

國立中央大學

地球科學學系

碩士論文

利用邊界元素法探討急折褶皺之形成機制

研究生：梁又升

指導教授：黃文正 博士

中華民國 一百零二 年 一 月



國立中央大學圖書館 碩博士論文電子檔授權書

(101 年 9 月最新修正版)

本授權書授權本人撰寫之碩/博士學位論文全文電子檔(不包含紙本、詳備註 1 說明)，在「國立中央大學圖書館博碩士論文系統」。(以下請擇一勾選)

同意 (立即開放)

同意 (請於西元 _____年____月____日開放)

不同意，原因是：_____

在國家圖書館「臺灣博碩士論文知識加值系統」

同意 (立即開放)

同意 (請於西元 _____年____月____日開放)

不同意，原因是：_____

以非專屬、無償授權國立中央大學、台灣聯合大學系統圖書館與國家圖書館，基於推動「資源共享、互惠合作」之理念，於回饋社會與學術研究之目的，得不限地域、時間與次數，以紙本、微縮、光碟及其它各種方法將上列論文收錄、重製、與利用，並得將數位化之上列論文與論文電子檔以上載網路方式，提供讀者基於個人非營利性質之線上檢索、閱覽、下載或列印。

研究生簽名： 梁又升 學號： 996202021

論文名稱： 利用邊界元素法探討急折褶皺之形成機制

指導教授姓名： 黃文正

系所： 地球科學學系 所 博士班 碩士班

備註：

1. 本授權書之授權範圍僅限電子檔，紙本論文部分依著作權法第 15 條第 3 款之規定，採推定原則即預設同意圖書館得公開上架閱覽，如您有申請專利或投稿等考量，不同意紙本上架陳列，須另行加填聲明書，詳細說明與紙本聲明書請至 <http://thesis.lib.ncu.edu.tw/> 下載。
2. 本授權書請填寫並親筆簽名後，裝訂於各紙本論文封面後之次頁（全文電子檔內之授權書簽名，可用電腦打字代替）。
3. 請加印一份單張之授權書，填寫並親筆簽名後，於辦理離校時交圖書館（以統一代轉寄給國家圖書館）。
4. 讀者基於個人非營利性質之線上檢索、閱覽、下載或列印上列論文，應遵守著作權法規定。

國立中央大學碩士班研究生

論文指導教授推薦書

地球物理 學系/研究所 梁又升 研究生

所提之論文

利用邊界元素法探討急折褶皺之形成機制

係由本人指導撰述，同意提付審查。

指導教授 黃文正 (簽章)

102年 1月 22日

國立中央大學碩士班研究生
論文口試委員審定書

地球物理 學系/研究所 梁又升 研究生
所提之論文

利用邊界元素法探討急折褶皺之形成機制



經本委員會審議，認定符合碩士資格標準。

學位考試委員會召集人
委 員

葉恩偉

趙文正

洪口新

中華民國 一百零一 年 十二 月 二十一 日

利用邊界元素法探討急折褶皺之形成機制

摘要

急折褶皺是種具有急劇轉折形貌的褶皺，並具有尖銳的樞紐和筆直且不對稱的翼部，通常會由一較短之翼連接兩長翼，此短翼稱為急折帶。常於劈理面發達的變質岩中出現，如：板岩、片岩與千枚岩，亦可在部分呈薄層狀的沉積岩中發現。急折褶皺形成的機制與曲滑褶皺作用類似，但滑動僅限於急折帶內。本研究以邊界元素法，模擬複層受外力作用下的褶曲變形，模型中的複層層面得以變化摩擦強度與凝聚強度，藉此探討急折褶皺形成的條件。研究結果顯示摩擦強度（摩擦角）、凝聚強度（凝聚力）和初始應力之比 R_0^0 對於形成急折褶皺具有相當重要的影響。急折褶皺無法在複層層面只具有摩擦強度的情況下形成。在只具有凝聚力的條件下，形成急折褶皺所需之凝聚力需大於楊氏係數的 0.004 到 0.005 倍。對於共軛急折褶皺的形成，若在沒有凝聚強度的情況下，則摩擦角必須介於 13° 到 38° ，且 R_0^0 需大於 0.2，才能形成急折褶皺；對於單斜急折褶皺，則 R_0^0 需大於 0.75。考慮三參數之關係，於摩擦角小於 35° 的模型中，若其初始垂直應力較大時，形成急折褶皺所需的層面凝聚力與摩擦角相對下調；於摩擦角大於 35° 的模型中，則形成急折褶皺的條件範圍變廣，取代了部分原先為複雜褶皺之區域以急折褶皺取而代之。以上研究結果得自於水平縮短量為 35.9%，層面數為 16 的複層模型。

關鍵字：急折褶皺，急折帶，庫倫摩擦準則，邊界元素法，褶皺作用，凝聚強度，摩擦強度。

Study on formation of kink folds through boundary element method

Liang, Yu-Sheng

ABSTRACT

The features of kink folds are sharp hinges and straight asymmetric limbs; a shorter limb, which is called kink band, connects two longer limbs. Strongly foliated rocks like slates, schists, phyllites, and thin-bedded sedimentary rocks, commonly display kink folds. The properties of kink folds resemble flexural slip folds, but the slip between the layers is highly localized within shorter limbs, also known as kink bands. I use boundary element method to develop multilayer models, consisting of interface-slip in an elastic medium with possibly different parameters on interfaces of adjacent layers. The results show that the properties of interfaces (i.e., cohesion and friction) and initial differential stress play important roles in finite forms of folds. I find out that a multilayer with stand-alone friction on its interfaces cannot produce kink folds; and the lower limit of stand-alone cohesion divided by Young's modulus ranges from 0.004 to 0.005. Friction can produce kink folds if the ratio of the vertical initial remote stress to horizontal initial remote stress (initial differential stress) is larger than 0.2, under the condition that the compression parallel to the interface, and equals to 0.75 when compression incline to the interface at 1° without cohesion by friction angle from 13° to 38° . Considering the relation of three parameters, lower friction and cohesion can produce kink folds if the ratio of the initial differential stress is larger by friction angle is less than 35° ; kink folds replace the parts of original complex folds if the ratio of the initial differential stress is larger by friction angle is greater than 35° .

The results of this study are attained from models under the shortening of 35.9% with an incremental far-field strain of 0.02 for multilayer models of 16 interfaces.

Key words: kink fold, kink band, coulomb friction criterion, folding, cohesive strength, frictional strength, boundary element method.

誌 謝

本篇論文能夠順利完成，首先要感謝我的指導教授 黃文正老師，在我的碩士生涯中，無論是在論文研究、專業知識及研究態度等，均不時地指引我正確的方向。在攻讀碩士的兩年半讓老師煩心了，在學弟妹面前也沒有做個好榜樣，還硬是多留半年賴著不走，最後再次感謝老師您系欣又有耐心的教導。另外，非常感謝口試委員 葉恩肇老師 和洪日豪老師撥冗審閱論文，並前來給予指正與提供寶貴意見。特別感謝葉老師豐富了我的想法，讓本論文更加地完整。

感謝每一位實驗室的成員，劭禎、意茹、18，三位美麗的助理飛寶、小草與小貝，以及只當了半年同學的皓鈞，無論是野外工作、討論課業或是閒暇時聊天唱歌，都感謝大家一路的陪伴。

感謝地科系壘和在中壢認識的球友，讓我了解壘球是 10 個人的運動，榮幸與各位在球場上揮灑汗水。謝謝我最敬重的學長漢尼拔、若呆、石頭與素果，我總覺得在中央要認識同調調的人真的很難，能在中央認識你們真的很開心，感謝你們能讓我暢所欲言，痛快的聊上一晚。謝謝中正地環白爛的各位，無論是學長還是學弟，每次聚會聊起往事，總能讓我捧腹大笑，彷彿自己還是個大學生，藉此暫時逃離碩士生活，尤其是我的大學同學，也是好隊友，貢丸、柯南、饅頭、黃易和阿倫。特別感謝是同樣身處中央的吸收、阿甫、鈞鈞與田傑仁(芊芊)，讓我有種"他鄉遇故知"的感受。謝謝大龍、小豬、川川、冠亮，謝謝你們常來實驗室串門子，帶給我歡樂。以及高中死黨們，中原、阿龐、瑋傑、浩呆、家浩、威凱和阿昌，上了大學後，雖然大家各奔東西，但我們的友情不變，感謝你們在我最需要幫助的時候，總會即時地給我最真摯的建議。在此謝謝所有在研究生活中給予我支持、鼓勵以及歡笑的每一位，因為有你們豐富了我的人生。

最後感謝對我最重要的百岳。你陪伴我渡過不順遂的兩年半，沒有你的陪伴，我就沒有向前的動力，感謝你!! 感謝我最敬愛的家人，我很慶幸生長在這個無拘無束的客家家庭，相信並支持我的決定。最後感謝家中的新成員，雯姐、妮妮和黃迪迪，讓家裡有了新氣象。高中畢業後，離家六年半，是時候回家靜靜，再迎接我另一段新的人生。

目 錄

中文摘要.....	i
英文摘要 ABSTRACT.....	ii
誌 謝.....	iv
目 錄.....	v
圖 目 錄.....	vii
表 目 錄.....	xi
符號說明.....	xii
第一章 緒 論.....	1
1.1 前言.....	1
1.2 研究動機與目的.....	1
1.3 本文內容及架構.....	3
第二章 前人研究之文獻回顧.....	5
2.1 野外觀察及實驗模擬.....	5
2.2 急折褶皺運動學分析.....	7
2.3 數值模型與力學分析.....	11
第三章 研究方法及原理.....	24
3.1 基本原理.....	24
3.2 參數之效應.....	25

3.2.1	力學複層與被動標誌層之差異	26
3.2.2	層面數 (n_i)	26
3.2.3	摩擦強度 (frictional strength)	27
3.2.4	凝聚強度 (cohesive strength)	29
3.2.5	初始應力之比 (R_σ^0)	30
第四章	模擬結果	45
4.1	共軛急折褶皺 (conjugate kink folds)	45
4.2	單斜急折褶皺 (monoclinal kink folds or kink bands)	48
第五章	討 論	74
5.1	與前人提出模式的比較	74
5.2	與實際急折褶皺的比較	76
第六章	結 論	84
	參考文獻	86
	附錄 A	89

圖目錄

圖 1.1	急折褶皺之示意圖。.....	4
圖 1.2	兩種不同的急折褶皺。.....	4
圖 1.3	右旋與左旋單斜急折褶皺之示意圖。.....	4
圖 2.1	呈扁平透鏡狀急折帶示意圖。.....	14
圖 2.2	急折帶厚度變化圖。.....	14
圖 2.3	急折褶皺形成時，因為劈理面旋轉所形成的空隙。.....	15
圖 2.4	圍壓及葉理面與壓縮方向之夾角對急折帶的影響。.....	15
圖 2.5	Honea and Johnson (1976)施作實驗之實驗器材示意圖。.....	16
圖 2.6	Honea and Johnson(1976)的實驗結果展示圖。.....	17
圖 2.7	單斜急折褶皺受剪應力示意圖。.....	18
圖 2.8	Paterson and Weiss (1966)急折帶變形演化過程的理想模型。.....	19
圖 2.9	Verbeek(1978)所整理出急折帶變形的理想模型。.....	20
圖 2.10	Stewart and Alvarez (1991)所整理出急折帶變形的理想模型。...	21
圖 2.11	Twiss and Moores (1992)所整理出急折帶變形的理想模型。.....	22
圖 2.12	急折褶皺三維變形圖。.....	23
圖 3.1	基本模型及其邊界條件參數之示意圖。.....	33

圖 3.2	層面數 n_i 對於力學複層與被動標誌層之結果展示圖。	34
圖 3.3	總厚度相同但層面數 n_i 不同對於褶皺形貌變化之結果展示圖。	35
圖 3.4	層面數 n_i 與褶皺振幅之變化關係圖。	36
圖 3.5	摩擦角 φ 的定義圖。	37
圖 3.6	正向應力小於 50bars (=5MPa)的正向應力與剪應力之關係圖。	38
圖 3.7	正向應力小於 1kbars (=100MPa)的正向應力與剪應力之關係圖。	39
圖 3.8	正向應力小於 20kbars (=2000MPa)的正向應力與剪應力之關係圖。	40
圖 3.9	摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。	41
圖 3.10	凝聚力對於褶皺形貌變化之結果展示圖。	42
圖 3.11	初始應力之比 R_o^0 於 1 之示意圖與莫耳圓。	43
圖 3.12	初始應力之比 (R_o^0) 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。	44
圖 4.1	初始應力之比 (R_o^0) 和摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。	52
圖 4.2	凝聚力和摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。	53
圖 4.3	凝聚力對於急折帶之變化圖。	54
圖 4.4	急折褶皺滑移量示意圖。	54
圖 4.5	C/E 分別為 0.001 和 0.01 之褶皺形貌與滑移量圖。	55

圖 4.6	凝聚力 and 摩擦角 φ 之滑移量圖。	56
圖 4.7	凝聚力 and 摩擦角 φ 之關係示意圖。	57
圖 4.8	初始應力之比 (R_{σ}^0) and 摩擦角 φ 之滑移量圖。	58
圖 4.9	初始應力之比 (R_{σ}^0) and 摩擦角 φ 之關係示意圖。	59
圖 4.10	初始應力之比 $R_{\sigma}^0=0.25$ ，凝聚力 and 摩擦角 φ 之滑移量圖。	60
圖 4.11	初始應力之比 $R_{\sigma}^0=0.5$ ，凝聚力 and 摩擦角 φ 之滑移量圖。	61
圖 4.12	初始應力之比 $R_{\sigma}^0=1$ ，凝聚力 and 摩擦角 φ 之滑移量圖。	62
圖 4.13	凝聚力與初始應力之比 R_{σ}^0 and 摩擦角 φ 之關係示意圖。	63
圖 4.14	$\theta=1^\circ$ ，凝聚力 and 摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。	64
圖 4.15	$\theta=1^\circ$ ，凝聚力 and 摩擦角 φ 之滑移量圖。	65
圖 4.16	$\theta=1^\circ$ ，凝聚力 and 摩擦角 φ 之關係示意圖。	66
圖 4.17	$\theta=1^\circ$ ，初始應力之比 R_{σ}^0 and 摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。	67
圖 4.18	$\theta=1^\circ$ ，初始應力之比 R_{σ}^0 and 摩擦角 φ 之滑移量圖。	68
圖 4.19	$\theta=1^\circ$ ，初始應力之比 R_{σ}^0 and 摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之關係示意圖。	69
圖 4.20	$\theta=1^\circ$ ，初始應力之比 $R_{\sigma}^0=0.25$ ，凝聚力 and 摩擦角 φ 之滑移量圖。	70
圖 4.21	$\theta=1^\circ$ ，初始應力之比 $R_{\sigma}^0=0.5$ ，凝聚力 and 摩擦角 φ 之滑移量圖。	

.....	71
圖 4.22 $\theta=1^\circ$ ，初始應力之比 $R_\sigma^0=1$ ，凝聚力和摩擦角 φ 之滑移量圖。	72
.....	73
圖 4.23 $\theta=1^\circ$ ，凝聚力與初始應力之比 R_σ^0 和摩擦角 φ 之關係示意圖。	79
.....	80
圖 5.1 在不同縮短量的褶皺形貌圖與總滑移量圖。	81
.....	81
圖 5.2 $\theta=1^\circ$ ，在不同縮短量的褶皺形貌圖與總滑移量圖。	82
.....	81
圖 5.3 破壞包絡線 (failure envelope) 之示意圖。	82
.....	81
圖 5.4 脆韌轉換帶 (brittle-ductile transition zone) 之示意圖。	82
.....	82
圖 5.5 台 14 甲線武嶺地區的廬山層露頭遠拍。	83
.....	82
圖 5.6 台 14 甲線武嶺地區的廬山層露頭特寫。	83
.....	83
圖 5.7 宜蘭南方澳豆腐岬地區的廬山層露頭點之一特寫。	90
.....	90
圖 A1 在相同縮短量的情況下，以斷層居中拱彎褶皺模型對遠場水平收縮應變的增量累積總數之評估。	

表 目 錄

表 2.1 急折褶皺形成機制簡易分類表。	13
表 3.1 各種岩石的凝聚力、摩擦角與楊氏係數。	32

符號說明

符號	說明
A	振幅
A_0	初始振幅
C	凝聚力
E	楊氏係數
F	施予之外力
f	摩擦力
F_R	正向力和最大靜摩擦力的合力
g	重力加速度
h	深度
L_0	初始波長
N	正向力
n_i	層面數
n_{step}	經過 n 次遠場水平壓縮應變的次數
P	靜岩壓
R_σ^0	初始應力（初始垂直應力與初始水平應力）之比值
S	滑移量
W	物體重
α	急折面與未改變位態之板劈理面之間的夾角
β	急折面與已改變位態之板劈理面之間的夾角
ε_{xx}^∞	遠場水平壓縮應變增量
θ	初始力學複層與水平壓縮應力之間的夾角
μ	摩擦係數

ρ	密度
σ_n	正向應力
σ_x^∞	遠場水平應力
σ_{xi}^∞	初始遠場水平應力
σ_z^∞	遠場垂直應力
σ_{zi}^∞	初始遠場垂直應力
τ	剪應力
ν	泊松比
φ	摩擦角

第一章 緒 論

1.1 前言

岩層受到地球內部營力造成彎曲變形成為褶皺。褶皺是地質構造中的一種，往往在成層狀或是具有葉理的岩層中被發現。岩層一旦形成褶皺後，即永久變形難以恢復原來的形狀。研究褶皺之主要目的在於了解並解釋其形成原因與變形過程中所受到的應力狀態。

研究褶皺的方法分為三種：野外調查、實驗模擬和理論模擬。野外調查時可以觀察褶皺變形後的形貌並推斷其變形的方式，但無法觀察褶皺變形的過程。在實驗模型中，使用縮小尺度且材料性質相似的物質所製成的複層，如：黏土、瀝青、橡膠和明膠（gelatin）等(Ghosh, 1968; Honea and Johnson, 1976)；或以實際岩石直接執行實驗，如：板岩、片岩和千枚岩等(Anderson, 1974; Donath, 1964; Paterson and Weiss, 1966)。理論模擬方法則以靜力平衡和力矩平衡等理論推導，接著計算出數值模擬去驗證自然界中所觀察到的褶皺(Weiss, 1980)。

1.2 研究動機與目的

本研究的重點褶皺—急折褶皺(kink folds)，具有急劇轉折形貌的褶皺，並具有尖銳的樞紐(hinge)和筆直且不對稱的翼部，通常會由一較短之翼連接兩長翼，此短翼稱為急折帶(kink band)，其樞紐稱為急折面(kink plane, Hill 1963)，如圖 1.1 所示。常於劈理面發達的變質岩中出現，如：板岩和千枚岩，亦可在部分呈薄層狀的沉積岩中發現，如：薄層砂頁岩互層。急折帶寬度大多為幾公釐到幾十公分；當急折帶寬度大於上述條件時，則稱為急折褶皺(Fossen, 2010)。急折褶皺依外型差異可分為共軛急折褶皺

(conjugate kink fold) 和單斜急折褶皺 (monoclinal kink fold) 兩類，如圖 1.2 所示。單斜急折褶皺又分為右旋 (dextral) 和左旋 (sinistral) 二種 (Davis et al., 2011)，如圖 1.3，圖中褶皺形貌如英文字母 Z 形狀，為右旋單斜急折褶皺；似 S 形狀的為左旋。亦可以利用劈理面轉折方向分辨，重點是必須從褶皺之長翼向短翼 (急折帶) 看去，短翼向右轉折，為右旋；向左轉折，則為左旋。其形成原因大多被前人解釋受到與葉理面 (層理)，平行或稍微斜交的壓應力作用形成。各種規模的急折褶皺是自然界普遍的現象，是層狀岩層在外力擠壓過程中潛在的破壞模式，也是調節岩石變形的重要構造樣式。

地球科學家已經由早期對岩石內幾公釐寬的急折帶觀測 (Anderson, 1964; Paterson and Weiss, 1962) 發展到利用急折褶皺對震測資料的精細判別 (Camerlo and Benson, 2006; 張波等人, 2010)，從此可體會到急折帶的寬度可能是微觀的公釐尺度，也可能是巨觀的公里尺度。目前對急折褶皺之研究主要集中在理論層面，例如幾何學特徵和力學性質的探討 (Scharer et al., 2006; Stewart and Alvarez, 1991)，少有研究對於形成急折褶皺之主要參數量化。因此，本研究想利用數值模擬方法來對形成急折褶皺之參數量化。常用的數值模擬方法有：邊界元素法 (boundary element method)、有限元素法 (finite element method) 以及離散元素法 (discrete element method)。相較於有限元素法，邊界元素法更具效率也較容易；而離散元素法多用於斷層行為模擬與山崩之模擬。因此，本研究藉由邊界元素法施作模擬並探討影響急折褶皺形成之主要控制參數並將其量化，以及找出控制參數和模擬結果之合理性。

1.3 本文內容及架構

本論文的内容安排如下：第一章先了解本研究的研究動機與目的和急折褶皺之定義。第二章整理並介紹對於急折褶皺所做的各種研究與其運動學推論。第三章為本研究所使用之模擬方法介紹與其參數的定義和限制。第四章為結果展示與說明，並提出初步的解釋。第五章將模擬結果與前人提出的理論和野外觀察到的急折褶皺做比較，並討論其同異處。第六章根據模擬結果及討論，歸納出整體性的結論。

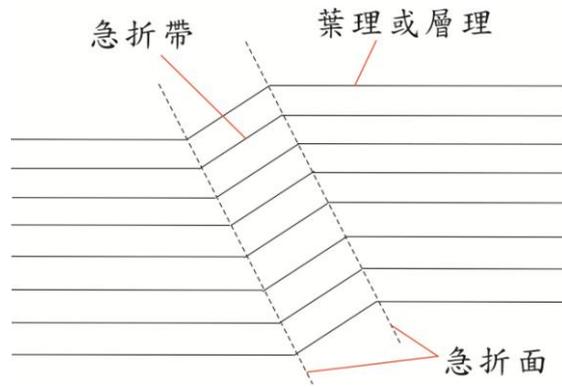


圖 1.1 急折褶皺之示意圖。

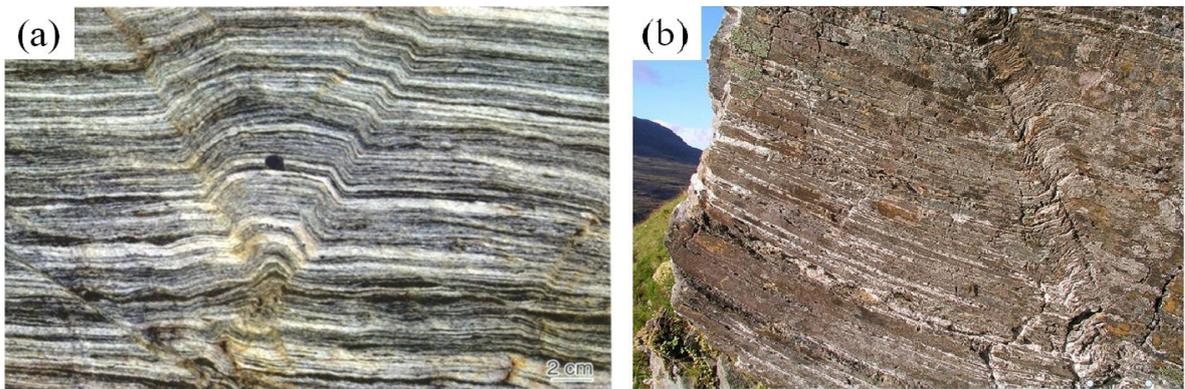


圖 1.2 兩種不同的急折褶皺。(a)共軛急折褶皺 (b)單斜急折褶皺。

(a圖：摘錄自(Fossen, 2010)。b圖：摘錄自網路，地點:英國蘇格蘭高地(Scottish Highland, Great British)。取自

<http://www.flickr.com/photos/edee/1612567453/in/photostream>)

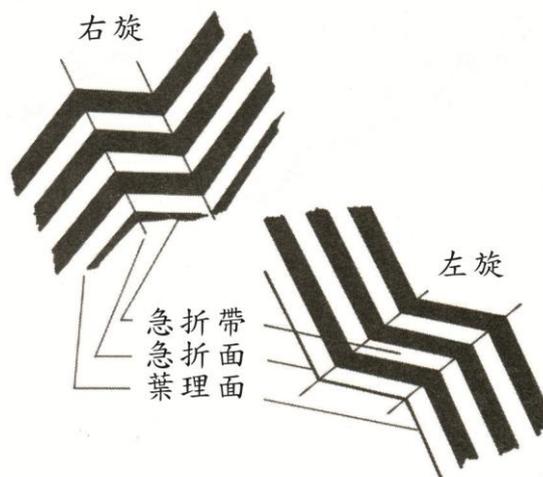


圖 1.3 右旋與左旋單斜急折褶皺之示意圖。修改自(Davis et al., 2011)。

第二章 前人研究之文獻回顧

自 Clough (1897) 觀察具劈理之變質岩中，發現有急轉或旋轉的劈理面呈帶狀分佈，並將此帶稱為應變帶 (strain-band)。Orowan (1942) 在壓縮金屬條的實驗中，將急劇轉折的部分，稱為急折帶 (kink band)，也有其他學者用不同名稱去敘述相同或相似急劇轉折的情況，如：節理拖曳 (joint-drag, Flinn 1952)、尖頂褶皺 (chevron fold, De Sitter 1956)、knick-zone (Kleinsmiede, 1960; Zandvliet, 1960) 和急折褶皺 (kink fold, Turner and Weiss 1963)。由此可知，早期學者對於急折褶皺之定義上，想法有出入。往後多數學者多以急折帶或急折褶皺稱呼此類型褶皺。Dewey (1965) 明確將急折帶與急折褶皺定義並作區分，其提出急折帶大多為急折褶皺系統中的短翼，如圖 1.3 所示。因此，當觀察到一急劇轉折形貌的條帶時，以急折帶稱之較為合適；當觀察到一連串間隔出現的急折帶時，則以急折褶皺稱之。前人文章中在使用此兩名詞時，並沒有強制約束性，因而造成使用兩個名詞用來解釋同一個現象。

提出急折構造樣式以來，急折帶和急折褶皺的幾何學、運動學和形成機制的研究，受到構造地質學家的關注。從對急折褶皺幾何學定性描述和實驗模擬到對其形成機制的理論探討 (Ghosh, 1968; Honea and Johnson, 1976; Paterson and Weiss, 1966)，使得急折褶皺理論研究內涵更加豐富，實際意義更為明朗。本章將分成野外觀察及實驗模擬、急折褶皺運動學推論和數值模擬，三部分做討論。

2.1 野外觀察及實驗模擬

Anderson (1964) 在北愛爾蘭地區調查板岩中的急折褶皺，發現許多急折褶皺的兩急折面不為平行，而是向兩側逐漸縮短之間的距離，使得急折帶呈扁平透鏡狀，而不是帶狀，如圖 2.1 所示。並且觀察到在急折面兩側的岩

層（急折帶內外的板劈理）以不對稱方式出現，並量測現地急折面兩側之夾角，分別定義： α 為急折面與未改變位態之板劈理之間的夾角； β 為急折面與已改變位態之板劈理之間的夾角，在 115 組現地數據之中，發現高達 97 組數據中的 α 小於 β ，如圖 2.2。圖中 \overline{EF} 和 \overline{IJ} 分別代表著急折帶內外單位層數中劈理面的厚度，又因為 α 小於 β ，再由 $\overline{EF} = \overline{GH} \sin \alpha$ ， $\overline{IJ} = \overline{GH} \sin \beta$ ，可以知道 \overline{EF} 小於 \overline{IJ} ，也就是急折帶內的劈理面間厚度厚於急折帶外之劈理面，換言之，在急折褶皺形成的過程中，急折帶內劈理面厚度因為受壓變形而變厚。作者也發現在變形的急折帶內具有一些平行於劈理面的空隙，而這些空隙大多已被石英或方解石脈所填充，此空隙被解釋為在急折褶皺形成時，因為劈理面旋轉而張裂所形成的空隙。然而這些空隙被礦物填充後形成一系列雁形排列（en echelon）的礦脈，如圖 2.3。一般而言，雁形排列的礦脈都被解釋為受剪而成的現象，但在這並無法用此現象完全解釋。

Paterson and Weiss (1966) 利用真實且具葉理面的千枚岩為試體，在具有圍壓情況下施作壓縮實驗。若沒有圍壓，試體可能以破裂方式變形。圍壓的大小也會影響褶皺形貌，如圖 2.4(A) 與 (B)，其壓縮方向平行於試體葉理面，試體均產生共軛急折褶皺，但發現急折帶大小和數量皆有異，相較於被橡膠外殼包覆的試體，銅外殼可給予試體的圍壓較大，使得應變較均勻地分布在試體中，以至於急折帶的數量較多且交叉，但急折帶的寬度較小。圖 2.4(C) 中試體葉理面與壓縮方向相交 10° ，結果形成單斜急折褶皺。由此可知，圍壓大小對於急折帶的數量和大小有所關聯，以及葉理面若與壓縮方向平行則形成共軛急折褶皺，若有夾角則大部分形成單斜急折褶皺。Reches and Johnson (1976) 利用橡膠複層（multilayer）所施作的實驗中，在總應力方向不平行層面方向時，亦會形成單斜急折褶皺。

Honea and Johnson (1976) 將橡膠堆疊成複層並在複層間加入明膠（gelatin）或是潤滑劑，改變複層裡接觸面的性質，進行壓縮實驗，圖 2.5

所示，其上方旋鈕 (screws) 控制複層的壓縮量，使複層間相對滑動而產生褶皺；側向旋鈕則提供複層圍壓，因為在壓縮時，由於泊松效應 (poisson's effect)，使複層側向膨脹，側向旋鈕可防止複層過度膨脹，亦可施予試體側向壓力。圖 2.6(A) 為層間具有潤滑劑的橡膠複層，經壓縮後，其褶皺形貌為圓滑且呈波浪狀的相似褶皺；圖 2.6(B) 為僅以橡膠堆疊而成的複層，經壓縮後，其層面大多保持水平，僅於少部分區域發生急遽轉折的急折褶皺。圖 2.6(A) 與 (B) 中兩者差異僅在有無塗抹潤滑劑於橡膠之間，造成此差異的原因是潤滑劑使得橡膠與橡膠之間接觸面的摩擦強度減少，而形成圓滑的相似褶皺。由此實驗可知，急折褶皺會出現在呈層狀且層間具阻抗性質的岩石中。

Ghosh (1968) 利用黏土與塗抹若干潤滑劑的薄板堆疊成的複層，並將複層嵌入厚度不一且強度不同的黏土層內，可探討圍岩對於褶皺生成的變因。實驗結果顯示與 Honea and Johnson (1976) 的實驗相同，急折褶皺會出現在層間具阻抗的複層中，且發現急折帶寬度會隨著縮短量增加而變寬。

2.2 急折褶皺運動學分析

Anderson (1964) 也針對野外所觀察到的急折帶內岩層變形行為提出看法，他認為左旋急折褶皺其急折帶內的劈理面，受到右剪 (dextral shearing) 而形成此單斜急折褶皺；反之，右旋的急折褶皺其劈理面則受到左剪 (sinistral shearing)，如圖 2.7，圖中虛線長框為試體原先形狀，右側則是表示其應變狀態。此論點與一般拖曳褶皺 (drag fold) 所形成的方式相反。而在 Reches and Johnson (1976) 的實驗中也可驗證 Anderson 的論點。

Paterson and Weiss (1966) 除了利用千枚岩施作實驗以外，還提出急折褶皺經壓縮的變形演化過程的理想模型，此模型限制為最大主應力方向平行於複層層面 (劈理面) 方向 (圖 2.8)。一開始試體受到壓縮而形成許多交叉成網狀的急折帶，而後急折帶以平行原有急折面方向逐漸加寬，亦在

兩急折帶交叉處形成尖頂褶皺 (chervon fold)，如圖 2.8E，最後整個試體形成樞紐垂直於壓縮方向的尖頂褶皺。尖頂褶皺之定義與急折褶皺相近，皆具有尖銳的樞紐與筆直的兩翼，因此許多學者將兩褶皺名詞視為同一種褶皺加以敘述。然而 Paterson and Weiss 在文章中定義急折褶皺具有不等長的兩翼，尖頂褶皺之兩翼長度則較為相同，且在運動學分析中表示尖頂褶皺兩翼之層面均有滑動，急折褶皺則僅在於急折帶內。

Verbeek (1978) 將前人對於急折褶皺所提出的模型做整理並分類，他將模型分為五類，分別為：遷移式模型 (Migration model)、旋轉式模型 (Rotation model)、節理拖曳模型 (Joint drag model)、單剪帶模型 (Simple shear zone model) 和應變帶模型 (Strain band model)，圖 2.9 所示，但應變帶模型並無例圖，此模型主要談論礦物組成的改變。不過他相信自然界中的急折褶皺不單以一種模型型式形成，而可能具有兩種以上的前人模型演化過程而形成的。

遷移式模型 (Migration model) 類似於 Paterson and Weiss (1966) 所提出之模型，急折褶皺起初以一點或一面開始向兩側擴展，而後急折帶以平行原有急折面方向逐漸加寬，如圖 2.9(1)，而在整個變形的過程中， α 與 β 一直保持相等。

旋轉式模型 (Rotation model, Clifford 1968; Donath 1968a,b)，如圖 2.9(2)，假設在變形過程初期，就形成一固定寬度與長度的急折帶，也就是此急折帶具有一固定的樞紐，整個急折帶會以旋轉方式來抵銷所施予的壓應力，改變的則是 β 角與急折帶內岩層的體積。 β 會在整個變形過程中逐漸變小至 90° ，而急折帶內的體積，因為兩急折面之間的岩層面理旋轉，造成面理間形成許多的空隙，體積因此膨脹增加，直到 β 等於 90° 。而後 β 會逐漸接近 α ，膨脹的體積也因此漸漸減少，最後整個變形過程停止在 α 等於 β ，體積亦不再變化。Anderson (1964) 所觀察到具有平行於劈理面且被石英或方解

石脈填滿的急折帶，使得此模型中期部分得到驗證。但並沒有野外實例可說明本模型末期的變形過程。

節理拖曳模型 (Joint drag model, Flinn 1952; Knill 1952; Dewey 1965) 假設急折帶具有固定寬度與長度，帶內體積會增加，但與旋轉式模型有所不同。此模型的兩急折面與急折帶內的岩層面理都有滑動，在帶內靠近急折面的鋸齒狀區域的體積增加 (圖 2.9.(3))。此模型並不受到 α 與 β 之關係影響，甚至可產生 α 大於 β 的情形出現。不過，此模型被部分學者認為其應屬旋轉式模型中的一個特例。

單剪帶模型 (Simple shear zone model) 是由 Dewey 提出的，在兩個急折面上存在著方向相反的剪應力，而急折帶內的岩層面理並無滑動。但若岩層面理不滑動，意即急折帶內的變形為均質性變形，造成圓滑而非急遽轉折的褶皺，且岩層面理間的厚度會變薄，也可能在此形成斷層。此種模型類似於拖曳褶皺，大多學者並不認為此褶皺為急折褶皺。

應變帶模型 (Strain band model) 亦由 Dewey 提出的，由於他發現急折褶皺兩側翼部中岩性有所差異，已旋轉的短翼 (急折帶內) 相較於未旋轉的長翼，含有較多的泥質成分，其解釋為急折帶內岩層中矽質材料因帶內應變較大，而向應變較小的未旋轉長翼移動，因此造成急折帶內相較於帶外，擁有較少的矽質成分和體積。

Stewart and Alvarez (1991) 又將急折褶皺的理想模型做不同方式的分類或將不適用的模型剔除，一共分為四類模型，主要由樞紐 (急折面) 為固定或可移動，以及急折帶是否有交錯作為分類依據，如圖 2.10 所示，分別為可動樞紐急折作用 (Mobile-hinge kinking)、可動樞紐尖頂褶皺作用 (Mobile-hinge chervon folding)、固定樞紐急折作用 (Fixed-hinge kinking) 和固定樞紐尖頂褶皺作用 (Fixed-hinge chervon folding)，並製作一簡易分類表，讓野外工作者觀察現地露頭時可以概要的辨別其急折褶皺形成之作

用機制，如表 2.1。其中，可動樞紐急折作用 (Mobile-hinge kinking, 圖 2.10(a)) 與之前所提到的遷移式模型 (Migration model, 圖 2.9(1)) 相同，兩樞紐之間的距離不斷增加， α 與 β 一直保持相等。可動樞紐尖頂褶皺作用 (Mobile-hinge chevron folding, 圖 2.10(b)) 則是當兩條急折帶相遇且交錯時，在交岔處會形成尖頂褶皺，此模型出於 Paterson and Weiss (1966)。固定樞紐急折作用 (Fixed-hinge kinking, 圖 2.10(c)) 則與 Verbeek 所提的旋轉式模型 (Rotation model, 圖 2.9(2)) 相同，皆擁有固定的樞紐，在變形初期 (α 小於 β)，急折帶內體積會增加直到 α 等於 β ；當 α 大於 β ，原先增加的體積又會逐漸減少。固定樞紐尖頂褶皺作用 (Fixed-hinge chevron folding, 圖 2.10(d)) 與先前所提任何模型皆不相同，雖具有固定的樞紐，但樞紐的兩側岩層都在變形過程中旋轉且與樞紐的夾角皆相同，以及在靠近樞紐的岩層厚度都有增加的趨勢。

Twiss and Moores (1992) 整理出幾種對於急折褶皺形成和演化過程提出的想法，如圖 2.11 所示。首先，以急折面是否會向外延伸 (即急折帶寬度會逐漸變厚) 做分類，圖 2.11(A)(B) 急折面為可向外延伸，急折褶皺起初發展自一垂直於岩層面理的位置 (虛線所示)，圖 2.11(A) 中急折帶寬度以旋轉方式加大，急折面與未變形層面之間的夾角逐漸變小；圖 2.11(B) 則在急折面與未變形層面之間夾角固定的情況下，急折帶寬度逐漸加大。圖 2.11(C) 與 (D) 中急折帶寬度與急折面之位態在褶皺發展初期即為固定，圖 2.11(C) 在平行層面的壓縮過程中，伴隨著剪應力施加在兩急折面上，又可發現急折帶內之介質長度增加，但厚度卻減少；圖 2.11(D) 則將急折帶內的薄層介質旋轉來消耗壓縮過程中所造成壓縮量，而旋轉會造成平行劈理面的空隙，若有物質填充此空隙，則可能會造成厚度增厚。在急折帶寬度固定的情況下， β 會隨壓縮量增加而逐漸變小。

然而，並非所有的急折褶皺都可以利用二維幾何和運動學給予準確的描述。Kirschner and Teixell (1996)認為強烈彎曲的急折褶皺幾何並不是平面應變的產物，這種非平面應變源於局部的調解，並提出急折褶皺三維空間幾何模型，如圖 2.12。

運動學分析模式，主要目的為解釋觀察到的急折褶皺現象，除此之外，利用運動學分析模式可預測整體地質構造之演化。唯因運動學分析模式並無法解釋地質現象形成過程之地質環境(如溫度、應力、地質材料特性等)，因此在運動學分析模式中，控制褶皺形貌變化之參數其力學意義並不清楚。為了瞭解急折褶皺於形成過程中之地質環境，僅依賴運動學分析法是不足的，配合力學分析方法加以探討有其必要性。

Camerlo and Benson (2006) 對北美墨西哥灣深水區 Perdido 褶皺帶和張波等人(2010)將中國大陸塔里木盆地巴楚隆起區內二維震測剖面的解釋中，一些原先被解釋為高角度逆衝斷層的地方，改以用急折褶皺的兩急折面說明，並認為急折褶皺具備形成油氣構造關閉的物質條件，可形成有利油氣聚集區。結合野外地質構造觀測，利用地球物理資料準確識別和區分急折褶皺與逆衝斷層是尋找油氣構造圈閉的新思路和新方法。

2.3 數值模型與力學分析

早期多數對於急折褶皺之研究主要針對其野外調查的結果而做的運動學分析，相對較少著重在力學分析上。Pfaff and Johnson (1989)欲分辨出不共軛褶皺之拖曳褶皺與單斜急折褶皺之形成條件，並設定一具有相同黏滯係數之力學複層施作力學分析，其中考慮複層幾何大小、縮短量、正剪應力大小和複層之傾角對於模型結果的影響。模擬結果顯示，在力學複層受到壓縮且帶右剪的應力的情況下，若複層之間的滑移速率與剪應力成正比時，也就是複層的抗滑性 (resistance of slip) 一致時，則會形成短翼向右傾

的拖曳褶皺；當滑移速率不成比例（抗滑性不一）時，會形成短翼向左傾的單斜急折褶皺，即左旋單斜急折褶皺。

對於力學模型分析之研究方面，土木工程界所做的研究較為仔細，多位學者(Frehner and Schmalholz, 2006; Pimenta et al., 2009; Vogler and Kyriakides, 2001; Wadee and Edmunds, 2005; Wadee et al., 2011)以連續體力學為基礎對急折褶皺作數值分析，此力學分析分別是將地質材料視為連續體，計算擾動、受力或位移後材料之變形，藉此瞭解褶皺形貌變化與力學機制之關聯性。模式中可考慮材料之間的摩擦係數、材料本身之剛性(stiffness)、整體的受力情形和 α 與 β 之角度對褶皺形貌之影響或其參數之間的關聯性。

力學分析中另一種方法為離散體元素法，但該法無法直接輸入如楊氏係數 (Young's modulus)、剪力模數 (Shear modulus) 等材料力學參數。因此本研究擬以連續體力學基礎之邊界元素法模擬急折褶皺。希望利用力學分析探討急折褶皺幾何形貌之研究結果，可以說明形成時之應力條件與狀態。

表 2.1 急折褶皺形成機制簡易分類表。(Stewart and Alvarez, 1991)

Deformation Feature	Folding mechanism			
	Mobile-hinge kinking	Mobile-hinge chevron folding	Fixed-hinge kinking	Fixed-hinge chevron folding
Sheared incompetent layers	Present only inside kink band	Present on both fold limbs	Present only inside kind band	Present on both fold limbs
Volume change inside kink band	Possible*	Possible*	Yes†	No
Structures inside kink band produced by fold-hinge migration	Yes‡	Yes‡	No	No

* Mobile-hinge kinks may contain evidence of dilation within the kink band if the hinge zones were dilated during hinge migration.

† Volume change may disappear in final stage of kinking.

‡ Development of structures depends on the amount of strain in the migrating hinge zones (see text for a discussion of the types of structures).

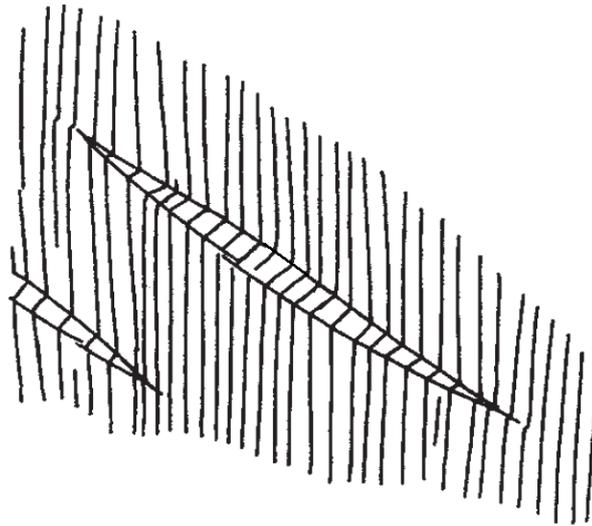


圖 2.1 呈扁平透鏡狀急折帶示意圖。(Anderson, 1964)

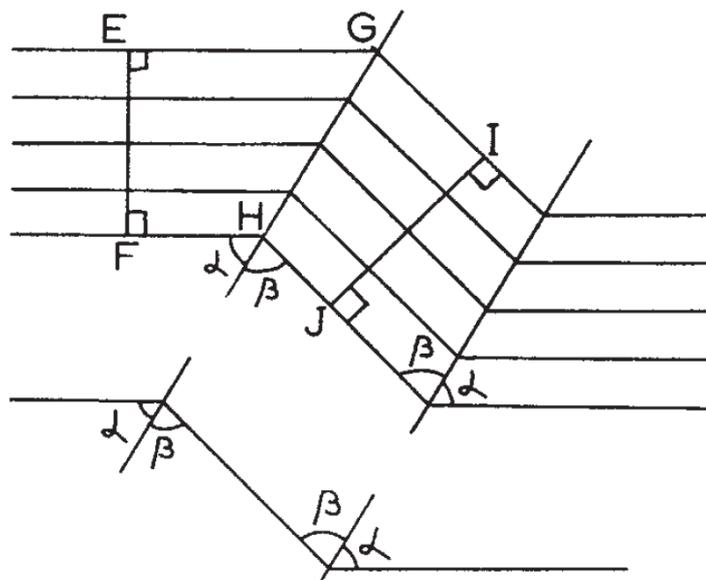


圖 2.2 急折帶厚度變化圖。 \overline{EF} 和 \overline{IJ} 分別代表著急折帶內外之單位層數中劈理面的厚度，若可量測 α 與 β 之角度，再利用三角函數可知急折帶內外之劈理面厚度變化。 α 為急折面與未改變位態之板劈理之間的夾角； β 為急折面與已改變位態之板劈理之間的夾角。(Anderson, 1964)

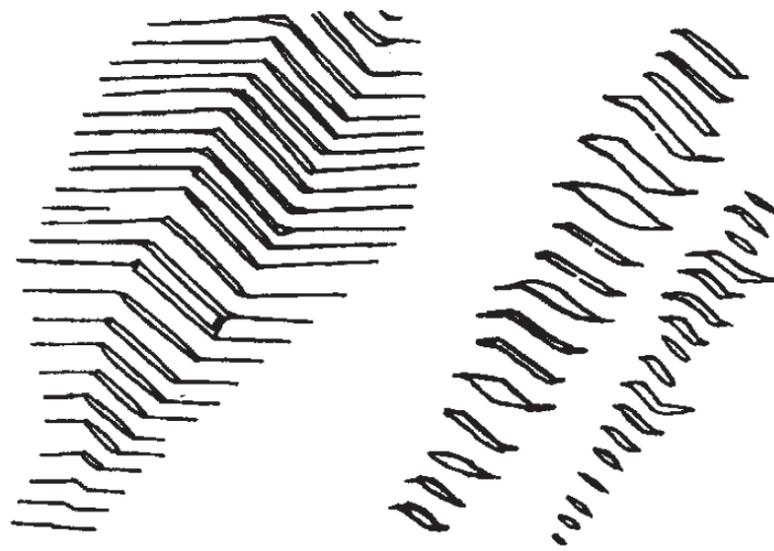


圖 2.3 急折褶皺形成時，因為劈理面旋轉所形成的空隙。(Anderson, 1964)

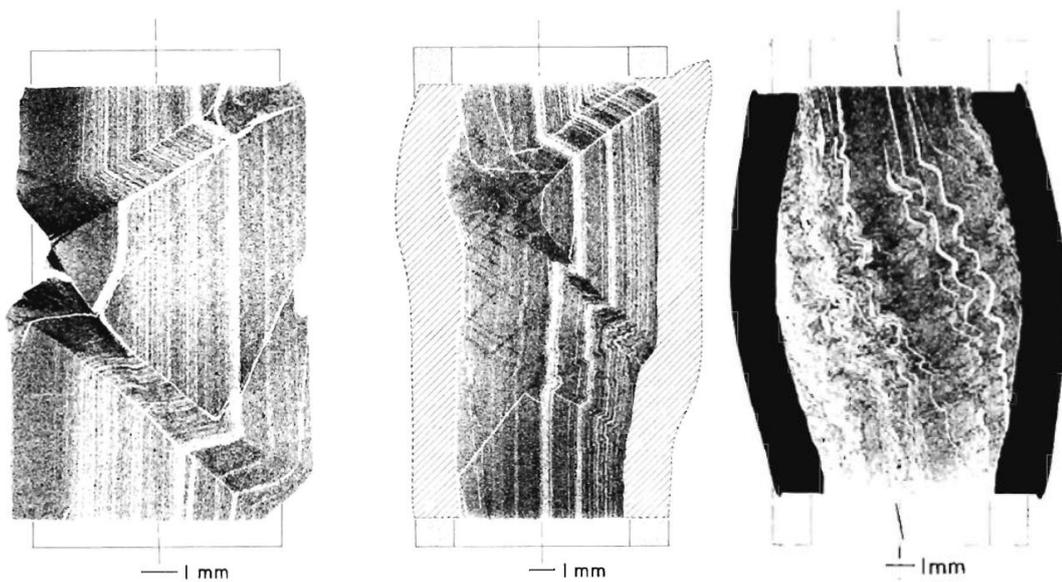


圖 2.4 圍壓及葉理面與壓縮方向之夾角對急折帶的影響。(a)橡膠外殼包覆的試體，縮短量12%；急折帶並無交叉。(b)銅外殼包覆的試體，縮短量13%，有部分的急折帶交叉。(c) 試體葉理面與壓縮方向之夾角 10° ，同方向且無交叉的急折帶，縮短量19%。(Paterson and Weiss, 1966)

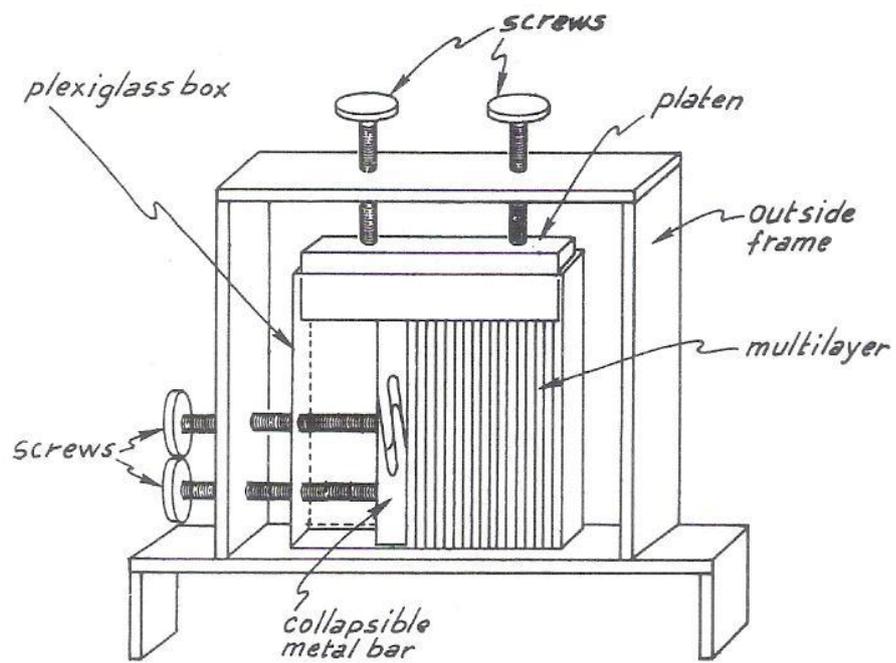


圖 2.5 Honea and Johnson (1976)施作實驗之實驗器材示意圖。

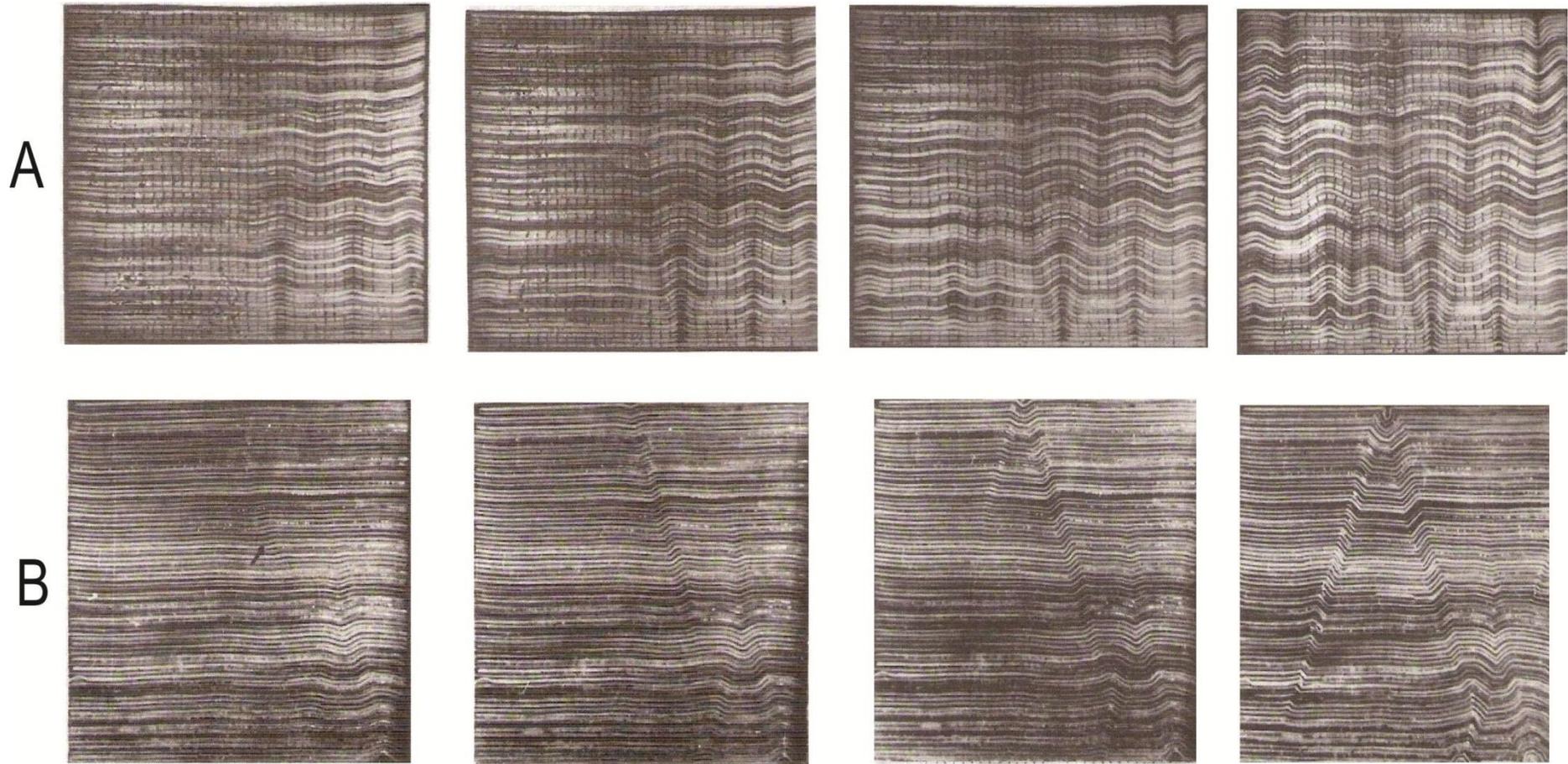


圖 2.6 Honea and Johnson(1976)的實驗結果展示圖。(A)層間具有潤滑劑的橡膠複層。(B)僅由橡膠堆疊之複層。
(Honea and Johnson, 1976)

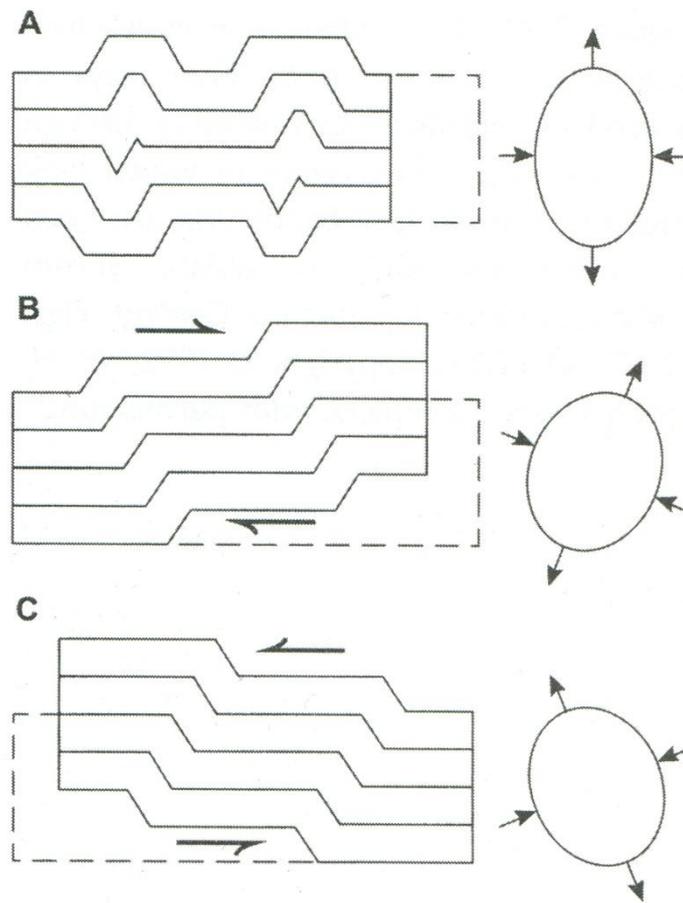


圖 2.7 單斜急折褶皺受剪應力示意圖。沿劈理面滑動方向與急折帶傾斜方向相反。(Davis et al., 2011)

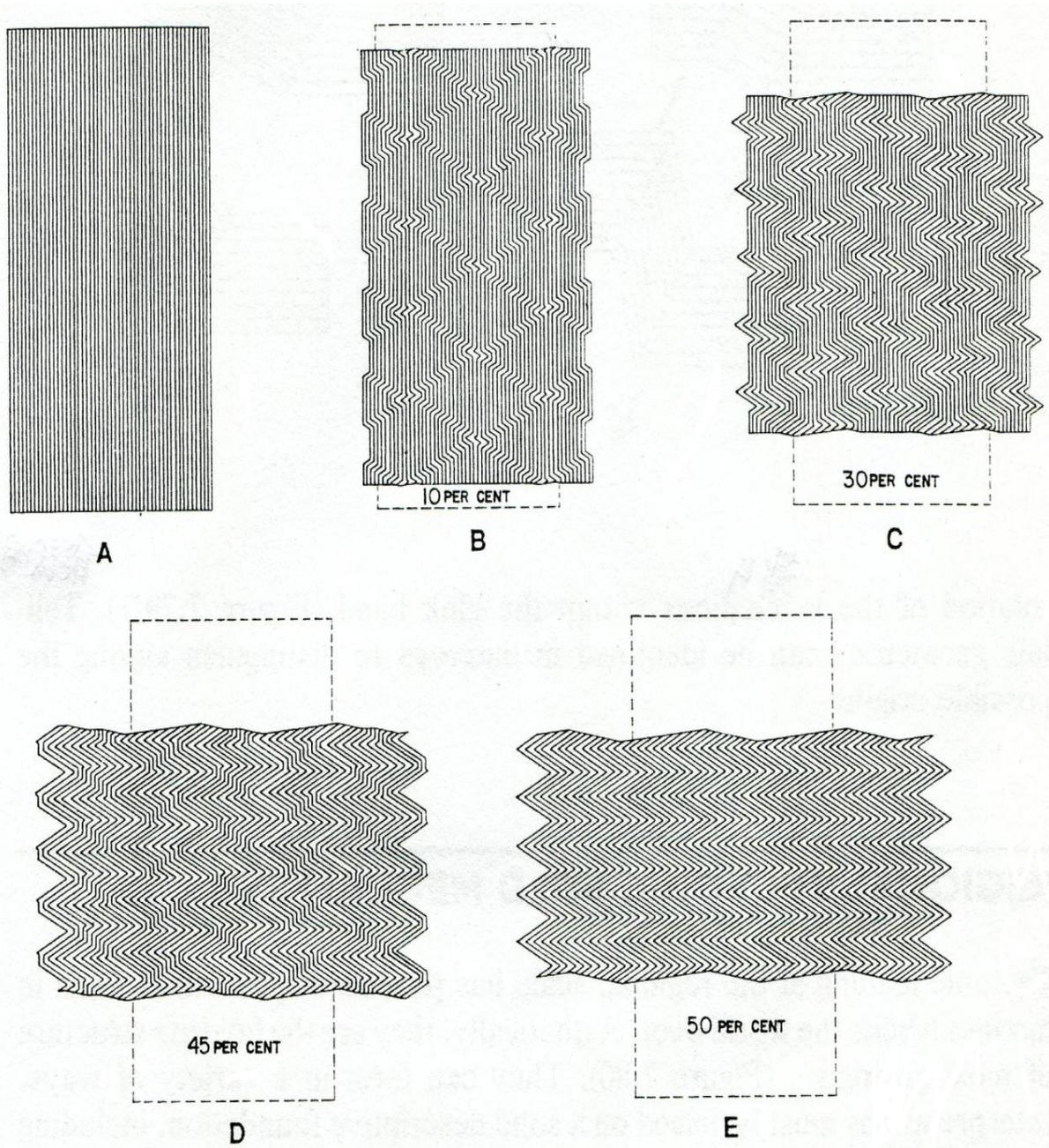


圖 2.8 Paterson and Weiss (1966)急折帶變形演化過程的理想模型。

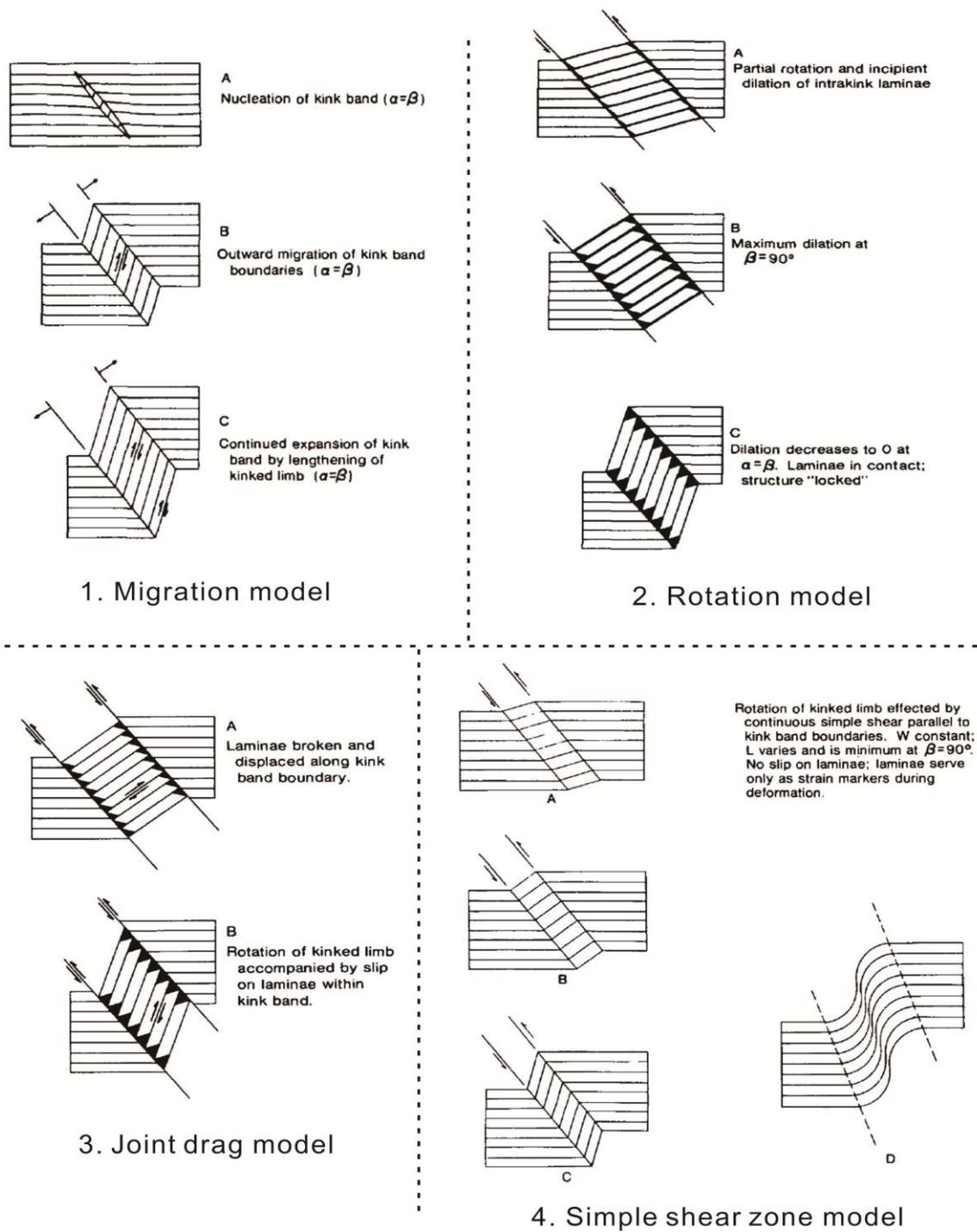


圖 2.9 Verbeek(1978)所整理出急折帶變形的理想模型。(修改自 Verbeek, 1978)

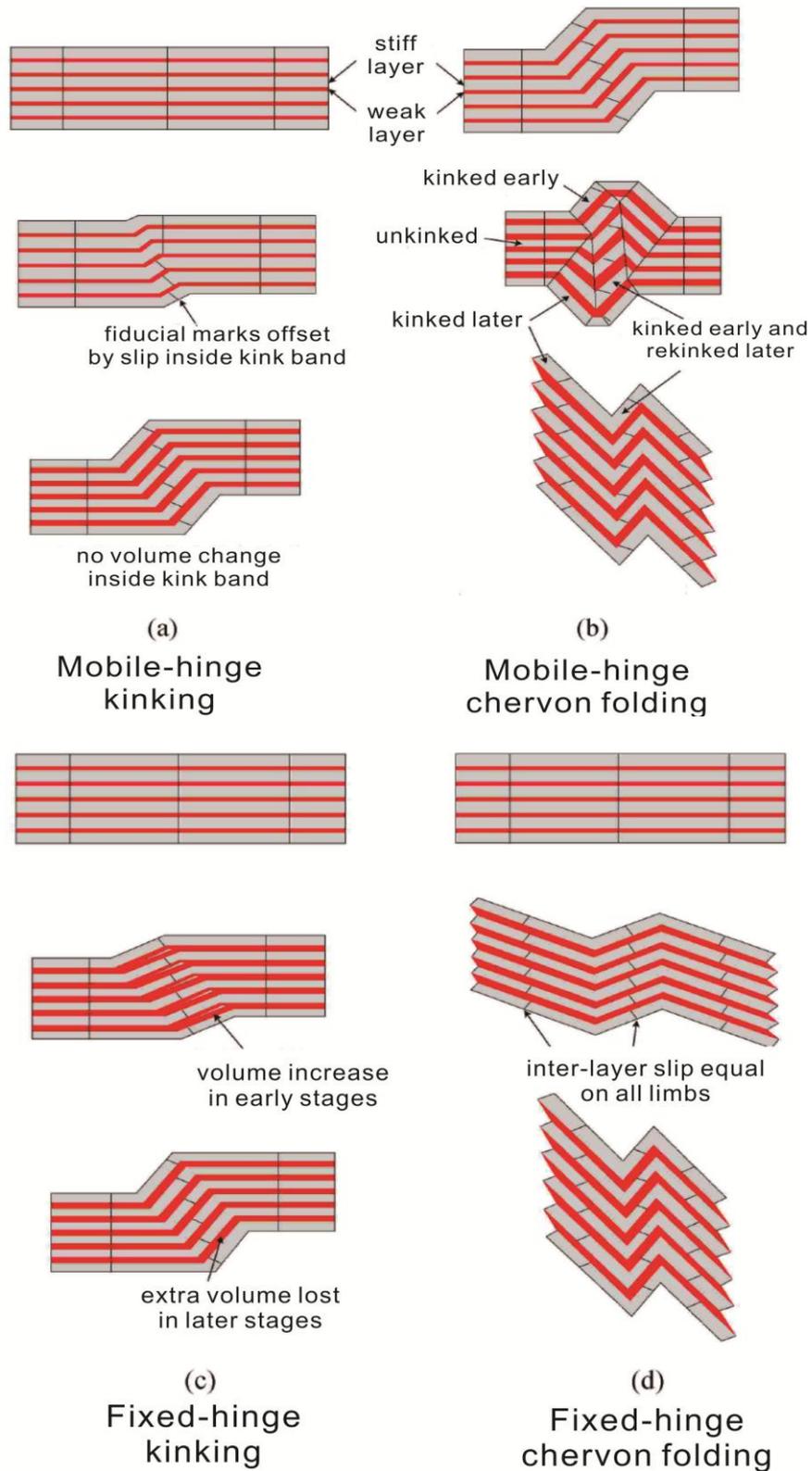


圖 2.10 Stewart and Alvarez (1991)所整理出急折帶變形的理想模型。(修改自Stewart and Alvarez, 1991; 張波等人, 2010)

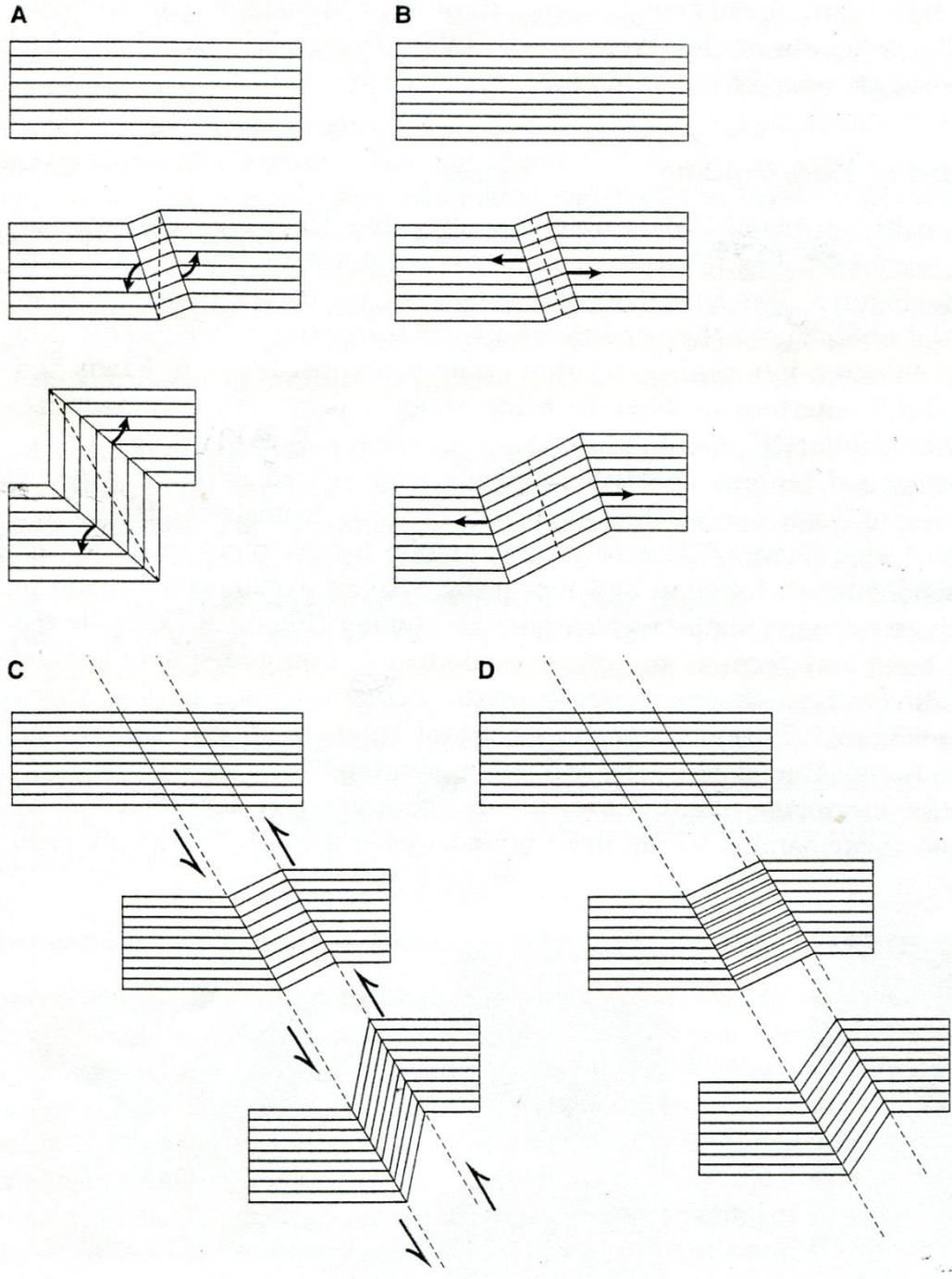


圖 2.11 Twiss and Moores (1992)所整理出急折帶變形的理想模型。

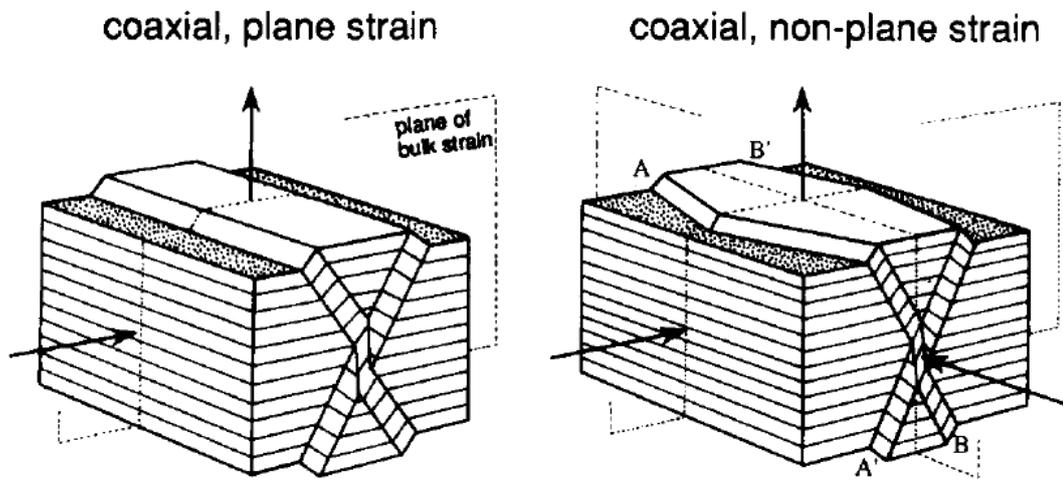


圖 2.12 急折褶皺三維變形圖。(a)在主應力與主增量應變軸對稱情況下，在共軸平面應變變形過程中，共軛擠壓急折褶皺的發育。(b)共軸非平面應變變形中共軛急折褶皺的發育。(Kirschner and Teixell, 1996)。

第三章 研究方法及原理

本研究以邊界元素數值模擬方法 (boundary element numerical method) 模擬急折褶皺，所使用的程式修改自黃文正與凱強生(2010)對於斷層居中型褶皺的程式。相較於有限元素法，邊界元素法對於本研究之模擬相較容易，且更有效率，因為邊界元素法僅需對層面分立化 (discretized)，不似有限元素法須對整個模型介質分立化。

3.1 基本原理

本研究藉由在全空間介質 (full space) 的邊界元素模型中嵌入有限長的彈性力學複層 (multilayer)，模擬急折褶皺並討論可能所需的形成條件，圖 3.1 為示意基本的模型及其邊界條件。所謂的全空間，亦即彈性介質 (medium) 可向四面八方無限延伸，類似將力學複層放置在四周皆遠離自由面的位置。Ghosh (1968) 實驗的環境設定與本實驗之設定相似。一般對於地質學而言，自由面代表為地表面。本研究以具有許多層面的彈性力學複層，模擬真實岩層中存在的不連續面 (discontinuities)，不連續面的種類，按成因分類，有原生不連續面及次生不連續面兩大類型。前者如層面、葉理面、不整合面、冷縮節理、軟弱夾層等；後者如節理、斷層、劈理、解壓節理等。在模擬過程與文章敘述中，則以 (複層) 層面表示真實岩層中存在的不連續面。在此利用有限長的彈性力學複層存在於均質的彈性介質中，必須給予複層層面一初始波形，當作誘發褶皺的因子，才可在彈性力學複層受力壓縮時形成褶皺。複層層面遵守庫倫摩擦準則 (Coulomb friction criterion)，如圖 3.2，亦即 $|\tau| \leq \mu\sigma_n + C$ ，不等式中 τ 為剪應力 (shear stress)， μ 為摩擦係數 (coefficient of friction)， σ_n 為正向應力 (壓縮為正) 及 C 為凝聚力 (cohesion)，若當 $|\tau| = \mu\sigma_n + C$ ，此時 τ 為複層層面上的剪力強度 (shear strength)。

在模擬的過程中，整體的彈性介質同時受一平行層面方向的遠場壓縮應變增量 (increment)，且層面擁有一初始波形，令層面上某些部份的剪牽引力 (shear traction) 超出剪力強度時，層面相互間產生滑動，以釋放超出的應力，使層面遵守庫倫摩擦準則。若層面為水平，即平行於平行壓縮應力，在此情況下，無剪牽引力作用於層面上。

在本研究中，藉由邊界元素法透過線彈性理論 (linear elastic theory)，累加複層於每次少量的遠場壓縮應變 (far-field compressive strain) 下所造成的小變形，以求得在大縮短量下能足夠精準的大變形。在本研究的模型運算過程中，每次施予的遠場縮短應變增量 $\varepsilon_{xx}^{\infty}$ 為 0.02 或更小。0.02 的應變量為線彈性理論許可值的二十倍大。於附錄 A 中，驗證以此量為模型運算中的遠場應變增量所得結果，並未造成與用更小的增量所得的結果有可察覺之差異，這證明了 0.02 的縮短應變增量並沒對模型造成限制，且提升了模擬的效率，增量累積總量則以縮短量稱之。並利用 Crouch and Starfield (1983) 所發展的位移不連續法 (displacement discontinuity method) 將層面分立化 (discretized)，藉此讓層面變成由許多等長的短元素 (element) 所組成，分立化之模擬結果較符合實際褶皺形成之情形。同時設定這些元素無橫跨元素的正向錯距，無正向錯距的設定避免元素的兩面開離或其兩側的介質相互重疊。接著再計算每個元素的受力狀態與應變情形。在此利用 Okada (1985) 提出的方法，算出層面上各個元素滑動時，造成模型中其他元素產生的正、剪應力與滑移量。

3.2 參數之效應

首先說明參數設定的意義及模型參數做合理的限制，以避免產生非本研究所要討論的結果，並有助於更迅速的了解和推斷解釋模型運算後的結果與其所蘊含的物理意義。

本研究之模擬結果展示圖中，彈性介質之楊氏係數 E 為 10GPa 和泊松比 ν 為 0.25 ，這兩個材料參數不會影響急折褶皺的形成，就如同前人利用不同材料，如：橡膠、黏土和真實岩石的板岩或千枚岩，施作實驗形成急折褶皺，而這些具有不同 E 與 ν 的材料，皆可在實驗後形成急折褶皺，這也說明了此兩參數不為形成急折褶皺的主要控制參數，本研究中主要以楊氏係數與泊松比將遠場給予彈性介質的應變量轉變成應力，再加以討論。每次的載荷增量最大為 0.02 的遠場水平壓縮應變 $\varepsilon_{xx}^{\infty}$ ，累積總量則以縮短量稱之。結果展示圖中的橫、縱座標皆以初始波長作為長度的表示，以及展示圖之水平縮短量為 35.9% ，此為經過 22 次遠場水平壓縮應變之後的結果，其可利用公式 $(1 - (\varepsilon_{xx}^{\infty})^{n_{step}}) \times 100\% = \text{縮短量}$ ， n_{step} 為經過 n 次遠場水平壓縮應變的次數。

3.2.1 力學複層與被動標誌層之差異

力學複層與被動標誌層的差異，在於層與層之間是否具有滑動性，如圖 3.2(A)與(B)。在外力作用下，若超過力學複層層間之阻抗，則層間可相對滑動，與褶皺形成機制中所提的曲滑褶皺作用 (flexural folding) 類似。對於被動標誌層，其層間之層面完全束縛，層與層無法相對滑動。在圖 3.2(A)與(B)中，可以明顯且輕易地察覺兩者之間褶皺振幅 A 的不同，力學複層(圖 3.2(B))的褶皺振幅隨縮短量增長的幅度，比被動標誌層(圖 3.2(A))的明顯許多。此外，將圖 3.2(B)之力學複層設定為無阻抗 (可自由滑動)，為了清楚地表示力學複層與被動標誌層的不同。

3.2.2 層面數 (n_i)

力學複層之層面數 n_i 設定多寡分為兩部分說明：單層厚度相同之層面數多寡、力學複層總厚度固定之層面數多寡。力學單層厚度相同時，若層面數過少，層面滑動所造成的效應較小，使模擬結果不易出現急折褶皺，

而層面數太多會造成程式運算時間過於冗長，層面數多寡亦會造成褶皺振幅的不同，本研究中以設定層面數數量將力學複層分層，如設定層面數 n_i 為 16，則力學複層則被分成 15 層。圖 3.2(B)與(C)所示，在其他參數條件相同的情況下，僅改變層面數之多寡，可看到層面數 n_i 為 16 (圖 3.2(B)) 其褶皺振幅較 8 層的大 (圖 3.2 (C))，約為 2 倍之差。

考慮力學複層單層的厚度差異 (圖 3.3)，將力學複層總厚度固定，以不同層面數進行模擬，層面數越多，則單層厚度越小，圖中顯示褶皺振幅隨層面數增大而變大。由圖 3.4(A)中可發現在層面數 n_i 小於 15 的情況下，振幅急劇變化，若層面數 n_i 為 15，其平均振幅達初始振幅的 5 倍，層面數繼續增加，振幅變化趨緩。故在本研究中力學複層層面數 n_i 大多以 16 層為基準去施作模擬。力學複層之單層厚度以初始波形之波長的 0.02 倍為設定標準，若單層厚度過薄，必須將層面分割成更小的元素才能得到相同結果，如此以來，會增加模擬時間且必須考慮電腦是否具備足以應付龐大計算量的設備。

此外，圖 3.4(A)亦展示出在不同縮短量時，層面數對於褶皺振幅變化。若層面數 n_i 以 16 層為基準，縮短量為 10%和 20%其褶皺振幅僅分別為初始振幅的 1.25 倍和 2 倍，而縮短量為 35.9% 卻具有 5 倍褶皺振幅增長，肉眼較容易觀察出褶皺形貌之變化，因此本研究結果展示圖之水平縮短量為 35.9%。

3.2.3 摩擦強度 (frictional strength)

Honea and Johnson (1976) 利用層間有無潤滑劑的橡膠複層所做的實驗，可知橡膠複層的摩擦強度會影響褶皺的形貌，故不連續面之摩擦強度為本篇研究中參數設定的重點之一。不連續面之摩擦強度通常以摩擦係數 μ 與摩擦角來表示。摩擦係數 μ 即為正向力 N 與最大靜摩擦力 f 的比值，亦即 $f = \mu N$ ，而摩擦角 φ 則是正向力和最大靜摩擦力的合力 F_R 與正向力 N 的交角，且摩

擦角的正切值等同於摩擦係數，亦即 $\tan \varphi = \mu = \frac{f}{N}$ ，如圖 3.5 所表示。在本研究中，則採用摩擦角 φ 來表示不連續面之摩擦強度。一般而言，摩擦係數小於 1，即摩擦角小於 45° ，亦有例外，如鋁與鋁接觸，其值大於 1，此代表摩擦力比正向力大。

Byerlee (1978) 整理許多工程或地質方面的文獻中，對於各個完整岩石 (intact rock) 剪力強度在不同圍壓 (正向應力) 下的實驗結果，將其作成圖表，如圖 3.6 和圖 3.7 所示。在正向應力較小 (σ_n 小於 50 *b*(巴, *bars*)，圖 3.6) 的情況中，實驗求得岩石的摩擦係數分布廣泛，介於 0.3 到 10 之間，其原因歸因於岩石本身固有的不連續面上粗糙度 (roughness) 的關係，由此可知，正向應力小於情況下，表面粗糙度對岩石之摩擦係數有相當大的影響。在正向應力居中 (σ_n 介於 50 *b* 到 1 *kb*，圖 3.7) 的情況中，不連續面上粗糙度對於實驗結果中的摩擦係數之影響較小，摩擦係數的分布集中且趨於線性，並可做一條回歸線，其公式為 $\tau = 0.85\sigma_n$ 。最後，將正向應力再提高至 17*kb* (千巴) 時 (圖 3.8)，其回歸線斜率有所變化，而趨近為 $\tau = 0.5 + 0.6\sigma_n$ ，而式子中的常數項則代表岩石本身的凝聚強度 (cohesive strength)。作者在文章最後定義出在不同圍壓下，其正向應力與剪應力之關係式 (剪力強度)，當 $\sigma_n < 2kb$ 時，為 $\tau = 0.85\sigma_n$ ；當 $2kb < \sigma_n < 20kb$ 時，其公式則為 $\tau = 0.5 + 0.6\sigma_n$ 。由 Byerlee 所得到的公式與庫倫摩擦準則中可以了解，各種完整岩石在不同的圍壓情況下，其摩擦係數 μ 大多應介在 0.6 到 0.85 之間，也就是摩擦角 φ 介於 30° 到 40° 。本研究之重點—急折褶皺常於劈理面發達的變質岩中形成，如：板岩和千枚岩，或是呈層狀的沉積岩中形成，這些岩石種類所具有的摩擦強度應小於完整岩體。

Kulhawy (1975) 曾經針對各種岩石的剪力強度進行整理，將剪力強度相關參數 (摩擦角與凝聚力等) 依照不同岩性做分類 (表 3.1)，他指出葉理狀變質岩的摩擦角介於 15.0° 到 47.6° ；碎屑沉積岩的摩擦角則介於 7.5° 到

55.5°，上述兩種岩性為最有可能出現急折褶皺的岩性，而各岩性之平均值則如表 3.1 所示。

對於摩擦角（摩擦強度）與褶皺形貌之關係，如圖 3.9 所示。在層面數 n_i 為 16 層與縮短量為 35.9% 的情況下，由於摩擦角不同之差異，其褶皺波形由較為圓滑的波浪狀波形變成較具有明顯轉折的急折波形。又發現當摩擦角越大時，其層面傾斜（即非水平的層面）的區塊越小，是因為剪應力在傾斜角度較小的層面上，無法超越其層面所增加的剪力強度產生滑動，而造成的傾斜區塊變小。

3.2.4 凝聚強度 (cohesive strength)

由上一小節可知，摩擦係數 μ 為正向力 N 與最大靜摩擦力 f 的比值，但卻不完全相同為正向應力 σ_n 與剪應力 τ 的比值，這就是因為試體本身具有凝聚強度所致。

當剪力作用在一個不具有正向應力 σ_n 的土壤或岩石試體時，往往在受剪的變形過程中扮隨著一些抵抗變形的力，而這些力在除以單位面積後，稱為凝聚力，通常以壓力單位帕斯卡 (pascals, $Pa = N/m^2$) 或以巴 (bars, b) 來定義之， 10^5 帕斯卡等於 1 巴。在自然界土壤中，凝聚力來自於粉砂與黏土微粒之間的靜電鍵結 (electrostatic bonds)，岩石具有凝聚力就如同變質岩中葉理面並不與斷層面和節理面相同，葉理面兩側其礦物微粒為緊密排列並無縫隙，雖然具有葉理的岩石大多會沿著葉理面破壞，但需受到大於其本身凝聚強度之應力作用才會破壞。一般而言，岩石相較於土壤具有較大的凝聚強度，土壤凝聚力大約為幾千帕 (KPa)，岩石凝聚力則以百萬帕 (MPa) 作表示。Lundborg (1966) 指出一般完整岩石的凝聚力約為 10 到 100 MPa，而 Johnson (1970) 指出岩石之楊氏係數略為 10GPa，兩係數比值 (C/E) 約為 0.001 到 0.01 之間。本研究在設定凝聚力（凝聚強度）大小時，以凝聚力與楊氏係數的比值設定，使凝聚強度無因次量 (Dimensionless

quantity)，以下討論皆以 C/E 表示凝聚強度的大小。Kulhawy (1975)也針對各種岩石的剪力強度的整理中指出各岩性之凝聚力與楊氏係數的範圍，如表 3.1 所示，而形成急折褶皺的主要岩性為具葉理面的變質岩，其平均凝聚力 C 分別為 $45.7 MPa$ ，楊氏係數 E 分別為 $47.0 GPa$ ，其比值 (C/E) 皆小於 0.01。

模型計算過程中，層面皆遵守庫倫摩擦準則，亦即 $|\tau| \leq \mu\sigma_n + C$ ，由此公式可知，影響層面剪力強度 τ 的三大條件為摩擦係數 μ (摩擦角 φ)、正應力 σ_n 和凝聚力 C 。圖 3.10 中則表示，在層面光滑不具有摩擦力 (摩擦角為 0°) 的情況下，僅設定凝聚力大小的結果此時凝聚力也就等於層面的剪力強度，凝聚力太小，層面則容易滑動而形成圓滑的褶皺形貌。適合的凝聚力大小必須與正應力大小尺度相近，才能將褶皺形貌改變。將 0.02 的遠場水平壓縮應變增量 ε_{xx}^∞ ，利用 $\sigma_{xi}^\infty = \varepsilon_{xx}^\infty \frac{E}{1-\nu^2}$ 且代入 E 為 $10^{10} N/m^2$ 和 ν 為 0.25，再換算得到應力值，其值大小約為 $2.133 \times 10^8 N/m^2 (Pa = N/m^2)$ ，但因為水平應力無法在水平面產生剪應力，必須使層面傾斜才會有剪切分量，在與水平面交角 45° 時，具有最大剪應力約為 $1.5 kb$ ，故在凝聚力接近 $1 kb$ ($100MPa$)，也就是本研究設定的單位 (凝聚力與楊氏係數的比值 (C/E)) 為 0.01 時，使層面滑動區域減少而明顯的改變褶皺形貌為急折褶皺，同時摩擦角對於褶皺形貌的影響較凝聚力小。

3.2.5 初始應力之比 (R_σ^0)

初始應力之比意即初始平行層面的應力 (σ_{xi}^∞) 與初始垂直層面的應力 (σ_{zi}^∞) 之間的比值，在本研究中以 R_σ^0 稱之，而此比值限制在於 0 到 1 之間，換言之，初始垂直應力最小等於零；最大等於初始平行應力。用意在於模擬圍壓對於真實岩層形成褶皺時的影響。在模擬程式設定中，必須給予力學彈性複層一初始波形，使複層在受遠場縮短應變時，產生褶皺並觀察褶皺形貌的變化。在第一次受到遠場縮短應變增量時，會考慮到因應變增量

所造成的初始平行應力與圍壓所造成的初始垂直應力，在層面上所造成的正應力與剪應力對於初始波形的影響，也因為圍壓固定的關係，在往後施予遠場縮短應變增量時，僅考慮因應變增量所增加的平行應力對層面上正應力與剪應力的影響。

當初始應力之比小於 1 時 ($R_o^0 < 1$)，圖 3.11 所示，其莫耳圓亦可表示具有初始波形的層面上其正牽引力與剪牽引力之大小。若總剪牽引力超過層面的剪力強度時，必會隨總剪牽引力方向滑動。當 R_o^0 接近 1 時，莫耳圓會變小，而在層面上的正牽引力變大，剪牽引力變小，而層間滑動的部分也會減少。亦可利用向量分解的方法解釋，如果層面與最大主應力夾 45° 時，先將初始垂直應力在層面分成水平與垂直層面的分量，其水平分量與平行應力之水平分量，方向相反，故層面上的剪牽引力會變小。由此二方法可知，當垂直應力增加（比值變大）時，而在層面上的總剪牽引力會減少，但層面滑動方向不變，最終令初始波形之振幅變小。

圖 3.12 則為初始應力之比 (R_o^0) 不同之差異，對照圖 3.10 之褶皺波形變化及傾斜滑移區塊的減少，十分相似，但其原因卻不同，圖 3.12 中摩擦角設定為 10° ，在不同的 R_o^0 中，褶皺形貌的變化較明顯，由此為例。因為當 R_o^0 越大時，正應力隨著初始垂直應力增加而增加，而總剪應力減少，使其無法超越層面之剪力強度產生滑動，而造成的滑移區塊變小，使褶皺形貌近似急折褶皺。由此可了解到初始垂直方向應力大小對於急折褶皺確實有影響。

表 3.1 各種岩石的凝聚力、摩擦角與楊氏係數。修改自Kulhawy (1975)。

岩性	摩擦角 φ (Degrees)			凝聚力 C (MPa)			楊氏係數 E (GPa)		
	最大值	最小值	平均值	最大值	最小值	平均值	最大值	最小值	平均值
火成岩	56.0	23.8	45.6	176.0	16.5	56.1	99.4	7.8	56.6
葉理狀 變質岩	47.6	15.0	27.3	70.3	14.8	45.7	81.7	5.9	47.0
非葉理狀 變質岩	60.0	25.3	36.6	70.6	0.0	22.9	88.4	35.9	59.6
碎屑 沉積岩	55.5	7.5	29.2	73.1	0.0	31.7	39.2	5.0	19.3
石灰岩	61.0	7.0	35.9	96.0	0.0	26.3	90.0	4.6	47.0
各岩石 之平均			32.0			34.5			43.4

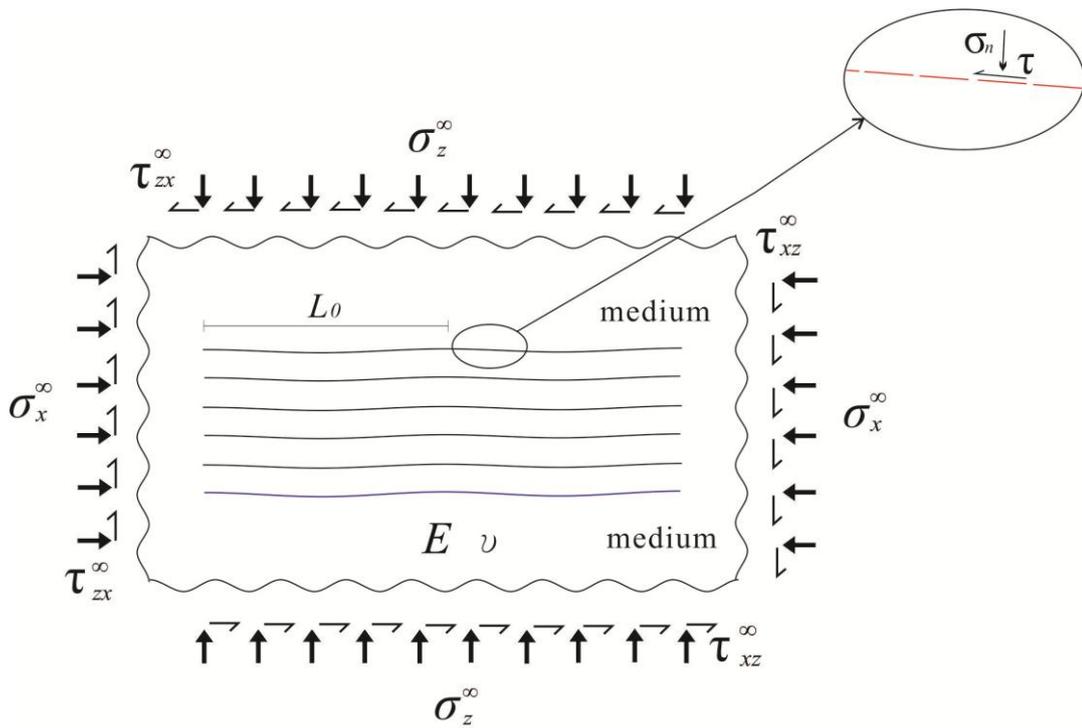


圖 3.1 基本模型及其邊界條件參數之示意圖。 σ_x^∞ 和 σ_z^∞ 為遠場水平與垂直向應力、 τ_{xz}^∞ 與 τ_{zx}^∞ 為遠場剪應力、 L_0 為初始波長、 E 為楊氏係數、 ν 為泊松比、 τ 為剪應力、 σ_n 為正向應力（壓縮為正）及 C 為凝聚力。

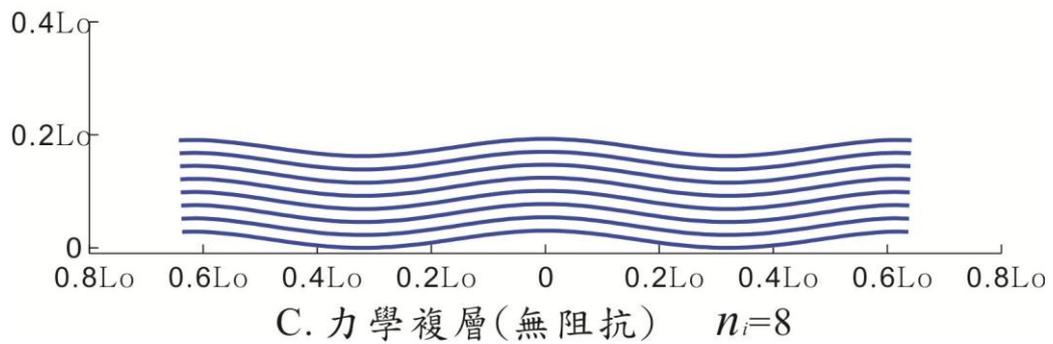
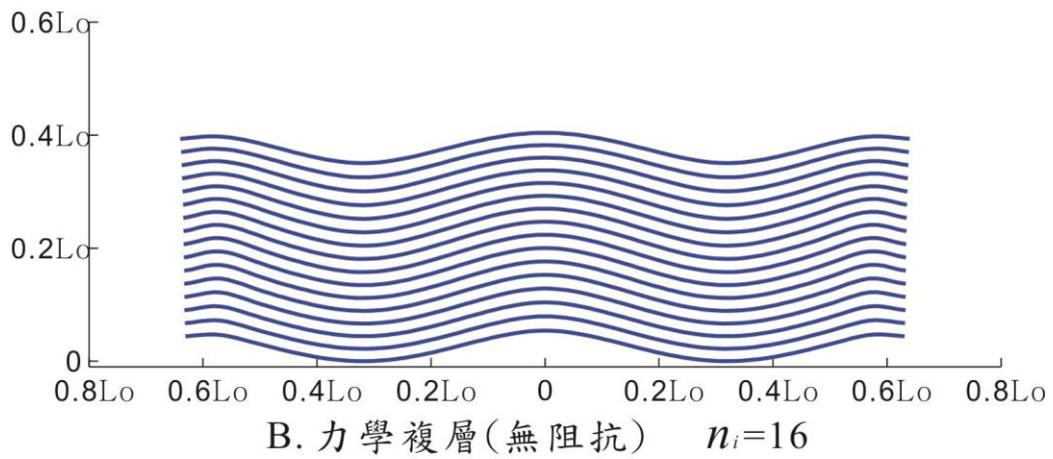
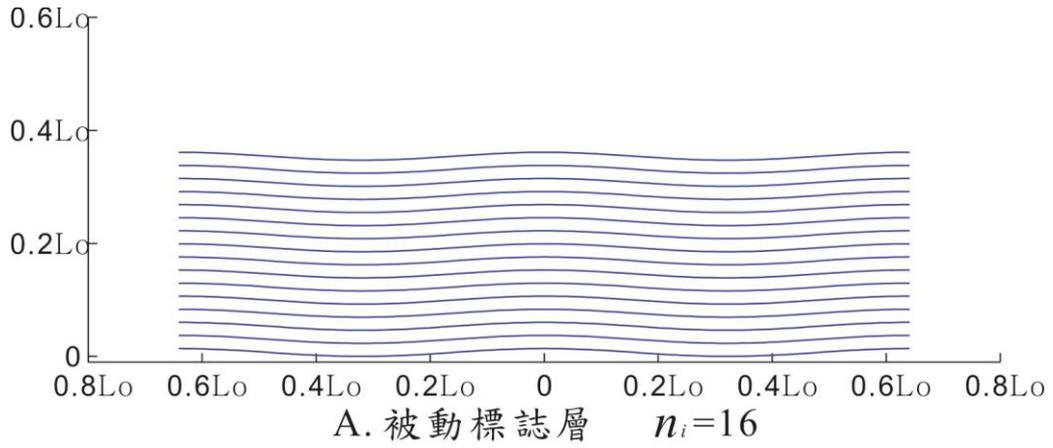


圖 3.2 層面數 n_i 對於力學複層與被動標誌層之結果展示圖。縮短量 =35.9%。無阻抗代表層面上摩擦係數為0。

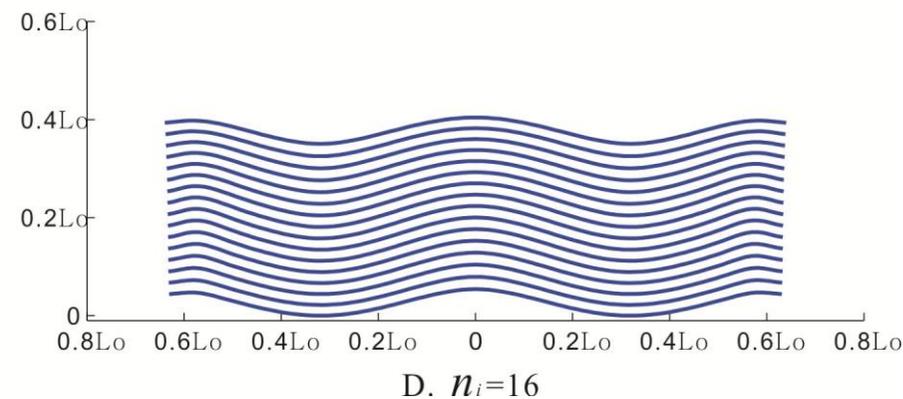
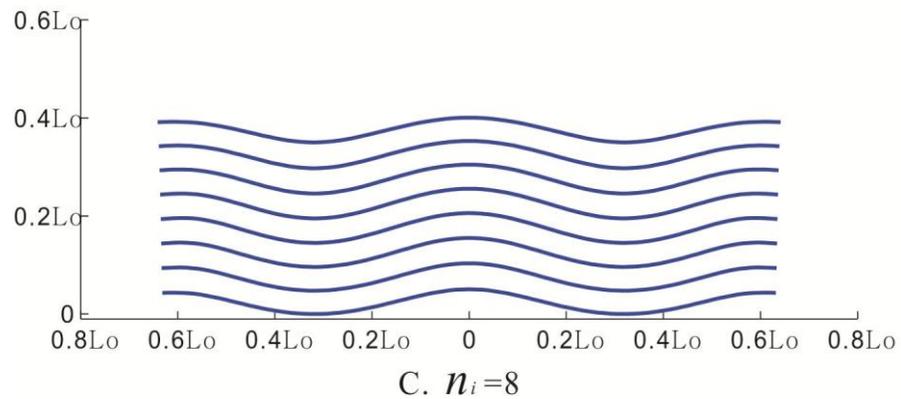
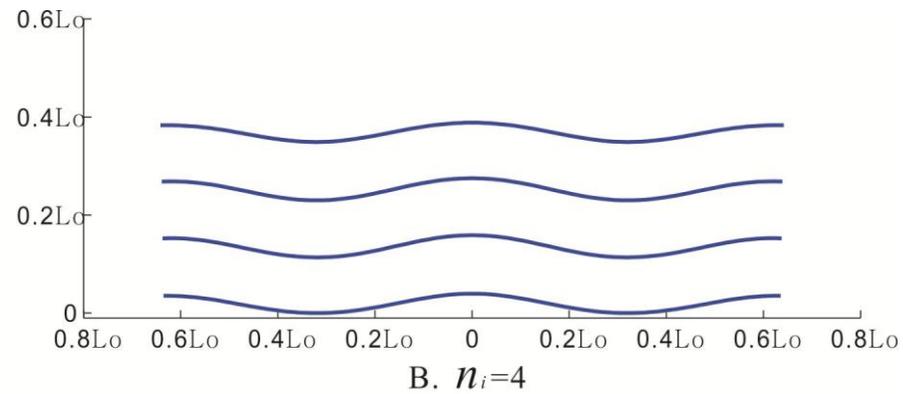
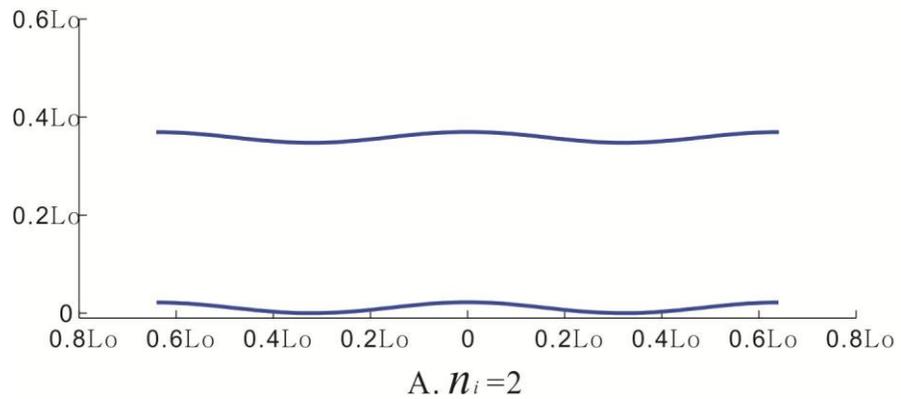


圖 3.3 總厚度相同但層面數 n_i 不同對於褶皺形貌變化之結果展示圖。縮短量=35.9%。

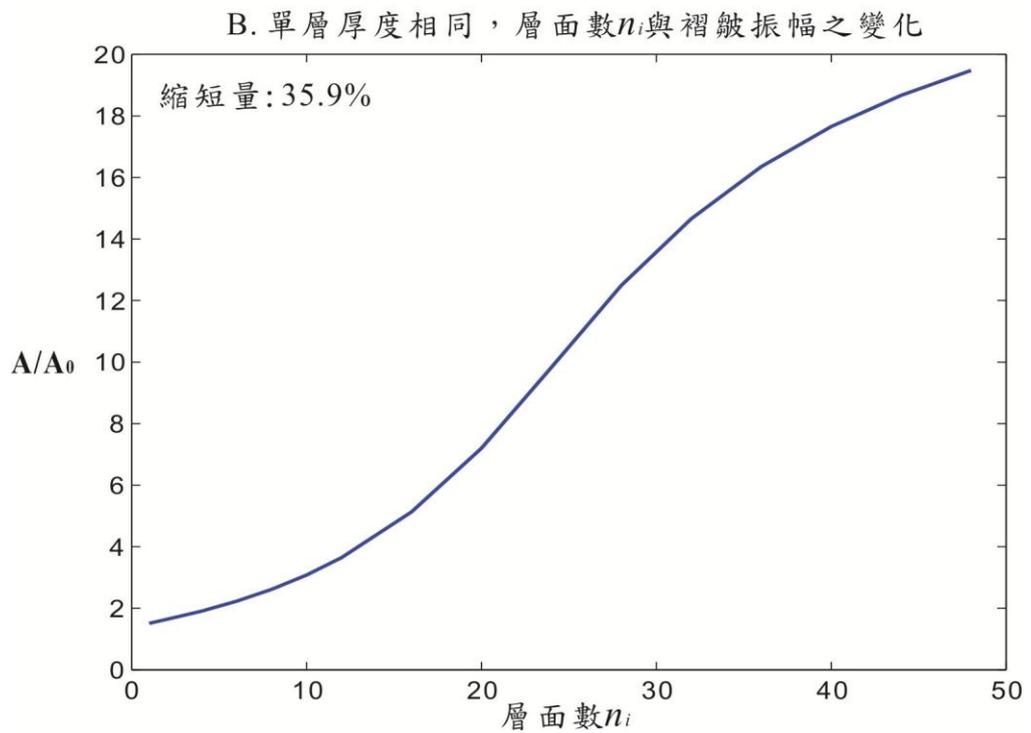
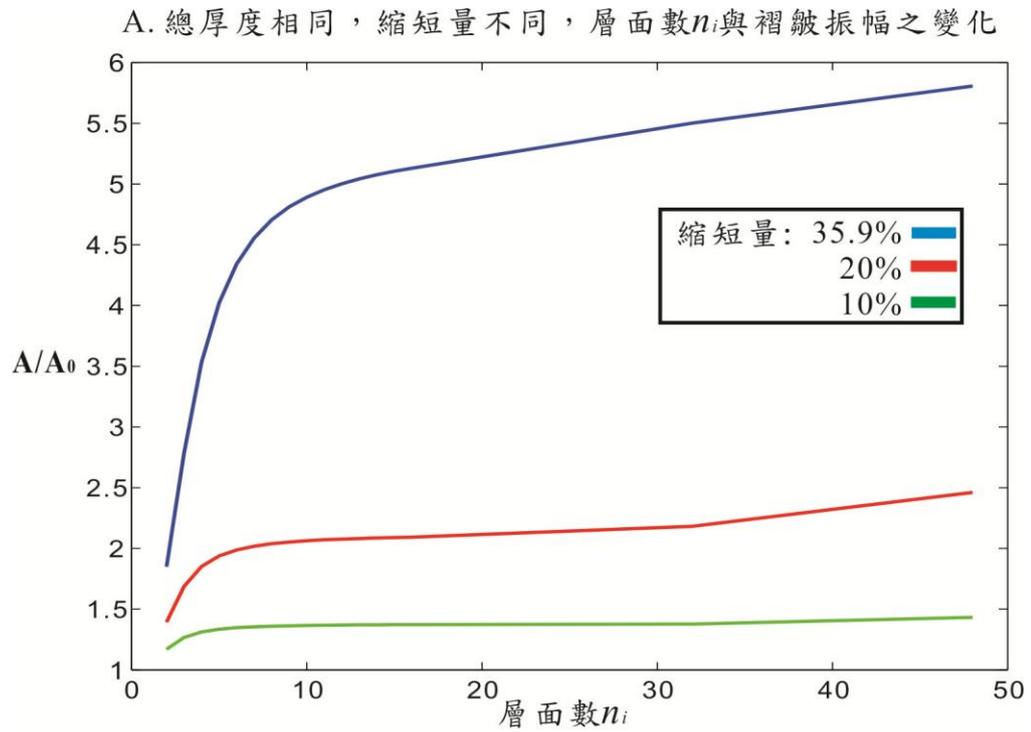


圖 3.4 層面數 n_i 與褶皺振幅之變化關係圖。A圖為力學複層總厚度相同，縮短量不同。B圖為複層中單層厚度相同。

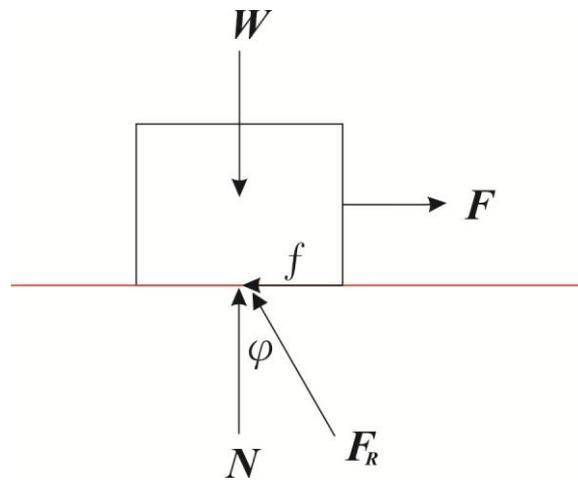


圖 3.5 摩擦角 φ 的定義圖。 F_R 為正向力和最大靜摩擦力的合力、 N 為正向力、 f 為摩擦力、 F 為施予之外力和 W 為物體重。

MAXIMUM FRICTION

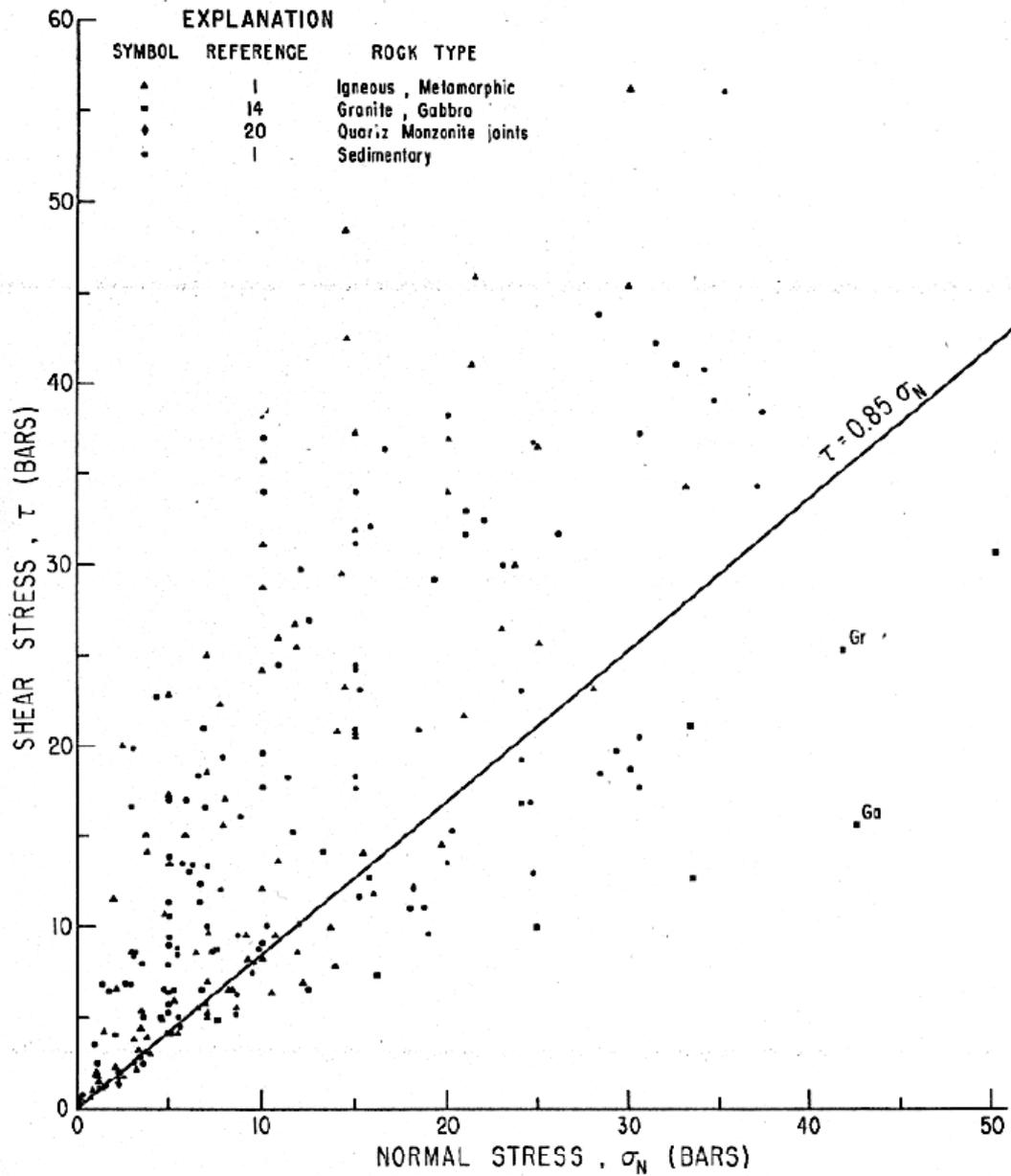


圖 3.6 正向應力小於50bars (=5MPa)的正向應力與剪應力之關係圖。其實驗結果分佈相當凌亂，無法輕易找出其趨勢線，這可能為試體其破裂面之粗糙度不一所致。(Byerlee, 1978)

MAXIMUM FRICTION

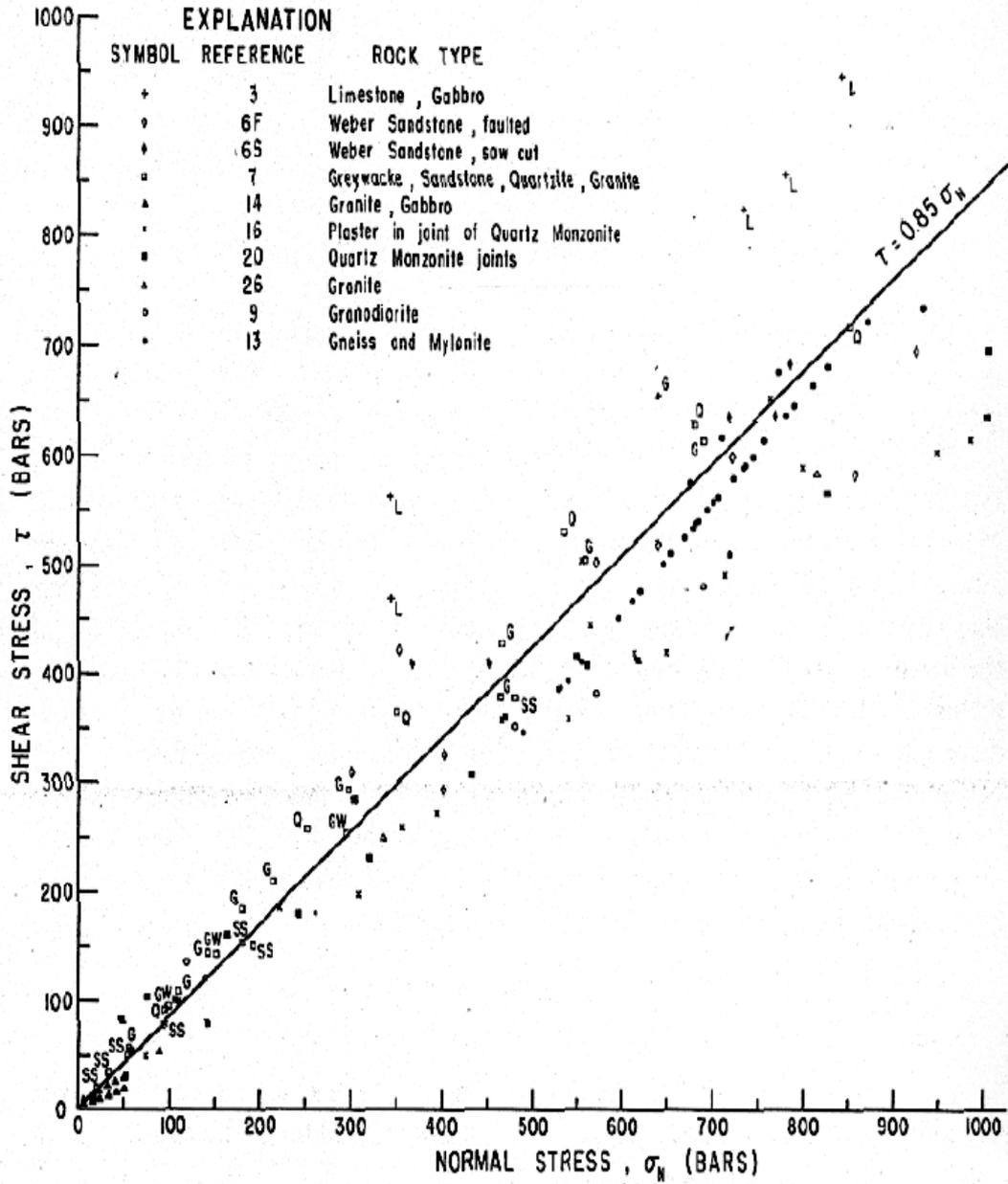


圖 3.7 正向應力小於1kbars (=100MPa)的正向應力與剪應力之關係圖。實驗結果分布趨於線性。(Byerlee, 1978)

MAXIMUM FRICTION

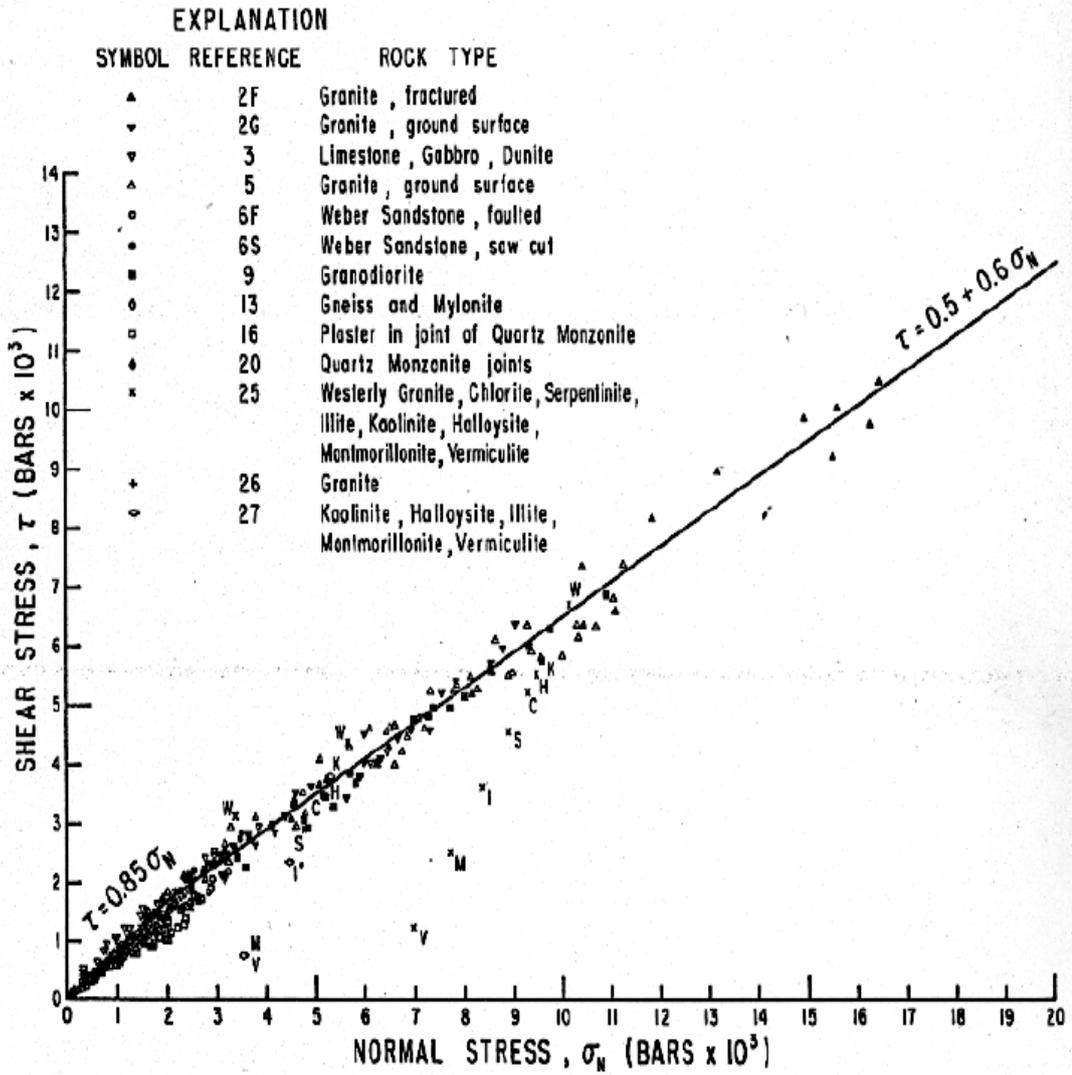


圖 3.8 正向應力小於20kbars (=2000MPa)的正向應力與剪應力之關係圖。其趨勢線分作兩個線段討論。(Byerlee, 1978)

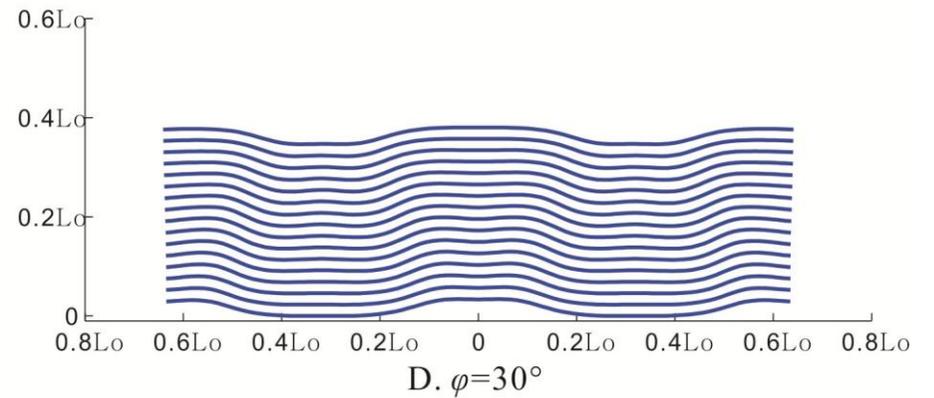
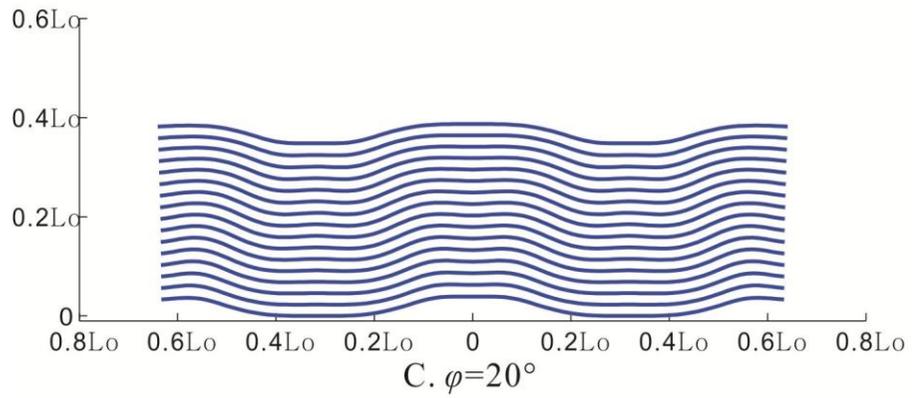
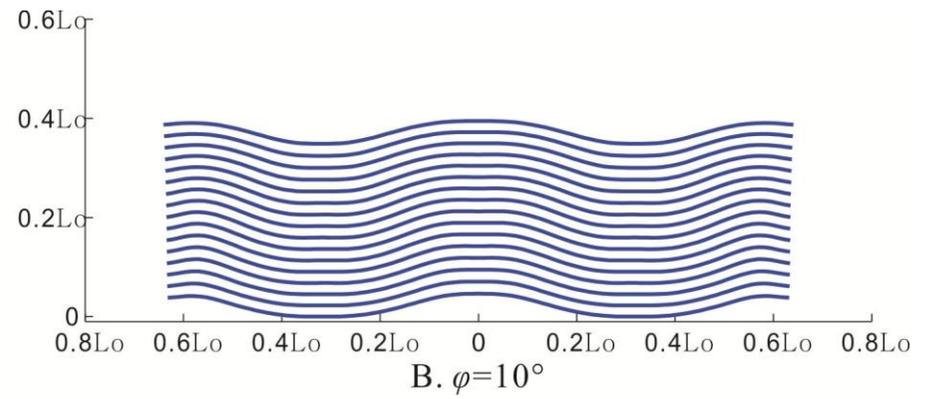
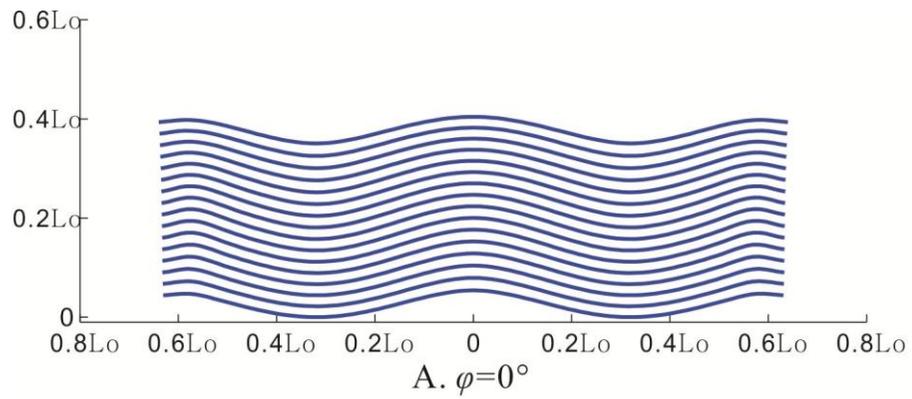


圖 3.9 摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。縮短量=35.9%。

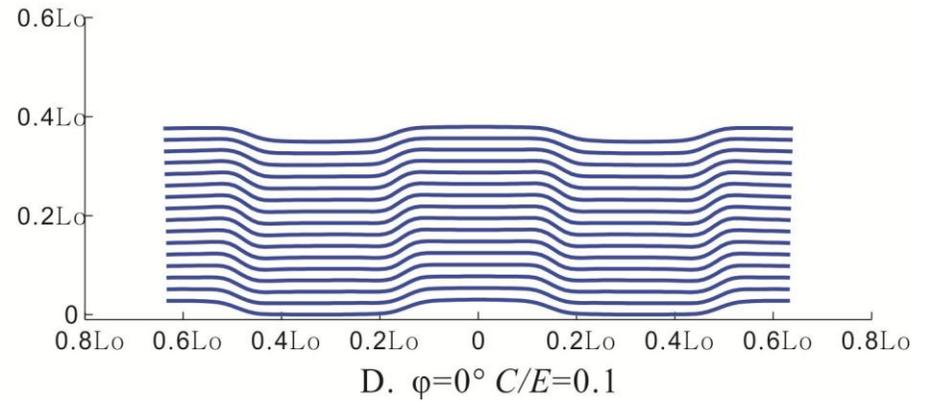
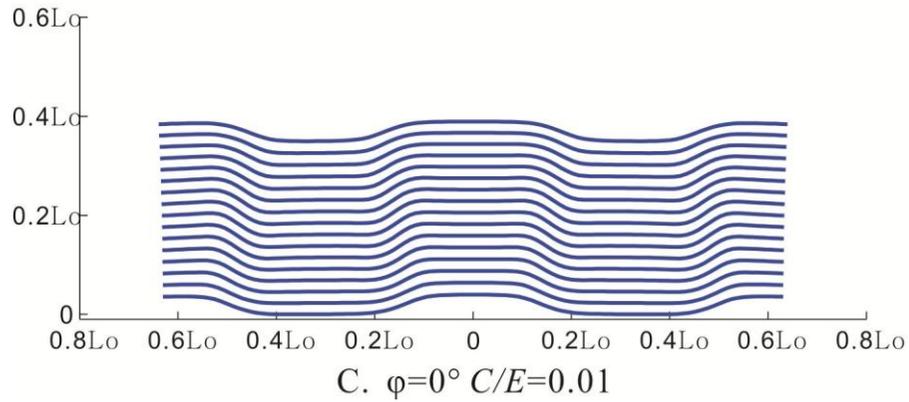
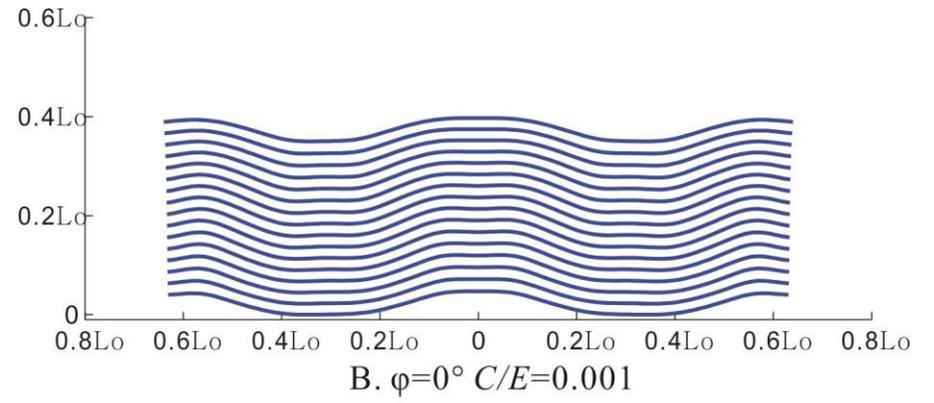
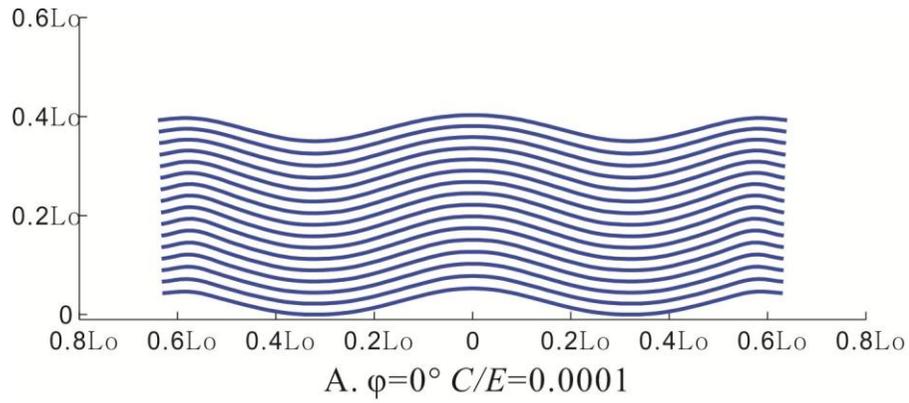


圖 3.10 凝聚力對於褶皺形貌變化之結果展示圖。縮短量=35.9%。

$$\sigma_{zi}^{\infty} < \sigma_{xi}^{\infty}; R_{\sigma}^0 < 1$$

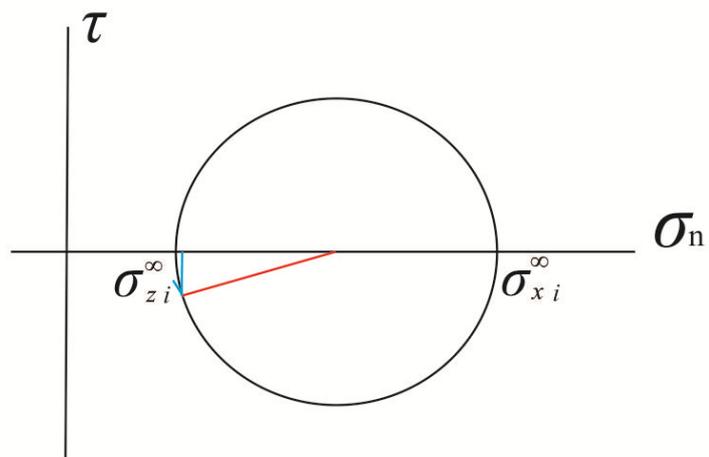
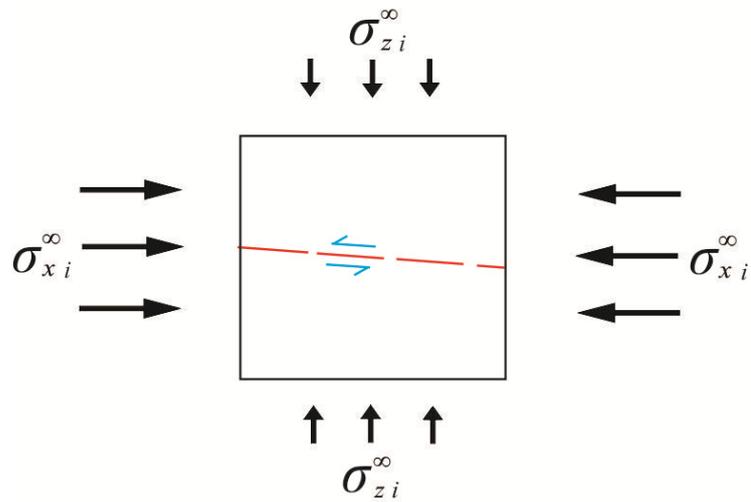


圖 3.11 初始應力之比 R_{σ}^0 小於1之示意圖與莫耳圓。

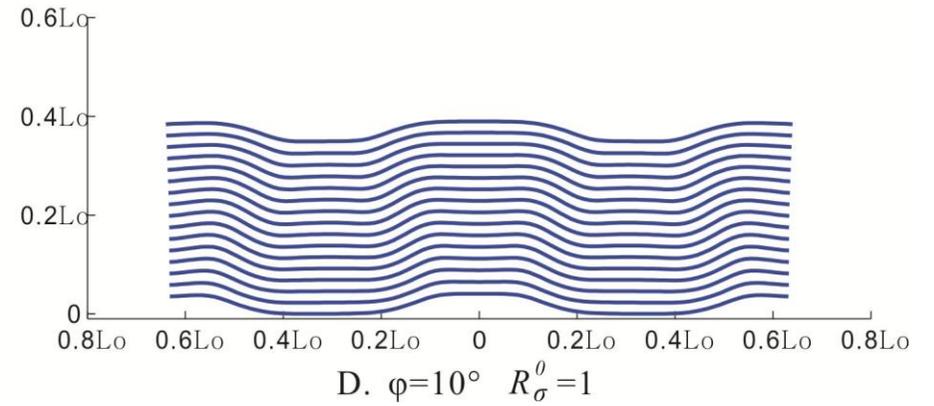
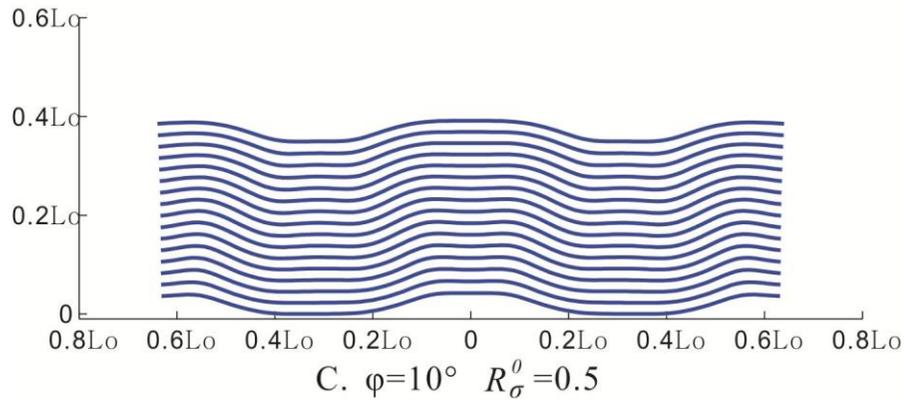
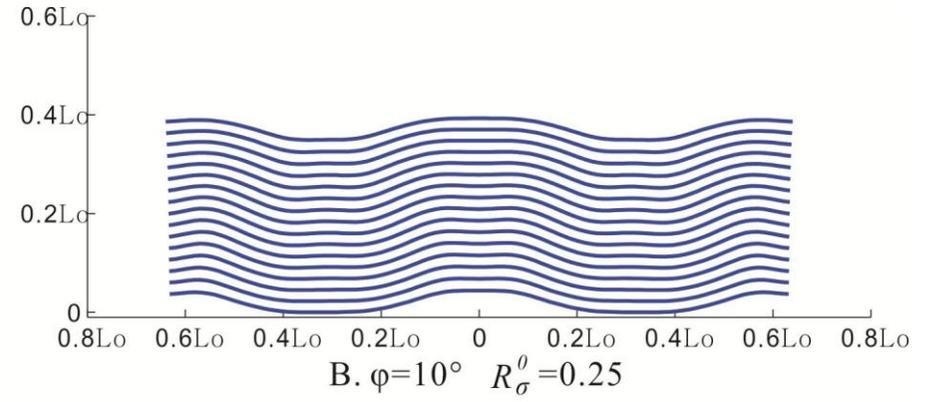
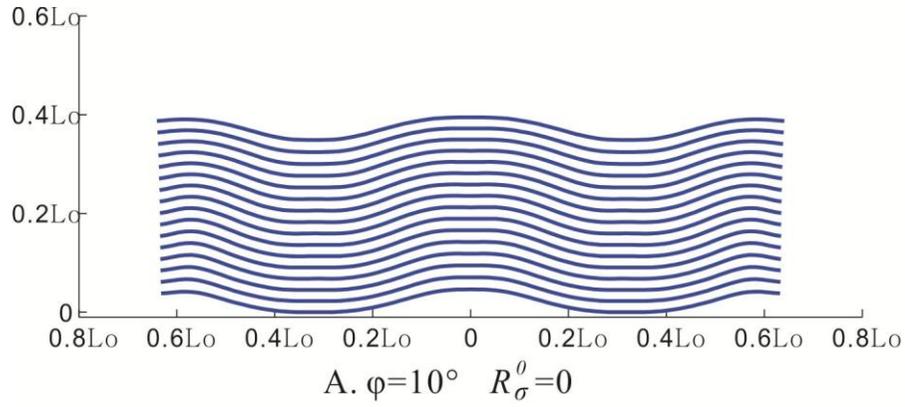


圖 3.12 初始應力之比 (R_σ^0) 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。縮短量=35.9%。

第四章 模擬結果

本章將模擬結果分為兩部分呈現，分別為共軛急折褶皺和單斜急折褶皺，是由於具有層理或葉理的岩石，在受到擠壓形成褶皺時，因為層理或葉理是否與壓縮應力呈水平而有所差異，若為水平則形成共軛急折褶皺；若與壓縮應力間具有不大於 25° 之交角則形成單斜急折褶皺，當此角度大於 25° ，因為層理或葉理面上的剪應力增加，造成層面上可滑動的區域亦增，甚至整個層面皆可滑動。在此環境下岩石的變形行為，以某幾層沿層面方向滑動或是破裂為主，較少形成褶皺(Paterson and Weiss, 1966)。

4.1 共軛急折褶皺 (conjugate kink folds)

由於本研究中所給予的層面總長度為兩倍的初始波長，當整個岩層模型與水平壓縮應力平行時，層面中兩個波形則會有四個與水平面交角最大的點，層面滑動就以這四個小部分開始滑動，此因夾角越大則層面上的正應力越小，剪應力值越大，導致可以看到兩組急折面不同位態的急折帶，如同照鏡子般對稱出現，形成共軛急折褶皺，如圖 4.1 之最右上圖所示。

在第三章，已了解摩擦強度（摩擦角）、凝聚強度（凝聚力）和初始應力之比（ R_0^0 ）個別對於褶皺形貌確實一定的影響。在此節，為了想了解這些參數相互之間對於急折褶皺的形成有何關係，並找出形成急折褶皺所需之參數限制，進行更多的分析工作。首先，圖 4.1 為 R_0^0 和摩擦角對於褶皺形貌變化， R_0^0 越大且摩擦角也越大時，圖中褶皺波形由左下角波浪狀轉變成右上角明顯轉折的急折波形。大致可利用褶皺形貌變化判斷，當摩擦角大於 20° 且 R_0^0 大於 0.5 時，其褶皺形貌為急折波形。而圖 4.2 凝聚力和摩擦角之變化與圖 4.1 相似，當凝聚力與摩擦角增加時，其褶皺形貌從正弦波形變成急折波形。又發現 C/E 大於 0.01 之後，急折帶有細微的變化，如圖 4.3，圖中兩者摩擦角皆為 30° ， C/E 分別為 0.1 和 0.01。凝聚力增加時，急折帶

和水平層面之間夾角 α 則增加，且急折帶（圖中兩相近黑線）寬度減少。雖然可從圖 4.1 和圖 4.2 中觀察到褶皺形貌的改變，但無法由此明確地判斷出形成急折褶皺之參數設定是否準確。

因此，本研究利用另一方法去探討形成急折褶皺參數設定之範圍。從許多對於急折褶皺動力學分析研究中 (Stewart and Alvarez, 1991; Twiss and Moores, 1992; Verbeek, 1978)，了解到當一層狀岩石受到壓縮應力而形成急折褶皺時，其則以層面滑動方式來形變，且層面發生滑動的區域僅在於急折帶內，滑移量只侷限在急折帶內，在其他區域並無滑移量，如圖 4.4 所示。所以做出模擬結果之滑移量圖，如圖 4.5，圖中兩者摩擦角皆為 30° ， C/E 分別為 0.01 和 0.001，本研究之滑移量圖即表示縮短量從 0% 到 35.9% 造成各層之平均滑移量。模擬結果的褶皺形貌（圖 4.5A）兩者皆具有急劇轉折的急折波形，看似都可被認定為急折褶皺，但滑移量圖（圖 4.5B）則否定此論點，從圖中可以明顯看出 C/E 為 0.01 和 0.001 間層面滑動情形的差異，雖兩者皆具有四個峰值，兩正兩反，但其餘部分是否具有微小滑動則為判斷此參數設定之模擬結果是否為急折褶皺的依據。一般岩石的凝聚力與楊氏係數之比 (C/E) 大致就介於 0.001 到 0.01 之間。 C/E 為 0.01 具有較大的凝聚強度，其滑移量圖（圖 4.5B 右圖）顯示滑移量僅侷限在模型原始設定之兩個波形與水平面夾角最大的四個區域，並且兩兩對稱，其餘部分皆無滑移量，此結果如同圖 4.4，因此可判定此模擬結果為急折褶皺。 C/E 為 0.001 雖具有急折褶皺的外表，但滑移圖中顯示除了四個峰值以外，其餘層面幾乎都有滑移量，並不與急折褶皺相符，此情形屬於褶皺形貌改變過程中的"過渡帶 (transition)"。由於本研究的模擬方法設定初始複層層面為一正弦波形，再利用改變層面上的參數，造成褶皺（波形）形貌有所變化，然而無論是褶皺形貌的改變過程，或是總滑移量增加的過程，都為"漸變式"的變化，因此必須給予一界定值，作為判定是否為急折褶皺的基準，本研究規

定以滑移量之微小滑動若大於最大滑動(四大峰值)之 0.05 倍則為過渡帶，若小於則為急折褶皺。微小滑動量意旨除了具有峰值的層面外，其他層面之滑動量。因此，利用層面滑移量圖判定摩擦強度(摩擦角)、凝聚強度(凝聚力)和初始應力之比(R_0^0)參數相互之間對於急折褶皺設定區間之範圍。

圖 4.6 為凝聚力和摩擦角之滑移量圖之比較，可以看到無論摩擦角為 0° 或 30° ，其滑移量圖中的微小滑動皆隨著凝聚強度增強而逐漸減少，但摩擦角為 40° 時，滑移量圖具有 4 個或以上的峰值，與凝聚強度之關係不明，且具有複雜的褶皺形貌，本研究中將其歸類為"複雜褶皺"(complex folds)。當 C/E 為 0.008、摩擦角為 0° 或 30° ，滑移量圖皆顯示滑移量集中在模型原始設定之兩個波形與水平面夾角最大的四個區域，並且兩兩對稱。在其餘的區域並無滑動，屬於典型急折褶皺的滑移量圖，在圖 4.6 及往後的滑移量圖中以紅色線段表示該參數設定之模擬結果屬於急折褶皺之滑移量圖。本研究以 C/E 間距為 0.002 和摩擦角間距為 5° 施作模擬，並以 C/E 間距為 0.001 和摩擦角間距為 2.5° 作細部討論，繪製凝聚力和摩擦角之關係示意圖(圖 4.7)再依照其滑移量(以微小滑動若小於最大滑移量之 0.05 倍為急折褶皺)與褶皺形貌分類，分別為共軛急折褶皺(conjugate kink folds)、過渡帶(transition)與複雜褶皺(complex folds)。圖 4.7 表示摩擦角變大時，可於凝聚力較小的情況下形成共軛急折褶皺。在摩擦角大於 35° ，無論凝聚力大小皆為複雜褶皺。此外，摩擦角為 40° 與 45° 時，其 C/E 需分別大於 0.016 與 0.022，方可形成急折褶皺，但其 C/E 值已大於一般岩石之值。

接著，再對初始應力之比(R_0^0)和摩擦角之滑移量圖作比較，如圖 4.8 和圖 4.9 所示，圖中顯示摩擦角等於 0° ，無論 R_0^0 為何，其滑移量圖皆相同是因為當摩擦角等於 0° ，複層層面上之剪力強度已與正向應力無關，只與層面凝聚力有關，而初始應力之比(R_0^0)僅改變層面之正向應力大小，故滑移量圖皆相同，並將此類褶皺形貌稱之為"正弦波形褶皺"(sinusoidal

folds)。在此， R_o^0 以每隔 0.25 做一次模擬，並以 0.125 施作細部討論，畫出 R_o^0 與摩擦角之關係示意圖（圖 4.9）。摩擦角小於 13° ，無論 R_o^0 為 1 或 0，皆不為急折褶皺之滑移量圖。當摩擦角為 20° 、 R_o^0 為 1，滑移量圖顯示其為急折褶皺，而後欲形成急折褶皺之摩擦角若增加， R_o^0 則減少，大致呈線性趨勢，也就是說欲在摩擦角較大的情況下形成急折褶皺，需要較小的初始垂直應力，但摩擦角大於 35° 則需要較大的初始垂直應力，才可形成急折褶皺，不然則為複雜褶皺。由圖 4.7 和圖 4.9 了解到，若在沒有凝聚力 and R_o^0 等於 0，只有摩擦角的情況下，是無法形成急折褶皺的，而個別增加凝聚力與 R_o^0 則可在摩擦角較小的情況下形成急折褶皺。

接著想要了解此三個參數之間對於形成急折褶皺有何關係，由於 C/E 為 0.008 時，摩擦角小於 35° ，皆為急折褶皺，因此討論 C/E 小於 0.008 在具有摩擦角和初始垂直應力的情況，利用 C/E 為縱坐標，摩擦角為橫坐標，再改變 R_o^0 大小，分別為 0.25（圖 4.10）、0.5（圖 4.11）和 1（圖 4.12）作圖，三圖橫坐標數值不盡相同。並將此三參數之關係畫作示意圖，如圖 4.13 所示，形成共軛急折褶皺所需的參數設定大小可由此圖表示。圖中可察覺共軛急折褶皺之範圍隨初始應力之比（ R_o^0 ）增加而變大，過渡帶與複雜褶皺之區塊則隨之減少，意旨當摩擦角小於 35° 具有較大的初始垂直應力施於模擬中，形成急折褶皺的層面之凝聚力與摩擦角皆可減少；當摩擦角大於 35° 具有較大的初始垂直應力施於模擬中，可將部分原先為複雜褶皺之區域以共軛急折褶皺取而代之。在摩擦角為 45° 且 C/E 小於 0.008 時，無論 R_o^0 為何，皆無法形成共軛急折褶皺。

4.2 單斜急折褶皺（monoclinal kink folds or kink bands）

在野外調查急折褶皺時，往往被發現最常見的是不具對稱性的單斜急折褶皺，而不是共軛急折褶皺。或許可由前人所做的實驗中得到答案，Paterson and Weiss (1966)利用壓縮千枚岩的實驗中，將千枚岩的葉理面與主

應力方向交若干角度，則會形成單斜急折褶皺，如圖 2.4(C)。由此可知，大地應力施於可形成急折褶皺之岩體時，大多與岩體之葉理面具若干夾角，導致單斜急折褶皺較常見於共軛急折褶皺。常簡稱此類型褶皺為急折帶。

此段，亦想了解摩擦強度（摩擦角）、凝聚強度（凝聚力）與初始應力之比（ R_0^0 ）對於形成單斜急折褶皺之關係。並施作褶皺形貌圖與總滑移圖，將參數相互之間對於急折褶皺設定區間之範圍。在模擬程式中，可設定初始力學複層層面與水平壓縮應力之間的夾角（以下通稱 θ ），在此設定 θ 等於 1° ，給予力學複層微小的傾斜而去觀察褶皺形貌之改變。 θ 為正值，彈性力學複層向順時鐘方向旋轉，因此本研究中呈現的為右旋單斜急折褶皺。首先先討論摩擦角與凝聚力之關係，圖 4.14 表示摩擦角與凝聚力褶皺形貌圖，在縮短量為 35.9% 情況下，褶皺形貌有明顯的不同，摩擦角與凝聚力皆小時為類似正弦波形，當摩擦角與凝聚力都增加時，褶皺形貌則出現兩段急遽轉折較傾斜的部分，此部分之寬度也隨之減少，如同一般的單斜急折褶皺。再從總滑移量圖來看兩層面性質參數之關係，如圖 4.15，在此可看到每張小圖中皆具有兩個正峰值，與共軛急折褶皺之四個峰值不同，因為單斜急折褶皺僅具有單一傾斜方向的急折帶，總滑移量峰值所在位置與褶皺形貌圖中兩段急劇轉折部分吻合，因為當施予一水平壓縮應力時，與水平面具交角但不超過 45° 的層面擁有較大的剪應力，層面較有機會滑移，所以模擬過程中滑移量集中在此處。在 C/E 小於 0.006 的滑移量圖中，除了兩明顯的正峰值之外，亦可觀察到有其他的小滑移量，由前節得知，形成急折褶皺之滑移量只侷限在急折帶內，在其他區域並無滑移量，且本研究中設定急折褶皺之微小滑動不得超過最大滑移量之 0.05 倍，故 C/E 小於 0.006 時皆不為急折褶皺。圖 4.15 最右列中，摩擦角為 40° 的滑移量圖呈現與其他條件不同的圖形，本文以複雜褶皺稱之。由圖 4.14 和 4.15 兩圖比較可畫出褶皺形貌分類示意圖，如圖 4.16，依照其滑移量與褶皺形貌分成三類，

分別複雜褶皺、過渡帶與單斜急折褶皺。圖中可知，當只有摩擦角而無凝聚力的作用下，無法形成急折褶皺，與 θ 等於 0° 得到的結果(圖 4.7)相符，無論摩擦角為何，單斜急折褶皺皆無法在 C/E 小於 0.004 之情況下形成，而複雜褶皺也大約在摩擦角大於 35° 之後出現。最重要的是，形成單斜急折褶皺所需的凝聚力會隨著摩擦角增加而增加，當摩擦角小於 25° 時，此趨勢較不明顯，但摩擦角大於 25° 時，則具有明顯趨勢。

接著，討論當 θ 等於 1° 時， R_o^0 與摩擦角對於形成急折褶皺之關係，圖 4.17 為其褶皺形貌圖，形貌變化與圖 4.14 大致相同，隨著 R_o^0 與摩擦角增加，由類似正弦波形轉變成兩段急劇轉折部分的急折波形。在滑移量圖(圖 4.18)中，除了 R_o^0 等於 0 或摩擦角等於 0° 的情況有四個峰值，兩正兩反，其餘則只具有兩個較明顯的正峰值，但在摩擦角大於 40° 時，其滑移量圖出現不止兩個正峰值，在此也以複雜褶皺稱之。依照相同的判斷條件，將褶皺形貌分類，繪製 R_o^0 與摩擦角之關係示意圖，如圖 4.19，僅於 R_o^0 大於 0.75 且摩擦角介在 13° 與 38° 之間的參數條件之下，符合單斜急折褶皺之滑移量圖。

再來討論當 θ 等於 1° 時，此三個參數之間對於形成急折褶皺有何關係，一樣利用 C/E 為縱坐標，摩擦角為橫坐標，再改變 R_o^0 大小，分別為 0.25 (圖 4.20)、0.5 (圖 4.21) 和 1 (圖 4.22) 作圖，並將此三參數之關係畫作示意圖，如圖 4.23 所示，形成單斜急折褶皺所需的參數設定大小可由此圖表示。得到與共軛急折褶皺相似之結果，單斜急折褶皺之範圍隨初始應力之比(R_o^0)增加而變大，過渡帶與複雜褶皺之區塊則隨之減少，換言之，當摩擦角小於 35° 具有較大的初始垂直應力施於模擬中，形成急折褶皺的層面之凝聚力與摩擦角皆可減少；當摩擦角大於 35° 具有較大的初始垂直應力施於模擬中，可將部分原先為複雜褶皺之區域以單斜急折褶皺取而代之。此外，在 R_o^0 為 0.25 與 0.5 的條件中，當摩擦角接近 20° 時，複層層面之凝聚力可在較小的情況下形成單斜急折褶皺，摩擦角遠離 20° 則需較大的凝聚力。而 R_o^0 為 1

時，因為摩擦角介在 13° 與 38° 可在無需凝聚力的情況下形成單斜急折褶皺，因此無法觀察到此情況。當摩擦角大於 41° 無論 C/E 與初始應力 R_0^0 為何，皆無法形成單斜急折褶皺。

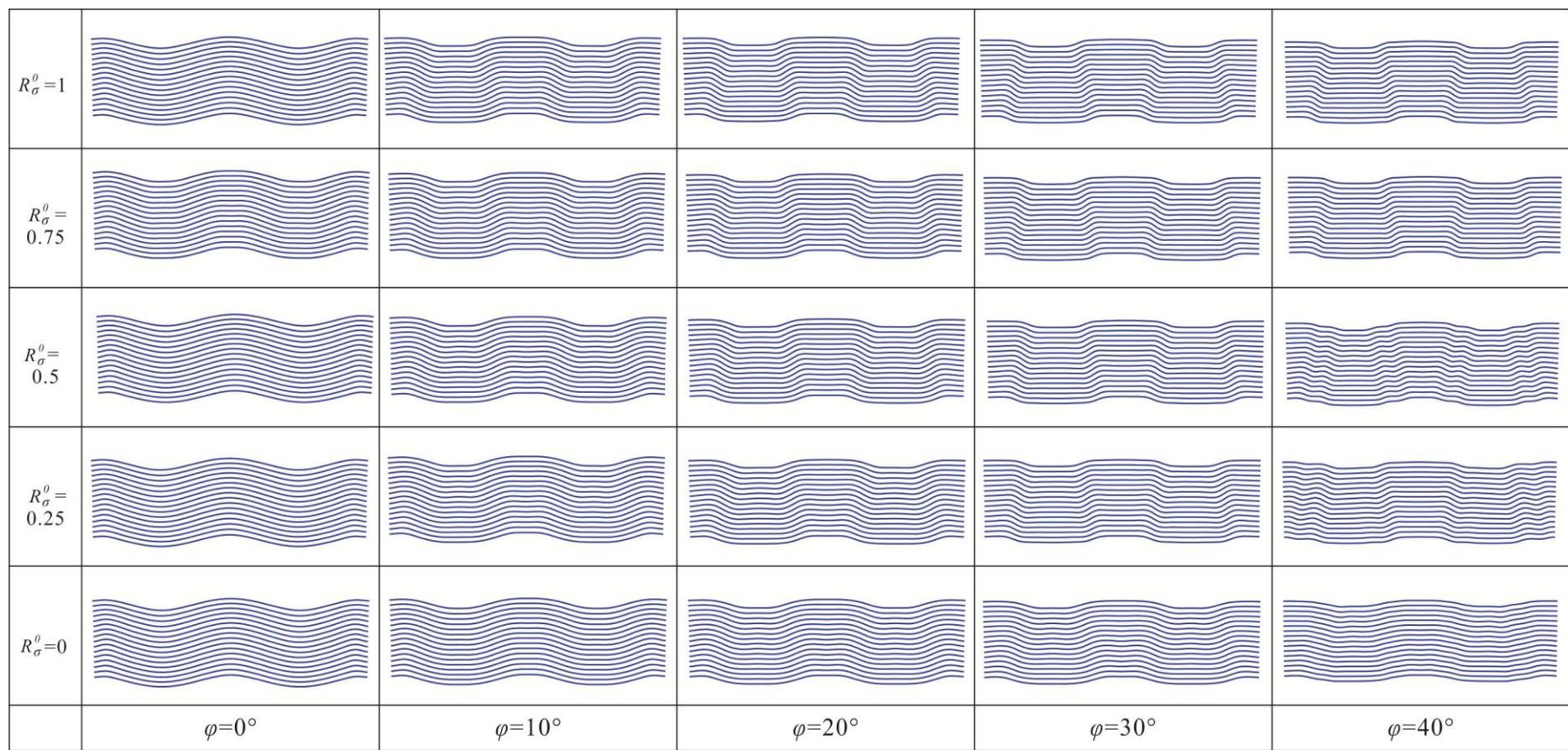


圖 4.1 初始應力之比 (R_{σ}^0) 和摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。縮短量=35.9%。

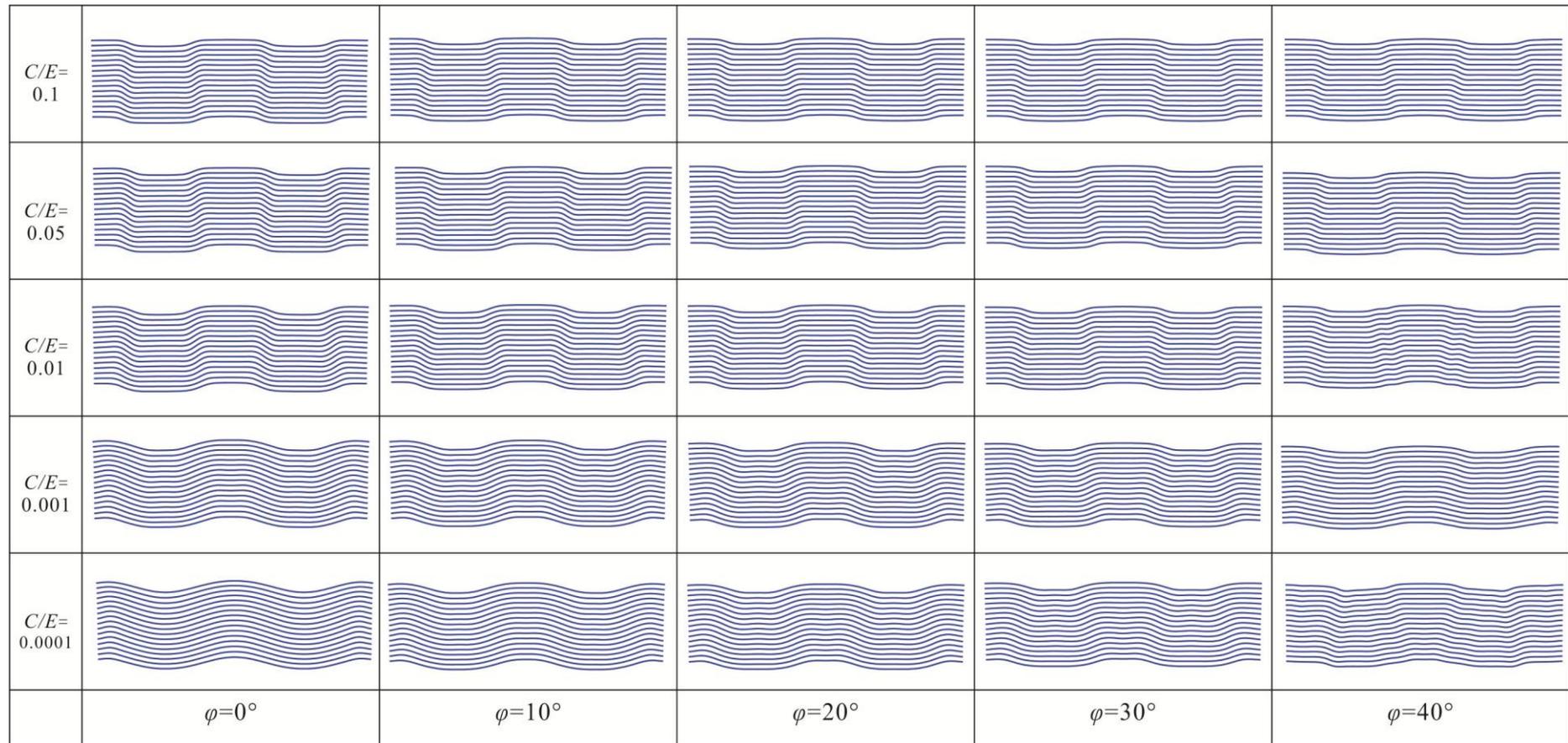
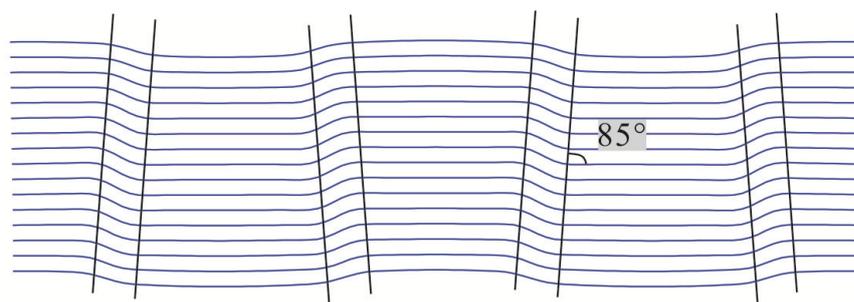


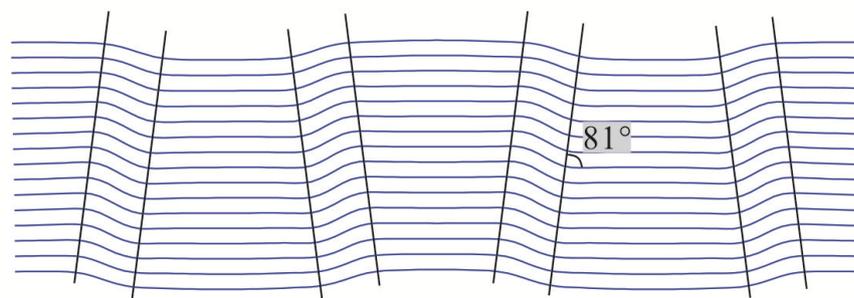
圖 4.2 凝聚力和摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。縮短量=35.9%。



$C/E = 0.1$

縮短量=35.9%

$\varphi = 30^\circ$



$C/E = 0.01$

圖 4.3 凝聚力對於急折帶之變化圖。

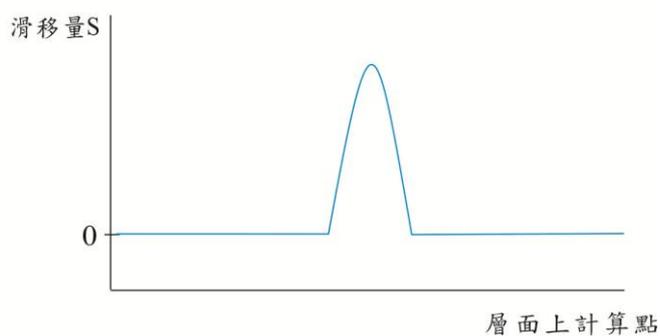
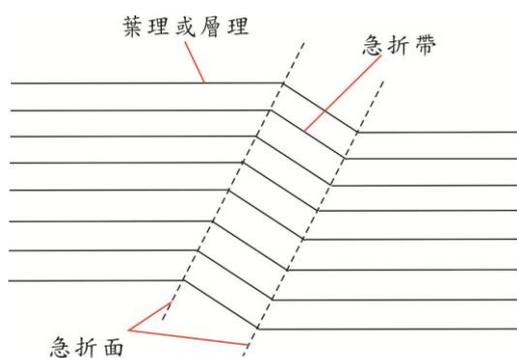


圖 4.4 急折褶皺滑移量示意圖。當層狀岩石受壓形成急折褶皺（如左圖）時，其滑移量只侷限在急折帶內（如右圖）。

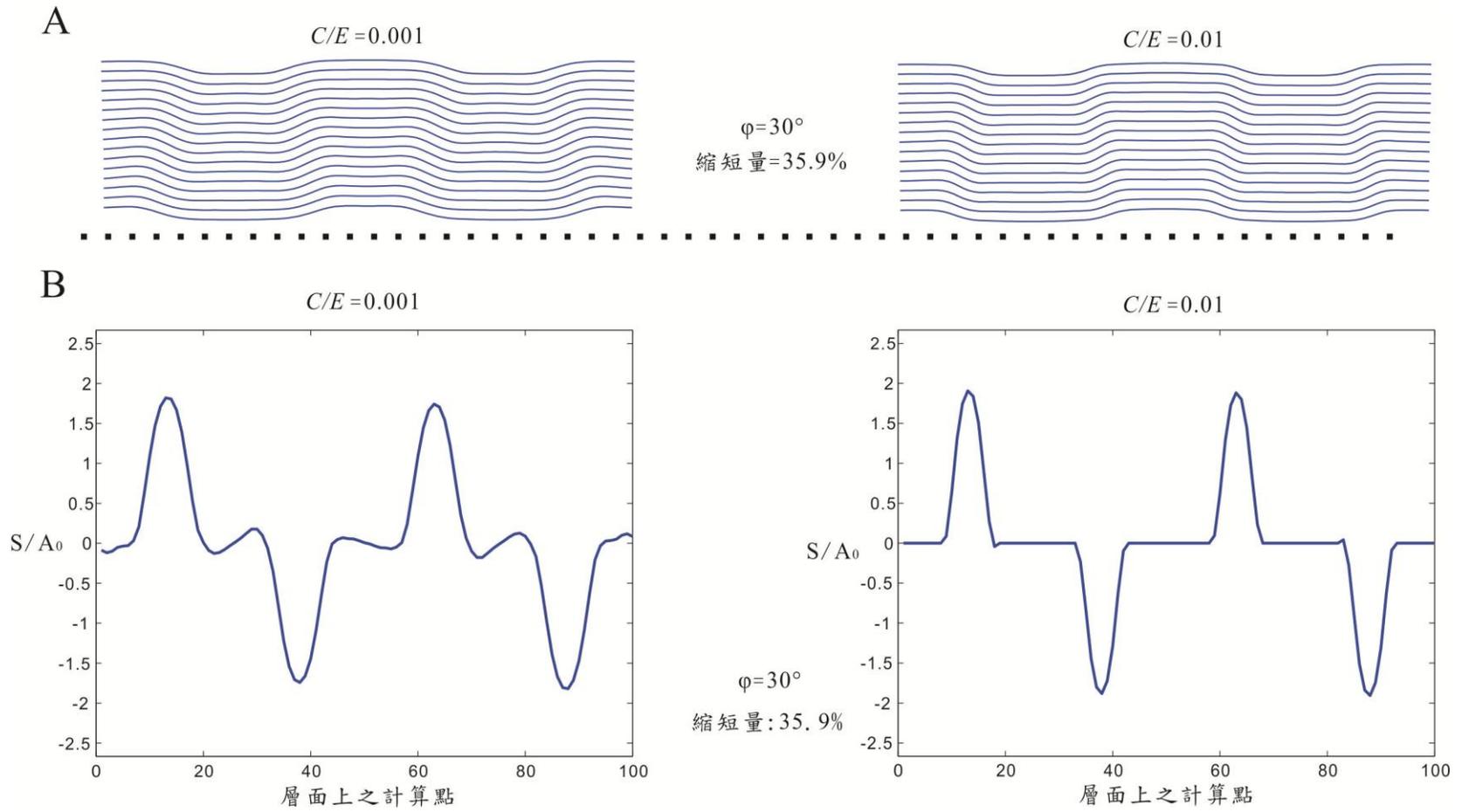


圖 4.5 C/E 分別為0.001和0.01之褶皺形貌與滑移量圖。 S/A_0 為總滑移量與初始振幅之比值。 $\varphi = 30^\circ$ ，縮短量=35.9%。

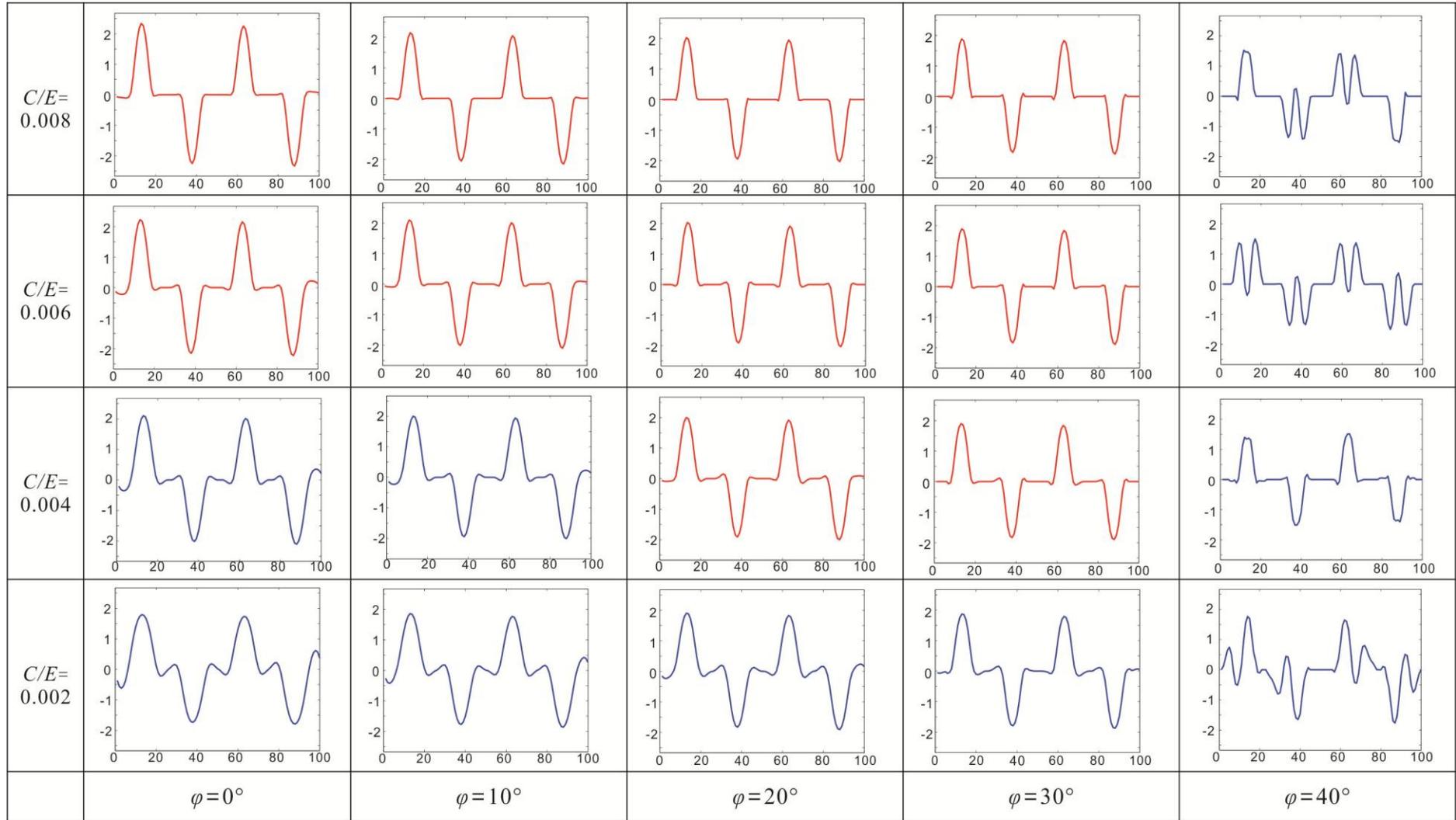


圖 4.6 凝聚力和摩擦角 φ 之滑移量圖。縮短量=35.9%。

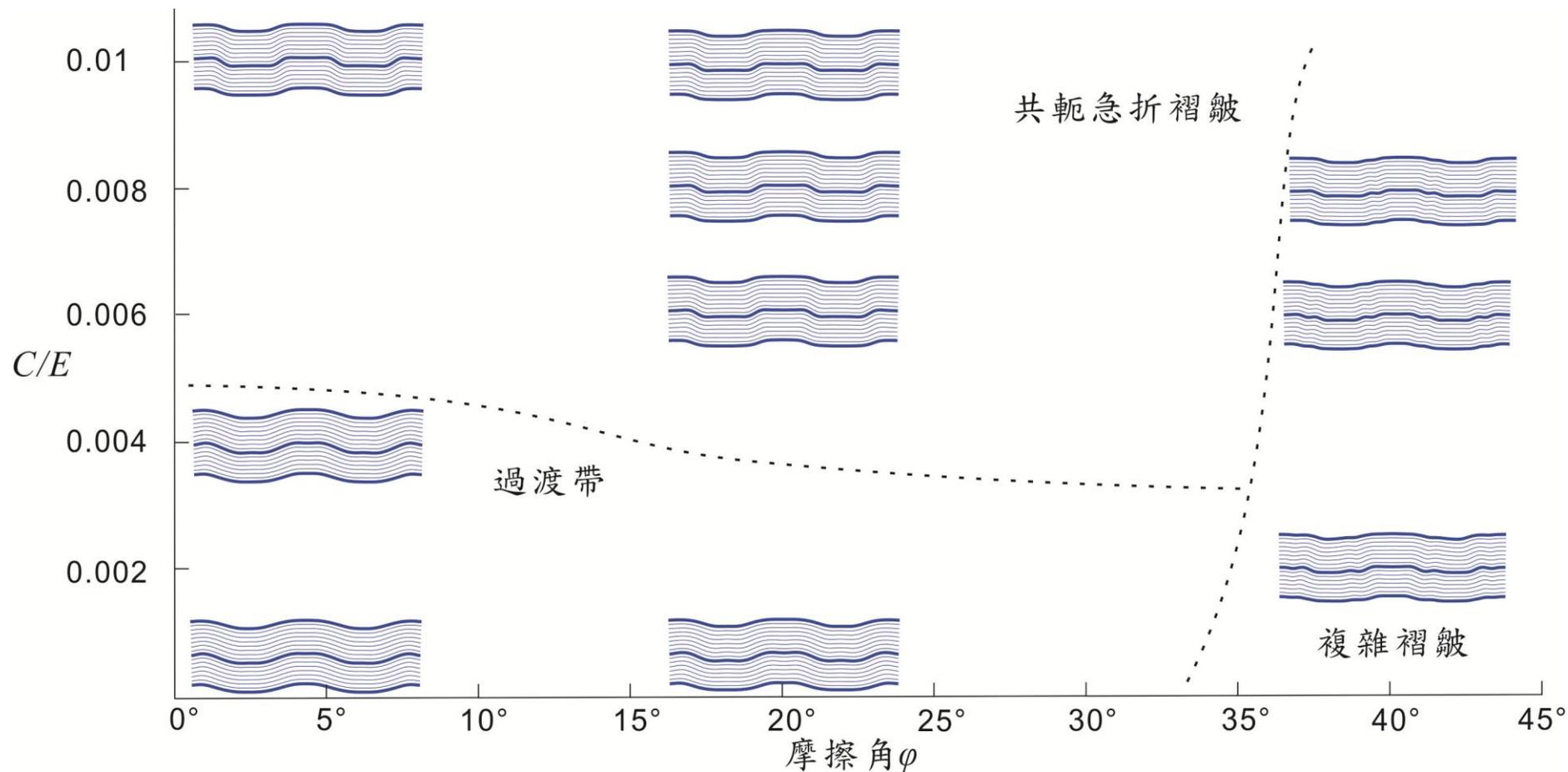


圖 4.7 凝聚力和摩擦角 ϕ 之關係示意圖。縮短量=35.9%。

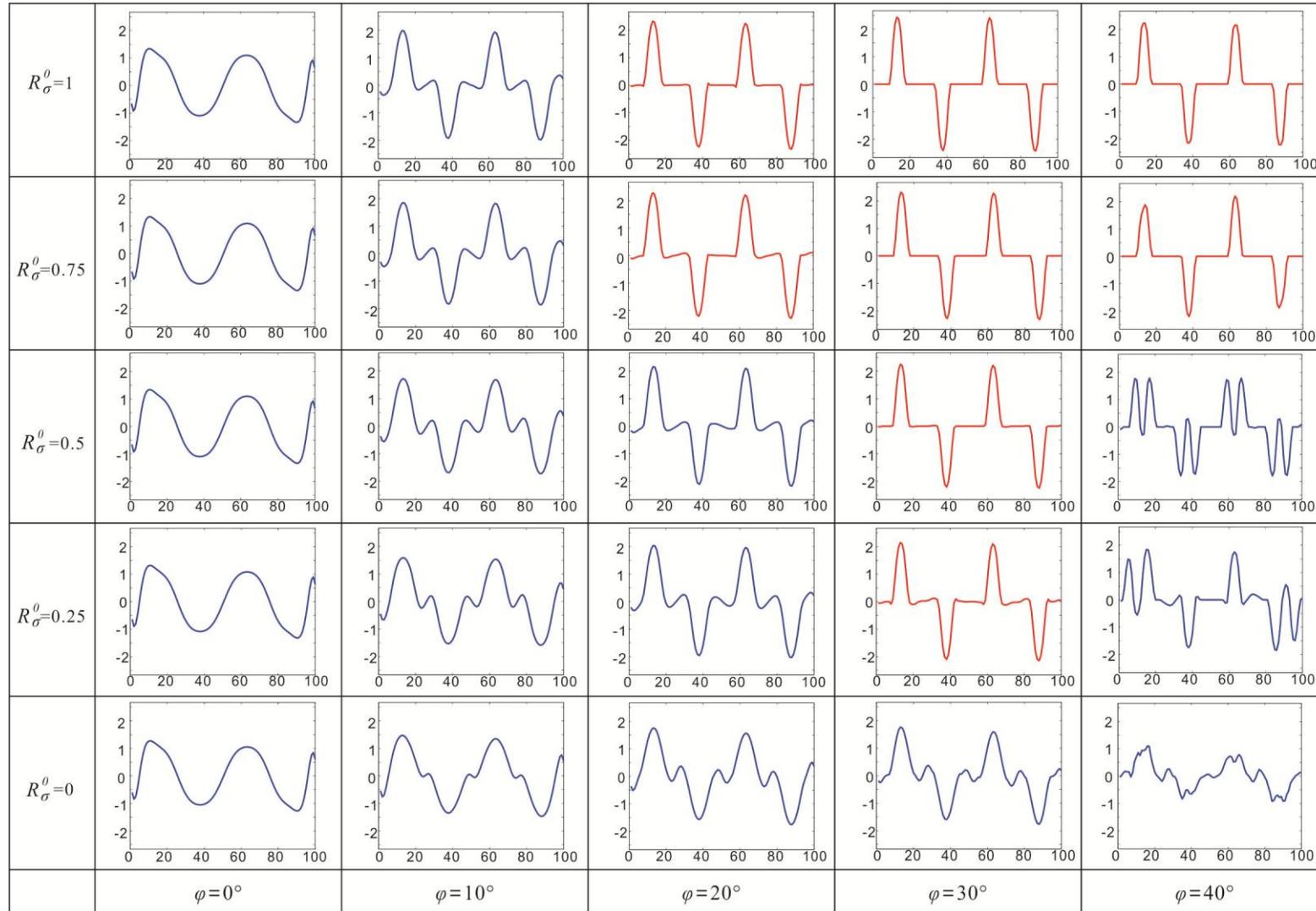


圖 4.8 初始應力之比 (R_{σ}^0) 和摩擦角 φ 之滑移量圖。縮短量=35.9%。

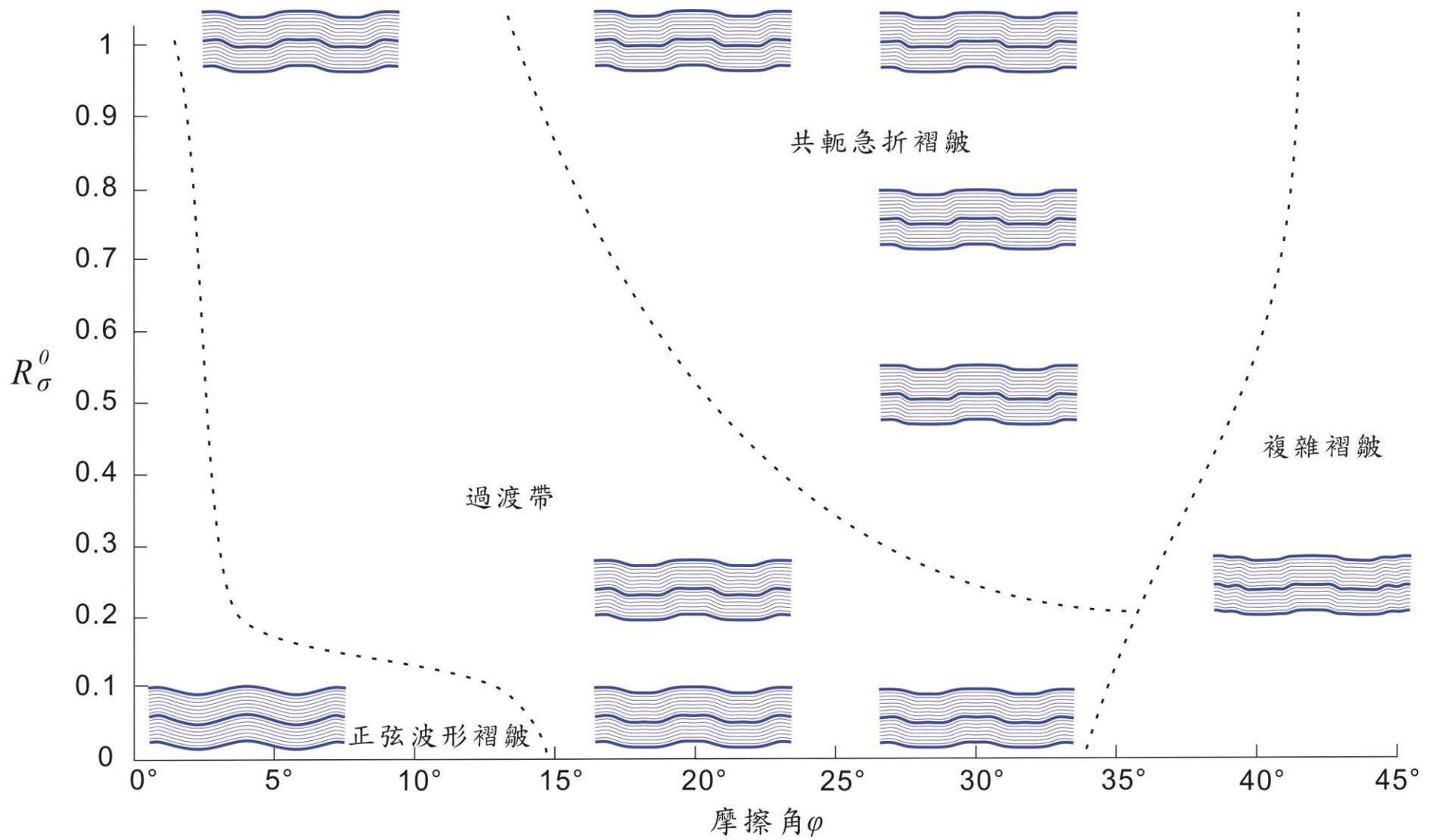


圖 4.9 初始應力之比 (R_{σ}^0) 和摩擦角 φ 之關係示意圖。縮短量=35.9%。

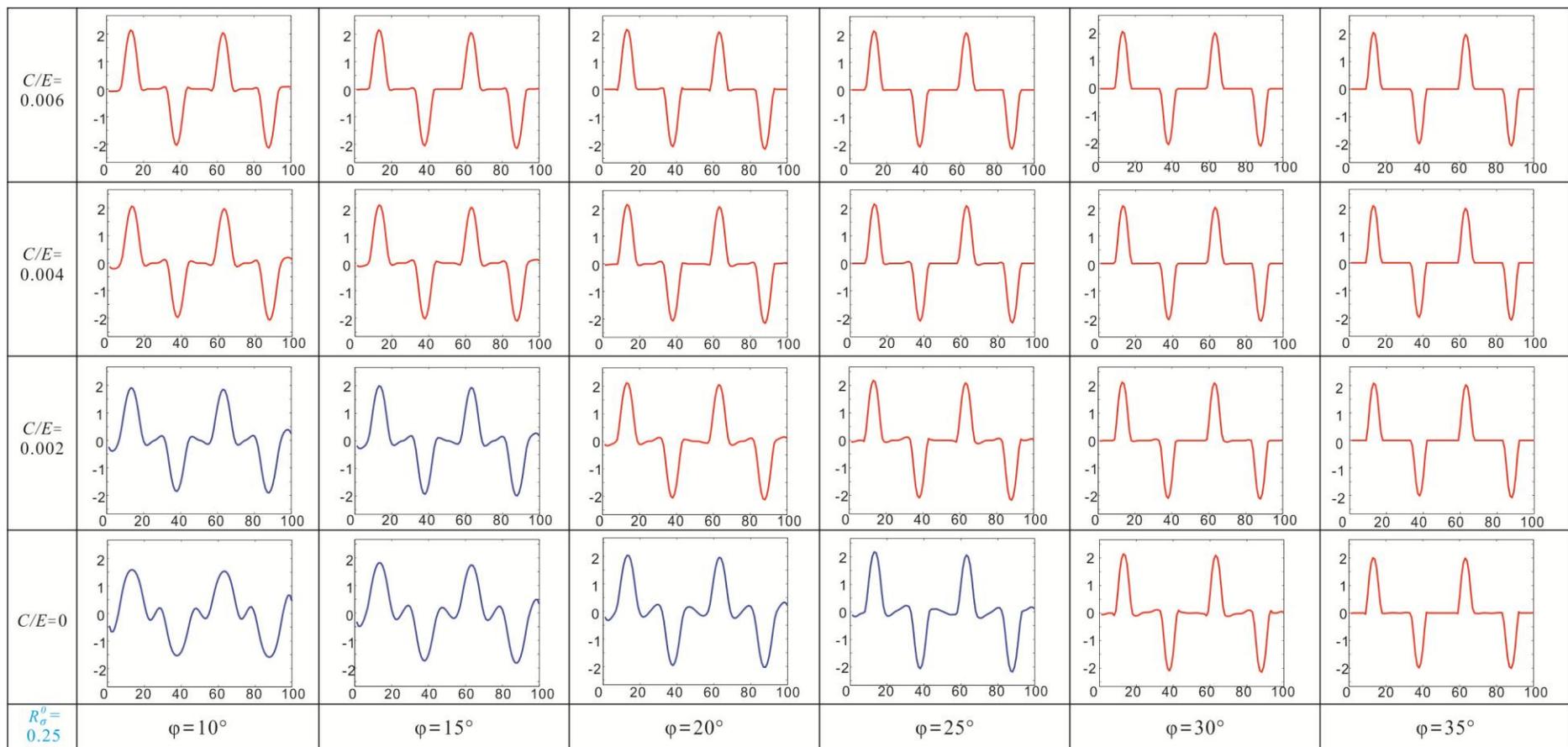


圖 4.10 初始應力之比 $R_{\sigma}^0=0.25$ ，凝聚力和摩擦角 φ 之滑移量圖。縮短量=35.9%。

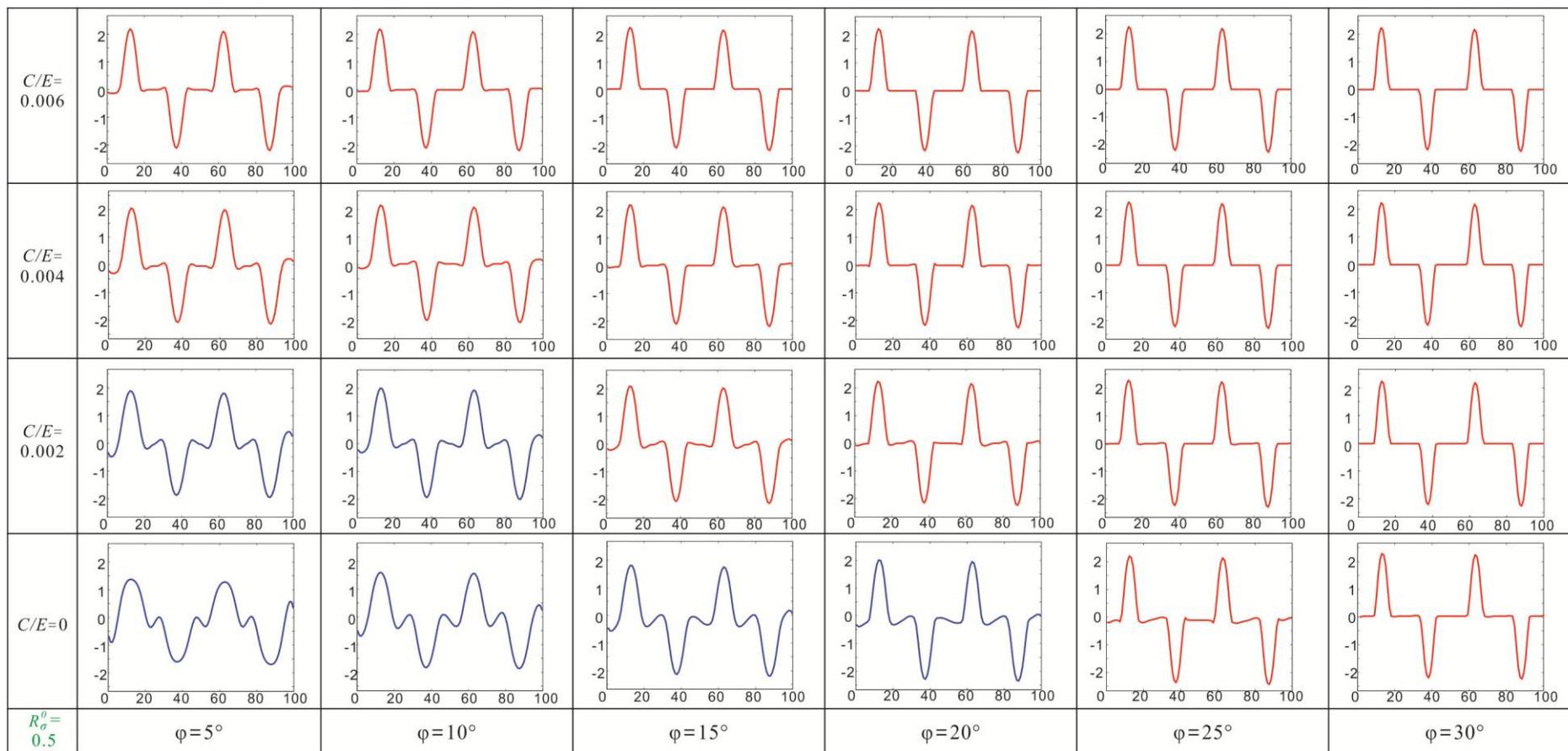


圖 4.11 初始應力之比 $R_{\sigma}^0=0.5$ ，凝聚力和摩擦角 φ 之滑移量圖。縮短量=35.9%。

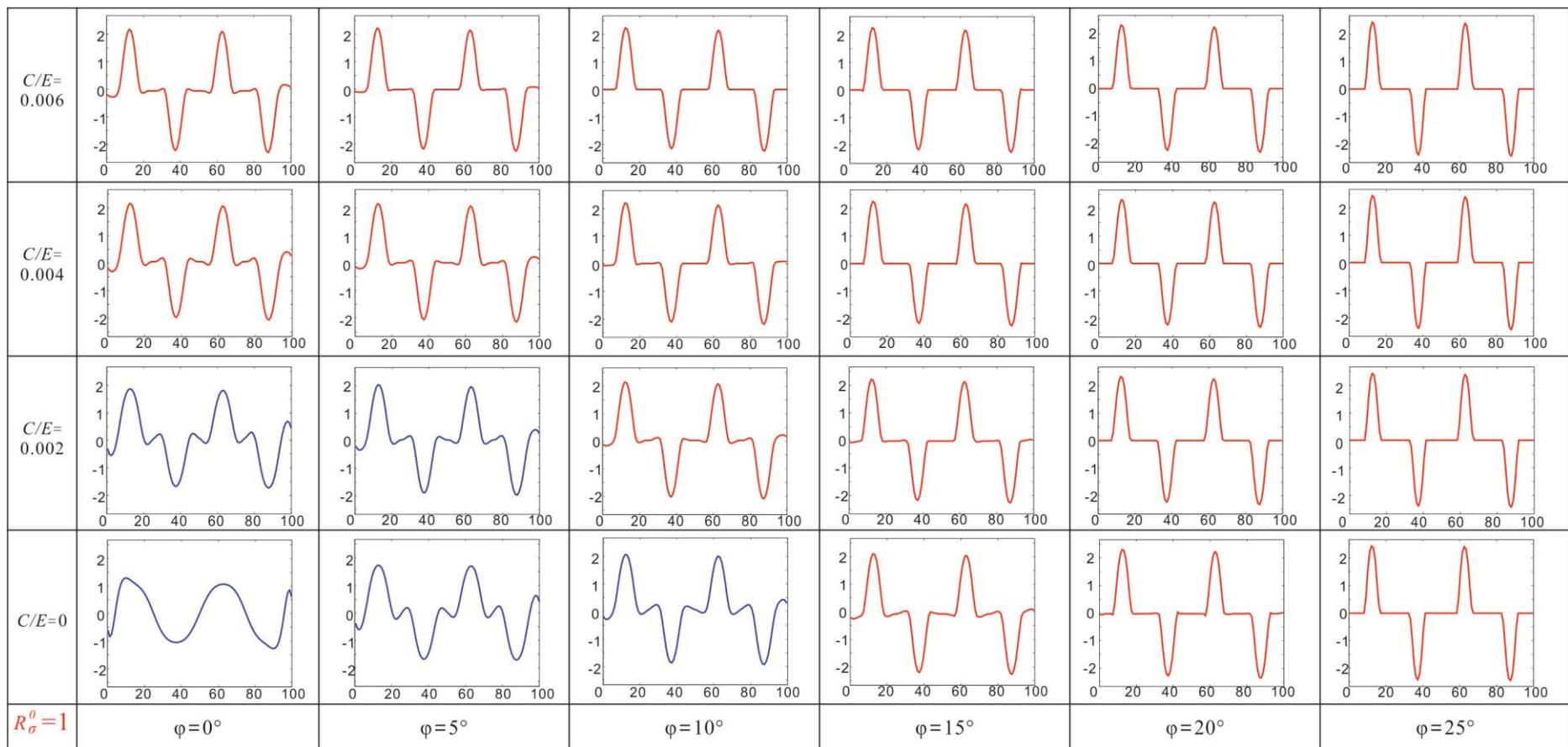


圖 4.12 初始應力之比 $R_{\sigma}^0=1$ ，凝聚力和摩擦角 φ 之滑移量圖。縮短量=35.9%。

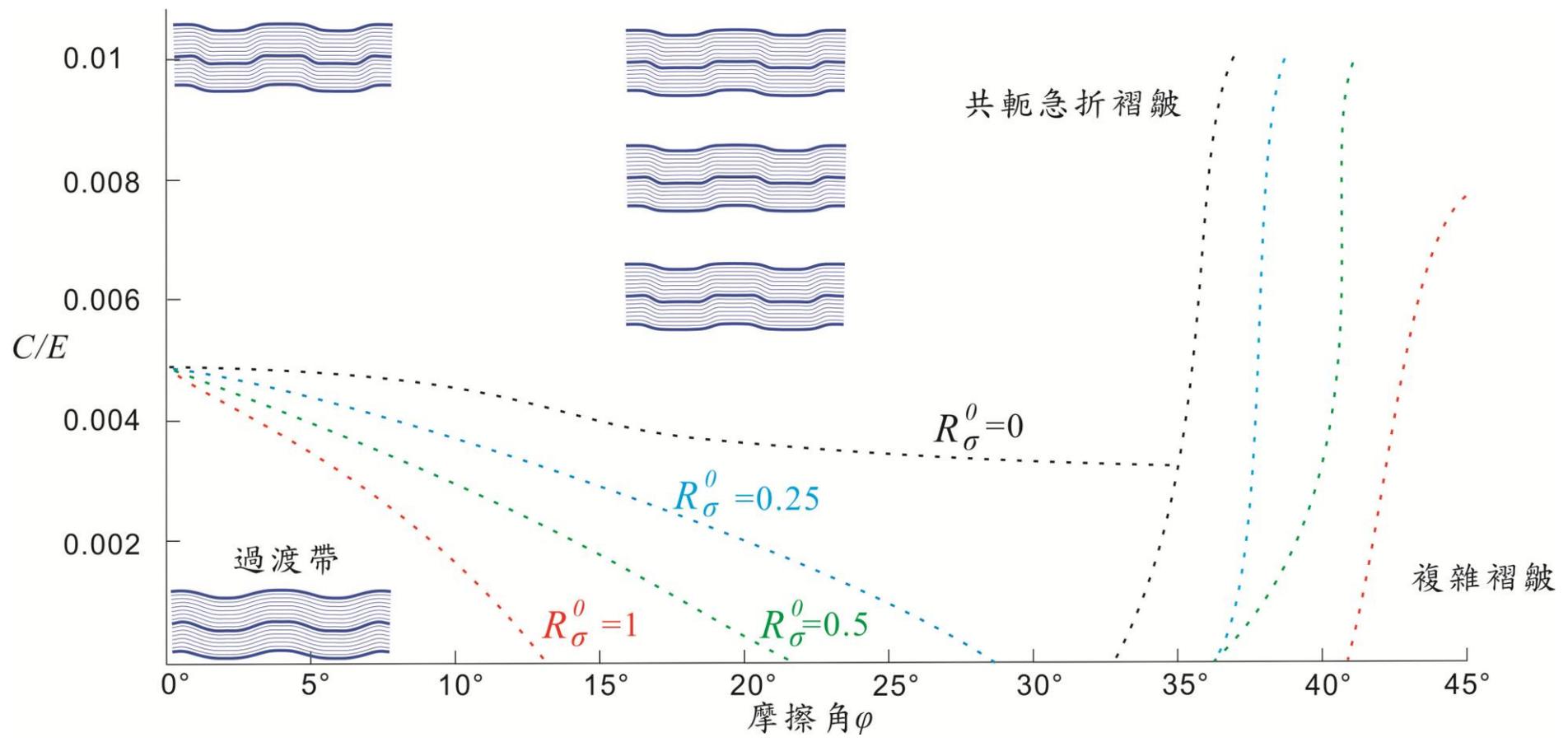


圖 4.13 凝聚力與初始應力之比 R_σ^0 和摩擦角 ϕ 之關係示意圖。縮短量=35.9%

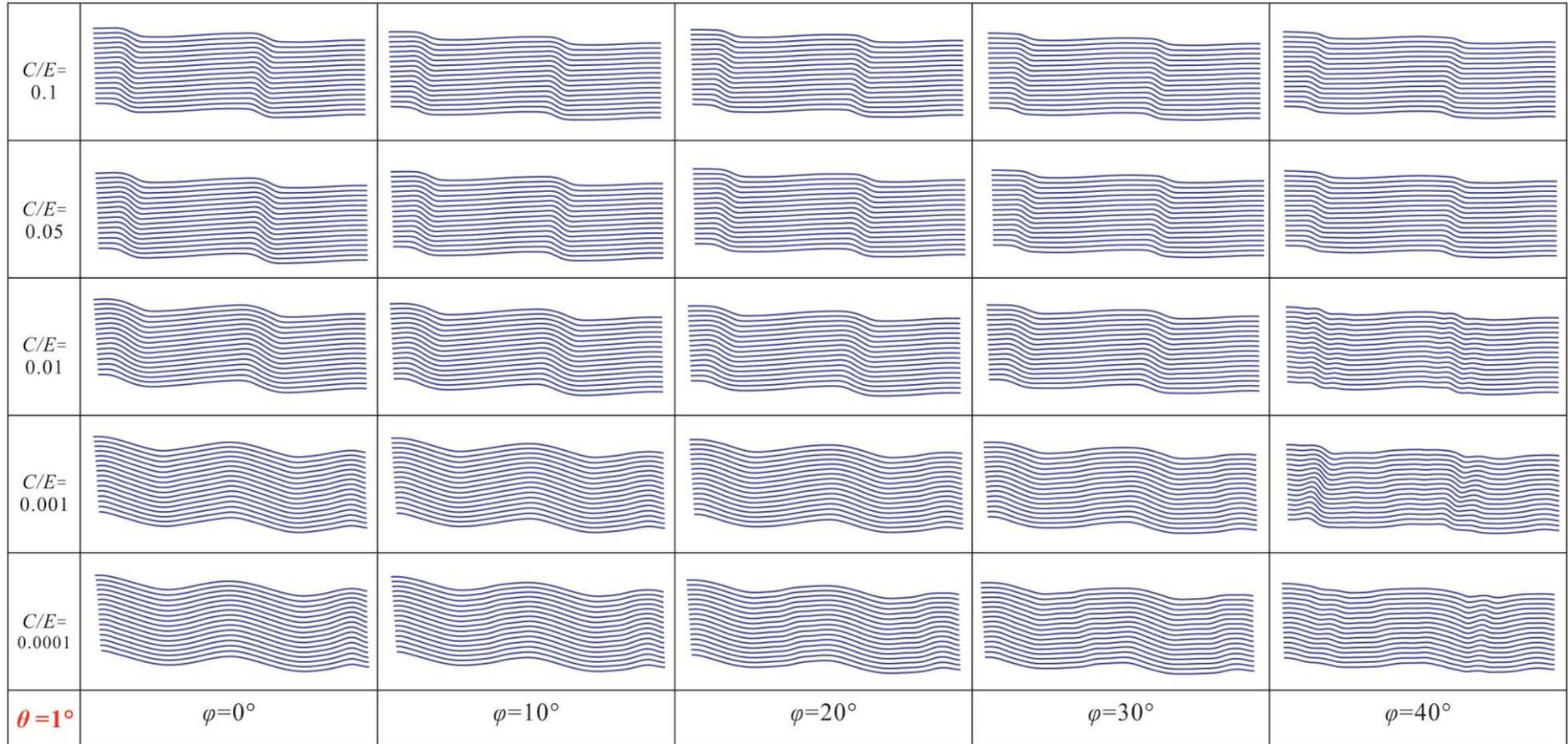


圖 4.14 $\theta=1^\circ$ ，凝聚力和摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。縮短量=35.9%。

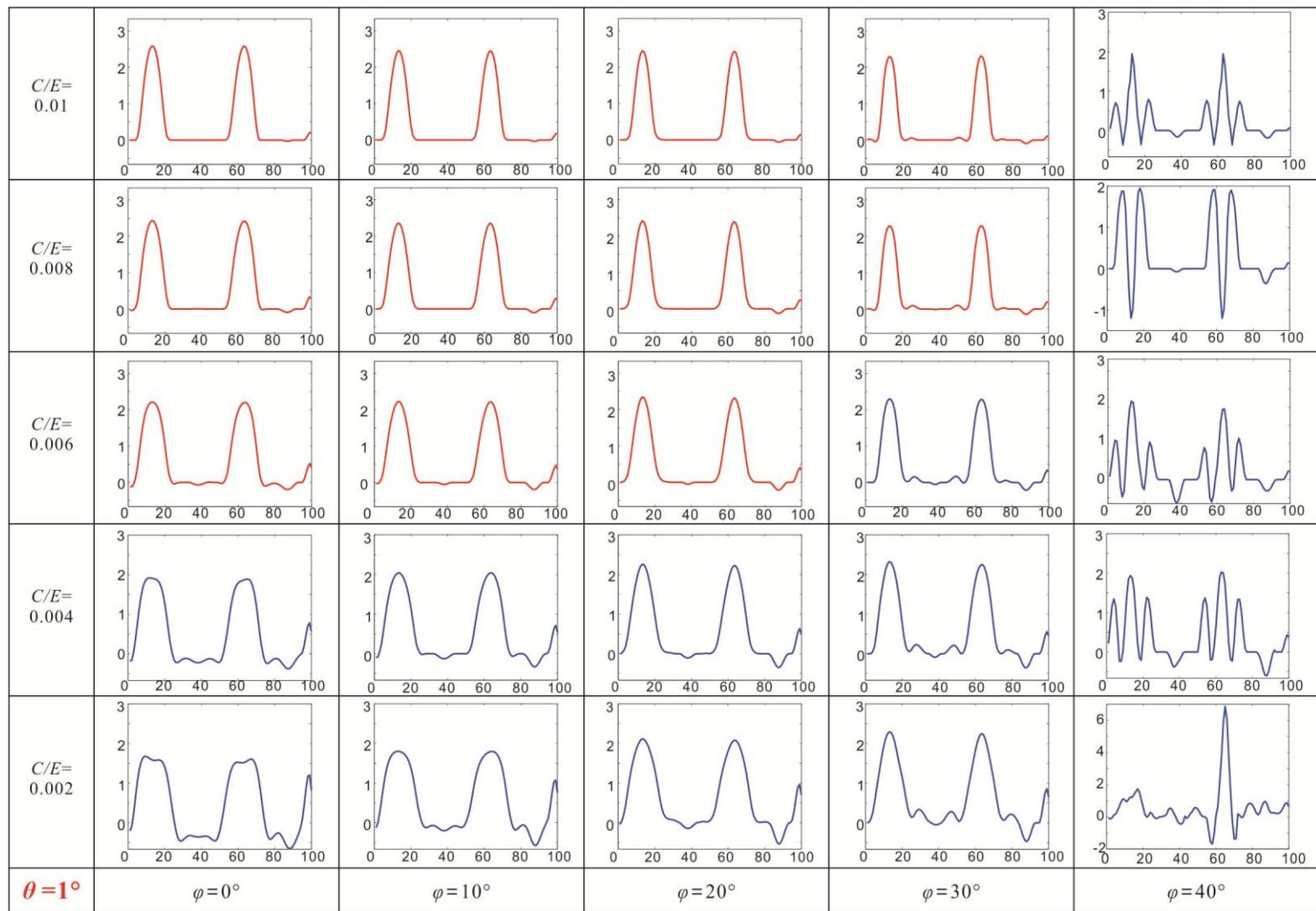


圖 4.15 $\theta=1^\circ$ ，凝聚力和摩擦角 φ 之滑移量圖。縮短量=35.9%。

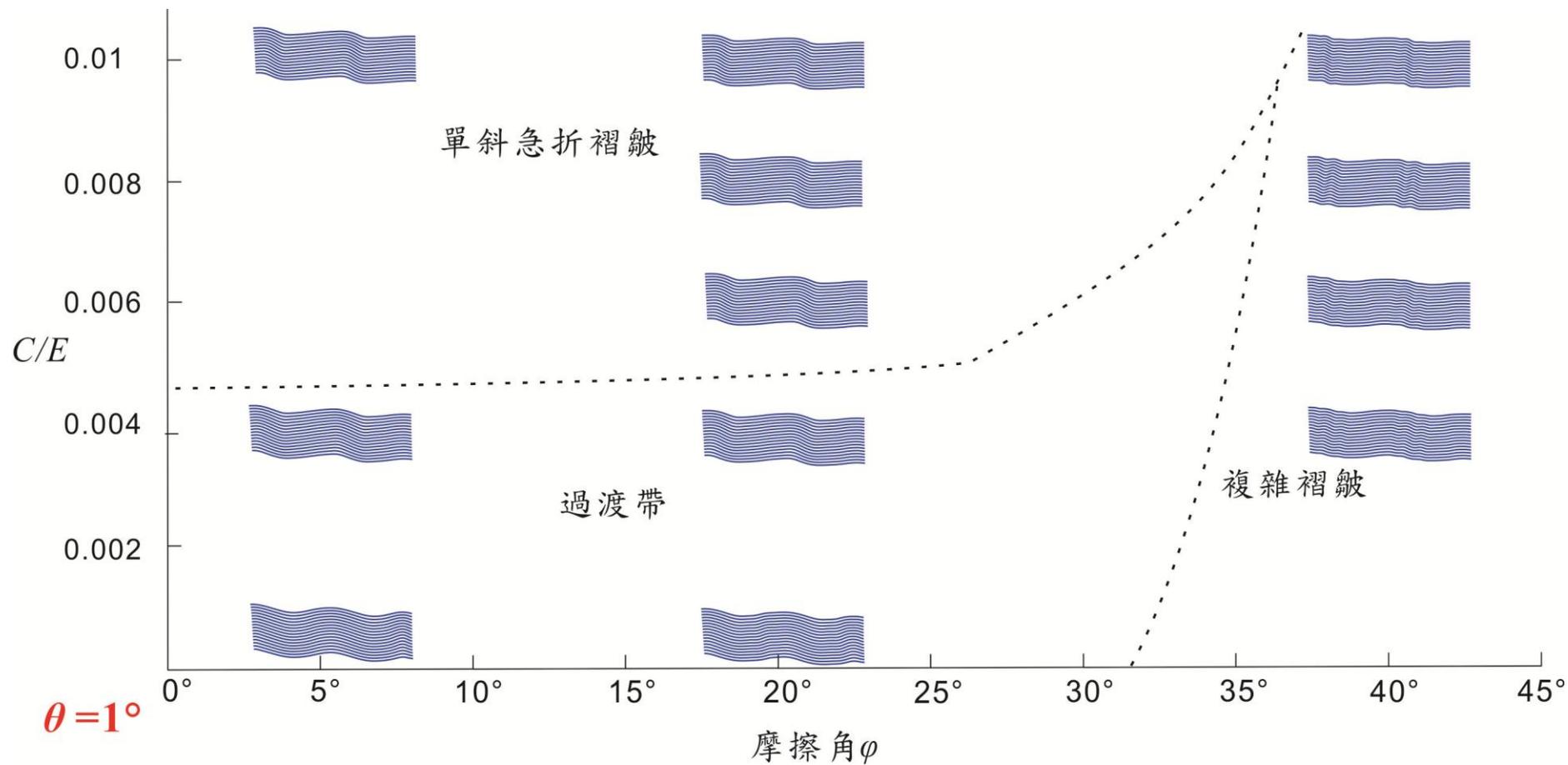


圖 4.16 $\theta = 1^\circ$ ，凝聚力和摩擦角 ϕ 之關係示意圖。縮短量=35.9%

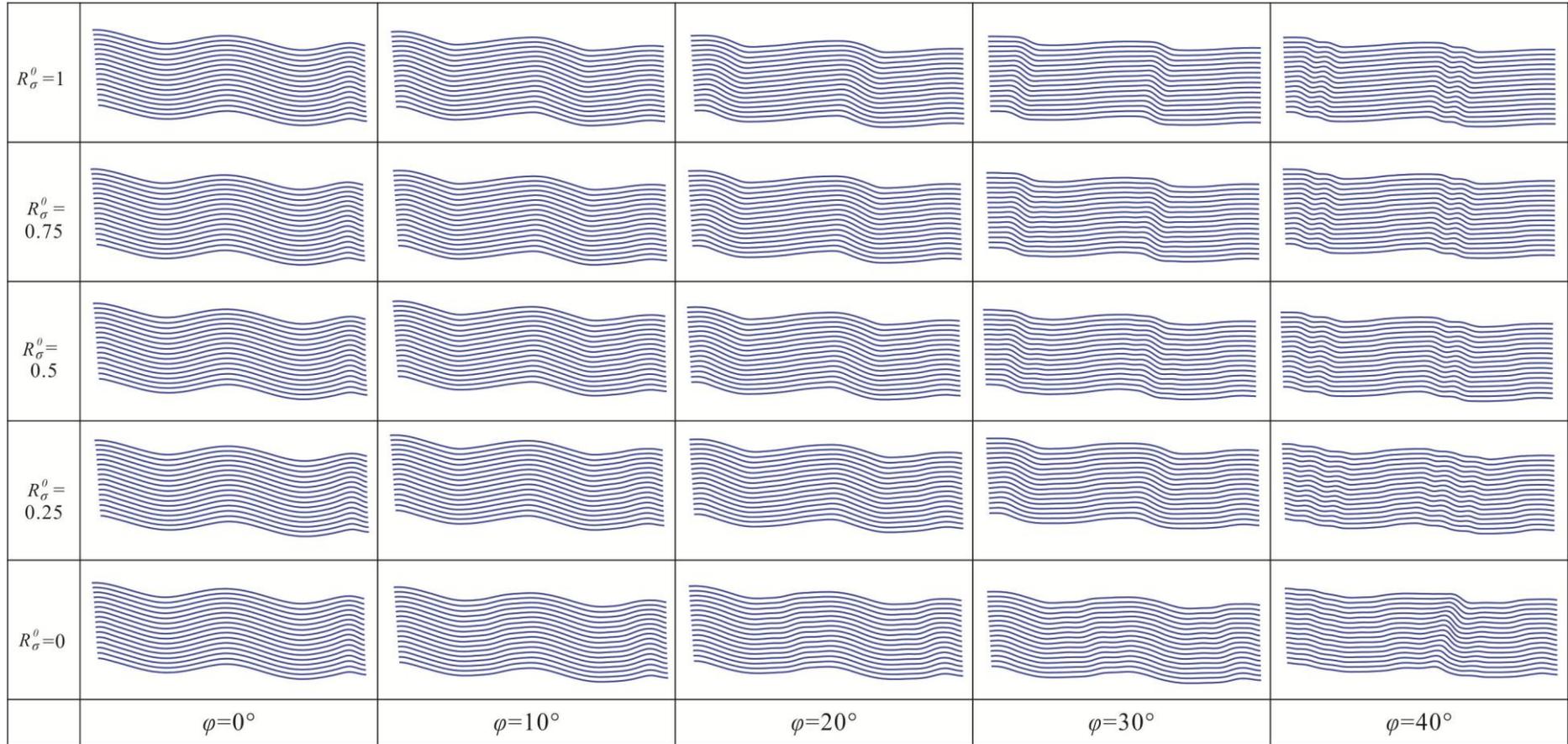


圖 4.17 $\theta = 1^\circ$ ，初始應力之比 R_{σ}^0 和摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之結果展示圖。縮短量=35.9%

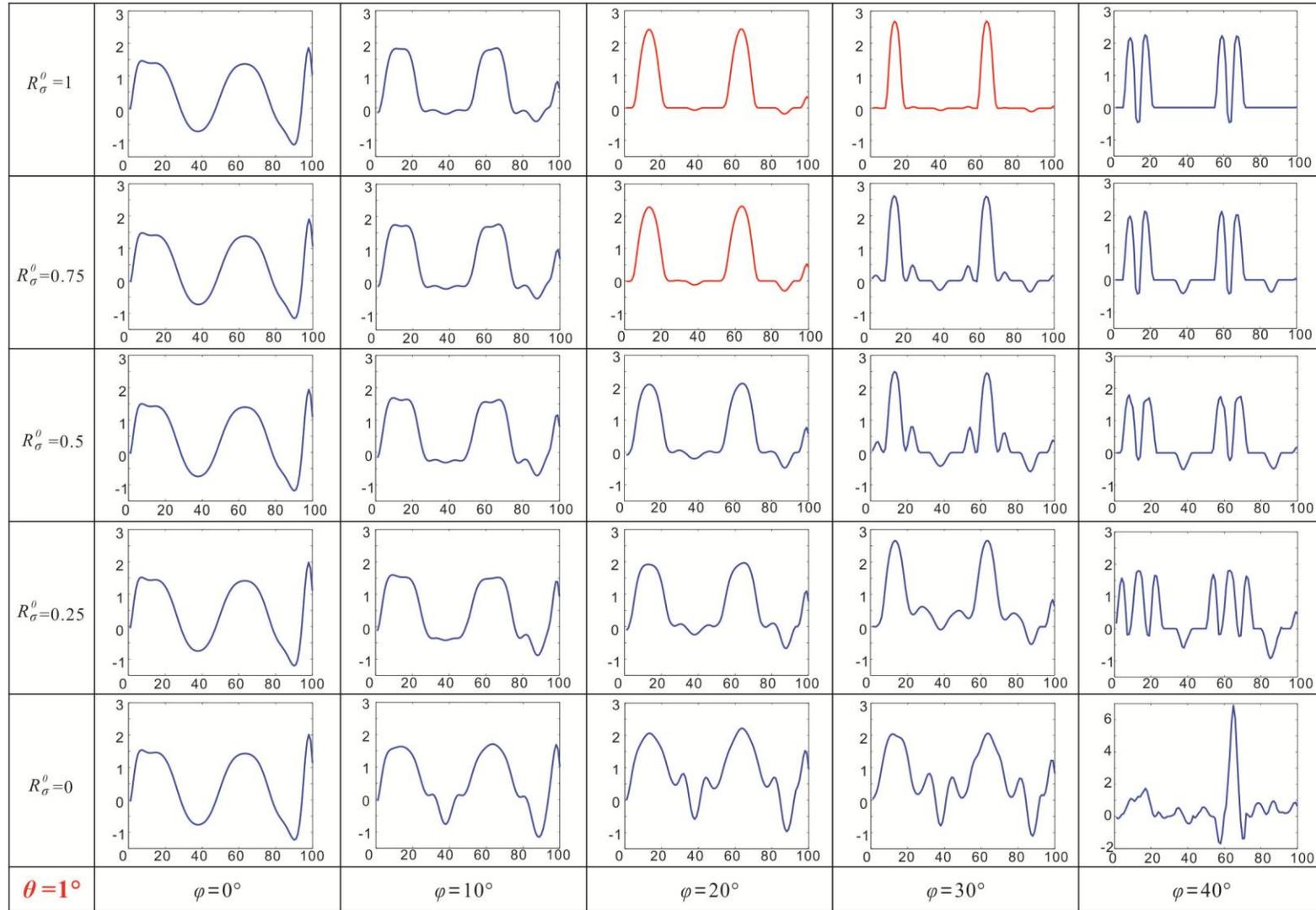


圖 4.18 $\theta = 1^\circ$ ，初始應力之比 R_{σ}^0 和摩擦角 φ 之滑移量圖。縮短量=35.9%

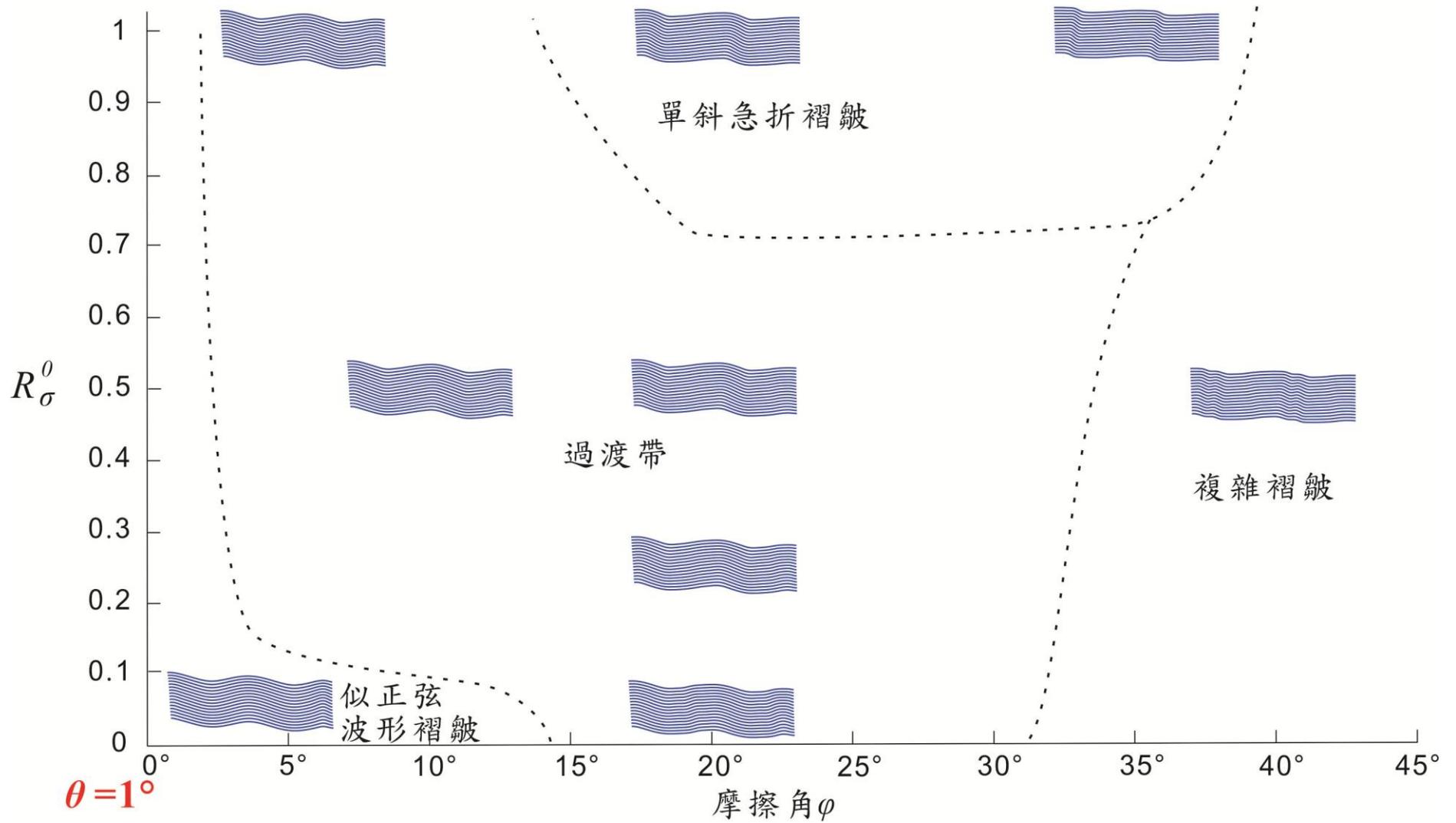


圖 4.19 $\theta = 1^\circ$ ，初始應力之比 R_σ^0 和摩擦角 φ 對於褶皺形貌變化之關係示意圖。縮短量=35.9%

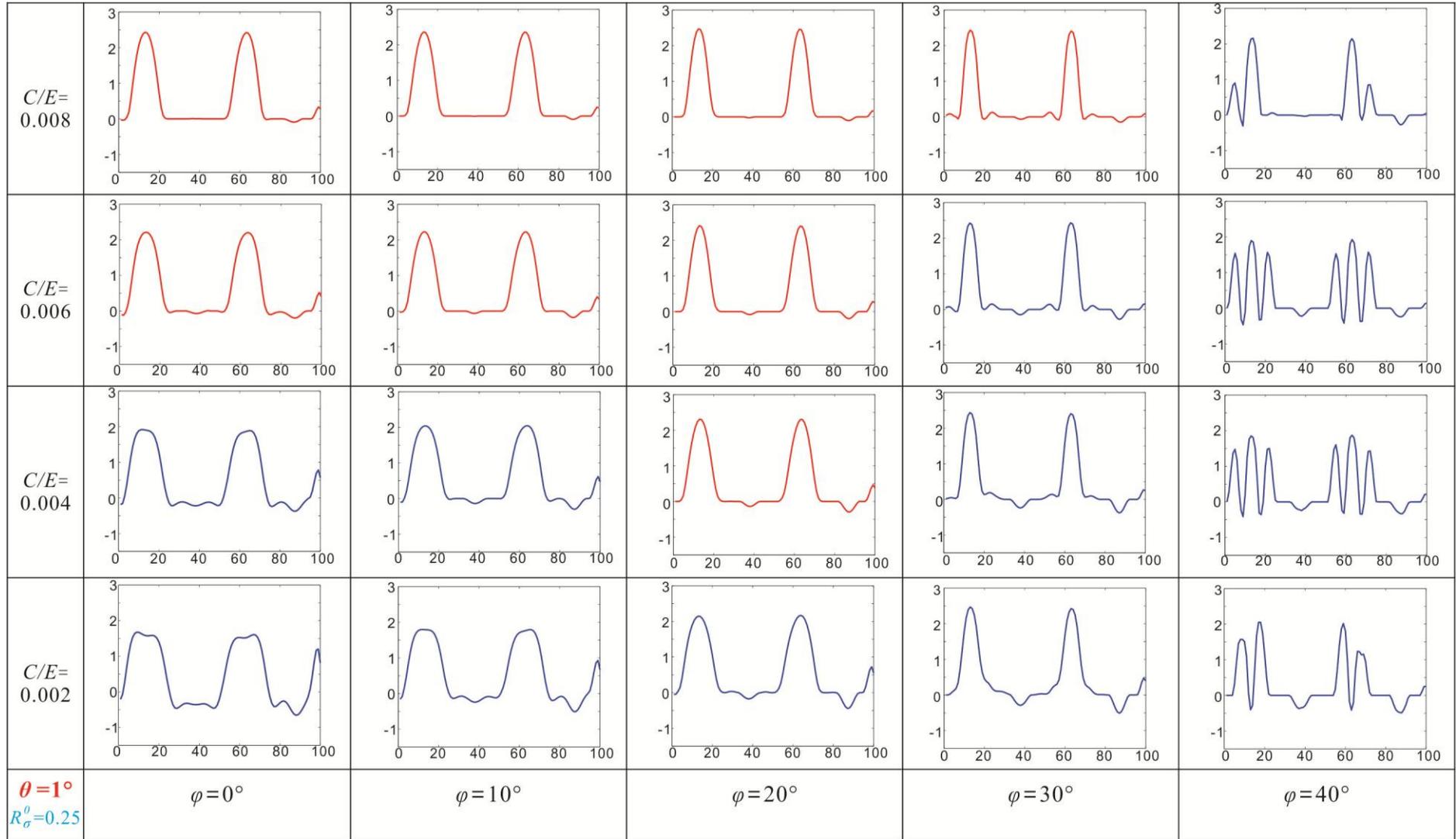


圖 4.20 $\theta=1^\circ$ ，初始應力之比 $R_\sigma^0=0.25$ ，凝聚力和摩擦角 φ 之滑移量圖。縮短量=35.9%。

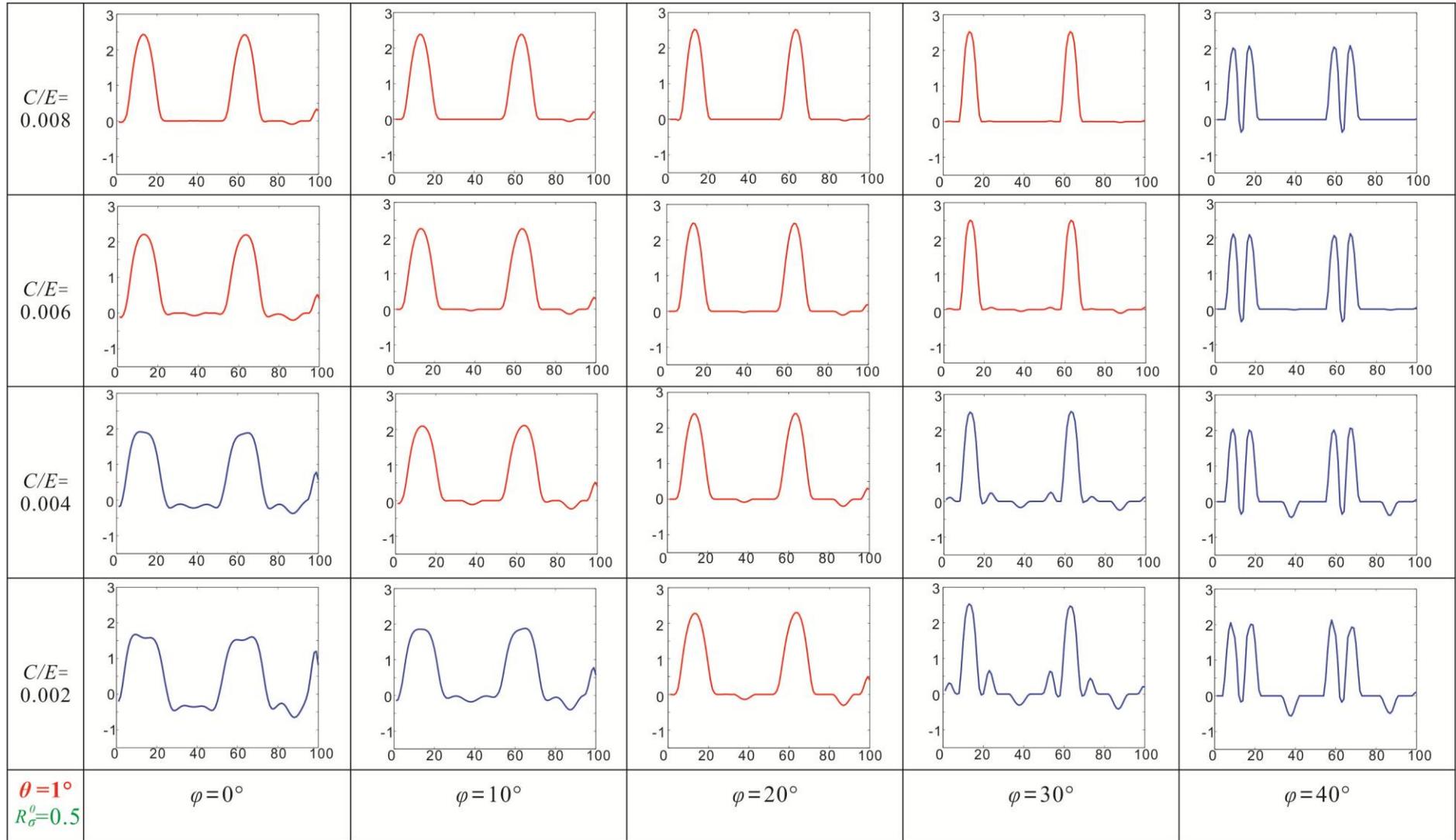


圖 4.21 $\theta=1^\circ$ ，初始應力之比 $R_\sigma^0=0.5$ ，凝聚力和摩擦角 φ 之滑移量圖。縮短量=35.9%。

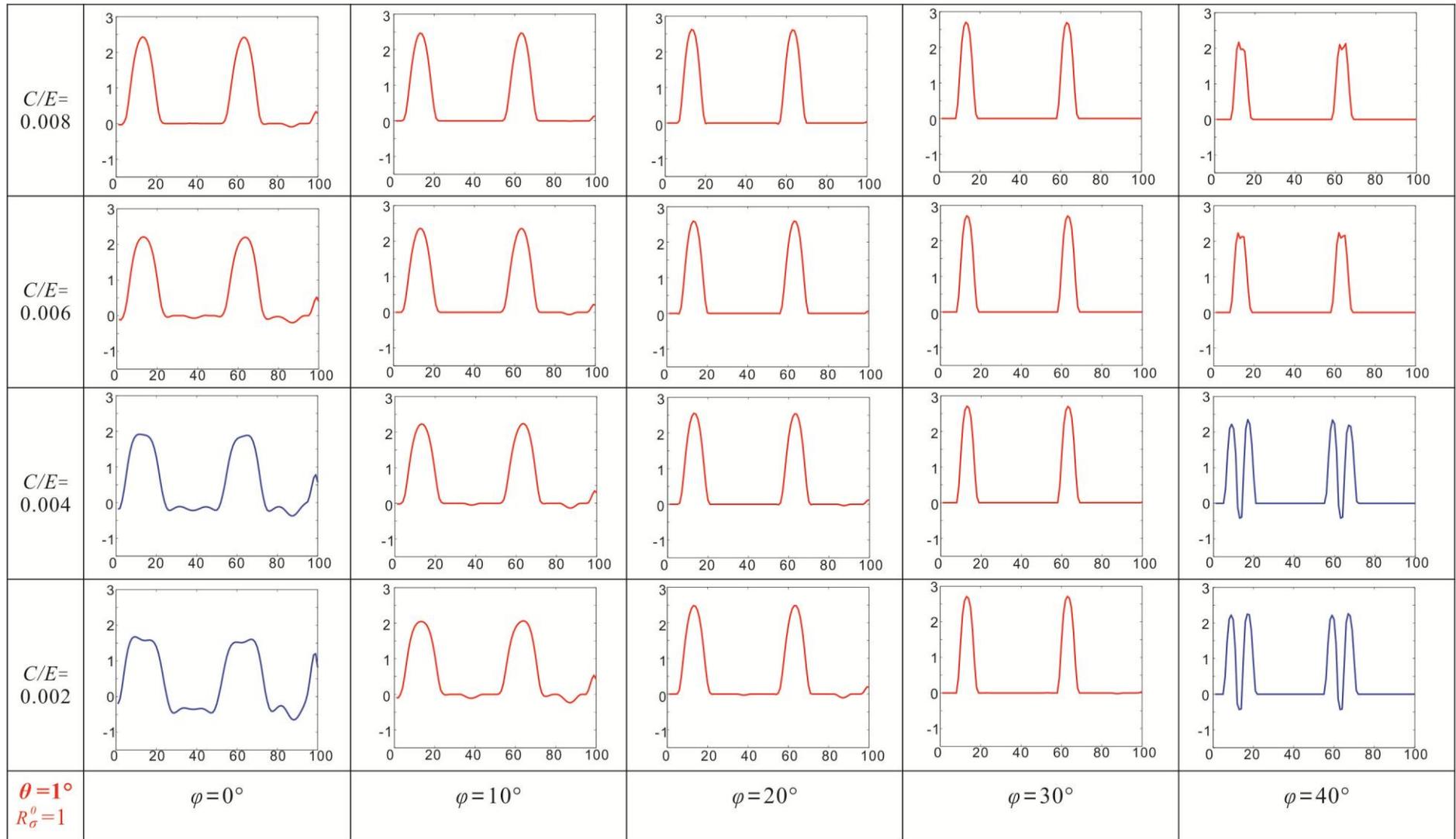


圖 4.22 $\theta=1^\circ$ ，初始應力之比 $R_\sigma^0=1$ ，凝聚力和摩擦角 φ 之滑移量圖。縮短量=35.9%。

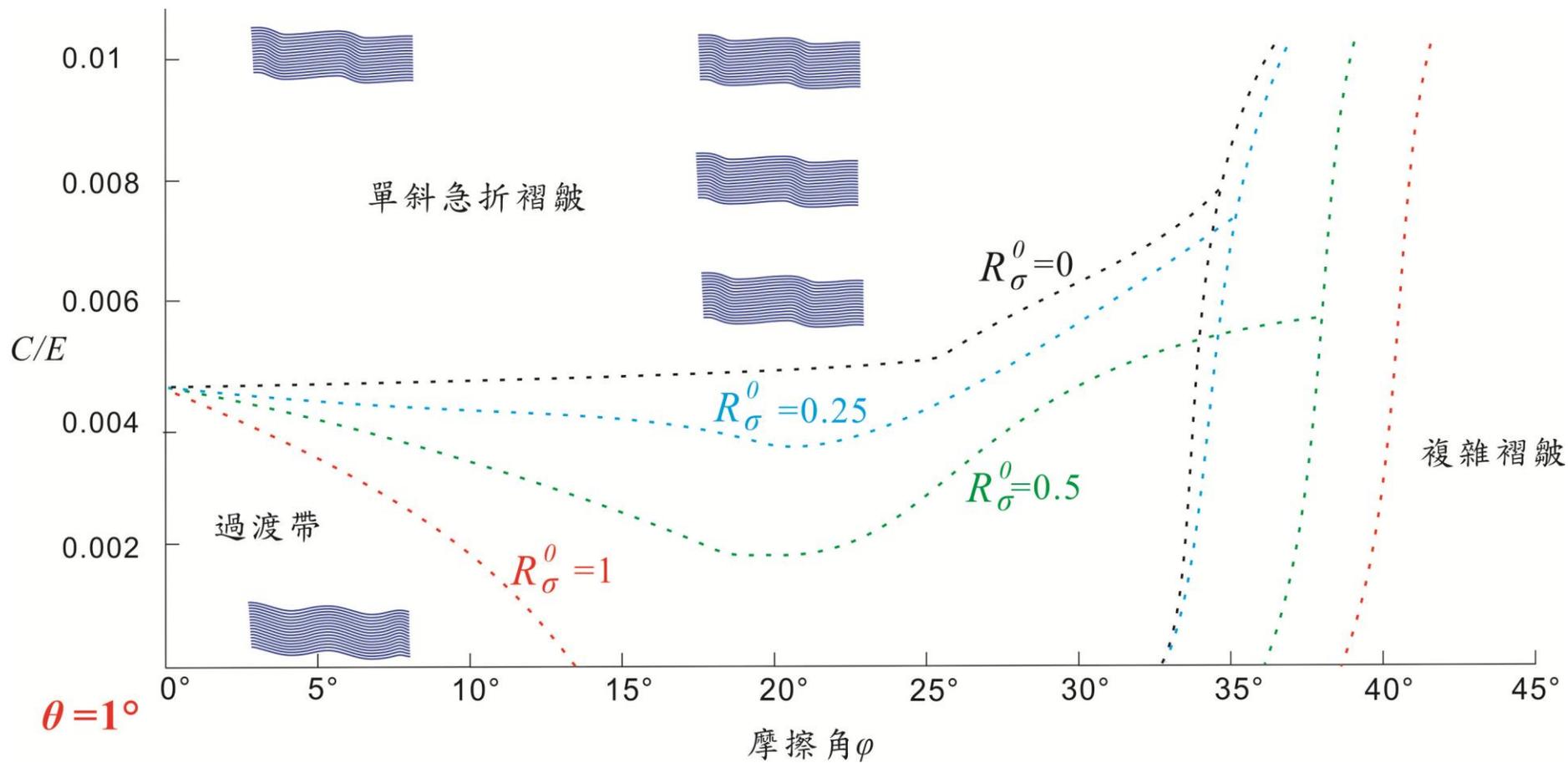


圖 4.23 $\theta = 1^\circ$ ，凝聚力與初始應力之比 R_σ^0 和摩擦角 φ 之關係示意圖。縮短量=35.9%

第五章 討 論

一般完整岩石的不連續面相關參數，如：摩擦角約為 30° 到 40° (Byerlee, 1978)，凝聚力約為 10 到 100MPa (Lundborg, 1966)，楊氏係數略為 10GPa ($\text{Pa}=\text{N}/\text{m}^2$) (Johnson, 1970)。這些數值大多取得自不具層狀構造的完整岩體中。本研究探討的急折褶皺則必須於劈理面發達的變質岩中形成，如：板岩和千枚岩，或是呈層狀的沉積岩中形成，這些岩石種類所具有的不連續面相關參數必定小於上述完整岩體的數值。本研究中所設定的參數範圍都已囊括上述前人所提出的數值，故本研究之分析已涵蓋了形成急折褶皺之參數條件的範圍。

5.1 與前人提出模式的比較

首先，比較本研究中模擬結果與前人所提出的運動學模型之差異，模擬的急折帶內層面寬度不隨著縮短量增加而增加，始終保持相同的寬度，以圖 5.1 為例。圖 5.1 為當摩擦角為 10° 和 R_G^0 為 1 時，在不同縮短量的褶皺形貌圖與總滑移量圖對照。首先，看到滑移量圖的部分，縮短量分別為 10%、20% 和 30.4% 的滑移量圖，表示具有滑移量的層面皆集中在兩個區域，且此區域之寬度沒有增加或減少。再以褶皺形貌圖對照，可知共軛急折褶皺之急折帶內（具有滑動量）的層面與水平面的夾角，隨縮短量增加而增加，意即急折帶內的層面僅以旋轉的方式形變，並不會造成急折帶寬度的增加。由褶皺形貌圖與滑移量圖可知，本研究之模擬結果相似於 Stewart and Alvarez(1991)對急折褶皺運動學分析中的固定樞紐急折作用 (Fixed-hinge kinking)(圖 2.10(c))模型，以及 Verbeek (1978)提出的旋轉式模型 (Rotation model)(圖 2.9.2)。在形成急折褶皺過程中，急折帶樞紐 (hinge) 固定不變，換言之，急折帶內層面之寬度固定不變，急折帶內的層面僅隨縮短量增加，以旋轉的方式形變。亦可在單斜急折褶皺之褶皺形貌圖與滑移量圖

中發現具有相同的結果，如圖 5.2。圖 5.2 與圖 5.1 之參數設定，僅改變其 θ 為 1° ，使原始複層層面傾斜。在圖 5.2 中，縮短量分別為 10%、20% 和 24.6% 的滑移量圖，表示出滑移量皆集中在兩個區域，此區域之層面寬度固定不變，僅以旋轉方式形變。但兩個前人所提出的模型，在變形過程中皆有急折帶內整體體積增加的情形，此情形並不與本研究之模擬結果相同。由於本研究所模擬的複層層面遵守庫倫摩擦準則，當層面受到的剪牽引力大於其本身的剪力強度時，僅以層面相互滑動來形變，無法模擬層面張開造成體積增加情形。

接著看到圖 5.2，縮短量分別為 35.9%、50.1% 和 60.5% 的褶皺形貌圖與滑移量圖。此參數設定條件於縮短量為 35.9% 時，依滑移量圖與褶皺形貌圖被分類於「過渡帶」，因為其形貌圖似急折褶皺，但滑移量圖中除了有兩個正峰值以外，其餘部分也有微小的滑動，不屬於急折褶皺之規定。由 50.1% 和 60.5% 的滑移量圖可知，其餘部分隨著縮短量增加而向反方向滑動，變成具有四個正、反峰值，褶皺形貌圖趨近屬於尖頂褶皺一類，與 Paterson and Weiss (1966) 提出急折褶皺變形演化過程的理想模型 (圖 2.8) 有相似之處，雖然本研究之急折帶寬度不隨縮短量而增減，也沒有交錯成網狀的急折帶，且初始層面與水平應力不平行，但在縮短量大於 50%，褶皺形貌成尖頂褶皺，且其褶皺軸面近乎垂直水平應力方向。

本研究中選用之縮短量為 35.9%，是因為縮短量過小之褶皺形貌不易辨別其形貌並加以分類，如圖 5.1 中縮短量小於 30.4% 的褶皺形貌圖，皆不易辨認其形貌是否為急折褶皺，便無法準確判斷本研究所使用的數值模擬方法是否正確。因此，選用縮短量為 35.9%，較可辨認褶皺形貌為何種類型的褶皺。此與 Paterson and Weiss 利用千枚岩壓縮得到急折褶皺的實驗裡中縮短量為 13% 不同 (圖 2.4)，此可能是由於數值模擬與施作實驗參數設定上的不同所造成的結果。

模擬單斜急折褶皺，設定初始力學複層層面與水平應力之間的夾角為 θ ，經過壓縮之後，因層面部分滑動造成褶皺形貌改變，原先設定的 θ 也因此改變。在第四章中所模擬的單斜急折褶皺，其初始 θ 為 1° ，經歷受壓至 35.9% 的縮短量後，角度改變為 3° 。當初始 θ 設定角度越大時，改變的角度隨之增加。Paterson and Weiss 欲得到單斜急折褶皺，亦是將千枚岩之劈理面與壓縮應力方向之間具有交角，施作實驗而得單斜急折褶皺，但其初始傾斜角度保持固定（圖 2.4 最右圖），因為施作實驗時，施加壓縮應力之端板必須與岩石試體接觸，扣除端板所造成的端板效應（end effect），岩石試體與端板所接觸的兩面，亦不會有任何滑動，故 θ 不變。本論文中的數值模擬對於模擬環境條件設定上就不同，因為沒有施加壓力的端板，將力學複層放入彈性介質內，以遠場壓縮應力對整個彈性介質做擠壓，導致力學複層彎曲變形，才造成模擬結果之 θ 會改變。如同 Ghosh (1968) 利用黏土複層施作壓縮實驗之結果。

5.2 與實際急折褶皺的比較

雖然模擬結果顯示，凝聚力與楊氏係數之比 (C/E) 僅需大於 0.005，可在無摩擦角的設定下形成急折褶皺（圖 4.7），在真實地質環境下，當岩石之層面性質無不具有摩擦強度，代表其岩石已產生韌性變形，可用破壞包絡線（failure envelope）解釋之，此包絡線為當一岩體在不同應力狀態下破壞時，與各莫耳圓之公切線，如圖 5.3，圖中可見包絡線為一條斜率漸漸變緩的曲線，在巨大的圍壓下，此線近乎為水平線。摩擦角之正切值在此即代表破壞包絡線之斜率。由此可知，岩石在圍壓巨大的環境下，其層面參數中的摩擦角（摩擦強度）可為 0° ，此時岩石變形行為則以韌性為主。

急劇轉折形貌的急折褶皺，其形成之地質環境應在脆韌轉換帶（brittle-ductile transition zone）以上，脆韌轉換帶在地殼中具有較大的強度，對於富含石英之地殼而言，此帶出現大約在 10 到 15 公里的深度，這

是因為材料的脆性強度隨圍壓增加而增加，韌性強度則隨溫度增加而減少，而脆韌轉換帶就是出現在兩者大小相等的深度，如圖 5.4。在此帶以上之岩石變形行為以脆性為主，以下則以韌性為主。在前段提到，韌性變形與摩擦角為 0° 之變形行為相似，從模擬結果可知，在沒有凝聚強度的情況下，韌性變形並無法產生急折褶皺。因此，急折褶皺形成時的地質環境應在脆韌轉換帶中或以上。地底 15 公里深的圍壓，若以密度 2700 kg/m^3 利用靜岩壓公式 $P = \rho gh$ ，換算得到圍壓約為 410 MPa ，故本研究所設定之圍壓大小必須包含此值，才可完整地模擬急折褶皺所有可能形成之環境。本研究則以初始應力之比 R_σ^0 設定圍壓， R_σ^0 等於 1 具有最大的圍壓，代表初始垂直應力與初始水平應力大小相同，再利用利用 $\sigma_{xi}^\infty = \varepsilon_{xx}^\infty \frac{E}{1-\nu^2}$ 且代入 E 為 10 GPa 和 ν 為 0.25，換算得到應力值，其值約為 210 MPa ，此數值與脆韌轉換帶的壓力大小有所出入。但是第三章中提到，本研究中楊氏係數與泊松比之參數設定用意在於將遠場給予彈性介質的應變量轉變成應力，楊氏係數與泊松比之大小並不是改變褶皺形貌的關鍵，又可從 Kulhawy (1975) 的研究中得知一般岩石之楊氏係數約為 40 GPa (表 3.1)，若將此值代入轉換式，得到之應力值必可包含脆韌轉換帶之圍壓。Kulhawy 的研究中得知可形成急折褶皺的葉理狀變質岩之平均凝聚力與摩擦角，其 $C/E = 45.7 \text{ MPa} / 47.0 \text{ GPa} = 0.001$ ，摩擦角 φ 為 27.3° 。因此本研究可在圖 4.13 找出在此參數條件設定下，其 R_σ^0 必須大於 0.25 才可形成共軛急折褶皺，也就是說，葉理狀變質岩必須在具有圍壓的環境下，才能形成共軛急折褶皺。

觀察真實自然界中急折帶與未滑動層面（劈理面）之間夾角 α ，本研究模擬結果 α 約為 81° 到 85° (圖 4.3)，且 α 隨著凝聚力增加有約略增大。對照到台 14 甲線距南投武嶺不到 100 公尺處的廬山層露頭 (座標：北緯 $24^\circ 08.253'$ 東經 $121^\circ 16.487'$)，如圖 5.5 與圖 5.6 所示。此露頭點可以看到有多組明顯的急折帶，急折帶寬度為 10 到 20 公分不等，兩轉折帶之間大約相

隔 35 到 75 公分，急折帶內的板岩傾斜方向相同，屬於左旋（sinistral）的單斜急折褶皺。由此可知，形成此褶皺之應力方向不與板劈理面方向呈水平。圖 5.6 中可明顯看到一急折帶，紅線表示板岩之板劈理方向，黃色虛線為急折面方向。測量露頭點之 α 約為 67° 到 75° ，與模擬結果有些許出入，而前人對於千枚岩與黏土複層所做的實驗中（Paterson and Weiss ; Ghosh , 1968）得到的 α 與野外露頭點所測量值相近。

此外，在同屬於廬山層的宜蘭南方澳的豆腐岬地區，亦有發現急折褶皺的露頭點，如圖 5.7 與圖 5.8 所示，此處板岩之板劈理較發達，因此岩層較為破碎，而露頭所測量的 α 約在 65° 到 80° 。圖 5.5 中，急折帶為透鏡狀，與其他露頭點之平直的集折帶不同。

在野外所觀察的露頭點均無發現共軛急折褶皺，僅發現單一急折帶或是一系列的急折帶所組成的單斜急折褶皺。由此可知，岩層形成急折褶皺受到的主要壓縮應力方向，大多並不與岩層之劈理面方向平行。導致野外露頭點所發現的急折褶皺，以單斜急折褶皺為主。

摩擦角 $\varphi=10^\circ$ $R_\sigma^0=1$

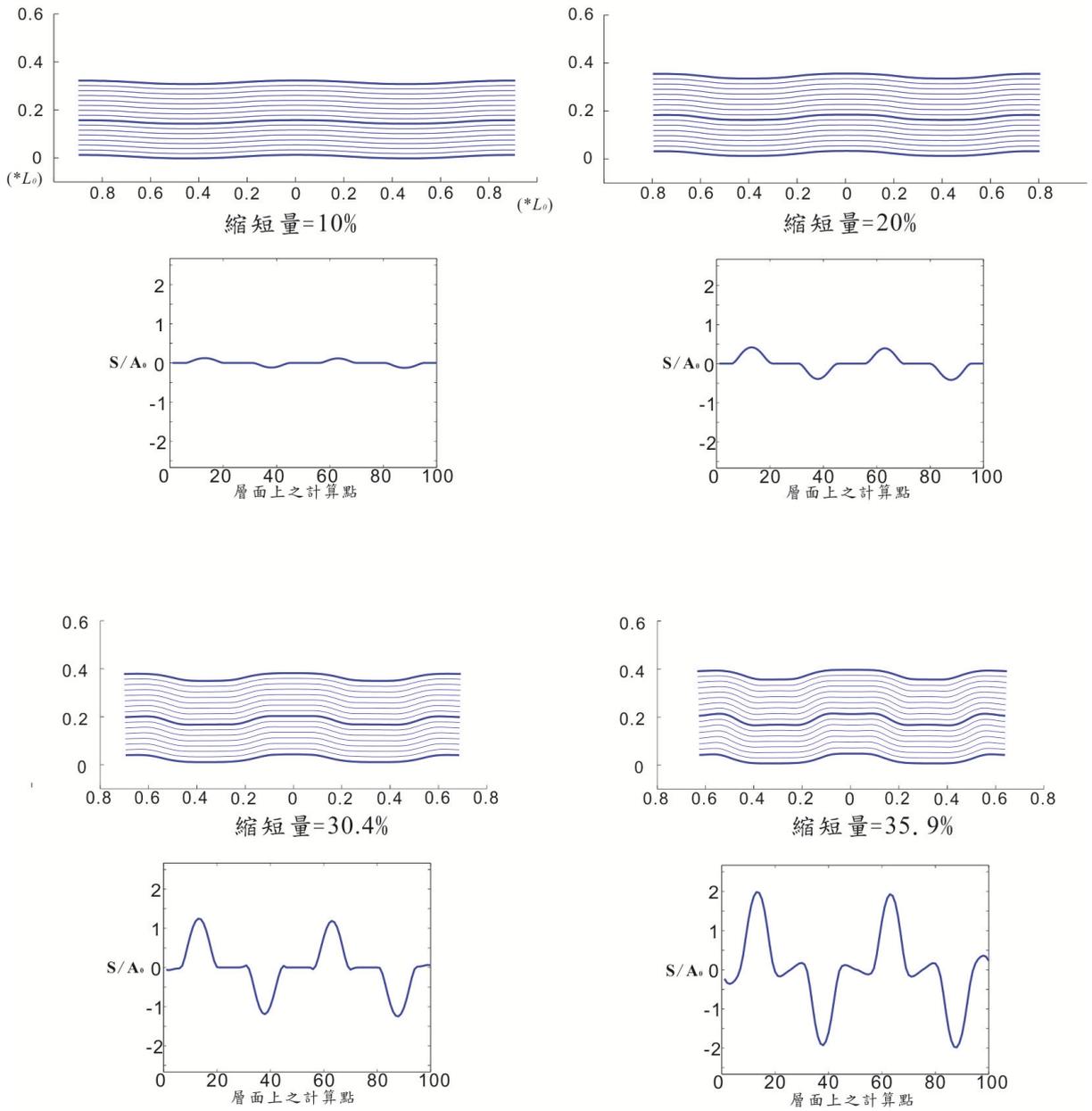


圖 5.1 在不同縮短量的褶皺形貌圖與總滑移量圖。摩擦角 $=10^\circ$ 、 $R_\sigma^0=1$ 。

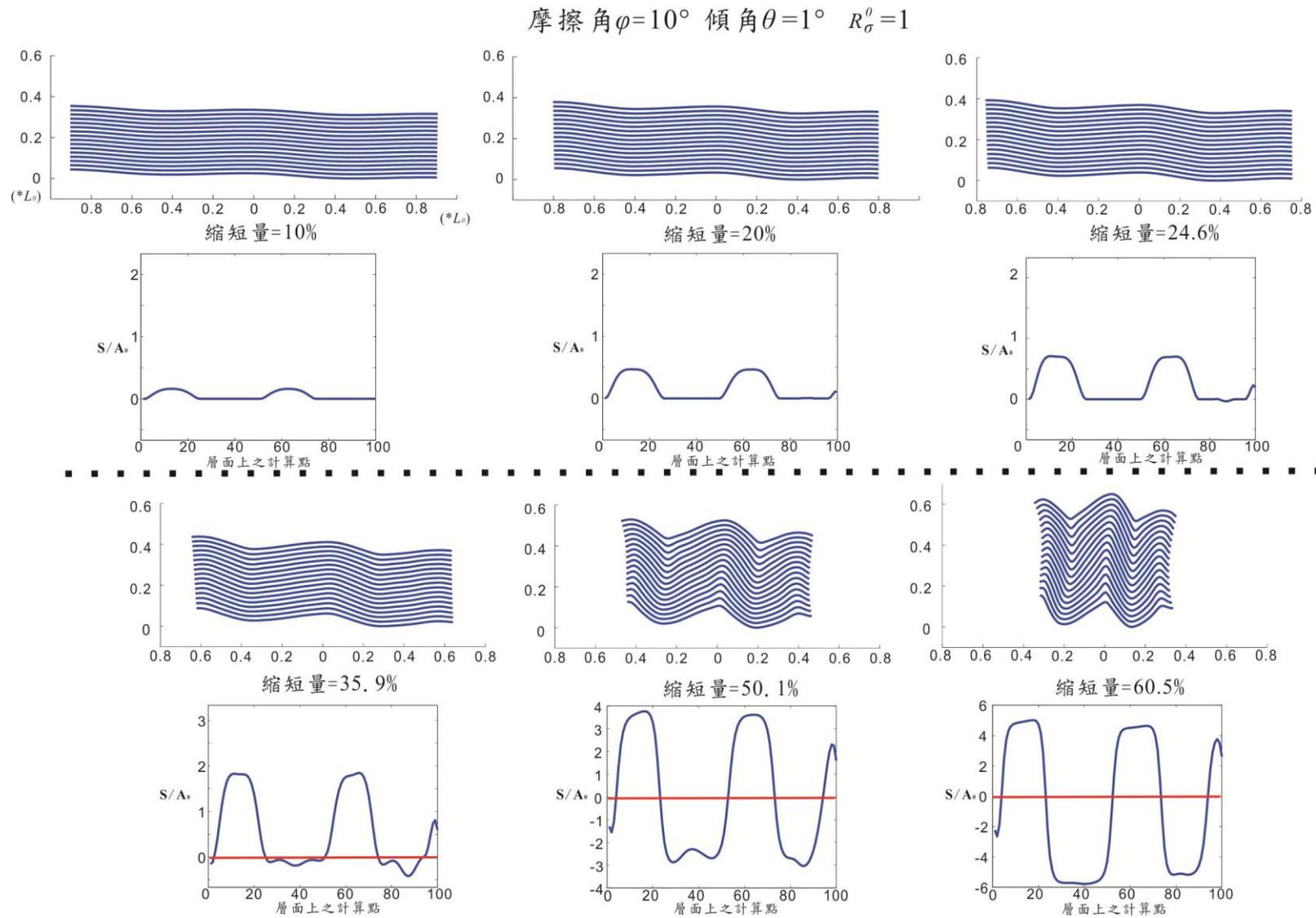


圖 5.2 $\theta=1^\circ$ ，在不同縮短量的褶皺形貌圖與總滑移量圖。摩擦角 $=10^\circ$ ， $R_\sigma^0=1$ 。

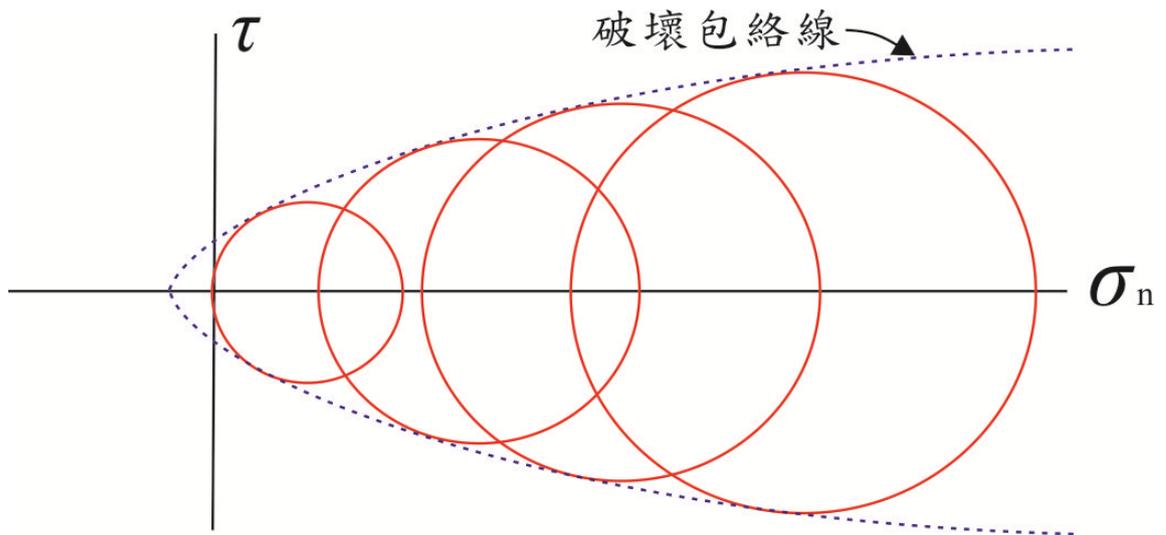


圖 5.3 破壞包絡線 (failure envelope) 之示意圖。

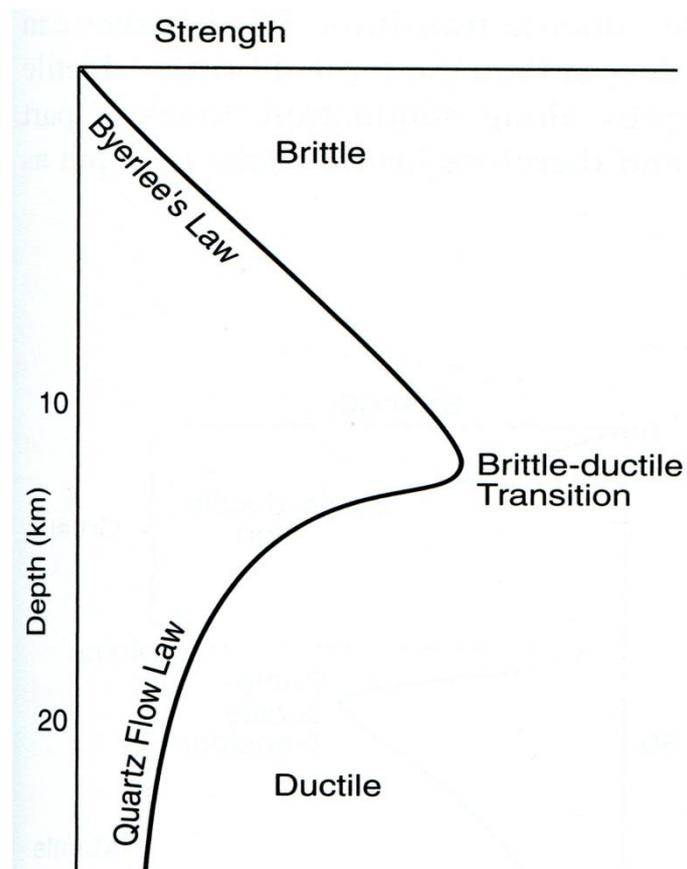


圖 5.4 脆韌轉換帶 (brittle-ductile transition zone) 之示意圖。富含石英之地殼。修改自 Davis et al. (2011)



圖 5.5 台14甲線武嶺地區的廬山層露頭遠拍。(座標點：北緯 $24^{\circ}08.253'$ 東經 $121^{\circ}16.487'$)

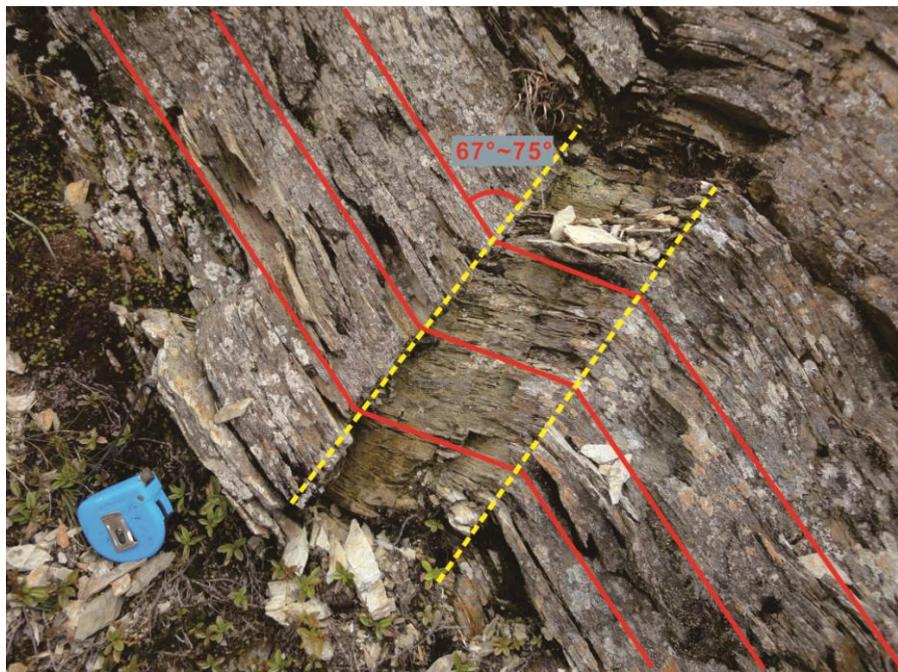


圖 5.6 台14甲線武嶺地區的廬山層露頭特寫。(座標點：北緯 $24^{\circ}08.253'$ 東經 $121^{\circ}16.487'$)

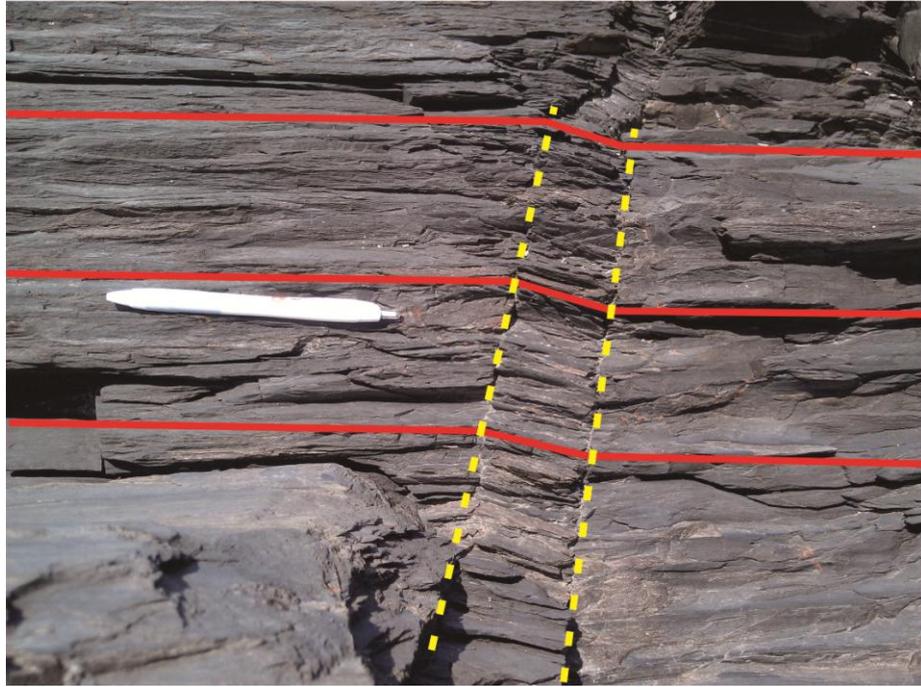


圖 5.7 宜蘭南方澳豆腐岬地區的廬山層露頭點之一特寫。(座標點：北緯 $24^{\circ}59.984'$ 東經 $121^{\circ}24.411'$)

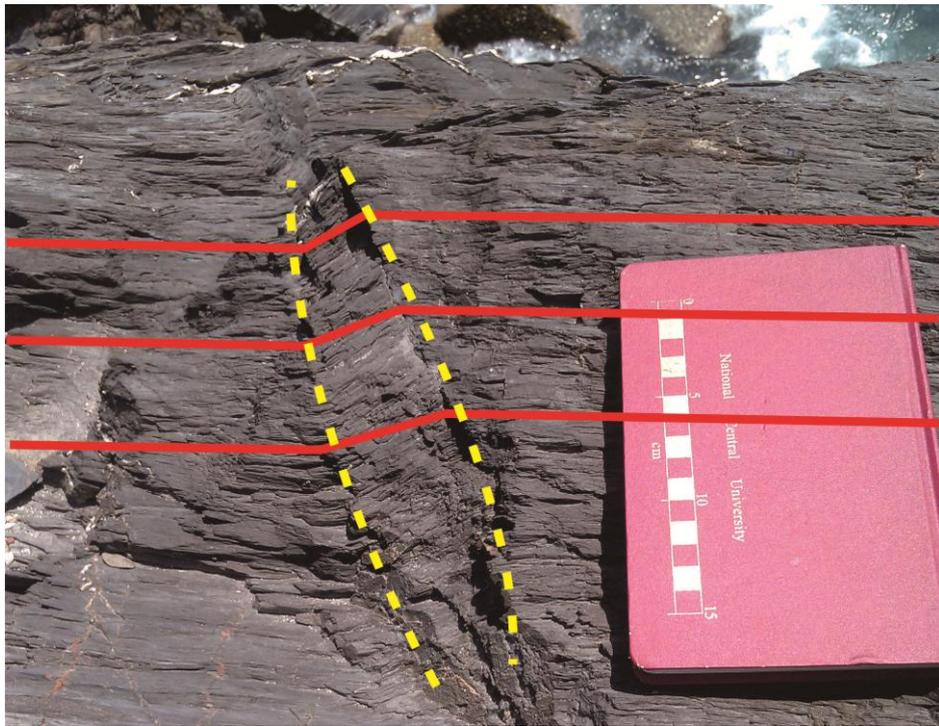


圖 5.8 宜蘭南方澳豆腐岬地區的廬山層露頭點之二特寫。(座標點：北緯 $24^{\circ}59.988'$ 東經 $121^{\circ}24.405'$)

第六章 結 論

本研究建立一套邊界元素模型，利用其模擬結果的褶皺形貌圖與總滑移量圖加以分析，參數設定涵蓋形成急折褶皺之參數條件的範圍，且了解摩擦強度（摩擦角）、凝聚強度（凝聚力）和初始應力之比（ R_0^0 ）對於形成急折褶皺具有相當重要的影響。

無論是共軛或單斜急折褶皺均無法在只具有摩擦強度的情況下形成（圖 4.7、圖 4.9、圖 4.16 和圖 4.19）。在只具有凝聚力的條件下，形成急折褶皺所需之凝聚力需大於楊氏係數的 0.004 到 0.005 倍。對於共軛急折褶皺的形成，若在沒有凝聚強度的情況下，則摩擦角必須介於 13° 到 38° ，且 R_0^0 需大於 0.2，才能形成急折褶皺；對於單斜急折褶皺，則 R_0^0 需大於 0.75。考慮三參數之關係，於摩擦角小於 35° 的模型中，若其初始垂直應力較大時，形成急折褶皺所需的層面凝聚力與摩擦角相對下調；於摩擦角大於 35° 的模型中，則形成急折褶皺的條件範圍變廣，取代了部分原先為複雜褶皺之區域以急折褶皺取而代之（圖 4.13 和圖 4.23）。本研究模擬急折褶皺過程中，急折帶樞紐（hinge）固定不變，換言之，急折帶內層面之寬度固定不變，屬於急折褶皺運動學分析中 Stewart and Alvarez(1991)提出的固定樞紐急折作用模型（Fixed-hinge kinking）。

設定 θ 初始力學複層層面與水平應力之間的夾角，加入模擬程式中，經過壓縮之後，因層面部分滑動造成褶皺形貌改變為單斜急折褶皺，若 θ 為 0° ，則為共軛急折褶皺。野外露頭點所發現的急折褶皺，也因為岩層形成急折褶皺受到的主要壓縮應力方向，大多並不與岩層之劈理面方向平行，造成大多以單斜急折褶皺為主。

論文中被歸類為「過渡帶」的褶皺，原因是此類參數設定的褶皺，在剛形成褶皺時為急折褶皺，而後，因為縮短量不斷增加，使起初平直不滑

動處產生滑動，褶皺形貌由原先為急折褶皺轉變成尖頂褶皺或波形複雜的褶皺，故將其歸類為「過渡帶」。

以上為本研究之結論。建議於未來研究，對於單斜急折褶皺之範疇可多加探討，並可加入遠場剪應力觀察其褶皺形貌變化，或以不同模型探討急折帶內體積增加的情形，應會使模擬更加準確。最後希望本研究之結果，提供關於急折褶皺之形成所需之層面性質參數，可對於急折褶皺可能會造成的地質現象之解釋上有實質的幫助。

参考文献

- Anderson, T. B., 1964, Kink-bands and related geological structures: *Nature*, v. 202, p. 272-274.
- , 1974, The relationship between kink-bands and shear fractures in the experimental deformation of slate: *Journal of the Geological Society*, v. 130, no. 4, p. 367-382.
- Byerlee, J., 1978, Friction of rocks: *Pure and applied Geophysics*, v. 116, no. 4, p. 615-626.
- Camerlo, R. H., and Benson, E. F., 2006, Geometric and seismic interpretation of the Perdido fold belt: Northwestern deep-water Gulf of Mexico: *AAPG bulletin*, v. 90, no. 3, p. 363-386.
- Clifford, P., Kink band development in the Lake St. Joseph area, northwestern Ontario 1968, Volume 68, p. 52.
- Clough, C., 1897, The geology of Cowal: *Mem. Geol. Surv. Scotland*.
- Crouch, S. L., and Starfield, A. M., 1983, Boundary element methods in solid mechanics: *Journal of Applied Mechanics*, v. 50, p. 704.
- Davis, G. H., Reynolds, S. J., and Kluth, C. F., 2011, *Structural Geology of Rocks and Regions*.
- De Sitter, L. U., 1956, *Structural Geology*, McGraw Hill, London.
- Dewey, J., 1965, Nature and origin of kink-bands: *Tectonophysics*, v. 1, no. 6, p. 459-494.
- Donath, F. A., 1964, Strength variation and deformational behavior in anisotropic rock: *State of the earth in the earth's crust*. New York: Elsevier, p. 281-298.
- , 1968a, The development of kink bands in brittle anisotropic rock: *Igneous and Metamorphic Petrology. Geol. Soc. Am. Mem*, v. 115, p. 453-493.
- , Experimental study of kink band development in Martinsburg Slate, *in Proceedings Kink bands and Brittle Deformation 1968b*, Volume 68-52, Geological Survey of Canada Paper, p. 255-287.
- Flinn, D., 1952, A tectonic analysis of the Muness phyllite block of Unst and Uyea, Shetland: *Geological Magazine*, v. 89, no. 04, p. 263-272.
- Fossen, H., 2010, *Structural Geology*, Cambridge University Press.
- Frehner, M., and Schmalholz, S. M., 2006, Numerical simulations of parasitic folding in multilayers: *Journal of Structural Geology*, v. 28, no. 9, p. 1647-1657.
- Ghosh, S. K., 1968, Experiments of buckling of multilayers which permit interlayer gliding: *Tectonophysics*, v. 6, no. 3, p. 207-249.

- Hills, E. S., 1963, *Elements of Structural Geology*, Wiley.
- Honea, E., and Johnson, A. M., 1976, A theory of concentric, kink and sinusoidal folding and of monoclinial flexuring of compressible, elastic multilayers:: IV. Development of sinusoidal and kink folds in multilayers confined by rigid boundaries: *Tectonophysics*, v. 30, no. 3-4, p. 197-239.
- Johnson, A. M., 1970, *Physical Processes in Geology*, Freeman, Cooper & Company.
- Kirschner, D., and Teixell, A., 1996, Three-dimensional geometry of kink bands in slates and its relationship with finite strain: *Tectonophysics*, v. 262, no. 1-4, p. 195-211.
- Kleinsmiede, W. F. J., 1960, Geology of the Valle de Arán (Central Pyrenees): *Leidse Geologische Mededelingen*, v. 25, p. 129-245.
- Knill, J., 1961, Joint-drags in Mid-Argyllshire: *Proceedings of the Geologists' Association*, v. 72, no. 1, p. 13-19.
- Kulhawy, F. H., 1975, Stress deformation properties of rock and rock discontinuities: *Engineering geology*, v. 9, no. 4, p. 327-350.
- Lundborg, N., Triaxial shear strength of some Swedish rocks and ores, *in Proceedings 1st ISRM Congress 1966*, Volume 1, p. 251-255.
- Okada, Y., 1985, Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space: *Geological Society of America Bulletin*, v. 75, no. 4, p. 1135-1154.
- Orowan, E., 1942, A type of plastic deformation new in metals: *Nature*, v. 149, no. 3788, p. 643-644.
- Paterson, M. S., and Weiss, L. E., 1962, Experimental folding in rocks: *Nature*, v. 195, p. 1046-1048.
- , 1966, Experimental deformation and folding in phyllite: *Geological Society of America Bulletin*, v. 77, no. 4, p. 343.
- Pfaff, V. J., and Johnson, A. M., 1989, Opposite senses of fold asymmetry: *Engineering geology*, v. 27, no. 1-4, p. 3-38.
- Pimenta, S., Gutkin, R., Pinho, S., and Robinson, P., 2009, A micromechanical model for kink-band formation: Part I-Experimental study and numerical modelling: *Composites Science and Technology*, v. 69, no. 7-8, p. 948-955.
- Reches, Z., and Johnson, A. M., 1976, A theory of concentric, kink and sinusoidal folding and of monoclinial flexuring of compressible, elastic multilayers: VI. Asymmetric folding and monoclinial kinking: *Tectonophysics*, v. 35, no. 4, p. 295-334.
- Scharer, K., Burbank, D., Chen, J., and Weldon II, R., 2006, Kinematic models of fluvial terraces over active detachment folds: Constraints on the growth mechanism of the Kashi-Atushi fold system, Chinese Tian Shan: *Geological Society of America Bulletin*, v. 118, no. 7-8, p. 1006-1021.

- Stewart, K. G., and Alvarez, W., 1991, Mobile-hinge kinking in layered rocks and models: *Journal of Structural Geology*, v. 13, no. 3, p. 243-259.
- Turner, F. J., and Weiss, L. E., 1963, Structural analysis of metamorphic tectonites.
- Twiss, R. J., and Moores, E. M., 1992, *Structural geology*, WH Freeman.
- Verbeek, E. R., 1978, Kink bands in the Somport slates, west-central Pyrenees, France and Spain: *Geological Society of America Bulletin*, v. 89, no. 6, p. 814-824.
- Vogler, T., and Kyriakides, S., 2001, On the initiation and growth of kink bands in fiber composites: Part I. experiments: *International journal of solids and structures*, v. 38, no. 15, p. 2639-2651.
- Wadee, M. A., and Edmunds, R., 2005, Kink band propagation in layered structures: *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, v. 53, no. 9, p. 2017-2035.
- Wadee, M. A., Völlmecke, C., Haley, J. F., and Yiatros, S., 2011, Geometric modelling of kink banding in laminated structures: Arxiv preprint arXiv:1105.5768.
- Weiss, L. E., 1980, Nucleation and growth of kink bands: *Tectonophysics*, v. 65, no. 1, p. 1-38.
- Zandvliet, J., 1960, *The Geology of the Upper Salat and Pallaresa Valleys: Central Pyrenees, France-Spain*, Eduard Ijdo NV.
- 張波, 李生福, 張進江, 鄭亞東, and 張仲培, 2010, 膝褶, 膝褶帶, 共軛膝褶帶——一種可能的新型油氣構造樣式: *中國天然氣工業期刊*, v. 30, no. 2, p. 32-39.
- 黃文正, and 凱強生, 2010, 結合斷層滑移與岩層拱彎機制的斷層居中型褶皺之增長: *經濟部中央地質調查所特刊*, v. 24, p. 95-132.

附錄 A

A: 檢驗模擬中的遠場應變載荷大小及邊界元素單元長對褶皺形態的影響

本研究中利用極小應變(infinitesimal strain)的彈性理論來計算大變形，如同文中所述，假定大變形可由多次的小收縮載荷(shortening)求得。在模擬中，每次的小量收縮載荷的施予，利用前一次的變形位置去求得新的變形位置，但忽略每次起始的應力所造成的非線性效應。在模擬時，必須同時考量褶皺形態的精確度及電算機的性能。

本研究不希望這小量的收縮載荷(亦即模擬中的遠場應變)的大小影響到褶皺形態。因此試驗了不同大小的遠場應變量，圖 A1 中為相同總收縮量但不同遠場應變量下所得的褶皺。圖中顯示褶皺形態的確為不同遠場應變量的大小所影響。但當載荷施予數數目大於等於 15 後，亦即遠場應變小於等於 0.02，褶皺形態的差異顯然不易察覺。在本文中的模擬分析，所用的遠場收縮應變量為 0.02 或更小。

最後本文也不希望因元素單元長過長，而影響到褶皺形態。精確的數值解須要利用足夠短的元素，去組成層面及斷層，才足以代表模擬上連續分佈的邊界條件。為確定此邊界元素法，足以求得精確的褶皺，本研究作的一系列有系統的元素單元長的測試，直到元素單元長短到不再影響到褶皺形態。本文中所用的元素單元長為 $0.05L_0$ ， L_0 為層面波形的初始波長。

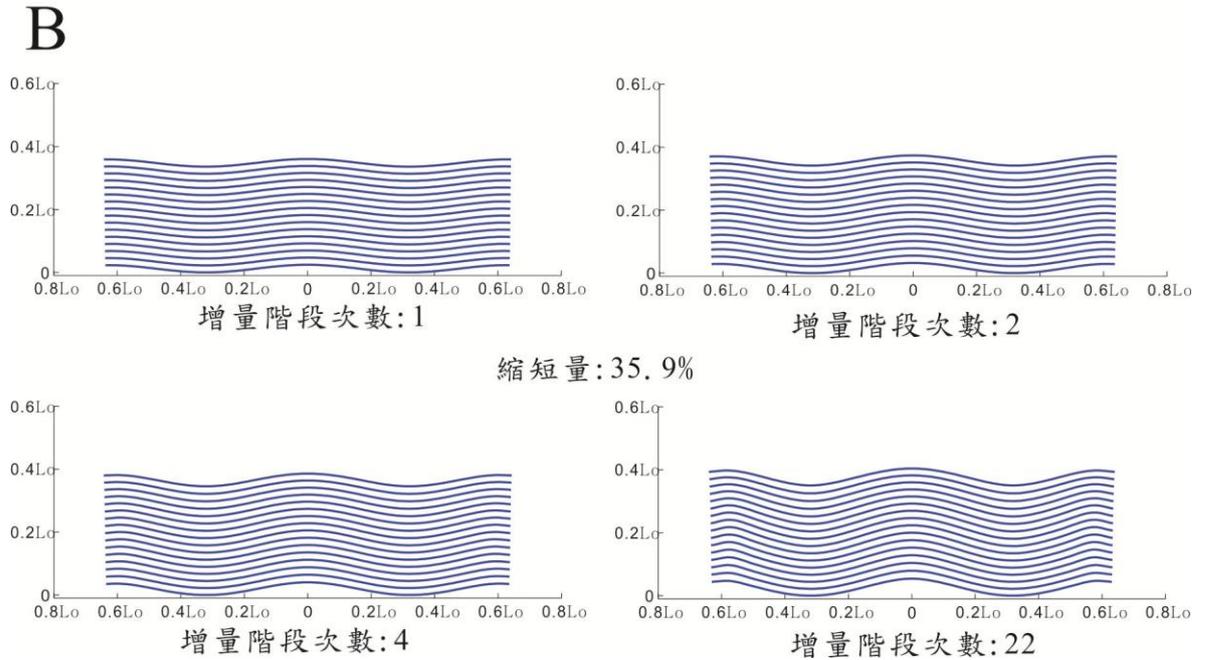
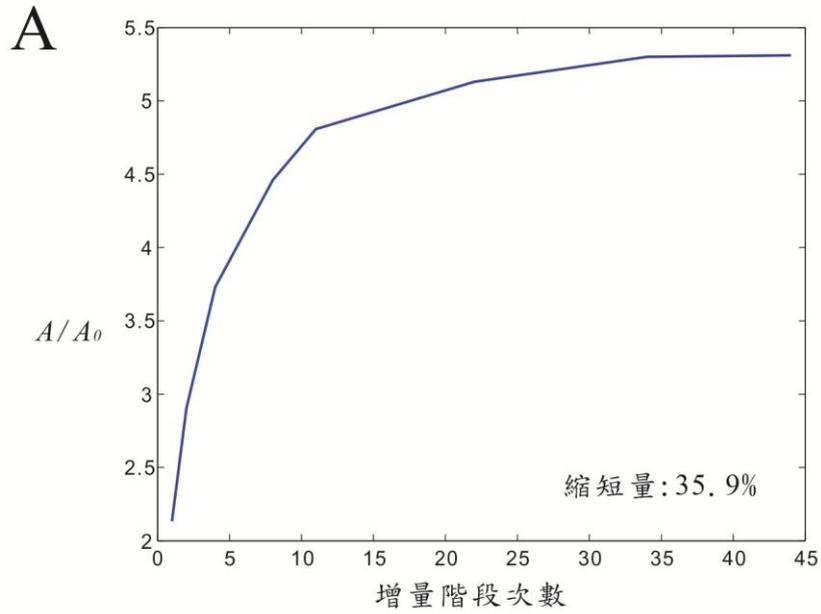


圖 A1 在相同縮短量的情況下，以斷層居中拱彎褶皺模型對遠場水平收縮應變的增量累積總數之評估。(A) 平均褶皺振幅對載荷增量數的關係。(B) 斷層居中拱彎褶皺。所有的褶皺形成於水平收縮量為35.9%。在載荷增量數等於或大於15，褶皺形態不再改變。