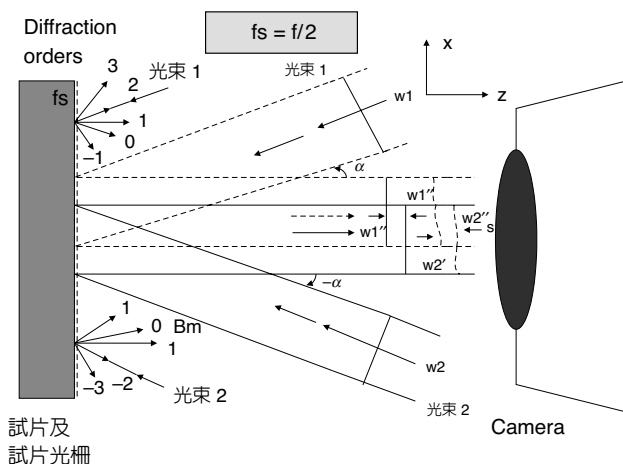


圖 11.150

試片之光柵繞射示意圖。

mm/mm 時，其繞射角 β_1 將等於 -0.043° ，此時所形成之疊紋空間頻率將為 2.4 條/mm，由此算例可知繞射式疊紋法之精度極高：在應變為 $1 \mu\text{m}/\text{mm}$ 時，可在 1 mm 間產生 2.4 個條紋。

11.6.5 實驗結果

(1) DiLENS 性能校驗

利用 HP5529A 雷射干涉儀，與入射光偵測器前的光路所產生干涉條紋及該干涉條紋相應的訊號進行比對，來校驗與評估 DiLENS 系統量測的重複性與準確度。首先進行 DiLENS 的重複性與準確度實驗，最後校驗 DiLENS 系統量測的不確定度 (uncertainty)，並對系統量測誤差進行分析。

圖 11.151 所示係 DiLENS 進行重複性與準確度校驗的實驗架設示意圖，利用 HP5529A 雷射干涉儀做為移動平台之位置感測裝置，即時回授驅動壓電超音波馬達修正移動平台的位置，以提供移動平台標準位移值。圖 11.152 所示即為雷射光學尺系統量測的重複性校驗結果，本實驗係分別針對位移 $\Delta x = 2000$ 、4000、6000、8000、10000、12000、14000、16000、18000、20000 μm 進行校驗，每一個位移均重複進行 10 次量測，而系統量測的重複性則是採用每個位移 10 次量測數據的標準差表示之。該結果顯示 DiLENS 量測的重複性為 4.48 nm。圖 11.153 所示係 DiLENS 量測的準確度校驗結果，本實驗係分別針對位移 $\Delta x = 2000$ 、4000、6000、8000、10000、12000、14000、16000、18000、20000 μm 進行校驗，每一個位移均重複進行 10 次量測，而系統量測的準確度，是每個位移 10 次量測數據與 HP5529A 量得的標準位移量的方均根 (root mean square)。系統的平均準確度為 33.71 nm。

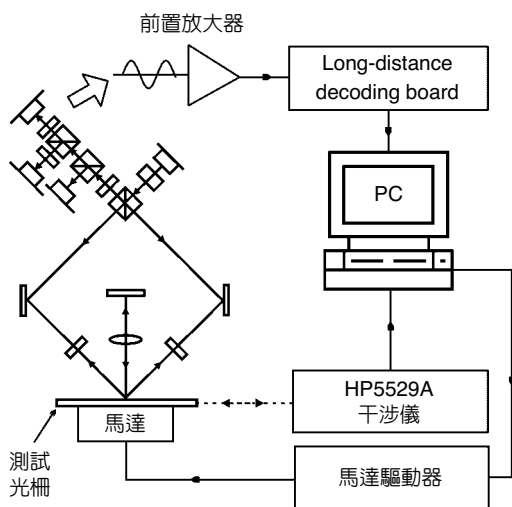


圖 11.151

雷射光學尺系統進行重複性校驗的實驗架設示意圖。

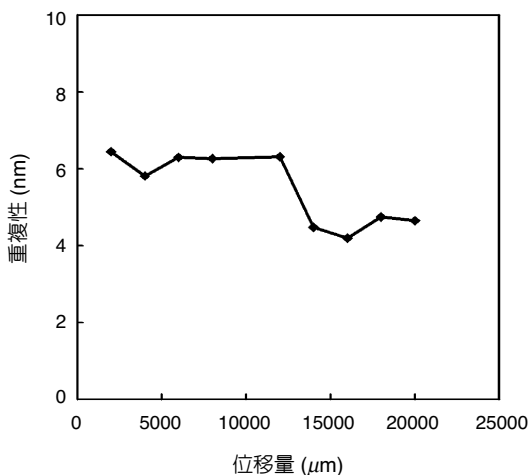


圖 11.152 DiLENS 量測的重複性校驗結果。

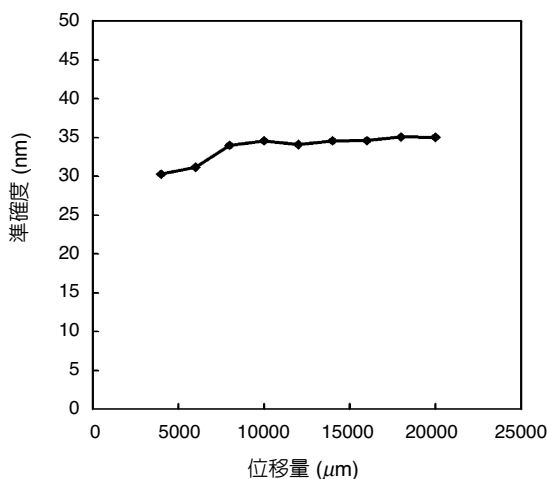


圖 11.153 DiLENS 量測的準確度校驗結果。

(2) 半導體封裝之熱變形分析

由圖 11.154 多晶片 ceramic ball grid array (CBGA) 封裝組合圖，可知電子構裝內含有不同熱膨脹係數 (coefficient of thermal expansion, CTE) 的導體和絕緣體等元件。當晶片內的電路被驅動時，則因溫度變化而使得各微電子元件產生熱膨脹變化，由於封裝內之元件 CTE 不同，因此在溫度改變時，熱變形梯度會增加，而熱應變則會使封裝內之元件產生應力 (如圖 11.155 所示)。然而目前已經可針對複雜的負荷和邊界條件建立數學模型而加以計算，但仍然必須用其他方法予以驗證，因此，近年來乃有將疊紋干涉術應用在此微電子元件之熱變形量測的研究上，希望求得切平面之奈米級的水平 and 垂直位移。在此方面應用下，一般常使用之虛擬參考光柵的頻率為 2400 lines/mm，經由疊紋分析可得到約 0.417 μm 條紋間距。若將疊紋和顯微技術相結合，更可提升上述之虛擬參考光柵之頻率到 4800 lines/mm。

由於 TSOP (thin-small outline package) 的封裝方式已廣泛的使用，TSOP 模組含有矽晶片和導線架組，其固定在 PCB 上，在導線架邊 TSOP 元件有 1.2 mm 高度，其封裝體到 PCB 板間隙約 0.5 mm。圖 11.156 所示為一個 14.4 mm × 5.6 mm 的 TSOP 模組降溫到 60 °C 而產生的負載，由於 TSOP 模組和 PCB 的變形是因導線架而相互限制，此相互限制的結果會導致一個力系作用於導線架和焊料填充處 (solder fillet)，由於彎矩而產生很大的應力和應力集中，其局部變形的位移量可藉由疊紋干涉圖形顯示出來，在條紋倍增因子 (multiplication factor) 等於 6 時，對應的疊紋等高線間距可測得為 35 nm/fringe。圖 11.156(a) 的圖形顯示極高之局部應變集中於焊片的踵部，而拉應變是 0.41%，此位置與 ATC (accelerate thermal cycling) 測試中疲勞裂縫初始點的位置相吻合；圖 11.156(b) 中描述在 ATC 測試後不良的接點，在 A 區疲勞裂縫會沿引線和焊點交界處而延伸成長⁽¹⁶⁹⁾。

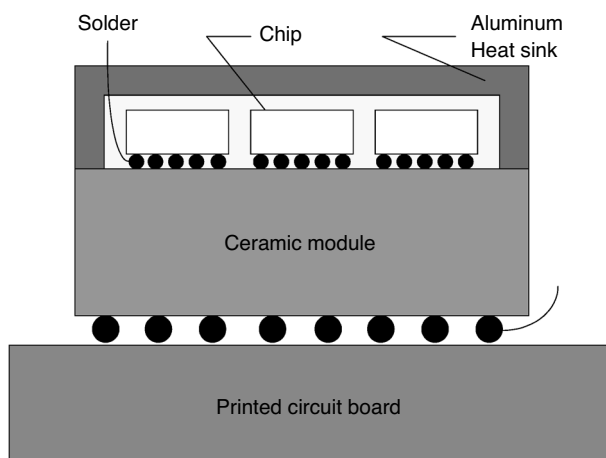


圖 11.154
多晶片組細部圖。

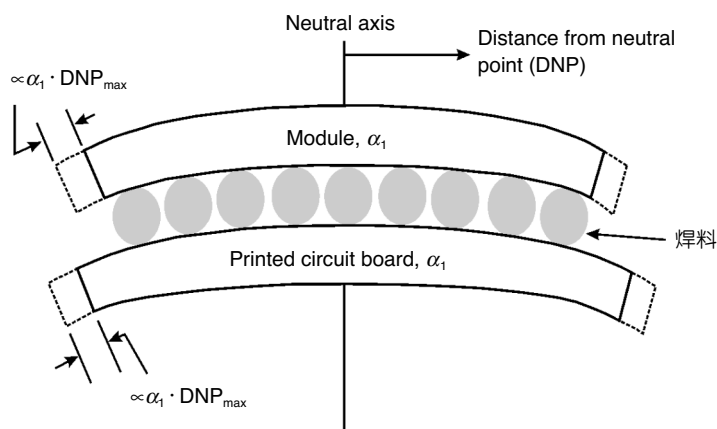


圖 11.155
熱膨脹所產生之彎曲。

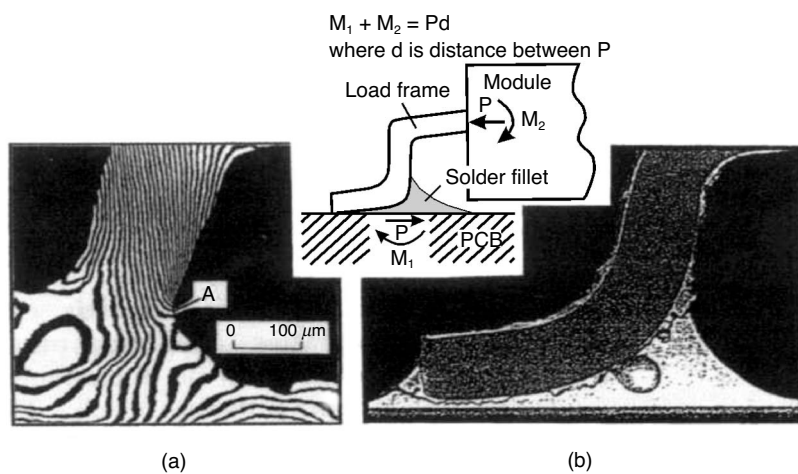


圖 11.156
(a) 疊紋等高線，(b) 疲勞
裂縫延伸區域。

(3) 應力強度因子 K_I 與 J 積分之量測

應力強度因子 (stress intensity factor) K_I 與 J 積分是描述張開型裂縫尖端應力集中的兩個重要參數，利用疊紋干涉術可以量測機件裂縫延伸的嚴重程度，也可核對利用破壞力學理論所推出的結果是否正確。如圖 11.157 所示，厚度 6.325 mm 之試片受到拉力負載，而 a/w 分別為 0.56、0.66 和 0.75，其對應之幾何形狀因子 (geometric shape factor) 分別為 11.74、11.83 和 30.049。表 11.4 列出施加負載與沿著負載方向的位移量 (LLD)，每個試件每次的負荷增量皆相同，而負載作用線的位移量亦成等量增加，由於每次的負載不同，所以疊紋的圖形亦有所不同⁽¹⁷⁰⁾，圖 11.158 即為 CT1 在負荷等於 990 N 時，利用疊紋干涉術所顯示之圖形。其中 K_I 值可由條紋上的位移場 $U(x,y)$ 和 $V(x,y)$ 求得， K_I 值平均為 $0.35 \text{ MN/m}^{2/3}$ ，而 J 之理論值可藉試片的 Γ_1 沿逆時針求得。圖 11.159 所示，乃 CT1 在四種不同之負荷下得到 J 積分的實驗值，其中缺口尖端以垂直線表示，當 side 3 在垂直線的左邊或右邊時， J 積分便為正值或零，該值與破壞力學理論符合。

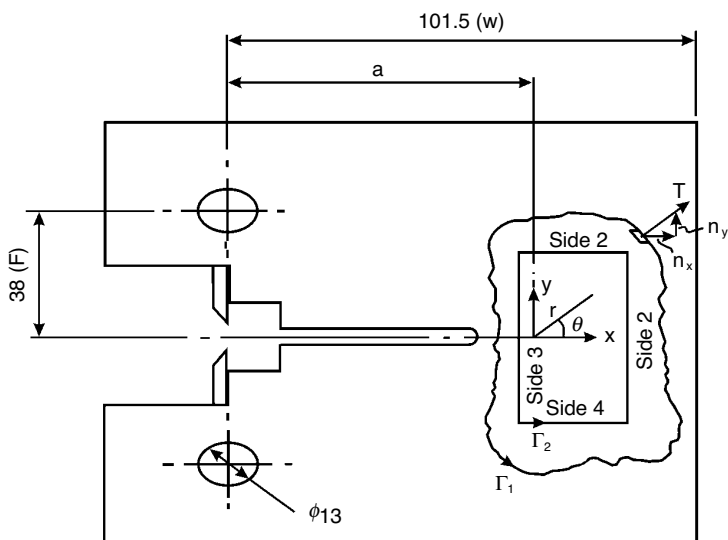


圖 11.157
待測試體形狀。

表 11.4 疊紋干涉術測試：施加負載與沿著負載方向的位移量。

量測次數	試 片					
	CT1 ($a/w = 0.56$)		CT2 ($a/w = 0.66$)		CT3 ($a/w = 0.75$)	
	Load (N)	LLD (μm)	Load (N)	LLD (μm)	Load (N)	LLD (μm)
1	99	10.9	74	16.3	25	11.7
2	198	22.1	149	32.6	50	21.4
3	297	36.1	223	47.0	74	33.0
4	396	48.1	297	61.3	99	43.5

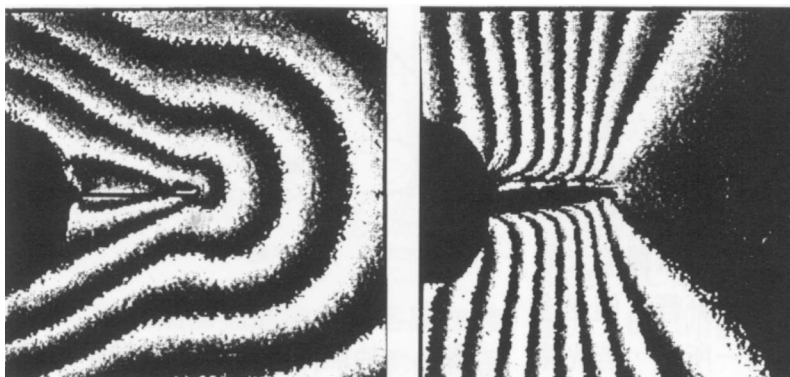


圖 11.158
缺口尖端裂縫疊紋圖。

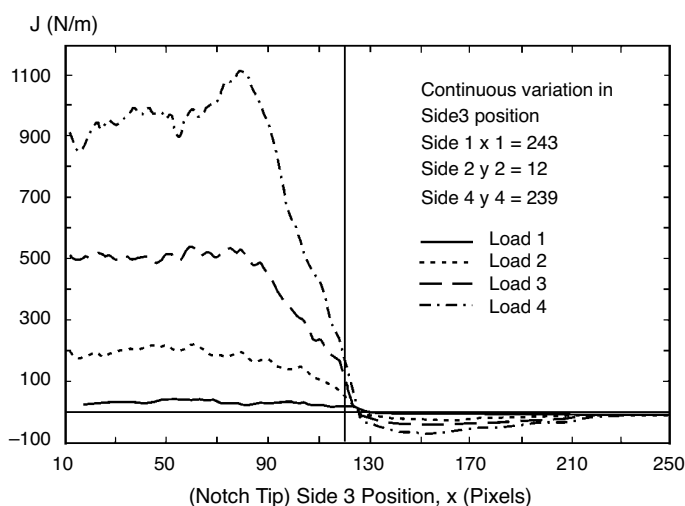


圖 11.159
四個連續負荷所得之 J 值。

11.6.6 結語

DiLENS 具有在光學頭與光柵尺間高對位公差的光學設計，它採用單倍率望遠鏡架構，可使光學頭與光柵尺間之對位公差較同等級的 Canon 光學尺至少提高 6 至 20 倍。光學頭與光柵尺間些微的溫度場不均勻，使正交訊號的相位於量測過程中發生變動，降低光學尺系統的準確性。DiLENS 的光學頭設計先天上即能避免光柵尺對不同偏振態光波繞射差異性的問題，光柵尺的製造公差因而提高；它的光柵尺幾何外形經過最佳化設計，為深度 190 nm 之正弦式表面起伏光柵，約可提高干涉訊號的強度較同等級的 Canon 雷射光學尺達 6 倍。

圓偏振光干涉儀實現以光學方式，自高頻雷射光波中取出表徵光柵尺位移的都卜勒頻率偏移，量測訊號的處理得以由高頻的光波頻率域轉換為低頻的都卜勒頻率域。圓偏振光干涉儀輸出訊號斜橢圓化，是造成量測準確度降低的內在 (intrinsic) 因素，分析發現該現象的成因是來自偏振板透振方向對位不準與光偵測器相對對位不準，透過光學對位即可克

服。DiLENS 的系統量測性能經 HP5529A 雷射干涉儀校驗，其平均量測準確度為 33.71 nm，平均量測重複性為 4.48 nm。DiLENS 在一般具有擾動環境條件下，其量測的最大的誤差量為 35.4 nm，誤差標準差的平均值為 15.3 nm。

疊紋干涉術乃以繞射光學為量測基礎，可應用此檢測原理研發或了解其他利用繞射現象以提高精度之量測儀器，例如繞射式光學尺便可視為運用疊紋干涉術，由光偵測器取出干涉訊號，進行電子細分割訊號處理，可得到奈米級之量測解析度，突破了傳統式光學尺受繞射現象限制而無法提升其量測精度之瓶頸。疊紋干涉法利用待測物上的光柵與空間虛擬光柵相互疊加而成，因此干涉條紋相當清楚，影像也非常良好，故在位移量測上可取得奈米級之檢測精度。

11.7 脈衝式電子斑點及全像干涉儀檢測技術

「輕、薄、短、小」是目前高科技產業發展的重點，對於微機電元件精密度的要求也相對的大幅提高，在製程上的檢測技術也就愈形重要。在微機電的世界中，元件的等級已達微米尺度，而元件之變形，甚至是波傳行為更是到達了奈米尺度，想要瞭解此微小世界的現象，一套高精度的量測系統是不可或缺的。以傳統的機械方式進行量測，往往受限於物理及加工上的極限，且量測精度易受環境因素的影響，故一般量測微機電元件時，大都採用光學方法進行量測，不僅能達到非破壞檢測 (non-destructive measurement) 的好處，量測精度也大幅提高到低於光波長之等級。在此將介紹脈衝式電子斑點干涉術及全像干涉儀檢測技術，此兩者都是光學非接觸的檢測方式，且具有可達到全域檢測的優點。

11.7.1 脈衝式電子斑點干涉術

電子斑點干涉術 (electronic speckle pattern interferometry, ESPI) 為 1970 年代所開發出來的光學檢測技術。電子斑點干涉術是利用散射光干涉來記錄物體變形訊號，與一般利用反射光干涉的型式截然不同，因為電子斑點干涉術使用散射光，所以必須經由變形前後的斑點圖作相減或相加處理才能得出干涉條紋。在日常生活中，因為自然光是連續性的光譜，當它照射在物體表面時，表面反射的各點光源相位不相干，散出來的能量會被平均掉，因而看不到斑點產生，但若是使用高同調光源如雷射光照射在粗糙表面時，表面上的各點皆將雷射光反射到不同方向，因為粗糙表面高低起伏不一樣而使得各個反射光相位不同，在觀測點上互相干涉，形成不規則的斑點影像。

如上文所述，電子斑點干涉術採用的光源為高同調性雷射，為了能量測物體暫態的行為，在此採用脈衝雷射進行量測，因此本文所討論為脈衝式電子斑點。在選擇脈衝雷射時，有幾點是需要特別注意的：第一，因為電子斑點干涉術採用散射光進行拍攝，大部分的能量均散布至空間中，所以雷射脈衝之輸出能量要夠高，需在 100 mJ 等級；第二，為了

能量測物體隨時間變化的變形量，使用兩個脈衝分別進行物體變形前與變形後之輪廓記錄，所以兩個雷射脈衝的時間間隔要可調整在欲檢測的時間範圍。

在電子斑點干涉術的量測架構中，直接採用電子照相機作為記錄媒介，再將所記錄到的影像傳送到電腦，以電腦做即時的處理得到最後的波傳圖。電子照相機一般可分為真空管照相機、電荷耦合照相機及互補金屬氧化物半導體照相機等，各有其優缺點，可視需求而自行選擇。

電子斑點干涉術可量測物體面外 (out-of-plane) 與面內 (in-plane) 的變形，面外量測的架構是量測垂直物體表面的變形，面內量測則是量測平行物體表面的變形，結合面外與面內之量測結果便可以獲得物體三維的變形資訊。

物體變形前後會造成光程的改變，使相位產生變化，如圖 11.160 所示，入射光由 $\mathbf{V}_1$ 方向照射物體，由 $\mathbf{V}_3$ 方向進行觀測，當物體產生一 Δ 之變形，入射光和觀測方向皆未變，但變形前後的光程發生變化，其光程差 ΔL 表示為：

$$\Delta L = \Delta \cdot (-\mathbf{V}_1) + \Delta \cdot \mathbf{V}_3 = (\mathbf{V}_3 - \mathbf{V}_1) \cdot \Delta \quad (11.135)$$

其中， $\mathbf{V}_1$ 與 $\mathbf{V}_3$ 皆為單位向量。而其相位差則為光程差乘上波常數 k ，以下式表示之：

$$\begin{aligned} \delta &= k(\mathbf{V}_3 - \mathbf{V}_1) \cdot \Delta = (\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_1) \cdot \Delta \\ &= |\mathbf{k}_3| |\Delta| \cos \theta_3 + |\mathbf{k}_1| |\Delta| \cos \theta_1 \\ &= k [\Delta_z + |\Delta| \cos(\theta_3 - \theta)] \\ &= k [\Delta_z + \Delta_z \cos \theta + \Delta_y \sin \theta] \\ &= k [\Delta_z (1 + \cos \theta) + \Delta_y \sin \theta] \end{aligned} \quad (11.136)$$

其中， $\mathbf{k}_1 = k \cdot \mathbf{V}_1$ 與 $\mathbf{k}_3 = k \cdot \mathbf{V}_3$ 為波向量 (wave vector)，即波常數乘上單位向量， Δ_z 與 Δ_y 分別為 Δ 在 z 方向與 y 方向的分量。

以電子斑點干涉術量測面外變形的基本架構如圖 11.161 所示，與邁克森干涉儀十分類似，但電子斑點干涉術使用散射光，與邁克森干涉儀不同，雷射光射出後，經由空間濾波器進行擴束，再由分光鏡 (beam splitter) 分成兩道光，分別由 $\mathbf{V}_1$ 與 $\mathbf{V}_2$ 方向照射到物體與參考物之表面 (稱為物光與參考光)，而由 $\mathbf{V}_3$ 方向進行觀測。未變形時物光與參考光兩道光的電場函數分別為 E_1 、 E_2 ：

$$E_1(x, y) = A_1(x, y) \exp[j\Phi_1(x, y)] \quad (11.137)$$

$$E_2(x, y) = A_2(x, y) \exp[j\Phi_2(x, y)] \quad (11.138)$$

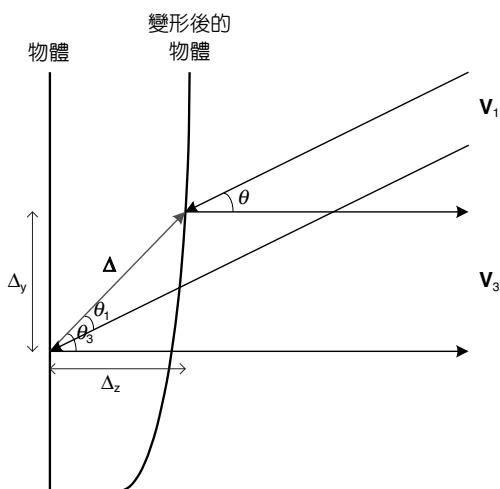


圖 11.160 物體變形造成 V_1 與 V_3 方向光程差之變化圖。

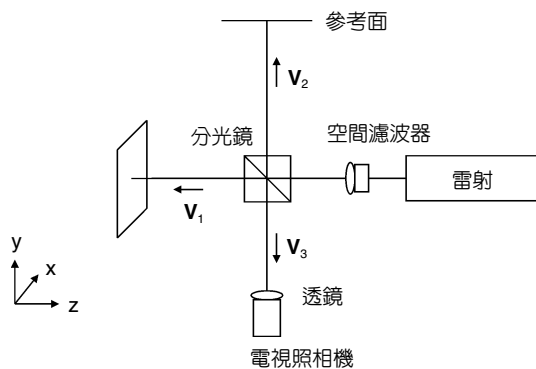


圖 11.161 電子斑點干涉術面外量測之基本架構。

其中 A 表振幅， Φ 表相位角，其干涉光光強訊號為電場相加的平方，可表示如下式：

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |E_1 + E_2|^2 \\ &= A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\Phi_1 - \Phi_2) \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos\phi \end{aligned} \quad (11.139)$$

其中， I_1 與 I_2 為干涉的物光和參考光各自的光強， $\phi = \Phi_1 - \Phi_2$ 表示兩道光之相位角差。可將上式改寫成

$$I(x, y) = I_0(1 + v \cos\phi) \quad (11.140)$$

其中 $I_0 = I_1 + I_2$ ， v 則為干涉條紋的可視度，可用來判斷干涉現象的清晰程度，而變形所產生的相位差 δ 可由 (11.136) 式得知。在面外架構中，因為參考物為固定之物體，沒有變形發生，只有物光會因變形而發生相位的變化，參考光在面外變形的架構下，由垂直物體表面方向入射，(11.136) 式中的 θ 為 0 度，變形前變形後的相位差表示如下：

$$\delta_{\text{out}} = 2k\Delta_z = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta_z \quad (11.141)$$

變形後物光與參考光之電場為

$$\begin{aligned} E'_1 &= A_1 \exp(j\Phi_1 + \delta_{\text{out}}) \\ E'_2 &= A_2 \exp(j\Phi_2) \end{aligned} \quad (11.142)$$

干涉光光強則成為

$$I' = I_0 [1 + v \cos(\phi + \delta_{\text{out}})] \quad (11.143)$$

其中， I' 為變形後物光與參考光干涉之光強分布， δ_{out} 為物體面外變形所導致的相位變化量。

電子斑點干涉術面內變形的量測架構則如圖 11.162 所示，雷射光射出後分成兩道光，分別經由空間濾波器進行擴束，並消除高頻雜訊，再個別經由 $\mathbf{V}_1$ 、 $\mathbf{V}_2$ 方向射向物體，由 $\mathbf{V}_3$ 方向進行觀測，物光由 $\mathbf{V}_1$ 方向照射所觀察到的物體變形量測與圖 11.160 所示相同，相位差則如 (11.136) 式，表示成：

$$\delta_1 = k[\Delta_z(1 + \cos \theta) + \Delta_y \sin \theta] \quad (11.144)$$

物光由 $\mathbf{V}_2$ 方向照射的變形量測則可如圖 11.163 所示，相位差如式 (11.136)，可表示成：

$$\begin{aligned} \delta_2 &= (\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2) \cdot \Delta \\ &= |\mathbf{k}_3| |\Delta| \cos \theta_3 + |\mathbf{k}_2| |\Delta| \cos \theta_2 \\ &= k[\Delta_z + |\Delta| \cos(\theta_3 + \theta)] \\ &= k[\Delta_z + \Delta_z \cos \theta - \Delta_y \sin \theta] \end{aligned} \quad (11.145)$$

將 (11.144) 式與 (11.145) 式相減，即可得到面內量測的相位差 δ_m ：

$$\begin{aligned} \delta_m &= \delta_1 - \delta_2 \\ &= 2k\Delta_y \sin \theta = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta_y \sin \theta \end{aligned} \quad (11.146)$$

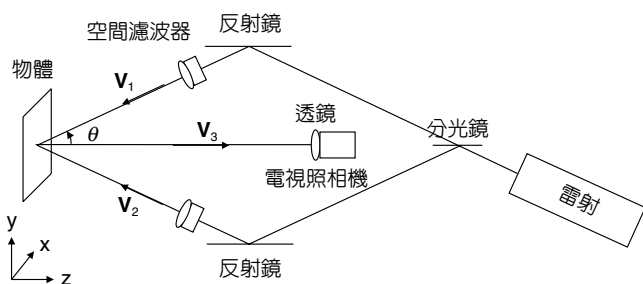


圖 11.162

電子斑點干涉術面內量測之基本架構。

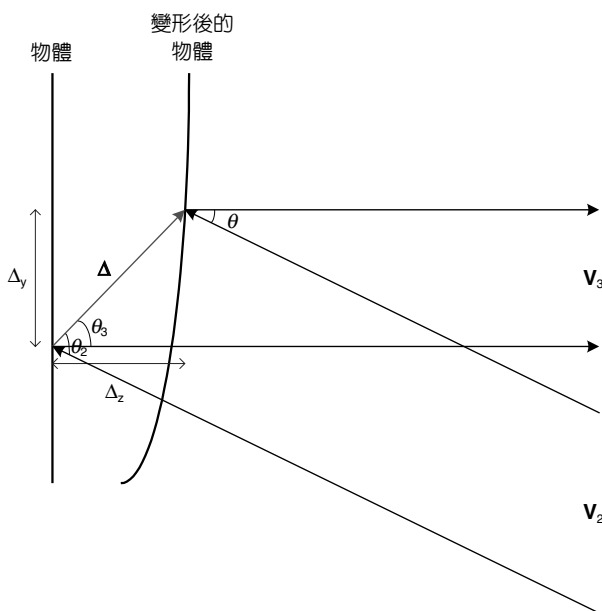


圖 11.163

物體變形造成 V_2 與 V_3 方向光程差之變化圖。

以面外變形和面內變形量測得到變形前後的斑點圖後，可採相減法或相加法得出干涉條紋，但在求解相位的實際過程，需經過一系列的相移步驟和相位重建過程，把光強分布轉換為連續的相位分布，得到連續的相位分布後，即可利用相位分布與物體變形分布的線性關係，得出實際的位移量，將在下文詳細介紹。

11.7.2 全像術基本原理

1948 年 Dennis Gabor 發明全像術，至 1960 年同調性高的雷射發明之後，全像術開始蓬勃發展。全像術是一種可以記錄物體光的明暗、顏色及相位的技術。不同於傳統的照相術以底片對物體直接進行曝光，只能記錄平面的影像，全像術則是在物光之外多加了一道參考光，以干涉的程序進行記錄。在記錄過程中，利用參考光對物光編碼；重建時，則利用原始參考光來解碼。故全像術不僅記錄了物體的光強，同時也記錄了物體的相位，故可用來記錄物體影像，並加以重建出三維影像。

圖 11.64 為一般斜向入射的反射式全像術拍攝與重建基本架構。經由物體反射的物光與參考光在底片上重疊並干涉，在全像底片上以光柵的型式記錄下來。物光的波前電場函數 $E_o(x,y)$ 可表示如下：

$$E_o(x,y) = A_o(x,y) \exp[j\Phi_o(x,y)] \quad (11.147)$$

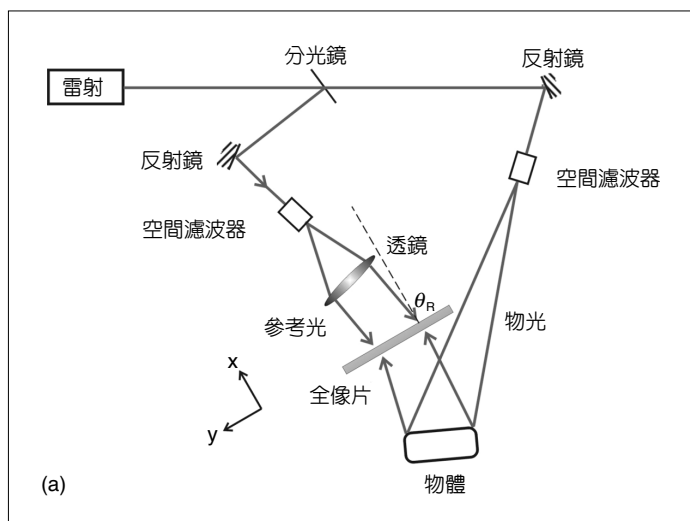
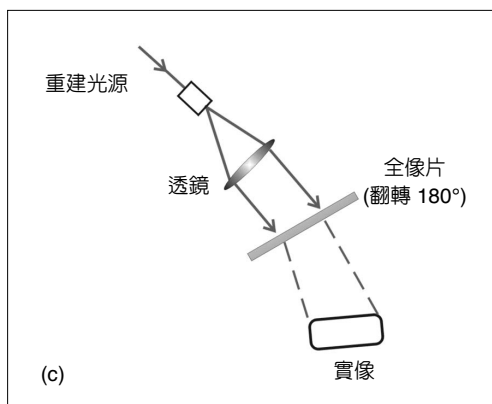
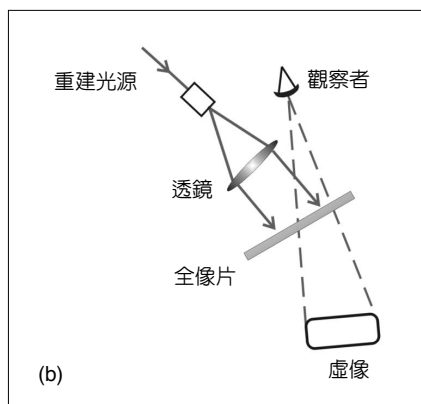


圖 11.164

斜向入射的反射式全像術拍攝與重建基本架構。



以角度 θ_R 入射全像底片的平面參考光則可寫為：

$$E_R(x, y) = A_R \exp(j2\pi f_y y) \quad (11.148)$$

其中 A_R 為振幅、 Φ 為相位角、 $f_y = \sin\theta_R/\lambda$ 為參考光的空間頻率。兩道光在底片上干涉所形成的光強分布為：

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |E_o + E_R|^2 \\ &= A_R^2 + A_o^2 + A_R E_o \exp(-j2\pi f_y y) + A_R E_o^* \exp(j2\pi f_y y) \end{aligned} \quad (11.149)$$

全像底片接收如上的光強分布後，經過曝光、定影、顯影的程序，使整張底片上的光強穿透率亦形成一個函數分布 $t(x, y)$ ， $t(x, y)$ 與 $I(x, y)$ 成線性正相關，其關係如下：

$$\begin{aligned}
t(x,y) &= t_0 + \beta I(x,y) \\
&= t_0 + \beta [A_r^2 + A_o^2 + A_r E_o \exp(-j2\pi f_y y) + A_r E_o^* \exp(j2\pi f_y y)] \\
&= t_b + \beta [A_o^2 + A_r E_o \exp(-j2\pi f_y y) + A_r E_o^* \exp(j2\pi f_y y)] \\
&= t_b + \beta A_o^2(x,y) + 2\beta A_r A_o \cos[j2\pi f_y y - \Phi(x,y)]
\end{aligned} \tag{11.150}$$

公式中 t_0 是全像底片的平均透射率，為一常數；而 $t_b = t_0 + \beta A_r^2$ ，其中 βA_r^2 為由參考光所產生的均勻偏置透射率。由式 (11.150) 可知全像底片上為一組空間頻率為 f_y 、振幅 A_o 受調制及相位 Φ 受調制的光柵，且已記錄下物光波前 $E_o(x,y)$ 與其共軛波前 $E_o^*(x,y)$ 的全部資訊。接著將參考光再一次依拍攝時的相同方式投射在底片上，是為重建光 $E_c(x,y) = A_c \exp(j2\pi f_y y)$ ，則此時參考光透過全像片所產生的波前電場函數可寫為

$$\begin{aligned}
E_t(x,y) &= E_c(x,y)t(x,y) \\
&= A_c \exp(j2\pi f_y y)t(x,y) \\
&= A_c \exp(j2\pi f_y y) \left\{ t_b + \beta [A_o^2 + A_r E_o \exp(-j2\pi f_y y) + A_r E_o^* \exp(j2\pi f_y y)] \right\} \\
&= (t_b + \beta A_o^2) A_c \exp(j2\pi f_y y) + \beta A_c A_r E_o + \beta A_c A_r E_o^* \exp(j4\pi f_y y)
\end{aligned} \tag{11.151}$$

其中第一項為零級繞射光，即重建光的一部分光強；第二項含有物光 E_o ，故可觀察到物體的虛像；第三項含有共軛物光 E_o^* ，故可觀察到物體的實像。如圖 11.164(a) 中，拍攝全像時參考光及物光在底片的「異側」；圖 11.164(b) 為重建時在參考光之「同側」，可觀察到物體的虛像在物體之原位置上；圖 11.164(c) 為若將底片反轉 180 度，則在共軛參考光之「異側」產生物體的實像在物體之原位置上。拍攝全像片時，因物光為散射光，帶有斑點雜訊，故適當調整拍攝的物光與參考光光強比，使約為 1:3 至 1:10，可有效抑制斑點雜訊，以得到較佳的影像重建結果。

11.7.3 全像干涉儀

如上節所述，利用全像片記錄物光和參考光的干涉條紋，再投射相同於參考光的重建光，即可重建出物體的影像。而一張全像片可以分別記錄多張影像，定影後再重建物像，則不同時間所記錄的物體影像即可同時重建出來且互相干涉，顯示出干涉條紋，這就是全像干涉術 (holographic interferometry) 的基本思路。

將全像干涉術應用於物體的形變檢測、波傳分析等，則其操作的基本概念為先記錄物體的狀態於全像底片上，在物體狀態改變、產生形變後，再記錄下物體變形後的物光波前於同一張底片，最後將變形前與變形後的影像重建出來並產生二者的干涉條紋。

全像干涉術可分為幾種主要的架構，包括即時全像干涉法、雙重曝光全像干涉法和均時全像干涉法。

(1) 即時全像干涉法

即時全像干涉法是先拍攝物體變形前的相位資料，在底片定影後重建出物體影像，以同樣的光場持續對物體照明，則散射來的物光就會和變形前的物光相重疊，當物體產生任何形變，則變形前和變形後重建出來的物光就會相干涉，產生條紋，可再以電子照相機拍攝下來，當物體持續變動，干涉條紋也會跟著即時變動，由干涉條紋的疏密度即可反算出物體的變形量。

(2) 雙重曝光全像干涉法

雙重曝光全像干涉法是將變形前與變形後的物像記錄在同一張全像片上，重建時即可重建出變形前與變形後相干涉的條紋，再以電子照相機拍下干涉條紋，即可由干涉條紋計算出拍攝時兩個狀態的變形差異。

(3) 均時全像干涉法

均時全像干涉法記錄物體振動時的全部過程，物體每個質點的散射光在振動過程每個位置的相位都平均記錄在全像底片上，故稱為時間平均，主要用於量測物體的共振模態。由於物體在使用共振頻率激發時，會產生一固定之模態，如果將一連串的變形資訊皆記錄在同一張全像片中，重建時就會重建出帶有此物體共振資訊的干涉條紋。

在此僅探討物體某一瞬間的形變或波傳行為，所以只將即時全像干涉法和雙重曝光全像干涉法拿來討論。當得到干涉光強圖之後，可利用相移干涉術，對相位角加入幾個已知的調變量，量測對應的光強，配合數學運算，即可求出變形前後的相位資料。為了搭配相移法 (phase shifting technology)，在雙重曝光法中必須使用雙參考光的架構，也就是說記錄物體變形前與變形後的全像在同一張底片上時，變形前所使用的參考光與變形後所使用的參考光必須路徑不同，進行重建時，這兩道參考光都必須再次投射在底片上以重建出變形前後的兩個影像，此時改變兩道參考光中其中任何一道的光路徑長，便可施行相移法。另一方面，使用即時全像干涉術亦需搭配相移法方可解出物體變形的相位改變量，在動態量測時，物體的變形量隨時間變化極快，故較適宜的方式應為以全像片記錄下物體某一瞬間變形時的全像片，重建出的物光再與物體靜態時進行全像干涉，此時便可移動兩道物光任何一道的光路徑長來施行相移法。

11.7.4 相移法與相位重建

在脈衝式電子斑點及全像干涉儀的架構中，電子照相機所拍攝下來的為兩道光干涉條紋，僅代表光強分布的訊號，必須再經過一些處理，才能獲得所需要的變形資訊。首先必須將干涉條紋圖轉換為相位圖，再利用相位重建技術將相位圖轉換為變形圖。

相移干涉術就是利用干涉原理，將干涉之光強訊號轉換為相位圖的一種技術，藉由已知的相位加以調變於干涉圖中，使原本的干涉圖產生對應的改變，再經由一些運算而將干涉圖像各點的光前資訊轉換為相位資訊。許多已建立的演算法可以將光學的干涉條紋強度圖轉換為相對的相位差資訊，使量測到的光強圖轉換為相位差圖。將由電子照相機所擷取到的干涉光強函數寫成以下的方程式：

$$I(x,y) = I_0(x,y)[1 + v \cos \phi(x,y)] \quad (11.152)$$

式中的 $I_0(x,y)$ 是原光束的光強度、 v 是干涉條紋的可見度、 $\phi(x,y)$ 是干涉的兩道光之相位角差。在式 (11.152) 中存在 $I_0(x,y)$ 、 v 和 $\phi(x,y)$ 三個未知數，因此至少需要三個獨立的量測結果才能決定式 (11.152) 中的相位 $\phi(x,y)$ 。量測相位的技術可藉由鏡面移動或使用相位延遲板，引入一獨立參數 α 來改變參考光和物光之間的相對相位差，然後分析演算在移動中所擷取到的干涉光強圖而得到精確的相位圖。

相移技術一般的原則是當相移越多步時所能求得的相位就會越準確。在線性相移機構中，五步演算法與 Carre 演算法對誤差均不算靈敏，且當相移機構有非線性的現象時，五步演算法是比較好的選擇。因此對全像作相移以得到相位圖時，我們討論能將雜訊的影響減至最小的五步相位演算法 (five-step technique) 來重建相位角 $\phi(x,y)$ 。

在五步演算法中，必須將一個未知數 α 引入式 (11.152) 中，由電子照相機擷取五張光強圖光強分別為 I_1 、 I_2 、 I_3 、 I_4 和 I_5 ，使其中每張圖的相位差皆為 α ，以推導得到兩光束干涉條紋間的相對相位差。其方程式可依序表示如下：

$$\begin{aligned} I_1 &= I_0 \{1 + v \cos [\phi(x,y) - 2\alpha]\} \\ I_2 &= I_0 \{1 + v \cos [\phi(x,y) - \alpha]\} \\ I_3 &= I_0 \{1 + v \cos [\phi(x,y)]\} \\ I_4 &= I_0 \{1 + v \cos [\phi(x,y) + \alpha]\} \\ I_5 &= I_0 \{1 + v \cos [\phi(x,y) + 2\alpha]\} \end{aligned} \quad (11.153)$$

運算後這五個方程式可簡化為：

$$\begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{I_1 - I_5}{2(I_2 - I_4)} \\ \tan \phi &= \frac{1 - \cos 2\alpha}{\sin \alpha} \times \frac{I_2 - I_4}{2I_3 - I_1 - I_5} \end{aligned} \quad (11.154)$$

如果我們採用 $\alpha = \pi/2$ ，則式 (11.154) 可更進一步簡化為：

$$\tan \phi = \frac{I_2 - I_4}{2I_3 - I_1 - I_5} \quad (11.155)$$

其中若 $I_2 - I_4 < 0$ ，則 $\phi(x,y)$ 的範圍在 $(-\pi, 0)$ ；以及若 $I_2 - I_4 > 0$ ，則 $\phi(x,y)$ 範圍在 $(0, \pi)$ 。在上述的處理過程中，隨機雜訊的干擾將會消失，可以將雜訊的影響減至最小， $\phi(x,y)$ 的正確數值亦可精確獲得。

在脈衝式電子斑點方面，因為其必須分別記錄下變形前與變形後之物光與參考光干涉的斑點圖，藉由兩張斑點圖才能計算出一張條紋圖，故電子斑點干涉術 (ESPI) 所需使用的相移法必須在物體變形前取五組光強圖，變形後再取一組光強圖，分別寫如下式：

$$\begin{aligned} I_{B1}(x,y) &= I_0(x,y) \{1 + v(x,y) \cos[\Delta\Phi(x,y) - 2\alpha]\} \\ I_{B2}(x,y) &= I_0(x,y) \{1 + v(x,y) \cos[\Delta\Phi(x,y) - \alpha]\} \\ I_{B3}(x,y) &= I_0(x,y) \{1 + v(x,y) \cos[\Delta\Phi(x,y)]\} \\ I_{B4}(x,y) &= I_0(x,y) \{1 + v(x,y) \cos[\Delta\Phi(x,y) + \alpha]\} \\ I_{B5}(x,y) &= I_0(x,y) \{1 + v(x,y) \cos[\Delta\Phi(x,y) + 2\alpha]\} \\ I_A(x,y) &= I_0(x,y) \{1 + v(x,y) \cos[\Delta\Phi(x,y) + \phi(x,y)]\} \end{aligned} \quad (11.156)$$

其中 I_{B1} 至 I_{B5} 為變形前的五張光強圖， I_A 為變形後的光強圖。分別求取五組變形前後干涉圖之相關係數資訊，表示為下式：

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \frac{1 + \langle v^2 \rangle \cos(\phi - 2\alpha)}{1 + \langle v^2 \rangle} \\ \Gamma_2 &= \frac{1 + \langle v^2 \rangle \cos(\phi - \alpha)}{1 + \langle v^2 \rangle} \\ \Gamma_3 &= \frac{1 + \langle v^2 \rangle \cos \phi}{1 + \langle v^2 \rangle} \\ \Gamma_4 &= \frac{1 + \langle v^2 \rangle \cos(\phi + \alpha)}{1 + \langle v^2 \rangle} \\ \Gamma_5 &= \frac{1 + \langle v^2 \rangle \cos(\phi + 2\alpha)}{1 + \langle v^2 \rangle} \end{aligned} \quad (11.157)$$

同理於五步相移法，運算後這五個方程式可簡化為

$$\cos \alpha = \frac{\Gamma_1 - \Gamma_5}{2(\Gamma_2 - \Gamma_4)} \quad (11.158)$$

$$\tan \phi = \frac{1 - \cos 2\alpha}{\sin \alpha} \times \frac{\Gamma_2 - \Gamma_4}{2\Gamma_3 - \Gamma_1 - \Gamma_5}$$

判斷 $\tan \phi$ 分子與分母的正負號，便可解出主幅角值 $\phi(x,y)$ 在 $[-\pi, \pi]$ 的範圍內，接著再配合相位重建法即可求出變形量。由於相關係數運算法 (direct correlation method) 能得到十分清晰的條紋圖，對相位重建品質的提升大有幫助，而五加一步相移法 ((5,1) phase shifting technology) 採用變形前相移五步的方式，可先在物體保持靜態時進行五步量測，變形後只需一張光強圖，故適合用在動態量測的範疇。

在影像處理的過程中，雜訊的引入會造成錯誤的判斷，並使處理的過程更為複雜且得到錯誤的結果。雜訊的來源很多且發生頻繁，實驗室環境的擾動及傳輸過程電子訊號的雜訊，都會對相位重建的影像處理過程造成嚴重的影響。任何一個像素點的光強只要有雜訊進入，就會使相位角值計算結果錯誤，繼而可能對不連續點造成錯誤的判斷而影響整張影像的計算。尤其是在使用全像干涉術與電子斑點干涉術來量測實際之複雜物體所產生之條紋圖中，因為這兩者使用散射光作為量測，所以經常帶有大量的斑點雜訊。目前已有許多影像處理的理論運用在消除雜訊上，但一般用於影像處理的濾波器若使用於相位圖上時，容易發生如圖 11.165 所示的問題，導致 2π 不連續點之轉折處被平滑化，造成資料精度的損失，使相位重建的判斷依據被破壞，故一般影像的濾波方法並不適合來處理光學干涉之相位圖。

消除干涉影像雜訊的方式主要可分為兩種：一是對每一張干涉條紋圖各別做濾波的動作，二是對相位圖做濾波的動作，而兩者的濾波方式則不盡相同。前者可使用一般影像的濾波器，將圖上的各點與其鄰近點之光強值做一平均動作，再將結果放置於原位置上，運算過程中每點的值皆為原始值。這樣的濾波方式能將雜訊的影響平均分散至周圍，但對每一張干涉條紋圖分別做濾波，而不考慮五步相移中每張條紋圖間彼此的相關性，並不是合

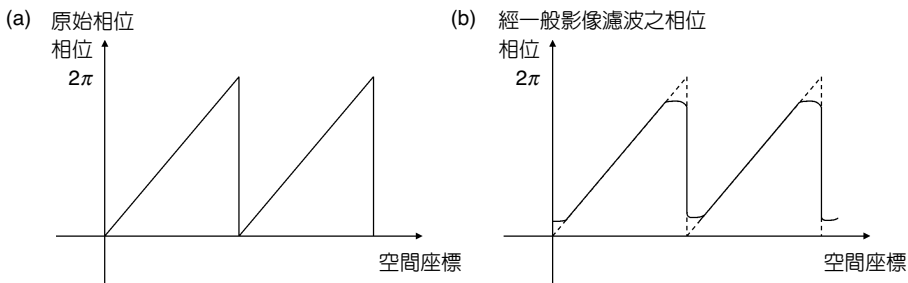


圖 11.165

原始相位與經影像濾波之相比較圖。

理的做法。故本研究中採用中位數濾波法，對相移干涉中的五張條紋圖所計算得之相位圖進行濾波，其主要的工作方式為選出相位圖中的雜訊點並以一合理的值取代它，此方式不會降低量測結果的空間解析度，並可保留相位躍遷處的尖銳度，同時也移除了其間的雜訊。

經由相移法將干涉光強圖轉換所得的相位圖為不連續的相位，各點相位的主幅角值在介於 $-\pi$ 與 π 的範圍內，必須令其相對於起始參考點，將相位躍遷處連接起來，重建成連續的相位，此即為相位重建。傳統的步徑相依方法的相位重建如圖 11.166 所示，其基本想法是在量測得的相位圖上，以一固定點為起點，延著相位圖的某一路徑，累計相位值，逐點計算相臨兩點間的相角差 $\Delta\phi$ ，一發現有相位不連續處，則根據 $\Delta\phi$ 加減 2π 。在理想的狀況下，整個相位圖最後可被完整的重建。但是在實際的實驗中，雜訊的處理常常決定了實驗的成敗，如圖 11.167 的處理結果，相位重建採路徑相依的演算法，最明顯的缺點是雜訊會經由積分的過程而傳播，而導致相位重建的失敗，如果在重建的過程中將雜訊區繞過去，則因為雜訊太多，會造成處理速度過慢，所以必須選擇與路徑無關的相位重建方法以因應需求。

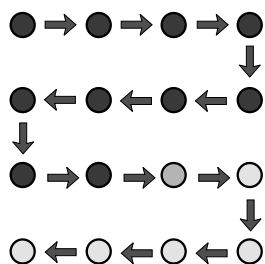


圖 11.166

簡單路徑相依之相位重建法示意圖。

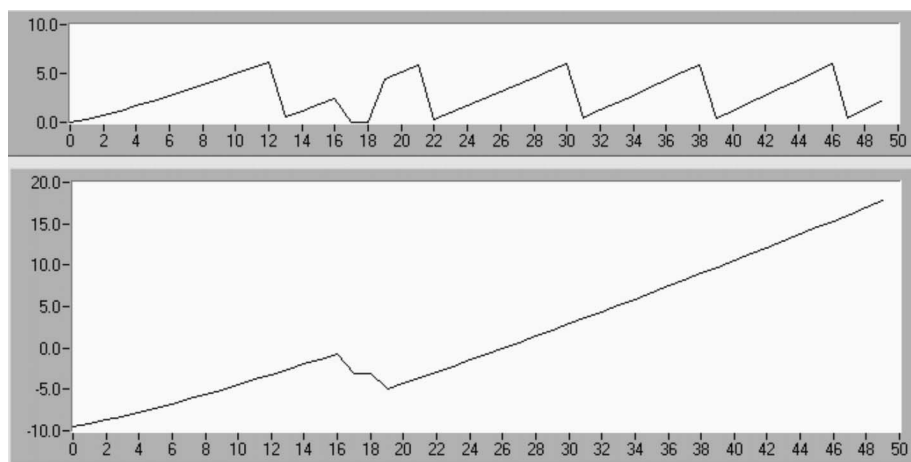


圖 11.167

簡單路徑相依
相位重建法之
缺陷圖。

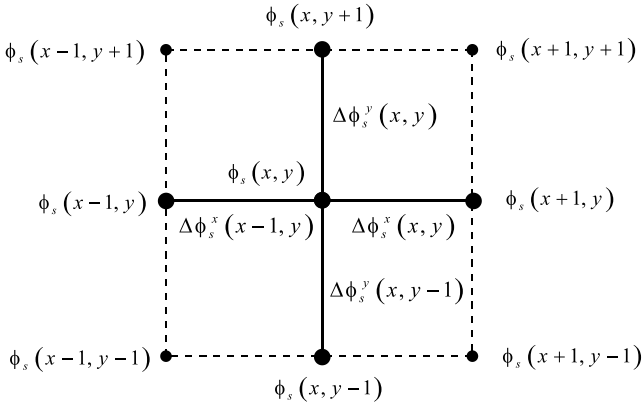


圖 11.168

相位與相位差的幾何表示圖。

在光學干涉量測實驗中，由電子照相機記錄下參考光和物光相互干涉的光強圖，再利用相移技術將光強資料轉換成相位差資料，所得的相位差圖即為物體的面外變形量所造成的物光相位角改變量 $\phi(x,y)$ 除以 2π 的餘數 (主幅角值)，以 $\phi_s(x,y)$ 表示之。若以 $\phi_s(x,y)$ 來表示 $M \times N$ 個樣本點的未知相位函數，以 $\Delta\phi_s^x(x,y)$ 、 $\Delta\phi_s^y(x,y)$ 分別表兩軸的相位差資料，則如圖 11.168 所示，考慮所有與 (x,y) 相鄰的點，將會得到下列的關係式：

$$\begin{aligned} & [\phi_s(x+1, y) - \phi_s(x, y)] - [\phi_s(x, y) - \phi_s(x-1, y)] \\ & + [\phi_s(x, y+1) - \phi_s(x, y)] - [\phi_s(x, y) - \phi_s(x, y-1)] \\ & = [\Delta\phi_s^x(x, y) - \Delta\phi_s^x(x-1, y)] + [\Delta\phi_s^y(x, y) - \Delta\phi_s^y(x, y-1)] \end{aligned} \quad (11.159)$$

可進一步改寫如下：

$$\begin{aligned} & \phi_s(x+1, y) + \phi_s(x-1, y) + \phi_s(x, y+1) + \phi_s(x, y-1) - 4\phi_s(x, y) \\ & = [\Delta\phi_s^x(x, y) - \Delta\phi_s^x(x-1, y)] + [\Delta\phi_s^y(x, y) - \Delta\phi_s^y(x, y-1)] \end{aligned} \quad (11.160)$$

檢驗圖 11.168 和式 (11.160)，發現式 (11.160) 可視為如 Poisson 方程式

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \phi(x, y) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \phi(x, y) = \rho(x, y) \quad (11.161)$$

的離散表示式，其中

$$\rho(x, y) = \phi_s(x+1, y) + \phi_s(x-1, y) + \phi_s(x, y+1) + \phi_s(x, y-1) - 4\phi_s(x, y) \quad (11.162)$$

這個觀察結果將相位重建所需的方法轉變成解一個偏微分方程式 (partial differential

equation, PDE)，於是我們便可利用數學上的轉換方法來解 PDE。考慮此系統處於穩態下，在邊界上無能量進出，故相位重建時，解此 PDE 所需的邊界條件可採用 Neumann boundary conditions ($\nabla\phi \cdot \mathbf{n} = \frac{\partial\phi}{\partial n} = 0$)。所需的邊界條件即為：

$$\begin{aligned}\Delta\phi_s^x(-1, y) &= \Delta\phi_s^x(M-1, y) = 0 \\ y &= -1, 0, \dots, N-1 \\ \Delta\phi_s^y(x, -1) &= \Delta\phi_s^y(x, N-1) = 0 \\ x &= -1, 0, \dots, M-1\end{aligned}\tag{11.163}$$

將相位差類比於 PDE 後，我們即可使用離散餘弦轉換法、離散傅立葉轉換法以及快速傅立葉轉換法等，以矩陣的方式進行相位重建。在此，要注意的是上述的演算法所適用的運算空間均為矩陣。在實際的實驗中，檢測的試件常有不規則的外形，試件之外的資料點並不需要加以計算，且應為零值，但往往在試件之外的資料點仍有非零的相位值，或是有明顯已知的雜訊在資料空間中，欲以人為方式將雜訊隔離。在這些情況下，便需要在運算的過程中對輸入資料給予權重後再進行相位重建。由於離散餘弦轉換法、離散傅立葉轉換法以及快速傅立葉轉換法的演算法在本質上均為全域性的演算法，將誤差平均分配至各個資料點，故不論是否事先將不要的資料點去除或保留，都將影響相位重建的正確性。但是若採用加權式迭代演算法，將試件的權重設為 1，試件外圍的權重設為 0，便可使相位重建的結果收斂至正確值。

11.7.5 實例量測及其結果

在此介紹以脈衝式電子斑點及全像干涉儀檢測磁碟機之碟片經一高重複性的壓電衝擊儀撞擊後，面外變形量測之光場架構及其結果。

脈衝式斑點面外變形的量測架構即如圖 11.161 所示，所使用的脈衝雷射為 Spectra Physics 之 PIV-400-15 Nd:YAG 雙共振腔脈衝雷射，可輸出兩偏極態恰為正交之脈衝；每一個脈衝 10 ns，足以量測 MHz 物體振動；單一脈衝可達 240 mJ，同調長度可達 2 m；脈衝間距時間可調範圍可達 100 ns 至 100 ms，故可量測波傳時間符合檢測的需求。在未變形前碟片靜止時，以五個脈衝雷射取五張加入適當相位調變參考光與物光所形成的電子斑點干涉的斑點圖成像在電子照相機上，以影像擷取卡捕捉這五張影像，存檔在電腦內。然後使用壓電衝擊儀撞擊碟片，在 Δt 時間後，以一雷射脈衝將碟片該瞬間的表面輪廓與參考面形成之斑點圖記錄存檔並改變 Δt ，重複此步驟。最後使用相關係數演算法結合五加一步相移法進行相位主幅角之運算，再使用相位重建得到最終的變形圖。圖 11.169 即為在此架構下所拍得的相位主幅角圖，圖 11.170 為相位重建所得的變形結果，圖中每一張分別為撞擊後 45 μ s、168 μ s、336 μ s 及 668 μ s 所得圖像。

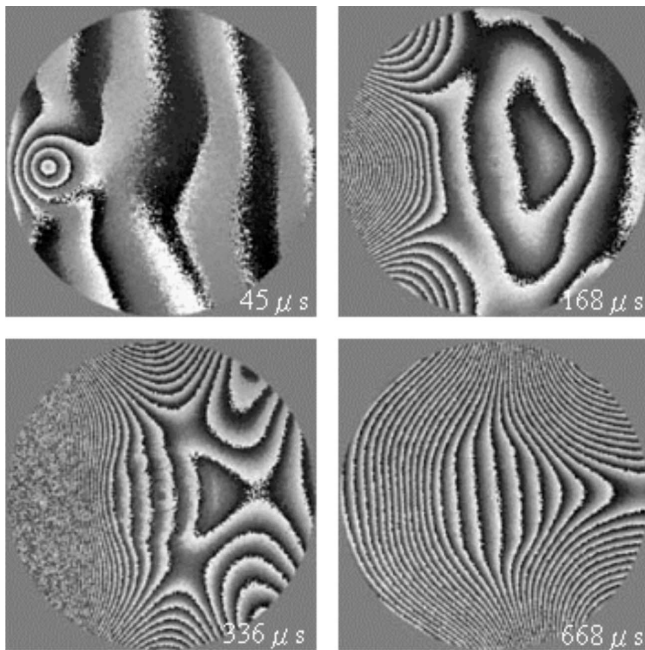


圖 11.169

脈衝式電子斑點實驗所得的相位主幅角圖。

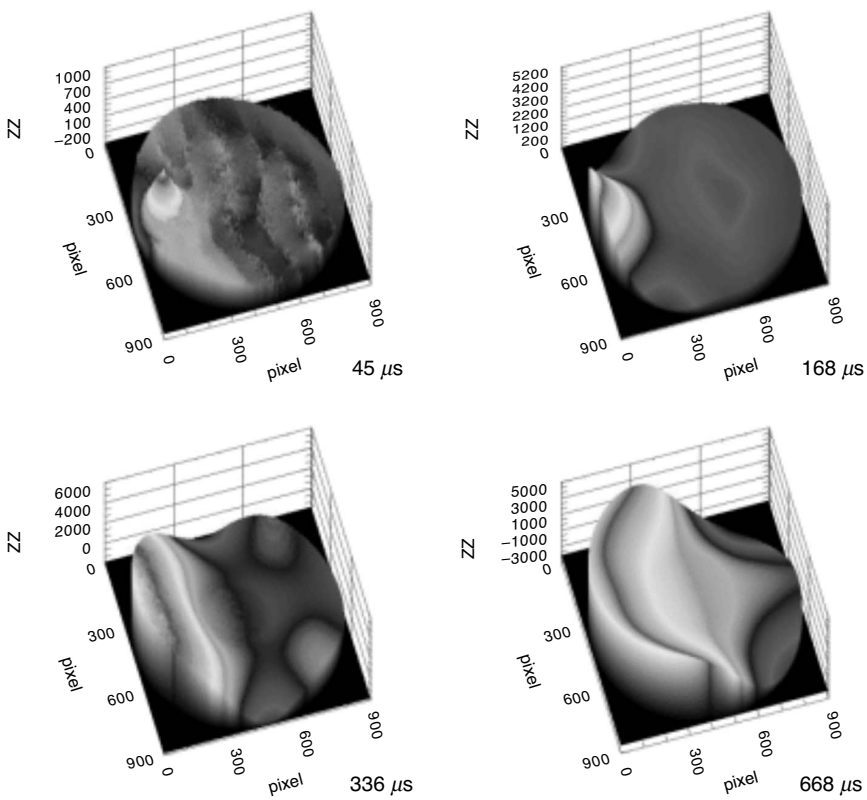


圖 11.170

脈衝式電子斑點實驗所得的原始相位重建變形圖。

為了縮短拍攝的時間取得即時量測的結果，全像干涉儀亦選擇高能量的 Spectra Physics 之 PIV-400-15 Nd:YAG 雙共振腔脈衝雷射進行拍攝，拍攝實驗架構如圖 11.171 所示。雷射打出來後經過二分之一波板及偏極分光鏡做光強比例的調整，分光後分別再經過一個二分之一波板使兩道光有相同的偏極態，拍攝與重建為相同的光路，其中壓電平台為做五步相移時相位調變的機制。選擇的全像底片為杜邦公司所出的 Photopolymer HRF-700X285-20，不需經過濕式沖洗程序，拍攝完成之後直接以紫外光或可見光照射 100 mJ/cm^2 即可完成定影動作。此外，因為使用脈衝雷射，對於底片需用非同調光源經過預曝光的動作以提高感光度。圖 11.172 為受脈衝撞擊後拍攝所得的碟片干涉條紋，圖 11.173 為使用五步相移法計算出相位主幅角圖，圖 11.174 為得到主幅角圖後再使用相位重建技術得出的變形圖，圖中每一張分別為撞擊後 $70 \text{ }\mu\text{s}$ 、 $110 \text{ }\mu\text{s}$ 、 $130 \text{ }\mu\text{s}$ 及 $190 \text{ }\mu\text{s}$ 所得圖像。

11.7.6 脈衝式電子斑點和全像干涉儀的比較

脈衝式電子斑點和全像干涉儀都是用來進行物體表面的變形量測，在此將這二種方法做一比較。脈衝式電子斑點採用電子照相機直接擷取影像，不需要記錄介質，而全像干涉

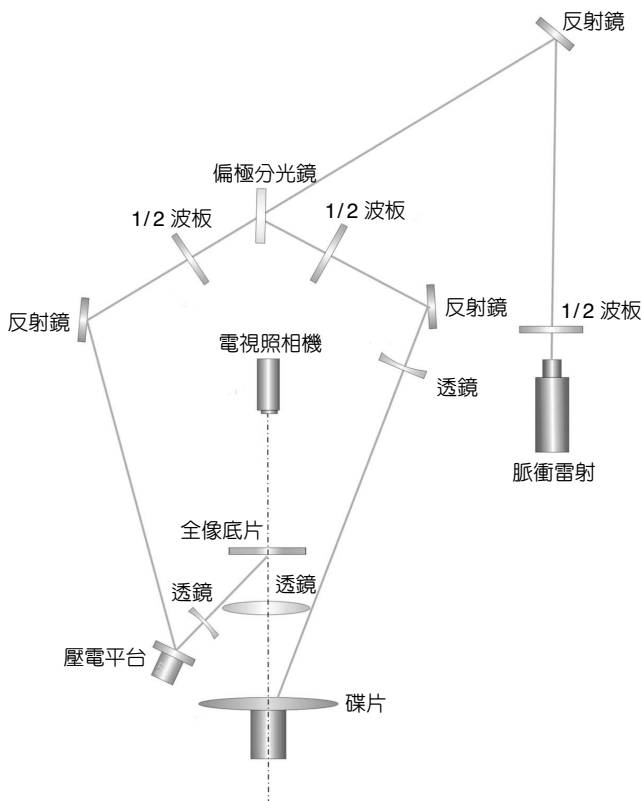


圖 11.171
全像干涉儀的實驗架構。

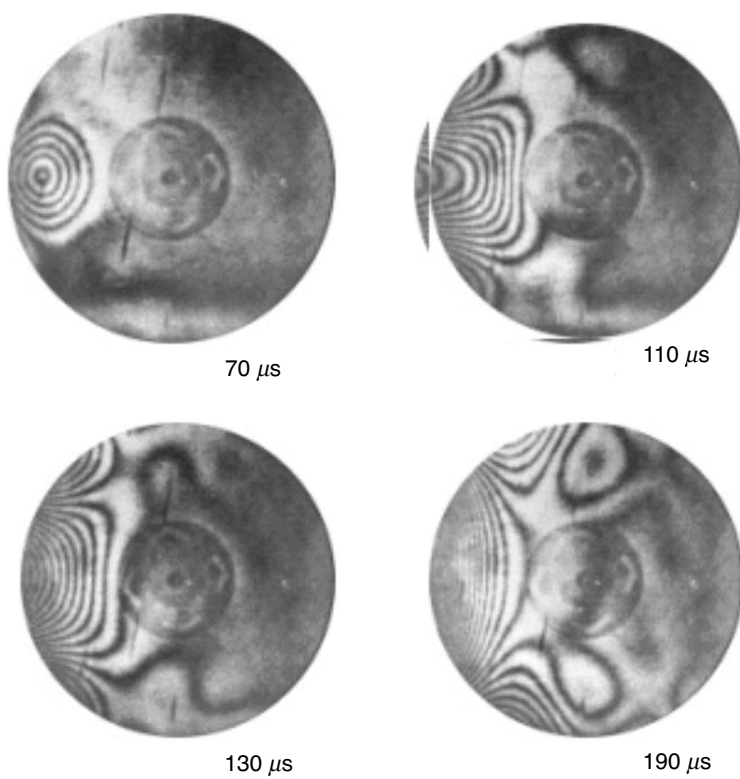


圖 11.172
全像干涉儀拍攝所得的干涉條紋圖。

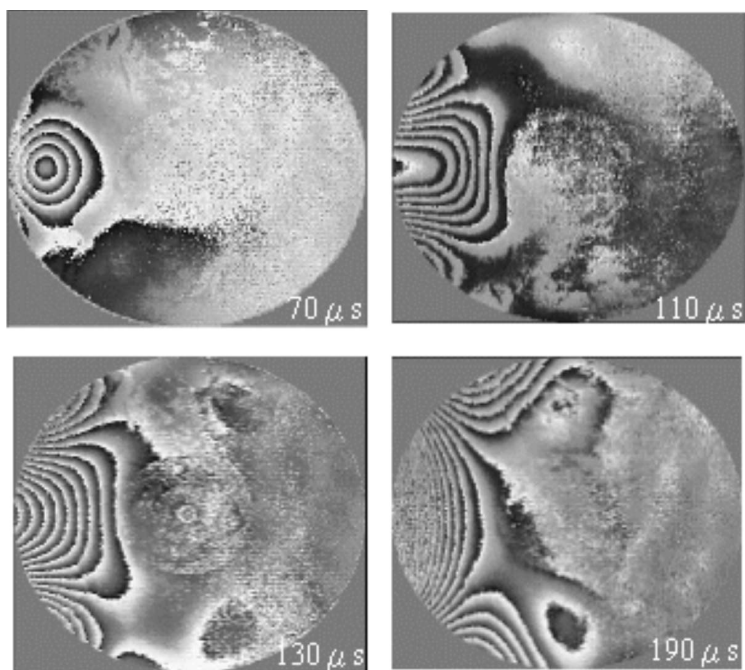


圖 11.173
全像干涉儀所得之相位主幅角圖。

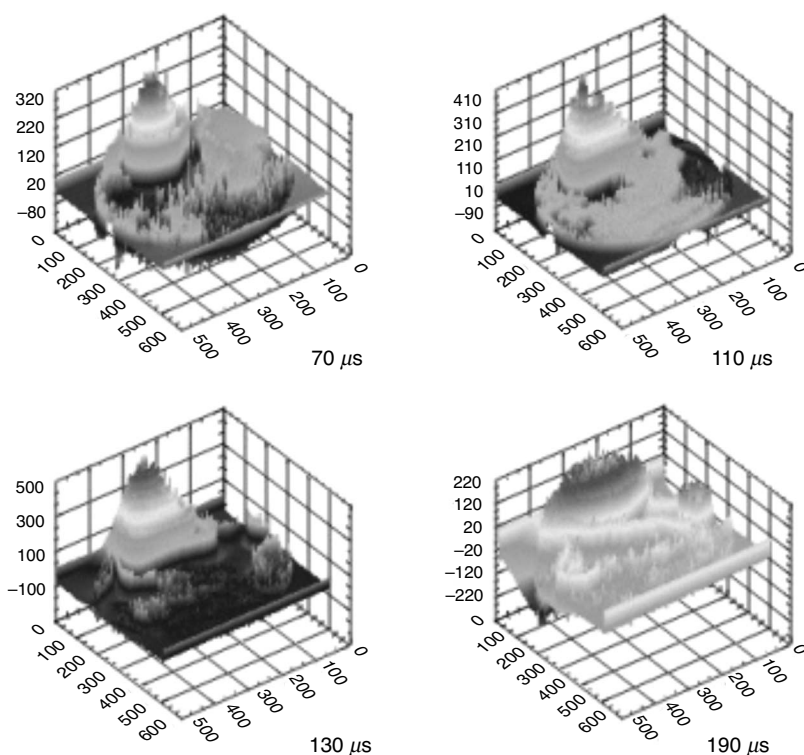


圖 11.174

全像干涉儀所得之變形圖。

儀需要以全像底片記錄後再以電子照相機進行拍攝，所以脈衝式電子斑點的架構較全像干涉儀簡單。然而脈衝式電子斑點必須擷取變形前後的斑點圖做相加減才可得到干涉條紋圖，全像干涉儀可直接得到干涉條紋圖，所以脈衝式電子斑點在解相位及相位重建的處理計算較為複雜。

在影像的解析度方面，因脈衝式電子斑點及全像干涉儀均使用物體表面的散射光，故其所產生之條紋圖上都帶有大量斑點雜訊，但因電子斑點干涉術直接使用電子照相機記錄物體變形前後之空間頻率高的干涉斑點圖，而全像干涉術則是先使用解析度高的全像底片記錄了物體變形前後的相位，再以電子照相機記錄空間頻率較低的條紋圖，故全像干涉術所得到的條紋在清晰度及雜訊的避免上都有較佳的表現。

11.8 生物微系統檢測技術

由於世界各國極力投入生物科技的發展，使得生醫科技的分子檢測技術需求大幅增加。「眼見為憑」一直是科學進步的基石，在生物醫學上也有相同的歷史軌跡，顯微鏡的發明奠定生物體是由細胞組成的學說，電子顯微鏡的發明更進一步確立分子生物學的重要地

位，我們當然相信具奈米等級解析度的量測技術，有朝一日可以更精確、更方便、更有效的協助我們以多維度的方式診斷與治療疾病。

生物分子的量測尺寸大小，所需的精度從奈米至次微米等級均有；而微機電製造技術經過多年的發展至今，已經從微米進展至深次微米，因此，微機電的量測技術經由適當的修改恰可配合生物微系統的檢測。這方面的檢測技術目前常見的有雷射掃描共焦顯微鏡、表面電漿子共振技術、干涉顯微鏡、橢圓偏光儀、光子穿隧顯微鏡、光學同調斷層掃描儀等。由於橢圓偏光儀的技術已經在 11.1 節中有詳細介紹，本節將就目前另外兩種生物微系統檢測領域最普遍的檢測技術：雷射掃描共焦顯微鏡 (laser confocal scanning microscope) 與表面電漿子共振技術加以介紹。

11.8.1 雷射掃描共焦顯微鏡

以顯微鏡的發展歷史來看，自從電子顯微鏡問世之後，由於其高解析度之特徵，因此其重要性可說是與日俱增。但由於電子顯微鏡存在著購置與維護成本過高和不易操縱等缺點，而光學顯微鏡對樣本具有非破壞性且無須在真空環境下使用的特性，再加上傳統光學顯微鏡可觀察生物樣本、活細胞及半導體材料等優點，因此傳統之光學顯微鏡仍然被廣泛地應用於各種不同的研究領域中。

即或如此，傳統光學顯微鏡相較於電子顯微鏡，仍存在著解析力低、對比力差及景深 (depth of field)⁽¹⁸⁶⁾ 等先天限制。共焦顯微鏡之發明可說局部解決了上述傳統光學顯微鏡所無法克服的問題，由於共焦顯微鏡可對樣本進行光學切片量測，進而突破光學顯微鏡之景深的限制。其基本原理為，當樣本 (sample) 位於焦平面 (focal plane) 時，經樣本表面之反射光會聚焦在針孔 (pinhole) 上；而當樣本離開聚焦的平面 (out of focus) 時，則會在針孔之前形成一個失焦點 (defocus spot)，此時，位於針孔後方的光檢測器 (photo detector) 所量測到的強度將大大地減弱。利用此性質，即可對試件進行非破壞性之切片觀測，進而完成樣本表面微幾何形貌 (microtopography) 之量測。易言之，共焦顯微鏡相對於傳統光學顯微鏡的優勢，就在於它有優越的橫向解析度 (lateral resolution)⁽¹⁸⁷⁾，以及更淺的聚焦深度 (depth of focus)。因此共焦顯微鏡符合生物醫學領域檢測方法的基本需求：非接觸式 (non-contact)、非侵入式 (non-invasive)、高靈敏度 (high sensitivity)、大頻寬 (wide bandwidth) 與小量測體積 (small probe volume)，可重建出生物分子之三維立體影像。

在基因工程上⁽¹⁸⁸⁾，共焦顯微鏡亦是一項重要的檢測工具，名為共焦雷射掃描器 (confocal laser scanner)，是微陣列生物晶片 (ELISA based micro-array biochip) 的重要檢測工具。目前微陣列生物晶片應用於基因序列檢測的技術已成熟，進一步的應用是把此一基因檢測的技術直接移植於蛋白質 (protein) 的檢測中。

傳統光學顯微鏡主要是採用非同調光源 (incoherent source) 照射樣本物體表面，再由物鏡 (objective) 將樣本上每點逐一於像平面上成像。物鏡所扮演的角色就是負責成像，而聚光鏡 (condenser) 則是於成像過程中控制空間同調性 (spatial coherence) 的程度，如圖 11.175

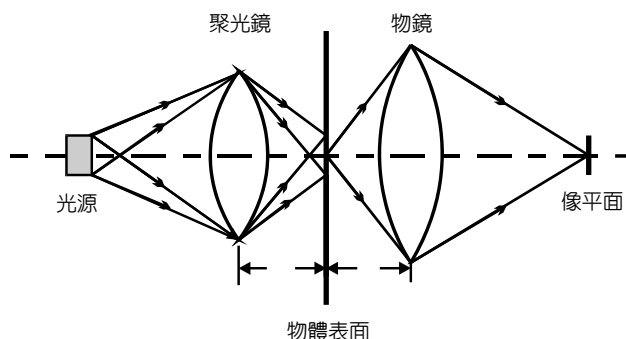


圖 11.175

傳統光學顯微鏡示意圖。

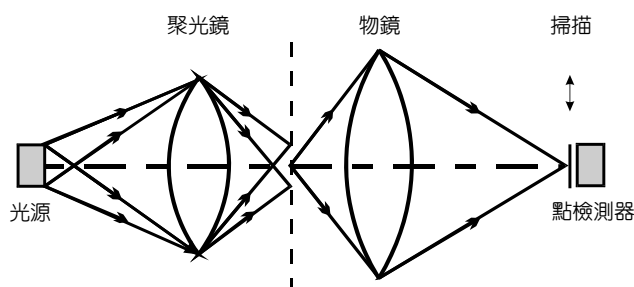


圖 11.176

掃描式點檢測器光學顯微鏡示意圖。

所示。傳統光學顯微鏡的成像亦可於像平面處採用掃描式點檢測器 (point detector)，逐一將樣本表面的資訊記錄下來，就形成所謂的掃描式點檢測器光學顯微鏡 (point-detector scanning microscope)，如圖 11.176 所示。

掃描的方式分為檢測器掃描 (detector scanning) 或相對於物鏡的樣本掃描 (object scanning)。前者利用視訊照相機 (television camera) 取得即時 (real time) 影像；後者則是利用機械式機構作掃描。

為了進一步了解共焦光學掃描式顯微鏡樣本表面於焦平面附近時所產生的位移與光感測器量測值兩者之間的定量關係，將利用傅氏光學 (Fourier optics) 二維成像理論加以分析⁽¹⁸⁹⁾。

利用傅氏光學來考慮一個軸對稱、半徑為 a 的光瞳函數 $P(\rho)$ ，其方程式可以下式表示：

$$P(\rho) = \begin{cases} 1, & \rho \leq 1 \\ 0, & \rho > 1 \end{cases} \quad (11.164)$$

其中 $\rho = r/a$ ， r 是 (x, y) 平面的圓柱座標表示式。其點散佈函數 (point spread function) 可推導得出，如式 (11.165) 所示：

$$h(v) = 2 \int_0^1 P(\rho) J_0(v\rho) \rho d\rho \quad (11.165)$$

$$v = \frac{2\pi r_i \sin \alpha}{\lambda} \quad (11.166)$$

其中 J_0 為第一類貝索函數 (Bessel function)。方程式 (11.166) 中之 v 為無因次化徑向光學座標 (dimensionless radial optical coordinate)，相當於 (x_i, y_i) 像平面的徑向座標， $\sin\alpha$ 為數值孔徑 (numerical aperture)，而 r_i 為 (x_i, y_i) 的圓柱座標。

為了進一步了解於 (x_i, y_i) 平面軸向距離的變動對點散佈函數的影響，考慮偏焦的因素，以一個簡單的二次相位變數 $\exp(ju\rho^2/2)$ 併入先前式 (11.165) 的光瞳函數中，來模擬 d_i 距離發生改變時光場 $v_i(x_i, y_i)$ 所產生的變化。此時點散佈函數將變成式 (11.167) 所表示的情形：

$$h(u, v) = 2 \int_0^1 P(\rho) \exp\left(\frac{1}{2} ju\rho^2\right) J_0(v\rho) \rho d\rho \quad (11.167)$$

$$u = \frac{8\pi}{\lambda} z \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right) \quad (11.168)$$

方程式 (11.167) 中的 u 為無因次化徑向光學座標，以式 (11.168) 表示，相當於 z 軸的位置。在共焦成像 (confocal imaging) 中，光場由光源出發經樣本反射至光感測器的完整過程，可以圖 11.177 來表示整個光場的演化。其中點光源在 (x_0, y_0) 平面上，而光感測器在 (x_i, y_i) 平面上。亦即滿足式 (11.169)、式 (11.170) 所示。考慮雷射掃描共焦顯微鏡系統，以雷射光為光源則滿足同調成像 (coherent imaging) 關係，因此光感測器量測到的光強可以式 (11.171) 表示。以 $T(x, y)$ 來表示時，必須假設物體很薄。對穿透光學顯微鏡而言， $T(x, y)$ 表示振幅穿透率 (amplitude transmittance)；而對反射式光學顯微鏡 (reflected optical microscope) 而言， $T(x, y)$ 表示振幅反射率 (amplitude reflectivity)。

$$U(x_0, y_0) = \delta(x_0) \delta(y_0) \quad (11.169)$$

$$D(x_i, y_i) = \delta(x_i) \delta(y_i) \quad (11.170)$$

$$I = |(h_1 h_2) \otimes T|^2 \quad (11.171)$$

若以平面反射鏡 $T(x, y) = 1$ 代入此系統，且假設圖 11.177 中兩個透鏡完全相同，則光程 (optical path) 與脈衝響應必完全相同。代入式 (11.171) 中，加上式 (11.170) 中表示只量測到徑向座標原點的訊號，所以光感測器所接受到的光強 $I(u, v = 0)$ 應如式 (11.172) 所示。

$$\begin{aligned} I(u, 0) &= \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} P(\rho, \theta) (\rho, \pi - \theta) \exp(ju\rho^2) \rho d\rho d\theta \right|^2 \\ &= \left| \int_0^1 \exp(ju\rho^2) \rho d\rho \right|^2 \\ &= \left[\frac{\sin(u/2)}{u/2} \right]^2 \end{aligned} \quad (11.172)$$

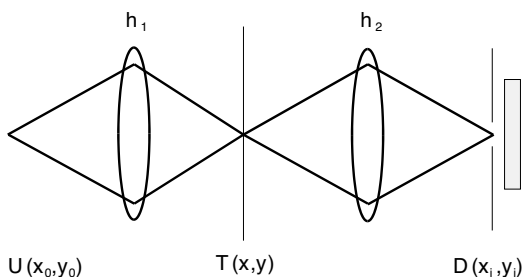


圖 11.177

穿透式光學顯微鏡共焦成像光場演化示意圖。

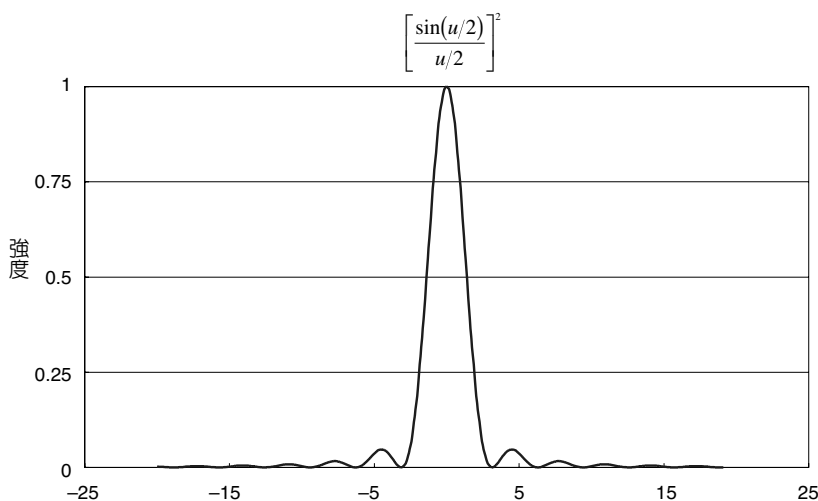


圖 11.178

軸向位置相對於光感測器之光強關係圖。

圖 11.178 乃是根據式 (11.172) 所繪出的結果，當光感測器軸向位置發生改變與量測到的光強變化關係圖。由圖 11.178 中可以發現當軸向位置一有微小變化，光感測器的量測值將會有明顯的變動。而光感測器位在共焦成像面時，光強為最大。此一結果即是共焦光學掃描式顯微鏡之幾何光學光路設計的基本理念。

以上的推導並未考慮針孔大小對共焦成像的影響，而是將針孔視為一理想的小點。實際上在共焦光學掃描式顯微鏡中，針孔置於光感測器前，其大小會直接影響量測到的反射光強，則間接地影響整個共焦光學掃描顯微鏡的解析度。考慮簡單的繞射理論中聚焦點大小為 $1.22\lambda f/D$ ，再以式 (11.172) 及圖 11.178 可以推算出目前常用的雷射共焦掃描顯微鏡架設中，使用 $40\times$ 、NA 值為 0.6 的物鏡，He-Ne 雷射為光源，針孔的孔徑大小約為 $6.7\mu\text{m}^{(190)}$ 。

至於觀測整個物體表面輪廓的能力，雷射共焦掃描顯微鏡可利用優越的切片觀察能力及較高的空間解析度，以及更短的焦深，達到將物體作切片 (optical sectioning) 逐步觀察的基本概念，如圖 11.179 所示。即樣本位於焦平面時，經樣本表面之反射光會聚焦在針孔上；而樣本離開聚焦的平面時，如圖 11.180 虛線所示，則會在針孔之前形成一個偏焦點

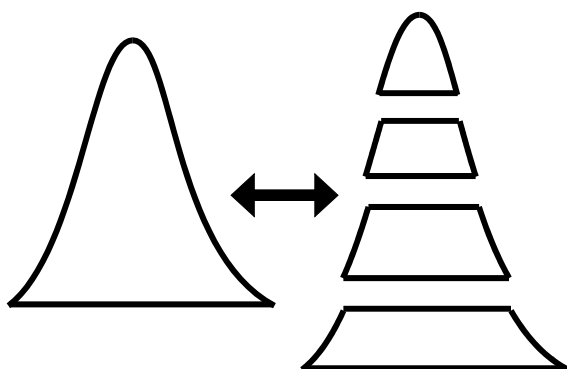


圖 11.179
共焦成像概念示意圖。

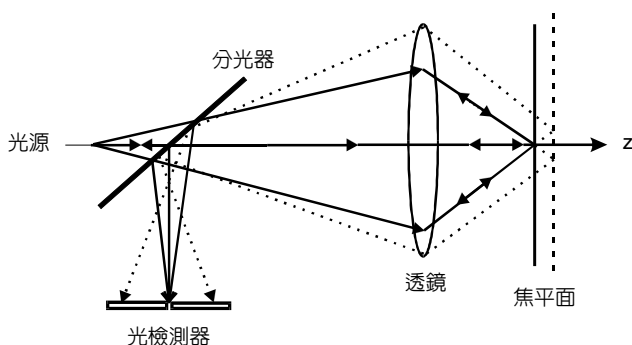


圖 11.180
共焦光學掃描式顯微鏡幾何光學光路示意圖。

(defocus spot)。此時，位於針孔後方的光感測器所量測到的強度將大大地減弱。一旦樣本表面離開聚焦的平面時，光感測器即無法量測到樣本表面之反射光強，所以可利用此一特性，逐層重建樣本表面的微幾何形貌，或者藉此特性產生較高的景深 (depth of field)。

在使用雷射掃描共焦顯微鏡時，除了是利用其對物體作切片 (optical sectioning) 逐步觀察得到待測物的三維影像之外，雷射光源另外一重要的用途是可以作為生化反應中螢光染劑的激發光源，故可以成為雷射螢光共焦掃描顯微鏡。圖 11.181 即為一目前商用的雷射掃描共焦顯微鏡。

11.8.2 表面電漿子共振技術

表面電漿子共振技術 (surface plasmon resonance, SPR) 是一種在許多學門中皆具應用性質之獨特的光學表面感測技術。表面電漿子共振技術可以用來偵測發生在感測器表面附近的折射率變化，因此任何發生在表面會改變折射率的物理現象皆可以透過表面電漿子共振技術量測出來。表面電漿子共振技術的應用涉及金屬薄膜之光學性質研究。表面電漿子共振技術已經發展成為一種應用在許多領域之多用途技術，其中包括：表面吸收、生物分子動能、生物感測技術、介電質液體測量⁽¹⁹¹⁾、氣體偵測⁽¹⁹²⁾、免疫感測技術⁽¹⁹³⁻¹⁹⁶⁾、表面電漿子

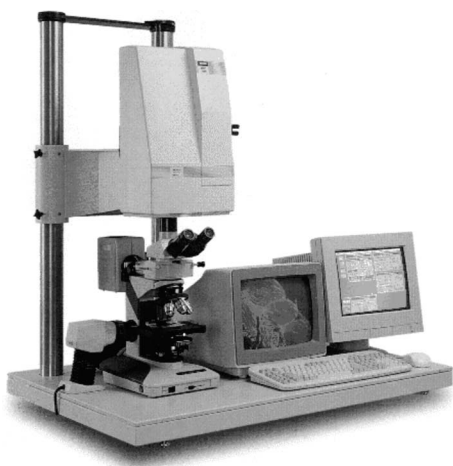


圖 11.181

目前商用的雷射掃描共軛顯微鏡。

共振技術顯微鏡⁽¹⁹⁷⁾、折射率測量⁽¹⁹⁸⁾、表面電漿子共振極化⁽¹⁹⁹⁾，以及薄膜鑑定^(200,201)。近年來表面電漿子共振技術的發展已經朝向生物感應技術⁽²⁰²⁻²⁰⁵⁾ 方面。由於表面電漿子共振技術具有多元學門的本質，表面電漿子共振技術生化使用者從事研究時應具有充分的光學波導概念、薄膜科學、光學偵測技術，以及生物反應等知識。

表面電漿子 (surface plasmon, SP) 是一種消散電磁波 (evanescent electromagnetic wave)，引起表面電荷共振時，在金屬與介電質界面上有最大電場強度，在兩側之金屬與介電質中電場強度則呈指數衰減。電漿子 (plasmon) 是表面電荷密度的振盪以表面電荷雲型態進行波傳 (如圖 11.182 所示)，可以在金屬與介電質之界面上傳播，例如金屬與水之界面即可，此二者之介電導電率 (dielectric permeability, ϵ) 具相反號，在紅外光至可見光之頻譜範圍內，對金屬而言其介電常數為負值，水則為正值。金 (gold) 通常是最適合作為生物技術 SPR 測量應用的金屬，因其不易與其他化學分子作用，光學特性及化學性質安定。

界面上表面電漿子波傳的行為和特性與周圍之聚積物質 (bulk material) 波傳現象不同，分別以波傳向量來看，表面電漿子波傳向量與聚積物質波傳向量可以分別表示如下：

$$K_{sp} = K_0 \sqrt{\frac{(\epsilon_m \epsilon_b)}{(\epsilon_m + \epsilon_b)}} \quad (11.173)$$

$$K_b = K_0 \sqrt{\epsilon_0} \quad (11.174)$$

其中 K_0 表示真空中波傳向量。

但是要達到表面電漿子共振模態必須滿足 $K_{sp} = K_b$ 的條件，也就是表面電漿子傳播向量必須等於 bulk 電磁波傳向量。

但從式 (11.173) 與式 (11.174) 可以看出，若 $K_{sp} > K_b$ 要達到表面電漿子共振模態，常見的架設方式有稜鏡耦合式 (prism coupler) 與光柵耦合式 (grating coupler)。

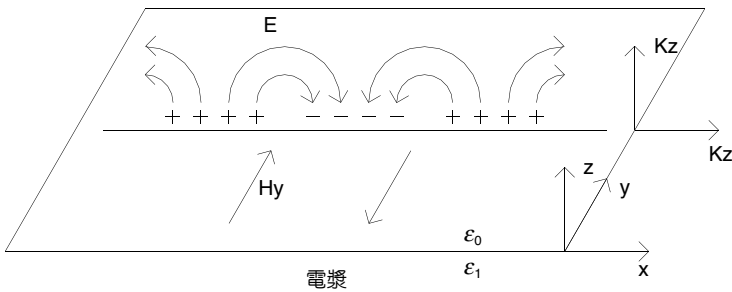


圖 11.182
金屬與介電質之表面波傳遞。

(1) 稜鏡耦合式

稜鏡耦合式又可分為 (a) Otto 架構及 (b) Kretschmann 架構，如圖 11.183 所示。以 Kretschmann 稜鏡配置為例，一金屬薄膜附著在三稜鏡的一面上，或者金屬薄膜可置於一載玻片上，再將此載玻片與一折射率和流體匹配的三稜鏡緊密接合，則這金屬薄膜即形成載有生物分子樣本在上面的感應器表面。光線射進三稜鏡後，一部分進入金屬薄膜的電漿狀態，另外的部分則被反射出金屬薄膜而進入一個光學影像偵測器。偵測器感應到的光量變化即為金屬薄膜上的生物系統層改變所引起的，其改變不僅影響金屬薄膜上的生物系統之實際折射率，更造成金屬薄膜表面電漿子之數量狀態。因此藉由偵測器感應到光量變化可得知生物分子系統之變化。

(2) 光柵耦合式

光柵耦合式是以光柵耦合方式將光束導引經過週期變化之金屬表面 (參見圖 11.184)，光子可以額外增加一動量，使相速度 (phase velocity) 減少而且可以與表面波相速度相當，使表面電荷與光束達到激發狀態。

從以上兩種方式可知，使入射光能進入表面電漿子共振模態可以視為表面波傳向量之匹配 (wave vector matching)，因此必須在有條件選擇下才會使入射光與表面電荷產生共振。

一般而言可改變許多參數以觀察 SPR 表面電荷與光束的激發情形，包括改變入射光入射角觀察反射光強、改變入射光波長觀察反射光強、改變樣本折射率觀察反射光強等方法。

改變入射光的入射角度稱為角度調制法，其以單色光為入射光，量測不同入射角情形下，所對應產生之反射率變化。理論上在最滿足波動耦合情況下，在其反射光強圖中會產生一極小值，稱為耦合角，如圖 11.185 所示。因此可藉由角度的調制得到一最小反射光強，此最小反射光強值就是因為入射光在界面上產生之表面電漿子的數量最多，導致入射光在金屬表面被吸收量最大，故此角度即產生表面電漿子共振之入射角；同時表面電漿子

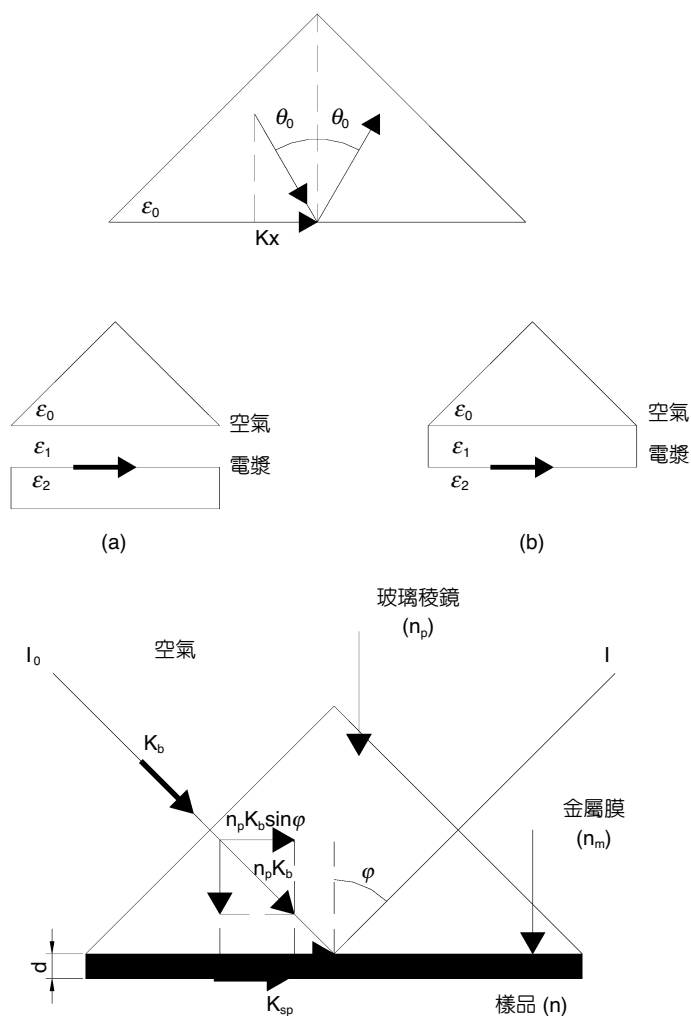


圖 11.183

稜鏡耦合式表面電漿子共振架構。

共振之耦合角與周圍介質的折射率有極大關係，所以另一方面也可藉由模型的建立來預測耦合角與介質折射率之相互關係。

改變入射光波長的方法為波長調制法，即量測在同一入射角時，變換不同的入射光波長，所得到的反射光強頻譜圖。同樣地在最滿足波動耦合情況下，在其反射光強頻譜圖中會產生一極小值，稱為耦合波長，因此可藉由波長的調制得到一最小反射光強，此波長即產生表面電漿子共振之波長。

同時當樣本之折射率改變時，可利用斯奈爾 (Snell) 表面電漿子共振模型來預測反射光的相位變化，如圖 11.186 即為在光波長為 633 nm、入射角為 55.3 度，且樣本折射率在水之折射率附近變化時，TM (transverse magnetic) 偏極光的反射光相角變化關係圖。

上述三種方式的優劣可參見表 11.5，其中波長和相位調制方法的反射光強度的解析度

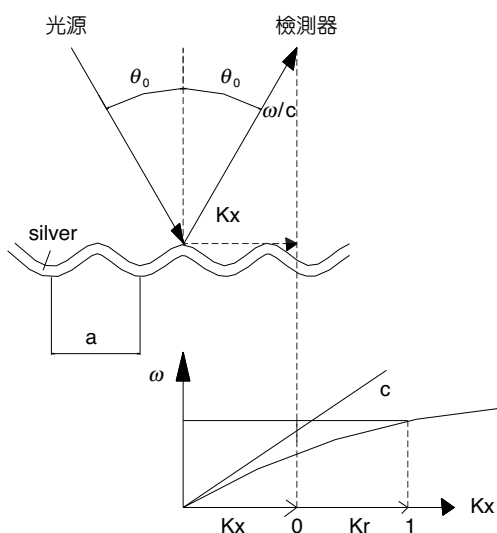


圖 11.184 光柵耦合式表面電漿子共振架構。

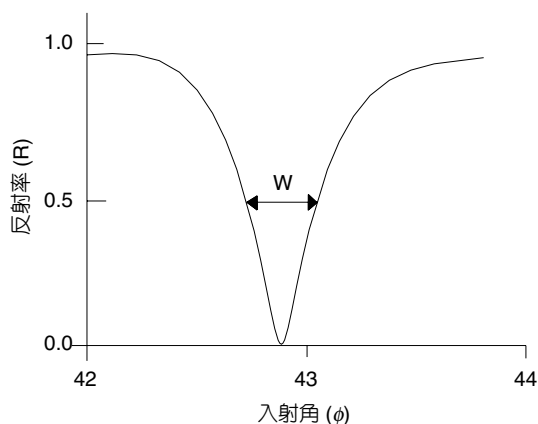


圖 11.185 波長固定且入射角度改變所對應極小之反射光強。

大致相同，而相位調制方法的解析度大約為其 3 倍。但由圖 11.186 可知其動態範圍不大，故解析度雖然高，但較不適合應用於折射率變動大的情況下。因此先以波長或角度調制方法解出粗略的折射率後，再使用相位調制以求得精確的 SPR 表面電荷與光束的激發情形，應是較佳的選擇。

表面電漿子共振技術應用於生化反應量測主要是因為其靈敏度 (sensitivity) 高之故。以 Kretschmann 架構來看，稜鏡表面須鍍一層金薄膜，此薄膜厚度與使用之光波長和邊界上物質之光學常數有關。如果此層太厚，會使聚積物質波轉變為表面電漿子波之效率降低，如果太薄則此轉換速率變得非常快而無法看出其變化，因此降低靈敏度，所以在轉換效能與靈敏度之間須妥協取得一最佳狀態而決定一最適合之厚度。 K_{sp} 隨著金屬薄膜表面附著生物分子增加而漸增，SPR 共振角度亦增加。SPR 技術對於光學厚度反應極為靈敏，可以達到 10^{-10} m 的解析度。

由上述原理觀之，SPR 感測技術對於金屬薄膜所連結之其他薄膜系統 (例如生物分子厚度) 之折射率變化相當敏感，這也是其量測方式可以使用在各個不同領域之原因。除此之

表 11.5 量測技術與計算出之表面電漿子共振折射係數解析度。

調變技術 (Modulation technique)	區域斜率 (Local slope)	儀器解析度 (Instrument resolution)	計算 RI 值之解析度 (Calculated RI resolution (σ_n))
角度 (Angle)	1.5×10^{-2} RI/ $^{\circ}$	1×10^{-2} $^{\circ}$	1.5×10^{-6}
波長 (Wavelength)	1.8×10^{-4} RI/nm	0.01 nm	1.8×10^{-6}
相位 (Phase)	2.0×10^{-5} RI/ $^{\circ}$	2.5×10^{-2} $^{\circ}$	0.5×10^{-6}

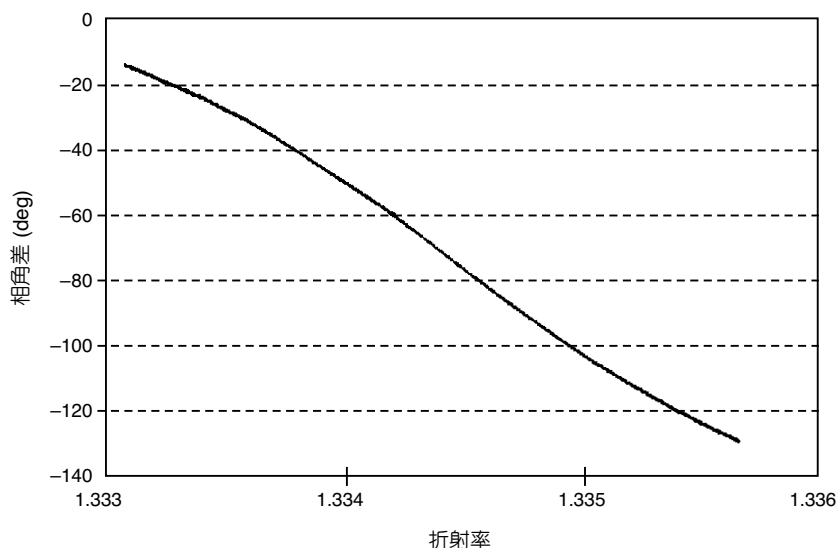


圖 11.186

反射光相角變化關係圖。

外，SPR 感測器亦是少數不受光色散影響之量測方法，換言之，聚積樣本之改變所引起之類似色散效應皆不影響 SPR 感測器量測結果，主要原因是電漿取樣深度的關係。所謂的電漿取樣深度是指電漿所能達到的量測深度，此牽涉繁瑣的物理推導，在此不贅述，僅將電漿取樣深度與波長和介電常數之關係列於下式中

$$E \approx E_0 \exp \left[-(\lambda)^{-1} \sqrt{\frac{-\epsilon_m^2}{\epsilon_p + \epsilon_s}} \right] \quad (11.175)$$

其中 ϵ_m 為介電常數金屬之實數部分， ϵ_p 為稜鏡之介電常數， ϵ_s 為試件之介電常數， λ 為激發光波之波長。當波長大幅度增加時，電漿取樣深度只小幅增加而已，取樣深度之範圍約在 200–300 nm 左右，相對於流體系統中流動細胞 (flow cell) 與晶片厚度之尺寸比較起來小很多。

當表面電漿子共振時，其反應僅來自於金屬表面鄰近區域一小塊體積，而且此區域面積還由光學系統特性來決定，例如有些架構使用聚焦系統可以得到較小的取樣面積，對大部分的稜鏡架構下其雷射激發表面電漿子時有效之量測面積大約為 1 mm^2 。

與許多其他之生物感測器一樣，SPR 技術是以量測折射率改變情形來推算其他生化反應之參數，因此在金薄膜表面固定一抗體，再經由流體系統將抗原注入，當抗原固定在抗體上時，表面電漿子共振技術就可以看出折射率的變化，此折射率的變化決定於晶片感測器表面所結合之生物分子層厚度，即為表面電漿子共振狀態之改變。

表面電漿子共振技術研究的貢獻目前已走出研究實驗室而邁向主流商業化的應用。例如，由於對於多功與高敏感性生物感測技術之需求，Biacore AB、Quantech、Texas

Instruments 以及 EBI Inc. 等已經發展商業化表面電漿子共振技術系統。每一個系統係設定在生物分子交互作用的即時分析。Pharmacia Biosensor AB 公司 (於 1996 年更名為 Biacore AB) 於 1990 年第一次將其研發產品成功推入市場，該量測設備即為 Biacore。如圖 11.187 是以 SPR 為基礎的生化量測技術，其架構為 Kretschmann 三稜鏡的配置，可以用來監控生物分子的相互作用 (biomolecular interaction)，此外也包括一套樣品自動處理的設備，可以進行生物分子固定 (biomolecular immobilization)、SPR 分析、生物晶片感測器之表面再生 (regeneration)。



圖 11.187

以表面電漿子共振技術為檢測基礎的 Biacore 蛋白質晶片系統。

11.9 微流場檢測技術

11.9.1 簡介

傳統光學式流體量測技術中，雷射都卜勒流速儀 (laser Doppler anemometry/laser Doppler velocimeter, LDA/LDV，以下稱為 LDV) 一直是公認具有高精確度 (不確定度 $U < 0.5\%$)、單點高解析度 ($\text{Res.} < 100\ \mu\text{m}$) 與大動態量測範圍 ($10\ \text{mm/s} - 400\ \text{m/s}$) 的一項儀器。舉凡汽車與航太工業的風洞試驗，以及學術研究上常遇到的紊流與多相流分析等問題，莫不是藉由 LDV 的協助來完成。然而，另一方面 LDV 僅能進行點量測的特性，卻也阻礙對暫態流場的研究，因此，1991 年 Adrian 首先發展粒子影像流速儀 (particle image velocimeter, PIV)⁽²⁰⁶⁾，以二維全場量測彌補這方面的不足；該系統是利用雷射在空間上形成光頁 (light sheet) 的方式，來獲取二維平面的流速。兩者同樣選擇雷射作光源，以軌跡粒子產生訊號，因此共同繼承了光學非侵入式量測的優點。在工程上的應用，鑑於兩者擁有部分的同質性，因此近來往往在量測時，偏好同時使用，以相互驗證、互通資訊⁽²⁰⁷⁾。

隨著 MEMS 產業帶動生技、分析化學與機械等領域的快速發展，微小尺度的量測技術在近來也逐漸受到重視，但從微米流 (micro flow)、次微米流 (sub-micro flow)，以至於最終的奈米流 (nano flow) 研究中，相關量測技術方面的發展腳步似乎仍顯不足，因此開發更有效的量測系統一直是研究者積極努力的目標。本節特別針對目前正新興發展的微粒子影像

流速儀 (micro-PIV) 與微都卜勒雷射流速儀 (micro-LDV) 兩套系統作介紹，文末並簡要敘述三維微流速儀架構，期望可以引領讀者深入瞭解微流檢測的世界。

11.9.2 相關文獻回顧

由於過去的努力，至今在微流檢測的議題上已逐漸累積大量的研究成果，其中光學的部分有雷射都卜勒式、干涉式與影像式等。前者在 1976 年由 Mishina 等人首度發展⁽²⁰⁸⁾，結合顯微鏡與雷射都卜勒技術應用在活體青蛙的微血管血流量測上，稱為 LDV 顯微術 (LDV microscopy)；1998 年 Kellam 以同樣的架構再加入 CCD 的動態影像顯示功能⁽²⁰⁹⁾，首度引進視訊量測與 LDV 並存的概念。2000 年時則有 Chuang 和 Lo 將上述技術應用在微通道 (micro channels) 內的流體行為研究⁽²¹⁰⁾。近年來，Lo 和 Chuang⁽²¹¹⁾ 發展新型雷射都卜勒外差式顯微鏡 (laser Doppler heterodyne microscope)，並應用於微流管流速的量測。另外，在實用性的考量上也有可攜式的小型 LDV 研發⁽²¹²⁾，甚至近來更以半導體技術積體化 (integrated) 其探頭與資料處理部分而成為微型 LDV⁽²¹³⁾。另外有一種採用光纖式干涉原理，稱為光學都卜勒斷層掃描儀 (optical Doppler tomography, ODT)⁽²¹⁴⁾ 的檢測系統，可以掃描的方式同時量測影像與速度，也逐漸應用在醫學臨床檢驗上，尤其對血管內部的病理研究貢獻良多。目前已有研究人員嘗試將其以 MEMS 技術整合成為晶片，以提升量測效率⁽²¹⁵⁾。

在利用影像方式來進行量測的部分，早期的應用以生醫領域為主，其方式乃以 CCD 攝影機拍攝顯微鏡放大後的影像，再由目視數點的方式進行^(216,217)。直到 1998 年 Santiago 等人以螢光顯微鏡 (epi-fluorescent microscope) 為平臺，搭配 PIV 技術形成 micro-PIV 系統後⁽²¹⁸⁾，才開始以較精確的方法為影像量測定位。至於其他接觸式的微流量測方法，目前已知主要有電容式⁽²¹⁹⁾、壓阻式⁽²²⁰⁾與感溫式⁽²²¹⁾等多種，但部分使用時可能干擾流場，較不適用於流速解析，因此在本文中將不進一步討論。

下文介紹微雷射都卜勒流速儀 (micro-LDV) 與微粒子影像流速儀 (micro-PIV) 的基本量測原理，包括都卜勒頻率與流速的轉換、微粒的散射理論、影像間的交錯相關分析、PIV 的體積照明與量測解析度等，並據此做為稍後系統介紹的基礎。

11.9.3 微雷射都卜勒流速儀 (Micro-LDV) 量測原理

(1) 都卜勒頻率

如圖 11.188 所示，在 LDV 的系統中，當二道相同來源的雷射光束於同調長度內相互交錯時，會形成明暗相間的干涉現象，稱為「干涉條紋 (fringes)」，其條紋間距之計算可以表示為

$$\Delta X = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \quad (11.176)$$

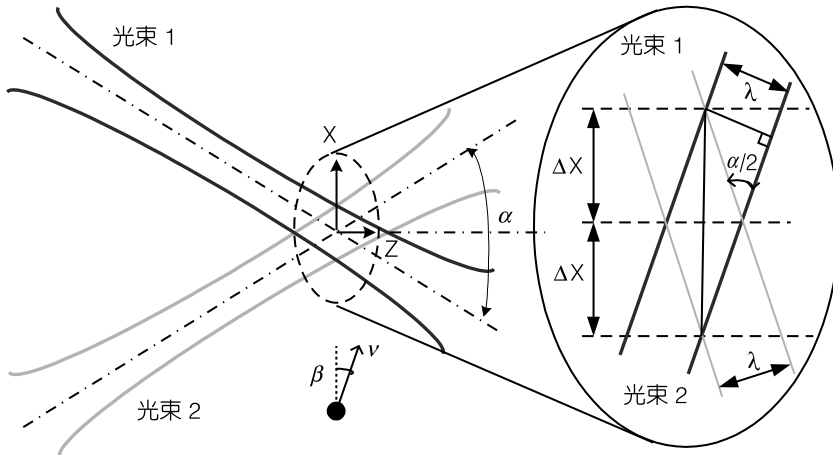


圖 11.188
雙光束雷射干涉之條紋成像說明。

其中 α 是兩光束的夾角， λ 是入射光波長，而所形成條紋的區域則稱為量測體 (measurement volume)。當流體中之懸浮微粒 (aerosol/seedings) 隨流體以速度 v 、夾角 β 通過此量測體時，由於條紋的影響而會造成明、暗規律的散射訊號，且散射光閃動頻率具有與流速成正比的關係，稱為都卜勒頻率 (Doppler frequency)，以公式表示可寫成

$$f = \frac{v \cos \beta}{\Delta X} = \frac{2v \cos \beta \sin \frac{\alpha}{2}}{\lambda} \quad (11.177)$$

再由公式 (11.177) 移項可得出被量測粒子的速度

$$V_{LDV} = v = \frac{f \cdot \lambda}{2 \cos \beta \sin \frac{\alpha}{2}} \quad (11.178)$$

(2) 微粒子散射理論

應用上，LDV 是以偵測粒子散射的訊號作為量測依據，因此散射效率便成為一項影響量測品質的因素。通常依據粒子的尺寸效應 (size effect, $\chi = \pi d_p / \lambda$)，我們可概略區分其光散射模型座落在兩種區間上，當 $\chi \ll 1$ 時，稱為雷利散射 (Rayleigh scattering)；當 $\chi > 1$ 時，稱為麥氏散射 (Mie's scattering)。由於研究所用的粒子尺寸值大多數為 1 以上，因此，在此僅說明後者的產生原理。

假設粒子粒徑遠小於入射光波長，則粒子受激發時由於整顆粒子感受相同的電場，所以由粒子不同部位所發出的散射光都以同一相位發散出去，故不會互相干涉。然而當粒子粒徑逐漸增加時，散射光的強度也逐漸變化，此時粒子各部位所感受的入射光電場已不再是相同電場，使得各部位所發出之散射光的相位已不再是一致，因此各散射光之間將產生

相互干涉的效應。若此時以不同的角度觀測此粒子，有些角度的散射光特別強，稱為建設性干涉；有些角度的散射光則顯得特別弱，稱為破壞性干涉。依麥氏於 1908 年所提出的公式計算正圓形單一粒子，其結果可得二互相垂直偏光面的散射光強度函數和散射角的關係為

$$i_1(\theta) = |S_1(\theta)|^2 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [a_n \pi_n(\cos \theta) + b_n \tau_n(\cos \theta)] \right|^2 \quad (11.179)$$

$$i_2(\theta) = |S_2(\theta)|^2 = \left| \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} [b_n \pi_n(\cos \theta) + a_n \tau_n(\cos \theta)] \right|^2 \quad (11.180)$$

其中 a_n 與 b_n 通稱麥氏係數 (Mie coefficient)，為 Riccati-Bessel 的函數式， π_n 與 τ_n 為角度函數 (angular function)，是 Legendre 的多項式， θ 則是二維平面上的散射角度，最後光強度分布的圖形大略如圖 11.189 所示。

基本上，光強度對角度的分布函數就麥氏理論來說非常複雜，無法由單一公式推導出單一的結論，但是大致的趨勢則是一致的，也就是說正向散射光強度通常非常強；相反地，逆向散射光強則會變得比較弱。

(3) 量測體尺寸估計

在系統由大尺寸的量測轉換到微小尺寸的研究時，解析度的提升是一項值得考量的因素。假設雷射光束直徑被等效聚焦到物鏡焦點，且焦點位置即為腰部位置，則此時我們可以根據其光徑、光波長、焦距與交角換算出量測體在空間上所佔的體積，由此便估計出

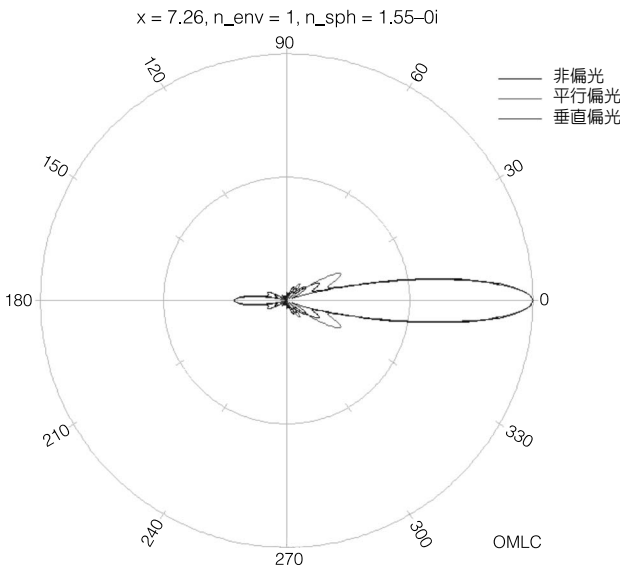


圖 11.189

麥氏散射光強度沿角度的分布情形。
粒徑 = 1 μm ，粒子折射率 = 1.55，粒子密度 = 1.01 g/cm^3 ，入射波長 = 433 nm。

micro-LDV 的空間解析度，如公式 (11.181) 與 (11.182) 公式所示：

$$dx = \frac{4}{\pi} \frac{f \cdot \lambda}{D \cos(\alpha/2)} \quad (11.181)$$

$$dz = \frac{4}{\pi} \frac{f \cdot \lambda}{D \sin(\alpha/2)} \quad (11.182)$$

其中 f 為物鏡焦距， D 為入射光直徑，相關位置可對照圖 11.190。

11.9.4 微粒子影像流速儀 (Micro-PIV) 量測原理

(1) 交錯相關法

PIV 流速的計算方法如圖 11.191 所示，首先在二張拍攝時間間隔為 Δt 的二維粒子影像圖上，定義大小各為 d_1 與 d_2 的計算視窗 (interrogation window)，以強度函數表示為 $I_1(X)$ 與 $I_2(X)$ ($X = (x, y)$)，利用交錯相關法 (cross correlation) 求出相對位移：

$$R(s) = \int I_1(X) I_2(X + s) dX \quad (11.183)$$

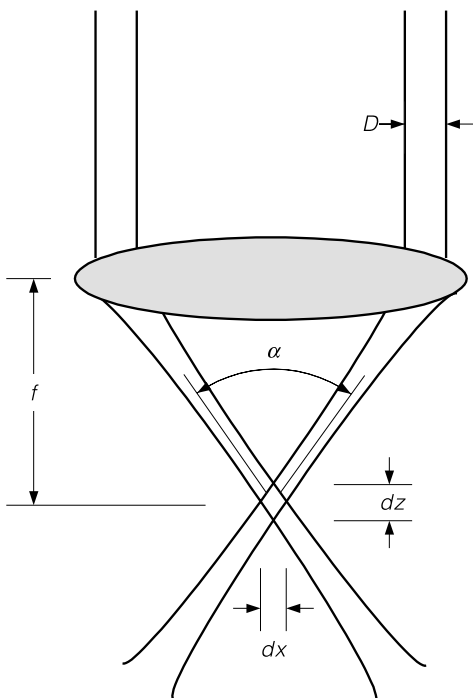


圖 11.190

光束經由物鏡聚焦後所形成量測體尺寸與各參數關係圖。

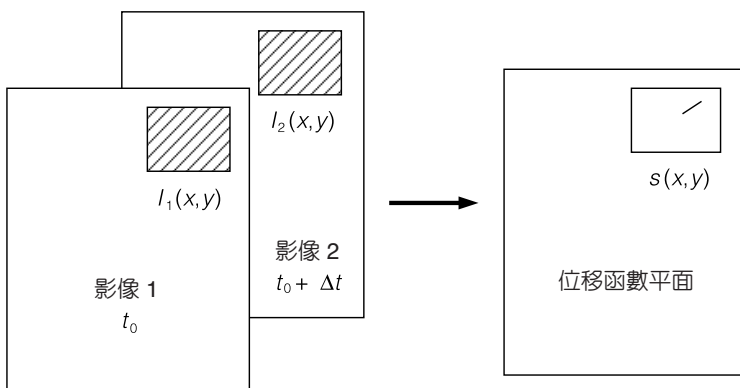


圖 11.191

PIV 影像對 (image pair) 上的計算視窗擷取與計算示意圖。

其中 s 代表位移函數 ($\Delta x, \Delta y$)。將公式 (11.179) 展開得到下列三項：

$$R(s) = R_c(s) + R_d(s) + R_f(s) \quad (11.184)$$

其中 $R_c(s)$ 為與背景產生的相關值， $R_f(s)$ 為背景本身雜訊擾動， $R_d(s)$ 則為位移相關值。由於 $R_d(s)$ 在位移平面 (s) 上為一分布狀態函數，則該計算視窗內粒子的平均位移中心 $\Delta \bar{D}$ 可經由公式 (11.185) 求得：

$$\Delta \bar{D} = \frac{\int s R_d(s) ds}{R_d(s) ds} \quad (11.185)$$

再將位移除以時間間隔便可以導出平均速度為：

$$V_{\text{PIV}} = \frac{\Delta \bar{D}}{\Delta t} \quad (11.186)$$

重複以上步驟直到處理完影像畫面的全部計算視窗為止，最後即可得到二維流速向量圖。

(2) 體積照明

異於傳統 PIV 流速儀以柱狀透鏡形成光頁 (light sheet) 為量測面，在本系統中由於結合了顯微鏡的功能，因此是利用物鏡聚焦產生的聚焦深度 (depth of focus, DOF) 為量測面，通稱為體積照明 (volume illumination)，所以聚焦深度的長短便影響微小尺寸量測的能力。物鏡形成量測面的厚度可表示為⁽²²¹⁾：

$$\Delta Z = \frac{3n\lambda_0}{NA^2} + \frac{2.16d_p}{\tan \theta} + d_p \quad (11.187)$$

λ_0 為真空中激發螢光波長；NA 為物鏡之數值孔徑 (numerical aperture)； θ 為光入射角度， d_p 為粒徑。

(3) 量測解析度⁽²²⁵⁾

PIV 解析度的計算方式大致上是以每個像素為最小可解析的基本單位，再利用分析時的計算視窗尺寸與重疊比例調整，即可得到最佳的解析值。由圖 11.192 的圖示說明 ICCD 的實際可視範圍 (field of view) 若為 $W \times H$ ，且對應到 $P_w \times P_H$ 的點像素，則可得到像素比例單位為：

$$R_{\text{scale}} = \frac{W}{P_w} + \frac{H}{P_H} (\mu\text{m}/\text{pixel}) \quad (11.188)$$

而向量圖上的各點向量值，則是由不同計算視窗上的計算結果重疊後得到的。硬體上的比例尺決定後，此時便可再決定影響解析度的其他因素 (參考圖 11.193)，首先是分割影像的視窗大小，其尺寸通常為 32×32 、 64×64 或 128×128 等，採用小尺寸固然可以得到較佳的解析度，然而受到 Nyquist 定理 ($f_{\text{inst}} \geq f_{\text{sample}}$)、粒子數目 ($N_p > 10$) 與影像粒徑的限制，因此視情況而會有最佳的極限值產生。影像粒徑的算法於下一節將會有詳細介紹。一般來說，粒子的影像粒徑經由繞射後，皆會有一定程度的放大作用。此外，計算視窗重疊比例 (overlap percentage) 也可以用來調整解析度，然而需考量到流場型態是否為渦流或大速度梯度，若為該型態之流場則改變計算視窗尺寸效果較顯著。綜合以上的因素，點對點之間的解析度可表示為：

$$R = R_{\text{scale}} \times \text{Window_Size} \times (1 - \text{Overlap_Percentage}) \quad (11.189)$$

對邊界的解析度就交錯相關法來說則永遠需維持視窗尺寸一半的距離。

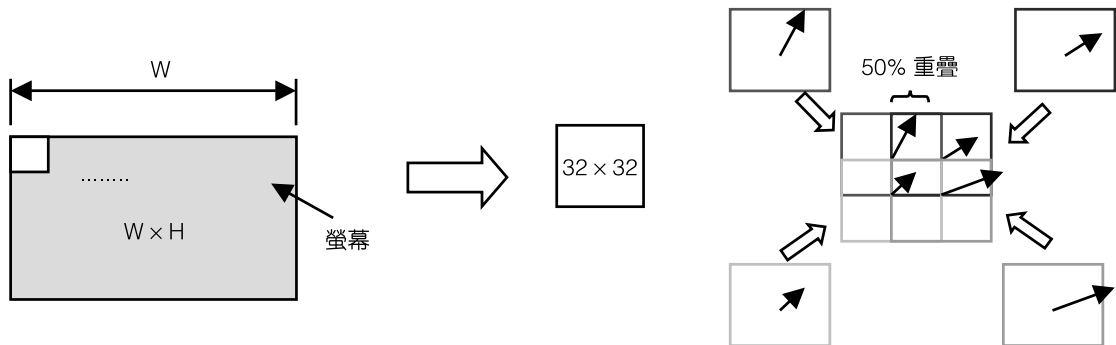


圖 11.192 PIV 運算時將螢幕資料分割成微小計算視窗與重疊比例示意圖。

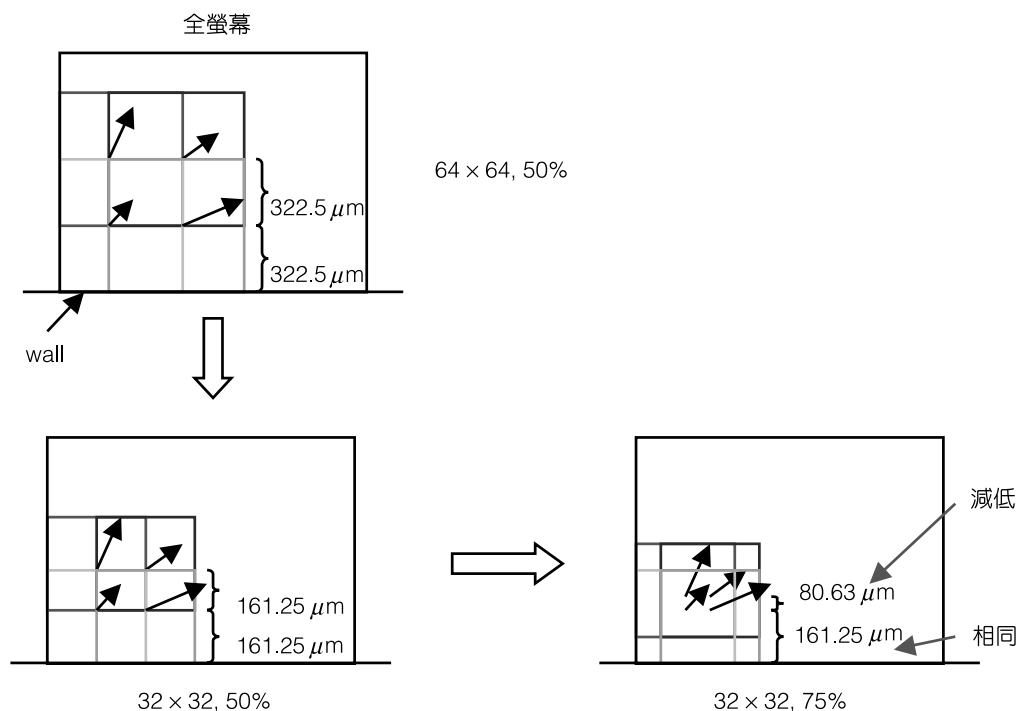


圖 11.193 不同的重疊比例與計算視窗大小影響速度解析度的情形。

11.9.5 Micro-LDV 與 Micro-PIV 系統簡介

由於設計上，Micro-LDV 與 Micro-PIV 兩者的系統有部分重疊的情形，因此為便於分類，本節將根據其運作模式做一共同介紹。兩套系統皆可被區分為三個項目，包括光路傳導、訊號處理與微流系統（見圖 11.194 與圖 11.195）。設計考量係根據以上原理，茲描述如下。

(1) Micro-LDV/Micro-PIV 光路傳導

LDV 量測原理係利用同光源雙光束干涉後，產生的明暗條紋為粒子遮罩，因此在結合顯微鏡設計時，首先必須在顯微鏡主體外將雷射（一般可使用紅光 633 nm、綠光 514.5 nm 或藍光 488 nm）導引分為兩平行入射光，藉由物鏡聚焦在量測流體內，而後粒子散射光可再尋原路徑回到光電倍增管上，形成都卜勒訊號。在此，為配合整體光路設計可使用背向散射式 (backward scattering) 擷取光源，然而根據麥氏理論得知，該種方式的散射效率約只能達到前向散射式 (forward scattering) 的 1/3 以下的強度，因此為減少不必要的背景值影響，可在光偵測器前增設一針孔，以共焦方式 (confocal) 消除雜訊提高訊雜比 (SNR) (參考圖 11.196)。

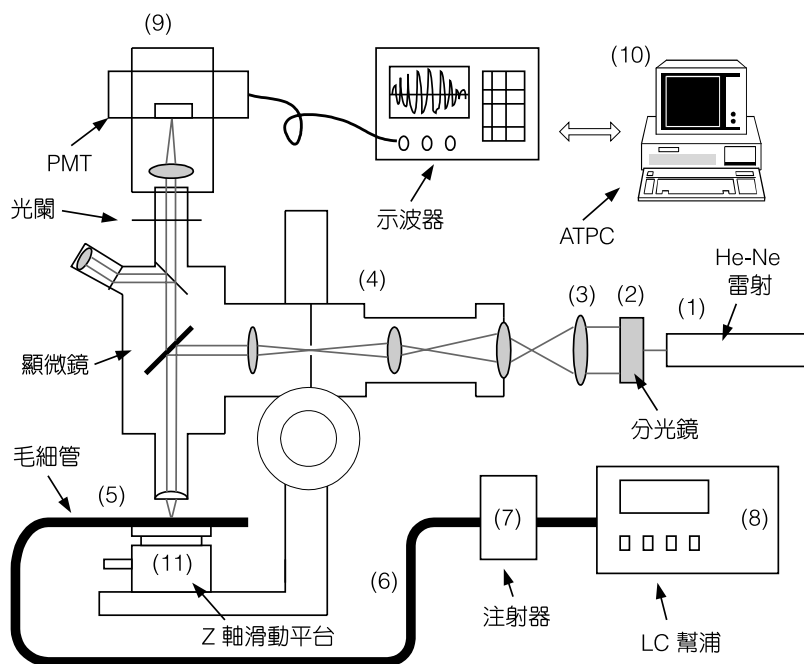


圖 11.194
微雷射都卜勒流速儀
架設示意圖。

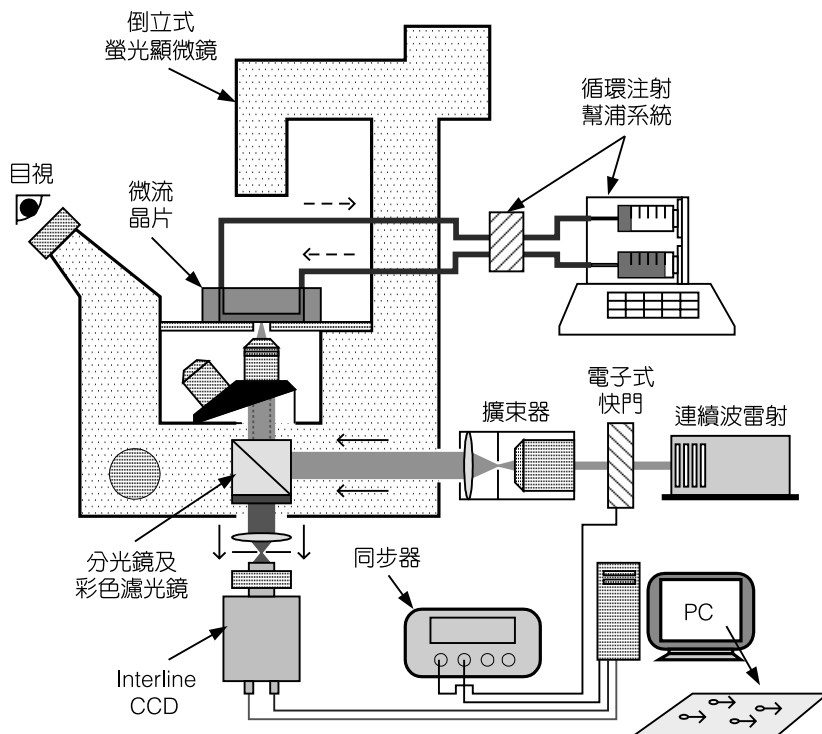


圖 11.195
微粒子影像流速儀架
設示意圖。

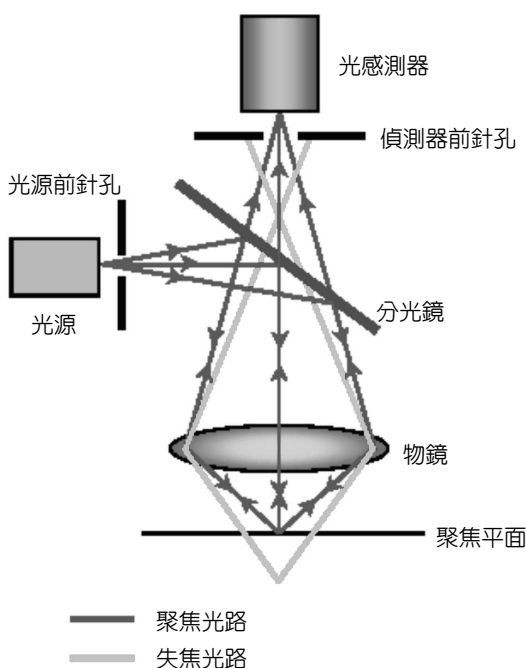


圖 11.196

共焦顯微鏡運作原理。

在 micro-PIV 方面，是結合傳統 PIV 與顯微鏡主體，而形成整體微量測系統的一部分。一般光源上使用 532 nm 的綠光雷射為粒子螢光激發光源。光源調制機構可以採外部控制，也就是透過一組聲光調變器 (AOM) 來將連續波雷射 (CW laser) 轉換成脈衝式輸出。螢光微粒子 (541 nm/610 nm) 經激發後的散射光將做為 PIV 粒子顯像使用，同時為符合 Stoke's law，選用粒徑以小於 $1\ \mu\text{m}$ 為佳。為方便操作者有較大的工作空間，顯微鏡可採倒立式 (inverted microscope)，並且需配合螢光粒子的選用而採用不同的濾鏡組合。物鏡基本上必須在工作距離 WD 與放大倍率 M 上取得妥協，其考量點為 $WD > 500\ \mu\text{m}$ ， $M > 40\times$ 為佳，景深則關係著解析度的良莠，宜事先評估 (參考公式 (11.187))。

(2) 訊號處理

在訊號產生方面，雖然同樣是由粒子作為顯示流體狀況的媒介，然而偵測到的訊號形式卻大不相同。LDV 偵測的是粒子的都卜勒拍頻，因此訊號呈現在時間序列上是一個又一個的高頻弦波擾動，由於微小而不易察覺，故必須佐以精密的光學元件校準以及高靈敏度的光偵測器方能得到訊號，在此常用的偵測儀器為光電倍增管 (photomultiplier tube, PMT) 或崩潰型光二極體 (avalanche photodiode, APD)。其他後端訊號處理，則以訊號擷取卡 (A/D card) 擷取原始訊號後加以處理。圖 11.194 所示的架構是無法判斷粒子的流動方向，為解決此問題，以光學外差式干涉儀為基礎的雷射都卜勒外差式顯微鏡 (laser Doppler heterodyne microscope) 已經發展完成，並在微管道中測量流體速度⁽²¹¹⁾。使用繞射光柵 (diffractive

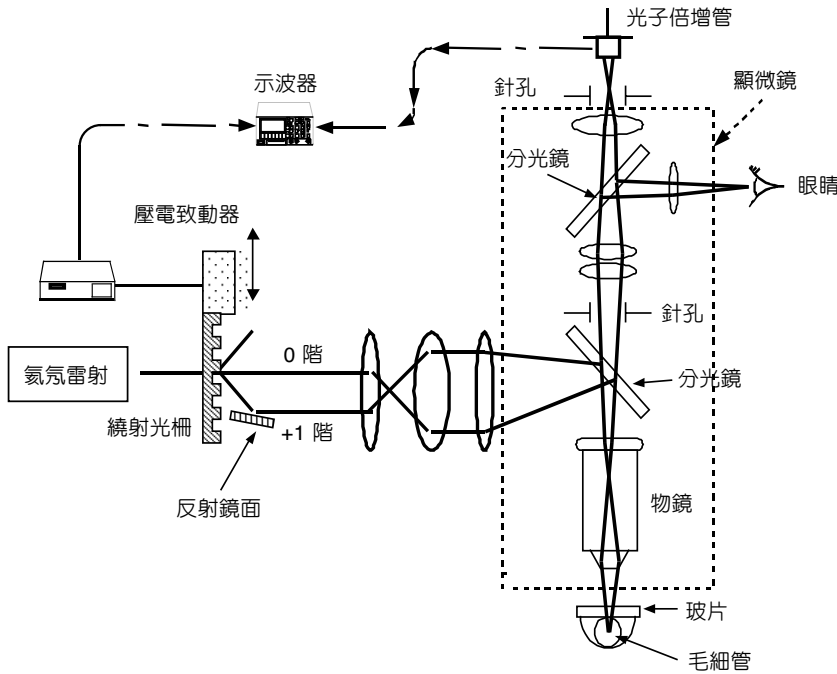


圖 11.197
新型雷射都卜勒外差式顯微鏡。

grating) 的雷射都卜勒外差式顯微鏡，其基本光學架構如圖 11.197 所示；氦氖雷射光經過一個穿透式的繞射光柵而產生繞射，其 +1 和 0 階的繞射光由物鏡的聚焦作用而在量測區域中形成干涉條紋。+1 階的繞射光透過壓電致動器 (PZT) 做正弦曲線的前後移動而調變，因此，干涉條紋會形成非標準式外差調變訊號，利用新式合成外差訊號演算法 (new synthetic heterodyne algorithm)⁽²¹¹⁾ 可進一步地將非標準式轉換成標準式。最後，經過數位訊號後處理中的快速傅立葉轉換 (fast Fourier transform, FFT)、帶寬濾波器、反快速傅立葉轉換 (inverse fast Fourier transform, IFFT) 和反正切函數演算法來解調變出光相位漂移訊號，進而解析出流體速度。

至於 PIV 系統的量測則是以影像為基礎，因此影像擷取的品質便攸關計算結果的正確性。解析度除了取決於物鏡倍率，還包含影像上的觀測粒徑 d_e ，其估計方式為⁽²⁰⁶⁾

$$\begin{aligned} d_e &= (M^2 d_p^2 + d_s^2)^{1/2} \\ d_s &= 2.44(1 + M)f^\# \lambda \end{aligned} \quad (11.190)$$

其中 M 為物鏡放大倍率， d_p 為粒徑， $f^\# = EFL/D_{\text{Lens}}$ ， EFL 為有效焦距， D_{Lens} 為透鏡直徑， λ 為散射光波長。再將投影在 CCD 感光晶片上的大小除以每一個感光單位的實際大小，求出像素數目，即可得出最後在螢幕上的影像粒徑 d_{img} ：

$$d_{\text{img}} = \psi \left(\frac{d_e}{\text{pixel_size}} \right) \quad (11.191)$$

其中 ψ 代表螢幕上單位像素的尺寸。CCD 的選取則為配合流速量測，而必須具備高速擷取或雙重拍攝的條件，解析度則愈高愈好。光源部分與影像擷取部分的同步控制與時間區隔，必須透過一具高頻、多通道的同步裝置來達成。

(3) 微流體系統

驅動微流體的方式有多種，包含電壓式、壓差式、自流式與推拉式等，而其中又依需求不同而有不同的選用。一般無特殊要求的情形下，以幫浦驅動或針筒注射的方式即可達到要求。而此部分重點即在於微流道晶片的設計，預計會影響流體表現的因素包括：流道壁面的親、疏水性、流道的幾何形狀、特徵尺寸、製程技術、工作流體與壓力溫度等。設計上必須搭配光學部分的要求來進行，才能得到比較理想的量測結果。其中由 Flockhart 及 Yang 的實驗結果曾預測當特徵尺寸落在微米的範圍時⁽²²³⁾，我們仍可以那維爾－史托克 (Navier-Stokes) 方程式來解釋流體現象。在此，亦可引用普遍應用於氣體的紐森數 (Knudsen number) 來評估各種統御方程式對流場分析適用性：

$$Kn = \frac{MFP}{L} \quad (11.192)$$

其中 MFP 代表粒子平均自由徑， L 代表特徵長度，參考圖 11.198。假設水分子平均尺寸為 $3.7 \text{ \AA}$ ，密度為 1 g/cm^3 ， $L = 50 \text{ }\mu\text{m}$ ，則 MFP 約為 3.1 nm ，所以 $Kn = 6.21 \times 10^{-5}$ ，仍落在連體的範圍內，藉此可以判斷目前應用的統御方程式應為有效。

11.9.6 微流量測應用

微流元件當中，微閥、微幫浦、微噴嘴與微流道幾乎佔了大宗，不同的元件幾何形狀設計都勢必對流場形成關鍵性的影響；而有效的設計對於微流體的穩定、混合或分離等現象將會是助益或阻力，更是值得深入探討。

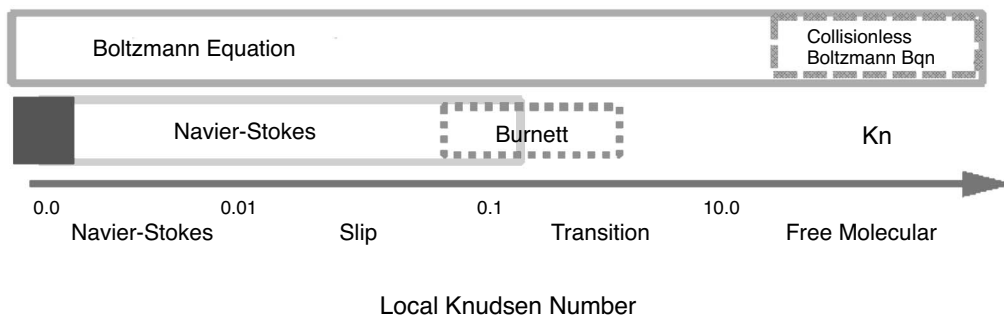


圖 11.198 不同紐森數與其對應統御方程式一覽。

以新型雷射都卜勒外差式顯微鏡來量測微流管內單點的流體速度為例，圖 11.199 顯示所解調出的相位漂移訊號和未經處理的都卜勒訊號。其解調出的相位漂移和計算條紋數的相位漂移有良好的一致性。因此，利用新型調變與解調變原理，此技術已可判斷微粒子在微流管內的流動方向。

以微粒子影像流速儀為檢測實例，介紹數種常用的微流道，包括直管、彎管、突擴／縮管、分流管等之研究成果，量測條件如表 11.6。我們可以得到相關的量測資訊，如圖 11.200 至圖 11.203 所示，並以之與 CFD 數值模擬相互比對驗證其正確性。實驗歸納在微流的情況下觀察到的幾項結果：

(1) 在實驗中的微流條件下 ($Re < 0.1$)，所有流道並無分離流產生。然而針對突擴／縮管的一

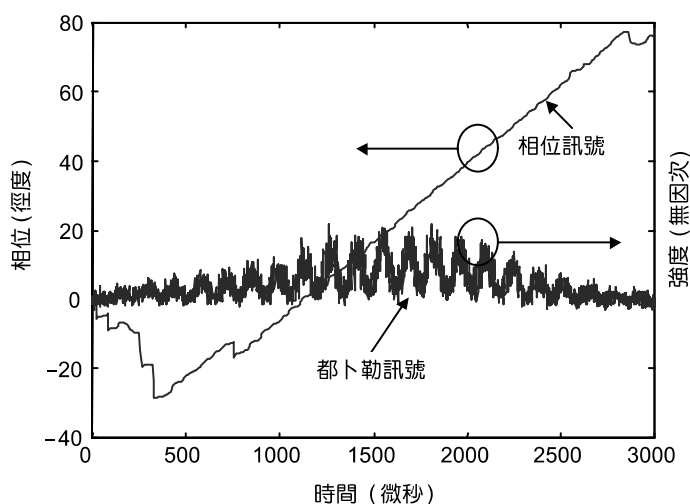


圖 11.199
新型雷射都卜勒外差式顯微鏡的相位漂移解調變與都卜勒訊號。

表 11.6 微流晶片量測條件。

項目	內容	備註
微流道尺寸	$(100 - 300) \mu\text{m} \times 60 \mu\text{m}$	
工作流體	去離子水	
體積流率	$(0.1 - 0.5) \mu\text{L}/\text{min}$	
螢光微粒	$\phi = 0.2 \mu\text{m}$ 、541/590 nm	Polymer
雷射光源	532 nm、連續波雷射	DPSS
物鏡	15×	
計算視窗	64×128 像素	
時間間隔	54 ms	
計算方式	交錯相關法	

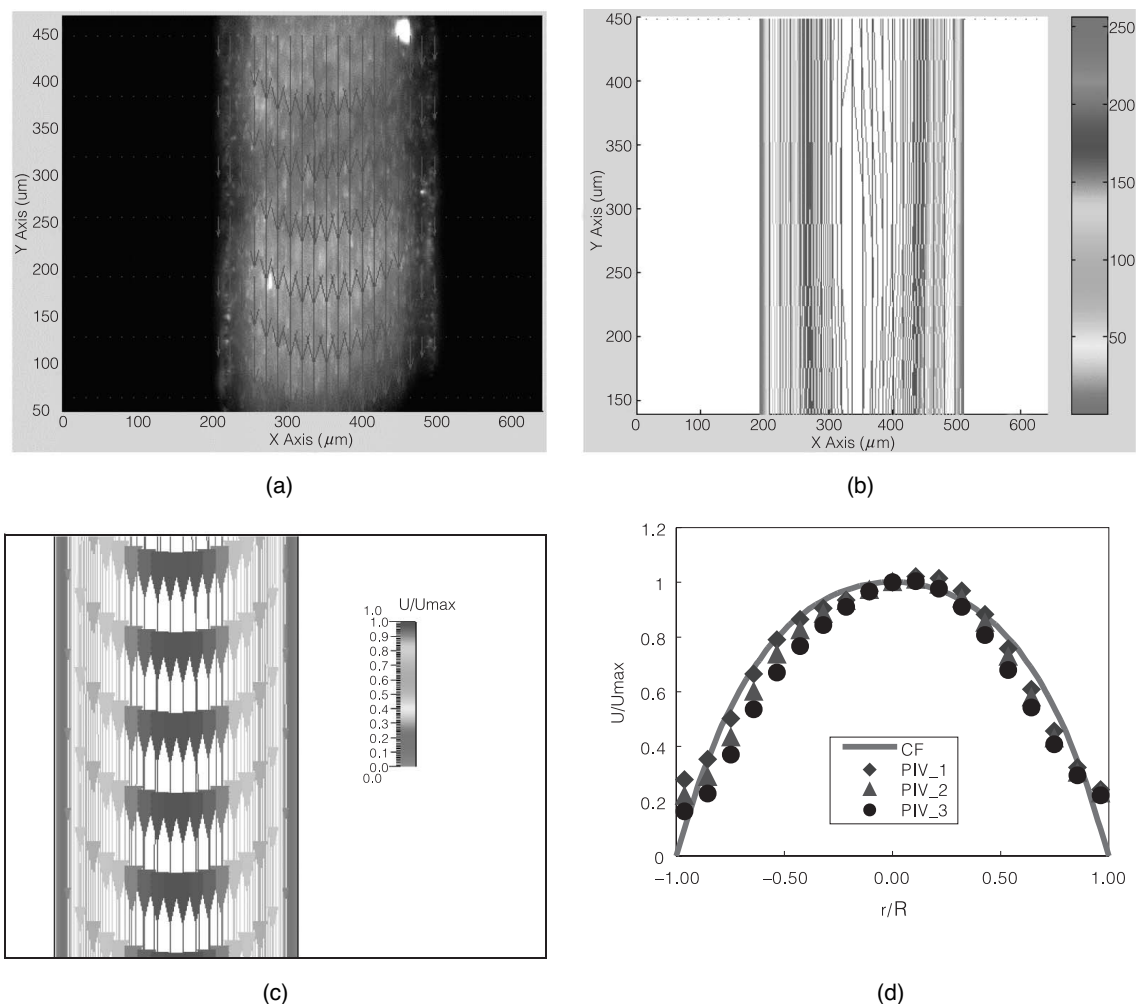


圖 11.200 管徑 $100\ \mu\text{m}$ 的方形直管，流率 $0.5\ \mu\text{L}/\text{min}$ ，距入口 $10\ \text{mm}$ 。(a) 以粒子圖為背景的速度向量場；(b) 等速度與流線圖；(c) CFD 模擬速度場結果；(d) CFD 與實驗值比較圖，實線代表預測值，點則代表實驗值。

項觀察中發現，當 $Re = 33.3-41.7$ 的時候，在角落即會逐漸形成渦流。

- (2) 全展流所需入口長度很短，根據實驗與數值模擬比對的結果，最長約需要 $900\ \mu\text{m}$ 以下。
- (3) 擴散作用在目前尺寸下並不明顯，因此粒子若非均勻送入流道中，將可能產生「帶狀」流動現象，也就是流層之間不互相影響。
- (4) 藉由 CFD 與實驗值的比對過程，可以測試數值模擬微流體行為的效果，並依偏差量帶入修正參數後，可以據此作為往後更複雜微流道流體模擬的先備條件。

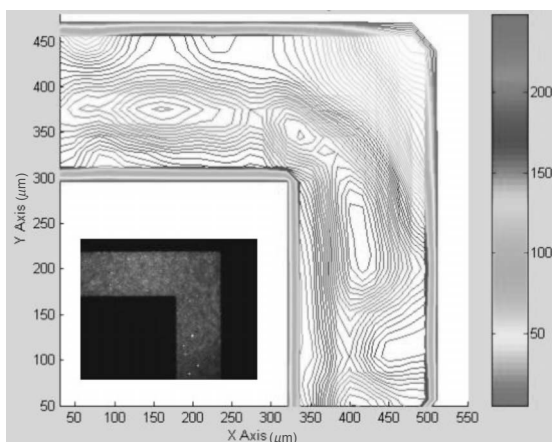


圖 11.201 管徑 150 mm 的方形彎管，流率 0.1 mL/min 等速度圖。

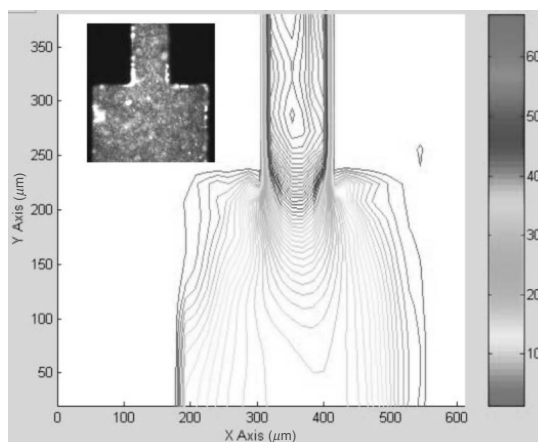


圖 11.202 管徑 100→300 mm 的方形彎管，流率 0.1 mL/min 等速度圖。

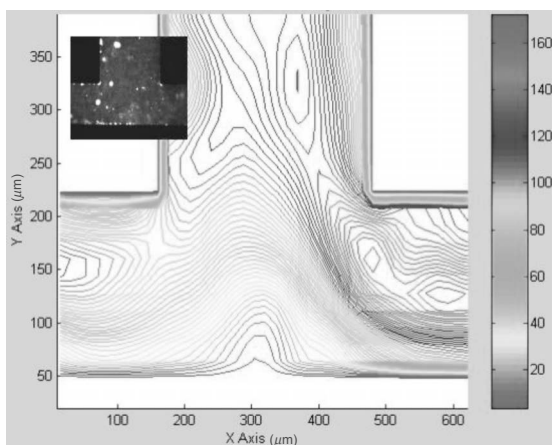


圖 11.203
管徑 200→150/150 μm 的方形彎管，流率 0.1 $\mu\text{L}/\text{min}$ 等速度圖。

11.9.7 三維微流量測系統

現今國內外發展的微流量測系統雖然廣泛，但就算被視為最具潛力的流速量測裝置之一——micro-PIV 也僅能達到 2D2C (D: dimension, C: component) 的二維量測，對於較複雜的流場並無解析能力。近來有人提出光學都卜勒斷層掃描儀 (optical Doppler tomography, ODT)^(214,215) 與前向散射式粒子影像流速儀 (forward scattering particle image velocimetry, FSPIV)⁽²²⁴⁾ 的新系統希望突破這項限制，卻也僅能達到 1D3C 與 2D3C 的地步。有鑑於此，工研院量測中心引進體積全像術的概念，配合相位多工的方法，可在同一片光折變儲存媒體內，暫存高達 5000 張以上的立體影像資料⁽²²⁵⁾，達成 3D3C 的量測目的，可符合未來檢測的需求。

其方法如圖 11.204 所示，係利用一同調性良好的脈衝雷射，經擴束後分光以做為全像術記錄的光源；低倍率顯微鏡物鏡負責將流體三維暫態影像放大，並導引到光折變媒體成為物件光 (subject beam)；相位調變裝置 (phase modulator) 則控制通過的參考光相位變化，可達到多工與加密的目的。光折變媒體匯集二道物件光與參考光在媒體內干涉，利用本身折射率改變暫存影像。量測結束後，由 CCD 攝影機以掃描的方式將立體影像一頁一頁地由暫態資料轉換到數位格式記錄裝置內 (如硬碟機)；在此，CCD 的掃描動作是透過精密位移平臺來控制，其最小位移量由 CCD 聚焦面厚度所決定。最後階段的處理程序則是透過高效能終端機，將同時分頁的影像進行所謂「簡潔交錯相關 (concise cross correlation, CCC)」的計算後，便可得到 3D3C 的立體微流場向量圖，達成三維微流檢測的目的。

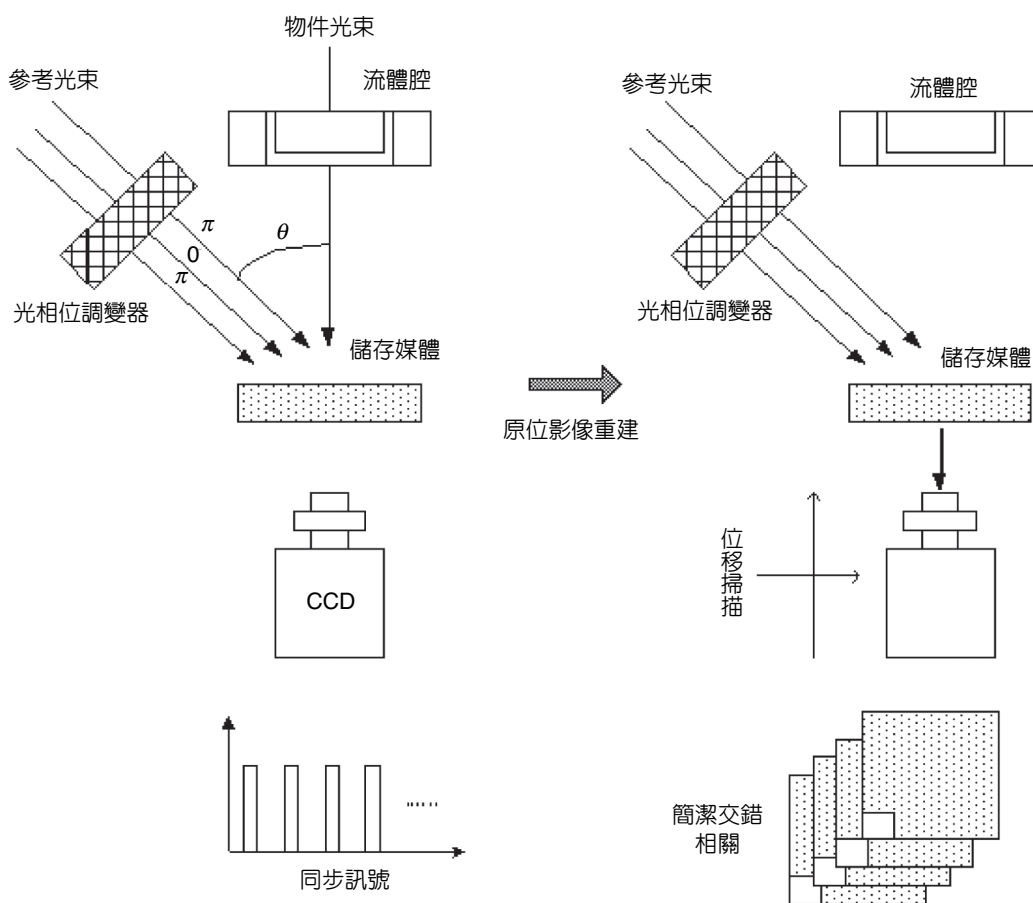


圖 11.204 微流速儀操作原理。

11.9.8 結語

基本上，與傳統流場比較起來，微小流場由於涉及到尺寸的急遽縮減，因此首先面臨到的問題便是尋找適當的量測工具不易，以致量測的困難度提升；此外在微觀下，流場特性的改變也成為一項值得探討的課題。目前雖然有多種以 MEMS 技術開發的微流感測元件可供在微流道內直接量取概括性的流量或速度等參數，譬如電容式、壓阻式或熱感式等，也有本文中所介紹的 micro-LDV 與 micro-PIV 等光學式量測設備，然而誠如先前所提到，即時性、非干擾性、三維全場與高精確度的系統才是最終在微流場應用的主流，因此依量測環境所需選擇適當的量測工具才能收事半功倍之效。

另外值得一提的是，除了目前發展檢測儀器對微／奈米流體扮演重要的角色外，針對微流元件標準尺度的建立與相對應儀器追溯校正程序的開發，也是在積極投入該領域時不容忽略的一環，因為唯有良好的驗證才能有高品質的量測結果。

總括來說，可以確信的是乘著這一波全球高科技主義領導的趨勢風，微／奈米級流體檢測技術將迅速發展其應用領域。本文僅以微雷射都卜勒流速儀與微粒子影像流速儀兩套系統做粗淺之介紹，期望能提供更多有心人士在投身該領域前一項有用的參考。

11.10 可靠性檢測技術

11.10.1 簡介

MEMS 產品在許多領域開啟了嶄新的應用，如：航太、汽車、生醫、流體、軍事、光通訊、無線通訊、民生及許多其他領域。在實際應用時，MEMS 產品是否可靠，是一個相當重要的問題，尤其是用於關鍵的元件或模組時。MEMS 產品通常是電路與微機械之組合，因此其可靠性不但需考慮此兩方面，而且更因其含多種材料、多重界面及互相作用而相當複雜化。IC 電路之失效機構已被研究得相當清楚，甚且可以相當準確地預測其在特定環境下之性能。相反的，現今對 MEMS 產品的失效機構尚未充分瞭解（就如 30 年前之 IC 技術一般），尚需對其失效模式之基本物理多所研究，才可對任一 MEMS 設計作最終失效之預測。

MEMS 產品一般可分為四類，以了解其失效模式 (failure mode) 及發展品質測試 (qualification) 技術⁽²²⁷⁾。第一類是不含運動部分者，如加速度計、壓力感測器、噴墨頭或應變規等；第二類是含運動部分但並不含摩擦或碰撞表面者，如陀螺儀、梳狀致動器、共振器或濾波器等；第三類是含運動部分且含碰撞表面者，如德州儀器之數位微鏡面元件 (digital micromirror device, DMD)、繼電器 (relay)、閥或幫浦等；第四類則是含運動部分、摩擦及碰撞表面者，如光開關、開閉器 (shutter)、閘門 (lock) 或鑑別器 (discriminator) 等。有這些分類，也表示適用於某一 MEMS 元件之設計並不一定適合於其他 MEMS 元件。

可靠性往往是決定 MEMS 元件商業化、關鍵應用之重要因素。而以往對巨觀層級之假設，並不一定適用於微觀層級。在巨觀層級可以忽略的因素，可能在微觀層級顯得非常重要。若忽略這些對微觀層級重要的因素，MEMS 元件可能無法使用，甚且在製造完成初時就損壞了。

在 MEMS 產品推出上市之前，產品環境測試與可靠性試驗 (reliability test) 是必須經過的路程。藉由產品之環境測試與可靠性試驗，可以先期發現產品在設計階段或是製造階段上可能的弱點，早一步在設計階段上對可能的產品失效做修正預防，以達到提升產品品質之目的。另一方面，知道產品之可靠性，可以了解產品未來在被大量使用時，經過一段時間使用後可能失效的數目，對產品定價、保固期限及售後服務等均可據以參考訂定。

在現今對 MEMS 元件之失效模式尚未有很多了解、缺乏大量資料庫及對可靠度尚未完全明瞭之下，對 MEMS 元件進行大量生產前之可靠度工程試驗方法，大都參考 IC 技術之可靠度工程及目前為止商業化 MEMS 元件的可靠度工程經驗，邊製作邊修改設計，以達商業化之目標。這種做法當然費時又成本高，但是快速又經濟之作法則有賴對基本之失效模式完全了解才可做到。

本節首先以工業技術研究院工業材料研究所之壓阻式微壓力感測器 (piezoresistive type pressure sensor) 的可靠度工程試驗 (reliability engineering test) 作法為例作一簡單介紹。之後並對最近文獻上 MEMS 元件可靠性研究之進展作一整理，以供參考。

11.10.2 可靠度工程試驗方法

11.10.2.1 理論背景⁽²²⁸⁻²³¹⁾

1952 年美國國防部顧問小組 (AGREE) 賦予可靠度之定義為：「物品於既定的時間內，在特定的使用 (環境) 條件下，執行特定功能或性能，圓滿達成任務的機率」。因而討論可靠度時，是針對討論的對象 (產品或物品)，探討其功能、條件、時間和機率 (或能力) 四個要素。功能 (function) 是物品／產品開發製造最主要的目的。一般所指的故障或失效 (failure) 是指物品喪失功能的狀態。時間則是由物品或系統的生命週期來決定。條件一般指使用此項產品時之環境及工作條件。機率或能力為表示產品可靠度的整體指標，一般以成功或存活機率、平均失效間隔時間 (mean time between failure, MTBF, θ)、可靠度係數 (reliability index) 或失效率 (failure rate, λ) 來表示⁽²²⁸⁾。對於系統及單次動能裝備，一般多以成功機率或存活機率作為可靠度的衡量指標，裝備及單機層次以平均失效間隔時間 (MTBF) 表示居多，零組件層次則以失效率為多。

美軍對於已建可靠度 (established reliability, ER) 的被動電氣零件的各種失效水準分級，以每 1000 小時的百分失效率 (% fr/1000 h) 為單位，如表 11.7 所示。

在討論可靠度問題時，常以 $F_r(t)$ 表示失效之累積分布函數，亦即產品操作使用時間累

表 11.7 被動零件等級及其相對失效率 (美軍標準 MIL-STD-690C)。

等級代號	失效率 (% fr/1000 h)
L	2.0
M	1.0
P	0.1
R	0.01
S	0.001
T	0.0001

積到 t 時，失效數目相對於全體總數之比率，因此亦稱為失效機率函數 (failure probability function)。

$$F_T(t) = \int_0^t f_T(\xi) d\xi \quad (11.193)$$

其中， $f_T(\xi)$ 為任一時間的失效密度函數。可靠度函數 (reliability function) $R(t)$ 為：

$$\begin{aligned} R(t) &= 1 - F_T(t) = 1 - \int_0^t f_T(\xi) d\xi \\ &= \int_t^\infty f_T(\xi) d\xi \end{aligned} \quad (11.194)$$

失效率函數 (failure rate function, $h(t)$) 為在總數為 N_0 的物品中，存活到時間 t 時的數目 $N_s(t)$ ，與在從 t 到 $(t + \delta t)$ 之間，單位時間 (δt) 內發生失效的產品數目 $N_f(t)$ 之間的比率，其中 $N_s(t) = N_0(1 - F_T(t)) = N_0 R(t)$ 。其與 $f_T(t)$ 及 $R(t)$ 之間的關係為：

$$h(t) = \frac{f_T(t)}{R(t)} = -\frac{d \ln R(t)}{dt} \quad (11.195)$$

若產品的壽命呈指數分布，其失效率函數是常數，即 $h(t) = \lambda$ ，則平均失效時間或平均壽命 $\bar{t}$ 為：

$$\bar{t} = \int_0^\infty R(t) dt = \int_0^\infty e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \int_0^\infty e^{-\lambda t} d(\lambda t) = \frac{1}{\lambda} = \theta \quad (11.196)$$

即失效率與平均失效時間互為倒數。這是只有在失效時間為指數分布 (exponential distribution) 時，才有這種簡單的關係。由 $h(t) = \lambda$ ，可得：

$$f_T(t) = \lambda \exp(-\lambda t) \quad (11.197)$$

$$F_T(t) = \int_0^{\infty} f_T(t) dt = 1 - \exp(-\lambda t)$$

$$R(t) = 1 - F_T(t) = \exp(-\lambda t)$$

對於使用的零件大多是標準化或已經發展成熟的電子裝備而言，指數分布是可靠度分析最常使用的模型，其主要假設為物品失效現象遵循波松過程 (Poisson process)，即：

- (1) 每一時段 δt 內只發生一次失效。
- (2) 每一時段 δt 內所發生的失效次數與以前發生的無關。
- (3) 在任一時段 δt 內，發生一次失效的機率與 δt 成正比，且其比例常數為 λ 。

廣義的可靠度試驗方法包括性能試驗 (在標準的環境條件、固定時間和使用條件下，測定產品的能力)、環境試驗 (固定時間與性能，尋求環境條件對產品的影響) 及壽命試驗 (固定性能與環境，尋求時間對物品的影響)。狹義的可靠度試驗單指壽命試驗，壽命試驗又稱為耐久性試驗 (durability test)。

美軍標準 MIL-HDBK-781 將可靠度抽樣計畫的種類根據抽樣決策之特性與應用時機，區分為固定長度單次抽樣檢定、逐次抽樣檢定與全數生產可靠度接收抽樣檢定等三類。對平均失效時間或平均壽命抽樣檢定而言，一般分為固定長度單次抽樣計畫、定數截尾壽命試驗抽樣方法與定時截尾壽命試驗抽樣方案三種。其中，定時截尾壽命試驗抽樣方案為從一批產品中任取 n 個樣品進行壽命試驗，試驗到事先規定的截止時間 t 停止，如在 $(0, t)$ 內的失效次數共為 r 個， c 為允許失效數，則檢定規則為：(1) $r \leq c$ ，認為產品合格，允收該批產品；(2) $r > c$ ，認為產品不合格，拒收該批產品。

在壽命分布參數為 λ 的指數分布的前題下，即：

$$\begin{aligned} F_T(t) &= 1 - \exp(-\lambda t) \\ &= 1 - \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right) \end{aligned} \quad (11.198)$$

式中 $\theta = 1/\lambda$ 為產品的平均壽命。則 n 個產品在 $(0, t)$ 內出現失效或故障的次數 r 服從或近似服從參數為 nt/θ 的波松分布，因此固定試驗時間截尾壽命試驗下，平均壽命抽樣方案的允收機率為：

$$\begin{aligned} L(\theta) &= \Pr\{r \leq c; \theta\} = \sum_{r=0}^c \frac{(nt/\theta)^r}{r!} \exp\left(-\frac{nt}{\theta}\right) \\ &= \int_{2nt/\theta}^{\infty} f(\chi^2; 2c+2) dx^2 \end{aligned} \quad (11.199)$$

其中 $f(\chi^2; 2c+2)$ 是自由度為 $2c+2$ 的 χ^2 分布的機率密度函數。

在有更換情況下，設 $nt = T$ ， T 為總試驗時間，則有：

$$L(\theta) = \sum \frac{(T/\theta)^r}{r!} \exp\left(-\frac{T}{\theta}\right) \quad (11.200)$$

對於給定的兩類風險 α 、 β 及允收平均壽命 θ_0 、極限平均壽命 θ_1 ，可建立下列方程式組：

$$\begin{aligned} L(\theta_0) &= \Pr\{r \leq c; \theta_0\} = \sum_{r=0}^c \frac{(nt/\theta_0)^r}{r!} \exp\left(-\frac{nt}{\theta_0}\right) \\ &= \int_{2nt/\theta_0}^{\infty} f(\chi^2; 2c+2) dx^2 = 1 - \alpha \\ L(\theta_1) &= \Pr\{r \leq c; \theta_1\} = \sum_{r=0}^c \frac{(nt/\theta_1)^r}{r!} \exp\left(-\frac{nt}{\theta_1}\right) \\ &= \int_{2nt/\theta_1}^{\infty} f(\chi^2; 2c+2) dx^2 = \beta \end{aligned} \quad (11.201)$$

其中，

θ_0 ：MTBF 檢定上限，當物品的 MTBF 真值等於或小於此一數值時，有很高的機率 $(1 - \alpha)$ 判定為合格可以允收，因此又稱為可靠度允收水準 (acceptable reliability level, ARL)。

θ_1 ：MTBF 檢定下限，當物品的 MTBF 真值等於或大於此一數值時，有很高的機率 $(1 - \beta)$ 判定為不合格必須拒收，因此又稱為可靠度拒收水準。

α ：生產者冒險值 (風險)，當物品的 MTBF 真值等於 θ_0 而被判定為拒收的機率，當 MTBF 真值高於 θ_0 卻被拒收的機率小於 α 。亦稱為 Type I error：當原始假設本身是正確的，因為樣本數據中存在著偶然的差異，以致於否定了正確的原始假設，導致生產者發生損失。

β ：使用者冒險值 (風險)，當物品的 MTBF 真值等於 θ_1 而被判定為允收的機率，當 MTBF 真值低於 θ_1 卻被接收的機率小於 β 。亦稱為 Type II error：當原始假設是不正確的，然而根據樣本觀測推斷，接受了原始假設，判斷錯誤導致使用者發生損失。

d ：鑑別比， θ_0 與 θ_1 之比值 ($d = \theta_0/\theta_1$)， $d \geq 1$ 。 d 代表一個抽樣方案的鑑別能力， d 值愈大，表示鑑別能力愈差，但所需試驗時間愈少，反之鑑別能力愈好，所需試驗時間愈長。

由此可得，

$$\begin{aligned} \frac{2T}{\theta_0} &= x_{(1-\alpha)}^2(2c+2) \\ \frac{2T}{\theta_1} &= x_{\beta}^2(2c+2) \end{aligned} \quad (11.202)$$

由上式可解得 T 與 c 。根據 $T = nt$ 及實際生產狀況，可確定抽樣數量 n 和試驗截止時間 T 。如產品批量少， n 可取得小一些，但 T 相對地將增大。

對於常用的兩類風險 α 、 β 及鑑別比 d ，已有現成的抽樣方案表，如表 11.8 所示。

可靠度抽樣計畫之構成概念及類別與一般品質管制抽樣計畫是基於相同的理論基礎，根據統計假設檢定之原理而規劃擬訂。在品質抽樣計畫中，檢定的對象是產品特性的不良率；而在可靠度抽樣計畫中，檢定的對象則為說明產品可靠度的指標，如成功機率、存活機率、失效機率 (λ) 或 MTBF 等可靠度參數。

至於抽樣數量，可由 (11.202) 式解得 T 與 c ，根據 $T = nt$ 及實際生產狀況，可確定抽樣數量 n 和試驗截止時間 T 。在指數分布下，最小的樣本數可根據以下步驟決定。已知 λ 為失效率 (failure rate)，AF 為壽命測試條件與使用條件間的加速因子 (acceleration factor)， t 為壽命測試時間 (life test duration)，CL 為信心水準 (confidence level)， c 為失效數 (number of failure)。計算方式為累積使用等效時間 (accumulated use-equivalent time) 內之失效機率 (probability of failure)，可由下式直接計算：

$$F(taf) = 1 - e^{-\lambda \cdot taf} \quad (11.203)$$

其中， $taf = t \times AF$ (註：上式在 $F(taf) < 0.1$ 的情形下很近似真值)，最小的樣本數 $n(\min) = \chi^2(\text{CL}, \text{d.f.}) / 2F(taf)$ ，其中 $\chi^2(\text{CL}, \text{d.f.})$ 為卡方分配表 (chi-square percentile)，自由度 (degree of freedom, d.f.) = $2c + 2$ 。

計算範例：當 $\lambda = 1\% \text{fr}/1000 \text{ h}$ 、 $AF = 1.0$ 、 $t = 1000 \text{ h}$ 、 $CL = 60\%$ 及 $c = 1$ 時，大略估算的結果如表 11.9 所示。

表 11.8 定時截尾壽命試驗抽樣方案。

抽樣方案	生產方	消費方	鑑別比 $d = \theta_0/\theta_1$	試驗時間 T θ_1 的倍數	判決準則 (失效次數)	
	風險 α	風險 β			允收數	拒收數
1	12.0%	9.9%	1.5	45.0	36	37
2	10.9%	21.4%	1.5	29.9	25	26
3	17.8%	22.1%	1.5	21.1	17	18
4	9.6%	10.6%	2.0	18.8	13	14
5	9.8%	20.9%	2.0	12.4	9	10
6	19.9%	21.0%	2.0	7.8	5	6
7	9.4%	9.9%	3.0	9.3	5	6
8	10.9%	21.3%	3.0	5.4	3	4
9	17.5%	19.7%	3.0	4.3	2	3

表 11.9 最少樣本數的計算例。

No	試驗項目	c	AF	t	CL	d.f.	χ^2	$F(taf)$	λ	n
1	保存試驗	1	1	1000	60%	4	4.045	0.00995017	10^{-5}	203
2	溫度循環	1	1	1067	60%	4	4.045	0.01060998	10^{-5}	191
3	高溫動作	1	1	1944	60%	4	4.05	0.01925662	10^{-5}	105

表 11.10 平均失效率與等級。

No	試驗序號	n	r	AF	t	CL	d.f.	χ^2	$F(taf)$	λ	FRL
1	T-R-01	250	0	1	1000	60%	2	1.833	0.0036652	3.67×10^{-6}	M
2	T-R-02	258	0	1	1000	60%	2	1.833	0.0035515	3.56×10^{-6}	M
3	T-R-03	250	1	1	1000	60%	4	4.045	0.0080893	8.12×10^{-6}	M
4	T-R-05	204	0	1	1000	60%	2	1.833	0.0044916	4.50×10^{-6}	M
5	T-R-06	160	2	1	1944	60%	6	6.211	0.0194086	1.01×10^{-5}	M

FRL：失效率等級

這也就是 MIL-STD-690C 所示樣本數的計算方式。解讀以上範例為使用樣本數為 202 的加速壽命試驗，如果有 1 個或 1 個以下的失效數，則我們有 60% 的信心說母群體產品的平均失效率為 1.0%/1000 h，也就是 MIL-STD-690C 所定義的 M 級失效率程度（參見表 11.10）。

11.10.2.2 試驗方法

可靠度決定試驗 (reliability determination test) 或可靠度工程試驗 (reliability engineering test) 為可靠度水準未知，根據試驗結果決定元件的可靠度水準，必須利用數理統計的推定方法來分析數據。

矽質壓阻式壓力感測器由於是利用矽材料的壓阻效應原理，藉量測當材料或元件受到外加壓力時其本身電阻值的改變，反推出外加壓力之大小，以達到壓力之量測功能。它本身雖可因設計的不同採用單壓阻或橋式四壓阻等不同型態，但在電子電路上，基本上因只有四個壓阻，而無電晶體等主動電路，可視為純粹是一個被動電路元件，屬於 MEMS 元件第一類不含運動部分者。

可靠性技術在一般的被動電子元件或半導體元件已經是相當成熟的技術，各種的業界產品或應用標準與規範齊全，但在 MEMS 元件如壓力感測器的情況中，則因為牽涉到另一個機械壓力的變數，使用時不同的環境應力造成對感測器不同元件的影響，需要完整與仔細的評估和考慮。

可靠性試驗的目的，在於根據試驗所量測得之可靠度結果，利用統計的原理與抽樣試驗，確認是否符合系統之需求，為一種可靠性鑑定試驗，亦為正式生產前先導生產的試驗。預期可靠度的目標可依最終使用需求或業界標準訂定，譬如：(1) 耐久性 > 30,000 次之壓力循環；(2) M 級失效率，即失效機率 = 1.0%/1000 h。

由系統之可靠度需求，可轉換成元件之可靠度需求。最主要的考量因素為真正地考慮實際的需求，而且符合現有的設計技術水準，以免所訂定的需求目標無法達到或是需要花費龐大的時間與金錢才能達到。可靠度需求展開步驟如下：(i) 確定物品的功能／形態與系統界面，(ii) 定義設計功能特性與失效準則，(iii) 定義任務輪廓與操作時間，(iv) 定義使用條件。

實際做法可以展開如下：

1. 依系統需求訂定元件規格／業界產品與可靠性測試法規標準蒐集。此部分將參考現有之業界先進與市場應用經驗發達之美國、日本等公司之做法，或以業界標準法規之現況，以為依據。一般而言，矽質壓力感測器的應用，美國地區是以工業製程與汽車等應用為主，日本則以電子產品開發應用為主。對許多其他 MEMS 元件而言，大部分都沒有測試標準，必須根據失效機構與壽命限制因子來設計。
2. 可靠性測試技術建立規劃擬訂：根據系統之應用環境，規劃與擬訂元件之環境測試工作與可靠性技術分析。
3. 可靠性測試所需設備整治或準備：評估測試所需之設備，並進行設備整治與準備。
4. 環境測試前／後元件性能之測試 (評估)：環境測試前確定元件之預期特性功能與環境測試後元件之預期特性功能變化情況。
5. 可靠性環境／加速測試工作進行：進行規劃之環境／加速測試工作項目。
6. 可靠性測試後之分析：就環境測試後的元件預期功能特性變化情況，進行可靠性之分析。

11.10.2.3 測試計畫

以民生應用產品為技術進行載具，產品之實際應用時可能遭遇之環境應力，和以其他諸如工業應用之產品大不相同。以血壓微感測元件為例，在參照血壓感測元件之目標應用產品—「電子式血壓計」—的可能使用環境和條件、美軍標準 MIL-STD-202F⁽²³²⁾、日本電氣工業協會 EIAJ ED-8403⁽²³³⁾ 等相關文件，並參酌經費可能限制後，規劃之環境測試項目和規格如下。

(1) 高溫儲存壽命測試 (High Temperature Storage Life Test, HTSL)

目的：模擬可能的最高儲存溫度，在熱膨脹應力之下促使任何可能導致失效的潛變機構 (如：裂縫之產生或成長) 得以顯現出來。

可能失效模式：零點或線性度之參數漂移 (parametric shift in offset or linearity)。

可能失效機制：晶粒缺陷 (bulk die defect) 或擴散缺陷 (diffusion defect)。

(2) 低溫儲存壽命測試 (Low Temperature Storage Life Test, LTSL)

目的：模擬可能的最低儲存溫度，在冷收縮應力之下促使任何可能導致失效的潛變機構（如：裂縫之產生或成長）得以顯現出來。

可能失效模式：零點或線性度之參數漂移。

可能失效機制：晶粒缺陷或擴散缺陷。

(3) 溫濕度偏壓壽命測試 (High Humidity, High Temperature with Bias Life Test, H3TB)

目的：由於晶圓表面未受保護之電路或金屬導線易受游離離子或腐蝕性氣體之影響，將元件偏壓後暴露於高溫、高濕之複合環境下，可使得任何易受溫濕度影響之失效機構及早顯現出來。

可能失效模式：斷路 (open)、短路 (short)、參數漂移 (parametric shift)。

可能失效機制：打線 (wire bond)、參數穩定性 (parametric stability)。

(4) 溫度循環測試 (Temperature Cycling Test, TC)

目的：環境應力測試，產生材料間之熱不相容性，來對元件造成應力。

可能失效模式：斷路、零點及線性度參數漂移。

可能失效機制：打線、晶粒接合 (die bond)、膠氣脹 (gel aeration)、封裝不良 (package failure)。

(5) 高溫動作試驗 (High Temperature With Bias, HTB)

目的：溫度加速壽命試驗，可用以估計元件之溫度加速壽命因子。

可能失效模式：零點或線性度之參數漂移。

可能失效機制：晶粒穩定度 (die stability)。

(6) 背向耐壓測試 (Backside Blowoff, BBO)

目的：本項試驗測試元件所能承受高於一般工作壓力之能力，其中如有微細裂孔或黏膠變質，將可提早顯現出來。

可能失效模式：漏氣 (leakage)、斷路、零點或線性度之參數漂移。

可能失效機制：晶粒接合。

(7) 壓力循環測試 (Pressure Cycling Test, PCT)

目的：模擬元件可能工作最高壓力之 120%，以不間斷方式持續壓力週期，可以估計元件之壓力加速壽命因子，如圖 11.205 所示。

可能失效模式：漏氣、斷路、零點或線性度之參數漂移。

可能失效機制：晶粒接合。

其他還有傳統之測試項目，包括自然落下試驗、振動試驗與焊錫耐熱試驗等。

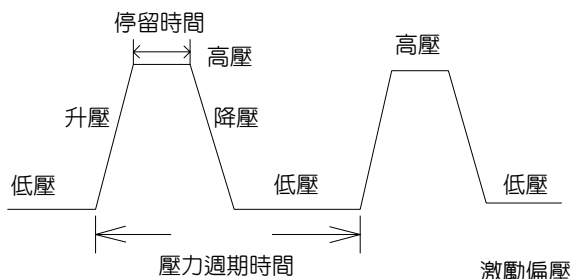


圖 11.205
壓力循環測試示意圖。

11.10.2.4 失效率及可靠性分析⁽²²⁸⁻²³¹⁾

(1) 溫度加速壽命試驗分析

溫度的變化對於電子產品壽命影響有十分密切的關係，一般而言，電子產品基本上依循所謂的 Arrhenius model (第一階近似)，其關係式表示如下：

$$\text{溫度加速壽命因子 (AFI)} = \exp \left[\frac{(Ea)_{HS}}{k} \left(\frac{1}{T_{LS}} - \frac{1}{T_{HS}} \right) \right] \quad (11.204)$$

其中， Ea 為活化能 (activation energy)，下標 HS 為加嚴狀況，而 LS 為正常使用狀況。根據 Motorola 之研究⁽²³⁴⁾，半導體壓力元件之活化能在 0.3–0.8 eV 之間，與溫度對反應速率影響之程度有關。在此假設 $Ea = 1$ eV，波茲曼常數 (Boltzmann's constant, k) 為 8.6171×10^{-5} eV/K，假設在常溫 25 °C 下使用， T_{LS} 為 298.16 K， T_{HS} 為 $125 + 273.16 = 398$ K，則 $AFI = 17,594$ 。

$$AFI = \frac{(Rt)_{HS}}{(Rt)_{LS}} = \frac{t_{LS}}{t_{HS}} \quad (11.205)$$

其中， $(Rt)_{HS}$ 為在加嚴狀況 (高溫) 下之反應速率， $(Rt)_{LS}$ 為在正常使用狀況下之反應速率， t_{HS} 為產品在加嚴狀況 (高溫) 下之累積元件時間， t_{LS} 為在正常使用狀況下之累積元件時間。

$$t_{LS} = AFI \times t_{HS} = 17,594 \times 6720 = 118,234,815 \text{ device hours}$$

假設失效元件數目為零

使用溫度	累積元件時間	結果 (No. Fails)	χ^2 Quality	失效率 (60%)
25 °C	118,234,815	0	1.833	7.8 FIT

註：1 FIT = 1×10^{-9} /h

可算得 MTBF，即平均兩個元件失效所花的時間，亦為失效率的倒數： $MTBF = 1/\lambda = 1/7.8 \text{ FIT} = 129,006,890$ 元件時間 (device hours，為試驗元件個數乘以試驗時數)。

(2) 壓力加速壽命試驗分析

加速壽命的基本假設為使用加嚴狀況所產生的失效模式與機制，必須與其原先者相同，也就是在加嚴狀況下並不會改變其產品基本物理特性；同時在不同環境條件下，所得的失效分配也存在相似的統計分配特性。

$$\frac{t_{LS}}{t_{HS}} = \left(\frac{P_{HS}}{P_{LS}} \right)^N \quad (11.205)$$

上式為假設壓力加速壽命試驗依循 inverse power model， t_{LS} 為在正常狀況下之累積元件時間， t_{HS} 為產品在加嚴狀況下之累積元件時間， P_{HS} 為加嚴狀況之高壓， P_{LS} 為使用狀況壓力。當 N 假設為 8， P_{LS} 為 200 mmHg， P_{HS} 為 360 mmHg，產品在正常使用狀況下之累積元件時間為 $(360/200)^8 \times 1108 = 122,101$ device hours。

假設失效元件數目為零

使用壓力	累積元件時間	結果 (No. Fails)	χ^2 Quality	失效率 (60%)
200 mmHg	122,101	0	1.833	7508 FIT

則 $MTBF = 1/\lambda = 1/7508 \text{ FIT} = 133,189$ 元件時間。

(3) 失效率分析

經過可靠性試驗後，指數分布下之平均失效率 (average failure rate) 計算步驟如下。其中實驗資料： n 為壽命測試之初的樣本數， r 為測試期間觀察到的失效總數， AF 為壽命試驗與使用條件間的加速因子， t 為壽命測試時間， CL 為雙邊區間或單邊邊界之信心水準。

而計算方式：對一雙邊區間均針對上邊界及下邊界之步驟執行。對單邊邊界之情形，若為上信心邊界 (upper confidence bound) 情形，則導循「上邊界」之步驟，若為下信心邊界 (lower confidence bound)，則導循「下邊界」之步驟。

上邊界：

1. $F_u(taf)$ ：計算相當於等效使用測試時間 (use-equivalent test time) 之上信心邊界之失效機率：

$$F_u(taf) = \chi^2(P, \text{d.f.}) / 2n$$

其中 $P = CL/2$ (適用於雙邊區間) 或 $P = CL$ (適用於單邊邊界), $\chi^2(P, d.f.)$ 為在特定自由度及機率 P 下之卡方分配 (註: 上式只在 $F_u(taf) < 0.1$ 及 $n > 50$ 時與真值最近似)。

2. 在一時間 t , 平均失效率之上信心邊界可直接由下式計算:

$$\lambda_u = -\ln[1 - F_u(taf)] / taf$$

其中 $taf = t \times AF$

下邊界:

1. $F_c(taf)$: 計算相當於等效使用測試時間之下信心邊界之失效機率

$$F_c(taf) = \chi^2(P, d.f.) / 2n$$

其中 $P = (1 - CL) / 2$ (對雙邊區間) 或 $P = CL$ (對單邊邊界), $\chi^2(P, d.f.)$ 為在特定自由度與機率 P 下之卡方分配 (註: 上式只在 $F_c(taf) < 0.1$ 及 $n > 50$ 時, 與真值最近似)。

2. 在一時間 t , 平均失效率之下信心邊界可直接由下式計算:

$$\lambda_c = -\ln[1 - F_c(taf)] / taf$$

計算範例: 平均失效率需求 $1.0\%/1000 \text{ h} = 10.0 \times 10^{-6}$ (M level), 假設指數分布且單邊下信心邊界 (lower one-sided confidence bound), 計算可得如表 11.10 所列。因而我們可以說, 我們有 60% 的信心認為, 產品的平均失效率等級為 M 級水準, 即小於 $1.0\%/1000 \text{ h}$ 的平均失效率。

11.10.2.5 可靠性測試失效模式與效應分析

失效分析為可靠度工程的核心。所有物品, 包括 MEMS 元件發生失效時, 其表現出來的形式可以為下列四種之一: ① 實體破壞、② 操作功能終止, 即故障、③ 功能退化及 ④ 功能偏移或不穩定。

MEMS 元件失效, 表示無法達成預期的任務, 亦即元件不可靠。若要解決此種不可靠的情形, 必須先了解失效發生的原因及其相關資訊, 如此才能掌握問題的根本所在, 進而採取有效的改善行動, 尤其是在一開始設計的階段, 以達到消除失效或延長壽命、提高可靠度的目的。失效分析即是考慮失效發生的原因, 及其對元件可靠度的影響。失效模式

(failure mode) 為描述元件失效現象的方式，可以解釋為產生失效所發生的物理過程或這些過程的綜合效應。經過適當地整理元件在使用時所發生的失效現象，可以歸納成幾種代表的失效模式，以簡化失效問題的分析、失效原因的調查與研究，以及改善對策的研擬與執行。失效效應是指失效模式一旦發生時，對元件，乃至於系統之功能或操作人員和部署安裝的建築物所造成的影響。

失效模式與效應分析 (failure mode and effects analysis, FMEA) 即為研究一物件失效對系統操作的結果或效應，然後根據其嚴重程度將每一可能的失效原因加以歸納與分類。失效模式與效應分析的方法可以使用表列並分析每一實體的可能失效模式，或是根據元件的輸出功能，分析造成失效的可能原因。失效模式、效應與關鍵性分析 (failure mode, effects and criticality analysis, FMECA) 是由「失效模式與效應分析 (FMEA)」與「關鍵性分析」兩部分組成。關鍵性分析為運用失效模式與效應分析結果，以及所有的資訊，將每一可能發生失效之模式，按影響程度的順序排列，決定物件的關鍵程度。此項設計分析技術的主要參考資料為美軍標準 MIL-STD-1629A。理想上，FMECA 是由一群與微系統或元件設計相關的專家團隊來做。由於這種分析是透過架構上不同層次進行，因此可以在設計早期預測失效模式。當然，在 FMECA 的會議中，不可能完全正確地預測所有的失效模式及其影響分析。失效影響程度的排序亦是由團隊委員的主觀判斷來決定。

以壓力感測元件為例，失效模式可分為短路、斷路、漏氣、功能偏移與封裝不良 (圖 11.206)。其失效模式與失效機制之關係可分類如表 11.11。而表 11.12 所示為測試項目與可能失效模式之關係。

11.10.3 MEMS 元件可靠性之研究

經由最近一些 MEMS 元件的大量生產、可靠度試驗與實際使用，如 TI 的 DMD (第三類是含運動部分且含碰撞表面者)、Analog Devices 的加速度計 (第一類是不含運動部分者)、Motorola 的加速度計與壓力感測器等 (第一類是不含運動部分者) 的結果，發現了一些

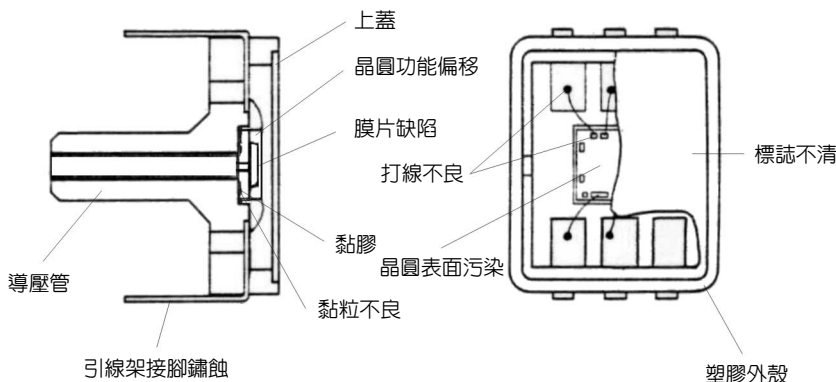


圖 11.206
元件失效模式示意圖。

表 11.11 失效模式與失效機制之關係。

失效模式	失效機制
斷路、幾乎斷路、可能斷路 (Open, near open, potential open)	黃光 (光罩有刮痕、割痕、污點) 黃光 (對不準) 蝕刻 (氧化物去除不當) 蝕刻 (底切造成金屬斷路) 金屬 (不當運送造成之刮痕、污點) 金屬 (沉積不足造成之薄金屬層) 金屬 (化學殘留物腐蝕造成金屬斷線) 金屬 (對不準與污染之接觸區) 金屬 (不當之合金化溫度與時間) 微細加工 (KOH 蝕刻液腐蝕金屬層) 晶粒 (die) 分割 (不當之切割造成晶粒有裂或缺口) 打線 (接合過度或不足造成接線弱及斷線) 打線 (接合墊或導線 (lead) 形成污點) 打線 (接合墊面積或間距不足) 打線 (接合過程或控制不當) 打線 (接合對準不當) 打線 (晶粒有裂或缺口) 打線 (導線有污點、割痕及磨損造成導線斷掉) 導線成形 (外部導線架斷掉或彎曲)
短路、幾乎短路、可能短路 (Short, near short, potential short)	黃光 (光罩有刮痕、割痕、污點) 黃光 (對不準) 蝕刻 (斑點 (蝕刻噴濺)) 蝕刻 (底切造成金屬短路) 金屬 (不當運送造成之刮痕、污點) 金屬 (不當之合金化溫度與時間) 打線 (接合墊面積或間距不足) 打線 (接合對準不當) 打線 (過多接合線、下垂、或導線 (lead) 長度) 打線 (接合線尾無去除)
短路、間歇短路或操作 (Short, intermittent short or operation)	蝕刻 (氧化物去除不當) 打線 (在封裝內有鬆的導電顆粒) 打線 (接合過程或控制不當)
功能偏移 (Performance degradation)	磊晶晶片 (表面不規則) 磊晶晶片 (污染導致接點 (junction) 特性劣化) 黃光 (光阻圖樣不規則 (線寬、線距、針孔)) 蝕刻 (光阻污染或化學殘留物造成漏電增加或低崩潰) 擴散 (摻雜曲線控制不良) 擴散 (電阻不均導致阻值不可預測) 保護層 (passivation) (裂或針孔導致金屬層與基板間之氧化層產生電崩潰) 玻璃接合 (不當控制導致熱應力) 晶粒接合 (過熱導致封裝座與晶粒間產生空泡 (void))
漏氣 (Leakage)	玻璃接合 (不當接合程序或控制) 玻璃接合 (玻璃或晶片表面不規則) 晶粒接合 (RTV 塗膠不均勻) 晶粒接合 (不規則表面) 晶粒接合 (媒介相容性) 微細加工 (懸膜破裂) 打線 (不當打線程序導致懸膜破裂或破斷)
封裝不良 (裂或晶粒凸起 (cracked or lifted die))	晶粒接合 (封裝座與晶粒間接合不良) 晶粒接合 (材料不相配)
封裝不良 (打線凸起 (lifted bond))	打線 (接合過度或不足造成接線弱及斷線或間歇斷線) 打線 (材料不相容或污染之接合墊造成接線鬆脫)

表 11.12 測試項目與可能失效模式之關係。

	短路	斷路	漏氣	表面缺陷	功能偏移	封裝不良
目視檢查			×			×
功能測試	×	×			×	
HTSL					×	
LTSL					×	
HTB					×	
H3TB	×	×			×	×
PCT	×	×	×		×	
BBO	×	×	×		×	

在大尺度產品上不同的，甚至新的失效機構。這些產品大部分是基於美軍標準 MIL-STD-883⁽²³⁵⁾ 的可靠度評鑑方法，包括經由環境試驗與耐久性試驗來確認可能之失效機構，並在機械、熱、電與環境之加嚴狀況下來發展物理模型，以便將來能對各種操作狀況下之可靠性加以量化。再來則針對失效模式，對元件之設計加以修改。最後，就是作全規模之壽命試驗以確認 MEMS 微系統之可靠性。一般說來，我們將會遇到三種挑戰：第一個挑戰是挖掘一種可以確認且可以加速試驗的失效模式，同時卻能維持在同一個失效機構的技術。第二個挑戰是對 MEMS 之基本失效機構及其潛在物理的了解。第三個挑戰則是建立一種可預測性的物理可靠性模型，可以描述失效與加速因子，並且可以正確反映失效數據⁽²³⁶⁾。

MEMS 元件特有的可靠性問題包括黏著 (stiction)、機械磨耗 (mechanical wear)、破斷 (fracture)、疲勞 (fatigue)、衝擊 (shock) 與振動 (vibration) 等。目前在市場上的 MEMS 產品大多是感測器，如壓力、加速度與化學感測器，它們不具有相互摩擦的表面 (rubbing surface)，因而沒有摩擦與磨耗的問題。對 MEMS 致動器而言，通常會有相互接觸的表面且相互摩擦的情形，因而摩擦表面之磨耗成為致動器可靠性之重要問題。

微小元件之最主要問題為黏著，它同時會影響良率與可靠性。黏著是今日 MEMS 元件最大的可靠性問題之一，也都會發生在感測器與致動器上。黏著除了發生在釋放 (release) 的製程外，也會發生在操作當中，如電訊號之過度驅動、環境變化 (溼度或衝擊) 或在共振時之機械不穩定所引起。雖然疏水性的被覆 (coating) 及特別的釋放蝕刻 (release etching) 與乾燥 (如超臨界二氧化碳乾燥法) 方法，可以減少黏著的發生，但其長期是否有效，還是未知數。對加速度計，因衝擊所致之黏著失效，已發展了一套經驗式之預測方法⁽²³⁷⁾。德州儀器之數位微鏡面元件 (DMD) 的一個可靠性問題為鏡子的黏住 (stuck) 現象。鏡子黏住的三個原因為顆粒污染、表面殘餘物與毛細凝結。顆粒污染為最主要的原因，表面殘餘物則會增加表面黏結而黏住鏡子。為了克服此表面黏結，除了在接觸表面使用特別的表面被覆以外，還在鏡子的接觸端設計了一個彈簧。表面被覆可以減少黏結與毛細凝結，而彈簧可以儲存能量將鏡子端推離接觸面。微開關與繼電器 (relay) 也常有黏著的問題。一般開關之接

觸端使用金屬材料，如金，雖然有最小之接觸電阻，但卻很容易黏住。Schlaak 等人發現電鍍之 AuNi₃ 有較好的性質，可以達到 6 百萬次的接觸壽命⁽²³⁸⁾。

因磨耗而失效的現象，也是 MEMS 元件主要的可靠性問題。在以多晶矽做成之微渦輪、微馬達與微齒輪等高速轉動的元件中，磨耗是最主要的失效機構。在 Sandia National Lab 的微引擎研究中，也發現驅動軸的磨耗是最主要的失效機構，且與溼度有關。當溼度減少時，磨耗所致之碎粒 (debris) 急遽增加⁽²³⁹⁾。在較高溼度時，表面氫氧化物的形成，可以當作潤滑劑，減少磨耗碎粒的量。溼度在 20 到 60% 之間，可以大幅減少磨耗。這些磨耗的碎粒發現均為非晶質之矽氧化物，顯示在磨耗前，多晶矽表面已被氧化了。

MEMS 材料的機械性質是設計時所需之重要材料參數，以預測 MEMS 元件之破斷與疲勞。很多 MEMS 元件是用多晶矽來作結構層。多晶矽是強、硬，但脆的材料，其破斷發生的情形卻並不常見 (在沒有磨耗的情形下)⁽²⁴⁰⁾。一些其他的報導則顯示，多晶矽結構易於因疲勞循環而引起裂縫成長，甚而破斷⁽²⁴¹⁾。材料的疲勞問題通常是用荷重循環之試驗來研究。一些實驗顯示，多晶矽之強度會隨著荷重循環之次數增加而減少，如 Muhlstein 等發現，在 $10^9 - 10^{11}$ 次之循環後多晶矽之強度減少 50%⁽²⁴²⁾。在很低於破斷強度之應力 (有可能 4 - 10 倍) 下的疲勞情形，應會是 MEMS 元件長期頻率穩定性、可靠性與壽命之重要限制因素。其起因為環境腐蝕⁽²⁴¹⁾，或多層結構材料間熱膨脹係數 (thermal expansion coefficient) 不匹配下長期循環使用的結果⁽²⁴³⁾。即使不會失效，此種強度降低的情形也會使一些靠其剛性來算時間或慣性之元件，如振盪器與陀螺儀等產生過大之累積誤差。然而，德州儀器之數位微鏡面元件 (DMD) 的鋁鏡鉸鏈 (mirror hinge) 在經過 1.7×10^{12} 次之循環後，鉸鏈並沒有如理論上預期地發生疲勞的情形⁽²⁴⁴⁾。德州儀器將此結果歸功於薄膜材料之性質與塊材不同的緣故。譬如，巨觀之塊材疲勞模型是基於差排會堆積於金屬表面，當差排密度累積增加則會產生疲勞裂縫；而薄膜材料可能只有一個晶粒的厚度，其自由的表面可以抑制差排的堆積，因此不會產生疲勞裂縫⁽²⁴⁴⁾。德州儀器反而發現數位微鏡面元件的鉸鏈有記憶的現象，即不會回到靜止的位置。此現象之根本原因為金屬的潛變 (creep)。使用新材料可以解決記憶問題，增加可靠性。

雖然各影響因素的組合 (如與平面垂直方向的衝擊引起的黏著) 有可能會產生問題，但一般 MEMS 元件是相當耐衝擊與振動的⁽²⁴⁵⁾。原因是一般 MEMS 元件具有高彈簧常數 k 值與低質量 m ，而共振頻率 (resonant frequency) 與 k/m 值成正比，使得 MEMS 元件在機械上來說是相當強韌的。Tanner 等在 120 g 之加速度與 20 - 2000 Hz 之頻率振動下，測試其微引擎，發現唯一之失效為碎粒將梳狀驅動器 (comb drive) 與接地面短路⁽²⁴⁶⁾。德州儀器之數位微鏡面元件 (DMD) 也通過三軸 20 g 加速度與 20 - 2000 Hz 頻率振動之試驗⁽²⁴⁷⁾。為了避免環境之振動影響，一般 MEMS 元件之設計上，為將共振頻率設計在遠離環境振動之頻率。例如，德州儀器之數位微面鏡元件的共振頻率為一般運送與操作情形下振動頻率至少兩個數量級以上，其最低共振頻率為 100 kHz，所有其他共振頻率為在 MHz 以上。衝擊與振動的不同點在於衝擊是單一之機械撞擊 (impact)，而非節奏性的。一般說來，MEMS 元件還頗

耐衝擊的。譬如，Brown 等人展示了 MEMS 加速度元件在各個方向、100,000 g 之衝擊下仍相當強健⁽²⁴⁸⁾。但是有些加速度計經過 40,000 g 之衝擊後，會有相當大的偏壓偏移。而且衝擊有可能導致黏著 (stiction) 而失效，如前所述，Hartzell 等對此已發展了一套經驗式之預測方法⁽²³⁷⁾。Analog Devices 也曾觀察到他們的加速度計經過 1500 g 的衝擊，發生跳躍偏移 (jump shift)，原因是中心質量在 x 軸與 z 軸方向產生了位移。Tanner 等對他們的微引擎在 500 g – 40,000 g 之加速度範圍做試驗，發現耐衝擊力很不錯⁽²⁴⁹⁾。他們歸功於有凹槽 (dimples) 的設計，得以避免因黏著而失效。在失效的原因中，發現在 4,000 g 之衝擊時，發生打線與封裝的問題；同時碎粒會在晶粒表面稍微移動。在 10,000 g 之衝擊時，晶粒脫落使其撞擊到封裝蓋，同時碎粒在晶粒表面移動相當大的距離導致短路。在 20,000 g 之衝擊時，元件結構損傷；而在 40,000 g 之衝擊時，連陶瓷封裝也破裂了。

除了以上衝擊、振動、溼度與機械循環以外，其他導致這些 MEMS 元件特有的可靠性問題的操作參數還包括輻射、溫度循環與溫度應力等。在太空等輻射強的場合，由於電場所導致的機械動作元件，容易受到輻射傷害。Knudson 等人報導了中子與重離子的輻射會導致加速度計輸出電壓偏移之特性變化⁽²⁵⁰⁾。他們認為是輻射離子產生之電荷，會陷在可動質量塊下方之介電層上。由於質量塊在電性上與基板是耦合的，此陷入之電荷會改變加速度計之輸出電壓。

溫度變化對 MEMS 元件的影響，發生在許多方面。如用不同熱膨脹係數材料做成之多層結構，存在著對溫度敏感之內應力 (internal stress)。Shen 等人證實溫度變化會引起懸臂之變形，導致共振頻率偏移，影響操作性能⁽²⁵¹⁾。最近實驗顯示，溫度循環並不會造成 MEMS 元件之失效問題⁽²⁵²⁾。唯一與失效之有關報導為對 Motorola 之加速度計做溫度循環試驗時，在感測器旁之 silicone 覆蓋層使接線斷線而失效⁽²⁵³⁾。Shen 等人發現，即使是在高溫暴露一次，也會改變 MEMS 元件原本變形之形狀⁽²⁵¹⁾。這種形狀之變形，原則上來說，應是與結構材料之能量變化有關，即晶粒成長與差排之產生，這種過程亦稱為能量儲存現象。在較高溫時，晶界移動將孔洞陷入而改變材料性質；熱膨脹係數不同會導致負荷／應力之產生，若超過某材料之彈性極限，就會產生差排。此種能量儲存現象會引起元件之特性變化，影響可靠性。例如，RF-MEMS 可調電容中之平行板形狀或間距有可能因高溫而改變，可能超出設計之驅動電壓極限。有些軟性的金屬，如金，很容易有能量儲存現象。一般說來，選擇薄且低應力之金屬線，或較硬性之材料，如銅、鋁、白金與鎢等，可減輕或避免這種能量儲存現象。這種溫度應力之考慮，對以熱驅動之致動器而言，更形重要。

11.10.4 結語

由於環境所致之失效常發生在 MEMS 與 IC 封裝系統裡。MEMS 元件因含有額外之機械可動元件，對於環境所致之失效更為敏感。比起 IC 業，MEMS 可靠性測試還在早期階段，尚需開發標準化的應力測試方法。

目前 MEMS 元件的可靠性仍然不容易量化，原因是我們仍然缺乏長期的量產歷史以得知長期的問題所在。目前所知，大部分的失效模式與材料的機械失效，如疲勞等，較無關係。較為可能的是由濕氣所引起的黏著效應 (stiction effects)，與接觸或摩擦表面所致之黏著與磨耗問題。這個問題也是硬碟領域所常遭遇的問題，即濕氣存在的話，磁頭就很容易黏在磁碟表面上。解決之道是在控制的氣氛 (如乾的氮氣) 下做氣密性封裝；但是 MEMS 元件的性能也會受到此氣體密度或壓力的影響⁽²⁵⁴⁾。

由於 MEMS 特有的失效機構尚未完全評鑑出來，MEMS 元件之可靠性預估必須由物理失效的方法學中發展出來。而此種需求又受到 MEMS 系統特有的多層材料與介面、及系統與環境之互相作用等諸多因素影響而相當複雜。在經濟的考量下，一般希望 MEMS 封裝是非氣密性但卻具有與氣密性封裝相當的可靠性。非氣密性封裝會導致許多長期之可靠性問題，譬如濕氣的影響與暴露於污染氣體或其他污染物的污染等。另外，與可靠性非常相關的是評定 (qualification) 問題。評定的目的是審查 MEMS 元件之設計、製造與組裝能力，以達到可靠性的目標。傳統 IC 的評定方法有可能不適用，因此開發一能夠結合精明的設計與加速測試 (即所謂的加速評定法) 之實質的評定方法學，是許多應用產品能夠即時且低成本評定所必需的⁽²⁵⁵⁾。

傳統微電子之可靠性測試可以提供 MEMS 可靠性測試之參考，然而 MEMS 元件之測試應力與失效機構間之關係，則尚需努力以求完全了解。

參考文獻

1. <http://four-point-probes.com/fpp.html>
2. L. B. Valdes, *Proc. I. R. E.*, **42**, 420 (1954).
3. <http://www.swt.edu/~wg06/manuals/AlphaStep500>
4. H. E. Bennett and J. O. Porteus, *J. Opt. Soc. Am.*, **51**, 123 (1961).
5. 李孝文, 積分球橢偏儀, 國立台灣大學應用力學研究所博士論文 (1997).
6. D. E. Aspens, J. B. Theeten, and F. Hottier, *Physical Review B*, **20**, 3292 (1979).
7. T. V. Vorburger and K. C. Ludema, *Appl. Opt.*, **19**, 561 (1980).
8. R. J. Acher, *J. opt. Soc. Am.*, **52**, 970 (1962).
9. H. Takasaki, *Appl. Opt.*, **5**, 759 (1996).
10. H. J. Mathieu, D. E. McClure, and R. H. Muller, *Rev. Sci. Instrum.*, **45**, 798 (1974).
11. G. Zalczner, *Rev. Sci. Instrum.*, **59**, 6260 (1988).
12. B. D. Cahan and R. F. Spanier, *Surface Sci.*, **16**, 166 (1969).
13. R. Greef, *Rev. Sci. Instrum.*, **41**, 532 (1970).
14. J. C. Suits, *Rev. Sci. Instrum.*, **42**, 19 (1971).
15. D. E. Aspnes, *Opt. Commun.*, **8**, 222 (1973).
16. P. S. Hauge and F. H. Dill, *IBM J. Res. Devel.*, **17**, 472 (1973).

17. U.S. Patents 4,053,232.
18. S. N. Jaspersion and S. E. Schnatterly, *Rev. Sci. Instrum.*, **40**, 761 (1969).
19. J. C. Kemp, *J. Opt. Soc. Am.*, **59**, 950 (1969).
20. S. N. Jaspersion, D. K. Burge, and C. O. O'Handley, *Surf. Sci.*, **37**, 548 (1973).
21. V. M. Bermudes and H. Ritz, *Appl. Opt.*, **17**, 542 (1978).
22. B. Drevillon, J. Prirn, R. Maybot, A. Violet, and J. L. Dalby, *Rev. Sci. Instrum.*, **53**, 42 (1982).
23. E. N. Huber, N. Baltzer, and M. Von. Allmen, *Rev. Sci. Instrum.*, **56**, 2222 (1985).
24. O. Acher and E. Bigan, *Rev. Sci. Instrum.*, **60**, 65 (1989).
25. U.S. Patents 5,416,588.
26. U.S. Patents 5,485,271.
27. U.S. Patents 4,850,711.
28. U.S. Patents 5,438,415.
29. C. W. Chu, C. C. Lee, I. Y. Fu, J. C. Hsu, and Y. Y. Liou, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **33** (1), 4769 (1994).
30. R. M. A. Azzam and N. M. Bashara, *Ellipsometry and Polarized Light*, New York: North-Holland (1988).
31. *Ellipsometric Parameters Δ and ψ and Derived Thickness and Refractive Index of a Silicon Dioxide Layer on Silicon*, NIST Special Publication, 260 (1988).
32. 李兆祐, 精準相位延遲拋物面橢偏儀, 國立台灣大學應用力學研究所博士論文 (1999).
33. A. C. Fischer-Cripps, *Nanoindentation*, New York: Springer (2002).
34. J. Lubliner, *Plasticity*, New York: Macmillan (1990).
35. T. W. Wu, *Mater. Chem. Phys.*, **33**, 15 (1993).
36. J. B. Pethica, R. Hutchings, and W. C. Oliver, *Phil. Mag.*, **48**, 593 (1983).
37. T. W. Wu, C. Hwang, J. Lo, and P.S. Alexopoulos, *Thin Solid Films*, **166**, 299 (1988).
38. M. F. Doerner and W. D. Nix, *J. Mater. Res.*, **1**, 601 (1986).
39. J. L. Loubet, J. M. George, O. Marchesini, and G. Meille, *J. Tribol.*, **106**, 43 (1984).
40. J. Bryzek, K. E. Petersen, and W. McCulley, *IEEE Spectrum*, **31**, 20 (1994).
41. K. E. Petersen, *Proceedings of the IEEE*, **70**, 420 (1982).
42. D. Chapman, *IEEE Trans. on Mag.*, **25**, 3686 (1989).
43. S. Wang, F. Liu, K. D. Maranowski, and M. N. Kryder, *IEEE Trans. on Mag.*, **MAG 30**, 281 (1994).
44. T. Kawanabe, J. G. Park, and M. Naoe, *IEEE Trans. on Mag.*, **MAG 27**, 5031 (1991).
45. H. J. Lee, R. Zubeck, D. Hollars, J. K. Lee, M. Smallen, and A. Chao, *J. Vac. Sci. and Tech.*, **11**, 711 (1993).
46. A. K. Andriatis, E. I. Il'yashenko, J. B. Korneyev, and Z. A. Ragauskas, *IEEE Trans. on Mag.*, **MAG 24**, 2653 (1988).
47. T. Temesvary, S. Wu, W. H. Hsieh, Y.-C. Tai, and D. K. Miu, *Journal of MEMS*, **4**, 1 (1995).
48. J. A. Wickert, D. N. Lambeth, and W. Fang, *ASME Special Publication TRIB-Vol.3, ASME/STLE Tribology Conference*, St. Louis, MO, Oct., 13 (1991).

49. J. A. Thornton and D. W. Hoffman, *Thin Solid Films*, **171**, 5 (1989).
50. M. Ohring, *The Materials Science of Thin Films*, San Diego, CA: Academic Press, 33 (1992).
51. W. Fang and J. A. Wickert, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, **6**, 301 (1996).
52. S. Wang and M. N. Kryder, Data Storage Systems Center, Carnegie Mellon University, personal contact (1994).
53. S. M. Rossnagel, P. Gilstrap, and R. Rujkorakarn, *Journal of Vacuum Science and Technology*, **B21**, 1045 (1982).
54. W. D. Nix, *Metallurgical Trans.*, **20A**, 2217 (1991).
55. W. Fang and J. A. Wickert, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, **4**, 182 (1994).
56. H. Guckel, T. Randazzo, and D.W. Burns, *Journal of Apply Physical*, **57**, 1671 (1985).
57. M. Mehregany, R. T. Howe, and S. D. Senturia, *Journal of Apply Physical*, **62**, 3276 (1987).
58. W. Fang and J. A. Wickert, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, **5**, 276 (1995).
59. L. Lin, R. T. Howe, and A. P. Pisano, *Proceeding of the IEEE MEMS*, Fort Lauderdale, FL, Feb., 201 (1993).
60. K. Najafi and K. Suzuki, *Proceeding of the IEEE MEMS*, Salk Lake City, UT, Feb (1989).
61. Q. Zou, Z. Li, and L. Liu, *Sensors and Actuators A*, **48**, 81 (1995).
62. P. M. Osterberg and S. D. Senturia, *Journal of Microelectromechanical systems*, **6** (2), 107 (1997).
63. L. M. Zhang, D. Uttamchandani, and B. Culshaw, *Sensors and Actuators A*, **29**, 79 (1991).
64. J. Wylde and T. J. Hubbard, *Proceedings of the 1999 IEEE Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering*, Shaw Conference Center, Edmonton, Alberta, Canada, May 9-12, 1674 (1999).
65. T. Ikehara, R. A. F. Zwijze, and K. Ikeda, *Journal of Micromechanics and Microengineering*, **11**, 55 (2001).
66. J. W. Hutchinson and W. T. Koiter, *Appl. Mechanics Rev.*, **23**, 1353 (1970).
67. G. G. Stoney, *Proceeding of Royal Social London*, **A82**, 172 (1909).
68. D. S. Gardner and P. A. Flinn, *Journal of Apply Physical*, **67**, 2927 (1990).
69. NT-MDT Corp., *SPM introduction*, <http://www.ntmdt.ru>
70. D. A. Bonnell, *Sanning Probe Microscopy and Spectroscopy*, New York: Wiley-VCH (2000)
71. P. K. Hansma and J. Tersoff, *J. Appl. Phys*, **61**, R1 (1987).
72. Bushing, *Handbook of Micro/Nano Tribology* (1995).
73. Park Scientific Instruments Corp, *Users Guide to Auto Probe CP*, PartII, <http://www.park.com/>
74. Digital Instruments Corp., *Data Sheets*, <http://www.di.com>
75. B. Cappella, *et al.*, *IEEE Engineering in Medicine and Biology*, Mar/Apil (1997).
76. B. Cappella, G. Dietler, *Surf. Sci. Reports*, **34**, 1 (1999).
77. I. N. Sneddon, *Int. J. Engng. Sci.*, **3**, 47 (1965).
78. http://www.di.com/movies/movies_inhance/appnotes/forcevol/fvmain.html
79. C. Mathew Mate, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 17 (1987).
80. A. Kikukawa, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 3510 (1995).

81. G. H. Buh *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **90** (1), 443 (2001).
82. 張茂男, 陳志遠, 潘扶民, 科儀新知, **22** (5), 67 (2001).
83. M. Tortonese, *IEEE Eng. Med. Biol.*, **16**, 28 (1997).
84. R. D. Piner, S. Hong, and C. A. Mirkin, *Langmuir*, **15**, 5457 (1999).
85. P. Zammaretti, A. Fakler, F. Zaugg, U. E. Spichiger-Keller, *Anal. Chem.*, **72**, 3689 (2000).
86. V. J. Morris, A. R. Kirby, and A. P. Gunning, *Atomic Force Microscopy for Biologists*, London: Imperial College Press (1999).
87. Nanosensors Corp., *Product Guide*, <http://www.nanosensors.com/>
88. MikroMasch Cop., *Product Guide*, <http://www.spmtips.com/>
89. J. M. Neumeister and W. A. Ducker, *Rev. Sci. Instrum.*, **65**, 2527 (1994).
90. J. P. Cleveland, S. Manne, D. Bocek, and P. K. Hansma, *Rev. Sci. Instrum.*, **64**, 603 (1993).
91. J. L. Hutter and J. Bechhoefer, *Rev. Sci. Instrum.*, **64**, 1868 (1993).
92. Park Scientific Instruments Corp., *A Practical Guide to Scanning Probe Microscopy*.
93. E. Gmelin, *et al.*, *Thermochimica Acta*, **310**, 1 (1998).
94. F. S-S Chien, *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **75** (16), 18 (1999).
95. E. H. Synge, *Phil. Mag.*, **6**, 356 (1928).
96. J. A. O'Keefe, *J. Opt. Soc. Am.*, **46**, 359 (1956).
97. E. A. Ash and G. Nichols, *Nature*, **237**, 510 (1972).
98. G. Binnig, H. Rohrer, C. H. Gerber, and E. Weibel, *Phys. Rev. Lett.*, **50**, 120 (1983).
99. G. Binnig, C. F. Quate, C. H. Gerber, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 930 (1986).
100. U. Ch. Fischer, U. T. Durig, and D. W. Pohl, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 249 (1988).
101. E. Betzig, R. J. Chichester, *Science*, **262**, 1422 (1993).
102. B. D. Terris, H. J. Mamin, D. Rugar, W. R. Studenmund, and G. S. Kino, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 388 (1994).
103. B. D. Terris, H. J. Mamin, and D. Rugar, *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 141 (1996).
104. W. P. Ambrose *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 160 (1994); Sunney Xie *et al.*, *Science*, **265**, 361 (1994); Sunney Xie *et al.*, *Ultramicroscopy*, **57**, 113 (1994).
105. T. J. Silva, S. Schultz, and Dieter Weller, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 658 (1994).
106. R. D. Grober, T. D. Harris, J. K. Trautman, E. Betzig, W. Wegscheider, L. Pfeiffer, K. West, *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1421 (1994).
107. D. P. Tsai, A. Othonos, M. Moskovits, and D. Uttamchandani, *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 1768 (1994).
108. D. P. Tsai, J. Kovacs, M. Moskovits, V. M. Shalave, J. S. Suh, and R. Botet, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 4149 (1994).
109. E. Betzig and J. K. Trautman, *Science*, **257**, 189 (1992).
110. D. P. Tsai and Y. Y. Lu, *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2724 (1998).
111. D. P. Tsai, C. W. Yang, S. Z. Lo, and H. E. Jackson, *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1039 (1999).
112. N. H. Lu, D. P. Tsai, C. S. Chang, and T. T. Tsong, *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 2746 (1999).

113. A. Matsumoto, T. Odani, K. Sada, M. Miyata, and K. Tashiro, *Nature*, **405**, 328 (2000).
114. L. Aigouy, A. Lahrech, S. Gresillon, H. Cory, A. C. Boccara, and J. C. Rivoal, *Opt. Lett.*, **24**, 187 (1999).
115. M. Gu and P. C. Ke, *Opt. Lett.*, **24**, 74 (1999).
116. R. Stockle and C. Fokas, *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 160 (1999).
117. Hiroshi Muramatsu, Norio Chiba, Katsunori Homma, Kunio Nakajima, Tatsuaki Ataka, Satoko Ohta, Akihiro Kusumi, and Masamichi Fujihira, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 3245 (1995).
118. R. Chang, W. Fann, and S. H. Lin, *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2338 (1996).
119. R. Eckert, J. M. Freyland, H. Gersen, H. Heinzelmann, G. Schurmann, W. Noell, U. Staufer, and N. F. de Rooij, *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3695 (2000).
120. Y. K. Kim, P. M. Lundquist, J. A. Helfrich, J. M. Mikrut, G. K. Wong, P. R. Auvil, and J. B. Ketterson, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 3407 (1995).
121. T. Yatsui, M. Kourogi, and M. Ohtsu, *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 4583 (2001).
122. J. Tominaga, C. Mihalcea, D. Buchel, H. Fukuda, T. Nakano, N. Atoda, H. Fuji, and T. Kikukawa, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 2417 (2001).
123. M. Achermann, U. Siegner, L.-E. Wernersson, and U. Keller, *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3370 (2000).
124. W. Pohl and Daniel Courjon, *Near Field Optics*, Boston: Kluwer Academic (1993).
125. J. P. Fillard, *Near Field Optics and Nanoscopy*, Singapore: World Scientific (1996).
126. M. A. Paesler and P. J. Moyer, *Near-Field Optics: Theory, Instrumentation, and Applications*, New York: Wiley (1996).
127. Motoichi Ohtsu and Hirokazu Hori, *Near-Field Nano-Optics: from Basic Principles to Nano-Fabrication and Nano-Photonics*, New York: Kluwer/Plenum Publishers (1999).
128. 蔡定平, 近場光學顯微術, 自然科學簡訊, **7** (3), 110 (1995).
129. 蔡定平, 近場光學顯微術及其應用, 科儀新知, **17** (5), 10 (1996).
130. 蔡定平, 近場光學顯微術簡介, 物理, **18** (3), 375 (1996).
131. 蔡定平, 原子力顯微術和近場光學顯微術在工業上之應用, 量測資訊, **45**, 29 (1997).
132. 蔡定平, 近場光碟機最近之發展, 科儀新知, **19** (4), 28 (1998).
133. 蔡定平, 近場光學記錄的新發展 (上), 光訊, **74**, 11 (1998).
134. 蔡定平, 近場光學記錄的新發展 (下), 光訊, **75**, 29 (1999).
135. The website of Olympus America, Inc., <http://www.olympus.com>
136. J. Lothe and D. M. Barnett, *J. Appl. Phys.*, **47**, 428 (1976).
137. H. L. Bertoni, *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, **SU-31** (2), 105 (1984).
138. M. Hoppe and J. Bereiter-Hahn, *Proc. IEEE*, **SU-32**, 289 (1985).
139. V. S. Ahn, J. D. Achenbach, Z. L. Li, and J. O. Kim, *Research in Nondestructive Evaluation*, **3** (4), 183 (1991).
140. J.-F. Chai and T.-T. Wu, *J. Acoust. Soc. Am.*, **95** (6), 3232 (1994).
141. T.-T. Wu and J.-F. Chai, *Ultrasonics*, **32** (1), 21 (1994).

142. T.-T. Wu and J.-F. Chai, *1994 Far East Conference on NDT and ROCSNT*, 159 (1994).
143. B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Vol. 1, New York: Wiley Interscience (1973).
144. K. F. Graff, *Wave Motion in Elastic Solids*, Columbus, Ohio: Ohio State University Press (1975).
145. C. K. Lee and T. W. Wu, *AIAA Journal*, **33** (9), 1675 (1995).
146. C. K. Lee, and T. W. Wu, *IBM Technical Disclosure Bulletin*, **35** (1A), 189 (1992).
147. C. K. Lee, G. Y. Wu, G. T. Pan, S. R. Chiang, and J. Wu, "An innovative miniature differential laser Doppler interferometer", *Int. Sym. on Polari. Ana. and Appl. to Devices Tech*, Yokohama, Japan, June 12-14 (1996).
148. C. K. Lee, W. W. Chiang, D. W. Meyer, U. K. Nayak, T. C. O'Sullivan, and T. W. Wu, "Miniature Differential Laser Interferometer/Vibrometer for Optical Glide and Other Storage Applications", *IBM Technical Disclosure Bulletin*.
149. T. D. Perng, W. J. Wu, S. J. Chiang, C. K. Lee, and C. W. Huang, "A Miniature Laser Doppler Interferometer", *The 4th Symposium on the Defense Technology*, Vol. II. Signal Processing, Taoyuan, Taiwan, ROC (1995).
150. G. Y. Wu and C. K. Lee, "Measuring Disk Radial Runout of Magnetic Storage Devices by using A Miniature Laser Doppler Interferometer", *Asia-Pacific Data Storage Conference*, Ta-Shee Resort, Taoyuan, Taiwan, ROC (1997).
151. C. K. Lee, G. Y. Wu, C. T. Teng, W. J. Wu, C. T. Lin, *et al.*, *Journal of Japanese Applied Physics*, **38**, Part 1, No. 3B (1999).
152. 吳錦源, 李世光, DVD 通訊第三期, 工研院光電所, 第三版 (1997).
153. 吳錦源, 李世光, 鄧兆庭, 林三堅, 機械月刊, **43** (5), 364 (1997).
154. 李世光, 吳錦源, 吳文中, 葉錕生, 李進發, "Advanced Vibrometer/Interferometer Device," US Patent Pending (Filed June 14, 1997).
155. N. Bobroff, *Meas. Sci. Technol.*, **4**, 907 (1995).
156. 程曉輝, 趙洋, 李達, 光學學報, **3**, 73 (1999).
157. T. Nishimura, Y. Kubota, S. Ishii, S. Ishizuka, and M. Tsukiji, "Encoder with Diffraction Grating and Multiply Diffraction Light", *U.S. Patent No. 5038032* (1990).
158. W. W. Chiang and C. K. Lee, *U.S. Patent No. 5,442,172* (1995).
159. W. J. Wu, C. K. Lee, and C. T. Hsieh, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**-1 (3B), 1725 (1999).
160. V. G. Badami and S. R. Petterson, *Precis. Eng.*, **24**, 41 (2000).
161. V. P. Drachev and S. V. Perminov, *Appl. Phys. B*, **71**, 193 (2000).
162. S. Hosoe, *Nanotechnology*, **4**, 81 (1993).
163. D. Lin, H. Jiang, and C. Yin, *Opt. Laser Technol.*, **32**, 95 (2000).
164. R. Petit (Eds.), *Electromagnetic Theory of Gratings*, Berlin, Germany: Springer-Verlag, (1980).
165. A. Cox, *A System of Optical Design*, New York: The Focal Press (1967).
166. R. Guenther, *Modern Optics*, New York: John Wiley & Sons (1990).
167. E. Hecht, *Optics*, New York: Addison-Wesley (1998).

168. A. J. Moiré and J. R. Tyrer, *Experimental Mechanics*, **35** (4), 306 (1995).
169. D. Post, B. Han, and P. Ifju, *High Sensitivity Moire*, New York: Springer (1994).
170. B. Han, *Experimental Mechanics*, **38** (4), 278 (1998).
171. C. K. Lee, C. T. Lin, C. C. Hsiao, and W. C. Liaw, *J. Guid. Contr. Dyn.*, **21** (5), 692 (1998).
172. A. Capanni, L. Pezzati, D. Bertani, M. Cetica, and F. Francini, *Opt. Eng.*, **36** (9), 2466 (1997).
173. H. Takajo and T. Takahashi, *J. Opt. Soc. Am. A*, **5** (3), 416 (1988).
174. H. Takajo and T. Takahashi, *J. Opt. Soc. Am. A*, **5** (11), 1818 (1988).
175. D. C. Ghiglia and L. A. Romero, *J. Opt. Soc. Am. A*, **11** (1), 107 (1994).
176. C. M. Vest, *Holographic Interferometry*, New York: John Wiley & Sons (1979).
177. R. Jones and C. Wykes, *Holographic and Speckle Interferometry*, Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press (1989).
178. *Quanta-Ray PRO-Series: Pulsed Nd:YAG Lasers User's Manual*, California: Spectra-Physics (1999).
179. *PIV: Pulsed Nd:YAG Laser for Particle Image Velocemetry User's Manual*, California: Spectra-Physics (1997).
180. D.W. Robinson and G.T. Reid, *Interferogram Analysis: Digital Fringe Pattern Measurement Techniques*, Bristol, Great Britain: IOP Publishing Ltd. (1993).
181. D. Malacara, M. Servin, and Z. Malacara, *Interferogram Analysis for Optical Testing*, New York: Marcel Dekker, Inc. (1998).
182. 廖文卿, 精密壓電衝擊儀之設計、分析與實驗, 國立台灣大學應用力學研究所碩士論文 (1996).
183. 高志誠, 以相位重建技術研製三維電子斑點干涉儀, 國立台灣大學應用力學研究所碩士論文 (1999).
184. 陳怡君, 全域波傳量測系統之理論與實驗: 以穩頻雙共振腔脈衝雷射為電子斑點干涉及全像紀錄/重建光源之架構開發, 國立台灣大學應用力學研究所碩士論文 (2000).
185. 黃元甫, 即時動態全域量測系統之研究: 全像與脈衝雷射之創新應用, 國立台灣大學應用力學研究所碩士論文 (2001).
186. C. J. R. Sheppard and T. Wilson, *Optics Letters*, **3** (3), 115 (1978).
187. S. Kimura and T. Wilson, *Appl. Opt.*, **32** (13), 2257 (1993).
188. E. Kawasaki, M. Schermer, and R. Zeleny, *Biophotonics International*, **6** (1), 46 (1999).
189. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill (1992).
190. T. Wilson and A. R. Carlini, *Optics Letters*, **12** (4), 227 (1987).
191. H. Bruijn, B. Altenburg, R. Kooyman, and J. Greve, *Optics Communications*, **82**, 425 (1991).
192. B. Liedberg, C. Nylander, and I. Lundstrom, *Sens. Actuators*, **4**, 299 (1983).
193. B. Johnson, S. Lofas, and G. Lindquist, *Anal. Biochem.*, **198**, 268 (1991).
194. H. Morgan and D. M. Taylor, *Biosensors and Bioelectronics*, **7**, 405 (1992).
195. A. H. Severs, R. B. M. Schasfoort, and M. H. L. Salden, *Biosensors and Bioelectronics*, **8**, 185 (1993).
196. J. Haimovich, D. Czerwinski, C. P. Wong, and R. Levy, *J. Immunol. Methods*, **214**, 113 (1998).
197. H. Bruijn, R. Kooyman, and J. Greve, *Appl. Opt.*, **32** (13), 2426 (1993).

198. S. R. Karlsen, K. S. Johnston, R. C. Jorgenson, and S. S. Yee, *Sensors and Actuators B*, **24**, 747 (1995).
199. M. Zervas, *Optical Fiber Sensors*, **44**, 327 (1989).
200. R. E. Dessy and W. J. Bender, *Analytical Chemistry*, **66**, 963 (1994),
201. B. Rothenhausler, C. Duschl, and W. Knoll, *Thin Solid Films*, **159**, 323 (1998).
202. L. Fagerstam, A. Frostell-Karlsson, R. Karlsson, B. Persson, and I. Ronnberg, *J. of Chrom.*, **597**, 397 (1992).
203. A. L. Plant, M. Brigham-Burke, E. C. Petrella, and D. J. O'Shannessy, *Anal. Biochem.*, **226**, 342 (1995).
204. J. G. Quinn, R. O'Kennedy, M. Smyth, and J. Moulds, *J. Immunol. Methods*, **206**, 87 (1997).
205. J. S. Tung, J. Gimenez, C. T. Przysiecki, and G. Mark, *J. of Pharmaceutical Sci.*, **87** (1), 76 (1998).
206. R. J. Adrian, *Annual Review of Fluid Mechanics*, **23**, 261 (1991).
207. N. Grosjean, L. Graftieaux, M. Michard, W. Hübner, C. Tropea, and J. Volkert, *Meas. Sci.*, **8**, 1523 (1997).
208. H. Mishina, T. Ushizaka, and T. Asakura, *Optics and Laser Technology*, 121 (1976).
209. K. Keith, S. Braeside, and D. Axminister, *Laser Doppler Microscopy Methods and Instruments*, U.S. Patent, pn:5778878 (1998).
210. H. S. Chuang and Y. L. Lo, *First Cross-Straight Symposium on Microsystem Technologies*, 293 (2000).
211. Y. L. Lo and G. S. Chuang, *Fluid Velocity Measurements in Micro-Channel by Two New Optical Heterodyne Microscopes*, Accepted by OSA, *Applied Optics* (2002).
212. M. R. Mackenzie, A. K. Tieu, P. B. Kosasih, and L. N. Binh, *Meas. Sci. Technol.*, **3**, 852 (1992).
213. D. Modarress, D. Fourquette, F. Tuagwalder, M. Gharib, S. Forouhar, D. Wilson, and S. Scalf, *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics* (2000).
214. Z. Chen, T. E. Milner, S. Srinivas, X. J. Wang, A. Malekafzali, M. J. C. van Germert, and J. S. Nelson, *Opt. Lett.*, **22**, 1119 (1997).
215. H. Xie, Y. Pan, and G. K. Fedder, *Micro Electro Mechanical Systems*, The Fifteenth IEEE International Conference, 495 (2002).
216. M. J. Levesque and R. M. Nerem, *Journal of Biomechanical Engineering*, **107**, 341 (1985).
217. K. M. Barber, A. Pinero, and G. A. Turskey, *American Physiological Society*, H591 (1998).
218. J. G. Santiago, S. T. Werely, C. D. Meinhart, D. J. Beebe, and R. J. Adrian, *Experiments in Fluids*, **25**, 316 (1998).
219. O. Berberig, K. Nottmeyer, J. Mizuno, Y. Kanai, and T. Kobayashi, *Solid State Sensors and Actuators, Transducers '97 Chicago*, International Conference, **1**, 155 (1997).
220. V. Gass, B. H. van der Schoot, and N. F. de Rooij, *Proc. IEEE-MEMS Workshop*, 167 (1993).
221. F. Jiang and Y. C. Tai, *Electron Devices Meeting, Technical Digest*, International, 139 (1994).
222. C. D. Meinhart, S. T. Werely, and M. H. B. Gray, *Measurement Science Technology*, **11**, 804 (2000).
223. S. M. Flockhart and S. J. Yang, *Microengineering Components for Fluids*, IEE, 2/1 (1996).
224. B. Ovryn, *Experiment in Fluids*, **29**, 175 (2000).

225. F. H. Mok, *Optics Letters*, **18**, 915 (1993).
226. 莊漢聲, 楊正財, *Micro-PIV 測試與建立*, 初版, 新竹: 工研院量測中心 (2002).
227. Sandia, *MEMS Reliability Short Course*, Nov., 14-16 (2000).
228. 彭鴻霖編著, *可靠度技術手冊* (1997).
229. 林澤勝, 張忠恕, 陳友欽, 林淑霞, 矽壓阻式壓力感測器環境測試與可靠性分析技術研究報告, 工業材料研究所報告編號: 053860311 (1997).
230. 彭成鑑, 張忠恕, 林澤勝, 林淑霞, 陳友欽, 血壓感測元件實驗量產可靠性分析, 工業材料研究所報告編號: 053870333 (1998).
231. 王宗華編著, *可靠度試驗與評估*, 中華民國品質管制學會發行, 初版二刷 (1994).
232. MIL-STD-202F, *Test Methods for Electronic and Electric Component Parts*.
233. EIAJ ED-8403, 半導體壓力感測器環境及耐久性試驗方法 (Environmental and endurance test methods for semiconductor pressure sensors (Diffused piezoreistance type), (1994).
234. Motorola, *Sensor Device Data, and Sensym. Solid-State Pressure Sensors Handbook*, 3rd. (1995).
235. MIL-STD-883, *Test Methods and Procedures for Microelectronics*.
236. M. Dardalhon, *Failure Analysis in MEMS: A Summary of Texts Published in the Literature*, Dec. CNES, France (2001).
237. A. Hartzell and D. Woodilla, *Proc. IEEE International Reliability Physical Symposium*, San Diego, CA, 202 (1999).
238. H. F. Schlaak, F. Arndt and M. Hanke, *Proc. of 19th International Conference on Electrical Contact Phenomena*, Nuremburg, Germany, 59 (1998).
239. D. M. Tanner *et al.*, *Proc. IEEE International Reliability Physics Symposium*, 189 (1999).
240. S. L. Miller *et al.*, *Proc. IEEE International Reliability Physics Symposium*, 17 (1998).
241. S. Brown *et al.*, *Intl. Conf. on Solid-state Sensors and Actuators*, 591 (1997).
242. C. L. Muhlstein *et al.*, "High-Cycle Fatigue of Polycrystalline Silicon Thin Films in Laboratory Air", *MRS Symposium Proceedings*, **657**, EE5.8.1-EE5.8.6 (2000).
243. F. Shen, P. Lu, S. J. O'Shea, K. H. Lee, and T. Y. Ng, *Sensors and Actuators*, **A 95**, 17 (2001).
244. M. R. Douglass, *IEEE Int. Reliability Physics Symp. Proc.*, 9 (1998).
245. D. M. Tanner, *Proc. 22rd international Conference on Microelectronics*, **1**, 14 (2000).
246. D. M. Tanner, J. A. Walraven, K. S. Helgesen, L. W. Irwin, D. L. Gregory, J. R. Stake, and N. F. Smith, *IEEE International Reliability Physics Symposium*, 139 (2000).
247. M. R. Douglass, D. M. Kozuch, *SID 95 Applications Digest*, **26**, 49 (1995).
248. T. G. Brown and B. S. Davis, *SPIE Conf. on Materials and Device Characterization in Micromachining*, **3512**, 228 (1998).
249. D. M. Tanner, J. A. Walraven, K. S. Helgesen, L. W. Irwin, F. Brown, N. F. Smith, and N. Masters, *IEEE Int. Reliability Physics Symp.*, 129 (2000).
250. A. R. Knudson, S. Buchner, P. McDonald, W. J. Stapor, A. B. Campbell, K. S. Grabowski, D. L. Knies, S. Lewis, and Y. Zhao, *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **43** (6), 3122 (1996).

251. F. Shen, P. Lu, S. J. O'Shea, K. H. Lee, and T. Y. Ng, *Sensors and Actuators*, **A95**, 17 (2001).
252. A. K. Sharma and A. Teverovksy, *Evaluation of Thermo-Mechanical Stability of COTS Dual-Axis MEMS Accelerometers for Space Applications*, <http://www.nepp.nasa.gov> (2000).
253. A. K. Sharma, A. Teverovsky, and F. Felt, *Thermo-Mechanical Characterization of Motorola MMA1201P Accelerometer Test Report*, <http://www.nepp.nasa.gov>
254. B. Murari, "Is Micromachining Still a Dream or an Industrial Reality?", *IEEE/ASME International Conference on Advanced Intelligent Mechatronics*, Como, Italy, 8 (2001).
255. P. Sandborn, *MEMS Packaging and Reliability*, CALCE Electronic Products and Systems Center, University of Maryland, College Park, Maryland 20742.