

國立交通大學
機械工程學系碩士班
碩士論文

太曼-格林干涉儀量測藍寶石晶圓之薄膜應力
Measurement of Thin Film Stress in Deposited Sapphire Substrate
Using Twyman-Green Interferometer

研究生：湯士杰

指導教授：尹慶中 博士

中華民國一〇〇年八月

太曼-格林干涉儀量測藍寶石晶圓之薄膜應力

Measurement of Thin Film Stress in Deposited Sapphire Substrate
Using Twyman-Green Interferometer

研 究 生：湯士杰

Student : Shih-Chieh Tang

指導教授：尹慶中 博士

Advisor : Dr. Ching-Chung Yin

國立交通大學

機械工程學系碩士班

碩 士 論 文

A Thesis

Submitted to Department of Mechanical Engineering

College of Engineering

National Chiao Tung University

in Partial Fulfillment of the Requirements

for the Degree of

Master of Science

in

Mechanical Engineering

August 2011

Hsinchu, Taiwan, Republic of China

中華民國一〇〇年八月

太曼-格林干涉儀量測藍寶石晶圓之薄膜應力

研究生：湯士杰
士

指導教授：尹慶中 博

國立交通大學機械工程學系碩士班

摘要

在藍寶石基板上沉積薄膜的製程中，由於薄膜材料與藍寶石基板的材料性質不同，造成薄膜與基板內皆有殘留應力使得基板變形，殘留應力產生主因可分為基板與薄膜兩者晶格的不匹配與兩者的膨脹係數不同，分別產生了本質應力與熱應力。本研究使用太曼-格林干涉儀的系統量測晶圓表面變形並推估殘留應力。利用形態學影像處理消除干涉儀系統拍攝所得干涉條紋影像內的雜訊，將消除雜訊後的干涉影像細線化以定位干涉條紋中心位置。利用干涉條紋中心位置的資訊以 Zernike 多項式做曲面擬合計算各項的待定係數得到晶圓表面形貌，根據擬合的晶圓表面形貌資訊可成功推估藍寶石晶圓與薄膜內的應力。

關鍵字：太曼-格林干涉術、薄膜殘留應力、影像處理、曲面擬合

Measurement of Thin Film Stress in Deposited Sapphire Substrate Using Twyman-Green Interferometer

Student: Shih-Chieh Tang
Yin

Advisor: Dr. Ching-Chung

Department of Mechanical Engineering
National Chiao Tung University

ABSTRACT

In the epitaxial process of gallium nitride (GaN) deposition on a sapphire wafer, the large residual stress usually results in wafer bowing because of lattice and thermal misfit between both thin film and substrate. The residual stress comprises of intrinsic stress and thermal stress. The Stoney stress formula for wafer bowing was amended, and the residual stresses in the thin film are modeled as biaxial forces acting at the sapphire substrate which is an anisotropic material. In this study, Twyman-Green interferometer was used to measure the surface topography of GaN deposited sapphire substrate. After reduction of interferogram noise by the morphology image process, the image thinning algorithm was used to locate the center of interference fringes. The Zernike polynomials were employed to describe a wave front of sapphire substrate by surface fitting. The residual stress was determined according to the curvatures calculated by finite differences of those surface fitting data of the measured topography.

Keywords: Twyman-Green interferometry, thin film residual stress, image processing, surface fitting

誌謝

在這兩年的碩士生活中，首先我要感謝我的指導教授尹慶中博士，尹慶中教授不僅在研究上給予我許多的指導與協助，也教導了做研究的態度與方法，讓我受益良多，由衷感恩尹慶中教授兩年來辛苦的付出！感謝楊哲化、章明以及鄭泗東教授撥空擔任學生的口試委員，對本論文提出見解與指正，使得本論文更趨完備。

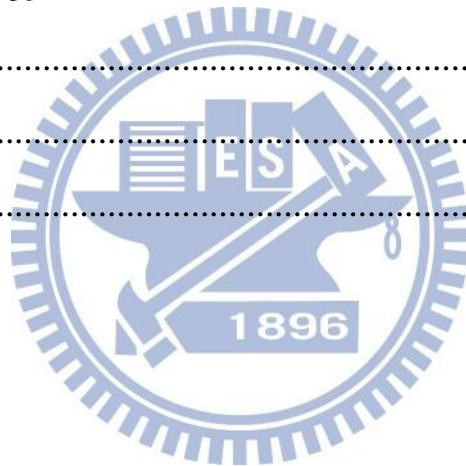
感謝實驗室的學長王多聞、許世明、游泰和、溫子達、賴佑年、鄭博毅及學姐吳昱瑾總是不吝地提供各種協助，也總是細心的解答我的問題。感謝同學吳家宇、王裕太、蔡慶芳、鄭智遠、黃室維以及蔡旻軒，在碩士兩年期間的相互勉勵，讓我們共同學習與成長，同時為兩年的碩士生活帶來許多歡笑。感謝學弟吳旻修、梁均帆、李邵遠以及學妹郇心慧的幫忙，讓我做研究的過程中更加順利。相信這碩士的兩年生活會是最難忘的回憶。

感謝女友的陪伴，將我的碩士生涯點綴得更加繽紛，最後感謝我的父母及妹妹對我無悔地付出與支持，讓我在學業上能夠順利的學習。

目錄

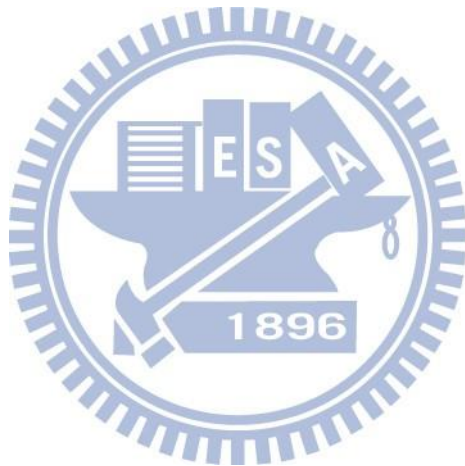
中文摘要	i
英文摘要	ii
誌謝	iii
目錄	iv
表目錄	vi
圖目錄	vii
第一章 緒論	1
1.1 前言	1
1.2 文獻回顧	2
1.2.1 薄膜應力的基本理論	2
1.2.2 薄膜應力量測方法	8
1.2.3 太曼-格林干涉儀	9
1.3 內容簡述	10
第二章 理論分析	11
2.1 薄膜殘留應力量測公式推導	11
2.2 太曼-格林干涉儀量測理論	18
2.2.1 干涉條紋分析	19
2.2.2 形態學(morphology)影像處理	20
2.2.3 細線化	24
2.3 曲面擬合	29
2.3.1 Zernike 圓多項式	30
2.3.2 最小平方差擬合法	32
第三章 實驗量測與結果討論	34
3.1 太曼-格林干涉儀量測實驗	34

3.1.1 太曼-格林干涉儀光學系統架設	34
3.1.2 干涉條紋定位與標註干涉條紋階數.....	35
3.2 影像處理方式與實例說明.....	36
3.2.1 細線化的前處理.....	36
3.2.2 細線化的後處理.....	40
3.3 Zernike 曲面擬合實例說明	40
3.4 基板與薄膜的應力計算.....	42
第四章 結論與未來工作.....	44
4.1 工作結論.....	44
4.2 未來工作與展望.....	45
參考文獻.....	46
附表.....	50
附圖.....	52



表目錄

表 1 藍寶石基板(sapphire)材料參數.....	50
表 2 氮化鎵(gallium nitride)材料參數	50
表 3 Zernike 一至五階多項式與對應的物理像差	51



圖目錄

圖 1.1 薄膜應力計算示意圖.....	52
圖 1.2 薄膜與基板座標示意圖.....	52
圖 2.1 溫度上升時，膨脹係數不同所致基板變形示意圖.....	53
圖 2.2 薄膜與基板變形前後示意圖.....	53
圖 2.3 太曼-格林干涉儀系統示意圖.....	54
圖 2.4 太曼-格林干涉儀(Twyman-Green interferometer)實驗架構圖.....	54
圖 2.5 初階球面像差(spherical aberration)波前函數 3D 圖.....	55
圖 2.6 初階球面像差(spherical aberration)波前函數 2D 等高線圖.....	55
圖 2.7 離焦波前函數 3D 圖.....	56
圖 2.8 離焦波前函數 2D 等高線圖.....	56
圖 2.9 初階慧差波前函數 3D 圖.....	57
圖 2.10 初階慧差波前函數 2D 等高線圖.....	57
圖 2.11 對 x 軸傾斜波前函數 3D 圖.....	58
圖 2.12 對 x 軸傾斜波前函數 2D 等高線圖.....	58
圖 2.13 對 y 軸傾斜波前函數 3D 圖.....	59
圖 2.14 對 y 軸傾斜波前函數 2D 等高線圖.....	59
圖 2.15 (a)干涉影像原始圖 (b)將(a)圖二值化.....	60
圖 2.16 (a)干涉影像原始圖 (b)將(a)圖做頂帽轉換處理後，取與圖 2.15(b)相同的閾值所得的二值轉換圖，其二值轉換結果顯示較多干涉條紋細節.....	60
圖 2.17 物體 A 其原點平移至 $x=(x_1, x_2)$	61
圖 2.18 物體 B 的反射.....	61
圖 2.19 影像處理前的影像矩陣.....	62
圖 2.20 蝕刻時將結構元素中心放置於像素值 1 集合內一點，若結構元素	

完全內嵌於像素 1 的集合內，則此點保留	62
圖 2.21 將 2.19 圖以垂直且長度為 3 個像素長的結構元素做蝕刻的結果	63
圖 2.22 膨脹時，結構元素中心放置於像素值 1 的各個點，每一次位移後的結果的集合為膨脹	63
圖 2.23 將 2.19 圖以垂直且長度為 3 個像素長的結構元素做膨脹的結果	64
圖 2.24 (a)斷開前(b)斷開時將結構元素在 A 內沿邊界平移(c)斷開後的結果	65
圖 2.25 (a)閉合前(b)閉時將結構元素沿 A 的外邊界平移(c)閉合後的結果	66
圖 2.26 (a)影像亮度分佈，縱軸為亮度(b)灰階影像斷開好比將結構元素往上頂沿內邊界平移(c)斷開結果	67
圖 2.27 干涉影像	68
圖 2.28 將 2.28 圖做斷開處理之影像	68
圖 2.29 以 2.27 圖減去 2.29 圖得到頂帽轉換的結果	69
圖 2.30 細線化前的影像	69
圖 2.31 將 2.31 圖細線化	70
圖 2.32 將 2.31 圖骨架化	70
圖 2.33 (a)細線化前範例圖(b)以 Zhang and Suen [28]的演算法則進行細線化(c)以 Guo and Hall[33]演算法進行細線化。	71
圖 2.34 像素 p 及其 3x3 矩陣鄰域	72
圖 2.35 以 Zhang and Suen [28]演算法進行細線化，左圖為左右方向寬為兩個像素的對角線圖形，右圖為結果，由右圖可看知左圖中紅線圈起處被判定為可刪除的像素	72
圖 2.36 以 Zhang and Suen [28]演算法進行細線化，右圖為細線化結果，	

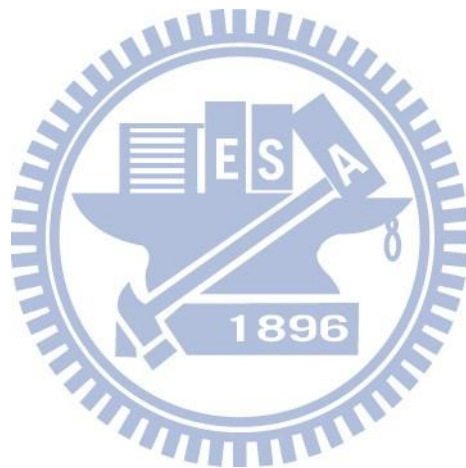
一個兩像素寬的正方形圖形被完全消除.....	73
圖 2.37 以 3x3 像素矩陣為例，若不加入 $b(p) \leq 6$ 的條件，則像素 p 會被刪除使得白色圖形內產生黑洞.....	73
圖 3.1 拍攝干涉影像時屏幕表面造成的散斑.....	74
圖 3.2 屏幕旋轉下拍攝所得干涉影像.....	74
圖 3.3 右圖為已放置晶圓的夾具，左圖為將平面鏡再放置於夾具的圖，此夾具可同時夾持晶圓與平面鏡.....	75
圖 3.4 讀取位於十字黃色條紋區域的干涉條紋座標.....	75
圖 3.5 十字讀取與全域讀取優缺點比較.....	76
圖 3.6 干涉條紋原始影像.....	76
圖 3.7 將原始干涉影像做頂帽轉換結果圖.....	77
圖 3.8 以較小結構元素對原始干涉影像做頂帽轉換的結果,暗紋變的較粗.....	77
圖 3.9 將 3.8 圖以閾值 7 做二值化，可看出暗紋處缺損嚴重.....	78
圖 3.10 將 3.7 圖做二值化(閾值為 7).....	78
圖 3.11 消除像素的 H 相連.....	79
圖 3.12 (a)將 3.10 圖細線化(b)將圖(a)紅線圈起處放大，可看到突刺(spur)很多，細線化結果不完美.....	80
圖 3.13 將 3.10 圖暗紋中的白色雜訊消除且將其邊緣磨平滑.....	80
圖 3.14 將 3.13 圖細線化，得到完美細線化結果.....	81
圖 3.15 原始干涉影像.....	81
圖 3.16 將 3.15 圖進行底帽轉換.....	82
圖 3.17 將 3.15 圖以形態學影像處理後的最終細線化結果.....	82
圖 3.18 採用大結構元素使細節呈現不佳.....	83
圖 3.19 採用小結構元素使細節度呈現較好.....	83

圖 3.20 雜訊範例圖	84
圖 3.21 將 3.18 圖以中值濾波處理後的結果	84
圖 3.22 干涉影像經底帽及二值處理的結果	85
圖 3.23 以斷開消除暗紋中雜訊(白洞)的結果	85
圖 3.24 以重建來斷開(open by reconstruction)的結果	86
圖 3.25 以重建來閉合(close by reconstruction)的結果	86
圖 3.26 細線化後分支產生	87
圖 3.27 將 3.20 圖中的分支以端點偵測的方式逐步刪除	87
圖 3.28 由於條紋過密，可成功擬合的區域小	88
圖 3.29 未使用頂帽轉換下的擬合結果	88
圖 3.30 將 3.23 圖中的細線化結果與擬合圖結合比較	89
圖 3.31 使用頂帽轉換後，可擬合區域擴大	89
圖 3.32 將 3.6 圖細線化後，以十字讀取擬合結果(多項式的階數為四階)， 細線化結果與擬合結果疊合比較	90
圖 3.33 讀取三條干涉條紋資訊，進行十字讀取，以三階多項式擬合之結 果	90
圖 3.34 全域讀取，三階擬合之結果	91
圖 3.35 全域讀取五條干涉條紋資訊，以三階多項式擬合的結果	91
圖 3.36 十字讀取，四階擬合之結果，靠近外圍處仍有不穩合處，因為十 定讀取外圍資料的點數不足	92
圖 3.37 全域讀取，以四階多項式擬合，結果與細線化之結果幾乎完全穩 合	92
圖 3.38 與軸夾 45 度的像散波前函數 3D 圖	93
圖 3.39 與軸夾 45 度的像散等高線圖	93
圖 3.40 離焦波前函數 3D 圖	94

圖 3.41 離焦等高線圖.....	94
圖 3.42 與軸夾 0 度或 90 度像散波前函數 3D 圖.....	95
圖 3.43 與軸夾 0 度或 90 度像散等高線圖.....	95
圖 3.44 x 軸三角像散波前函數 3D 圖.....	96
圖 3.45 x 軸三角像散等高線圖.....	96
圖 3.46 沿 x 軸三階慧差波前函數 3D 圖。.....	97
圖 3.47 沿 x 軸三階慧差等高線圖.....	97
圖 3.48 y 軸三角像散波前函數 3D 圖.....	98
圖 3.49 y 軸三角像散等高線圖.....	98
圖 3.50 三階球面像差.....	99
圖 3.51 三階球面像差二維等高線圖.....	99
圖 3.52 原始干涉影像，圖中紅線框起為雙光束量測法大約的量測範圍， 注意平邊在上，因為通過透鏡呈現在屏幕的緣故.....	100
圖 3.53 雙光束量測法得 x 方向的曲率，右圖為其座標軸表示，框線為其 量測範圍，每 5mm 取樣一次，平邊在下.....	100
圖 3.54 本研究量測法及差分計算之 $W_{,xx}$ (近似 x 方向曲率)，為了比較方 便已將座標顯示範圍調整至與雙光束量測相同位置.....	101
圖 3.55 雙光束量測法所得 y 方向的曲率[].....	101
圖 3.56 本研究量測法及差分計算之 $W_{,yy}$ (近似 y 方向曲率).....	102
圖 3.57 雙光束量測法所得薄膜內 x 方向的應力[].....	102
圖 3.58 本研究根據擬合之曲率計算薄膜內 x 方向的應力.....	103
圖 3.59 雙光束量測法所得薄膜內 y 方向的應力[].....	103
圖 3.60 本研究根據擬合之曲率計算薄膜內 y 方向的應力.....	104
圖 3.61 白色星號標記出擬合誤差大於二分之一波長的位置，白線圈起處 內有一黑色星號表示誤差最大的位置.....	104

圖 3.62 白色星號標記出擬合誤差大於 0.1 μ m 的位置 105

圖 3.63 FRT 機台量測結果，平邊在下，量測時每 2mm 取樣一次，橫、縱
軸單位為 mm，晶圓中心座標約為(25,25)..... 105



第一章 緒論

1.1 前言

在現今什麼都講究高效能及方便的時代，許多日常用品皆朝向小體積化及高品質化的方向演進，當然光源的發展也不例外，如今對於光源的需求更是與以往不盡相同，穩定的發光品質更是現代人追求的基本條件之一，目前最為人熟知的發光源為 LED(light-emitting diode)，它提供了穩定的發光品質，甚至可以達成許多客製化的要求，當然 LED 的體積夠小，可以應用的範圍廣，除了工業外更遍及於眾多日常電子用品。

金屬有機化學氣相沉積 (metal organic chemical vapor deposition, 簡稱 MOCVD) 使用金屬有機物作為反應物，是目前 LED 晶圓磊晶主要採用的製程方法，製程中有許多程序，每一程序皆是影響 LED 品質的關鍵，為了控制產品良率，製程中有三項需要監測的重要參數：溫度、反射率及晶圓表面曲率。

磊晶製程的溫度隨著沉積的材料不同而有所變化，需在製程中非接觸地量測溫度，控制製程。反射率量測可以監測磊晶的成長率，進而控制膜厚。可用以計算出晶圓放射率，修正的放射率有助於精確地量測晶圓溫度。磊晶製程中的晶圓會隨製程溫度變化而彎曲，有一些鍍膜材料(如 GaN)於磊晶時，對於基材的翹曲敏感，若曲率過大，會使得鍍膜材料磊晶不易，影響到 LED 成品的發光波長。所以需要即時的製程監測，以控制各組成元素晶格的匹配及熱應力，獲得高品質的磊晶成品。

由於在量測溫度與反射率的理論上已臻完備，所以本研究著重於晶圓表面曲率的量測。本研究採用太曼-格林干涉儀 (Twyman-Green interferometer) 量測薄膜表面形貌，藉由已知的表面形貌變形計算薄膜內

的應力，雖然無法即時進行製程監測，但在量測晶圓表面形貌上可以做到高精度及高準確度。表面形貌的曲率對於晶圓表面鍍膜材料的磊晶成長有很大的影響性，而晶圓表面曲率與鍍膜材料內的應力有直接的關聯。所以精確地量測晶圓表面曲率，可增加鍍膜材料內部應力推估的可信度。

在薄膜內的應力對於所有光學鍍膜的應用皆扮演極其重要的角色，薄膜內的應力會導致諸多不樂見的現象，包括薄膜的裂縫（cracking）或者是剝離（peeling）以及造成基板的彎曲（bending）。而要去探討薄膜內的應力，了解應力的機制與它們所造成的影響是必要的。

1.2 文獻回顧

1.2.1 薄膜應力的基本理論

在不同的薄膜製備法與薄膜內的應力的研究與討論上，已有一段相當長的歷史，在 1909 年，Stoney[1]首先提出了一套應力公式，計算出由電鍍的鎳(nichel)金屬薄膜內的應力。我們都知道這類薄膜當沉積到一定厚度時便極易有剝離(peel)的現象，也有可能產生捲曲(curl)的情形，特別是當沉積的薄膜並未與所沉積的基材緊密結合的時候，這種不樂見的情形更是容易發生。在 1858 年，Gore[2]發現銻(antimony)在沉積時處於一個非常不穩定的狀態，很容易因為振動或者局部的加熱就破裂，隨著薄膜黏滯狀態的改變，裂縫(crack)產生。Mills[3]在 1877 年發現電鍍在溫度計的球部上的金屬內有應力的產生。這些都再三顯現深入探討薄膜內的應力的重要性。

Stoney 利用沉積的金屬在承受應力下會使所沉積的基板產生彎曲(bending)的多寡來計算出金屬薄膜內的應力。他發現在鐵尺鍍上鎳的一端有明顯的彎曲發生。鐵尺為 102mm 長，12mm 寬，0.32mm 厚。利用

鐵尺鍍膜前後重量的不同配合測微計的驗證計算出沉積鎳薄膜的厚度。得知彎曲的程度再結合沉積的薄膜的厚度可計算出薄膜內的應力。其理論公式如下

$$P = \frac{1}{6} E \frac{d^2}{rt} \quad (1.1)$$

P 為鎳薄膜內的應力， d 為鐵尺厚度， t 為鎳薄膜的厚度， r 為以中性軸(neutral axis)算起的曲率半徑(radius of curvature)。

在 Stoney 所推導的公式中，中性軸距離薄膜與鐵尺的界面(interface)處 $2d/3$ 的位置：

$$\int_d^0 \frac{E}{r} (b-x) x dx = 0, \quad \text{so that } b=2d/3 \quad (1.2)$$

b 為薄膜與鐵尺的交界面到中性軸的距離，見圖 1.1。

Stoney 在一厚度為 d 的鐵尺上沉積厚度為 t 的鎳金屬薄膜，假定基板的曲率半徑為 r ，2 維座標軸原點定於薄膜與鐵尺的交界面，水平方向為 x 軸，垂直方向為 z 軸，見圖 1.1。由於薄膜厚度 t 相對於鐵尺厚度 d 很小，所以薄膜內的應力相對於原點的力矩不考慮，由 (1.2) 式力矩平衡(equilibrium of moments)可算出 $b=2d/3$ ， b 為薄膜與鐵尺的交界面到中性軸的距離。

根據水平合力為 0，得出下面式子

$$\begin{aligned} Pt &= \int_0^d \frac{E}{r} (b-z) dz \\ &= \frac{E}{r} \left(bd - \frac{d^2}{2} \right) = \frac{1}{6} E \frac{d^2}{rt} \end{aligned} \quad (1.3)$$

P 為鎳薄膜內的應力。

若鐵尺的撓曲(deflection)值為 δ ，鐵尺的長度為 L ，則 $r=L^2/8\delta$ ，將結果代回(1.3)式

$$P = \frac{4 E d^2 \delta}{3 t L^2} \quad (1.4)$$

懸臂樑法就是利用(1.4)式的觀念計算薄膜內的應力。

Tien *et al* [4]在 2001 年提出的論文則是將中性軸定在基板的中心，也就是距離薄膜與基板的交界處 $d/2$ 的位置，但其推導出的薄膜應力公式與 Stoney 所推導的公式並無不同，唯一的差別在於，Tien 假設材料為二維等向，所以引入了雙軸模數(bixial modulus)導出了修正的 Stoney 應力公式。其做法如下。

假設基板為二維等向(isotropic)性材料，基板的雙軸應力 $\sigma_x = \sigma_y$ ，且 $\sigma_z = 0$ ，所以令

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma \quad (1.5)$$

$$\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon \quad (1.6)$$

根據廣義虎克定律

$$\varepsilon_x = \frac{1}{E} [\sigma_x - \nu(\sigma_y + \sigma_z)] \quad (1.7)$$

$$\varepsilon_y = \frac{1}{E} [\sigma_y - \nu(\sigma_x + \sigma_z)] \quad (1.8)$$

$$\varepsilon_z = \frac{1}{E} [\sigma_z - \nu(\sigma_x + \sigma_y)] \quad (1.9)$$

可得

$$\varepsilon = \varepsilon_x = \varepsilon_y = \frac{1}{E} [(1-\nu)\sigma] = \frac{\sigma}{E^*} \quad (1.10)$$

$$E^* = \frac{E}{1-\nu} \text{ (雙軸模數)} \quad (1.11)$$

E 和 ν 分別為基板的楊氏系數(Young's modulus)及浦松比(Poisson's ratio)，將(1.11)式的雙軸模數取代(1.4)式的楊氏模數，得

$$P = \frac{1}{6} \frac{E}{1-\nu} \frac{d^2}{rt} \quad (1.12)$$

根據(1.12)式計算出基板上薄膜內的應力。

Riet [5]在 1994 的論文中簡要的說明了沉積薄膜的基板非等向性應力的推導過程，其中基板與薄皆假設為等向性材料，由 Timoshenko and Goodier [6]可知應變與 x 、 y 、 z 方向上的位移 u 、 v 、 w 的關係

$$\begin{aligned}\varepsilon_x &= \frac{\partial u}{\partial x}, & \gamma_{xy} &= \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}, \\ \varepsilon_y &= \frac{\partial v}{\partial y}, & \gamma_{xz} &= \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}, \\ \varepsilon_z &= \frac{\partial w}{\partial z}, & \gamma_{yz} &= \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}.\end{aligned}\tag{1.13}$$

x 、 y 軸平行於基板平面， z 軸垂直於基板平面，座標原點位於基板中央，參見圖 1.2 所示，等向性材料其應力應變關係如下：

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[(1-\nu)(\varepsilon_x - \delta_x) + \nu(\varepsilon_y - \delta_y) \right. \\ &\quad \left. + \nu(\varepsilon_z - \delta_z) \right], \\ \sigma_y &= \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[\nu(\varepsilon_x - \delta_x) + (1-\nu)(\varepsilon_y - \delta_y) \right. \\ &\quad \left. + \nu(\varepsilon_z - \delta_z) \right], \\ \sigma_z &= \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[\nu(\varepsilon_x - \delta_x) + \nu(\varepsilon_y - \delta_y) \right. \\ &\quad \left. + (1-\nu)(\varepsilon_z - \delta_z) \right], \\ \sigma_{xy} &= \frac{E}{2(1+\nu)} \gamma_{xy}, \\ \sigma_{xz} &= \frac{E}{2(1+\nu)} \gamma_{xz}, \\ \sigma_{yz} &= \frac{E}{2(1+\nu)} \gamma_{yz}.\end{aligned}\tag{1.14}$$

$\delta_i (i=x, y, z)$ 代表 x 、 y 、 z 方向上非彈性力造成的應變， E 、 ν 分別為楊

氏係數及蒲松比。

在平衡情況下，微分元素(differential element)上的合力為零，

$$\begin{aligned}\frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} &= 0.\end{aligned}\tag{1.15}$$

同時，薄膜表面的曳力(traction)為零，則

$$\sigma_z = 0, \sigma_{xz} = 0, \sigma_{yz} = 0\tag{1.16}$$

在一無外力作用的基板中，當 xz 與 yz 為主應力平面，在基板的主應力平面 A 上

$$\begin{aligned}\int_A \sigma_x dydz = 0, \int_A y \sigma_x dydz = 0, \int_A z \sigma_x dydz = 0, \\ \int_A \sigma_y dx dz = 0, \int_A x \sigma_y dx dz = 0, \int_A z \sigma_y dx dz = 0.\end{aligned}\tag{1.17}$$

根據(1.14)與(1.15)式，可找到下列滿足這兩式的解

$$\begin{aligned}u &= \alpha_x x + \frac{xz}{R_x}, \\ v &= \alpha_y y + \frac{yz}{R_y}, \\ w &= \alpha_z z - \frac{x^2}{2R_x} - \frac{y^2}{2R_y} - \frac{\nu z^2}{2(1-\nu)} \left(\frac{1}{R_x} + \frac{1}{R_y} \right).\end{aligned}\tag{1.18}$$

此處， R_i 代表 i 方向的曲率半徑， α_i 、 R_i 為邊界及平衡方程式的待定常數。

由於在薄膜表面 $\sigma_z = 0$, $\sigma_{xz} = 0$, $\sigma_{yz} = 0$

$$\alpha_z = \delta_z + \frac{\nu}{1-\nu} (\delta_x + \delta_y - \alpha_x - \alpha_y)\tag{1.19}$$

根據(1.18)、(1.19)式，應力及應變可寫為

$$\begin{aligned}
\varepsilon_x &= \alpha_x + \frac{z}{R_x}, \\
\varepsilon_y &= \alpha_y + \frac{z}{R_y}, \\
\varepsilon_z &= \frac{\nu}{1-\nu} \left(\delta_x + \delta_y - \alpha_x - \alpha_y - \frac{z}{R_x} - \frac{z}{R_y} \right), \\
\sigma_x &= \frac{E}{1-\nu^2} \left[\left(\alpha_x - \delta_x + \frac{z}{R_x} \right) + \nu \left(\alpha_y - \delta_y + \frac{z}{R_y} \right) \right], \\
\sigma_y &= \frac{E}{1-\nu^2} \left[\nu \left(\alpha_x - \delta_x + \frac{z}{R_x} \right) + \left(\alpha_y - \delta_y + \frac{z}{R_y} \right) \right], \\
\sigma_z &= 0, \quad \sigma_{xy} = 0, \quad \sigma_{xz} = 0, \quad \sigma_{yz} = 0, \\
\gamma_{xy} &= 0, \quad \gamma_{xz} = 0, \quad \gamma_{yz} = 0.
\end{aligned} \tag{1.20}$$

由(1.20)可知，應力只與 z 方向有關，所以將(1.17)式改寫

$$\begin{aligned}
\int \sigma_x dz &= 0, \quad \int z \sigma_x dz = 0, \\
\int \sigma_y dz &= 0, \quad \int z \sigma_y dz = 0.
\end{aligned} \tag{1.21}$$

將(1.21)相互組合，改寫後可得

$$\begin{aligned}
\int (\sigma_x - \nu_s \sigma_y) dz &= 0, \quad \int z (\sigma_x - \nu_s \sigma_y) dz = 0, \\
\int (\sigma_y - \nu_s \sigma_x) dz &= 0, \quad \int z (\sigma_y - \nu_s \sigma_x) dz = 0.
\end{aligned} \tag{1.22}$$

基板厚度、楊氏係數及蒲松比分別為 t_s 、 E_s 、 ν_s ，薄膜的厚度、楊氏係數及蒲松比分別為 t_f 、 E_f 、 ν_f ，在 Riet [5]的論文中，積分需考慮兩個部分，一個是基板，積分範圍自 $z = -t_s/2$ 到 $z = t_s/2$ ， $E = E_s$ ，且 $\delta_i = 0$ ，另一部分是薄膜，積分範圍從 $z = t_s/2$ 到 $z = t_s/2 + t_f$ ， $E = E_f$ ，且 $\delta_i \neq 0$ 。所以 $\int (\sigma_x - \nu_s \sigma_y) dz = 0$ 可寫為

$$E_s \int_{-t_s/2}^{t_s/2} \left(\alpha_x + \frac{z}{R_x} \right) dz + E_f \int_{t_s/2}^{t_s/2+t_f} \left[\frac{1-\nu_s\nu_f}{1-\nu_f^2} \left(\alpha_x - \delta_x + \frac{z}{R_x} \right) + \frac{\nu_f - \nu_s}{1-\nu_f^2} \left(\alpha_y - \delta_y + \frac{z}{R_y} \right) \right] dz = 0 \quad (1.23)$$

同理，可得其他三式。當基板厚度極大於薄膜厚度時，且 $\delta_i \gg \alpha_i$ 、 $R_i \gg t_s$ ，可解得

$$\alpha_x = \frac{E_f t_f}{E_s t_s} \left[(1-\nu_f\nu_s) \delta_x + (\nu_f - \nu_s) \delta_y \right] \quad (1.24)$$

$$R_x = \frac{t_s}{6\alpha_x} \quad (1.25)$$

由前述 Stoney 應力推導中提及的曲率半徑與基板長度關係，若基板半徑長為 L ，可得

$$R_x = \frac{L^2}{8\delta} \quad (1.26)$$

δ 為一懸臂梁自由端與固定端在 z 方向的相對位移量，由於基板厚度極大於薄膜厚度，利用(1.24~26)可得應力 σ_x 、 σ_y 與 δ 的關係式，

$$\delta = \frac{3L^2}{4} \frac{t_f}{t_s^2} \frac{1}{E_s} (\sigma_x - \nu\sigma_y) \quad (1.27)$$

當正向應力為等向性時， $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$ ，則

$$\sigma = \frac{\delta E_s t_s^2}{1-\nu_s} \frac{4}{t_f 3L^2} \quad (1.28)$$

利用了 Riet 論文中提及的概念，本研究推導應力公式時，將力矩轉換到主力矩平面(plane of principal moments)，詳見第二章應力推導理論分析。

1.2.2 薄膜應力量測方法

Stoney提出應力的量測公式之後，後續也出現了許多應用Stoney公

式的例子，皆是在相同的大原則下，借助Stoney 公式推導出不同的式子，或者因應不同的外在條件，將Stoney的應力量測公式加以改良。

薄膜內的應力可以藉由基板的彎曲推算出來。若基板為懸臂梁結構，在自由端的變形與薄膜內的平均應力有一定的關係。1969年，Klokholm [7]利用直徑1mm的石英棒將電子微平衡儀(electrobalance)耦合於基板的自由端，以電子微平衡儀測量出自由端的撓度(deflection)，再利用Stoney及Brenner and Senderoff [8]的應力公式計算出薄膜內的應力。

1990年，Sahu *et al* [9]以創新的電子光學(electro-optic)技術同位置地(in-situ)測量出懸臂微結構上電極薄膜內應力的變化。

關於鐵薄膜內非等向性(anisotropic)分佈的應力，最早是在原子束轟擊沉積的薄膜發現這樣的情形。由於鐵薄膜內的應力大，使得基板彎曲，1959年，Finegan and Hoffman [10]利用光學干涉原理產生的牛頓環(Newton's rings)計算出鐵薄膜內的應力，等向性(isotropic)的應力分佈產生圓形的牛頓環，非等向性的應力分佈，則產生了橢圓形的牛頓環。

1982年，Rosnagel *et al* [11]提出一套簡單改良的牛頓環實驗，可以快速、精準的量測薄膜內的應力。此改良的牛頓環實驗捨去了光的干涉，利用在屏幕上呈現的反射光線來判定薄膜應力造成的基板的變形，任何在屏幕上影像的放大或縮小皆代表著基板的變形，以此變形計算出基板曲率，利用Stoney公式得到薄膜內的應力。

除了上述介紹以外，還有雷射干涉法[12]、Moire法[13]、X 射線繞射法[14]及Raman 散射法[15]等應力量測技術。

1.2.3 太曼-格林干涉儀

太曼-格林干涉儀 (Twyman-Green inteferometer) 是麥克森干涉儀 (Michelson interferometer)的一種變化，利用待測元件和一參考元件的光程

差計算出待測元件的形貌變化，主要使用於光學元件的檢測上。與麥克森干涉儀不同的是，太曼-格林干涉儀甚至不需要大的準直器(collimator)以及大的分光鏡(beam splitter)，但是，若捨去上面兩項設備，太曼-格林干涉儀在同調(coherence)程度有限的點光源下，就需要一個與待測物同樣大小的凹面鏡，見圖 2.3。在 1916 年 Twyman and Green[16]發明且提出了太曼-格林干涉儀檢測稜鏡(prisms)及顯微物鏡(microscope objectives)的方法，1919 年 Twyman[17]將此干涉儀應用於相機鏡頭(camera lenses)的檢測。而後各個學者隨之的應用便因運而生。

1.3 內容簡述

本研究利用太曼-格林干涉儀量測藍寶石(Sapphire)基板因為基板與薄膜內的應力所產生的變形。藉由干涉影像的干涉條紋的變化得到基板的表面形貌，根據基板與薄膜的表面形貌可以推估基板與薄膜內的殘留應力。

內容分為四章。第一章為緒論，第二章介紹太曼-格林干涉儀理論，基板與薄膜內的應力計算以干涉影像的影像處理。第三章為太曼-格林干涉儀實驗架構與量測。第四章為結論和未來工作與展望。

第二章 理論分析

本章內容介紹薄膜應力的成因及本研究中薄膜應力推導的基本理論以及推導過程，後半段介紹太曼-格林干涉儀的實驗量測技術與原理，利用影像處理將干涉影像做前處理後進行細線化，最後說明曲面擬合模擬實驗量測結果與參數最佳化的理論。參考譯者繆紹綱 [18]、Lam *et al* [19] 中的細線化演算法則以及 Malacara [20] 內對太曼格林干涉儀的探討。

2.1 薄膜殘留應力與公式推導

薄膜內的應力，分為本質應力 (intrinsic stress) 及熱應力 (thermal stress)，這兩種應力就是一般統稱的殘留應力 (residual stress)。薄膜內的本質應力較難計算，因為本質應力會隨著一連串的高溫沉積製程而產生，其生成的原因相當複雜，可能因為沉積於基板上的薄膜材料的晶格與基板本身的晶格有所差異，使得薄膜材料在基板上磊晶時造成薄膜與基板有應力產生，甚至為了釋放應力，薄膜與基板間會有些微裂隙，所以一般會在晶格不匹配的薄膜與基板間，沉積一層緩衝層 (buffer layer)，以減少本質應力的生成。儘管如此，本質應力仍無法完全消除，而對於緩衝層的需求提高了製程的複雜度與多變性，使得本質應力的計算更加困難。所以本研究並不著重於獨立探討本質應力，而是計算基板與薄膜內的總殘留應力。

在熱應力方面，其主要生成原因是薄膜與基板間熱膨脹係數的不同，一旦沉積了薄膜的基板置於與製程溫度不同的環境中時，薄膜與基板間熱膨脹係數不匹配會造成熱應力的生成，使得基板變形，在 Tien [4] 的論文中將沉積了薄膜的基板利用加熱板升溫與降溫以推導薄膜與基板的熱膨脹係數並求得熱應力。本研究沒有將待測物再次升溫或降溫，主要是根據量測得知的待測物目前形變狀態，以古典板的假設計算薄膜內的殘

留應力。

一般在薄膜應力計算上，有幾個基本的材力概念，若薄膜與基板間並無束縛，當溫度上升時，由於薄膜和基板的膨脹係數不同，所以薄膜和基板的膨脹程度會不同，然而實際上，薄膜與基板是束縛在一起，則薄膜和基板間在膨脹收縮時會互相鉗制，所以產生了內應力，由圖 2.1 可知，為了達到力的平衡，會產生一力矩使得基板與薄膜形變。

在 Stoney 提出的薄膜應力公式中，探討的試片以一維樑表示，且材料皆假設為等向性(isotropic)，利用單一方向的力矩平衡求得中性面(neutral surface)的位置，其中試片的曲率不隨位置而改變，所以可找到樑在末端的位移(deflection)與曲率半徑的關係式，最後以單一方向的力平衡即可求得薄膜應力。若將 Stoney 應力公式推廣至二維等向的板(plate)，可推導出如第一章所描述的 Tien 的應力公式以及雙軸模數，此為修正型 Stoney 公式的一種。

在本研究中由於基板材料為藍寶石，藍寶石基板為六方晶系的三斜晶體，所以基板並非等向性，試片各點的表面曲率會隨著位置不同而改變，所以無法使用 Stoney 公式中單純的曲率半徑與樑末端位移的關係式，本研究透過量測藍寶石晶圓各點的面外位移代入本研究推導的應力公式中求得基板與薄膜的應力。

本研究使用古典板的假設推導基板與薄膜的應力公式，主要是假設面外方向的剪力(transverse shear)為零且基板與薄膜變形後平面分別保持平面，同時面外方向的軸向應力為零 $\sigma_z=0$ 。根據圖 2.2，座標原點位於基板與薄膜的交界面， xy 平面與基板平面平行， y 軸正向方向為指離平邊的方向， z 軸向上垂直於基板表面，其應變表示式如下

$$\theta_x = \frac{\partial w(x, y)}{\partial x} = w_{,x} \quad (2.1)$$

$$\theta_y = \frac{\partial w(x, y)}{\partial y} = w_{,y} \quad (2.2)$$

$$u = u_0(x, y) - z\theta_x \quad (2.3)$$

$$v = v_0 - z\theta_y \quad (2.4)$$

$$w = w(x, y) \quad (2.5)$$

u_0 與 v_0 為基板與薄膜交界面處的變形量，所以應變可表示如下

$$\varepsilon_{xx} = \alpha - zw_{,xx} \quad (2.6)$$

$$\varepsilon_{yy} = \beta - zw_{,yy} \quad (2.7)$$

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1}{2}\gamma - zw_{,xy} \quad (2.8)$$

α 、 β 、 γ 分別為 $\frac{\partial u_0}{\partial x}$ ， $\frac{\partial v_0}{\partial y}$ 與 $\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y}$ 。

本研究使用的基板材料為藍寶石(Sapphire)，基板厚度 t_s ，沉積的薄膜為氮化鎵(GaN)厚度 t_f 相對於藍寶石基板的厚度極小，藍寶石基板及氮化鎵薄膜材料係數見表 1，分別參考 Thomas *et al* [36] 與 Polian *et al* [37]。藍寶石基板($z = -t_s \sim 0$)的彈性剛度矩陣與應力應變關係如下

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & -C_{14} & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ C_{14} & -C_{14} & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & C_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{14} & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ 2\varepsilon_{yz} \\ 2\varepsilon_{xz} \\ 2\varepsilon_{xy} \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

$$\sigma_{xx} = C_{11}\varepsilon_{xx} + C_{12}\varepsilon_{yy} + C_{13}\varepsilon_{zz} + 2C_{14}\varepsilon_{yz} \quad (2.10)$$

$$\sigma_{yy} = C_{12}\varepsilon_{xx} + C_{11}\varepsilon_{yy} + C_{13}\varepsilon_{zz} - 2C_{14}\varepsilon_{yz} \quad (2.11)$$

$$\sigma_{zz} = C_{13}\varepsilon_{xx} + C_{13}\varepsilon_{yy} + C_{33}\varepsilon_{zz} \quad (2.12)$$

$$\sigma_{yz} = C_{14}\varepsilon_{xx} - C_{14}\varepsilon_{yy} + 2C_{44}\varepsilon_{yz} \quad (2.13)$$

$$\sigma_{xz} = 2C_{44}\varepsilon_{xz} + 2C_{14}\varepsilon_{xy} \quad (2.14)$$

$$\sigma_{xy} = 2C_{14}\varepsilon_{xz} + (C_{11} - C_{12})\varepsilon_{xy} \quad (2.15)$$

古典板之平面應力(plane stress)的假設為

$$\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = 0 \quad (2.16)$$

$$\sigma_{zz} = 0 \quad (2.17)$$

由(2.11)式與(2.16)式得

$$\varepsilon_{zz} = \frac{-C_{13}\varepsilon_{xx} - C_{13}\varepsilon_{yy}}{C_{33}} \quad (2.18)$$

將(2.5) 到(2.7)及(2.17)代回應力應變關係

$$\sigma_{xx} = C_{11}(\alpha - zw_{,xx}) + C_{12}(\beta - zw_{,yy}) - \frac{C_{13}^2(\alpha - zw_{,xx} + \beta - zw_{,yy})}{C_{33}} \quad (2.19)$$

$$\sigma_{yy} = C_{12}(\alpha - zw_{,xx}) + C_{11}(\beta - zw_{,yy}) - \frac{C_{13}^2(\alpha - zw_{,xx} + \beta - zw_{,yy})}{C_{33}} \quad (2.20)$$

$$\sigma_{yz} = C_{14}(\alpha - zw_{,xx} - \beta + zw_{,yy}) \quad (2.21)$$

$$\sigma_{xz} = 2C_{14}\left(\frac{1}{2}\gamma - zw_{,xy}\right) \quad (2.22)$$

$$\sigma_{xy} = (C_{11} - C_{12})\left(\frac{1}{2}\gamma - zw_{,xy}\right) \quad (2.23)$$

氮化鎵薄膜 ($z=0 \sim tf$)的應力應變關係如下

$$\begin{bmatrix} \sigma'_{xx} \\ \sigma'_{yy} \\ \sigma'_{zz} \\ \sigma'_{yz} \\ \sigma'_{xz} \\ \sigma'_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C'_{11} & C'_{12} & C'_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C'_{12} & C'_{11} & C'_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C'_{13} & C'_{13} & C'_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C'_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C'_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C'_{11}-C'_{12}}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon'_{zz} \\ 2\varepsilon'_{yz} \\ 2\varepsilon'_{xz} \\ 2\varepsilon_{xy} \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

$$\sigma'_{xx} = C'_{11} \varepsilon_{xx} + C'_{12} \varepsilon_{yy} + C'_{13} \varepsilon'_{zz} \quad (2.25)$$

$$\sigma'_{yy} = C'_{12} \varepsilon_{xx} + C'_{11} \varepsilon_{yy} + C'_{13} \varepsilon'_{zz} \quad (2.26)$$

$$\sigma'_{zz} = C'_{13} \varepsilon_{xx} + C'_{13} \varepsilon_{yy} + C'_{33} \varepsilon'_{zz} \quad (2.27)$$

$$\sigma'_{yz} = 2C'_{44} \varepsilon'_{yz} \quad (2.28)$$

$$\sigma'_{xz} = 2C'_{44} \varepsilon'_{xz} \quad (2.29)$$

$$\sigma'_{xy} = (C'_{11} + C'_{12}) \varepsilon_{xy} \quad (2.30)$$

同理，古典板平面應力假設在氮化鎵薄膜中為

$$\sigma'_{xz} = \sigma'_{yz} = 0 \quad (2.31)$$

$$\sigma'_{zz} = 0 \quad (2.32)$$

由(2.31)式與(2.26)式可得

$$\varepsilon'_{zz} = \frac{-C'_{13} \varepsilon_{xx} - C'_{13} \varepsilon_{yy}}{C'_{33}} \quad (2.33)$$

將(2.1)-(2.5)及(2.30)代回應力應變關係

$$\sigma'_{xx} = C'_{11}(\alpha - zw_{,xx}) + C'_{12}(\beta - zw_{,yy}) - \frac{C'_{13}{}^2(\alpha - zw_{,xx} + \beta - zw_{,yy})}{C'_{33}} \quad (2.34)$$

$$\sigma'_{yy} = C'_{12}(\alpha - zw_{,xx}) + C'_{11}(\beta - zw_{,yy}) - \frac{C'_{13}{}^2(\alpha - zw_{,xx} + \beta - zw_{,yy})}{C'_{33}} \quad (2.35)$$

$$\sigma'_{yz} = 0 \quad (2.36)$$

$$\sigma'_{xz} = 0 \quad (2.37)$$

$$\sigma'_{xy} = (C'_{11} - C'_{12}) \left(\frac{1}{2} \gamma - z w_{,xy} \right) \quad (2.38)$$

由於實際上薄膜厚度與基板厚度相較之下很小，所以本研究將薄膜在 x 方向的應力假設為 P_x ， y 方向的應力假設為 P_y ，面內的剪應力假設為 P_{xy} 。

在平衡狀態下，已知

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} = 0 \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} = 0 \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = 0 \quad (2.41)$$

在本研究的問題上，基板與薄膜視為一體的試件，此試件的變形並非由外力造成，考慮整個試件在 z 方向上的積分

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_{-t_s}^0 \sigma_{xx} dz + \int_0^{t_f} \sigma'_{xx} dz \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\int_{-t_s}^0 \sigma_{xy} dz + \int_0^{t_f} \sigma'_{xy} dz \right) \\ & + \left(\int_{-t_s}^0 \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} dz \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_{-t_s}^0 \sigma_{xy} dz + \int_0^{t_f} \sigma'_{xy} dz \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\int_{-t_s}^0 \sigma_{yy} dz + \int_0^{t_f} \sigma'_{yy} dz \right) \\ & + \left(\int_{-t_s}^0 \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} dz \right) = 0 \end{aligned} \quad (2.43)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\int_{-t_s}^0 \sigma_{xz} dz \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\int_{-t_s}^0 \sigma_{yz} dz \right) = 0 \quad (2.44)$$

改寫為

$$\frac{\partial}{\partial x} (N_x + N'_x) + \frac{\partial}{\partial y} (N_{xy} + N'_{xy}) + (T_{xz}) = 0 \quad (2.45)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(N_{xy} + N'_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(N_y + N'_y) + (T_{yz}) = 0 \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} = 0 \quad (2.47)$$

其中

$$N_x = \int_{-t_s}^0 \sigma_{xx} dz, \quad N'_x = \int_0^{t_f} \sigma'_{xx} dz, \quad N_y = \int_{-t_s}^0 \sigma_{yy} dz,$$

$$N'_y = \int_0^{t_f} \sigma'_{yy} dz, \quad N_{xy} = \int_{-t_s}^0 \sigma_{xy} dz, \quad N'_{xy} = \int_0^{t_f} \sigma'_{xy} dz,$$

$$T_{xz} = \int_{-t_s}^0 \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} dz, \quad T_{yz} = \int_{-t_s}^0 \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} dz, \quad Q_x = \int_{-t_s}^0 \sigma_{xz} dz,$$

$$Q_y = \int_{-t_s}^0 \sigma_{yz} dz.$$

將(2.36~37)乘上 z 再積分，積分上下限為 $-t_s \sim t_f$ ，可得

$$\frac{\partial}{\partial x}(M_x + M'_x) + \frac{\partial}{\partial y}(M_{xy} + M'_{xy}) - Q_x = 0 \quad (2.48)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(M_{xy} + M'_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(M_y + M'_y) - Q_y = 0 \quad (2.49)$$

其中

$$M_x = \int_{-t_s}^0 z \sigma_{xx} dz, \quad M_y = \int_{-t_s}^0 z \sigma_{yy} dz, \quad M_{xy} = \int_{-t_s}^0 z \sigma_{xy} dz,$$

$$M'_x = \int_0^{t_f} z \sigma'_{xx} dz, \quad M'_y = \int_0^{t_f} z \sigma'_{yy} dz, \quad M'_{xy} = \int_0^{t_f} \sigma'_{xy} dz.$$

本研究中量測的藍寶石晶圓的變形基本上並非受外力影響所致，晶圓本身需要自我平衡，可得下列方程式

$$N_x + N'_x = 0 \quad (2.50)$$

$$N_y + N'_y = 0 \quad (2.51)$$

$$N_{xy} + N'_{xy} = 0 \quad (2.52)$$

$$M_x + M'_x = 0 \quad (2.53)$$

$$M_y + M'_y = 0 \quad (2.54)$$

$$M_{xy} + M'_{xy} = 0 \quad (2.55)$$

$$Q_x + Q_{x_0} = 0 \quad (2.56)$$

$$Q_y + Q_{y_0} = 0 \quad (2.57)$$

其中 Q_{x_0} 及 Q_{y_0} 代表薄膜中的原始應變產生的面外方向剪應力，屬於本質應力的修正項，而其他方向的本質應力已併入 P_x 、 P_y 及 P_{xy} 的假設中一起計算。利用(2.49)、(2.50)、(2.52)、(2.53)可解得

$$P_x = -\frac{t_s^3 C_{13}^2 w_{,xx} - t_s^3 C_{11} C_{33} w_{,xx} + t_s^3 C_{13}^2 w_{,yy} - t_s^3 C_{12} C_{33} w_{,yy}}{6h(t_s + t_f) C_{33}} \quad (2.58)$$

$$P_y = -\frac{t_s^3 C_{13}^2 w_{,xx} - t_s^3 C_{12} C_{33} w_{,xx} + t_s^3 C_{13}^2 w_{,yy} - t_s^3 C_{11} C_{33} w_{,yy}}{6t_s(t_s + t_f) C_{33}} \quad (2.59)$$

$$\alpha = -\frac{4t_s^2 w_{,xx} + 3t_s t_f w_{,xx}}{6(t_s + t_f)} \quad (2.60)$$

$$\beta = -\frac{4t_s^2 w_{,yy} + 3t_s t_f w_{,yy}}{6(t_s + t_f)} \quad (2.61)$$

將(2.59)及(2.60)代回應力應變關係式後可得藍寶石基板的面內應力值。利用其餘四條方程式(2.52)、(2.55)、(2.56)、(2.57)可聯立解得 Q_{x_0} 、 Q_{y_0} 、 P_{xy} 以及 γ 。

2.2 太曼-格林干涉儀量測理論

Twyman與Green [16]於1916年提出此實驗方法，最早是用於檢測稜鏡與顯微物鏡，後來Twyman [17]在1919年將太曼-格林干涉儀用於檢測相機鏡頭。基本的太曼-格林干涉儀架構如圖2.3所示，架構圖並無畫出空間濾波器(spatial filter)，實際上我們需要一空間濾波器來製造出同調點光源

(coherence point light source)，藉由透鏡L1將通過的光線匯聚以形成平行波前(flat wave front)，之後此平行波前的光會被分光鏡(beam splitter)分成兩個強度不一、方向不同的光，一個會入射於鏡子(mirror)M1，另一個會入射於鏡子M2，一般來說M2便是待測物，經過M1、M2的反射後，此兩個分開的光會在分光鏡重合且干涉，干涉後的光經過分光鏡分為兩個光，一個依原路徑入射回光源，一個入射於透鏡L2，所以會產生兩個干涉圖，入射於透鏡L2的干涉圖呈現在屏幕(screen)上後可被人眼觀測到，實際上，分光鏡也會造成待測物反射光與參考面反射光之間的光程差，所以本研究使用薄膜分光鏡(pellicle beam splitter)，可以去除分光鏡對光程差造成的影響。圖2.4為本研究實驗架構圖。

2.2.1 干涉條紋分析

在干涉影像裡呈現出的干涉條紋是由於待測物造成入射於待測物的光波前改變，反射後與參考光產生干涉，此干涉影像在各點的光程差可以由已知的資料利用曲面擬合(curve surface fitting)或者是插值法(interpolation)的概念模擬出來，此一模擬過程屬於曲面的最佳化。最佳化計算出表示干涉影像上各點光程差的曲面函數，此函數稱為波前函數(wavefront function)，如果波前函數為連續且平滑，可用二維方程式來表示。一般來說，最常見的波前函數以Kingslake[21]在1925-1926年提到的初階像差(primary aberrations)的像差多項式來表示

$$W(x, y) = A(x^2 + y^2)^2 + Bx(x^2 + y^2) + C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2) + Ey + Fx + G \quad (2.62)$$

其各個項分別代表不同的物理意義，A為球面像差(spherical aberration)係數，B為慧差(coma)係數，C為像散(astigmatism)係數，D為離焦(defocusing)係數，E為對x軸的傾斜(tilt)，F為對y軸的傾斜，G為常數。不同像差以及傾斜對波前函數的影響見圖2.5-2.14。當然若一波前函數包含了更高階的

像差，可以下式表示

$$W(x, y) = \sum_{i=0}^k \sum_{j=0}^i c_{ij} x^j y^{i-j} \quad (2.63)$$

k為此多項式的階數。

由於本研究利用太曼-格林干涉儀檢測的試片並非透鏡(lens)而是藍寶石晶圓，所以造成待測物與參考面之間光程差的主因並非像差，實際上造成光程差的原因除了在先前提及的分光鏡以外，在調校透鏡光路時的離焦、傾斜也是影響光程差的因素，也就是說只要能再去除離焦、傾斜對光程差的影響，光程差就等於晶圓本身與參考平面的高度差。

在分析干涉條紋上主要分為兩個步驟，將干涉圖呈現的干涉條紋資訊以數位方式儲存，也就是說利用影像擷取卡，將干涉圖資料儲存於電腦，分析得出干涉條紋的中心。第二個步驟標示各個點其干涉條紋的階數(fringe order numbers)，干涉條紋的階數指的是光程差的若干倍數波長，若以參考光減去待測光，光程差為0倍波長，可令為0階，光程差為1倍波長，則為1階，若為-1倍波長，則為-1階，反之，以待測光減去參考光也是同樣情形，標註干涉條紋階數，由於干涉條紋間的高度差為1/2波長，便於利用程式計算出干涉條紋各點光程差。

2.2.2 形態學(morphology)影像處理

在上一節提及在干涉條紋分析法中，第一個步驟為判別出干涉條紋的中心，本研究利用matlab程式做直接的影像形態學處理，判斷出干涉條紋的中心位置。

由於本研究拍攝環境的限制，CCD相機擷取的灰階干涉圖呈現的干涉條紋之間會有雜訊，也就是說干涉圖並非完美的亮暗分明，甚至各個干涉條紋的明暗程度皆有不同，一般來說，干涉圖的中心會是相對明亮的區域，這是因為經過空間濾波器及透鏡後的平行波前光，它的亮度值

是呈現一高斯分佈，所以平行波前光團的中心屬於亮度相對其他區域較大的區域，對於影像形態學處理來說，最理想狀況為整個的干涉影像背景亮度均一且干涉條紋明暗顯著。

基於影像處理分析上的方便，本研究先將干涉圖做二值化的處理，但由於上述提及干涉圖中間區域較亮的問題，使得二值化的結果並不完美。將干涉圖做二值化的過程中，需先給定一閾值(threshold)，但因為背景光的不均勻，使得干涉條紋間的同質性消失，例如為了將暗紋辨別出來，可以利用暗紋的亮度皆低於某一特定值的這個同質性判斷出暗紋所在，若背景光不均勻則可能使得此同質性消失。所以為了使背景光較為均勻，可以利用影像形態學中的頂帽轉換(top-hat transformation)，其做法是將擷取的灰階干涉圖做斷開(open)，再將原圖與斷開後的圖相減，目的就是使背景光較為均勻，使二值化較為成功，見圖2.15及圖2.16。斷開及頂帽轉換的原理會在後面再詳加介紹。另外為了消除干涉條紋間的雜訊以及干涉條紋本身的缺損現象，本研究利用了形態學中的二值影像蝕刻(erosion)及膨脹(dilation)的方法解決此問題。

在matlab影像處理中，將影像儲存成一矩陣形式，每一矩陣的位置對應到一個像素，且儲存此一像素的值，對一8-bit的灰階圖來說，矩陣中每一位置可能儲存0~255的某一數值，若是二值圖，矩陣中儲存的是0或者是1，一般來說，matlab程式中0代表此一像素呈現黑色，1則代表白色，本研究中提及的影像處理方法皆是針對像素值1的物體進行處理。在二值影像中的蝕刻法，是一種使物體減小或變細的方法，此物體指的是影像中的白色物(像素值1)，實際的定義及計算方式可由集合及邏輯運算子來說明，在解釋蝕刻法前先提出兩個定義

$$(A)_x = \{c \mid c = a + x, a \in A\} \quad (2.64)$$

$$\hat{B} = \{c \mid c = -a, a \in B\} \quad (2.65)$$

(2.64)式表示物體 A 的原點平移至 $x=(x_1, x_2)$ ，如圖2.17所示。(2.65)式表示物體 B 的反射，如圖2.18所示。

在蝕刻前會先訂定一結構元素 B ，假設蝕刻前的物體為 A ，蝕刻後物體為 C ，利用結構元素 B 蝕刻 A 定義如下

$$C = \{x | (B)_x \cap A^c = \emptyset\} \quad (2.66)$$

A^c 為 A 的補集合(complement)，參考圖2.19、圖2.20、圖2.21。

若以結構元素 B 膨脹 A 成 C ，二值影像的形態學膨脹定義如下

$$C = \left\{x | (\hat{B})_x \cap A \neq \emptyset\right\} \quad (2.67)$$

膨脹說明如圖2.22、圖2.23所示，直觀來說，膨脹就好比將結構元素 B 的原點平移至 A 的各個邊界，並取聯集。而蝕刻好比將結構元素 B 的原點平移至 A 內的各個點，若 B 的原點移至 A 內某一點，且 B 被完全包覆於 A 內，則保留此點，這些使結構元素 B 能完全被包覆的點的集合就是蝕刻後的結果。利用適當的蝕刻及膨脹的方法，可以消除不必要的某些雜訊與維持干涉條紋的完整性。

實際上，由於干涉圖的情況較為多變，所以通常是將蝕刻與膨脹互相組合應用，也會使用一連串不同形狀及大小的結構元素，以符合當下的需求，最顯著的例子為斷開(opening)與閉合(closing)。

斷開的意義為先對一目標物(蝕刻前物體) A 以結構元素 B 做蝕刻，再將蝕刻後的結果以結構元素 B 做膨脹，其結果 C 數學式表示如下

$$C = \bigcup \{(B)_z | (B)_z \subseteq A\} \quad (2.68)$$

斷開可視為以結構元素 B 在 A 內做平移所組成的集合，如示意圖2.24。一般來說斷開若使用圓形的結構元素且採用適當的結構元素大小，可使目標物的尖銳凸起端變得圓滑，由於斷開的第一步驟為蝕刻，所以斷開可用於消除微小雜訊或是細線，但又不使所關注的原圖形大小改變。

閉合的意義為先對一目標物 A 以結構元素 B 做膨脹，再將膨脹後的結果以 B 做蝕刻成 C ，其數學式表示如下

$$C = \bigcap \left\{ (B)_z^c \mid (B)_z \not\subset A \right\} \quad (2.69)$$

閉合其簡單的幾何解釋為以 B 做各點的平移，取其未與 A 重疊的平移的聯集後，此聯集的補集合即為閉合的結果，見示意圖2.25。閉合一般來說用於去除小於結構元素的洞以及使得向內的不規則尖銳處較為平滑。當然如果需要，斷開及閉合的交互應用也是影像形態學的應用方式之一。

灰階影像中的斷開與二值影像的斷開有些許的不同，在二值影像裡的像素值不是1便是0，所以二值影像的蝕刻及膨脹皆是計算像素值0轉為1或1轉為0，在灰階影像裡則以像素鄰域裡的最大或最小值計算並定義。

灰階影像的目標物 A 膨脹結果 C 定義如下

$$C(x, y) = \max \{ A(x - x', y - y') + B(x', y') \mid (x', y') \in D \} \quad (2.70)$$

其中 D 為結構元素 B 的定義域，此方法類似於空間迴旋積(convolution)的概念，結構元素 B 以原點旋轉，再將其平移至目標物 A 的任一位置，計算目標物 A 在鄰域範圍內與結構元素相加的最大值，鄰域範圍由結構元素的定義域 D 決定，正確來說 D 為一個二值矩陣，在屬於 B 的定義域內矩陣值為1，否則為0，所以由邏輯判斷判定座標矩陣中的某一位置在執行最大值運算時是否予以考慮。結構元素的像素值好比是一結構元素 B 的曲面在 (x', y') 座標上的高度值。但一般來說灰階影像的膨脹使用的是平面的結構元素，也就是說結構元素 B 曲面的高度值為0，所以對灰階影像膨脹的數學式改寫

$$C(x, y) = \max \{ A(x - x', y - y') \mid (x', y') \in D \} \quad (2.71)$$

對灰階影像做蝕刻的定義式如下

$$C(x, y) = \min \{ A(x + x', y + y') - B(x', y') \mid (x', y') \in D \} \quad (2.72)$$

由定義式可知，灰階影像的蝕刻好比將結構元素原點平移至目標物各個

位置，並在每一平移後將目標物像素值減去結構元素像素值，並計算此位置鄰域內的最小值。同樣地，絕大部分的灰階影像蝕刻都是以平面結構元素進行，將灰階蝕刻定義式改寫

$$C(x, y) = \min \{A(x+x', y+y') | (x', y') \in D\} \quad (2.73)$$

稍早提到的頂帽轉換(top-hat transformation)主要用於灰階影像的計算，將一灰階影像做斷開，再以原影像與斷開結果相減，此過程稱為頂帽轉換。灰階影像斷開以一維的概念說明就好比畫一目標影像的像素強度值隨著像素座標改變的曲線圖，然後將結構元素向上頂至碰到此強度曲線圖，最後以結構元素在強度曲線內的平移輪廓為斷開後的強度曲線，見圖2.26，由圖2.26中可知在灰階影像的斷開中，小於結構元素的明亮細節會被抑制，相反的，灰階影像的閉合會抑制小於結構元素的黑暗細節。所以在頂帽轉換步驟一中先使用灰階斷開，對於本研究的干涉影像來說，如圖2.27，會產生一消除干涉條紋但背景的明亮差異保留的效果，也就是產生背景影像，見圖2.28，最後再將原干涉影像減去灰階斷開的結果就可以產生一背景亮度較為均勻且不失去干涉條紋特徵的影像，見圖2.29。

對於更加複雜的影像，利用影像分割可以分別檢視影像分割後的不同區塊，找出其中的某些特性，例如強度的標準差、平均亮度值等，若在一影像中需要詳加檢視的部分恰巧都有某一同樣的特性，便可利此同質性為標準，各別將分割後的區塊做篩選，通過篩選的區塊予以合併得到想要的結果。

2.2.3 細線化

細線化(thinning)也是屬於影像形態學的範疇，將影像藉由細線演算法則達到影像資訊的壓縮，細線化應用領域廣泛，例如可應用於生醫辨識白血球細胞是否正常[22]、自動化X-ray影像分析[23]、指紋辨識[24]以及工業上的自動化視覺分析等[25]。細線化後的影像一方面大幅減少了資

訊的計算量也使得形狀分析較為簡易，對於設計某些直覺上的辨別有極大的助益，例如字體的辨別或是能更快找出影像的特徵等。當然細線化成功的要件包含了能夠適當地將資訊壓縮、包留原始影像的主要特徵，甚至進一步地可以有效降低雜訊的影響。

骨架化(skeletonization)與細線化類似，此兩種方法都是將二值影像簡化成由單一像素相連的細線組合，骨架化的概念大致可由中軸轉換(medial axis transformation)來了解，一目標物 A ，其邊界為 S ，在目標物內一點 q ，由邊界 S 中找距 q 點最近的點，如果這樣的點大於一個以上，則說明 q 點屬於目標物 A 的中軸(骨架)，而細線化與骨架化直觀上的不同在於突刺(spur)的減少，對圖2.30分別做細線化與骨刺化結果見圖2.31與圖2.32。骨架化與細線化不會造成影像的拆散，同時會維持尤拉數，尤拉數指的是影像中的物體(object)數減去洞(hole)的數目，也就是說，基本影像特徵不會被改變。

細線化的實行方式簡單來說即是透過不停的迭代(iteration)將判斷為可刪除邊界像素(deletable border pixel)的像素刪除，直到影像中的目標物以單一像素做連接，達到資料點的大量減少，Lam *et al* [19]做了細線化綜觀的介紹，其中討論了非常多不同的細線化運算法，細線化的結果不盡相同，見圖2.33，基本原則就是

1. 保持圖形的八連通性
2. 不刪除端點(end point)
3. 盡量減少突刺(spur)

檢驗一像素是否可以刪除是以此像素以及其週遭像素構成的 3×3 矩陣為考慮基礎，見圖2.34， $p_1, p_2, p_3, \dots, p_8$ 是 p 像素的八近鄰(8-neighbors)，八近鄰的八指的是 p 像素與其近鄰的連通狀態，四近鄰(4-neighbors)定義

較八近鄰嚴謹，只有 p_1, p_3, p_5, p_7 為 p 的四近鄰，以matlab程式中設定為例，像素值0代表黑色，像素值1代表白色，在 p 的八近鄰中白色像素的個數定義為 $b(p)$ ，若一物體其像素之間皆是以八近鄰互相連接則稱此物體為八相連性(8-connectivity)物體，同理，若一物體其像素之間皆是以四近鄰互相連接則稱此物體為四相連性(4-connectivity)物體。基本上邊界像素的定義為此像素至少有一四近鄰值為0，如此一來，若刪除邊界像素並不會影響物體的相連性。判斷一像素是否為可以刪除需根據像素的某些性質，最為人熟知的就是Rutovitz [26]在1966年提出的轉換數(crossing number) $X_R(p)$ ，其定義如下

$$X_R(p) = \sum_{i=1}^8 |x_{i+1} - x_i| \quad (2.74)$$

$x_9 = x_1$ ，此轉換數數學式的意義為，在像素 p 的八近鄰中以逆時鐘方向繞 p 一圈像素0轉換為1或1轉換為0的次數，轉換數的值等同於 p 的八近鄰中的四相連性的白色物(像素值1)數量的兩倍，當 $X_R(p) = 2$ 時，刪除像素 p 不會影響四連通性。另一種轉換數的定義 $X_H(p)$ 為Hilditch [27]在1969年提出

$$X_H(p) = \sum_{i=1}^4 b_i \quad (2.75)$$

其中 $b_i = \begin{cases} 1 & \text{if } x_{2i-1}=0 \text{ and } (x_{2i}=1 \text{ or } x_{2i+1}=1) \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases}$ ，除了在像素 p 的四近鄰像素值皆為1的情況下， $X_H(p)$ 等同於像素 p 的八近鄰中八相連性的白色物的個數。

細線化的演算法則可大致分為兩大類，一為序列式的細線化運算法(sequential thinning algorithm)，另一個為平行式細線化運算法(parallel thinning algorithm)，兩者皆需經過多次的迭代運算，且可刪除的邊界像素會在進行一次迭代結束時一併刪除，兩者主要差異為，序列式的細線化不僅與前一次的迭代結果有關也與目前迭代裡已處理過的像素有關，而

平行式細線化只考慮前一次迭代後的結果，在目前迭代裡，所有像素皆可各別檢視，無需考慮周圍像素是否已標記為可刪除。

本研究使用平行式細線化法，在平行式細線化法則中，為了確保像素之間不會被斷開，通常在每一次迭代運算中都各含有子迭代運算，先檢視一部分邊界像素，以另一子迭代運算檢視別的部分，若有n個子迭代運算，則稱為n次迭代運算法(n-subiteration algorithm)。一般常見簡易且有效率的2次迭代運算的平行式細線化法為Zhang and Suen [28]在1984年提出，第一個子迭代定義如下

$$1: 2 \leq b(p) \leq 6$$

$$2: X_R(p) = 2$$

$$3: x_1 x_3 x_7 = 0$$

$$4: x_1 x_7 x_5 = 0$$

在第二個子迭代中，將3與4步驟旋轉180°改為

$$3: x_1 x_3 x_5 = 0$$

$$4: x_3 x_5 x_7 = 0$$

此旋轉的用意為使得計算出來的細線化結果保持在圖形的中心位置， $b(p)$ 定義如前述所說為像素 p 的八近鄰中，像素值為1的個數，

$$X_R(p) = \sum_{i=1}^8 |x_{i+1} - x_i|$$

，滿足了子迭代中的四個條件則此邊界像素予以刪除，

第一個子迭代中刪除了東南的邊界像素，第二個子迭代刪除了西北的邊界像素，但是可以發現此運算法會造成寬為兩個像素的對角線圖形過度蝕刻(excessive erosion)，見圖2.35，且2x2大小的正方形圖形會被完全刪除，見圖2.36，所以為了解決這些問題，可以將迭代的第一條件改為 $3 \leq b(p) \leq 6$ ，但這也延伸其他額外的問題，可能造成原本應該被保存的像素點被刪除，所以Wang *et al* [29]在1986年提出了改良方法，但相對地



造成了運算時間的大幅增加。

在沒有子迭代(subiteration)的運算法方面，Rutovitz [26]在1966年提出了檢驗一像素 p 是否可刪除的檢驗條件

$$R1: X_R(p) = 2$$

$$R2: X_R(p) = 2$$

$$R3: x_1 x_3 x_5 = 0 \text{ or } X_R(x_3) \neq 2$$

$$R4: x_7 x_1 x_3 = 0 \text{ or } X_R(x_1) \neq 2$$

大寫字母R代表為Rutovitz。此法可能造成過度蝕刻，而且如果不加上 $b(p) \leq 6$ 的條件可能會造成細線化時有孔洞的產生，見圖3.37，也無法順利使兩個像素寬的對角線圖形縮減為一個像素寬，所以有此運算法還會加上 $X_R(p) = 4$ 的條件。由R3、R4可以發現，在無子迭代的運算中，像素 p 八近鄰的近鄰也需要考慮才能確保條件的完備，所以通常考慮的是包含像素 p 的4x4矩陣，而非3x3矩陣。Holt *et al* [30]在1987提出的方法中，當像素 p 的八近鄰裡有一個像素多寡為2和6之間的四相連性白色物，也就是 $X_R(p) = 2$ 且 $2 \leq b(p) \leq 6$ ，則 p 為端點，稱端點判斷式 $edge\ p$ 為真，那麼 p 滿足以下條件 H 即可刪除

$$H: (edge\ p) \cap (\sim edge\ x_1 \cup \bar{x}_3 \cup \bar{x}_7) \\ \cap (\sim edge\ x_7 \cup \bar{x}_5 \cup \bar{x}_1) \cap (\sim edge\ x_1 \cup \sim edge\ x_8 \cup \sim edge\ x_7)$$

此條件近似於Rutovitz所提出的檢驗條件，不同在於Rutovitz以轉換數檢驗 p 的近鄰，Holt以端點判斷式檢驗 p 的近鄰，且Holt提出的檢驗條件可以有效避免兩個像素寬的垂直線消失，對於R1-R4的條件，Holt的條件判斷如同在R3後加了 " $or\ b(x_3) \notin [2,6]$ "，R4後加了 " $or\ b(x_1) \notin [2,6]$ "。Zhang and Wang[31]在1988也提出將R1改為 $2 \leq b(p) \leq 6$ ，R3改為 $y_3 = 1$ ，R4改為 $y_1 = 1$ ， y_3 為 x_3 的北邊近鄰， y_1 為 x_1 的東邊近鄰。

但是上述這麼多細線化方式，基本上都還是有一個缺失，對於對角線圖形，也就是與水平夾 45° 或 135° 且像素寬為偶數的圖形，都會有過度蝕刻的現象，否則就是如Hall [32]在1989提出的方法中，無法將對角線圖形順利簡化為單一像素連結的圖形。

本研究使用的細線化是，Guo and Hall [33]在1989年提出的二次迭代方法(2-subiteration algorithm)

$$G1 : X_H(p) = 1$$

$$G2 : 2 \leq \min\{n_1(p), n_2(p)\} \leq 3$$

$$G3 : (x_2 \cup x_3 \cup \bar{x}_8) \cap x_1 = 0$$

在第二次的迭代裡，G3改為

$$G3 : (x_6 \cup x_7 \cup \bar{x}_4) \cap x_5 = 0$$

其中 $n_1(p) = \sum_{k=1}^4 x_{2k-1} \cup x_{2k}$ ， $n_2(p) = \sum_{k=1}^4 x_{2k} \cup x_{2k+1}$ ，此法使用Hilditch定義的轉換數檢驗像素。本研究使用的細線化演算法保留對角線的圖形，且並不會使兩個像素寬的圖形完全消失，此方法同時保留了八連通性，相較於保留四連通性的細線化演算法，此法使得圖形更為圓滑，不會產生“之”字形的水平或垂直線。

2.3 曲面擬合

在干涉條紋分析法中，為了確保干涉條紋純粹是由待測物曲面形貌造成與參考面鏡之間的光程差，而不包括傾斜與離焦的人為因素造成與參考面的光程差，所以本研究將拍攝得到的干涉條紋圖做曲面擬合，曲面擬合後得到一波前函數，在去除人為因素造成的影響後便得到一較為準確的波前函數，可得知干涉圖上各點與參考面鏡的光程差。

2.3.1 Zernike 圓多項式

本研究使用的擬合項為 Zernike 圓多項式[34]，一圓形光瞳(pupil)系統的波前函數，可以用 Zernike 圓多項式 $R_n^m(\rho)\cos m\theta$ 展開，Zernike 圓多項式在一單位圓上互相正交，所以為正規化正交(orthonormal)多項式，波前函數可表示成下列形式

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n c_{nm} Z_n^m(\rho, \theta) \quad (2.76)$$

c_{nm} 為各展開項的係數， n 、 m 為正整數也包括 0， $n-m \geq 0$ 且為偶數，

$$Z_n^m(\rho, \theta) = [2(n+1)/(1+\delta_{m0})]^{1/2} R_n^m(\rho) \cos m\theta \quad (2.77)$$

$Z_n^m(\rho, \theta)$ 為正規化正交 Zernike 多項式，

$$R_n^m(\rho) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s n! (-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s\right)! \left(\frac{n-m}{2} - s\right)!} \rho^{n-2s} \quad (2.78)$$

$R_n^m(\rho)$ 為一 ρ 的 n 階多項式，徑向函數(radial function)。Zernike 圓多項式有下列特性

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 Z_n^m(\rho, \theta) Z_{n'}^{m'}(\rho, \theta) \rho d\rho d\theta = \delta_{nm} \delta_{m'm'} \quad (2.79)$$

$$\int_0^{2\pi} \cos m\theta \cos m'\theta d\theta = \pi(1+\delta_{m0})\delta_{mm'} \quad (2.80)$$

$$\int_0^1 R_n^m(\rho) R_{n'}^m(\rho) \rho d\rho = \frac{1}{2(n+1)} \delta_{nn'} \quad (2.81)$$

Zernike 展開項的係數為

$$c_{nm} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 W(\rho, \theta) Z_n^m(\rho, \theta) \rho d\rho d\theta \quad (2.82)$$

由於 Zernike 多項式為正交且相互獨立，所以可以各別取出而不影響其

他項的代表性，所以我們可以利用此一優點去除人為因素引起的誤差，去除人為誤差項後，代入干涉條紋上各點的資料後，利用最小平方差法 (least square method) 求出擬合的波前函數。

上述為Zernike圓多項式在一旋轉對稱的系統(rotationally symmetric)中，而在非旋轉對稱(nonrotationally symmetric)的系統中，Zernike圓多項式則需要表示為 $R_n^m(\rho)\sin m\theta$ 。

實際上，為了要表示旋轉、非旋轉系統夾雜的情形，n階Zernike圓多項式以下式表示

$$Z_n^l = R_n^l(\rho)e^{il\theta} \quad (2.83)$$

當然正交性質還是必須存在

$$\int_0^1 \int_0^{2\pi} Z_n^l(\rho, \theta) Z_{n'}^{l'}(\rho, \theta) \rho d\rho d\theta = \frac{\pi}{n+1} \delta_{nm} \delta_{ll'} \quad (2.84)$$

由於 $e^{il\theta}$ 已有正交性質，所以需要關心的是徑向函數 R_n^l 的正交性質，其性質同(2.18)，可表示為

$$\int_0^1 R_n^l(\rho) R_{n'}^{l'}(\rho) \rho d\rho = \frac{1}{2(n+1)} \delta_{nm} \quad (2.85)$$

由於Zernike圓多項式為完備(complete)正交，所以任何i階波前函數 $W(\rho, \theta)$ 可以表示成下列Zernike圓多式的線性組合

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^i \sum_{l=-n}^n C_{nl} R_n^l e^{il\theta} \quad (2.86)$$

由於 $W(\rho, \theta)$ 為實數且 R_n^l 也為實數，所以待定係數 C_{nl} 可能是實數也可能是複數，為了只使用實數的待定係數 C_{nl} ，在1975年Rimmer and Wyant[35]提出的方法如下所示

$$W(\rho, \theta) = \sum_{n=0}^i \sum_{m=0}^n A_{nm} U_{nm} = \sum_{n=0}^i \sum_{m=0}^n A_{nm} R_n^{n-2m} \begin{cases} \sin \\ \cos \end{cases} (n-2m)\theta \quad (2.87)$$

當 $n-2m>0$ 時使用 \sin 函數，當 $n-2m\leq 0$ 時使用 \cos 函數。此處的正數 m 定義為

$$m = \frac{n-l}{2} \quad (2.88)$$

2.3.2 最小平方差擬合法

因為以 Zernik 圓多項式展開的波前函數不可能與實際波前函數完全一致，所以只能求得一與實際波前函數誤差最小的函數，使得擬合的結果與實際函數之間有一最小變異量 (variance)，此最小變異量一般稱為最小平方差。

假設用來擬合曲面 $z(x, y)$ 的數學模型為

$$z(x, y) \Rightarrow F(x, y, a_i) = \sum_{i=0}^n a_i f_i(x, y) \quad (2.89)$$

a_i 為此模型的參數(parameters)， $f_i(x, y)$ 稱為基底(base)函數，擬合的概念就是要找出最好的參數值，使得數學模型輸出與實際資料越接近越好，此做法稱為線性迴歸(linear regression)。

假設現在有 20 個實際資料點，可表示為 (x_j, y_j, z_j) ， $j=1\sim 20$ ，當輸入為 x_j, y_j 時，實際輸出為 z_j ，實際上 z_j 與數學模型中輸出 $F(x_j, y_j; a_i)$ 會有誤差，因此平方誤差為 $[z_j - F(x_j, y_j)]^2$ ，而總平方誤差為

$$S = \sum_{j=1}^{20} [z_j - F(x_j, y_j; a_i)]^2 = \sum_{j=1}^{20} [z_j - \sum_{i=0}^n a_i f_i(x_j, y_j)]^2 \quad (2.90)$$

當 S 為最小時，則為最小變異量，因為 S 為 a_i 的函數，所以令 $\frac{\partial S}{\partial a_i} = 0$ ，

即可以解得模型的參數 a_i 。

也可以寫成矩陣的型式

$$\underbrace{\begin{pmatrix} f_1(x_1, y_1) & \cdots & f_n(x_1, y_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ f_1(x_{20}, y_{20}) & \cdots & f_n(x_{20}, y_{20}) \end{pmatrix}}_A \underbrace{\begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{pmatrix}}_X = \underbrace{\begin{pmatrix} z_1 \\ \vdots \\ z_n \end{pmatrix}}_Z \quad (2.91)$$

將矩陣以較為簡潔的方式表示

$$AX = Z \quad (2.92)$$

由於擬合與實際會有誤差，所以將矩陣改寫為

$$r_{n \times 1} = Z - AX \quad (2.93)$$

$r_{n \times 1}$ 矩陣為殘值(residual)，最小平方差 $S = r^T r$ ，所以

$$\begin{aligned} S &= r^T r = (Z - AX)^T (Z - AX) \\ &= Z^T Z - Z^T AX - X^T A^T Z + X^T A^T AX \\ &= Z^T Z - 2Z^T AX + X^T A^T AX \end{aligned} \quad (2.94)$$

因為 S 為最小平方差，所以 $\partial S / \partial X = 0$ ，得

$$\frac{\partial S}{\partial X} = -2A^T X + 2A^T AX = 0 \quad (2.95)$$

$$(A^T A)X = A^T Z \quad (2.96)$$

(2.95)式為最小平方差曲線擬合的標準式，依照此式計算出最適當的參數。

所以在使用 Zernike 圓多項式擬合曲面時，也同時使用最小平方差擬合法(least-squares fitting method)找出 Zernike 多項式的參數。

第三章 實驗量測與結果討論

本章說明太曼-格林干涉儀的實驗量測架構及實際應用的影像處理方法，包括各種影像處理方式的整合與實例探討。解說 Zernike 多項式擬合項以及討論基板與薄膜的應力計算。最後與吳家宇[38]採用之雙光束量測法的量測結果比較。

3.1 太曼-格林干涉儀量測實驗

3.1.1 太曼-格林干涉儀光學系統架設

太曼-格林干涉儀光學系統的實驗架構如圖 2.14 所示。以一道波長 633nm 氦氖雷射光入射至空間濾波器，經過 60 倍物鏡擴束後通過 10 μ m 的針孔，形成同調長度較佳的球面波，球面波入射到凸透鏡 L1 形成波前平行的光束，再入射至分光鏡，經過分光鏡將單一光路一分為二，一道光束入射至待測物，另一道光束入射至參考物。這二道光束分別由待測物及參考物表面反射，於分光鏡產生干涉，另以一凸透鏡 L2 將干涉影像放大，呈現於屏幕(screen)上拍攝。

本實驗採用的屏幕為毛玻璃(ground glass)，以電荷耦合元件(charge-coupled device，簡稱 CCD)擷取干涉影像，傳送至電腦做分析。使用屏幕的目的在使光強減弱，利於電荷耦合元件擷取，以免曝光過度拍攝時需對焦於屏幕上。為了減少拍攝干涉影像時，擷取到如圖 3.1 所示之胡椒鹽粒式的散斑雜訊，使屏幕作高速旋轉，平均掉散斑雜訊，使干涉影像比較好做影像處理，屏幕旋轉下拍攝的干涉影像如圖 3.2 所示。

為了使參考面(平面鏡)與待測面(待測物)垂直排列，首先確保平行光的準直，利用自準直原理，將 L1 的反射光反射回針孔位置，在遠處檢視平行光的平行度。最後，本研究以一平面鏡取代待測物，觀察兩平面鏡

產生的干涉條紋，調整兩平面鏡位置，使干涉條紋的間隔呈現最為疏鬆的狀態，確定兩平面鏡已幾近垂直。校準完畢後將一面平面鏡取下，換上待測物。為了確保在替換時不影響到校準結果，本研究設計一複合式夾具同時固定待測物與平面鏡於一體，如圖 3.3 所示，當取下平面鏡後，只需再做些許微調即可進行拍攝。

3.1.2 干涉條紋定位與標註干涉條紋階數

本研究中，根據拍攝到干涉影像的品質或狀態，進行前面章節所述影像處理及二值化後，可以得到一較為完美的干涉條紋影像，再將影像做細線化(thinning)，找出干涉條紋中心，分別標註干涉條紋的階數，用以判斷任兩條干涉條紋之間的高度。最後，分別讀取不同階數干涉條紋的像素座標資料，將這些資料代入曲面擬合過程，求解多項式的待定係數。

在讀取干涉條紋中心的像素座標方面，本研究直接標註各干涉條紋的階數，因此可以將龐大的資料點資訊做一簡單歸納，以利程式判讀資料點所屬位置及所屬的條紋階數。此外，考慮到縮短曲面擬合的計算時間，採用十字讀取資料點的方式，減少資料點的數量，進而減少計算時間，十字讀取的程式撰寫主要是依照資料點位置分佈的排序關係，達成標註資料點的效果，但十字讀取的資料點較少。參考圖3.4所示之示意圖，十字讀取是以水平及垂直兩方向讀入偵測到的像素座標值，需注意的是，即使在細線化之後，若一干涉條紋以四相連性(4-connectivity)連接，在水平或垂直讀取方向，可能會將同階數的兩個像素判讀為不同階數。所以在十字讀取的資料處理中，會將同一干涉條紋上的四相連性相鄰像素刪除至只剩一個。

本研究稱呼直接標註各干涉條紋的階數並讀取所有資料點的方式為全域讀取，相較十字讀取各有其優缺點，兩者的大致比較如圖3.5所示。

全域讀取與十字讀取最大不同在於處理的資料點數目，全域讀取讀入的資料點數目可以是十字讀取的一百倍以上，甚至更高。十字讀取方式讀取的資料點較少，資料點的完整性就沒有全域讀取的完整性高，十字讀取只需確保搜尋之十字方向上的資料點完整即可，所以視情況不同及精度的要求不同，可採用上述兩種不同的資料點讀取方式。

在定位干涉條紋的階數時，以45度角的像散變形為例，參考圖3.34及圖3.35所示，若以座標點(0,0)為搜尋起始點，沿著與x軸夾角45度的方向搜尋干涉條紋資料點(像素值1)的位置，則可能會搜尋不到干涉條紋，因為影像是以像素矩陣的方式儲存，若以某一斜角搜尋資料點可能會沒有辦法與資料點重合，進而擷取座標。所以本研究利用每一像素的3x3矩陣鄰域判定是否已搜尋到資料點，只要在一像素的鄰域中，有一不為0的像素，則判定為已搜尋到資料點，並擷取鄰域像素的座標，標註階數。與此鄰域像素以8相連性(8-connectivity)相連接的像素也給定同樣階數，依序完成全域讀取的資料點標註。

3.2 影像處理方式與實例說明

本研究也利用許多不同於前面章節所述的影像處理方式，根據拍攝到的干涉影像雜訊複雜程度，適當的將各影像處理方式組合應用，以期得到完美的干涉影像。

3.2.1 細線化的前處理

以圖 3.6 所示為例，此圖為藍寶石基板表面磊晶一層氮化鎵薄膜的干涉條紋影像。先利用適當的結構元素做頂帽轉換，將背景光不均勻的影響減輕，由於試片變形量不大，在圖 3.6 中可看出干涉條紋間隔大，干涉條紋較疏鬆，故選用較大的結構元素進行頂帽轉換即可，結果如圖 3.7 所示。反之，如果干涉條紋較密，則使用的結構元素必須小一點。由於圖

3.6 所示之干涉條紋較疏鬆，若以較小的結構元素進行頂帽轉換，不僅達不到消除背景光不均勻的效果，還會使得干涉條紋資訊缺損，如圖 3.8 所示，再經過二值化轉換後的結果，如圖 3.9 所示。因此根據試片的變形程度選用一適當的結構元素是很重要的。做完適當的頂帽轉換後，再以適當的閾值(threshold)將灰階影像轉換為二值影像。簡單來說，若將圖 3.7 做二值化處理，閾值設為 7，即像素值小於 7 的所有像素的值設為 0，將所有像素值大於 7 之像素其值設為 1，結果如圖 3.10 所示。將圖 3.9 與圖 3.10 比較發現，圖 3.10 中干涉條紋缺損情形明顯改善，這是因為選用適當的結構元素，再做頂帽轉換的結果。

若影像中干涉條紋較密，則干涉條紋間可能因為一點雜訊使得條紋相連，在細線化時，會造成兩不同階數的干涉條紋相連，所以通常會將二值影像做 H 斷開(h-break)，其目的是為了消除影像中如圖 3.11 所示之相連現象。由圖 3.10 可看出，相鄰兩暗紋間無雜訊，唯有暗紋裡有白色的洞，暗紋與亮紋的介面並不平滑，如果直接將此影像做細線化，會產生許多突刺(spur)且有洞，如圖 3.12 所示。突刺主要是由介面不平滑造成，洞是由暗紋裡的白色洞造成。為了解決這兩個問題，本研究選用一圓盤狀的結構元素對圖 3.10 做蝕刻，將白洞消除，再以半徑較小的圓盤做膨脹將介面磨平滑，結果如圖 3.13 所示。可看出亮暗紋交界處已明顯地平滑化，這是因為選用圓形結構元素的好處。再將圖 3.13 細線化，結果如圖 3.14 所示。

周圍環境的晃動會影響 CCD 相機在擷取干涉影像時對焦的精準度，在某些對焦不精準的區域會造成干涉影像的模糊化，使得干涉條紋亮暗區隔不明顯，在模糊區域做二值化，不易得到完美的二值影像。為了解決此現象，使用大小不同的結構元素，進行頂帽轉換或底帽轉換(bottomhat transformation)，配合適當的二值化閾值，有助於降低模糊化造

成的影響。底帽轉換與頂帽轉換的原理大致相同，主要是將原灰階干涉影像減去灰階閉合影像，圖 3.15 做底帽轉換的結果如圖 3.16 所示，原干涉影像中較亮的區域在圖 3.16 中變為暗色區域，原暗色區域則變為亮色區域，回顧第二章的例圖 2.27 所示，可知斷開處理為結構元素由下往下頂，反之，在閉合中結構元素是由上往下推，若原影像與閉合影像相減，原為暗色的區域轉變為亮色區。但進行底帽轉換後，暗色區域的亮度差異會減小，若使用較小的結構元素進行底帽轉換，干涉條紋較密的區域會有較佳的細節呈現，其效果可由底帽轉換後的二值圖形看出。因為亮暗間隔夠密，一方面使較小的結構元素往下推時，稍為嵌入原始干涉影像暗色區，使得不同階數的干涉條紋不會相連在一起。另一方面，較小的結構元素本身更能反應出細微的背景亮度變化，在底帽轉換相減的過程中，使得背景光更為均勻，使二值化結果更為完美。本研究將圖 3.15 所示的結果分階段做不同結構元素的底帽轉換，取不同階段中二值化較完美的區域做分析。最後如同 3.2.1 節所述，進行其他的影像處理，得到圖 3.17 中所示的細線化結果。如圖 3.18 及圖 3.19 所示之另一例子，可明顯看出較小的結構元素對於較密干涉條紋的處理效果。

干涉條紋間隔疏鬆則雜訊影響不大，即使有雜訊，在細線化後通常可利用刪除分支的方式刪除。若干涉條紋密的區域，雜訊易使條紋相連。本研究利用二值化的閉合或以影像空間濾波將雜訊消除，採用一空間濾波器做干涉影像的鄰域計算。假設一空間濾波器為 3×3 的矩陣，此矩陣的元素各有其特定的值(視使用的濾波器而定)，將此矩陣的中心重疊於干涉影像的某一點 a ，則 a 點的響應由濾波器矩陣的值與以 a 點為中心的 3×3 矩陣鄰域的各點做計算，鄰域由濾波器的大小範圍定義。本研究使用中值濾波器(median filter)可有效消除雜訊，雜訊消除前後範例如圖 3.20 及圖 3.21 所示。中值濾波器屬於順序統計濾波器(order-statistic filter)的一種，

它將干涉影像 a 點鄰域的像素值做排序，以此排序的中位數的值取代 a 點的值，得到 a 點的響應。

在實際干涉條紋裡的雜訊影像，可能更加複雜且難處理，使用前述方法處理的影像仍可能不盡完美，本研究還使用了另一種形態學影像處理的組合應用。圖 3.22，乍看之下，干涉條紋清晰可辨，其實在暗紋中，有許多小白洞，亮紋中有許多小黑洞，一般做法是利用斷開將暗紋中的白洞消除，同時也能盡量維持影像的特徵，然後再利用閉合消除亮紋中的黑洞。斷開是先進行蝕刻後再膨脹，由圖 3.23 中的斷開結果可看到，由於斷開是先進行蝕刻後再膨脹，暗紋中的白洞的確大量減少，但更明顯的是，圖 3.22 中亮紋內也有許多黑洞，斷開後造成亮紋中黑洞的擴展。同樣地，若單以閉合的方式消除亮紋中的黑洞，會造成暗紋中白洞的大量擴展，若要改善圖 3.22 中的干涉條紋影像就必需同時消除白洞及黑洞。本研究採用形態學重建(reconstruction)的方法，達成了同時消除白洞及黑洞的效果。

二值影像的形態學重建考慮了兩個影像，一個影像為標記(marker)，另一影像為遮罩(mask)，若 x 影像為遮罩， y 影像為標記，則重建的做法是將 y 影像膨脹成為 y_1 ，取 y_1 和 x 影像的交集為重建的結果，重建會一直進行到 y_i 和 x 影像的交集不再改變為止。為了同時消除圖 3.22 所示之黑洞與白洞，首先，本研究將圖 3.22 做為遮罩影像後，再將圖 3.22 的蝕刻結果做為標記影像，將兩影像重建得到圖 3.24，此法消除了暗紋中的白洞，重建結果相較於圖 3.23 所示之只用斷開消除白洞的結果，明顯改善許多，此做法利用重建達成了斷開的效果。

而利用重建達成閉合的效果，做法是取圖 3.22 的補集做為遮罩影像，再將圖 3.22 的補集結果做蝕刻，此結果做為標記影像，將遮罩影像與標

記影像兩者進行重建，取其重建結果的補集，結果如圖 3.25 所示，可看出亮紋中的黑洞大量減少，利用重建可以同時達成斷開及閉合，其對亮、暗紋的處理是獨立的。

3.2.2 細線化的後處理

即使將干涉儀架設於光學桌上，干涉條紋仍是會受環境震動的影響造成干涉條紋粗細不均，所以即使將干涉條紋以影像處理的方式使其較為平滑，細線化的結果仍會有突刺或分支(branch)的情形發生，必須在細線化後，再進行刪除分支的工作，通常的做法為端點刪除(end points delete)，將判斷為端點的像素刪除，直到呈現最完美的細線化結果。實行端點刪除的第一步為定義什麼是端點，通常端點定義是當一前景(forground)像素在其八近鄰中僅有一個前景近鄰，則稱此前景像素為端點，如同細線化演算法一樣，皆是考慮一 3×3 的矩陣，前景是像素值為 1 之集合的統稱。定義端點之後，把 3×3 矩陣裡可能屬於端點的組態建立一查詢表，符合此一查詢表的像素可將之刪除，在逐步刪除分支端點的同時，為了確保干涉條紋本身的端點不會被刪除，所以將影像周圍先給予 1 的值(將周圍變為前景)，如圖 3.26 所示，則干涉條紋的端點不會被刪除，最後結果如圖 3.27 所示。

3.3 Zernike 曲面擬合實例說明

對於變形較大的試片，由於干涉條紋密，在影像處理時要完整呈現干涉條紋資訊非常困難，如圖 3.2 所示，此圖為一極端的例子，因為圖 3.2 是拍攝磊晶失敗的試片所得到的干涉影像，所以試片變形量很大，在干涉影像中離圓心較遠的外圍處干涉條紋極密，在此情況下只能就影像處理後的最佳結果，擬合細線化成功的區域。在擬合前以 3.1.2 所述等方式將干涉條紋定位，在沒有使用頂帽轉換的情況下，細線化成功區域較

小，擬合結果見圖 3.28、圖 3.29 及圖 3.30，使用頂帽轉換則細線化成功區域較大，如圖 3.31。

採用十字讀取定位方式，對前面的圖 3.6 使用三階 Zernike 多項式進行曲面擬合，可發現其結果與細線化條紋間有落差，如圖 3.32 所示。以較少條細線條紋進行三階曲面擬合，其結果與細線條紋較為穩合，如圖 3.33 所示。若使用全域讀取的方式定位干涉條紋，以三階多項式擬合，結果見圖 3.34，只讀取五條干涉條紋擬合結果如圖 3.35 所示，擬合結果相較於十字讀取的三階擬合有改善，因此可知十字讀取在大範圍擬合時的精準度明顯較全域讀取差。

圖 3.36 所示之結果是採用十字讀取，並以四階多項式擬合的結果，可看出細線條紋穩合度較三階擬合佳，不過可以發現擬合結果與細線化後之干涉條紋在圖形外圍處不穩合。在圖 3.36 中可以發現擬合結果與細線化干涉條紋在外圍處有出入，可能是未讀取外圍干涉條紋資訊造成。綜合以上討論結果，將擬合多項式的階數由三階提高至四階，干涉條紋定位方式由十字讀取改為全域讀取，得到一擬合結果，如圖 3.37 所示，相較於前面所述的其他擬合圖，圖 3.37 與讀取干涉條紋資訊間的標準差最小。

要特別說明的是，由於在 matlab 程式中，影像是以矩陣的方式儲存，矩陣的每一位置儲存每一像素的值，所以拍攝得到的干涉影像其最左上邊的像素為第一列、第一行，記為(1,1)，而且干涉影像呈現在屏幕上之前先以一透鏡將影像放大，所以座標經過透鏡後也會轉換，所以在本研究中所畫圖形的 x_m 及 y_m 座標，相對於試片的 x 、 y 座標其關係式為 $x_m = -x$ ， $y_m = y$ ， y 為指離平邊的方向。

Zernike 圓多項式的一至五階的所有項及各別代表的變形物理意義見表 3。各多項式的所形成的波前函數物理變形圖見圖 3.38-3.51。

3.4 基板與薄膜的應力計算

本研究量測得到晶圓的相對面外變形，在前面章節推導的應力公式中，未知包含了晶圓面外變形的微分兩次，但本研究並未將量測值微分兩次後代入公式求解應力，因為量測值本身一定有誤差，若將量測值再行微分則恐有加大誤差的疑慮，所以本研究利用差分法(finite difference)將晶圓做一網格化(mesh)，所求點的周圍網格點代入量測的面外變形量值，分區求得各網格點 $w_{,xx}$ 與 $w_{,yy}$ 的值，最後將結果代入第二章推導的應力公式中求得應力值，並將其結果與雙光束曲率量測法(dual-beam curvature measurement)做比較，雙光束量測法利用兩平行光束入射於晶圓表面，反射後的兩光束會因為晶圓的表面形貌有所偏折而不復平行，利用此幾何關係求得晶圓表面曲率，由於晶圓變形很小且薄膜很薄所以 $w_{,xx}$ 及 $w_{,yy}$ 近似於晶圓表面曲率。

在第二章的應力公式推導過程中，本研究假設了 Q_{x_0} 與 Q_{y_0} 兩個值，主要是為了確保求解的八條方程式(2.49)-(2.56)的完備性，雖然在薄膜的應力應變關係式求得面外方向的剪力為零，但由於薄膜中有本質應力的存在，所以將 Q_{x_0} 、 Q_{y_0} 加入到(2.55)與(2.56)中。

如圖 3.52 所示，雙光束曲率量測法中量測範圍為晶圓內的矩形區域，量測點之間的時間隔在 x 及 y 方向皆為 5mm，雙光束曲率量測法的量測結果與本研究量測結果，如圖 3.53-3.56 所示。分別呈現雙光束的曲率量測結果與本研究 $w_{,xx}$ 與 $w_{,yy}$ 的量測結果，圖 3.57-3.60 分別呈現雙光束量測法計算應力值的結果與本研究應力值的計算結果。擬合結果與干涉條紋資訊的面外高度平均誤差為 0.1 μm ，以白色星號標記本研究擬合誤差大於二分之一波長以及誤差大於 0.1 μm 之位置，分別如圖 3.61 與圖 3.62 所示。本研究光源波長約為 633nm，擬合最大誤差為 0.5 μm ，產生擬合最大誤差

的點位於晶圓的邊緣處，最小擬合誤差為 3×10^{-10} mm。本研究計算應力誤差除了來自擬合的誤差之外，還包括了計算 $w_{,xx}$ 、 $w_{,yy}$ 產生的誤差，而雙光束量測法的誤差來自入射角度的校準以及晶圓夾具造成的晶圓傾斜。

本研究將量測結果與 FRT(Fries Research & Technology)公司生產的形貌量測機台的量測結果做比較，此機台是以上下兩探針做量測，可同時測得晶圓上、下表面的形貌，探針每隔 2mm 距離做一次取樣，機台量測結果如圖 3.63 所示。由本研究的擬合結果得知晶圓最低與最高點的高低差約為 6.7um，FRT 機台的量測結果約為 6.6um。本研究擬合結果中晶圓中的最高與最低點的位置以及表面形貌都與機台量測結果大致相同，晶圓的中心處呈現下凹的形狀，以 x 方向剖面觀察，可明顯看出接近晶圓中心處為鞍點。本研究與 FRT 機台在量測數據上的偏差主要是兩者架設方式不同，本研究中晶圓是以垂直的方式架設，而 FRT 的機台以三點支撐平放晶圓，架設晶圓時的人為傾斜以及機台量測時晶圓的自重都是造成量測結果有些許不同的原因。

第四章 結論與未來工作

本研究已架設太曼-格林干涉儀量測實驗架構，電荷耦合元件擷取干涉影像，以 matlab 程式做影像處理並定位干涉條紋的中心座標，將定位點的面外高度差資訊代入曲面擬合程式中，求得一擬合曲面，最後依擬合的曲面形貌估算基板與薄膜內的殘留應力。

4.1 工作結論

本研究以太曼-格林干涉儀量測藍寶石晶圓表面輪廓，以差分法計算藍寶石晶圓表面曲率，進而推算薄膜及基板應力。在程式撰寫部分，以 matlab 程式將干涉影像做影像處理，進行干涉條紋的細線化，採用 Zernike 多項式擬合曲面形貌。

本研究中大部分使用全域讀取的方式定位干涉條紋，唯此方法對於干涉影像的品質要求較高，因為全域讀取的方式擷取資料點範圍較十字讀取大，所以干涉影像的完整性要求較高，舉例來說，若應為同一階數的干涉條紋因雜訊使干涉條紋一分為二，則程式判斷上會誤以為是兩個干涉條紋而給予不同階數，或者不同階數的兩干涉條紋有相接觸的情況，也會使得標註階數的結果有誤，因此干涉影像的形態學處理品質在使用全域讀取法時更顯重要。

對於變形過大的藍寶石晶圓，由於干涉影像的條紋過密，這會造成分析上的困難，所以本研究分析範圍必需縮小，曲面擬合只針對試片上的某一部分而非整體試片。本研究提供量測數據，其中包括試片表面曲率與試片內的應力，若要監測晶圓整體，晶圓本身變形的最大相對高度大約在 10 微米以內為本研究所適用，若監測環境擾動減少，可以量測更大的晶圓相對變形。

在應力計算方面，本研究參考 Stoney 及 Riet 等人並推導最符合本研

究量測情況的應力計算公式，晶圓變形與曲率的關係式與 Stoney 及 Riet 等人提供的關係式不相同，由於本研究量測的晶圓為非等向性材料，且各點曲率不同，所以本研究的晶圓試片並非承受一純彎矩(pure bending)，和 Stoney 的假設不同，Stoney 假設一維樑上各點曲率一定，並推導出樑的變形(deflection)與曲率的關係式，此關係式在計算薄膜應力的領域裡廣為大家使用，本研究依藍寶石晶圓的材料性質推導應力計算公式，由於藍寶石晶圓為非等向性材料，各點曲率不同，因此這是本研究應力公式與 Stoney 最大的不同之處。本研究利用太曼-格林干涉儀求得較正確的面外變形與曲率的關係式，並且成功計算出薄膜及基板內的應力值。

4.2 未來工作與展望

在影像處理程式方面，根據儀器量測系統的環境與光源，未來可以撰寫程式使用介面，建立一影像處理的標準程序，甚至藉由程式自動判讀晶圓變形屬於 Zernike 多項式中的哪一類物理變形而採用不同的資料點定位方式。

在晶圓夾具的製作方面，由於夾具在同時夾持平面鏡與晶圓的平行度仍有偏差，未來希望製作一可以使平面鏡與晶圓在同時夾持時平行度較佳的夾具，減小晶圓傾斜造成的量測誤差。

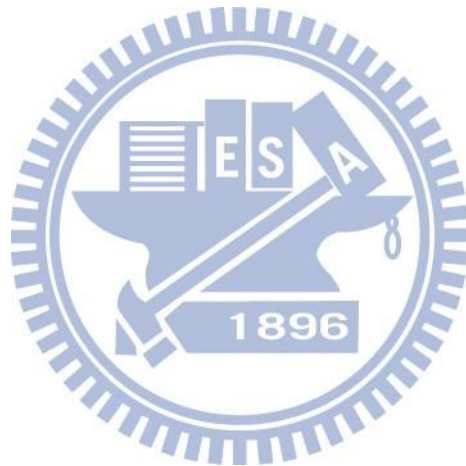
參考文獻

- [1] G. G. Stoney (1909), "The tension of metallic films deposited by electrolysis," *Proceedings of the Royal Society of London*, **86**, 172-175.
- [2] G. Gore (1858), "On the Properties of Electro-deposited Antimony," *Trans. Roy. Soc. (London)*, Part 1, 185.
- [3] E. J. Mills (1877), "On electrostriction," *Proc. Roy. Soc.*, **26**, 504.
- [4] C. L. Tien, C. C. Lee, Y. L. Tsai and W. S. Sun (2001), "Determination of the mechanical properties of thin films by digital phase shifting interferometry," *Opt. Comm.*, **198**, 325-331.
- [5] E. van de Riet (1993), "Deflection of a substrate induced by an anisotropic thin-film stress," *J. Appl. Phys.*, **76**(1), 584-586.
- [6] S. Timoshenko and J. N. Goodier (1951), *Theory of elasticity*, McGraw-Hill, New York.
- [7] E. Klokholm (1969), "An apparatus for measuring stress in thin films," *Rev. Sci. Instrum.*, **40**, 1054-1058.
- [8] A. Brenner and S. Senderoff (1949), "Calculation of stress in electrodeposits from the curvature of a plated strip," *J. Research of the Nat'l. Bureau of U.S. Standards*, **42**, 105-123.
- [9] S. N. Sahu, J. Scarminio (1990), and F. Decker, "A laser beam deflection system for measuring stress variations in thin film electrodes," *J. Electrochem. Soc.*, **137**, 1150-1154.
- [10] J. D. Finegan and R. W. Hoffman(1959), "Stress anisotropy in evaporated Ironfilms," *J. Appl. Phys.*, **30**, 597-598.
- [11] S. M. Rossnagel, P.Gilstrap, and R. Rujkorakarn (1982), "Stress measurement in thin films by geometrical optics," *J. Vac. Sci. Technol.*, **21**(4), 1045-1046.
- [12] A.E. Ennos (1966), "Stress developed in optical film coatings," *Appl. Opt.*, **5**, 51-61.

- [13] F. P. Chiang and T. Y. Kao (1979), "An optical method of generating slope and curvature contours of bent plates," *Int. J. Solids Structures*, **15**, 251-260.
- [14] A. Segmuller, J. Angilelo and S.J. Laplaca (1980), "Automatic X-ray diffraction measurement of the lattice curvature of substrate wafers for the determination of linear strain pattern," *J. App. Phys.*, **51**, 6224-6230.
- [15] S. Webster, D. N. Batchelder, and D.A. Smith (1998), "Submicron resolution measurement of stress in silicon by near-field Raman spectroscopy," *App.Phys. Lett.*, **172**, 1478-1480.
- [16] F. Twyman, A. Green (1916), "prisms and microscopes," *British Patent* 103832.
- [17] F. Twyman, (1919), "camera lens," *British Patent*, 130224.
- [18] 繆紹綱 (2005), *數位影像處理運用 MATLAB*, 東華書局, 台灣
- [19] L. Lam, S. W. Lee, Memer, IEEE, and Ching Y. Suen, IEEE (1992), "Thinning methodologies-a comprehensive survey," *IEEE Transations on pattern analysis and machine intelligence*, **14(9)**, 869-885.
- [20] D. Malacara (1937), *Optical shop testing second edition*, Courier Companies, Inc.
- [21] Kingslake, R. (1925-1926), "The Interferometer Patterns Due to the Primary Aberrations," *Trans. Opt. Soc.*, **27**, 94.
- [22] A. R. Dill, M. D. Levine, and P. B. Noble (1987), "Multiple Resolution Skeletons," *IEEE Trans. Patt. Anal. Machine Intell.*, **PAMI-9(4)**, 495-504.
- [23] K. Preston, M. J. B. Duff, S. Levialedi, P. E. Norgren, and J. Toriwaki (1979), "Basics of cellular logic with some applications in medical image processing," *Proc. IEEE*, **67(5)**, 826-857.
- [24] B. Moayer and K. S. Fu (1975), "A syntactic approach to fingerprint pattern recognition," *Pattern Recogn.*, **7**, 791-813.

- [25] J. L. Mundy and R. E. Joynson (1977), "Automatic visual inspection using syntactic analysis," *Proc. Int. Conf. Patt. Recogn. Image Processing*, 144-147.
- [26] D. Rutovitz (1966), "Pattern recognition," *J. Roy. Stat. Soc.*, **129**, Series A, 504-530.
- [27] C. J. Hilditch (1969), "Linear skeletons from square cupboards," in *Machine Intell. (B. Meltzer and D. Michie, Eds.)*. New York: Amer. Elsevier, **4**, 403-420
- [28] T. Y. Zhang and C. Y. Suen (1984), "A fast parallel algorithm for thinning digital patterns," *Comm. ACM*, **27**(3), 236-239.
- [29] P. S. P. Wang, L.-W. Hui, and T. Fleming (1986), "Further improved fast parallel thinning algorithm for digital patterns," in *Computer Vision, Image Processing and Communications-Systems and Applications (P. S. P. Wang, Ed.)*. Singapore: World Scientific, 37-40.
- [30] C. M. Holt, A. Stewart, M. Clint, and R. H. Perrott (1987), "An improved parallel thinning algorithm," *Comm. ACM*, **30**(2), 156-160.
- [31] Y. Y. Zhang and P. S. P. Wang (1988), "A modified parallel thinning algorithm," *Proc. 9th Int. Conf. Patt. Recogn. (Rome, Italy)*, 1023-1025.
- [32] R. W. Hall (1989), "Fast parallel thinning algorithm: Parallel speed and connectivity preservation," *Comm. ACM*, **32**(1), 124-131.
- [33] Z. Guo and R. W. Hall (1989), "Parallel thinning with two-subiteration algorithms," *Comm. ACM*, **32**(3), 359-373.
- [34] Zernike, Fritz (1934), "Begunstheorie des Schneidensverfahrens und Seiner Verbesserten Form. der Phasenkontrastmethode," *Physica* , **1**, 689
- [35] Rimmer, M. P. and J. C. Wyant (1975), "Evaluation of large aberrations using a Lateral-Shear Interferometer having variable shear," *Appl. Opt.*, **14**, 142-150.

- [36] T. M. Regan, D. C. Harris, D. W. Blogett, K. C. Baldwin, J. A. Miragliotta, M. E. Thomas, M. J. Linevsky, J. W. Giles, T. A. Kennedy, M. Fatemi, D. R. Black, and K. P. D. Lagerlöf (2002), “Neutron irradiation of sapphire for compressive strengthening. II. Physical properties changes,” *Journal of Nuclear Materials.*, **300**, 45-56.
- [37] A. Polian, M. Grimsditch and I. Grzegory(1996), “Elastic constants of gallium nitride,” *American Institute of Physics.*
- [38] 吳家宇 (2011), *雙光束量測藍寶石晶圓曲率及薄膜應力*, 國立交通大學機械工程學系碩士論文, 新竹市, 台灣。



附表

表 1 應力計算採用的藍寶石基板(sapphire)材料參數

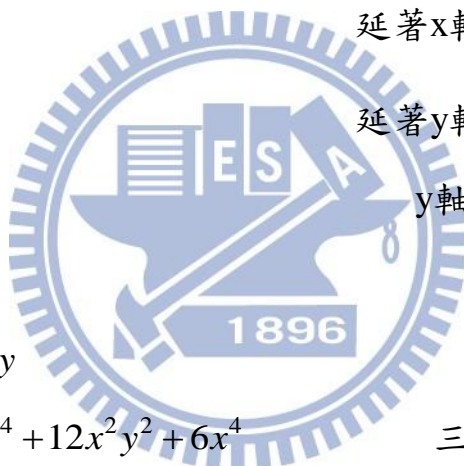
彈性係數(GPa)					
C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{33}	C_{44}	C_{14}
490.2	165.4	113.0	490.2	145.4	-23.2

應力計算採用的氮化鎵(gallium nitride)材料參數

彈性係數(GPa)					
C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{33}	C_{44}	C_{66}
390.0	145.0	106.0	398.0	105.0	123.0

表 2 Zernike 一至五階多項式與對應的物理像差

1	常數項
x	y軸的傾斜
y	x軸的傾斜
$2xy$	與軸夾45度的像散
$-1 + 2y^2 + 2x^2$	離焦
$y^2 - x^2$	與軸夾0度或90度的像散
$3xy^2 - x^3$	x軸的三角像散
$-2x + 3xy^2 + 3x^3$	延著x軸的三階慧差
$-2y + 3y^3 + 3x^2y$	延著y軸的三階慧差
$y^3 - 3x^2y$	y軸的三角像散
$4y^3x - 4x^3y$	
$-6xy + 8y^3x + 8x^3y$	
$1 - 6y^2 - 6x^2 + 6y^4 + 12x^2y^2 + 6x^4$	三階球面像差
$-3y^2 + 3x^2 + 4y^4 - 4x^4$	
$y^4 - 6x^2y^2 + x^4$	
$5xy^4 - 10x^3y^2 + x^5$	
$-12xy^2 + 4x^3 + 15xy^4 + 10x^3y^2 - 5x^5$	
$3x - 12xy^2 - 12x^3 + 10xy^4 + 20x^3y^2 + 10x^5$	
$3y - 12y^3 - 12x^2y + 10y^5 + 20x^2y^3 + 10x^4y$	
$-4y^3 + 12x^2y + 5y^5 - 10x^2y^3 - 15x^4y$	
$y^5 - 10x^2y^3 + 5x^4y$	



附圖

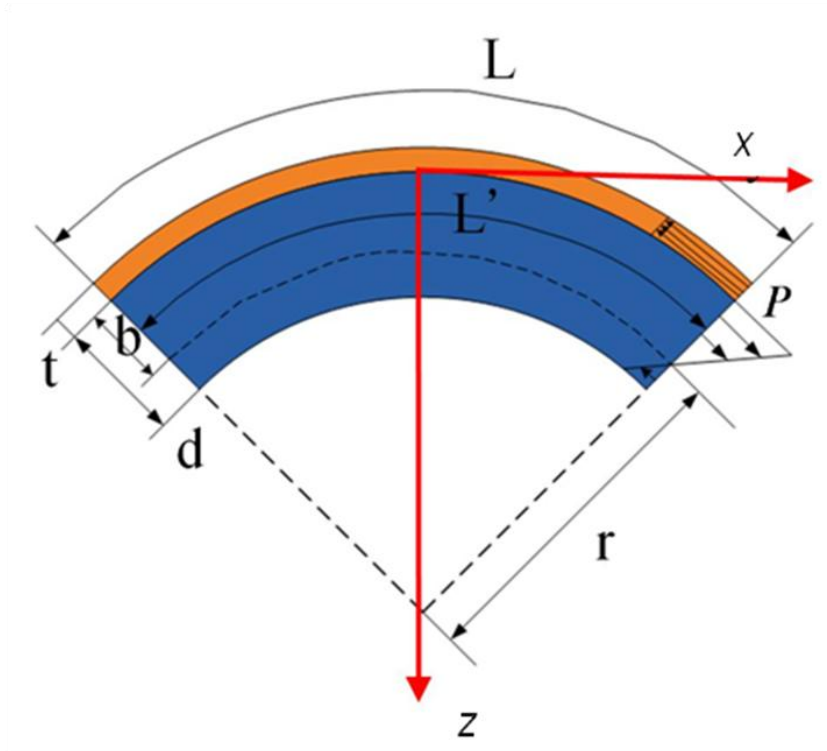


圖 1.1 薄膜應力計算示意圖

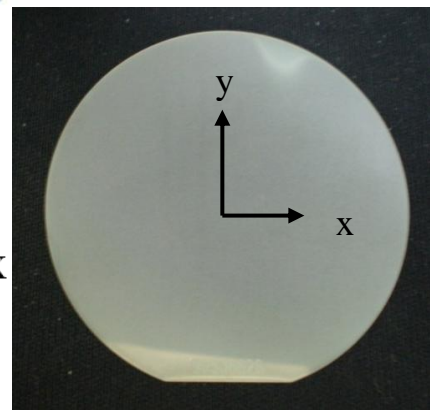
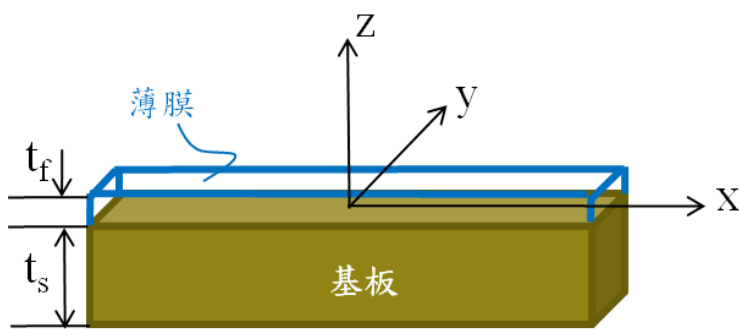


圖 1.2 薄膜與基板座標示意圖

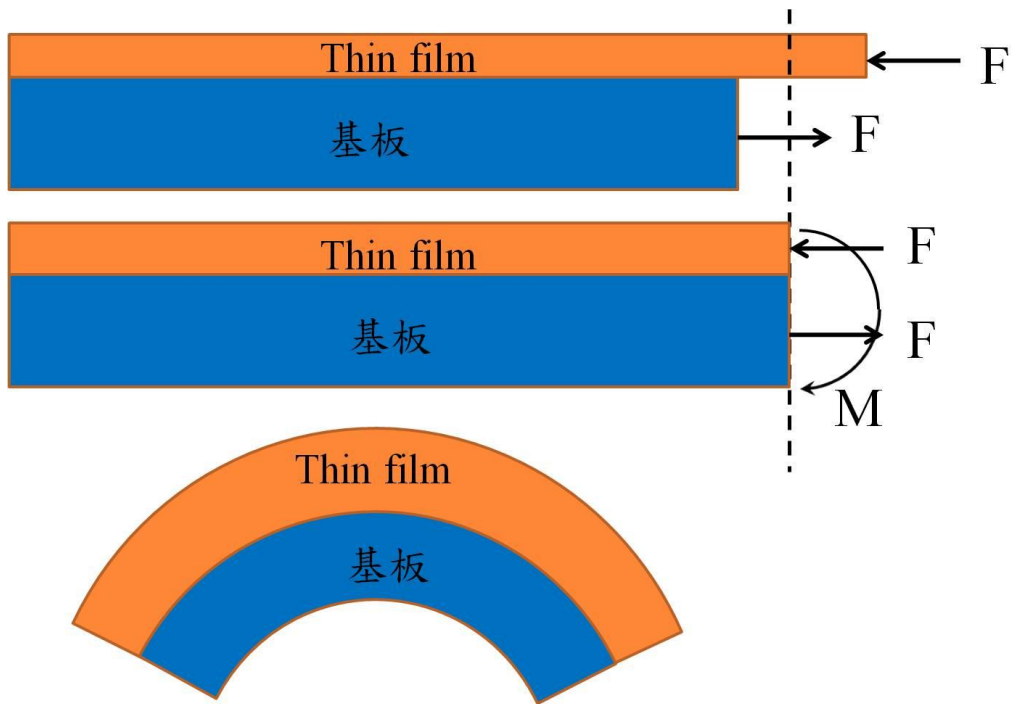


圖 2.1 溫度上升時，膨脹係數不同所致基板變形示意圖

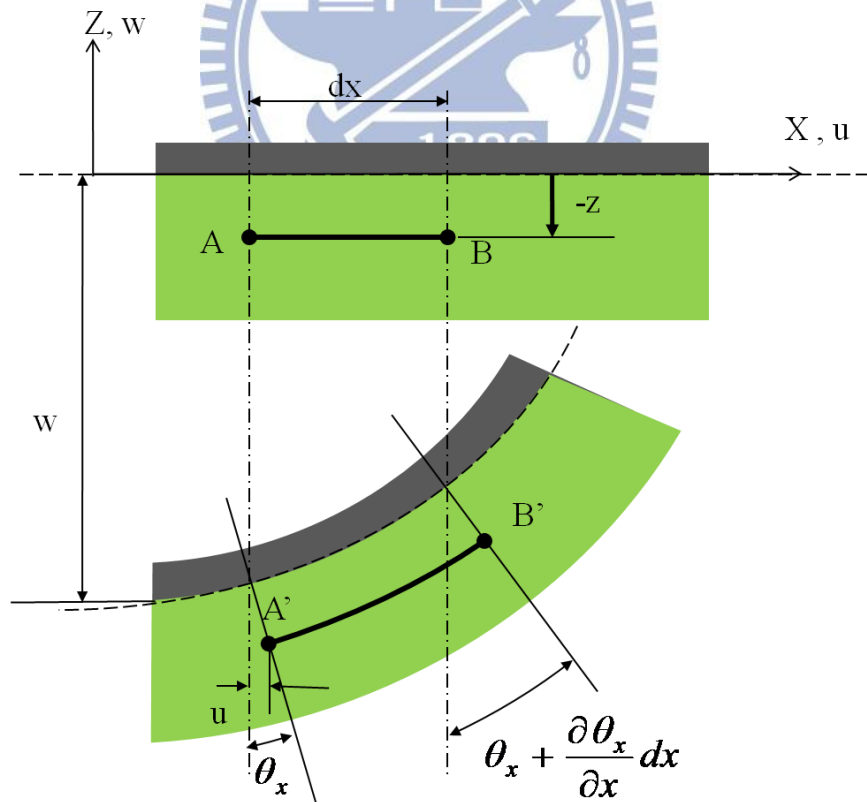


圖 2.2 薄膜與基板變形前後示意圖

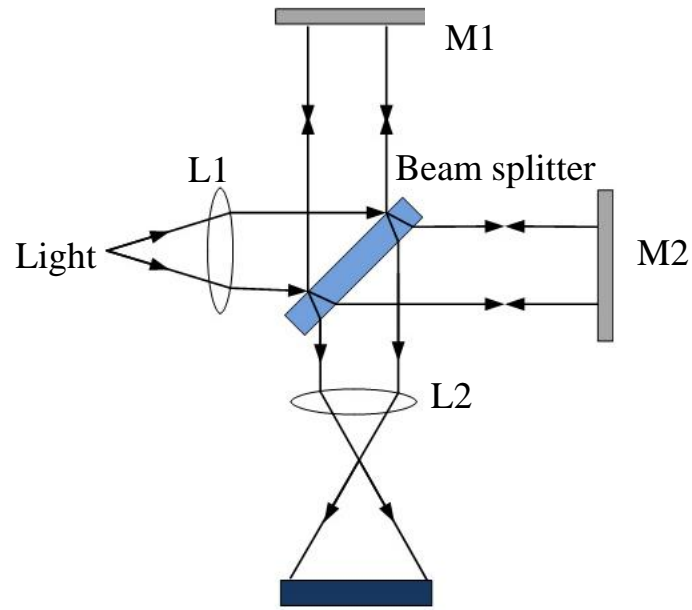


圖 2.3 太曼-格林干涉儀系統示意圖

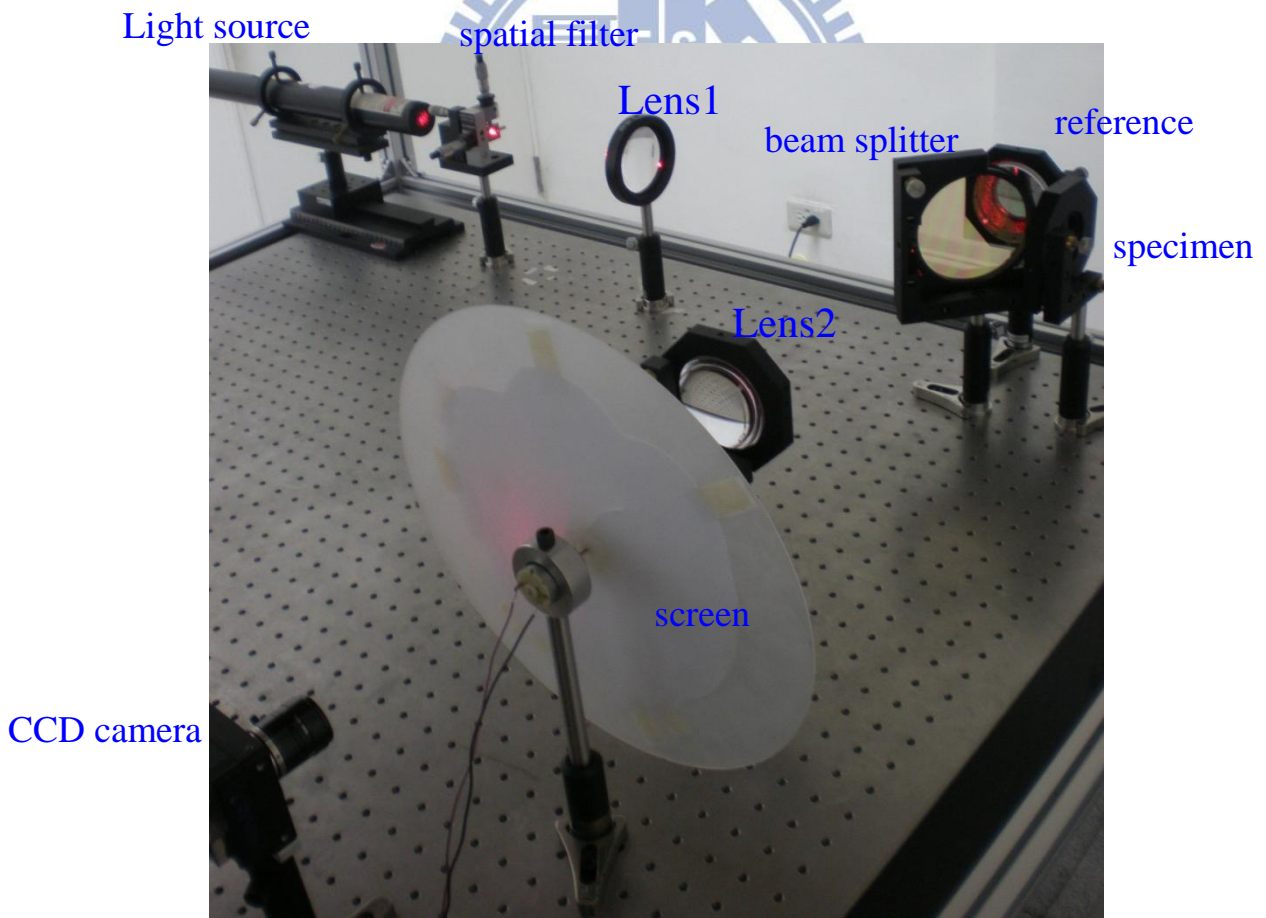


圖 2.4 太曼-格林干涉儀(Twyman-Green interferometer)實驗架構圖

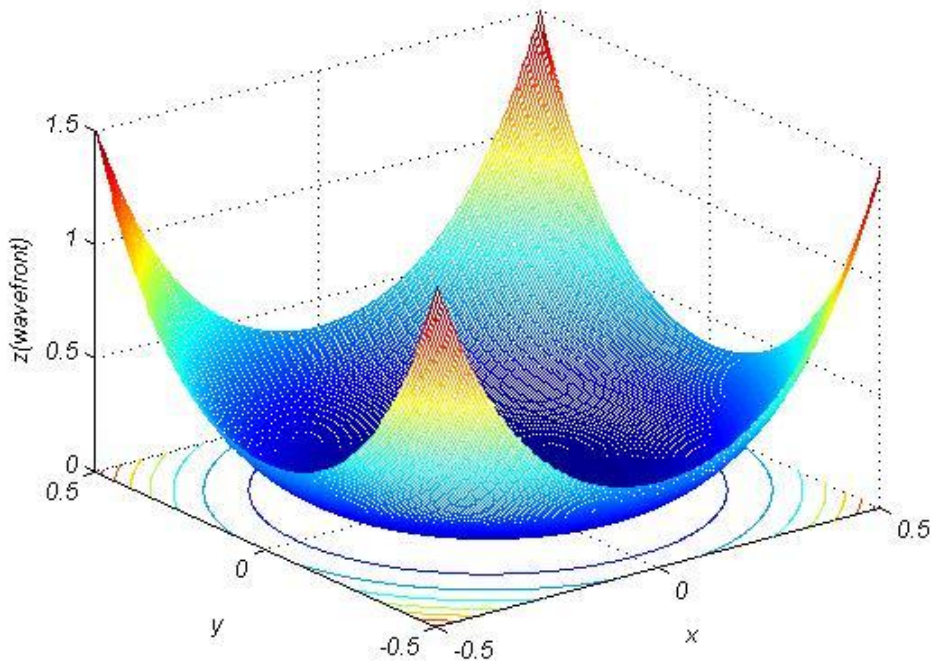


圖 2.5 初階球面像差(spherical aberration)波前函數 3D 圖

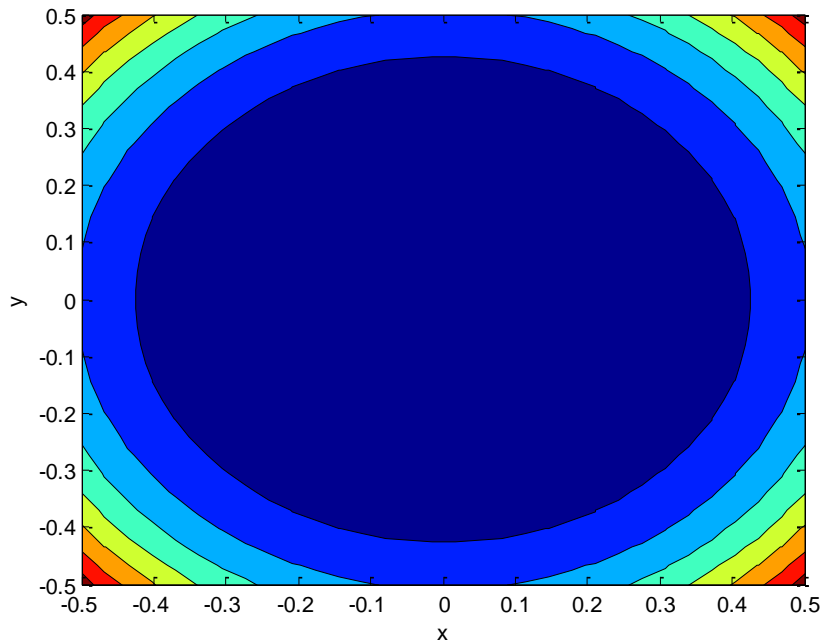


圖 2.6 初階球面像差(spherical aberration)波前函數 2D 等高線圖

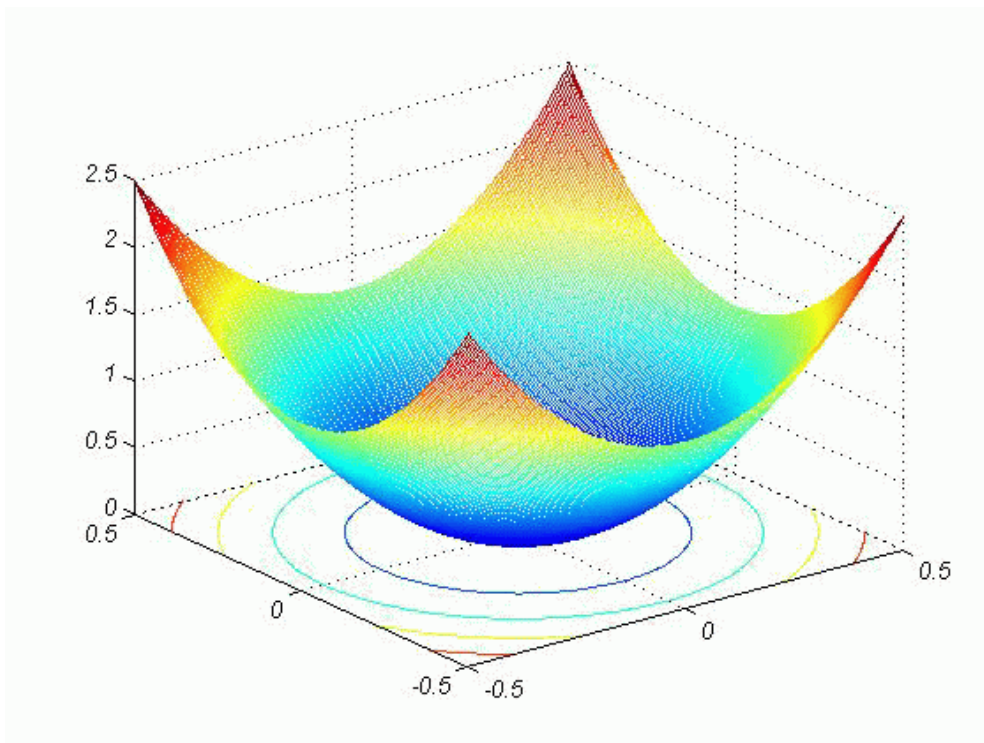


圖 2.7 離焦波前函數 3D 圖

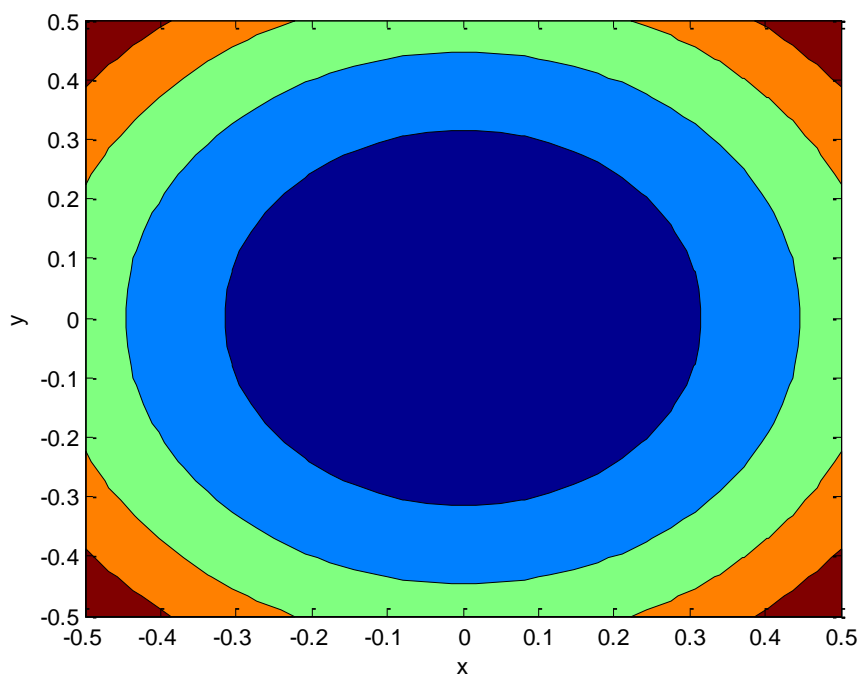


圖 2.8 離焦波前函數 2D 等高線圖

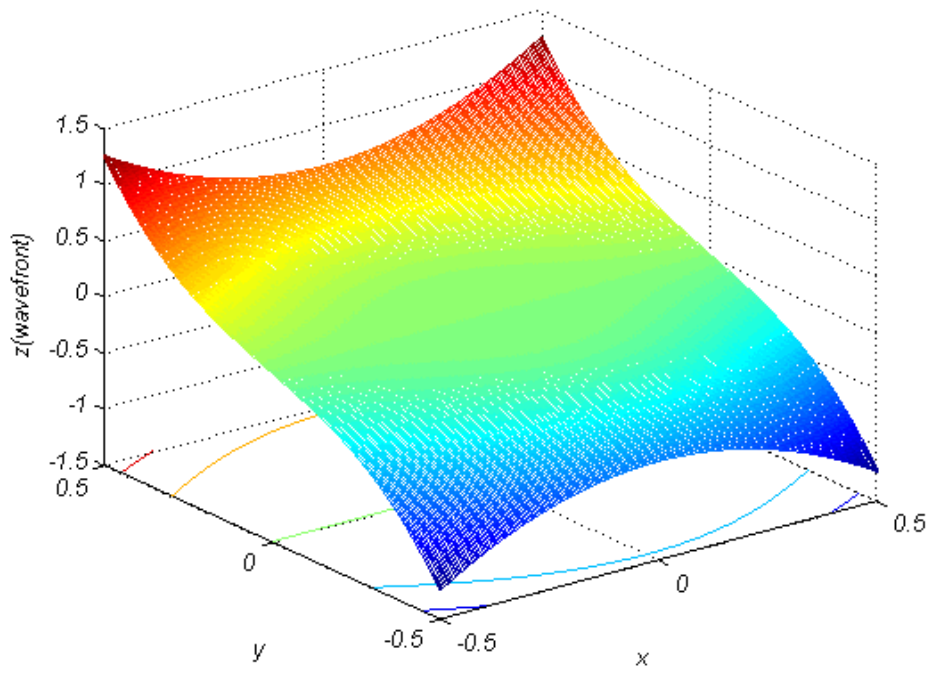


圖 2.9 初階慧差波前函數 3D 圖

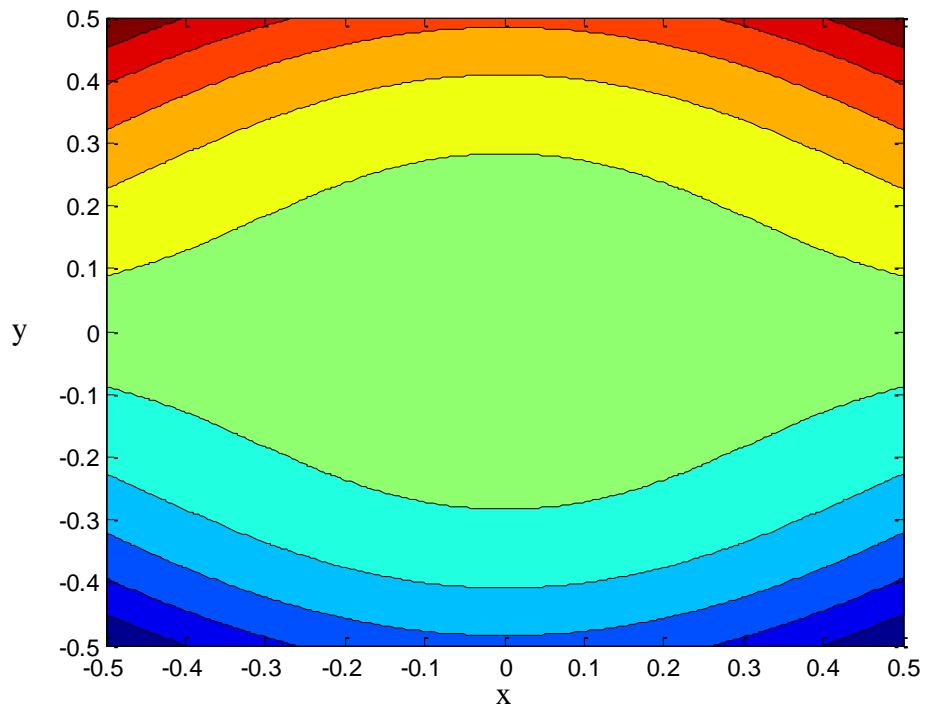


圖 2.10 初階慧差波前函數 2D 等高線圖

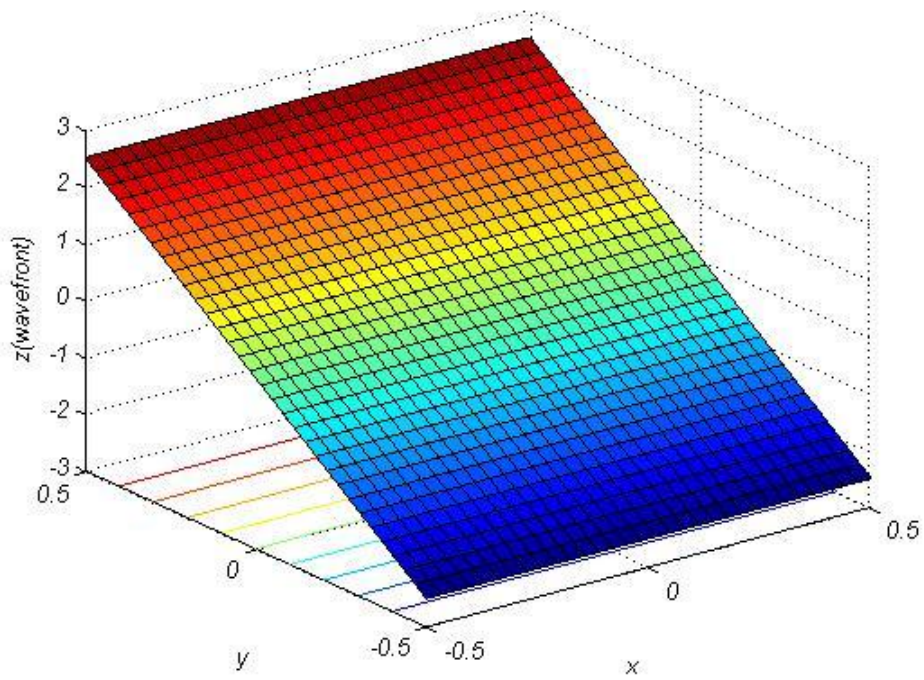


圖 2.11 對 x 軸傾斜波前函數 3D 圖

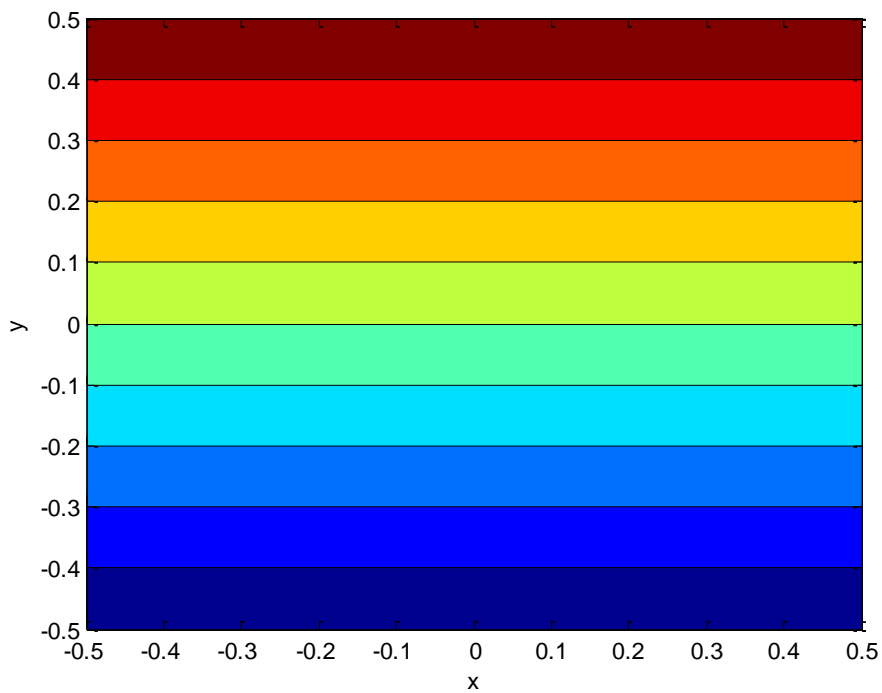


圖 2.12 對 x 軸傾斜波前函數 2D 等高線圖

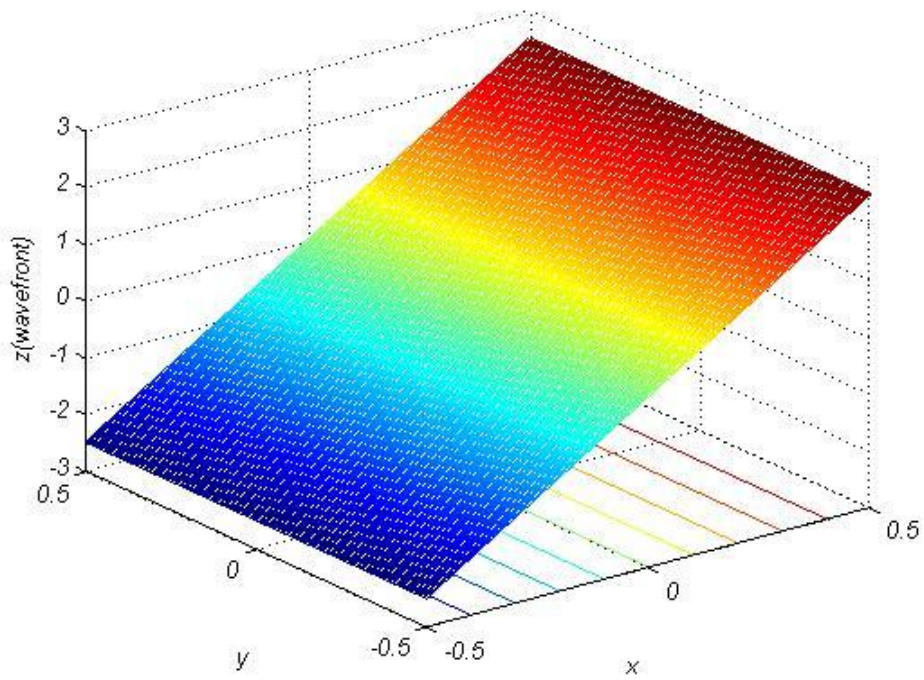


圖 2.13 對 y 軸傾斜波前函數 3D 圖

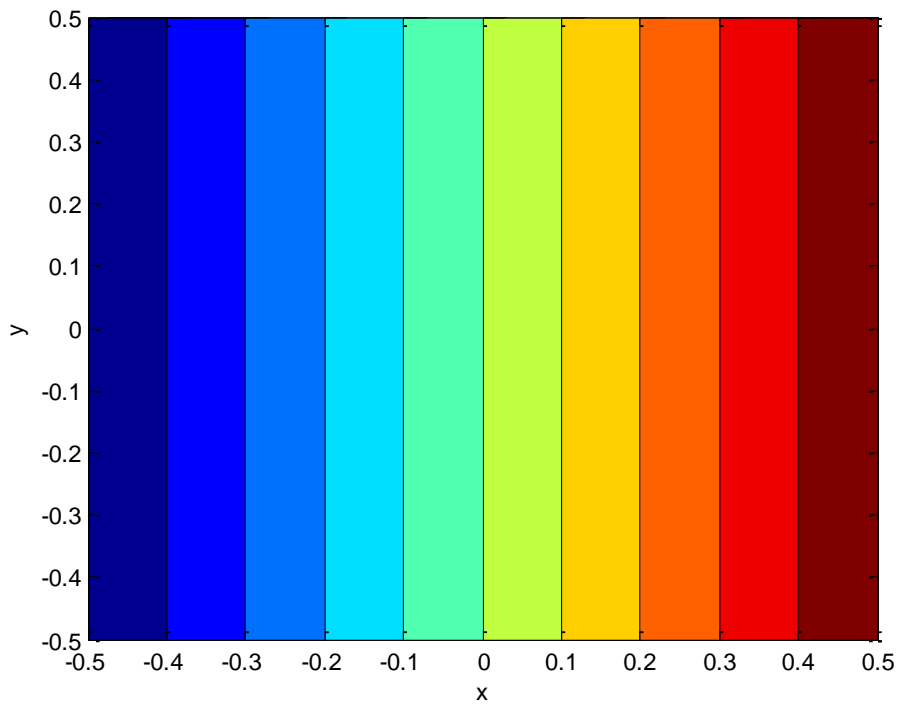


圖 2.14 對 y 軸傾斜波前函數 2D 等高線圖

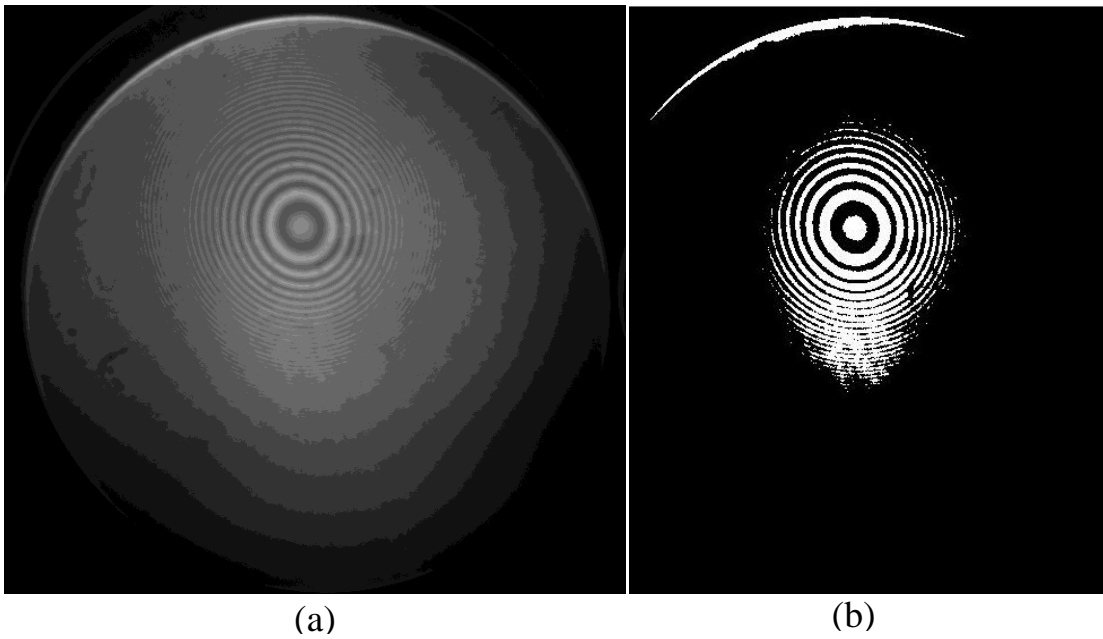


圖 2.15 (a)干涉影像原始圖 (b)將(a)圖二值化

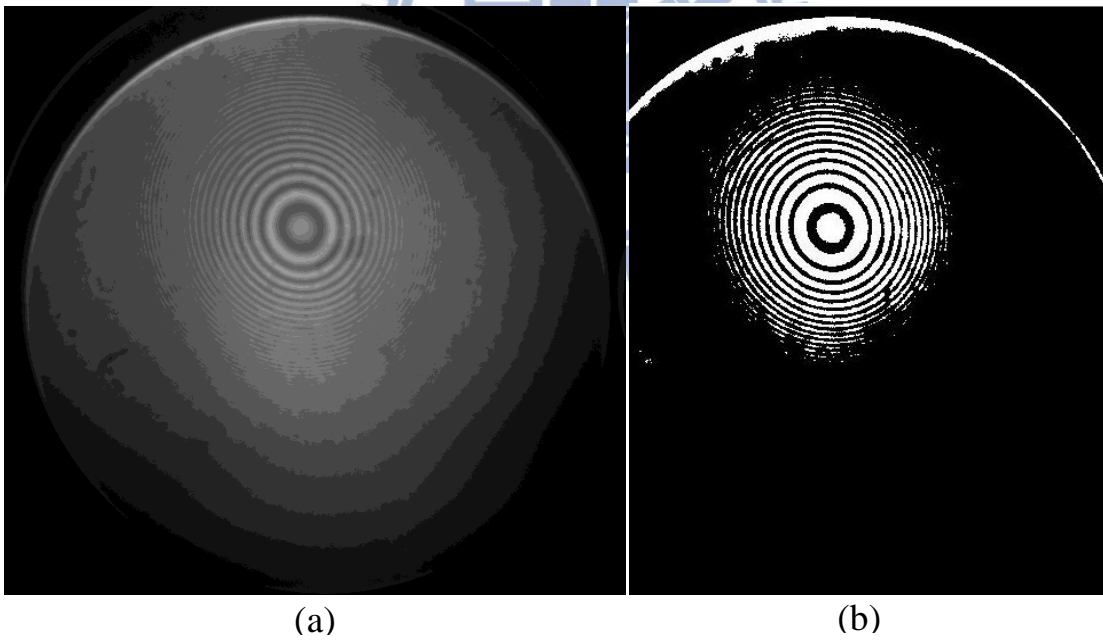


圖 2.16 (a)干涉影像原始圖 (b)將(a)圖做頂帽轉換處理後，取與圖 2.15(b)相同的閾值所得的二值轉換圖，其二值轉換結果顯示較多干涉條紋細節

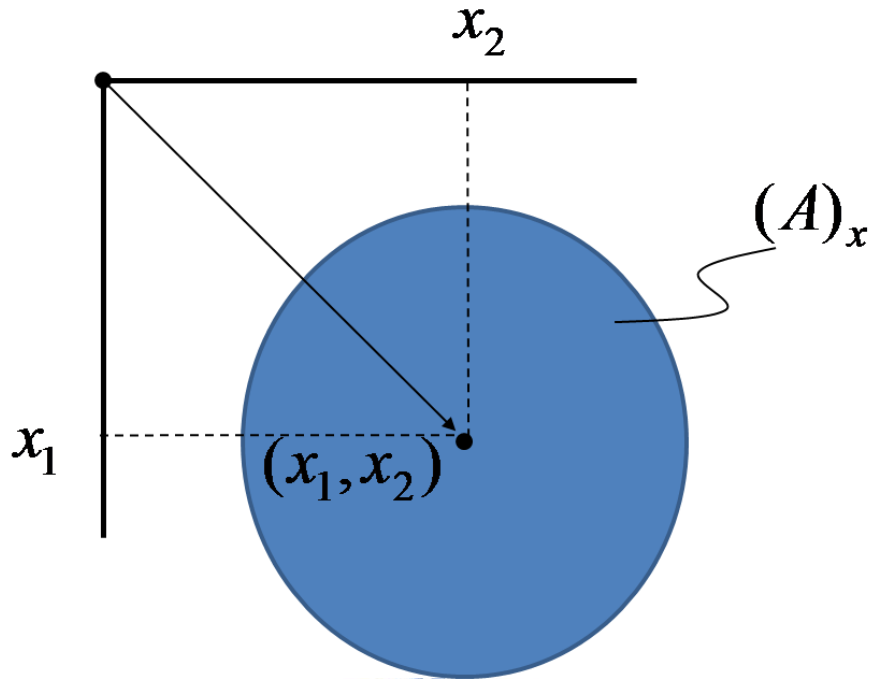


圖 2.17 物體 A 其原點平移至 $x=(x_1, x_2)$

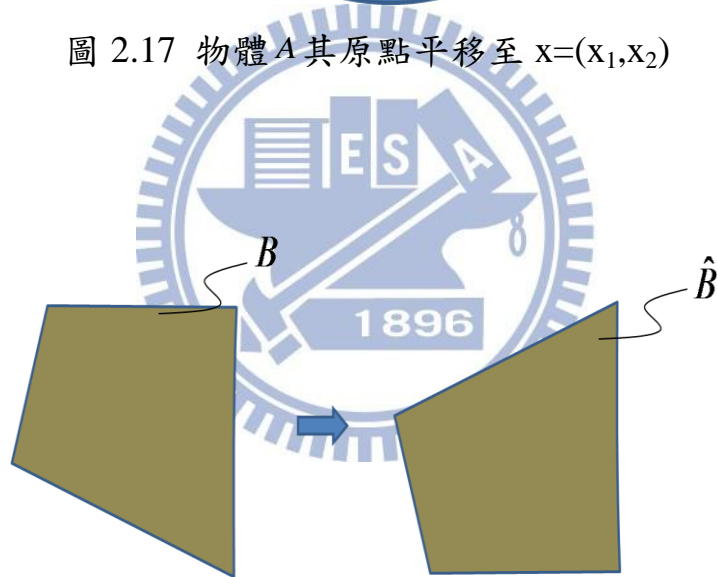


圖 2.18 物體 B 的反射

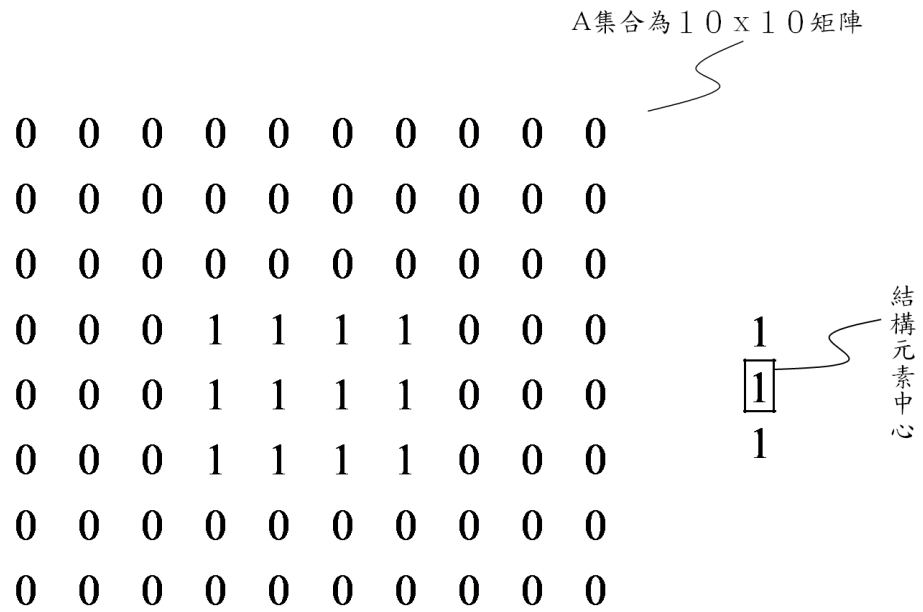


圖 2.19 影像處理前的影像矩陣

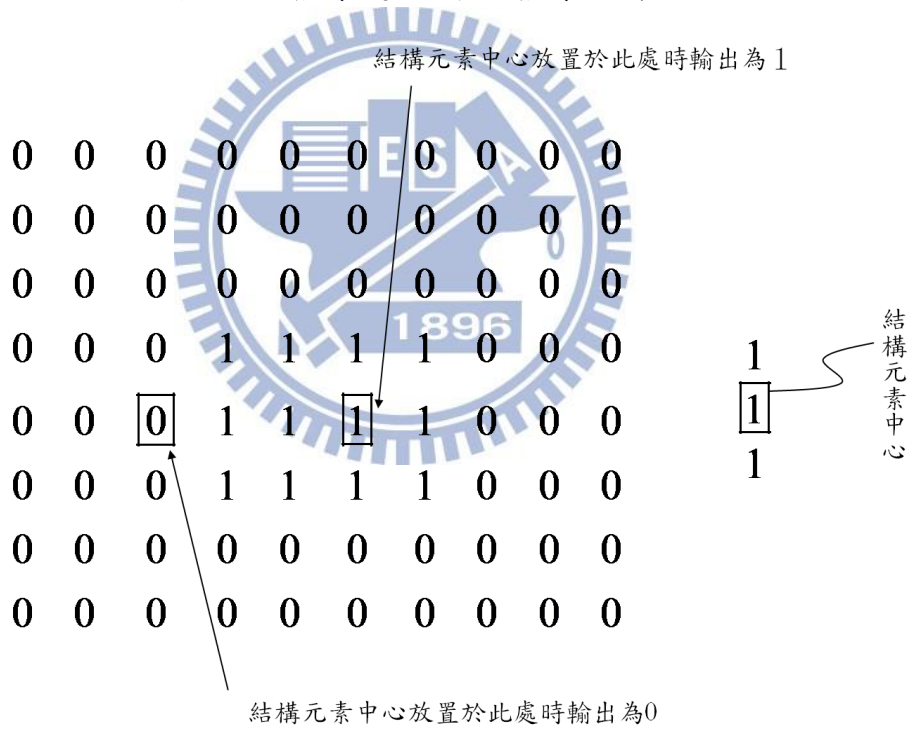


圖 2.20 蝕刻時將結構元素中心放置於像素值 1 集合內一點，若結構元素完全內嵌於像素 1 的集合內，則此點保留

0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	1	1	1	1	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

圖 2.21 將 2.19 圖以垂直且長度為 3 個像素長的結構元素做蝕刻的結果

0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	1	1	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	1	1	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

1
1
1

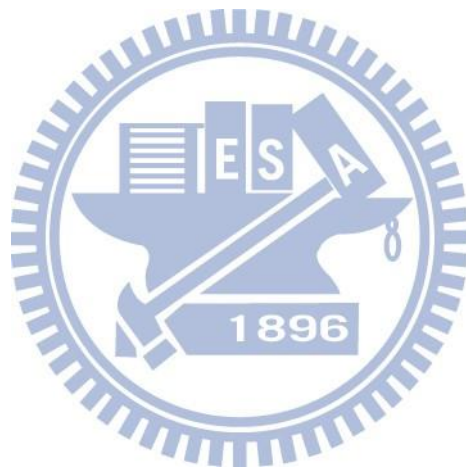
結構元素中心

結構元素中心放置於框選處時輸出為 1

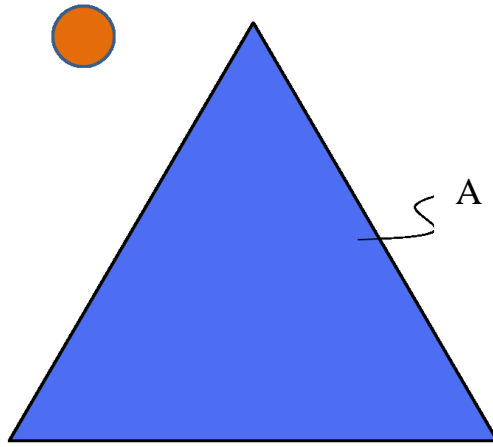
圖 2.22 膨脹時，結構元素中心放置於像素值 1 的各個點，每一次位移後的結果的集合為膨脹

0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	1	1	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	1	1	0	0	0
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

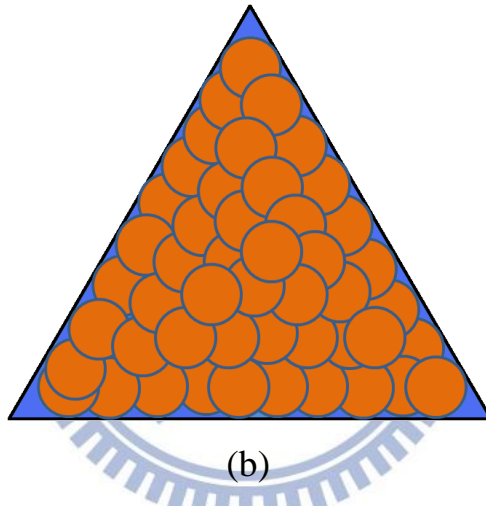
圖 2.23 將 2.19 圖以垂直且長度為 3 個像素長的結構元素做膨脹的結果



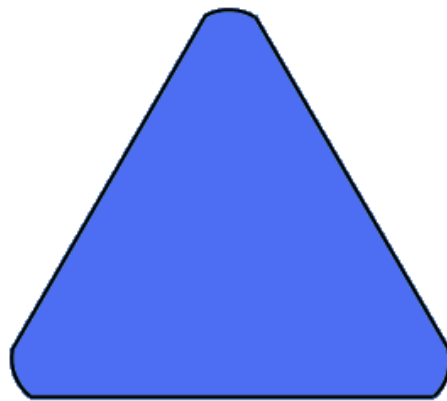
圓形結構素 B



(a)



(b)



(c)

圖 2.24 (a)斷開前(b)斷開時將結構元素在 A 內沿邊界平移(c)斷開後的結果

圓形結構元素 B

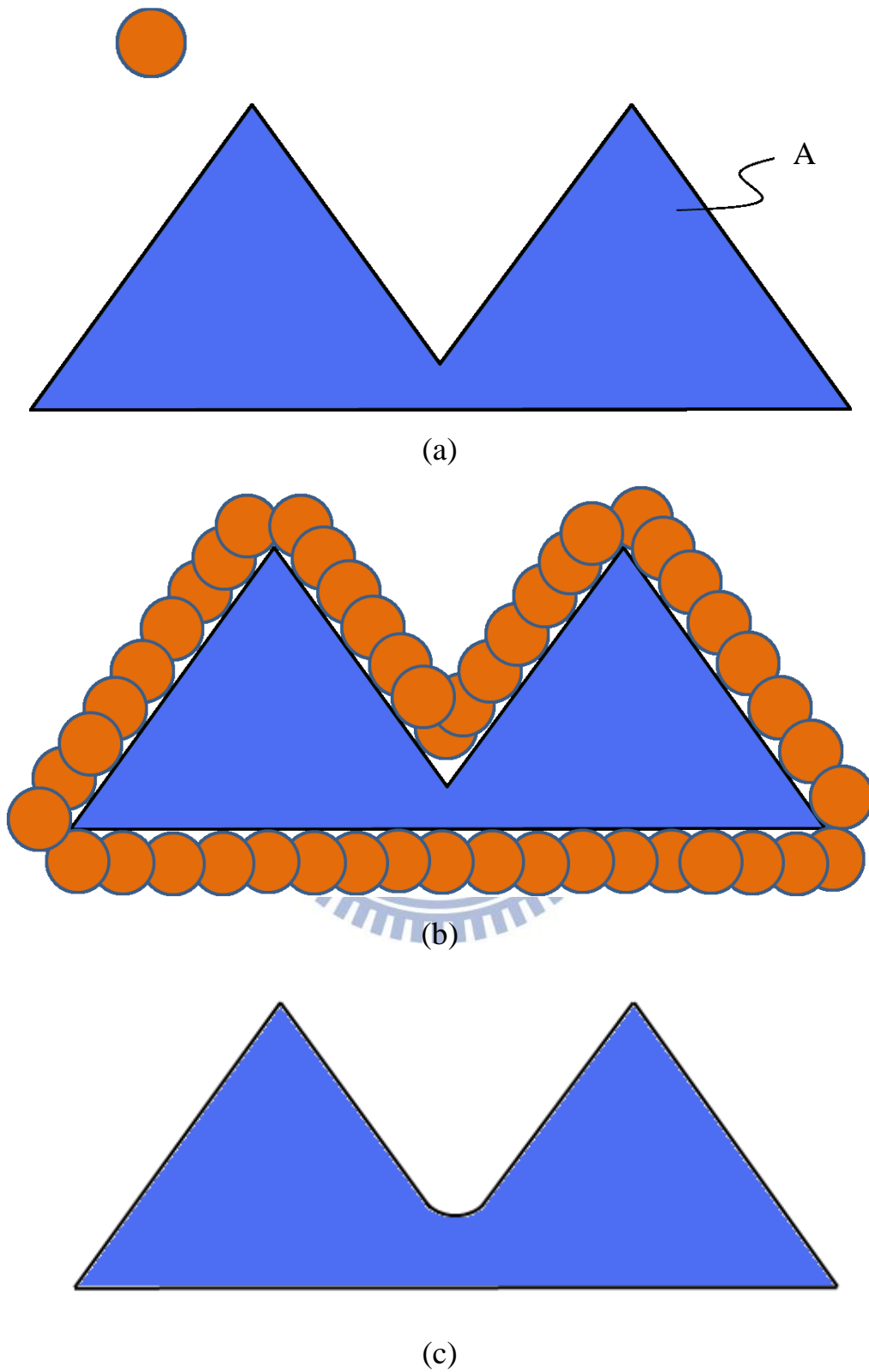
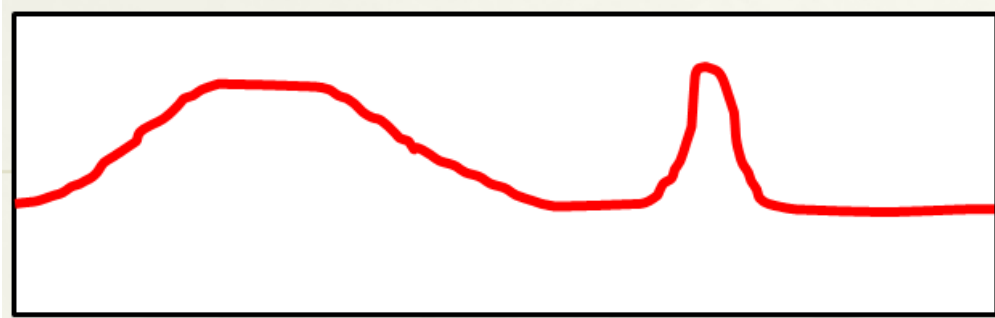
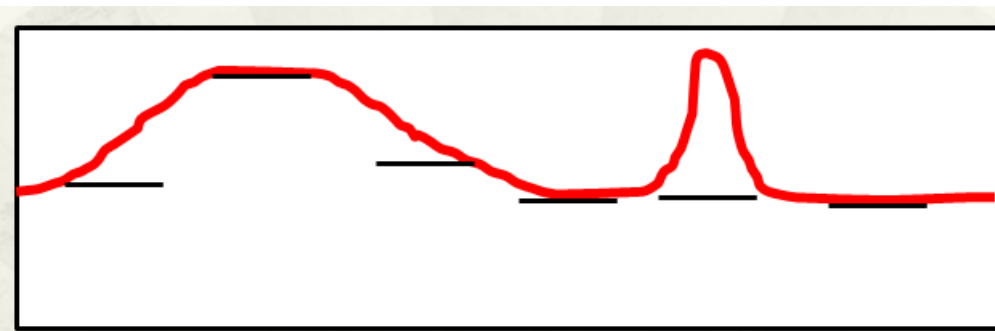


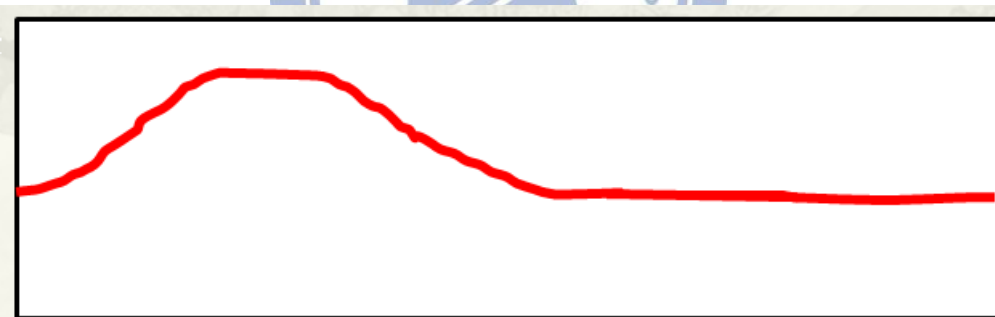
圖 2.25 (a)閉合前(b)閉時將結構元素沿 A 的外邊界平移(c)閉合後的結果



(a)



(b)



(c)

圖 2.26 (a)影像亮度分佈，縱軸為亮度(b)灰階影像斷開好比將結構元素往上頂沿內邊界平移(c)斷開結果

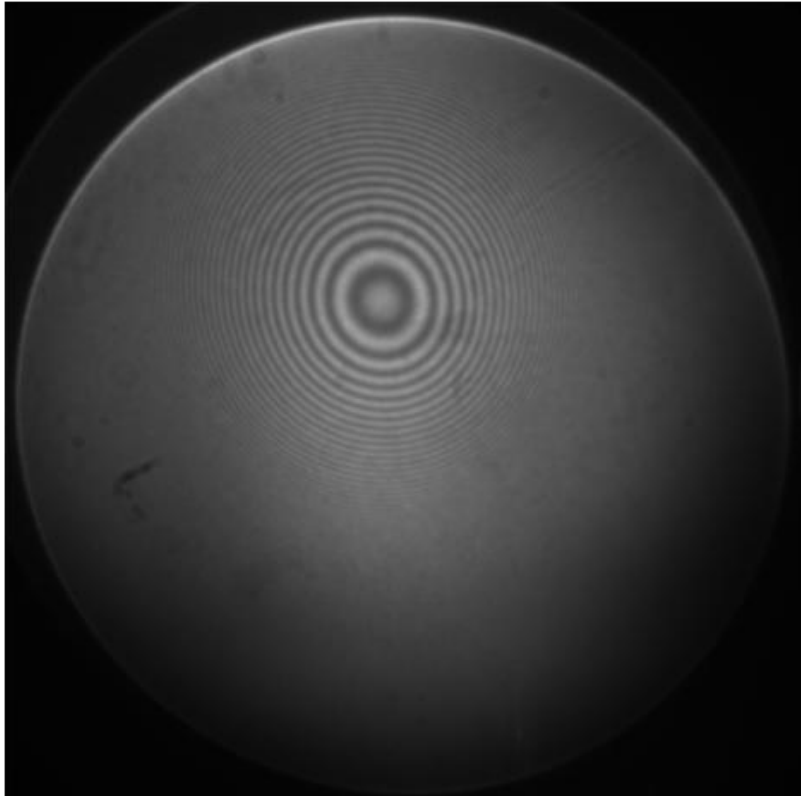


圖 2.27 干涉影像

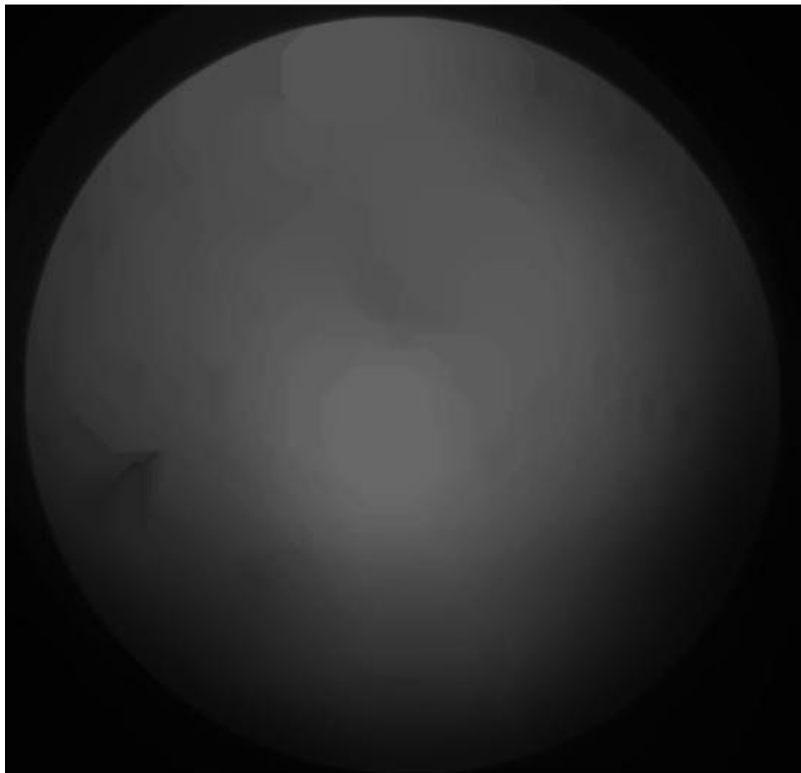


圖 2.28 將 2.28 圖做斷開處理之影像

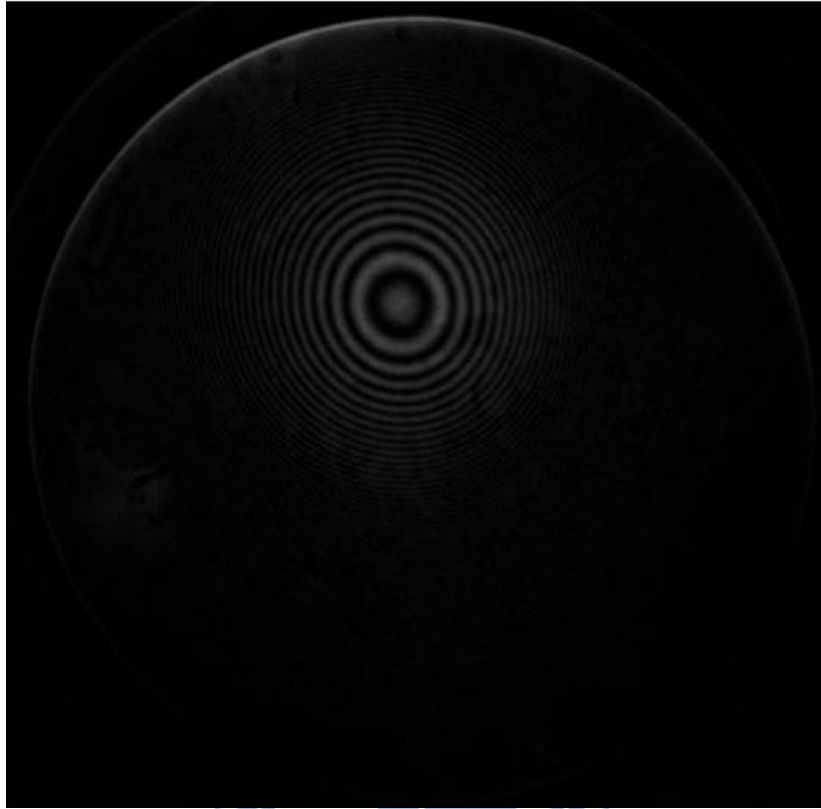


圖 2.29 以 2.27 圖減去 2.29 圖得到頂帽轉換的結果

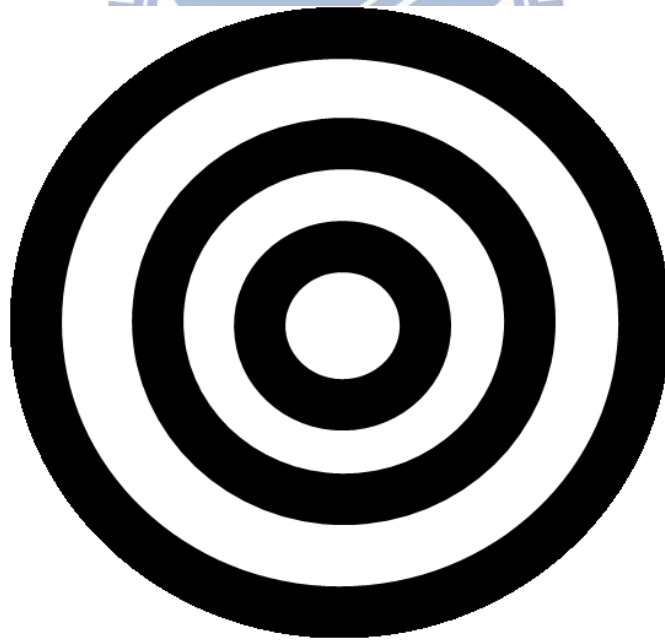


圖 2.30 細線化前的影像

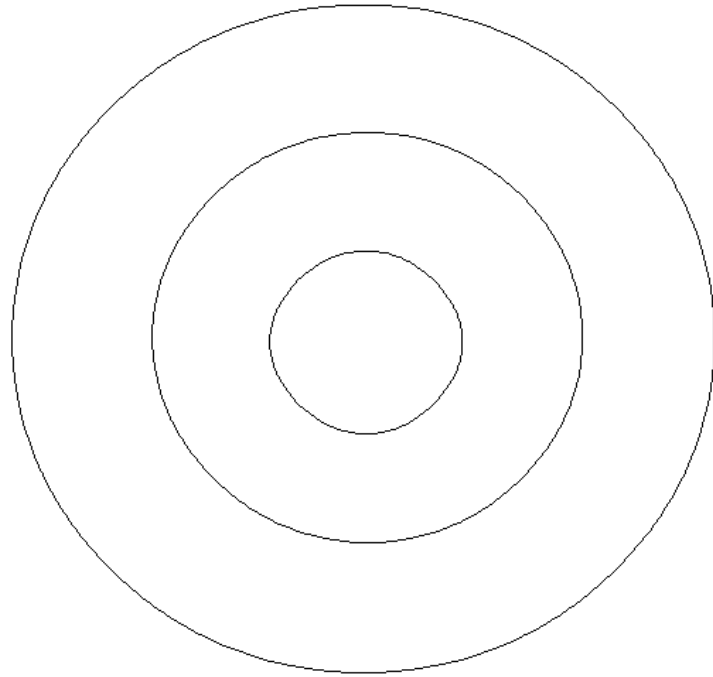


圖 2.31 將 2.31 圖細線化

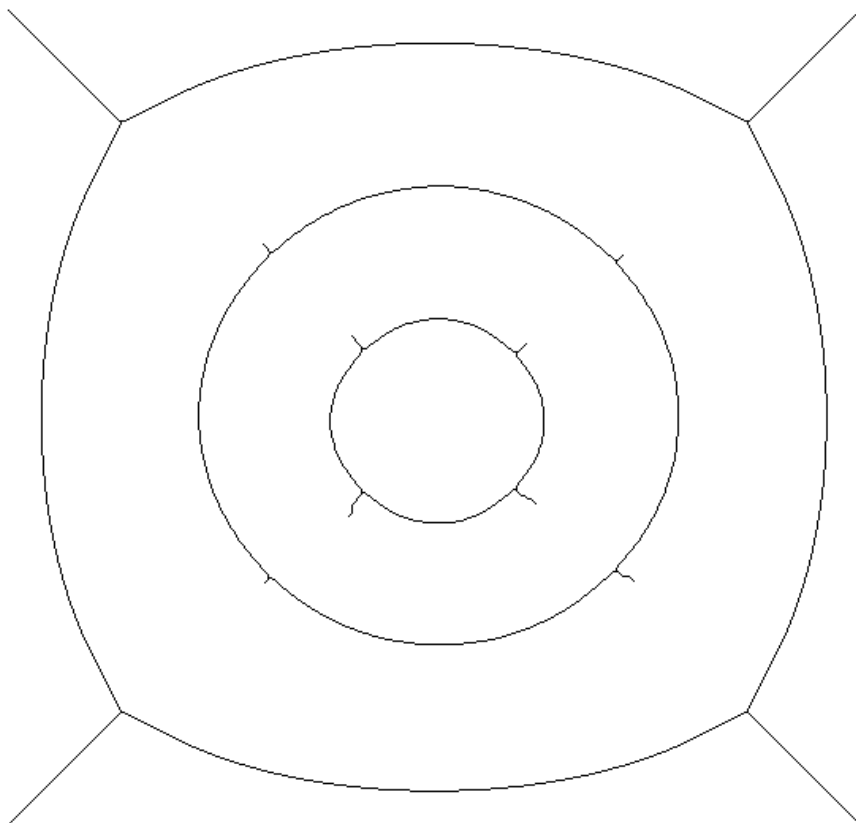
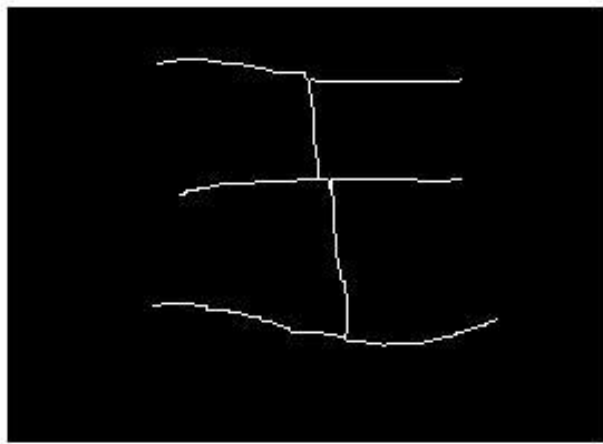


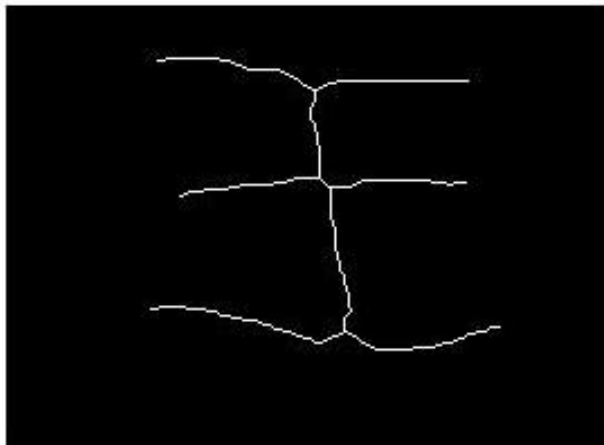
圖 2.32 將 2.31 圖骨架化



(a)



(b)



(c)

圖 2.33 (a)細線化前範例圖(b)以 Zhang and Suen [28]的演算法則進行細線化(c)以 Guo and Hall[33]演算法進行細線化。

x_4	x_3	x_2
x_5	p	x_1
x_6	x_7	x_8

圖 2.34 像素 p 及其 3x3 矩陣鄰域

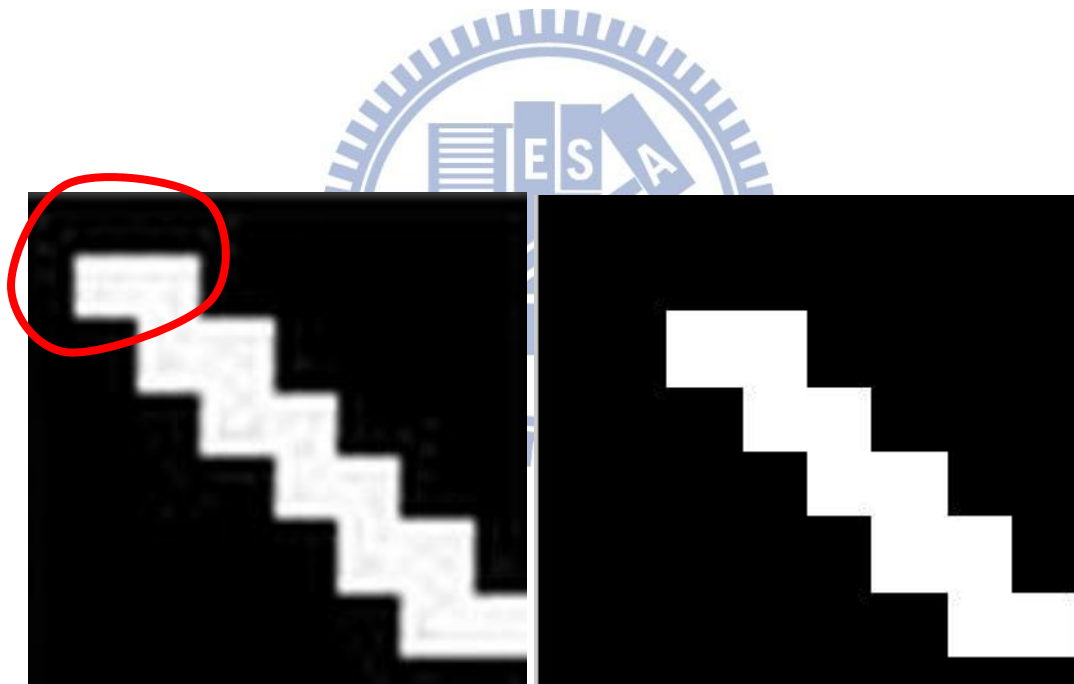


圖 2.35 以 Zhang and Suen [28]演算法進行細線化，左圖為左右方向寬為兩個像素的對角線圖形，右圖為結果，由右圖可看知左圖中紅線圈起處被判定為可刪除的像素

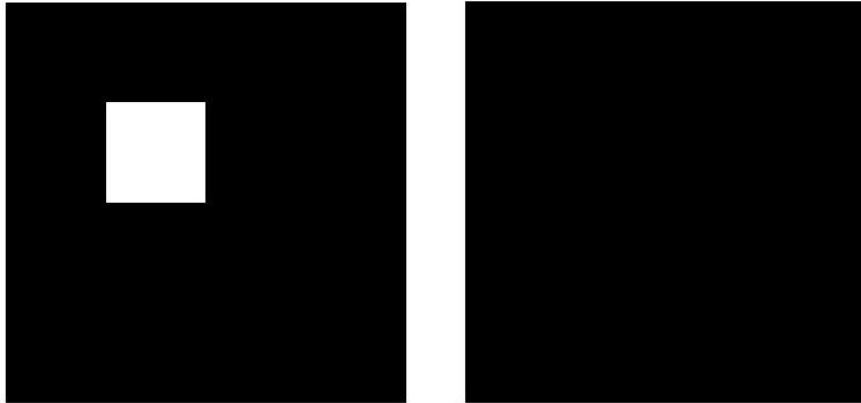


圖 2.36 以 Zhang and Suen [28]演算法進行細線化，右圖為細線化結果，
一個兩像素寬的正方形圖形被完全消除

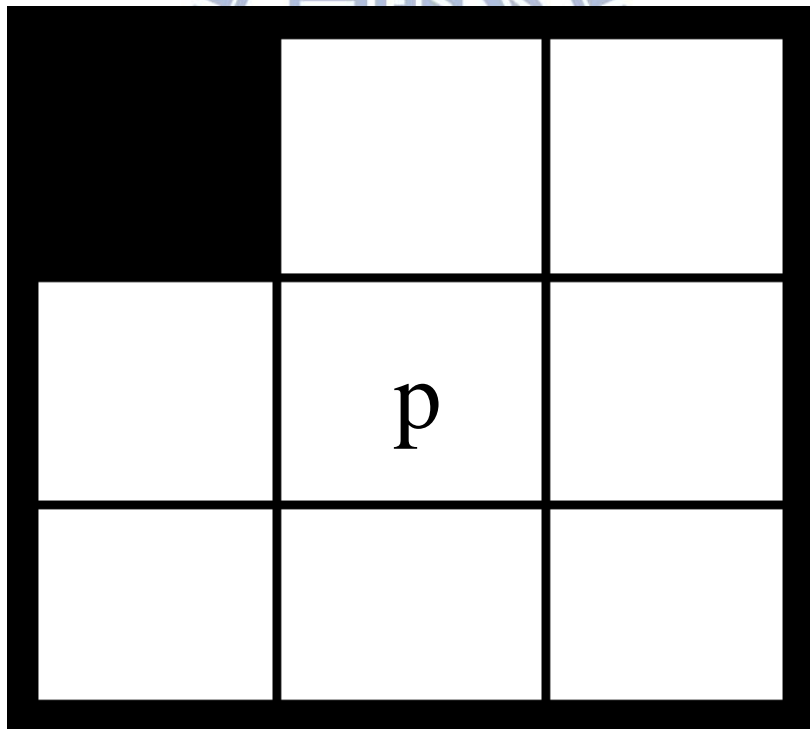


圖 2.37 以 3x3 像素矩陣為例，若不加入 $b(p) \leq 6$ 的條件，則像素 p 會被刪除使得白色圖形內產生黑洞

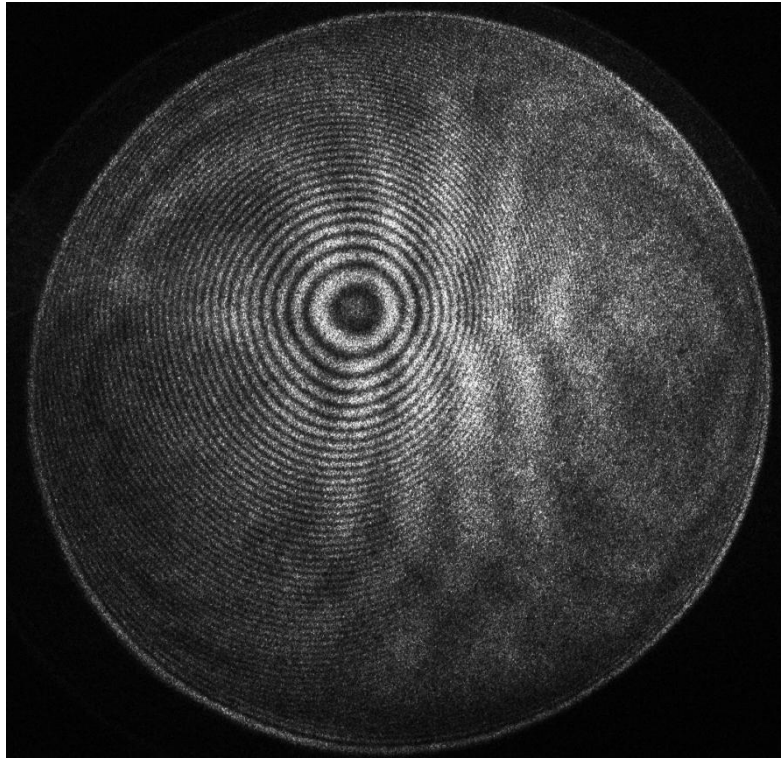


圖 3.1 拍攝干涉影像時屏幕表面造成的散斑

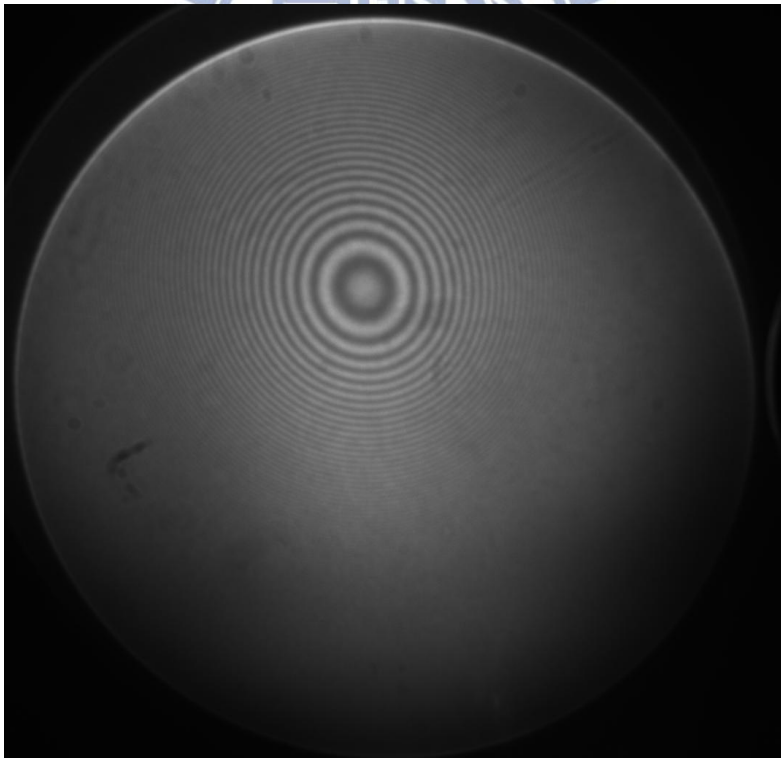


圖 3.2 屏幕旋轉下拍攝所得干涉影像

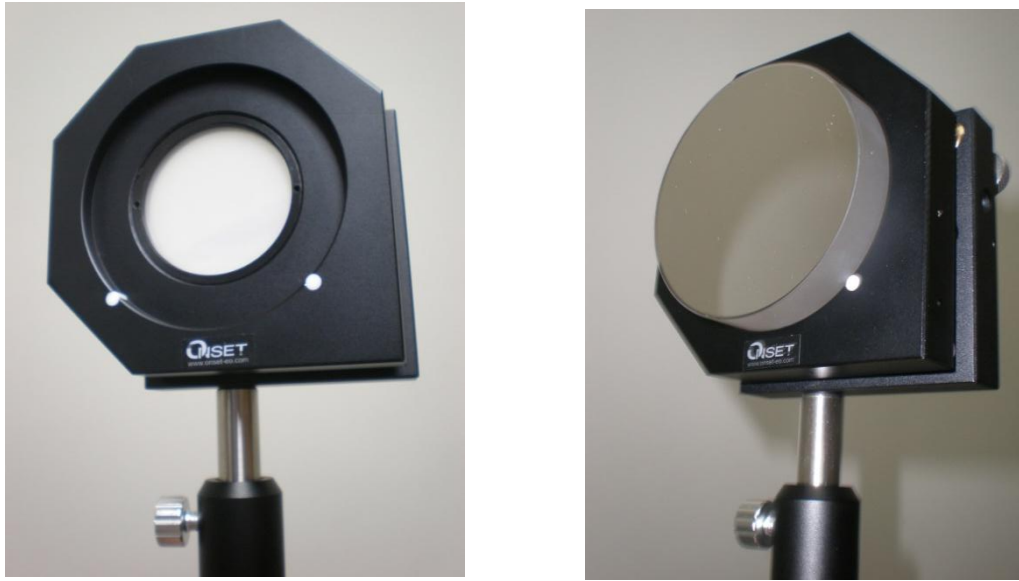


圖 3.3 右圖為已放置晶圓的夾具，左圖為將平面鏡再放置於夾具的圖，此夾具可同時夾持晶圓與平面鏡

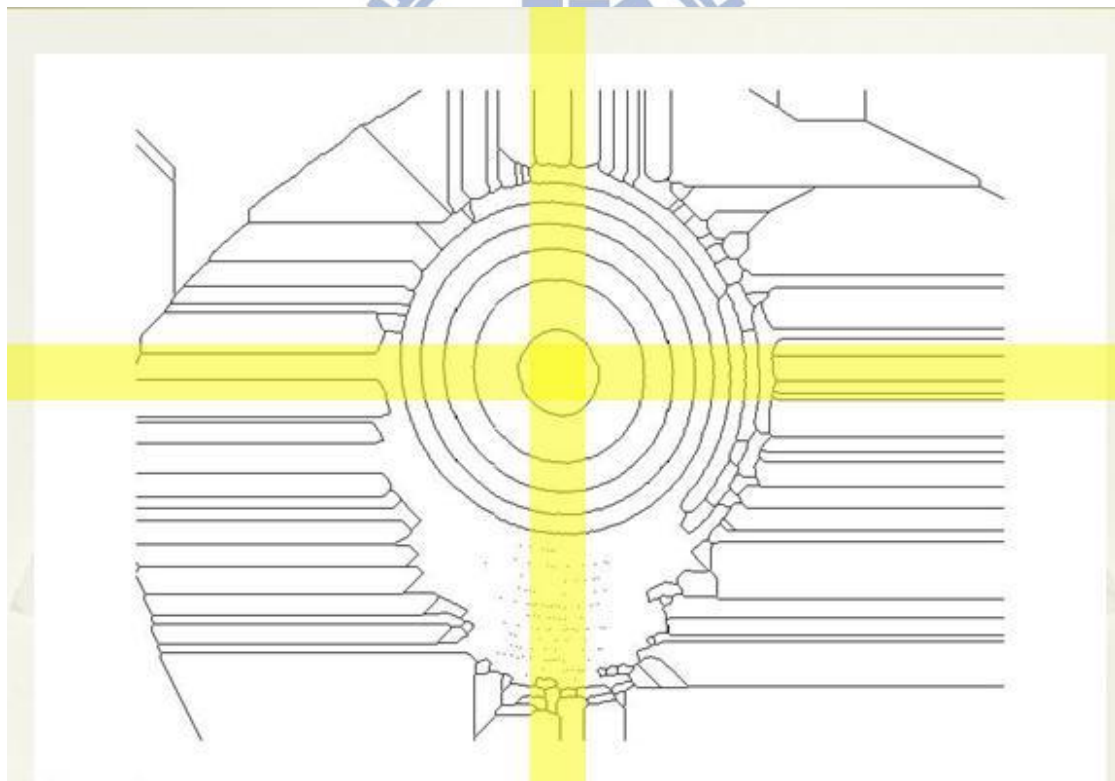


圖 3.4 讀取位於十字黃色條紋區域的干涉條紋座標

	優點	缺點
十字讀取	<ul style="list-style-type: none"> ●分析範圍大 ●fringes 可以有缺損 ●分析時間較快 	<ul style="list-style-type: none"> ●由於只讀取十字方向，較全域讀取不精準
全域讀取	<ul style="list-style-type: none"> ●較為精準 	<ul style="list-style-type: none"> ●分析範圍小 ●fringes 不可有缺損 ●分析時間較慢

圖 3.5 十字讀取與全域讀取優缺點比較

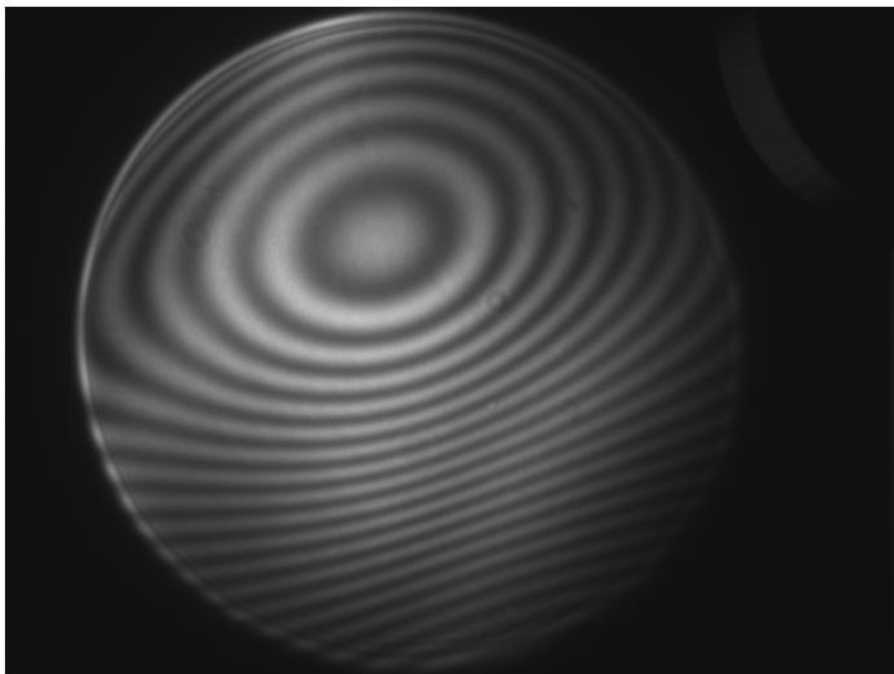


圖 3.6 干涉條紋原始影像

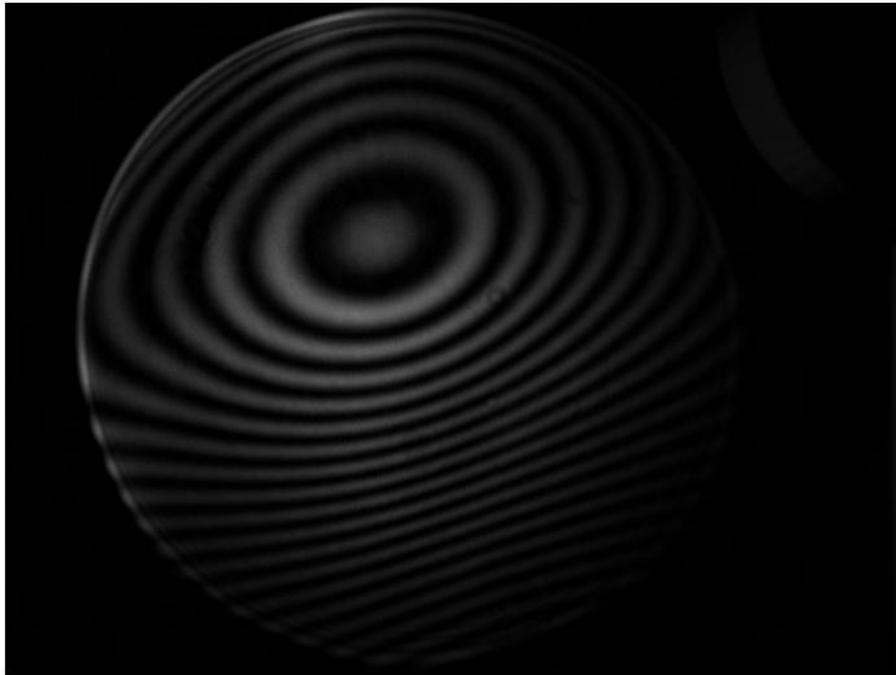


圖 3.7 將原始干涉影像做頂帽轉換結果圖

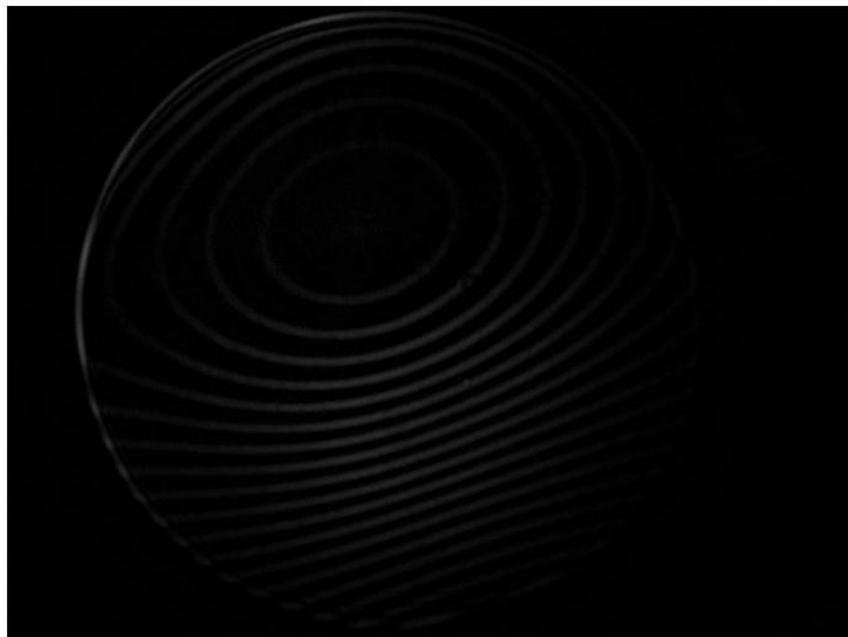


圖 3.8 以較小結構元素對原始干涉影像做頂帽轉換的結果,暗紋變的較粗



圖 3.9 將 3.8 圖以閾值 7 做二值化，可看出暗紋處缺損嚴重

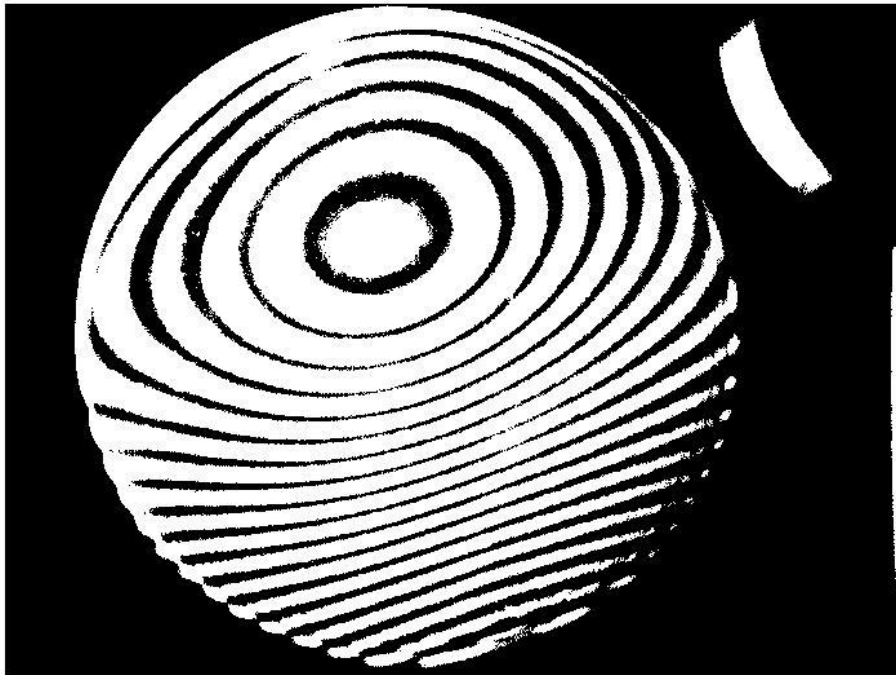


圖 3.10 將 3.7 圖做二值化(閾值為 7)

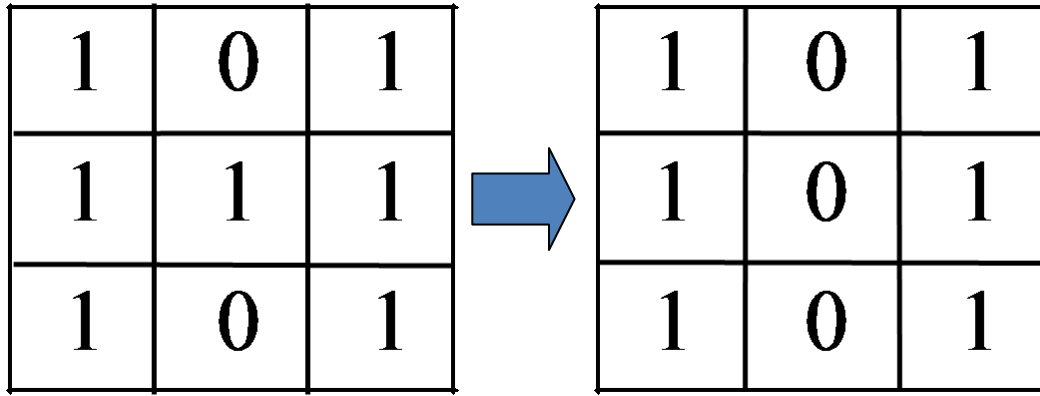
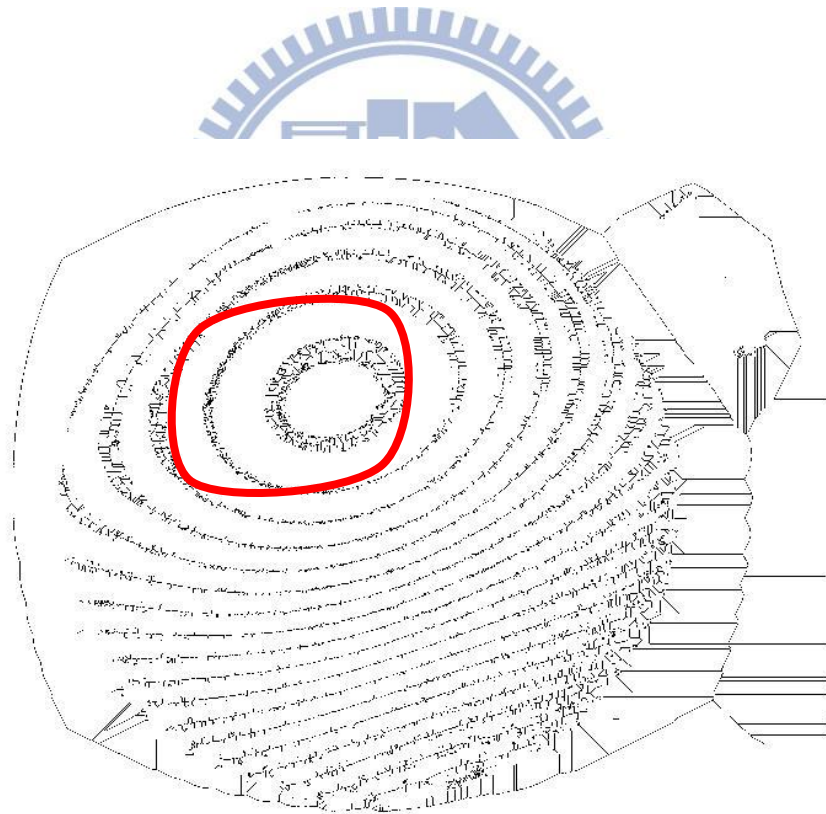
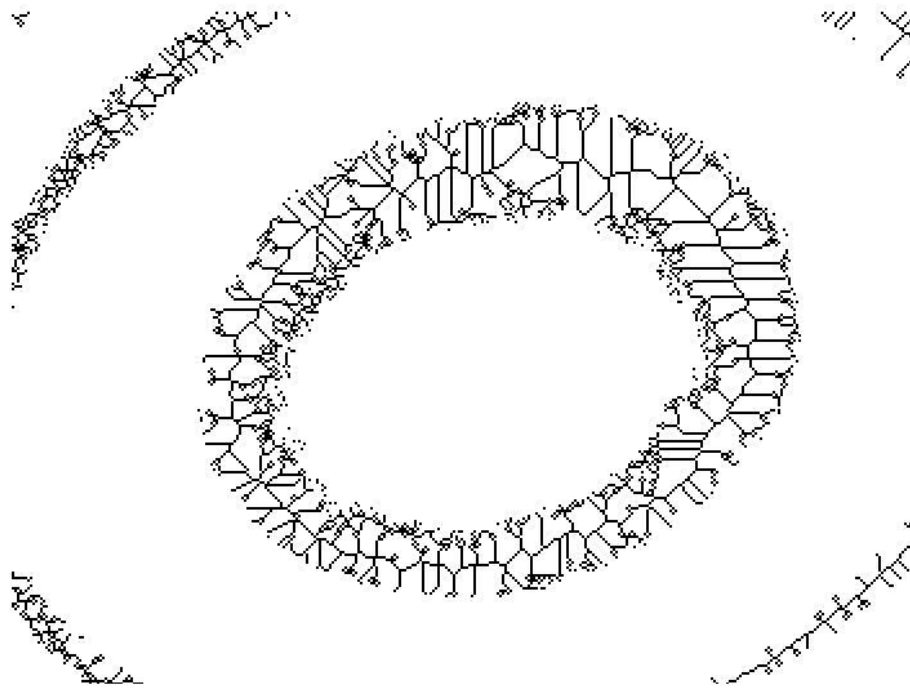


圖 3.11 消除像素的 H 相連



(a)



(b)

圖 3.12 (a)將 3.10 圖細線化(b)將圖(a)紅線圈起處放大，可看到突刺(spur)很多，細線化結果不完美

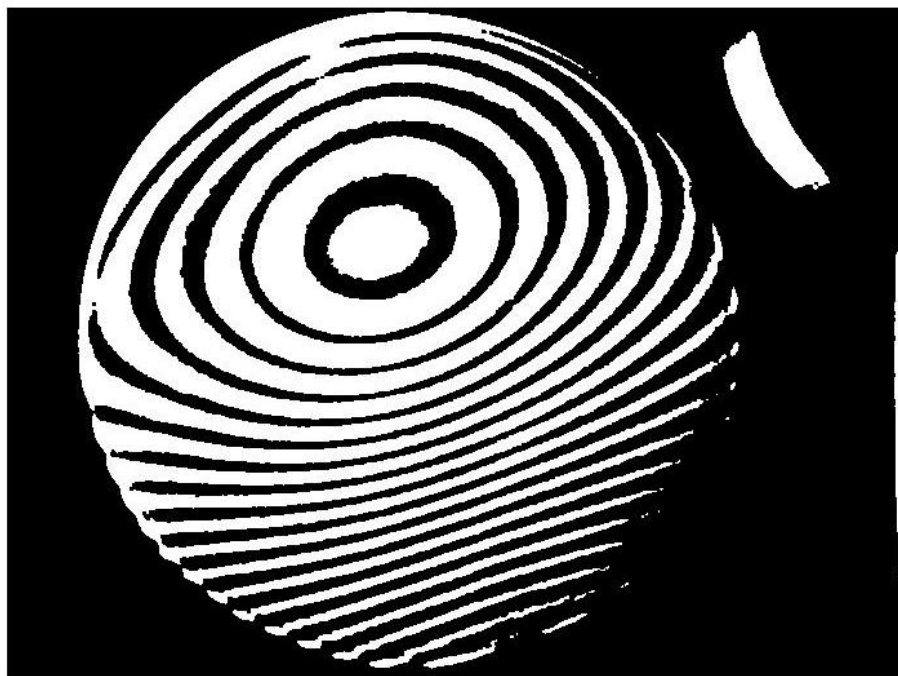


圖 3.13 將 3.10 圖暗紋中的白色雜訊消除且將其邊緣磨平滑

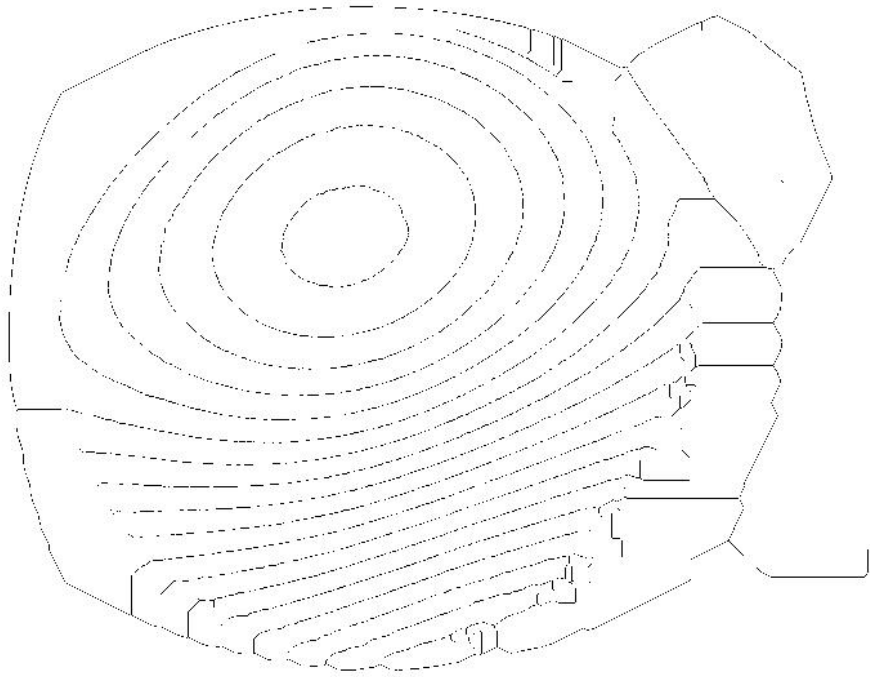


圖 3.14 將 3.13 圖細線化，得到完美細線化結果

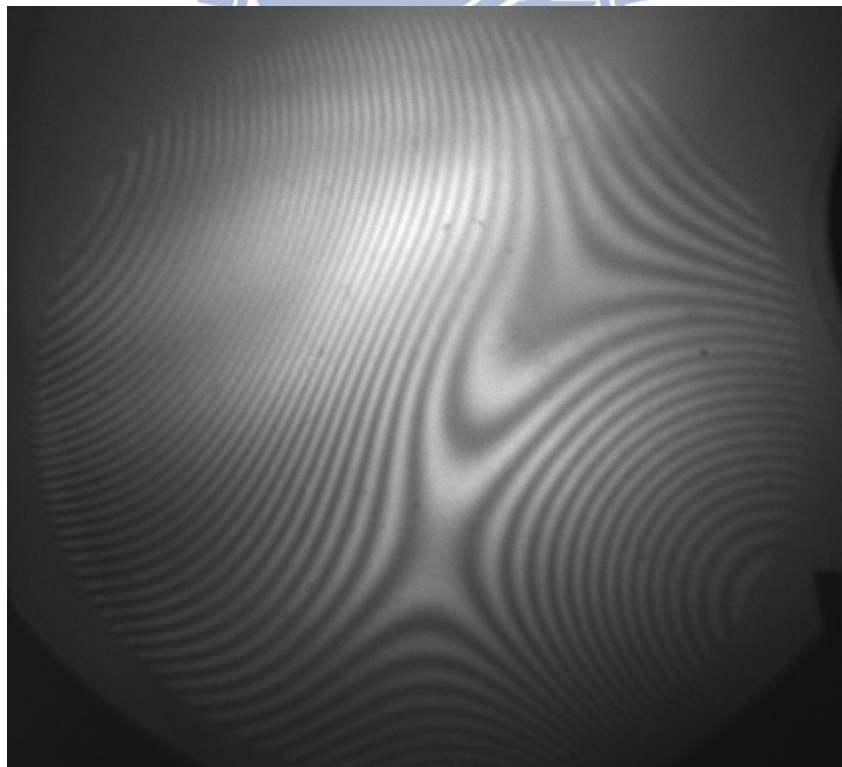


圖 3.15 原始干涉影像

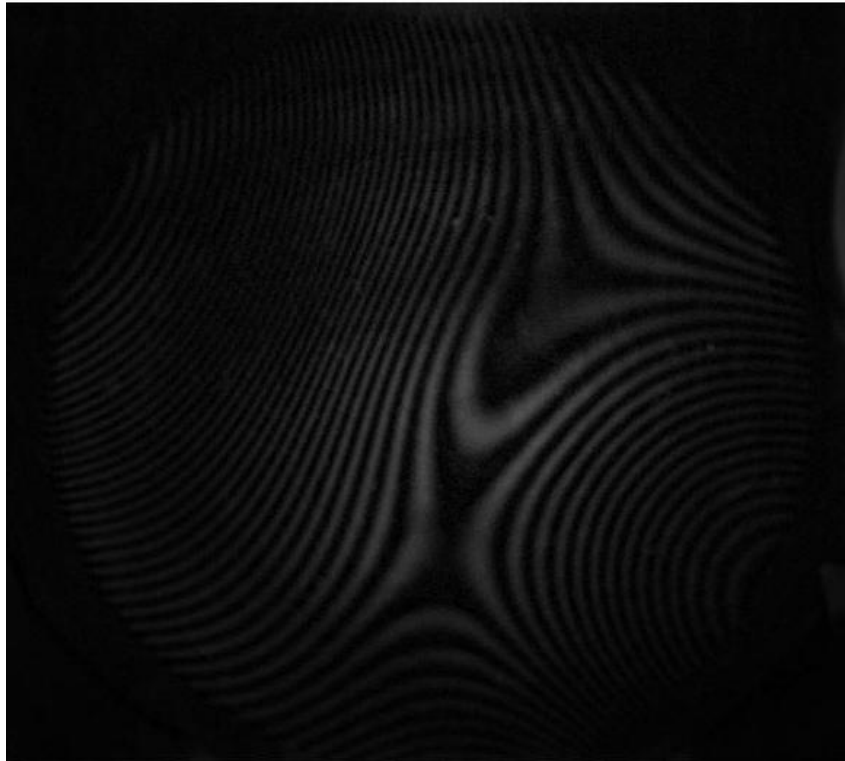


圖 3.16 將 3.15 圖進行底帽轉換

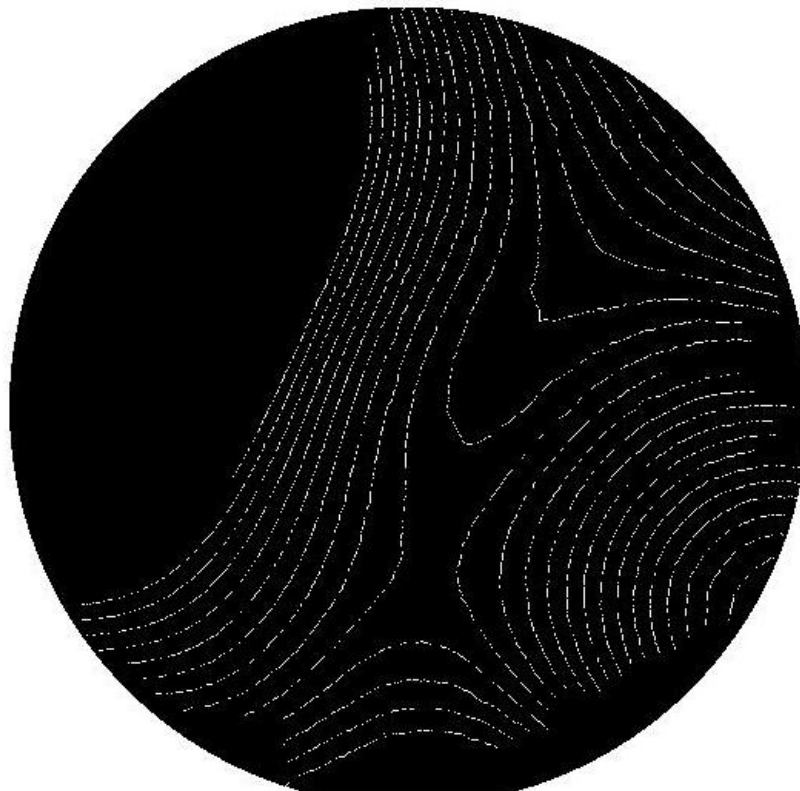


圖 3.17 將 3.15 圖以形態學影像處理後的最終細線化結果

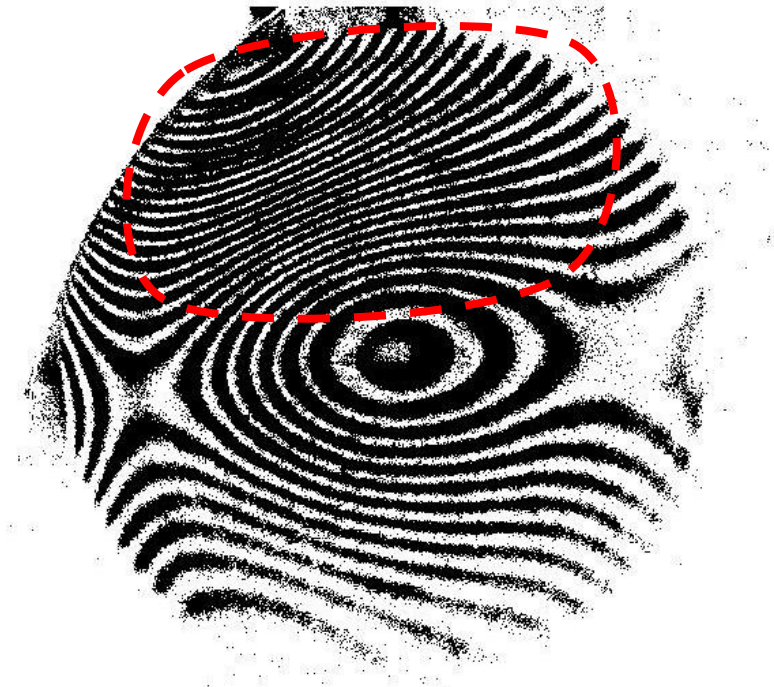


圖 3.18 採用大結構元素使細節呈現不佳



圖 3.19 採用小結構元素使細節度呈現較好

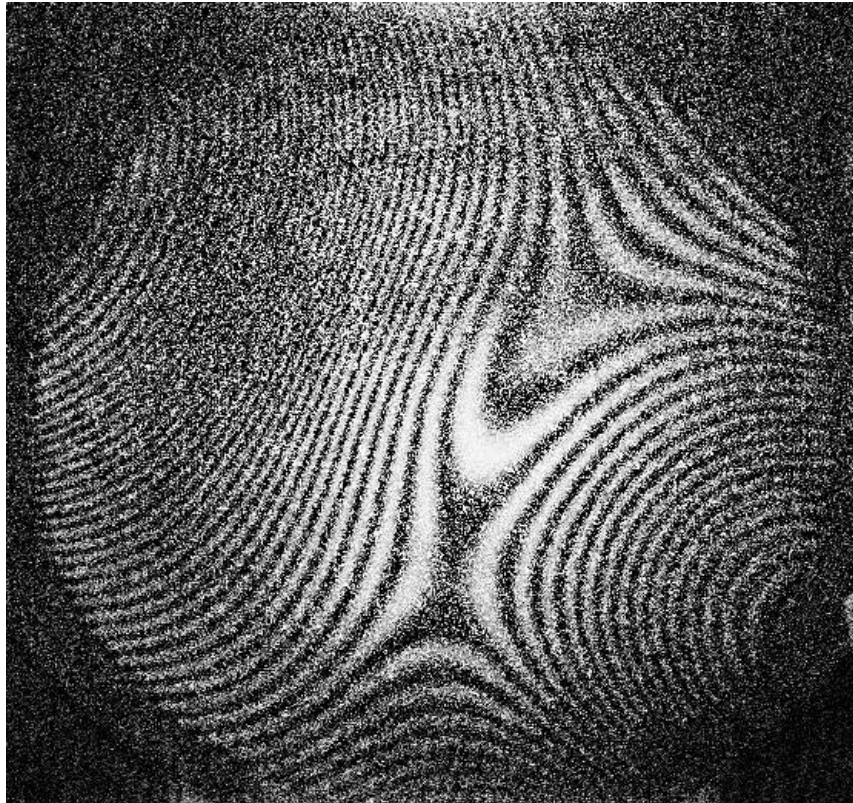


圖 3.20 雜訊範例圖

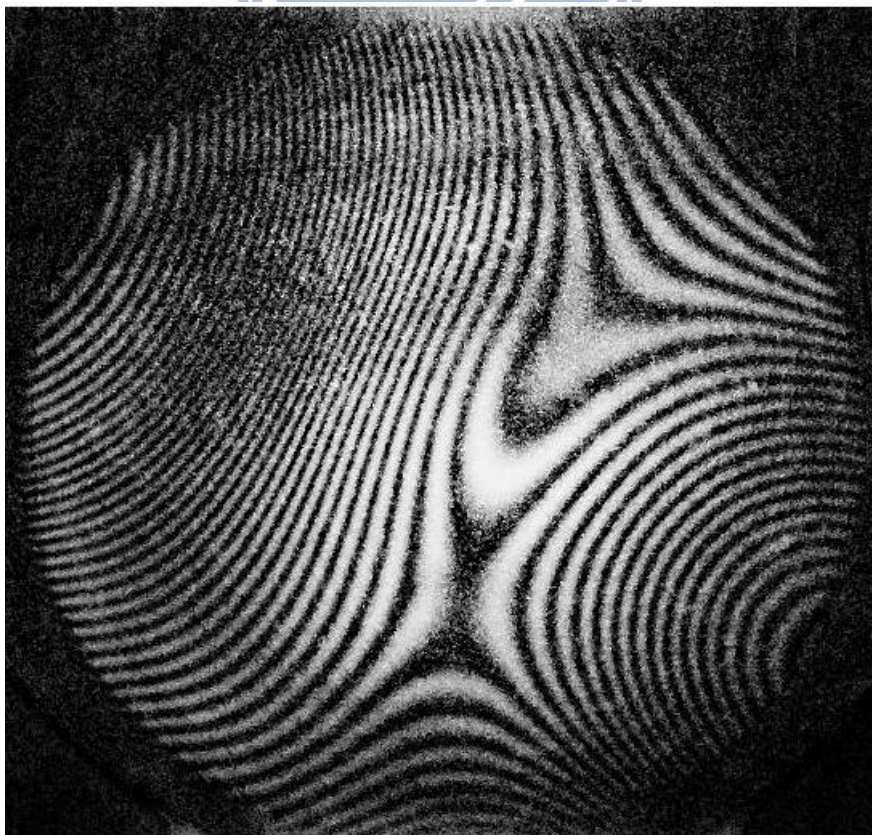


圖 3.21 將 3.18 圖以中值濾波處理後的結果



圖 3.22 干涉影像經底帽及二值處理的結果



圖 3.23 以斷開消除暗紋中雜訊(白洞)的結果

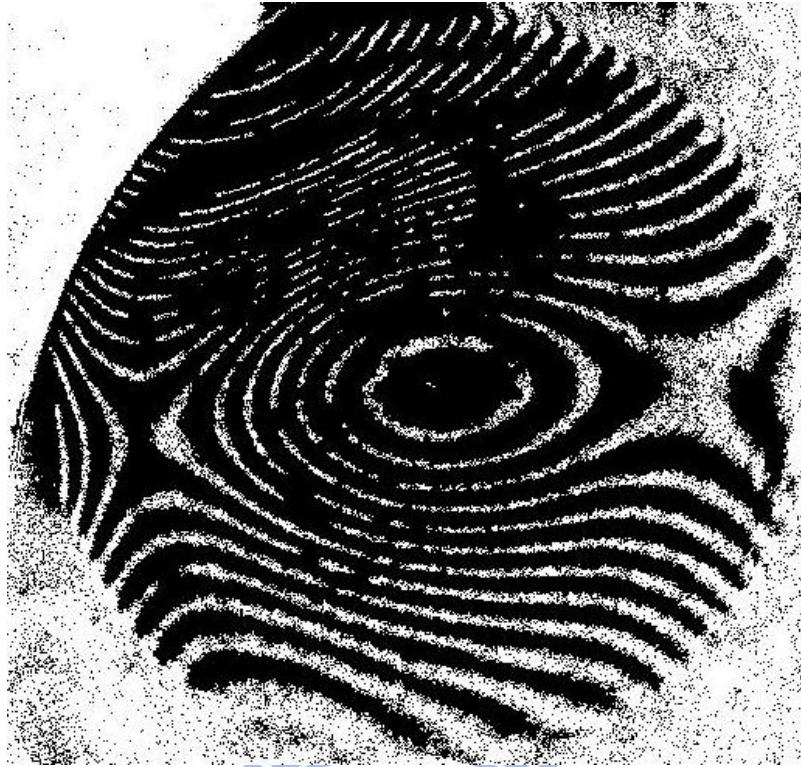


圖 3.24 以重建來斷開(open by reconstruction)的結果



圖 3.25 以重建來閉合(close by reconstruction)的結果



圖 3.26 細線化後分支產生

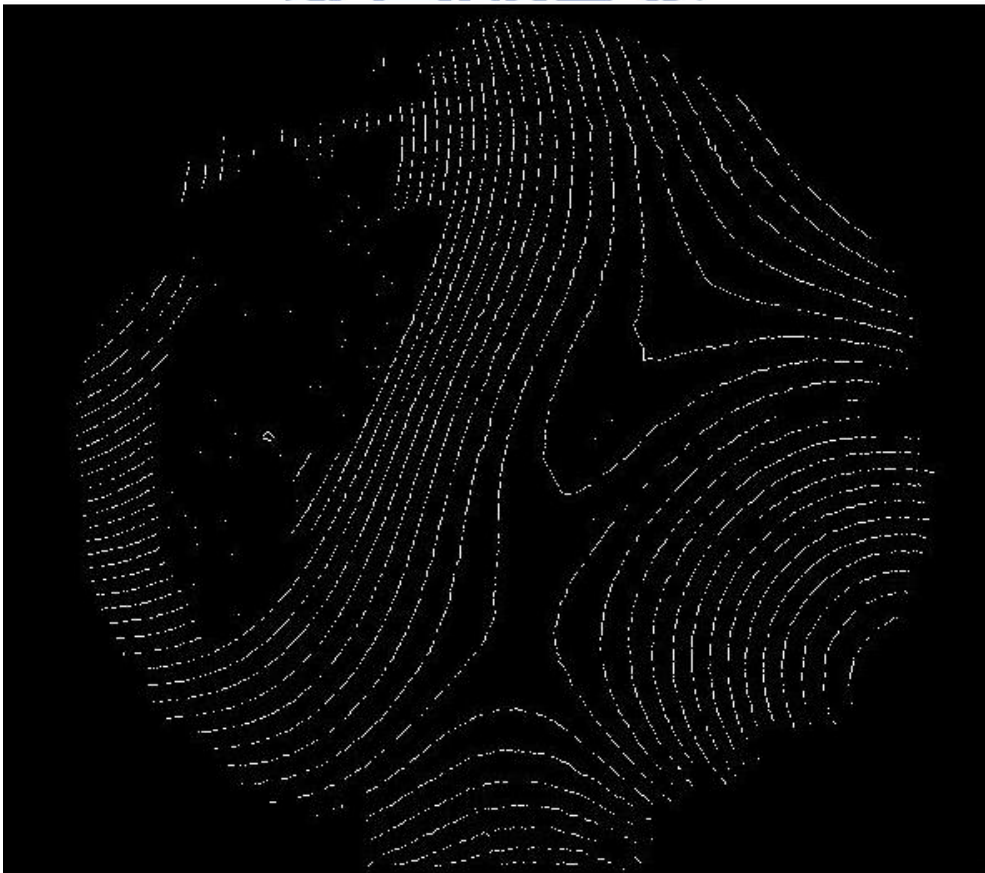


圖 3.27 將 3.20 圖中的分支以端點偵測的方式逐步刪除

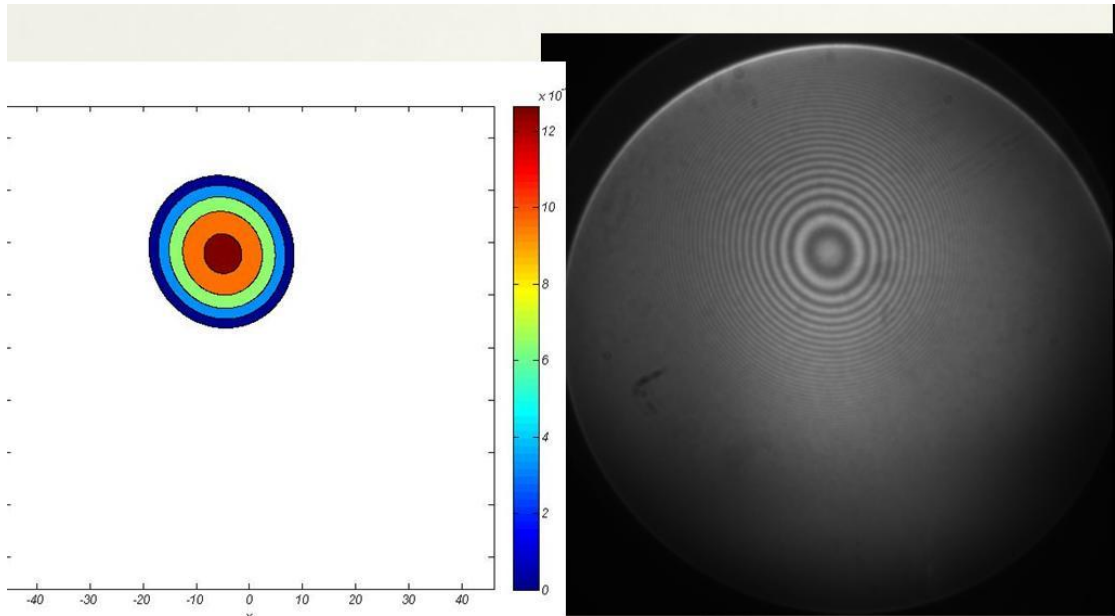


圖 3.28 由於條紋過密，可成功擬合的區域小

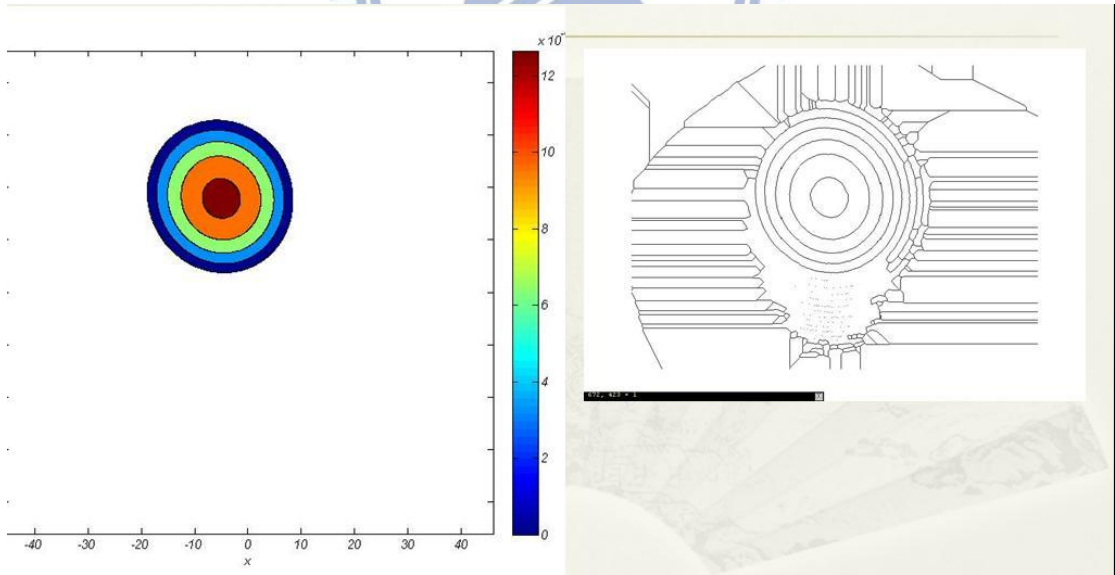


圖 3.29 未使用頂帽轉換下的擬合結果

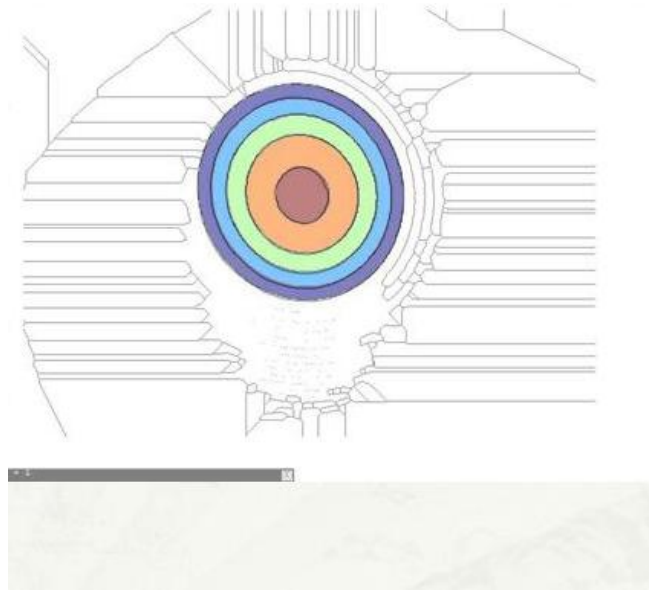


圖 3.30 將 3.23 圖中的細線化結果與擬合圖結合比較

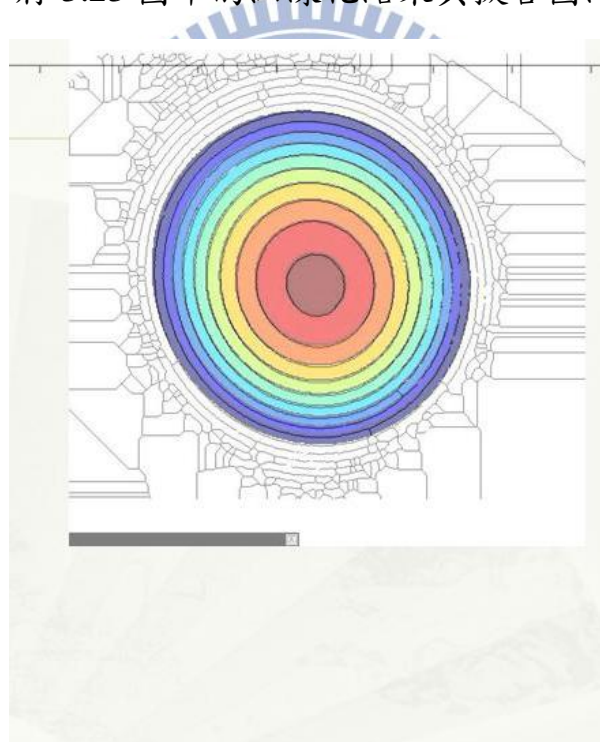


圖 3.31 使用頂帽轉換後，可擬合區域擴大

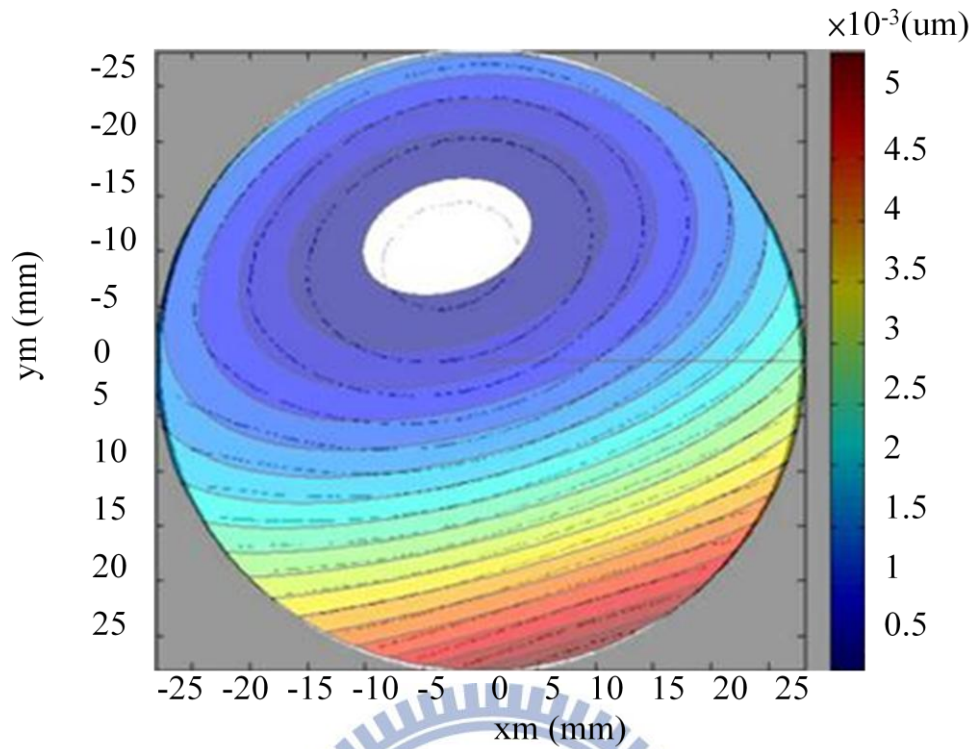


圖 3.32 將 3.6 圖細線化後，以十字讀取擬合結果(多項式的階數為四階)，
細線化結果與擬合結果疊合比較

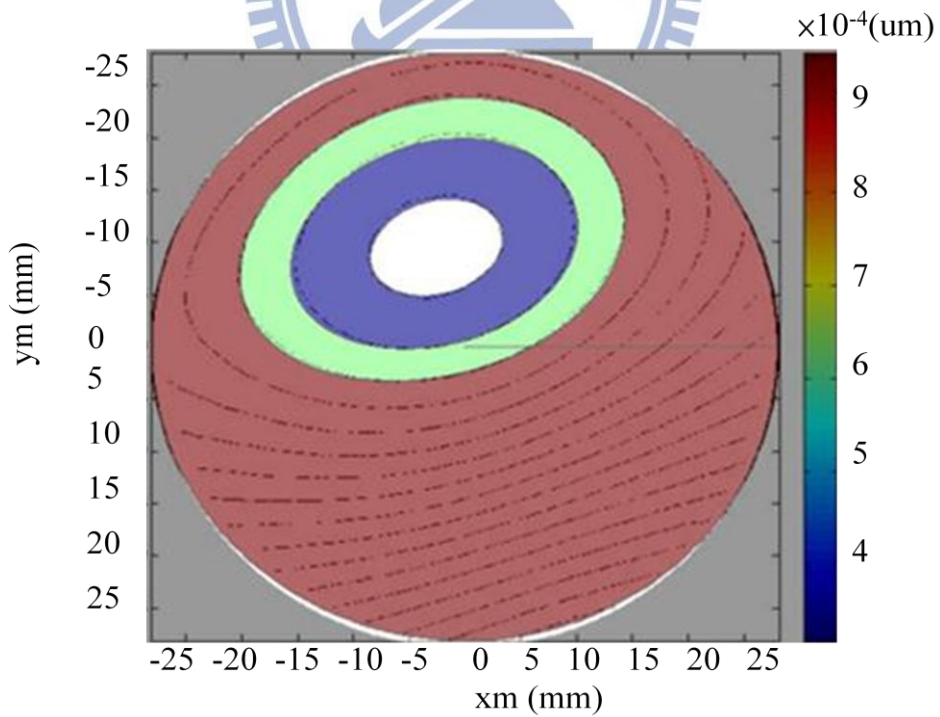


圖 3.33 讀取三條干涉條紋資訊，進行十字讀取，以三階多項式擬合之結
果

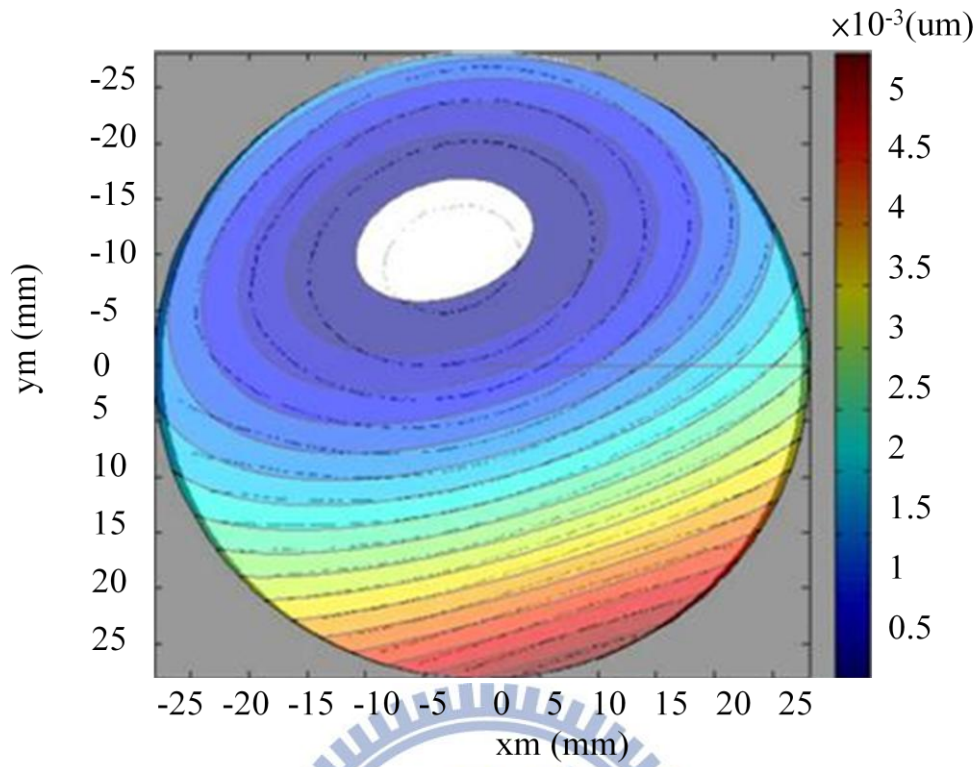


圖 3.34 全域讀取，三階擬合之結果

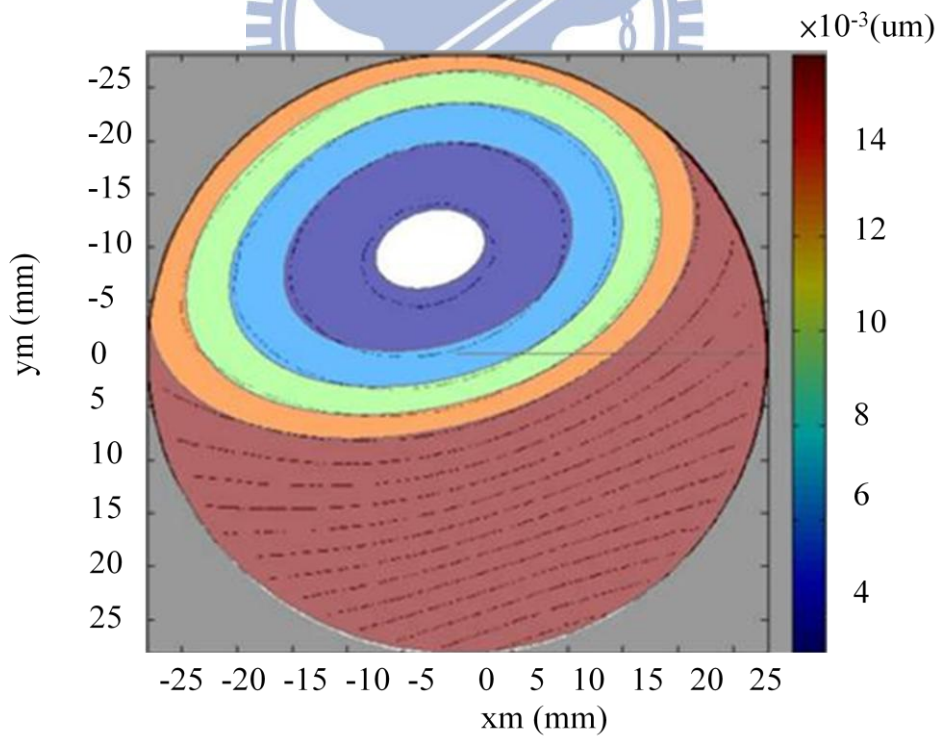


圖 3.35 全域讀取五條干涉條紋資訊，以三階多項式擬合的結果

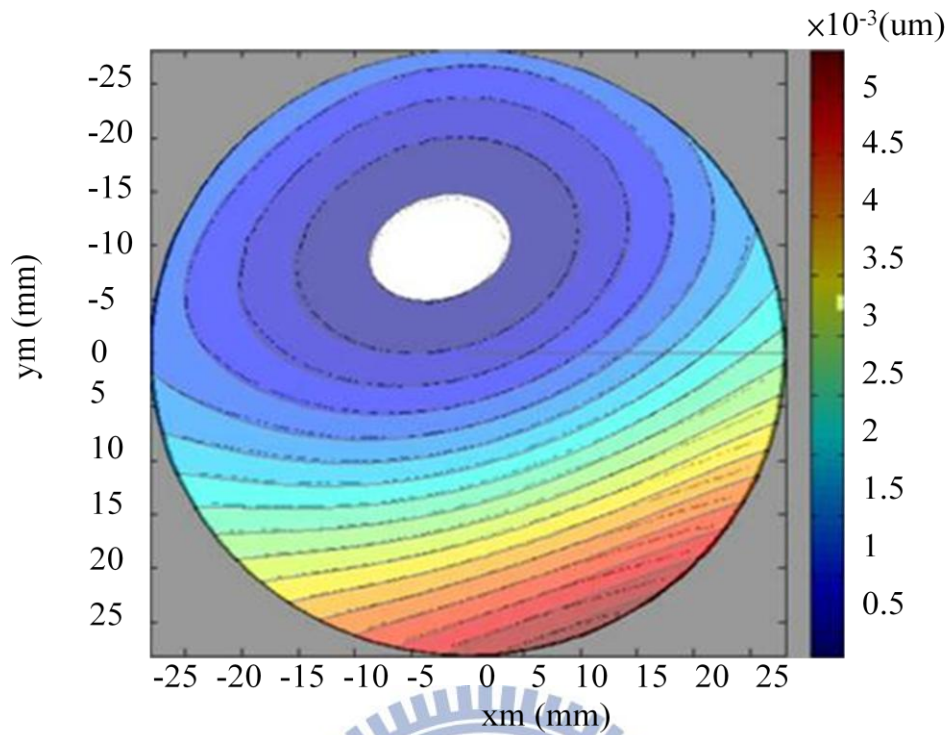


圖 3.36 十字讀取，四階擬合之結果，靠近外圍處仍有不穩合處，因為十
定讀取外圍資料的點數不足

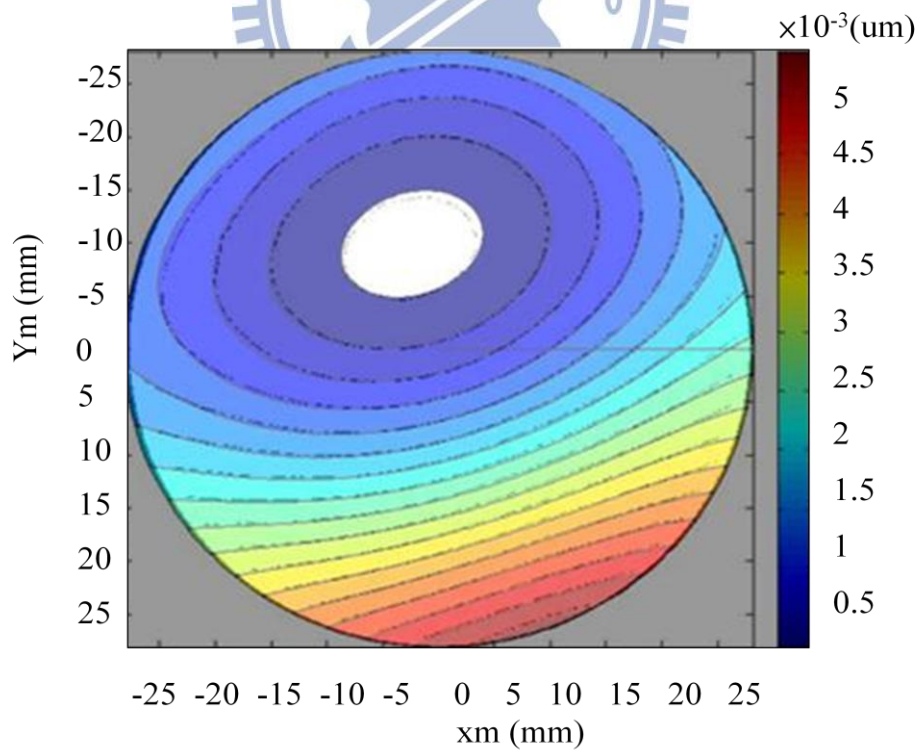


圖 3.37 全域讀取，以四階多項式擬合，結果與細線化之結果幾乎完全穩

合

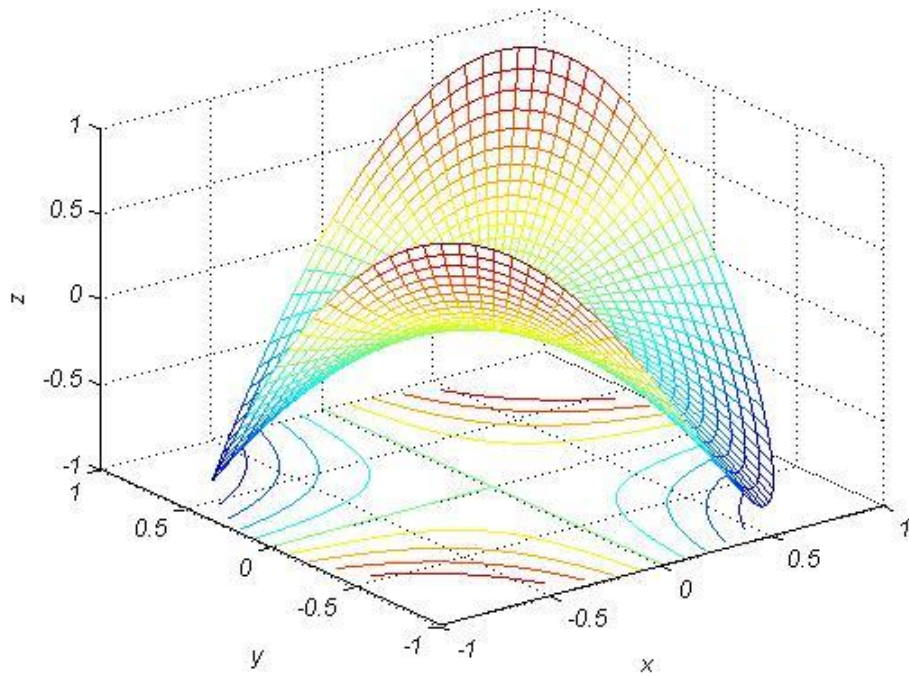


圖 3.38 與軸夾 45 度的像散波前函數 3D 圖

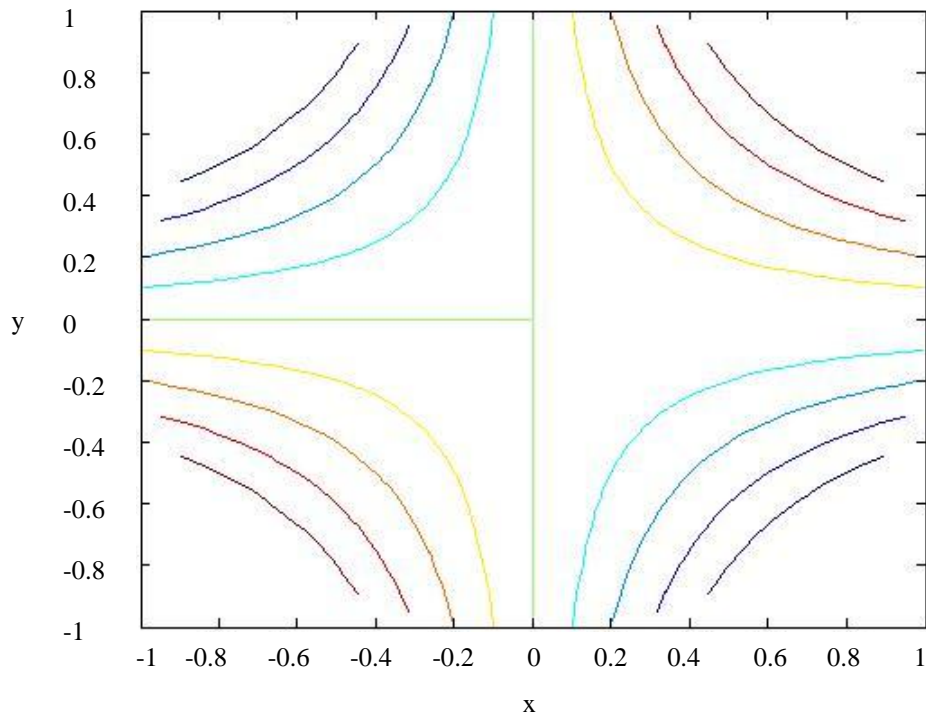


圖 3.39 與軸夾 45 度的像散等高線圖

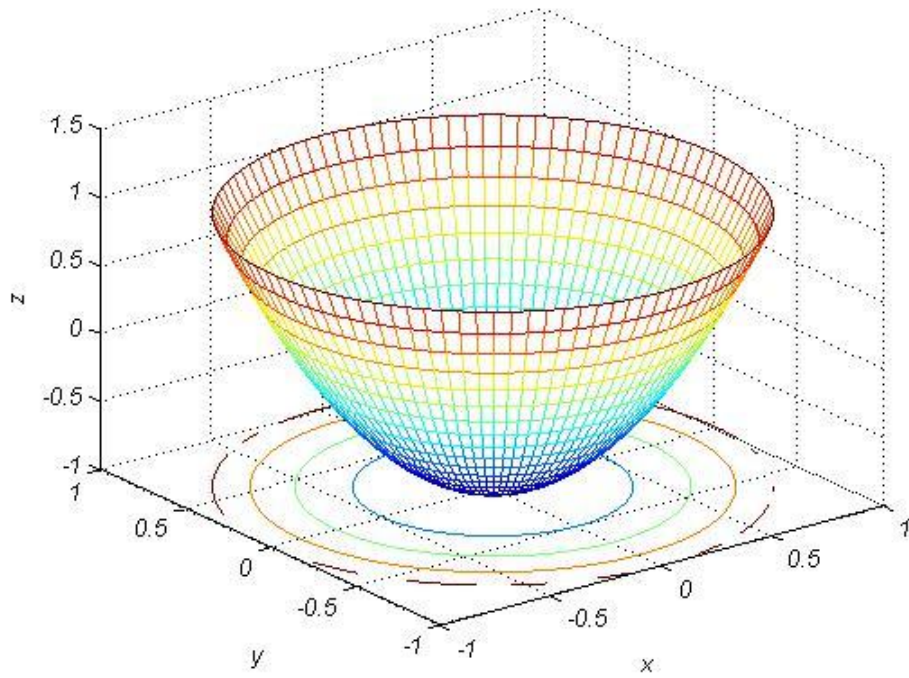


圖 3.40 離焦波前函數 3D 圖

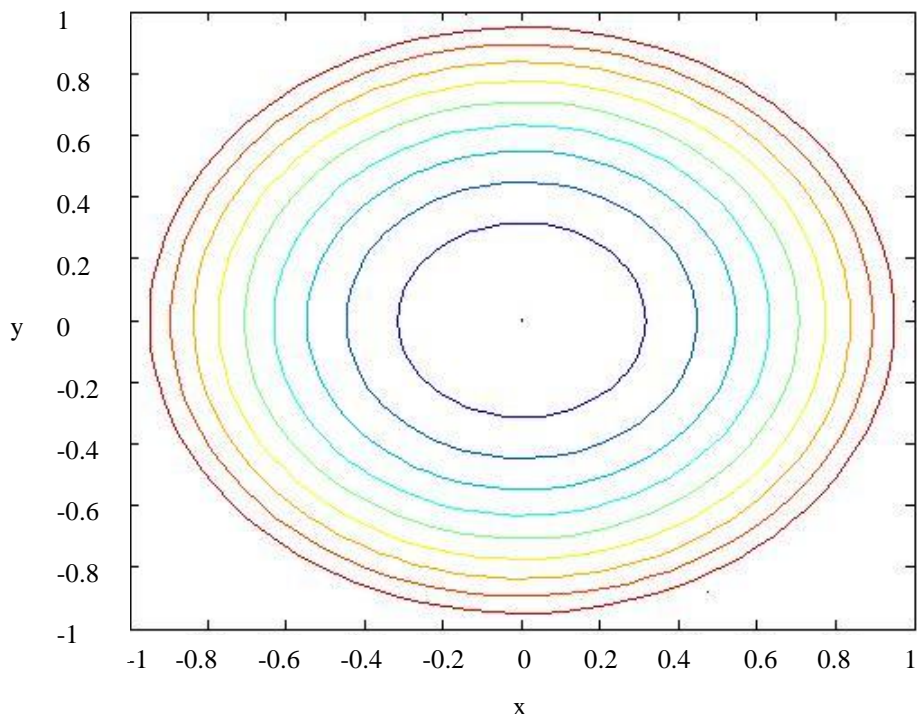


圖 3.41 離焦等高線圖

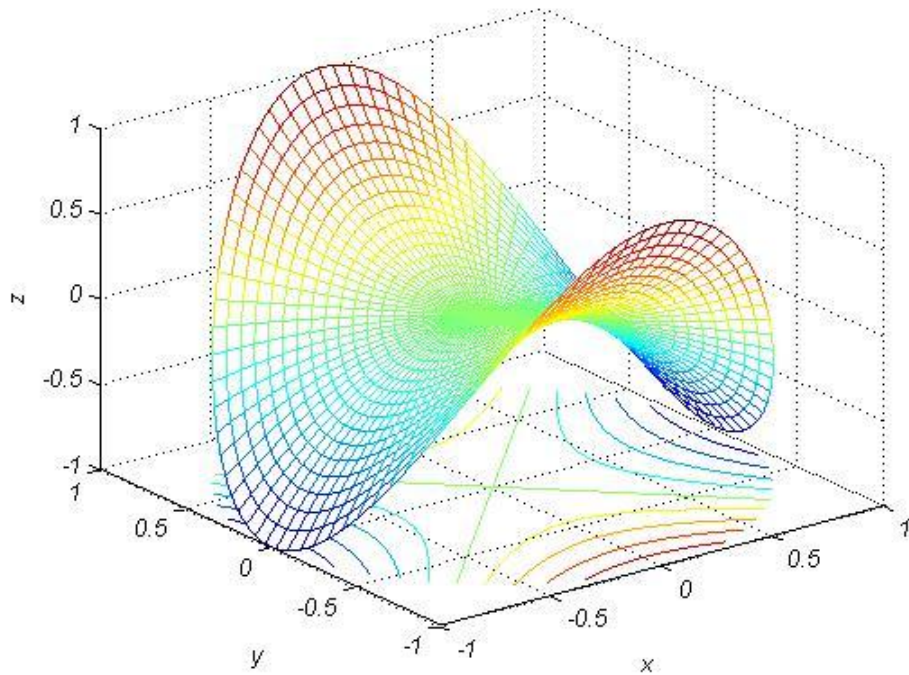


圖 3.42 與軸夾 0 度或 90 度像散波前函數 3D 圖

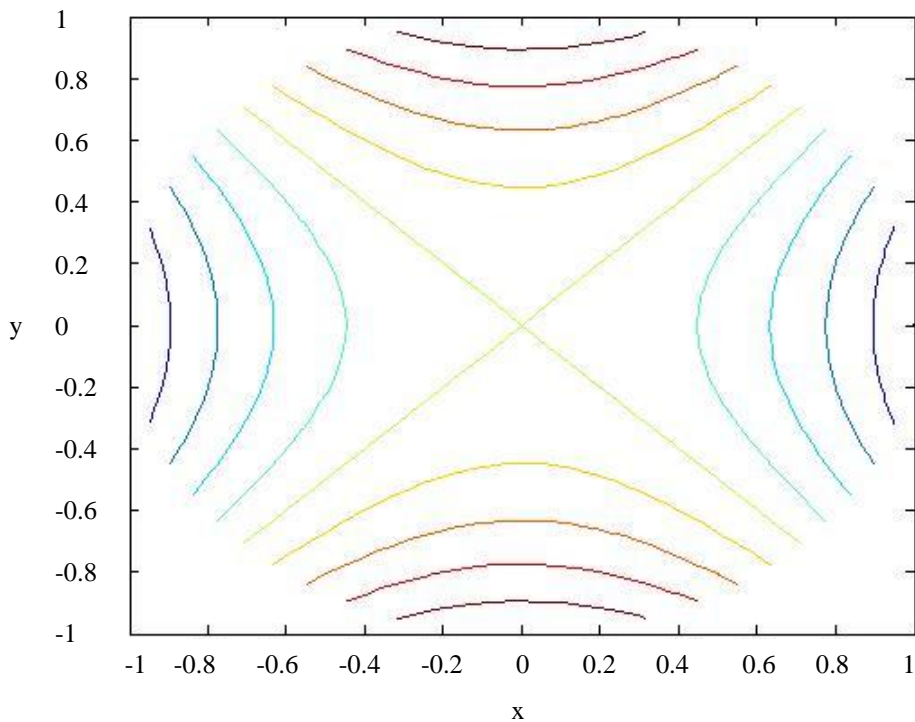


圖 3.43 與軸夾 0 度或 90 度像散等高線圖

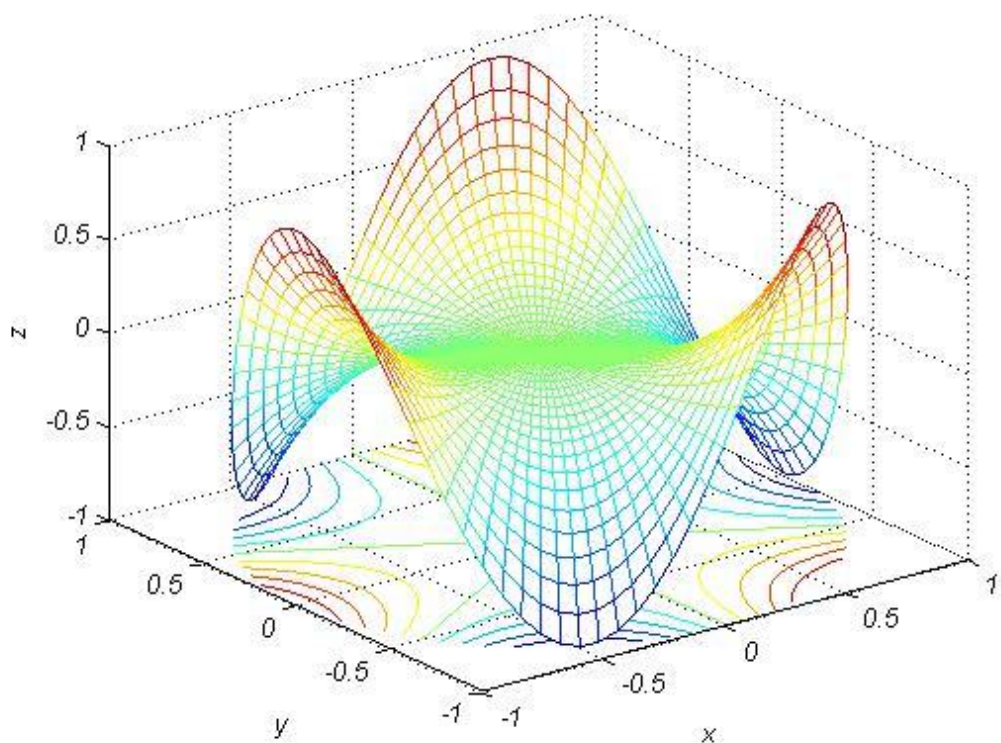


圖 3.44 x 軸三角像散波前函數 3D 圖

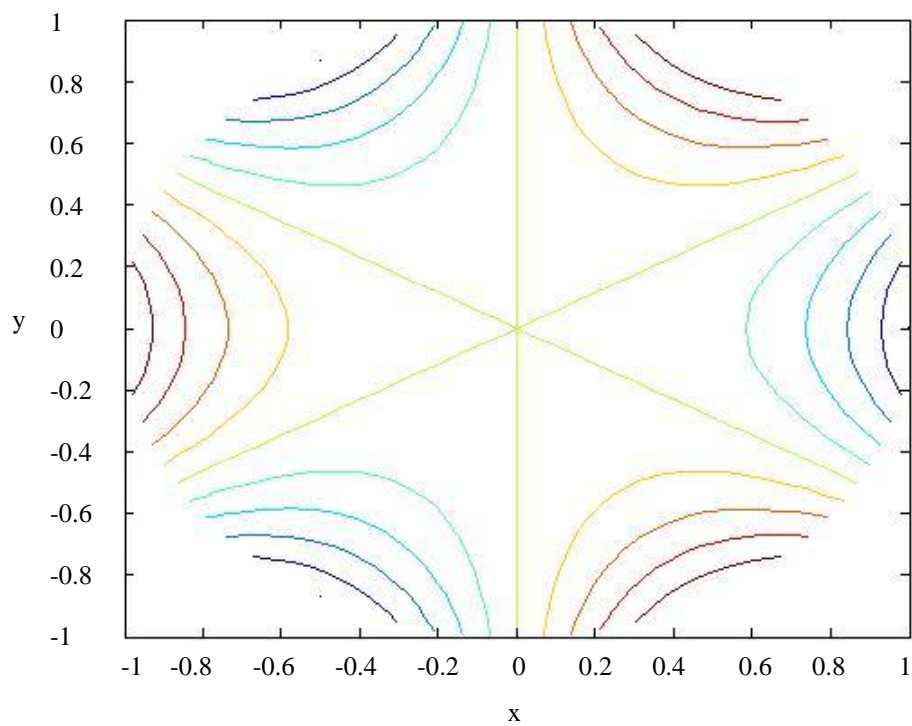


圖 3.45 x 軸三角像散等高線圖

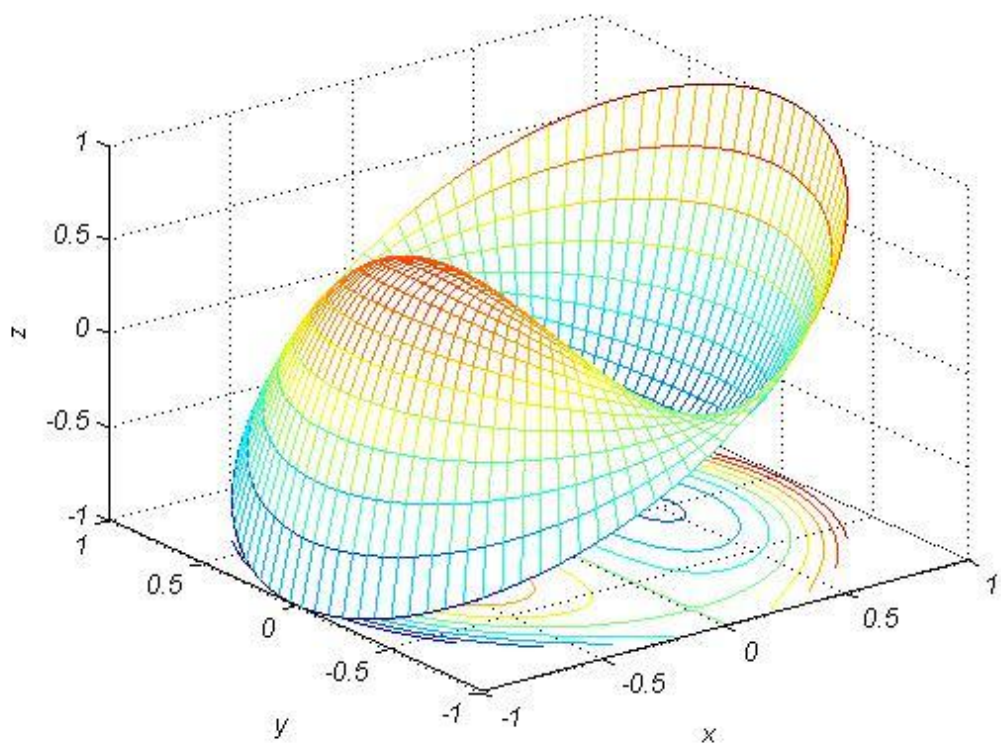


圖 3.46 沿 x 軸三階慧差波前函數 3D 圖。

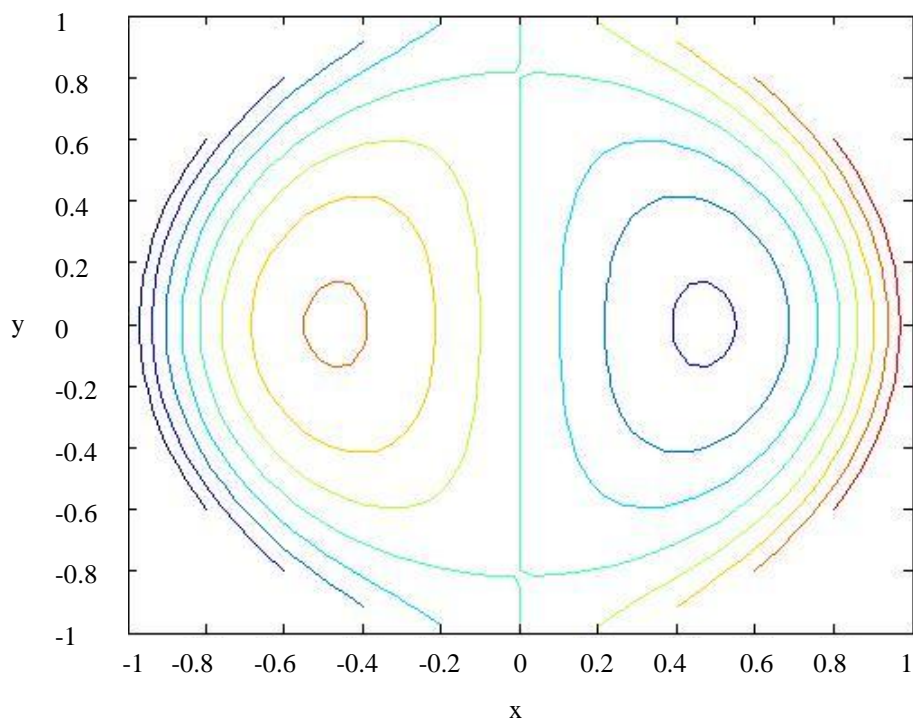


圖 3.47 沿 x 軸三階慧差等高線圖

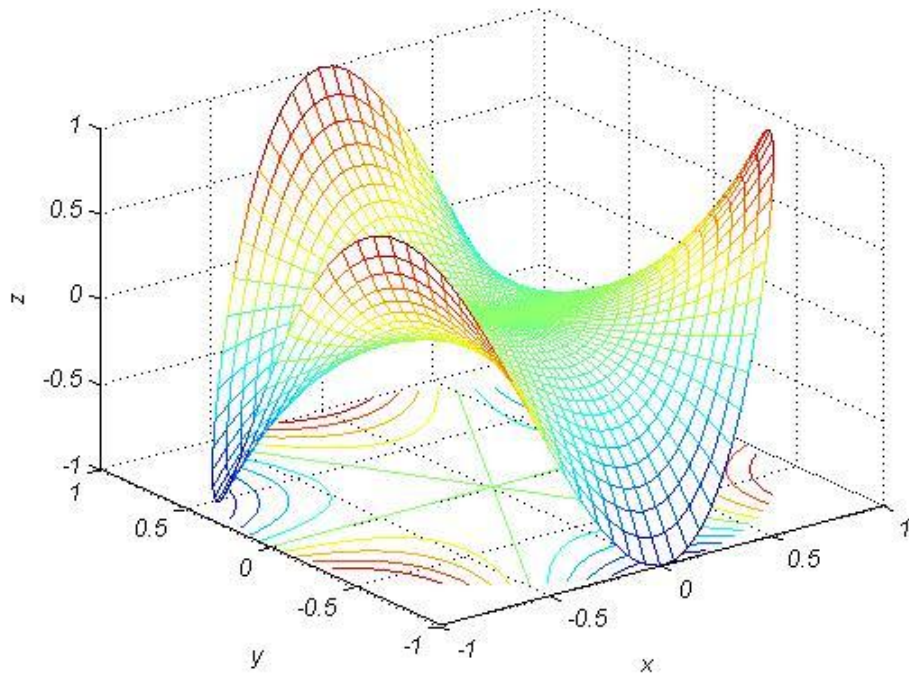


圖 3.48 y 軸三角像散波前函數 3D 圖

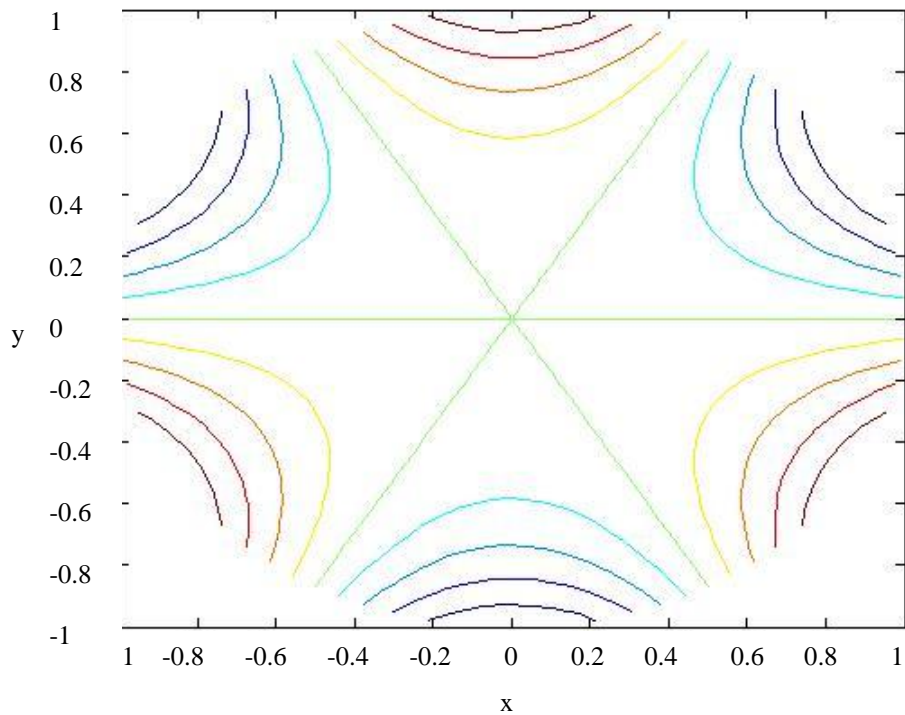


圖 3.49 y 軸三角像散等高線圖

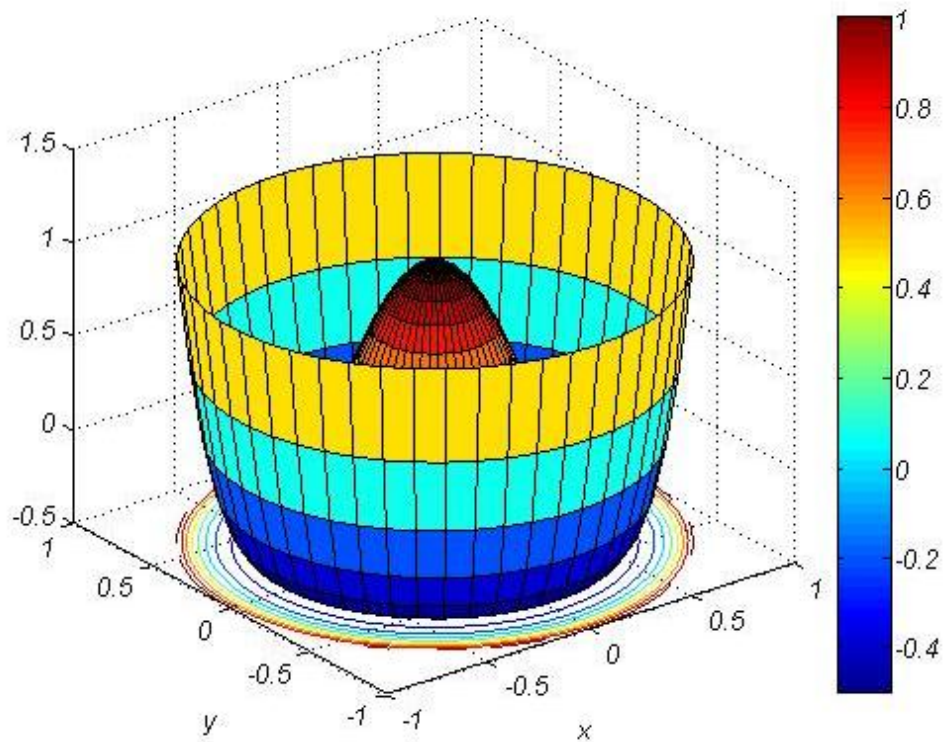


圖 3.50 三階球面像差

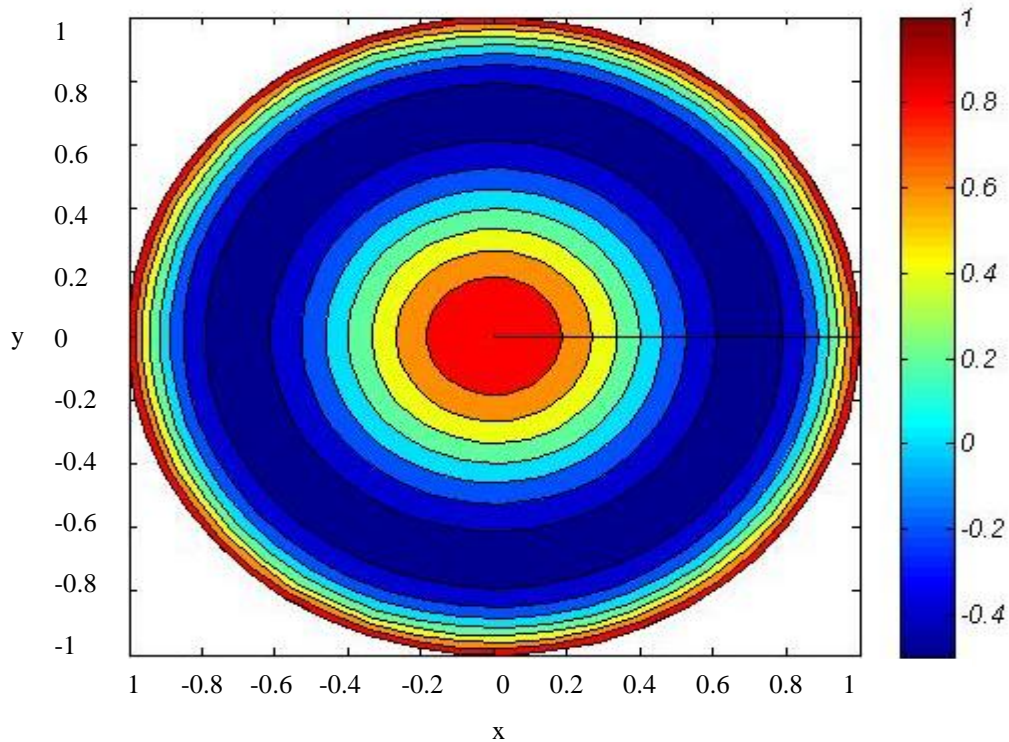


圖 3.51 三階球面像差二維等高線圖

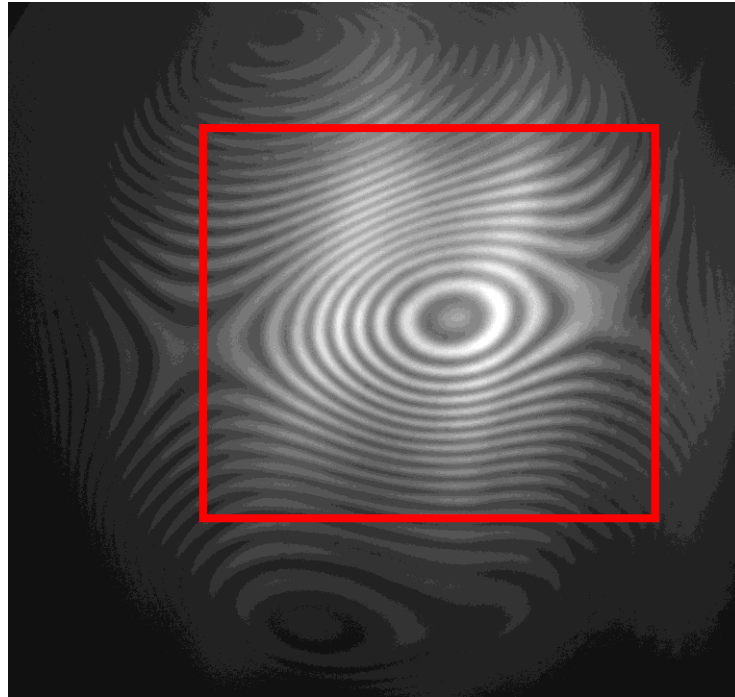


圖 3.52 原始干涉影像，圖中紅線框起為雙光束量測法大約的量測範圍，
注意平邊在上，因為通過透鏡呈現在屏幕的緣故

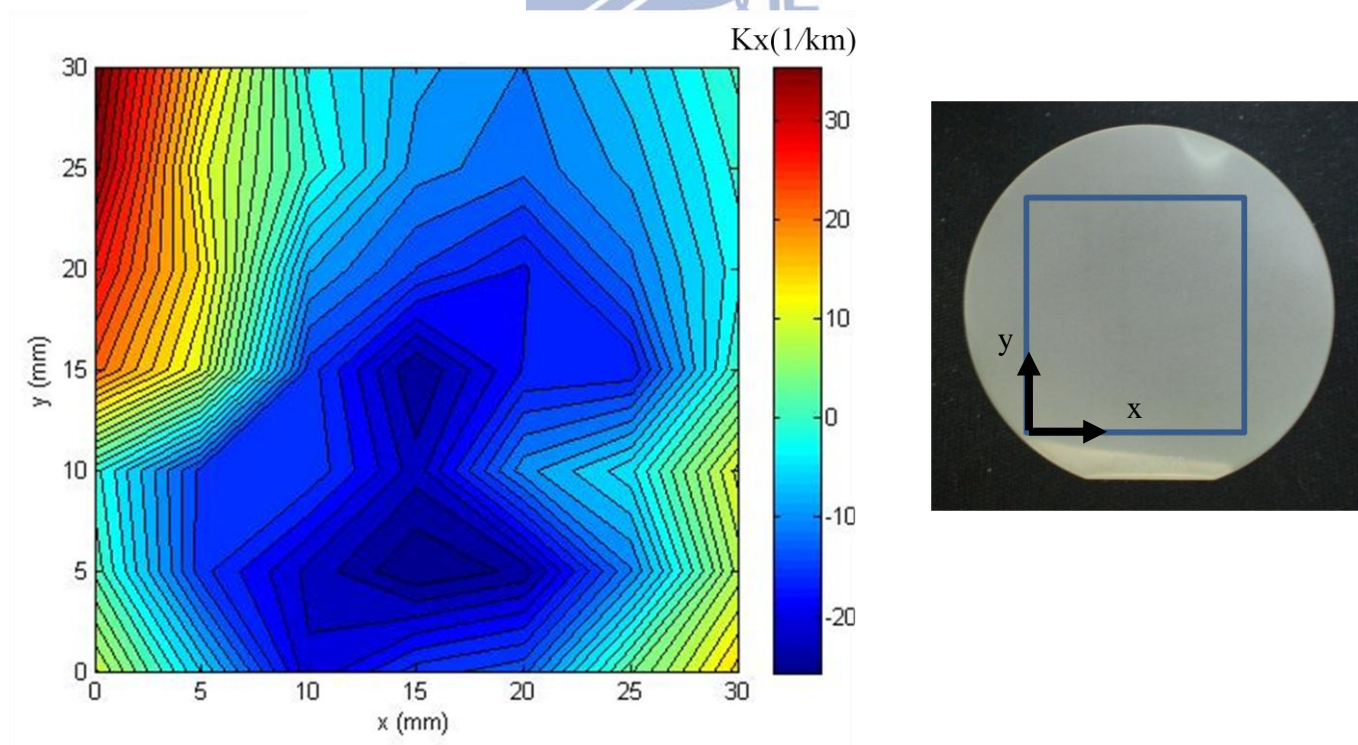


圖 3.53 雙光束量測法得 x 方向的曲率，右圖為其座標軸表示，框線為其
量測範圍，每 5mm 取樣一次，平邊在下

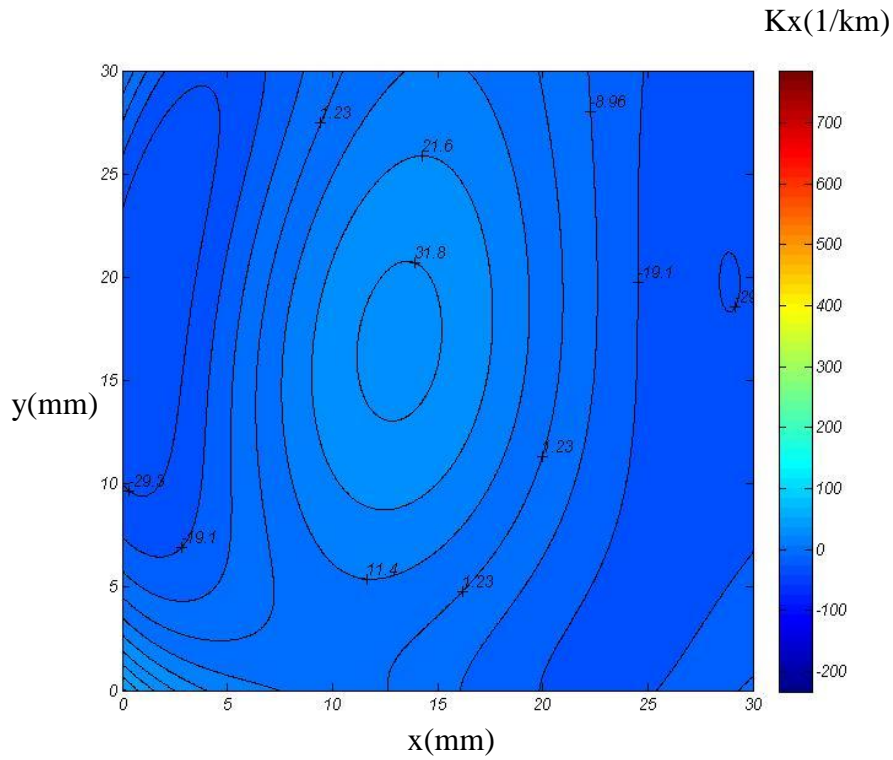


圖 3.54 本研究量測法及差分計算之 $W_{,xx}$ (近似 x 方向曲率)，為了比較方便已將座標顯示範圍調整至與雙光束量測相同位置

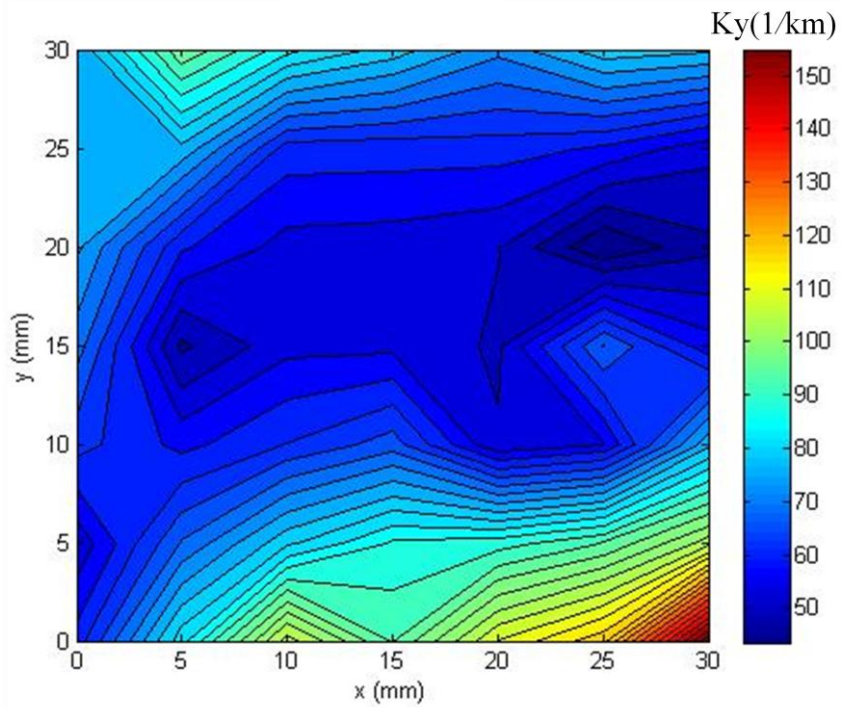


圖 3.55 雙光束量測法所得 y 方向的曲率

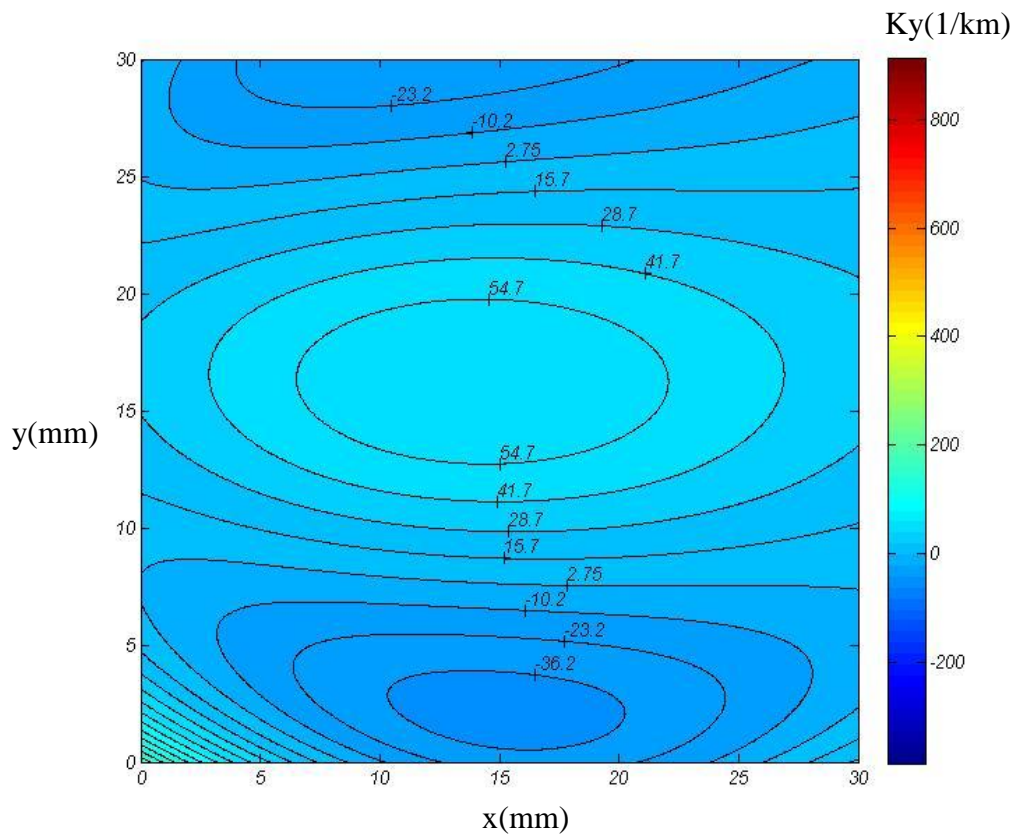


圖 3.56 本研究量測法及差分計算之 $W_{,yy}$ (近似 y 方向曲率)

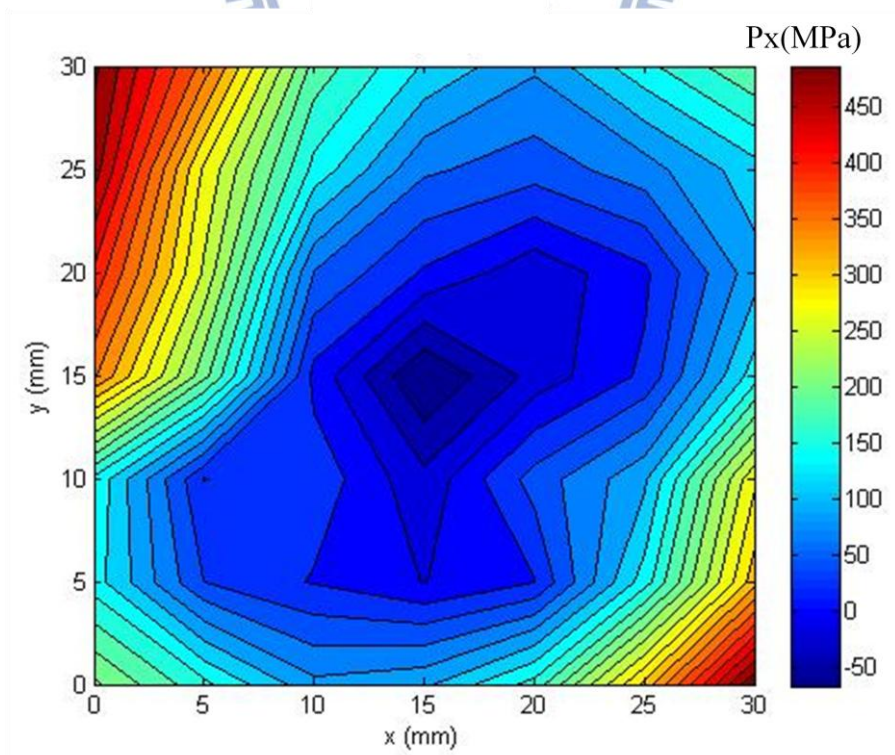


圖 3.57 雙光束量測法所得薄膜內 x 方向的應力[]

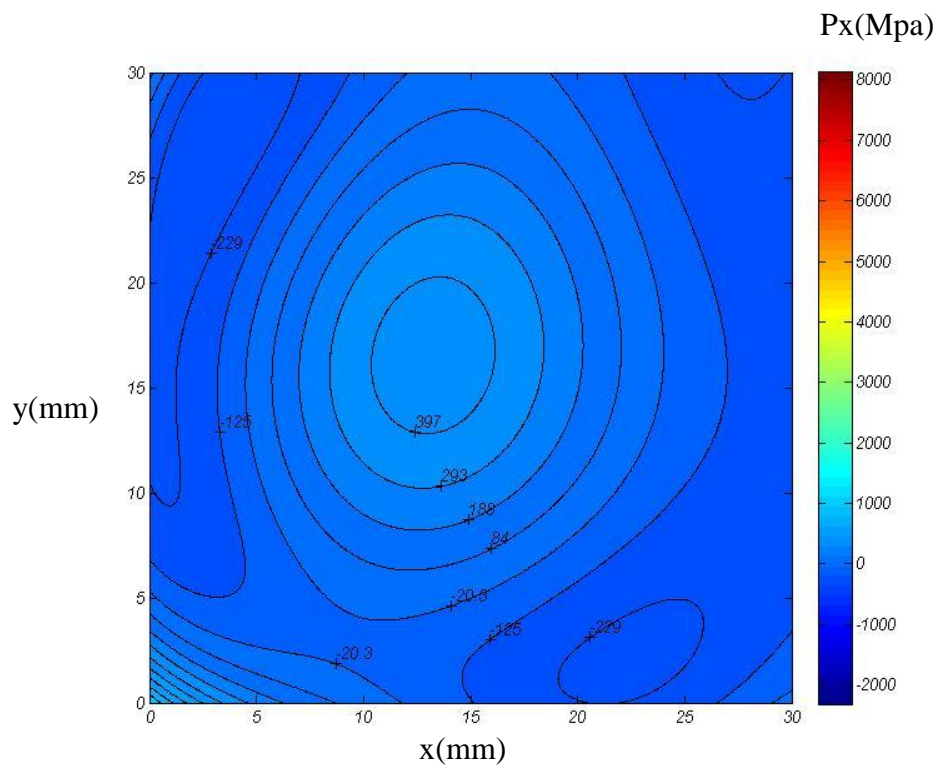


圖 3.58 本研究根據擬合之曲率計算薄膜內 x 方向的應力

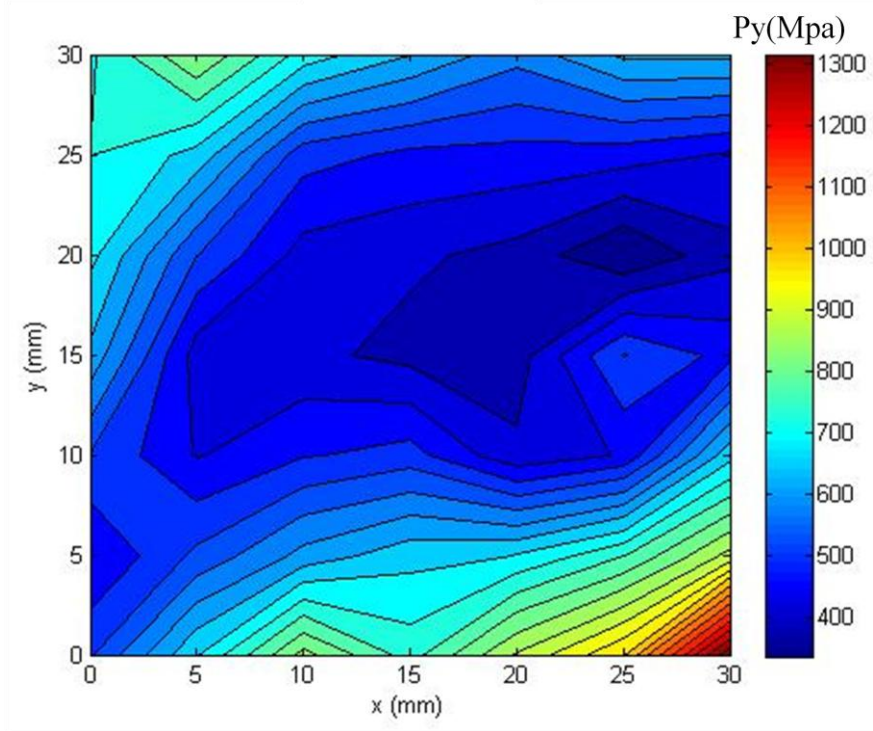


圖 3.59 雙光束量測法所得薄膜內 y 方向的應力[]

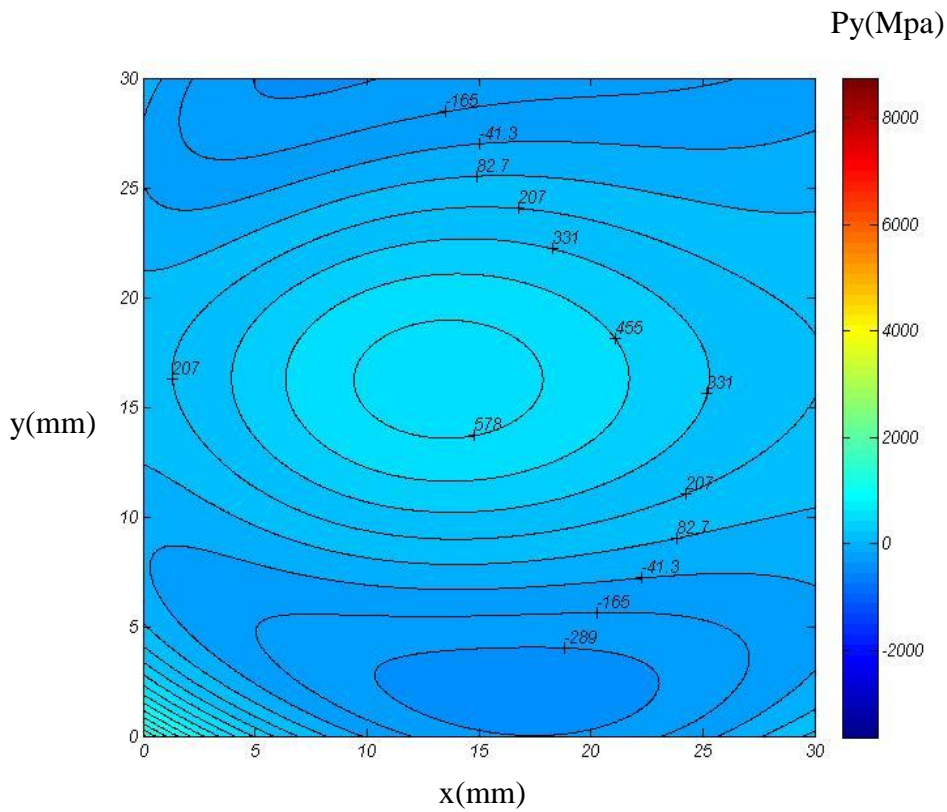


圖 3.60 本研究根據擬合之曲率計算薄膜內 y 方向的應力

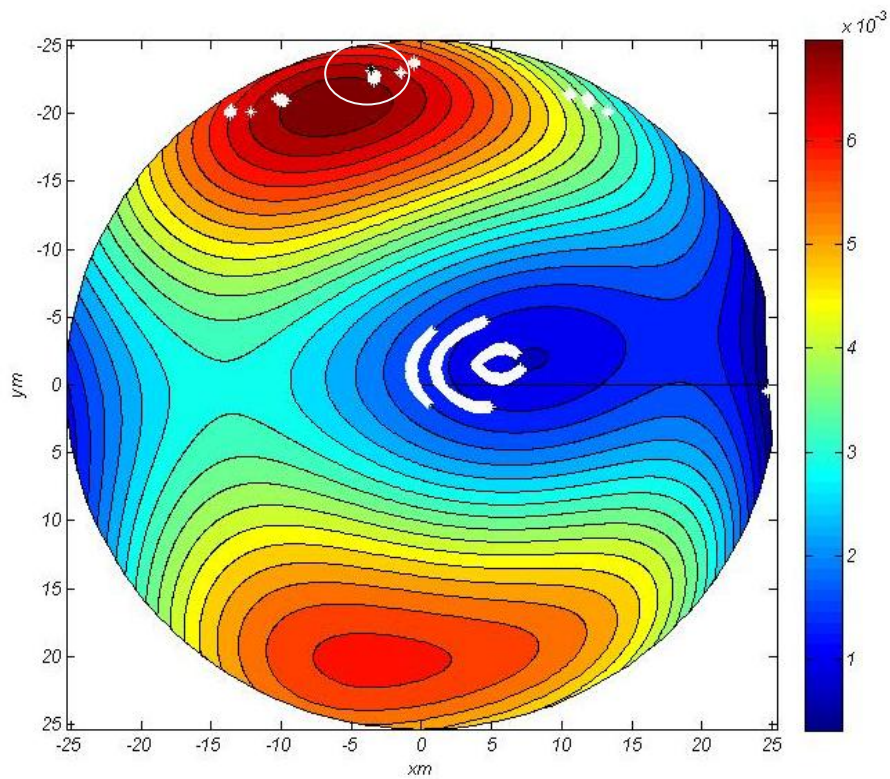


圖 3.61 白色星號標記出擬合誤差大於二分之一波長的位置，白線圈起處內有一黑色星號表示誤差最大的位置

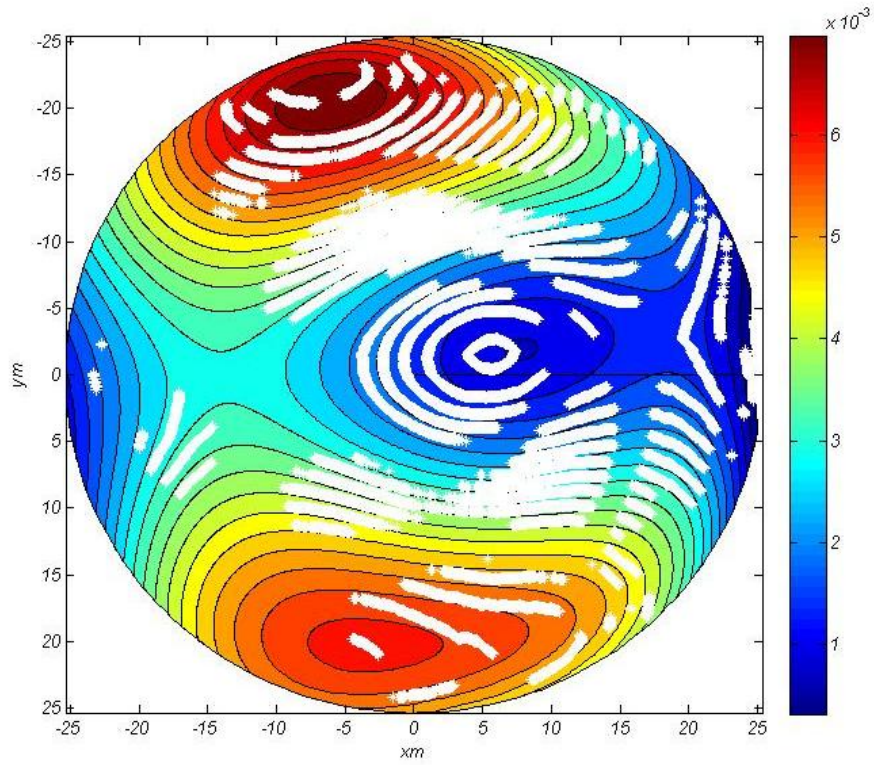


圖 3.62 白色星號標記出擬合誤差大於 $0.1\mu\text{m}$ 的位置

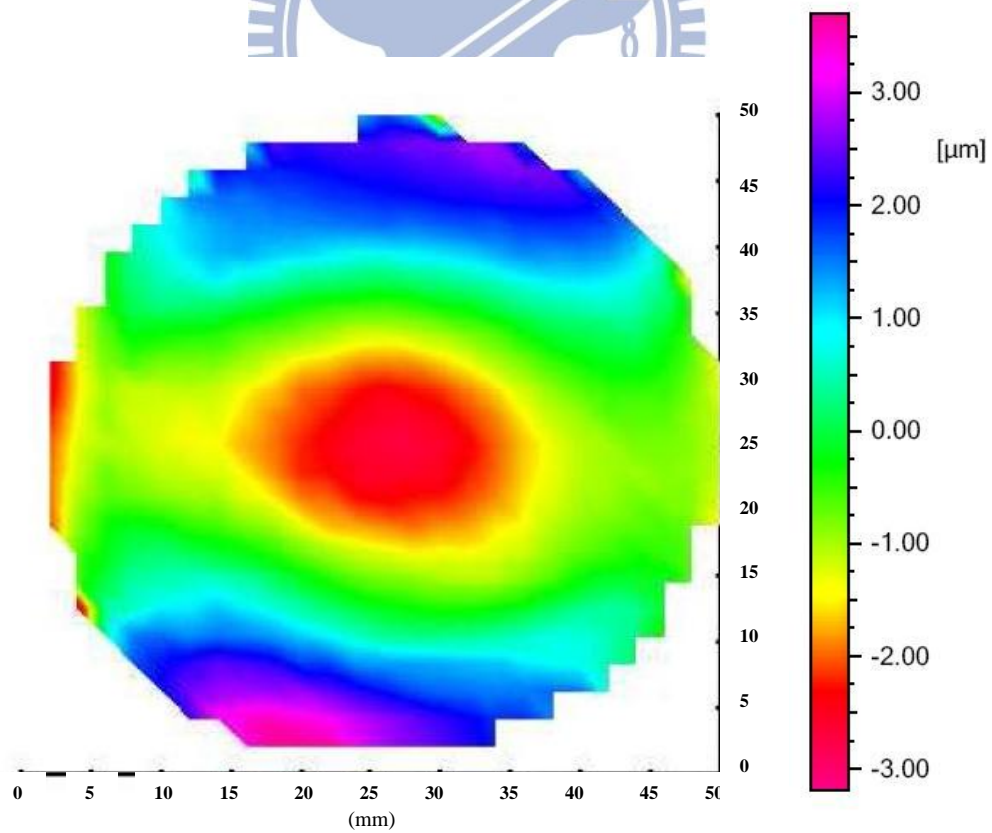


圖 3.63 FRT 機台量測結果，平邊在下，量測時每 2mm 取樣一次，橫、縱軸單位為 mm ，晶圓中心座標約為 $(25,25)$