

內政部建築研究所專題研究計劃成果報告

研究案編號：MOIS 891016-1

計畫名稱：台北盆地設計反應譜因應近斷層設計地震力需求
之檢討

執行期間：八十八年十月二十六日至八十九年十月二十五日

台北盆地設計反應譜因應近斷層 設計地震力需求之檢討

計畫主持人：葉超雄

共同主持人：洪思閏

主辦單位：內政部建築研究所

執行單位：中華民國地震工程學會

中華民國八十九年十月

統 一 編 號

0022444890406

摘要

台北盆地附近有金山，崁腳，台北，新店，五股及山腳...等斷層，這些斷層的活動特性尚未十分清楚。有鑑於 1994 年洛杉磯北嶺地震，也是由隱藏性的未知埋置活動斷層錯動而引發的災害性大地震，因此有必要針對台北盆地，同時考量近斷層效應與盆地效應，進行盆地近斷層地震之研究，檢討目前耐震設計規範中有關台北盆地設計反應譜之形狀與大小，檢核是否足夠達到未來可能發生之盆地近斷層地震之設計地震力需求。

盆地附近的活斷層發生地震後，對於盆地內建築物之影響，是一項非常特殊且重要的地震工程問題，一般耐震設計規範均不考慮此種特殊盆地近斷層地震之效應。但目前台灣之耐震設計規範雖因葉超雄等人之研究結果，反應 1985 年墨西哥大地震盆地效應及 1986 年花蓮地震引起台北盆地效應的經驗與教訓，單獨將台北盆地列為一種特殊之地盤分類並具有單獨之設計反應譜與其他地震震區有所區隔，但並未真實反映出盆地近斷層地震之特殊需求。從地震危害度之觀點而言，台北盆地週遭斷層發生大規模地震之或然率或許不高，但因台北大都會區的重要性，這或許可以作為減災策略，防範未然之規劃基礎，同時可以作為重大工程建設，例如翡翠水庫耐震能力評估之重要參考依據。

目錄

中文摘要	I
目 錄	II
第一章 緒 論	1-1
1-1 地震波於盆地內之聚散焦現象	1-1
1-2 近斷層盆地效應	1-2
	
第二章 代表性速度脈衝地表運動	2-1
2-1 代表性速度脈衝地表運動之產生機制	2-1
2-2 地表運動之模擬	2-3
2-3 代表性速度脈衝地表運動對結構物之衝擊	2-15
	
第三章 代表性速度脈衝地表運動於盆地內之傳播	3-1
3-1 問題描述與基本方程式	3-1
3-2 分析方法與步驟	3-2
3-3 程式之驗證與頻率域中之聚散焦效應	3-8
3-4 代表性速度脈衝於不規則性盆地內之傳播	3-16
	
第四章 結論與建議	4-1
	
參考文獻	R-1
	
附錄 A 半無限域中雙力偶波源引致之勢能場	A-1
A-1 無限域中垂直線荷載引致之勢能場	A-1
A-2 無限域中水平線荷載引致之勢能場	A-3
A-3 無限域中雙力偶波源引致之勢能場	A-4
A-4 半無限域中雙力偶波源引致之勢能場	A-6
	
附錄 B 半無限外域展開級數之基函數	B-1
B-1 垂直線荷重之基函數	B-1
B-2 水平線荷重之基函數	B-3

第一章 緒論

九二一集集大地震雖然對台北盆地所造成之災害相對於中部地區而言來得小很多，但因此次規模夠大(芮氏規模 7.3)所以能夠激發所謂之盆地效應(basin effect)，此可提供我們一個絕佳之機會探討此一效應之影響，同時針對爾後台北盆地之相關耐震設計中，有關設計地震力之合理大小所帶來之衝擊作一初步探討。

當盆地地形(例如台北盆地)附近有活斷層發生錯動時，其對盆地內之建築物所造成之地震危害，比單純之近斷層地震危害更難以估計，而當工程師在進行耐震設計或評估補強時，最大的挑戰是來自於提供建築物所需之耐震功能性(seismic performance)及足夠之安全，但同時也必須考慮到經濟有效性。因此設計者必須考量在結構上、地質上以及地震學上之一些設計參數之不確定性，若處理或考慮不當，則整個建設經費將會提高很多。因此本報告旨在探討當盆地地形附近發生近斷層地震時，因盆地效應，在盆地內各場址之地表運動特徵為何？此問題之解答只有透過數值模擬之方式，才有辦法給出答案，並經由此方式合理地推估設計地震力之大小，兼顧經濟與安全，進行耐震設計，同時，其境況模擬之結果可提供盆地地形地震災害潛勢與損害評估之用，並據以妥善規劃相關之緊急應變、救援與修復措施，以減少地震引致之人命傷亡、經濟損失和社會不安。

1-1 地震波於盆地內之聚散焦現象探討

根據台北縣、市建管單位在九二一集集大震後，所複勘出之危險建築物所在之位置，可將其標示在地形圖上，以顯示受損較嚴重之區域如圖 1-1 所示。假設盆地內各區域之建築物密度及其抵抗地震之能力相差不多，則上述之建物受損之原因，取決於地震之地表運動程度在受損區域比其他地區為較大。由圖 1-2 中可看出台北盆地在此次地震中危險建物皆集中在新莊、五股、淡水、北投、士林、內湖、南港、松山、信義、文山等區域，這些區域均在盆地邊緣之環形帶狀區域內。而這些地區恰為聚焦效應較為嚴重之地區。

因為本次地震之震央發生在中部地區之南投縣集集鎮，故對台北盆地而言，震波幾乎是直接從南向北之方向入射至台北盆地內，此與一般地震震央發生在盆地東側之宜蘭外海或東南側之花蓮外海稍有些許不同。假設震波為從南向北方向入射到台北盆地之平面投影示意圖如圖 1-2 所示。

假設取 N-S 方向之垂直剖面如圖 1-3 所示，則台北盆地震災原因之初探，可以解釋為盆地之聚焦與散焦之效應在作用所致。如圖 1-3 所示，假設盆地距離震央夠遠(約 150 公里)則傳到台北盆地之主要地震波可視為一個平面波以某一個角度傾斜入射之理想狀態，當震波入射至盆地南邊時進入盆地之能量會散開，此即所謂之散焦效應，故盆地南邊之建物受損情況較不嚴重。反觀當震波傳至盆地北邊時，此時震波能量聚集在盆地邊緣之楔形區區域內而不易散出，因此其地表振

動程度較大，此即所謂之聚焦效應，故位於盆地北邊之邊緣地帶建物受損較嚴重，此可對照各測站之加速度歷時及受損區域圖來驗證，至於盆地北邊邊緣兩側之效應，可解釋為盆地之三維效應之影響。

由前述之探討，可初步獲知此次九二一集集大地震引起台北盆地震災之原因，若將盆地內各測站之地震紀錄，作進一步分析其主頻及相對應之空間分布情形，則可提供作為耐震設計規範中，有關設計地震力之大小合理訂定之參考。以下指出因本次地震中所帶來之一些衝擊，並提出重新思考之方向以供參考。

- 1.建議後續有關台北盆地之耐震設計規範，作進一步之修正，並考慮聚焦之盆地效應後進行盆地內之地震微分區以符合更實際之情況。
- 2.有關在盆地邊緣聚焦效應內之中小學校舍，其耐震能力與補強抗震標準應與盆地其他區域之中小學有所區隔。

1-2 近斷層盆地效應

假若台北盆地邊緣附近發生類似九二一集集大震之大規模逆衝斷層地震，則情況將是相當嚴重，其後果實在難以想像。針對這種境況我們必須有事先之萬全準備，以應付這種情境。本報告之內容即探討近斷層盆地效應之模擬。針對此種境況，所作模擬之結果並非是用來修改提高盆地之耐震設計標準而是建議一些盆地之重大工程建設，例如翡翠水庫或捷運系統等重要交通樞紐，均需進行耐震能力評估，同時針對境況模擬，事先擬妥救援，緊急應變與修復措施，以因應未來這種可能之發生。

目前已非常清楚的了解到靠近活斷層之地震，其地表運動具有非常獨特之特性，因此在作耐震設計時，必須非常謹慎的考量此因素。這種體驗是歷經過去所發生之近斷層地震中所累積的經驗與教訓，舉例而言這些地震包括 1989 年美國 Loma Prieta 地震，1992 年美國 Landers 地震，1994 年美國 Northridge 地震，1995 年日本 Kobe 地震以及 1999 年台灣集集地震。

當建築物或橋梁座落在非常靠近活斷層時，抵抗地震之耐震設計就變成是最重要之設計考量，根據以往之近斷層地震紀錄，可歸納出其地表運動特徵為

- 1.由斷層破裂延展過程所引致之長週期速度脈衝。
- 2.垂直斷層面方向上之水平地表運動反應譜值，一般在中至長週期範圍內都比平行斷層面之方向強烈。
- 3.垂直向之地表震動幅度皆比所預期的結果來得高。
- 4.在橫跨斷層附近之區域在震後無論在水平或垂直方向上皆有相當大之永久變位及相當大之相對位移。

想要藉由模擬計算之手段，了解盆地地形受到近斷層地震時之地表運動特徵，必須先將近斷層地震之特徵以合理之方式模擬出來，由第二章之分析，我們可以用一合理之力學模型模擬出一個具代表性速度脈衝之地表運動，此代表性速度脈衝地表運動具有與近斷層地震相同之地表運動特徵，同時其對近斷層結構物之衝擊

與近斷層地震具有同樣之效果。一旦斷層破裂模型確定後，即可計算此代表性速度脈衝地表運動於盆地內之傳播情形，並據以探討近斷層盆地效應。

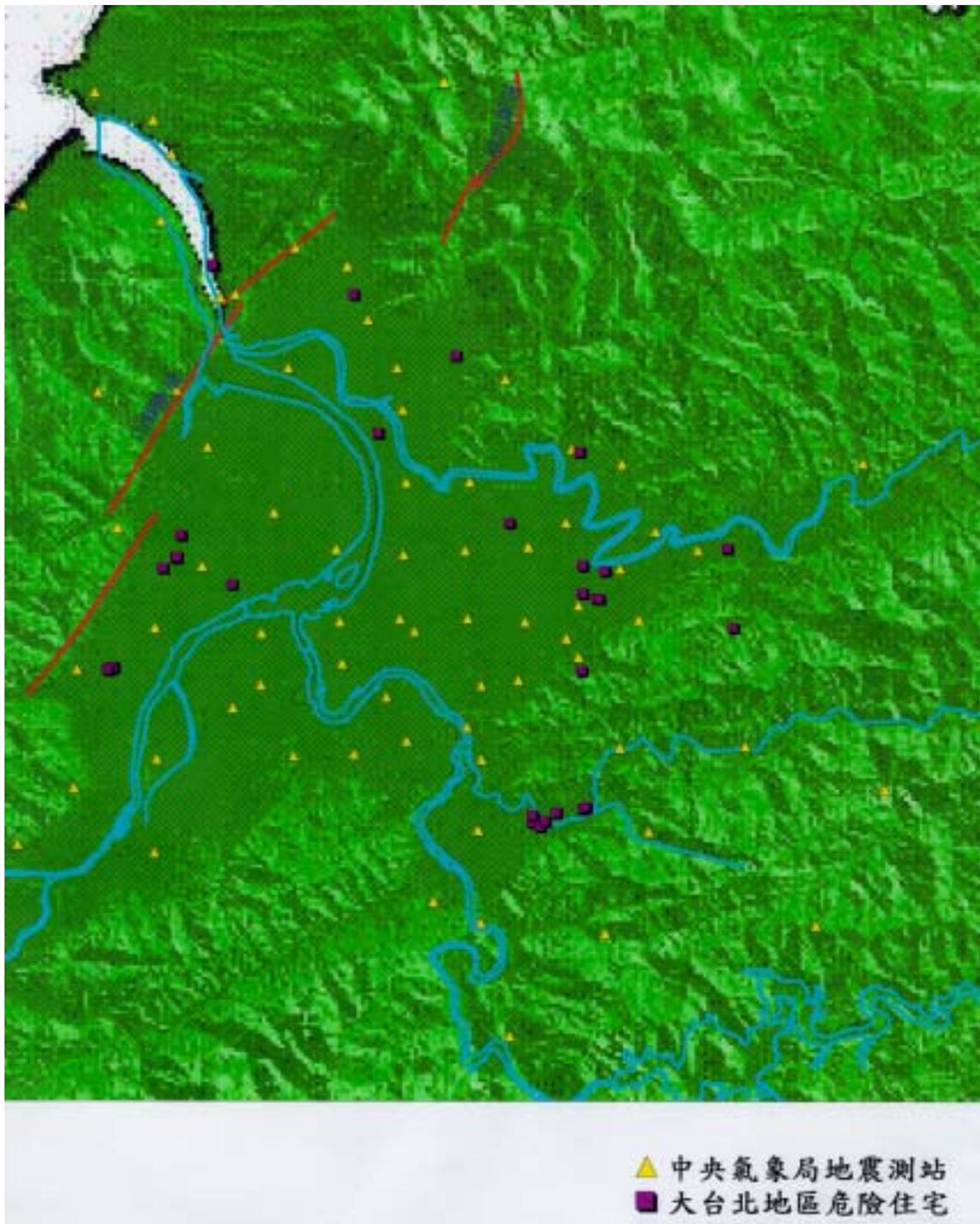


圖 1-1 台北縣市 921 地震危險住宅位置圖(九福科技協助繪製)

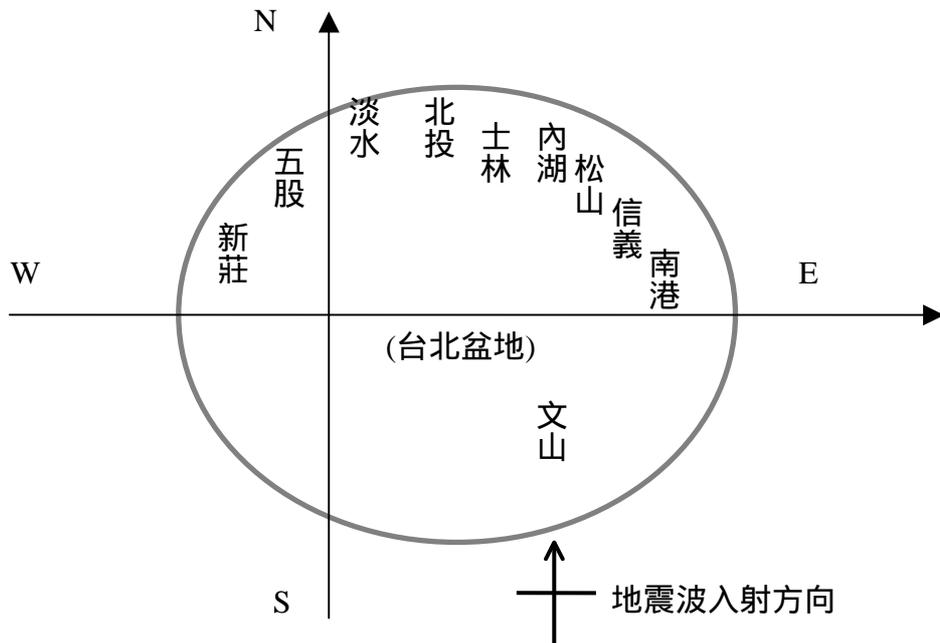


圖 1-2 九二一集集大地震中地震波侵襲台北盆地之平面投影示意圖

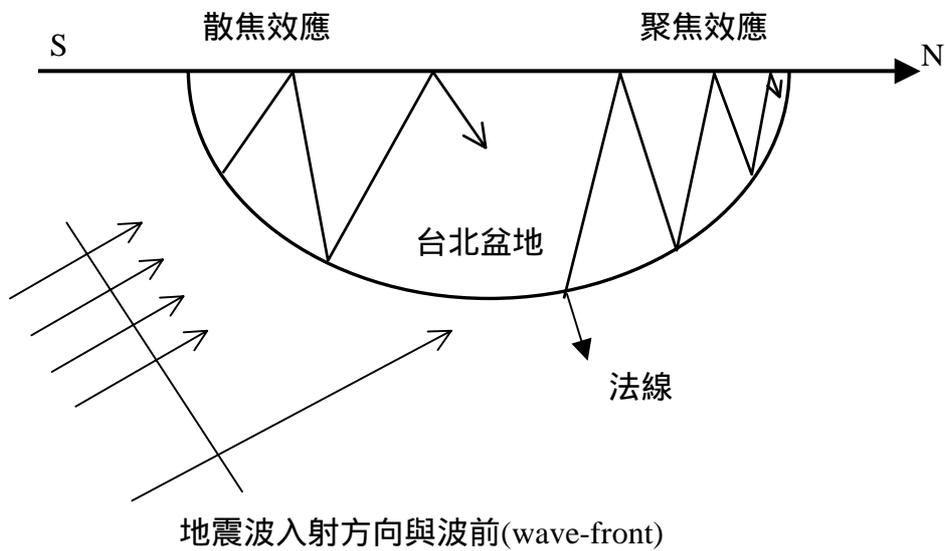


圖 1-3 沿 N-S 方向之盆地垂直剖面受地震波侵襲示意圖

第二章 代表性速度脈衝地表運動

內陸淺層大規模斷層錯動所引發之地震其地表運動之最大特徵為在速度訊號中會有速度脈衝之產生。此可由近幾年來之災害性近斷層地震(例如 1994 北嶺地震, 1995 神戶地震, 1999 集集地震)之地震紀錄中可觀察出來。此種速度脈衝所造成之結果, 往往使得結構週期與脈衝延時(duration)相近之結構物在很短的時間內, 將大量之地震能量近乎全數地傳遞並累積於結構物內, 若結構物之韌性容量不足以負荷, 則會在此脈衝持續時間內產生破壞, 至於接下來的其餘高頻地表運動已經是無關緊要。因此若要分析評估一結構物之韌性容量是否能滿足近斷層地震所造成之韌性需求, 可用一簡單之代表性速度脈衝訊號作為結構基底輸入運動, 取代原有較複雜之近斷層地震地表運動而達到同樣之效果。換言之, 若要評估一內陸淺層大規模斷層錯動引發之地震對不同斷層距離之結構物所造成之衝擊, 可依據合理之力學模型產生具有代表性速度脈衝之地表運動, 並據以檢核結構物之耐震設計是否滿足近斷層地震之特殊需求, 此點對一些座落於斷層附近之重要結構物而言尤其重要。

2-1 代表性速度脈衝地表運動之產生機制

一個得以產生代表性速度脈衝地表運動之合理機制, 其力學模型必定要能忠實地滿足諸如運動方程式以及邊界條件等客觀之力學限制。由於地震震源物理之研究日趨成熟, 而使得這種模擬計算成為可行。觀諸一些近斷層地震之地表運動, 可發現其垂直於斷層面方向之水平地表運動分量往往比平行於斷層面方向之水平分量要大得許多。此意味著若要推估近斷層之影響時, 垂直斷層方向上之水平地震紀錄已足具代表性。因此, 為能簡單而又合理得獲致近斷層地震之地表運動特性, 與斷層面垂直之剖面上的二維理論模型即已足夠。因此, 本報告所採用之斷層破裂機制主要是建構在與斷層面垂直之二維剖面內進行描述與模擬計算, 其斷層破裂模型與座標系統如圖 2-1 所示。

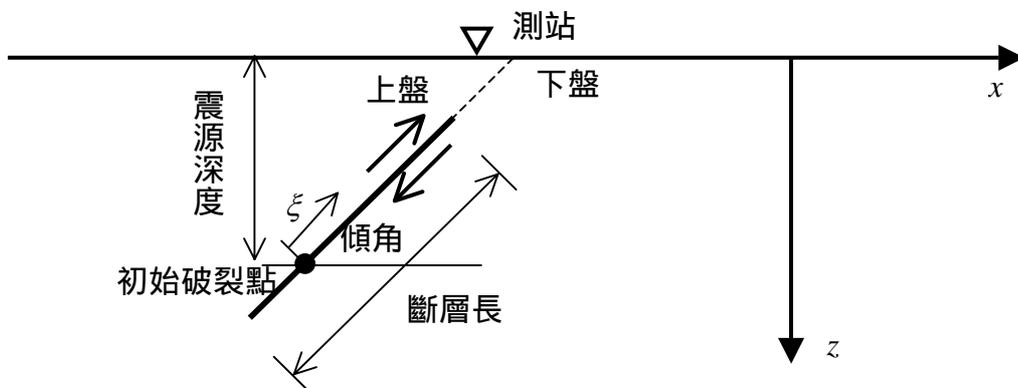


圖 2-1 模擬代表性速度脈衝地表運動之斷層破裂模型與座標系統

本報告所考慮用以產生代表性速度脈衝地表運動之斷層沉降滑移(dip slip)錯動模型為一種非對稱形式之擬動力破裂模式(quasi-dynamic rupture model)，其破裂過程介於單側破裂與雙側破裂之間，同時所謂擬動力破裂模式係指在裂縫開裂尖端(crack tip)之成長是滿足 Kostrov 半無限裂縫開裂之自相似解。斷層錯動破裂過程之空間-時間滑移函數(space-time slip function) $D(\xi, t)$ 如圖 2-2 所示，斷層自起始破裂點($\xi = 0$)開始，沿斷層面向下破裂至 1.5 km 處因阻障而停止，而沿斷層面向上則破裂至 6 km 處停止，破裂速度(rupture velocity) C_r 與癒合速度(healing velocity) C_h 分別設定為 $C_r=2.4 \text{ km/sec}$ 以及 $C_h=3.2 \text{ km/sec}$ 。 $\xi = 5.25 \text{ km}$ 處為最終癒合位置，癒合時間自最終癒合位置之 0.5 秒分別向兩端點($\xi = -1.5 \text{ km}$ 、 $\xi = 6.0 \text{ km}$) 線性減少至零，而最大總滑移量則設定為 1.5 公尺。

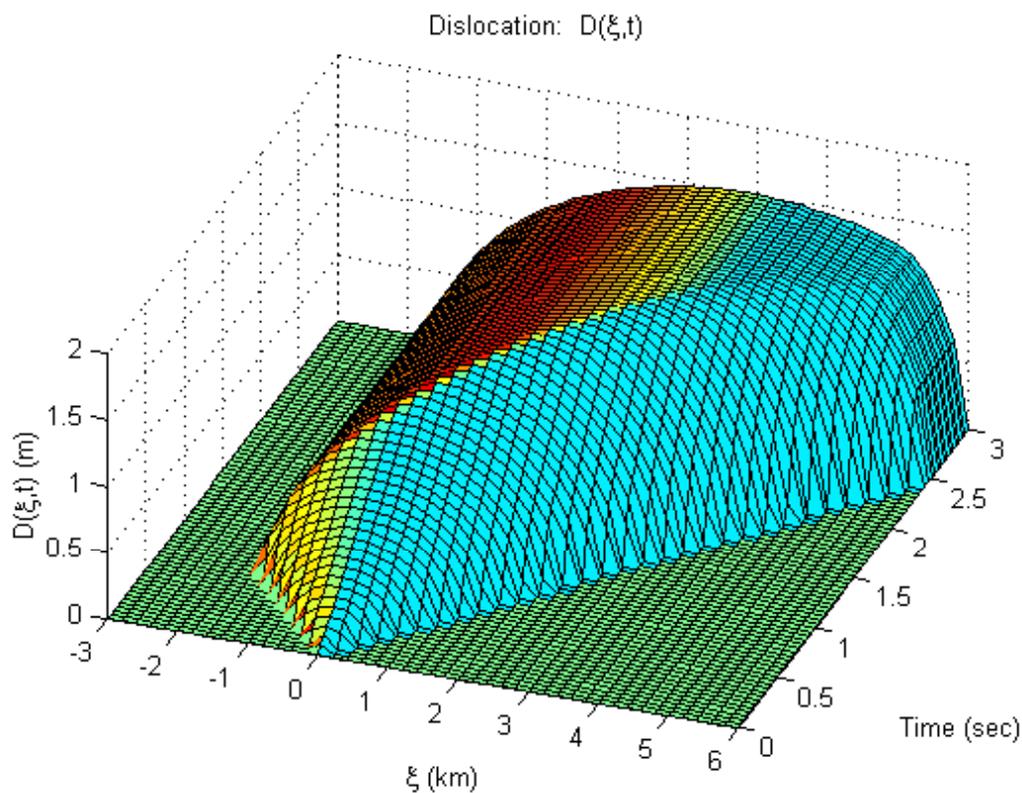


圖 2-2 斷層沉降滑移錯動之空間-時間滑移函數 $D(\xi, t)$

圖 2-2 建立之模型接近於大部分大規模淺層地震主破裂之中、低頻機制，所用之參數當然可以用其他合理之參數取代，以產生另外一種代表性速度脈衝地表運動。事實上，若按照破裂過程，可求得沿整個斷層面之破裂範圍及最終滑移分布，因此可估計出其相對應之地震力矩(seismic moment)及應力降(stress drop)，並代入經驗式可求得與圖 2-2 相對應之地震規模，詳細作法可參考 Boatwright[1980, 1981]，但於此處所估算出之規模，只是近斷層地震主子事件(major sub-event)之規模而已，並不代表整個近斷層地震之地震規模，完整之近斷層地震之規模還應包括其餘之次要破裂所作之貢獻。

2-2 地表運動之模擬

考慮一彈性均勻介質中質點的運動狀態，若以位移表示則其運動方程式如下：

$$(\lambda + \mu)\nabla\nabla\cdot\tilde{u} + \mu\nabla^2\tilde{u} + \tilde{f} = \rho\ddot{\tilde{u}} \quad (2.1)$$

其中

- \tilde{u} : 位移向量 (displacement vector)
- \tilde{f} : 單位體積之徹體力(body force)
- ρ : 質量密度(mass density)
- ∇ : 梯度運算子(gradient operator)
- λ, μ : 均質彈性材料之 Lamé 常數 (Lamé constants)
- \cdot : 對時間的微分
- ∇^2 : Laplace 運算子(Laplacian operator)

式中，梯度運算子 $\nabla = i\frac{\partial}{\partial x} + j\frac{\partial}{\partial y} + k\frac{\partial}{\partial z}$ 。

而 Laplace 運算子 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 。

利用 Helmholtz 分解，可將位移向量分解成

$$\tilde{u} = \nabla\phi + \nabla\times\tilde{\psi} \quad (2.2)$$

其中 ϕ 為純量勢能， $\tilde{\psi}$ 為向量勢能。若忽略徹體力的影響，將(2.2)式代入(2.1)

式可得

$$(\lambda + \mu)\nabla\nabla^2\phi + \mu\left(\nabla\nabla^2\phi + \nabla\times\nabla^2\tilde{\psi}\right) = \rho\left(\nabla\ddot{\phi} + \nabla\times\ddot{\tilde{\psi}}\right) \quad (2.3)$$

並化簡得：

$$\nabla^2\phi = \frac{1}{C_p^2}\ddot{\phi} \quad (2.4)$$

$$\nabla^2\tilde{\psi} = \frac{1}{C_s^2}\ddot{\tilde{\psi}} \quad (2.5)$$

其中 $C_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ ， $C_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ 分別代表縱波與橫波波速。分別對(2.4)和(2.5)式對

時間 t 取拉氏轉換(Laplace transform) , 並定義拉氏轉換對為 :

$$\bar{\phi} = \int_0^{\infty} \phi \cdot e^{-st} dt \quad (2.6)$$

$$\phi = \frac{1}{2\pi i} \int_{a-i\infty}^{a+i\infty} \bar{\phi} \cdot e^{st} ds ; a > 0 \quad (2.7)$$

令 $s = i\omega^*$, 則(2.6)及(2.7)式變成 :

$$\bar{\phi} = \int_0^{\infty} \phi \cdot e^{-i\omega^* t} dt \quad (2.6a)$$

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty-ia}^{\infty-ia} \bar{\phi} \cdot e^{i\omega^* t} d\omega^* \quad (2.7a)$$

若再進一步令 $\omega^* = \omega - ia$, 則(2.6a)及(2.7a)式可改寫成 :

$$\bar{\phi} = \int_0^{\infty} (\phi e^{-at}) \cdot e^{-i\omega t} dt \quad (2.6b)$$

$$\phi = \frac{e^{at}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\phi} \cdot e^{i\omega t} d\omega \quad (2.7b)$$

假設初始條件(initial condition)為零 , 並且假定是二維的情況下 , $\psi = (0, \psi, 0)$, 則(2.4)和(2.5)式經轉換後在 Laplace 域可寫成 :

$$\nabla^2 \bar{\phi} + k_p^{*2} \bar{\phi} = 0 \quad (2.8)$$

$$\nabla^2 \bar{\psi} + k_s^{*2} \bar{\psi} = 0 \quad (2.9)$$

其中 k_p^*, k_s^* 分別表縱波波數和橫波波數(wave-number) , 表示為 :

$$k_p^* = \frac{\omega^*}{C_p} \quad (2.10)$$

$$k_s^* = \frac{\omega^*}{C_s} \quad (2.11)$$

同理(2.2)式在二維之情況下於 Laplace 域可表示成 :

$$\bar{u}_x = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial z} \quad (2.12)$$

$$\bar{u}_z = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x} \quad (2.13)$$

分別將(2.8)及(2.9)式對 x 作傅立葉轉換(Fourier transform) , 定義傅氏轉換對如下 :

$$\tilde{\phi} = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\phi} \cdot e^{ikx} dx \quad (2.14)$$

$$\bar{\phi} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\phi} \cdot e^{-ikx} dk \quad (2.15)$$

則(2.8)及(2.9)式變成：

$$\frac{d^2 \tilde{\phi}}{dz^2} - (k^2 - k_p^{*2}) \tilde{\phi} = 0 \quad (2.16)$$

$$\frac{d^2 \tilde{\psi}}{dz^2} - (k^2 - k_s^{*2}) \tilde{\psi} = 0 \quad (2.17)$$

令

$$\nu = \sqrt{k^2 - k_p^{*2}} ; \text{Re } \nu \geq 0 \quad (2.18)$$

$$\nu' = \sqrt{k^2 - k_s^{*2}} ; \text{Re } \nu' \geq 0 \quad (2.19)$$

由附錄 A 之分析可知半無限域中單一雙力偶線波源(傾角為 δ)作用於 (x_0, z_0) 處所引致之自由場勢能積分表示為：

$$\bar{\phi}_0^f = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}_0^r e^{-\nu z - ikx} dk + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}_0 e^{-\nu|z-z_0| - ik(x-x_0)} dk \quad (2.20)$$

$$\bar{\psi}_0^f = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{B}_0^r e^{-\nu' z - ikx} dk + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{B}_0 e^{-\nu'|z-z_0| - ik(x-x_0)} dk \quad (2.21)$$

其中入射項係數為：

$$\bar{A}_0 = \frac{\bar{D}d\xi}{2k_s^{*2}} \left\{ \sin 2\delta \left[\frac{(2k^2 - 2k_p^{*2})}{\nu} \right] - \cos 2\delta [(2ik) \text{sgn}(z - z_0)] \right\} \quad (2.22)$$

$$\bar{B}_0 = \frac{\bar{D}d\xi}{2k_s^{*2}} \left\{ \sin 2\delta [(2ik) \text{sgn}(z - z_0)] + \cos 2\delta \left[\frac{(2k^2 - 2k_s^{*2})}{\nu'} \right] \right\} \quad (2.23)$$

而反射項係數為：

$$\begin{Bmatrix} \bar{A}_0^r \\ \bar{B}_0^r \end{Bmatrix} = \frac{1}{F(k)} \begin{bmatrix} -4k^2 \nu \nu' - (2k^2 - k_s^{*2})^2 & 4ik \nu' (2k^2 - k_s^{*2}) \\ -4ik \nu (2k^2 - k_s^{*2}) & -4k^2 \nu \nu' - (2k^2 - k_s^{*2})^2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{A}_0^- e^{-\nu z_0 + ikx_0} \\ \bar{B}_0^- e^{-\nu' z_0 + ikx_0} \end{Bmatrix} \quad (2.24)$$

其中

$$F(k) = (2k^2 - k_s^{*2})^2 - 4k^2\nu\nu' \quad (2.25)$$

而 \bar{A}_0^- 及 \bar{B}_0^- 為：

$$\bar{A}_0^- = \frac{\bar{D}d\xi}{2k_s^{*2}} \left[\sin 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_p^{*2}}{\nu} \right) + \cos 2\delta (2ik) \right] \quad (2.26)$$

$$\bar{B}_0^- = \frac{\bar{D}d\xi}{2k_s^{*2}} \left[-\sin 2\delta (2ik) + \cos 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_s^{*2}}{\nu'} \right) \right] \quad (2.27)$$

將 $\bar{\phi}_0^f$, $\bar{\psi}_0^f$ 改寫成以下更簡潔的形式：

$$\begin{aligned} \bar{\phi}_0^f &= \frac{\bar{D}d\xi}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{R_{pp}}{F(k)} \bar{A}_0^{-*} e^{-\nu z_0} + \frac{R_{ps}}{F(k)} \bar{B}_0^{-*} e^{-\nu' z_0} \right\} \cdot e^{-\nu z - ik(x-x_0)} dk \\ &+ \frac{\bar{D}d\xi}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}_0^{-*} e^{-\nu|z-z_0| - ik(x-x_0)} dk \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_0^f &= \frac{\bar{D}d\xi}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{R_{sp}}{F(k)} \bar{A}_0^{-*} e^{-\nu z_0} + \frac{R_{ss}}{F(k)} \bar{B}_0^{-*} e^{-\nu' z_0} \right\} \cdot e^{-\nu' z - ik(x-x_0)} dk \\ &+ \frac{\bar{D}d\xi}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{B}_0^{-*} e^{-\nu'|z-z_0| - ik(x-x_0)} dk \end{aligned} \quad (2.29)$$

其中 R_{pp} , R_{ps} , R_{sp} , R_{ss} 類似於廣義射線理論之反射係數，其值為如下之表示：

$$R_{pp} = - \left[(2k^2 - k_s^{*2})^2 + 4k^2\nu\nu' \right] \quad (2.30)$$

$$R_{ps} = 4ik\nu' (2k^2 - k_s^{*2}) \quad (2.31)$$

$$R_{sp} = -4ik\nu (2k^2 - k_s^{*2}) \quad (2.32)$$

$$R_{ss} = - \left[(2k^2 - k_s^{*2})^2 + 4k^2\nu\nu' \right] \quad (2.33)$$

$$\bar{A}_0^{-*} = \frac{1}{2k_s^{*2}} \left\{ \sin 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_p^{*2}}{\nu} \right) + \cos 2\delta (2ik) \right\} \quad (2.34)$$

$$\bar{B}_0^{-*} = \frac{1}{2k_s^{*2}} \left\{ \sin 2\delta (2ik) - \cos 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_s^{*2}}{\nu'} \right) \right\} \quad (2.35)$$

$$\bar{A}_0^{*} = \frac{1}{2k_s^{*2}} \left\{ \sin 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_p^{*2}}{\nu} \right) - \cos 2\delta [\text{sgn}(z - z_0)(2ik)] \right\} \quad (2.36)$$

$$\bar{B}_0^* = \frac{1}{2k_s^{*2}} \left\{ \sin 2\delta \left[\text{sgn}(z - z_0)(2ik) \right] + \cos 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_s^{*2}}{v'} \right) \right\} \quad (2.37)$$

如圖 2-3 所示，當一有限斷層(finite fault)發生動力剪切錯動時，假設裂紋長 L ，起始破裂點為 A ，其座標為 (x_A, z_A) 且其傾角為 δ 。若取局部座標 ξ (如圖 2-3 所示)，則：

$$x_0 = x_A + \xi \cos \delta \quad (2.38)$$

$$z_0 = z_A - \xi \sin \delta \quad (2.39)$$

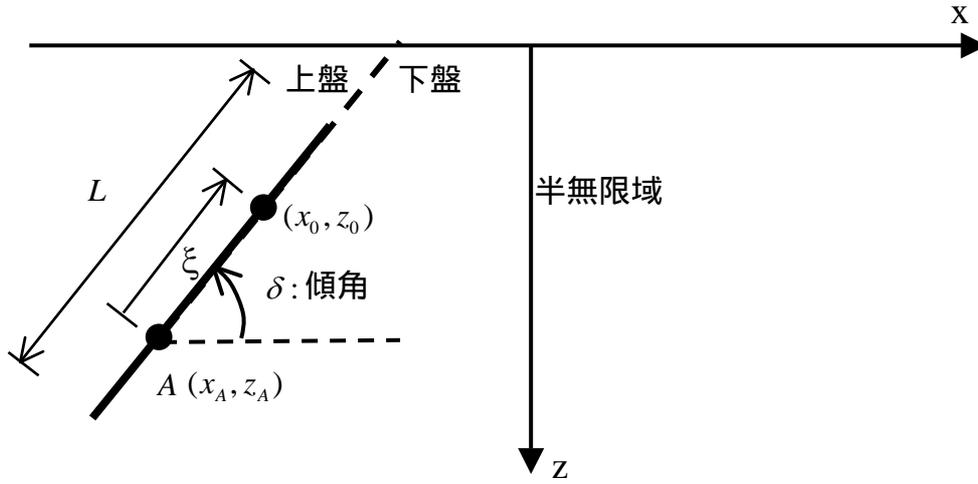


圖 2-3 一有限斷層發生動力剪切錯動示意圖

將(2.38)及(2.39)式代入(2.28)及(2.29)式並對 ξ 積分至整個破裂長 L ，則可得到整個有限斷層錯動所引致之自由場勢能 $\bar{\phi}_L^f$ ， $\bar{\psi}_L^f$ 為

$$\bar{\phi}_L^f = \int_L \left\{ \begin{aligned} & \frac{\bar{D}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{R_{pp}}{F(k)} \bar{A}_0^* e^{-\nu z_0} + \frac{R_{ps}}{F(k)} \bar{B}_0^* e^{-\nu' z_0} \right] \cdot e^{-\nu z - ik(x-x_0)} dk \\ & + \frac{\bar{D}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}_0^* e^{-\nu|z-z_0| - ik(x-x_0)} dk \end{aligned} \right\} d\xi \quad (2.40)$$

$$\bar{\psi}_L^f = \int_L \left\{ \begin{aligned} & \frac{\bar{D}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{R_{sp}}{F(k)} \bar{A}_0^* e^{-\nu z_0} + \frac{R_{ss}}{F(k)} \bar{B}_0^* e^{-\nu' z_0} \right] \cdot e^{-\nu' z - ik(x-x_0)} dk \\ & + \frac{\bar{D}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{B}_0^* e^{-\nu'|z-z_0| - ik(x-x_0)} dk \end{aligned} \right\} d\xi \quad (2.41)$$

一旦 $D(\xi, t)$ 為已知，則其 Laplace 正變換 \bar{D} 可求得並代入(2.40)及(2.41)式經對 ξ 積分後可得到 $\bar{\phi}_L^f$ 及 $\bar{\psi}_L^f$ 並代入(2.12)及(2.13)式，再經 Laplace 逆變換後，可求得任何一點之位移場，速度場及加速度場，而地表運動恰巧為其中 $z = 0$ 之特例。

在代表性速度脈衝地表運動模擬之實際算例中，本報告所採用之參數為斷層之傾角 δ 為 40° ，介質之 P 波波速 $C_p = 5.6 \text{ km/sec}$ ，而 S 波波速 $C_s = 3.2 \text{ km/sec}$ ，滑移函數 $D(\xi, t)$ 如圖 2-2 定義，初始破裂點座標 $(x_A, z_A) = (0, 13)$ ，單位為公里。所計算測站之範圍為從 $x = -4 \text{ km}$ 處到 $x = 34 \text{ km}$ ，每隔 0.5 km 計算乙次，其中 $x = -4 \text{ km} \sim 15 \text{ km}$ 之範圍為上盤，而 $x = 15.5 \text{ km} \sim 34 \text{ km}$ 之範圍為下盤。

圖 2-4 至圖 2-9 分別表示不同測站水平方向及垂直方向上之地表位移，速度與加速度波形，由各圖中可看出斷層錯動本身之有限性(finiteness)及測站與震源間之方向性(directionality)影響斷層附近之地表運動甚鉅。由圖 2-4 與圖 2-5 可發現其位移波形無論在水平或垂直方向均有永久位移(permanent displacement)存在。同時，可於速度波形觀察發現，無論水平或垂直分量在斷層附近之地表都會出現速度脈衝之訊號，此乃因為斷層破裂之開裂相(starting phase)與癒合相(healing phase)很接近而相互干涉的緣故，但在此範圍外之地表則因距離與方位之關係，此兩個相不再接近，因此波形便不再因干涉而引致脈衝，但地震延時(duration)則相對地隨之增長。由圖上並且可看出在距離震源某些範圍外，才有 Rayleigh 表面波產生，此乃因為對於一埋置震源而言，表面波之形成需要一段發展距離才能完全發展完成，此一發展距離與震源深度有關。同時在垂直方向無論在位移，速度或是加速度波形中，其第一運動(first motion)之方向在上盤或下盤是恰巧相反，此乃因為第一運動是由初始破裂點所發射之 P 波到達所致，此對應於斷層面解或震源球上黑點與白點之運動為推(push)或拉(pull)。另外，上盤中第一運動之方向相反之位置為斷層輔助面與地表之交點，不過本報告並未計算到該範圍處，故無從顯示。

至於若應用於地震工程耐震設計之工程實務上，則可依實際斷層之傾角、震源深度、地質條件以及斷層可能發生之規模與斷層長度，估計出合理之參數，循前述步驟可產生合理並具代表性速度脈衝地表運動，以校核耐震設計是否能滿足近斷層地震之特殊需求。

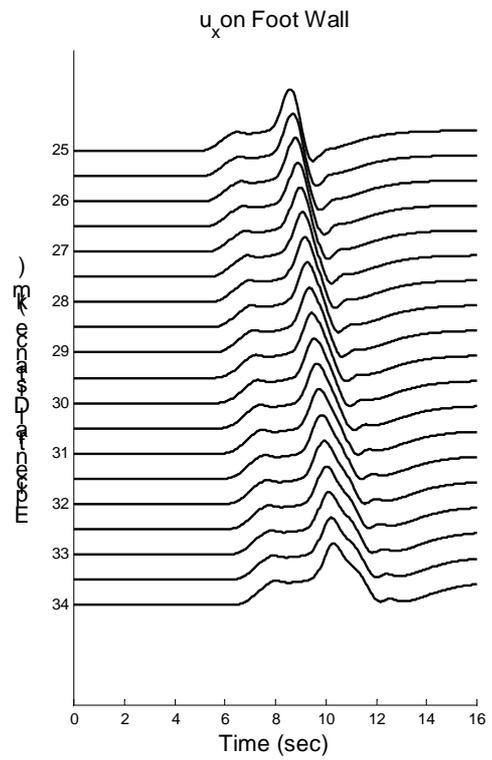
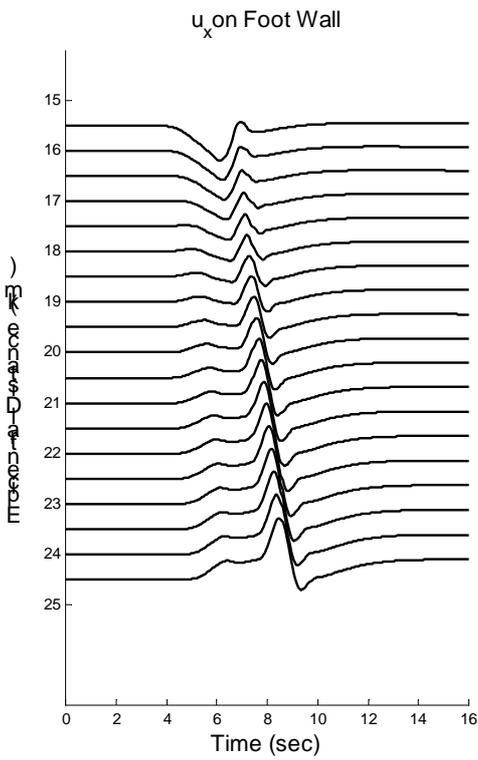
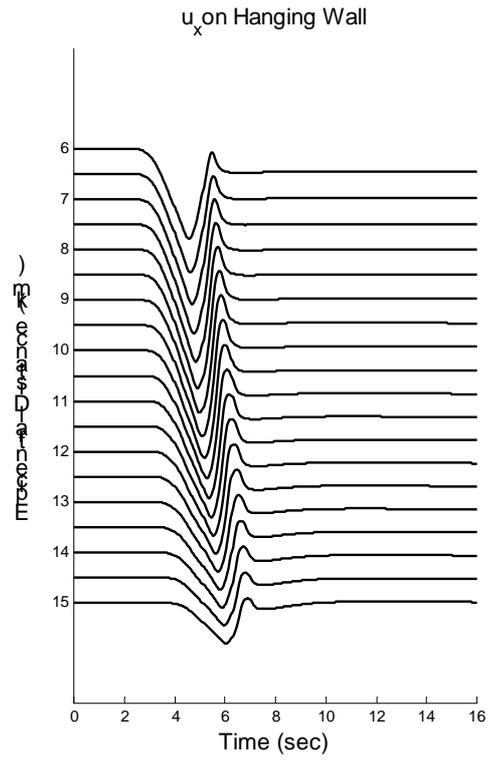
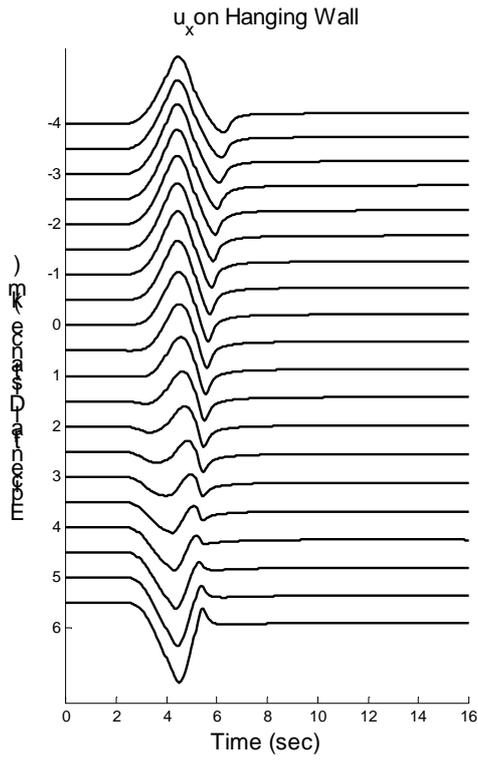


圖 2-4 不同測站沿水平方向上之地表位移波形

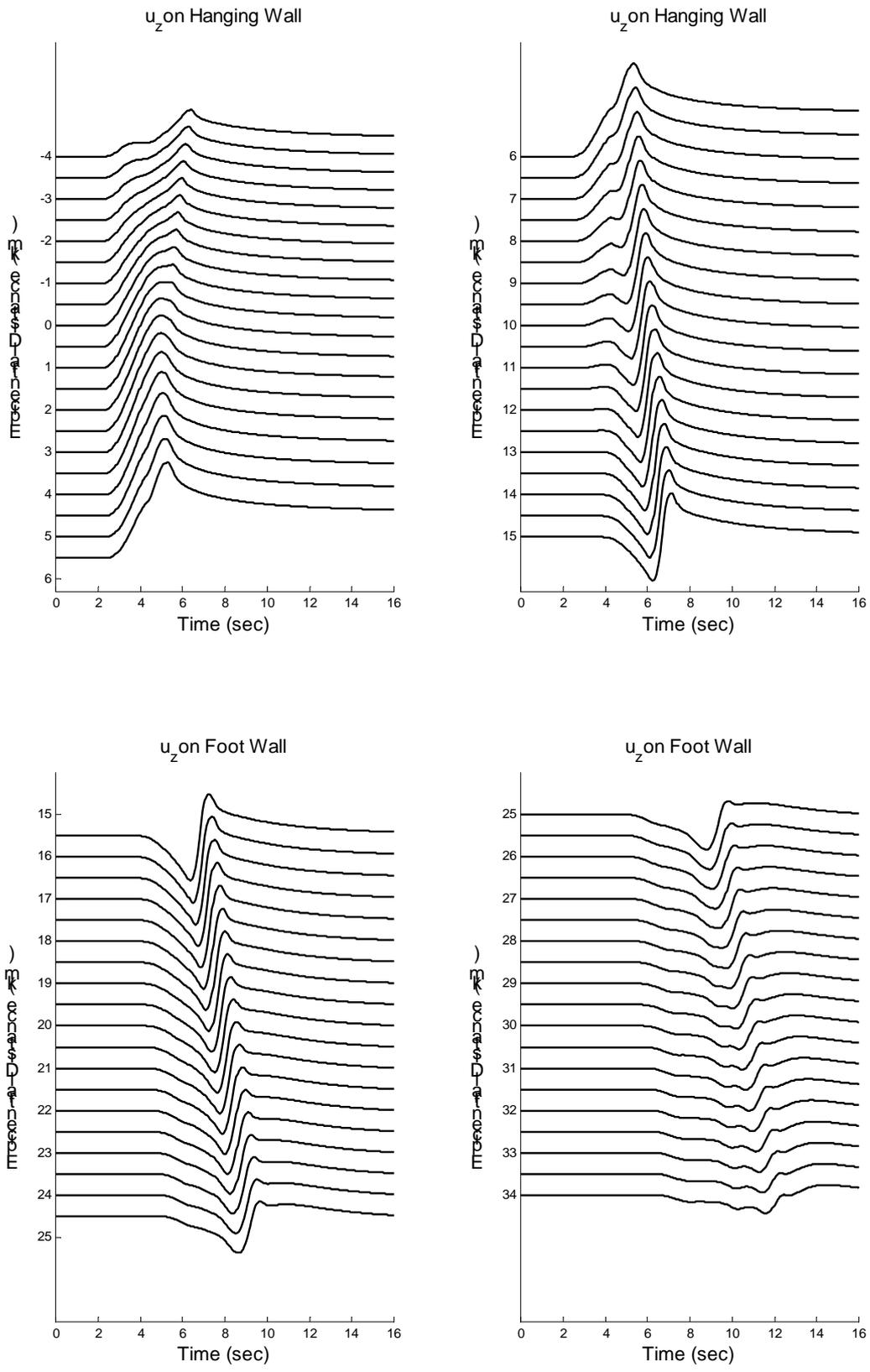


圖 2-5 不同測站沿垂直方向上之地表位移波形

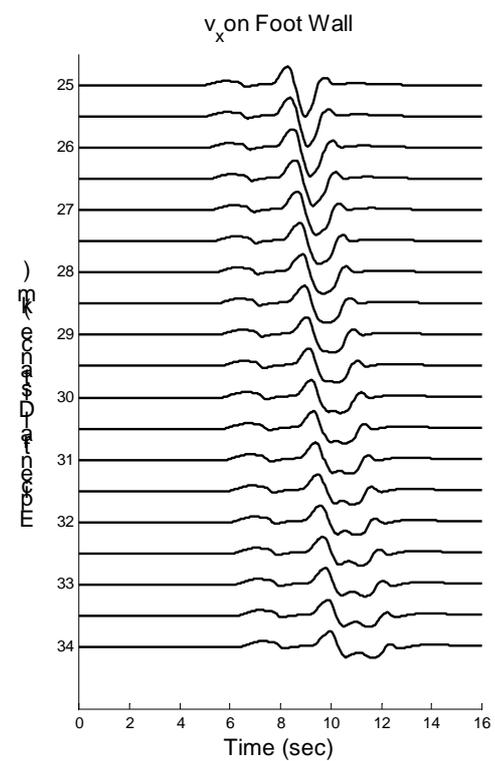
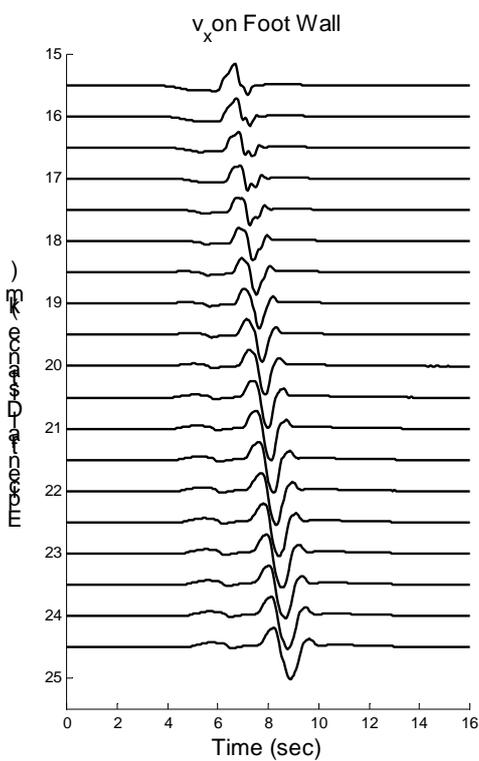
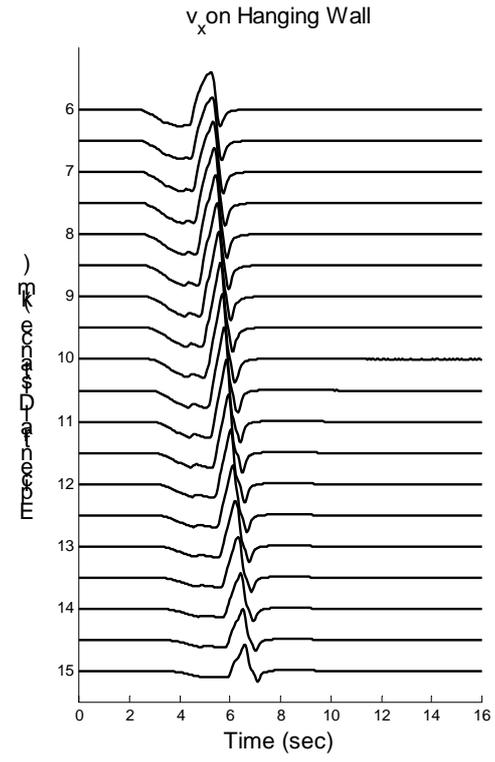
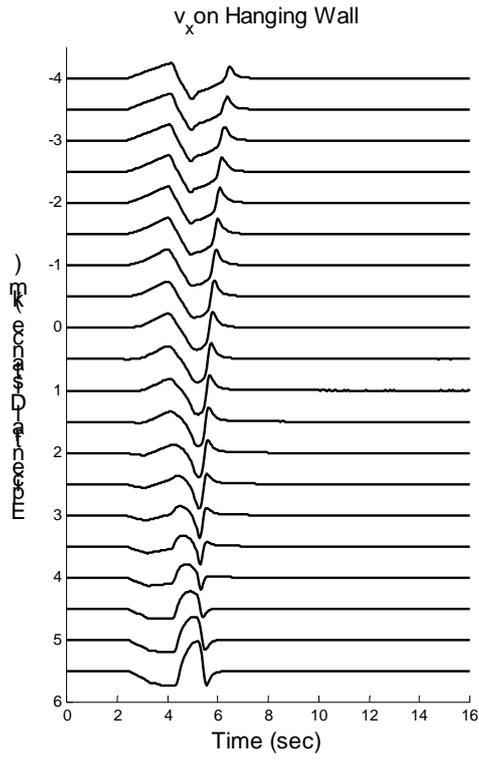


圖 2-6 不同測站沿水平方向上之地表速度波形

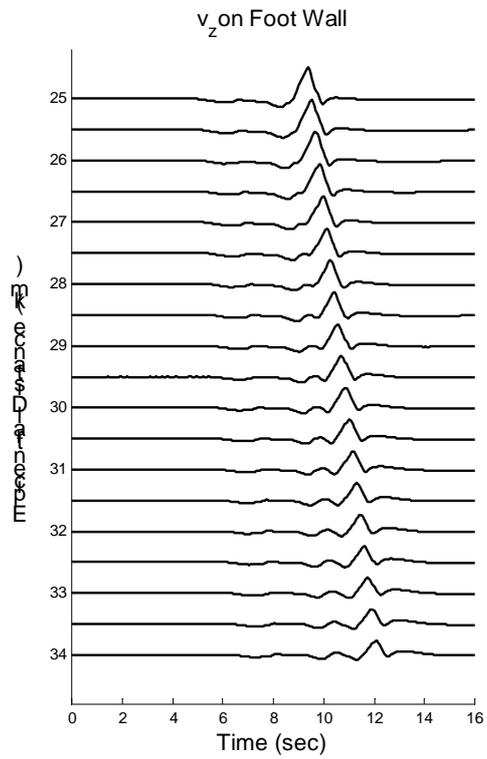
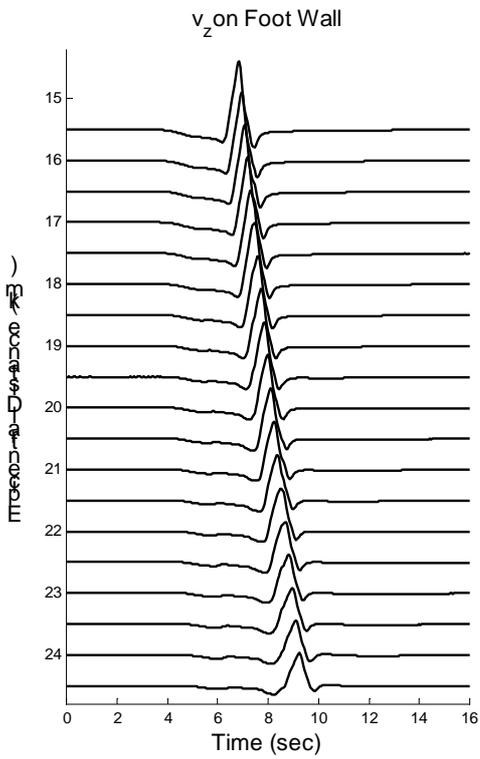
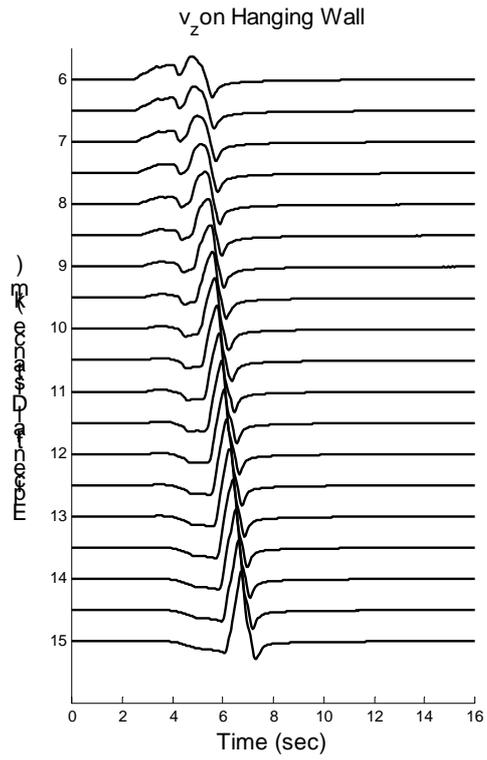
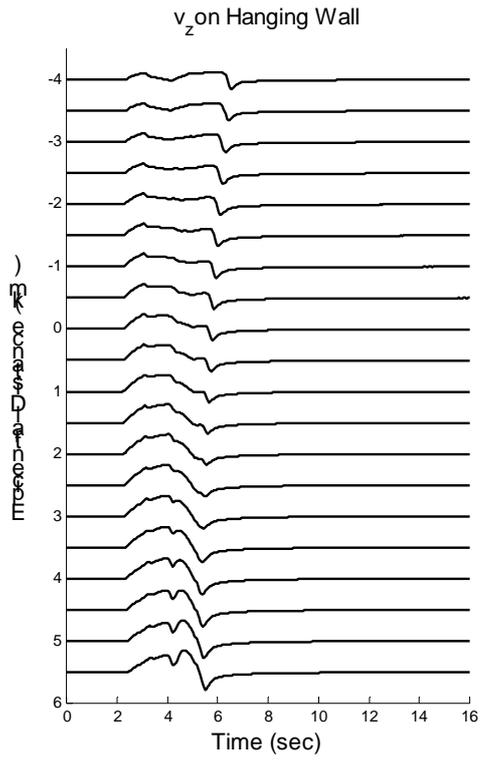


圖 2-7 不同測站沿垂直方向上之地表速度波形

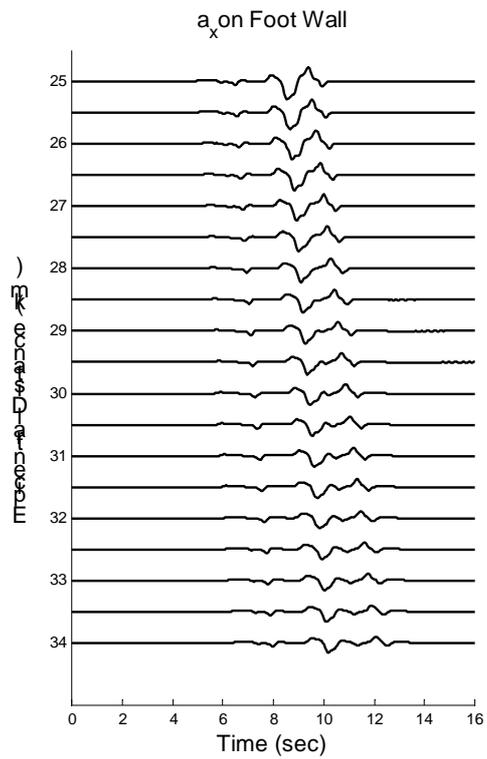
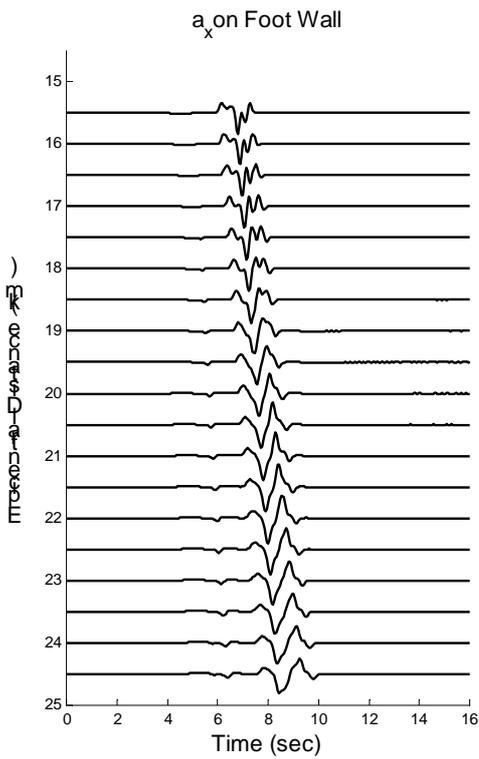
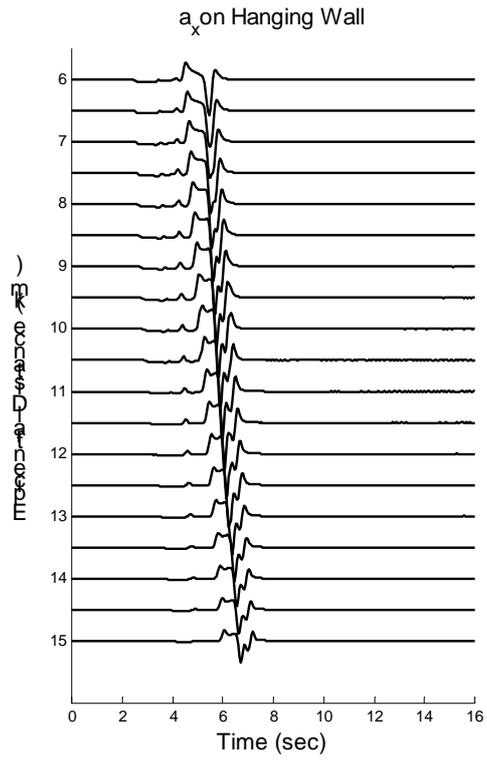
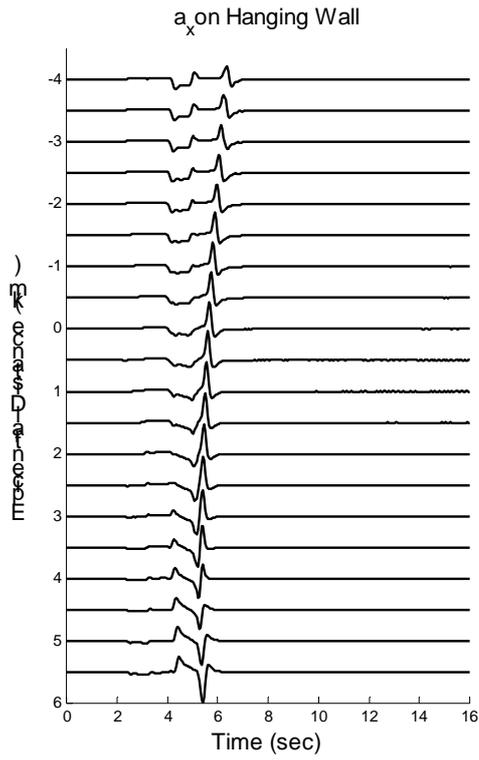


圖 2-8 不同測站沿水平方向上之地表加速度波形

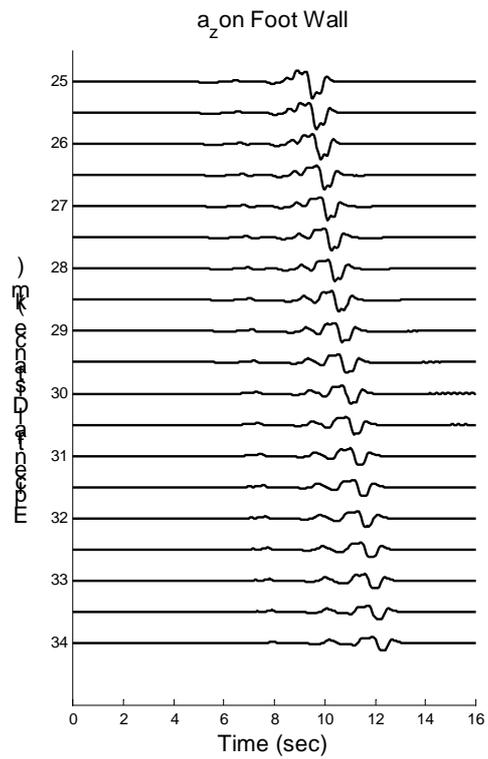
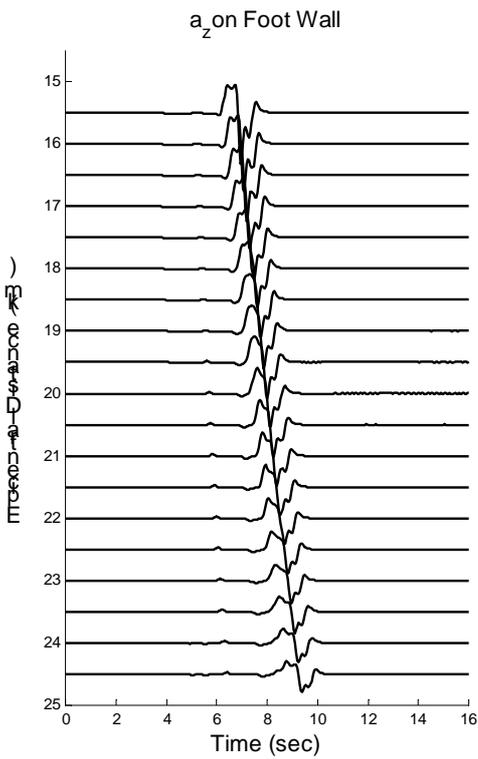
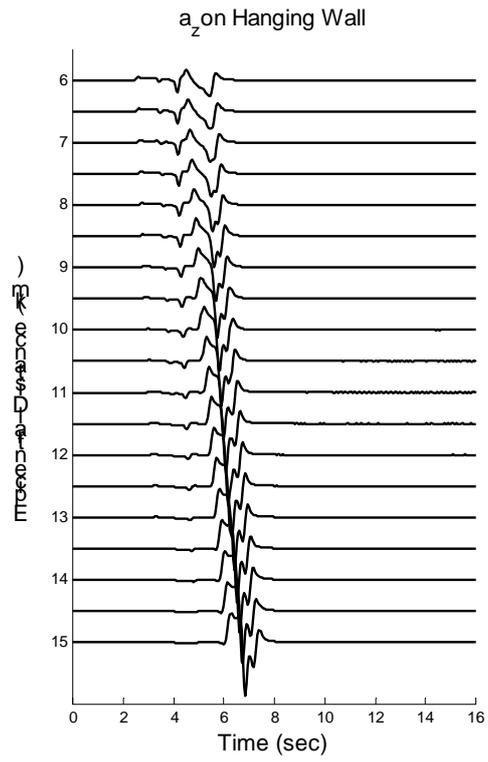
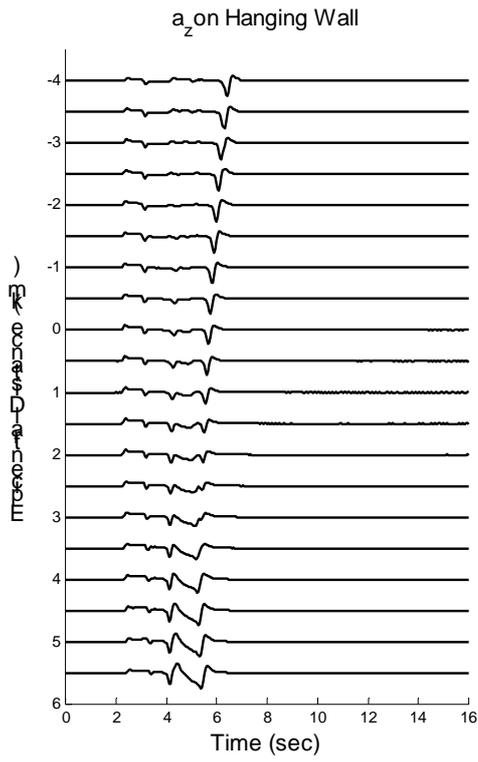


圖 2-9 不同測站沿垂直方向上之地表加速度波形

2-3 代表性速度脈衝地表運動對結構物之衝擊

若將上節實例計算中，上盤某一近斷層測站(例如 $x=12$ km)之地表運動單獨繪出如圖 2-10 所示，將其與大部分近斷層地震紀錄比對，可看出其在速度脈衝時段之波形皆很類似。另一方面，相對應之水平彈性反應譜 S_D ， S_V 及 S_A 與現行耐震設計規範第一類地盤(地震乙區 $Z=0.23g$)反應譜需求之比較如圖 2-11 所示，與實際近斷層地震紀錄之反應譜亦很接近，故可將圖 2-10 所示之波形視為近斷層距離 12km 處之代表性速度脈衝地表運動，以替代原來較複雜之近斷層地震紀錄，並可用以校核在該工址處之結構物耐震設計是否能滿足近斷層地震之特殊韌性需求。由圖 2-11 中可看出結構週期在 1.2 秒處之譜速度需求特別高，此乃因為速度脈衝之延時亦為 1.2 秒之故。

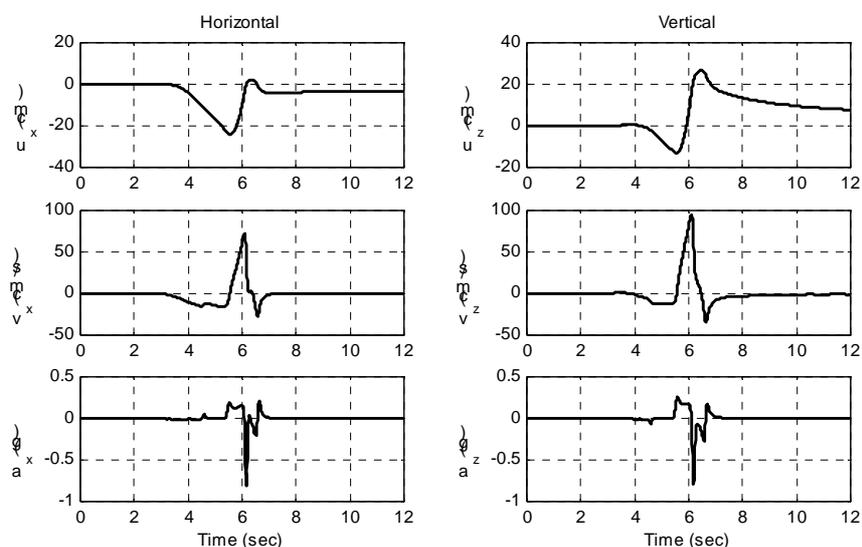


圖 2-10 上盤測站($x=12$ km)之水平與垂直向位移、速度與加速度波形

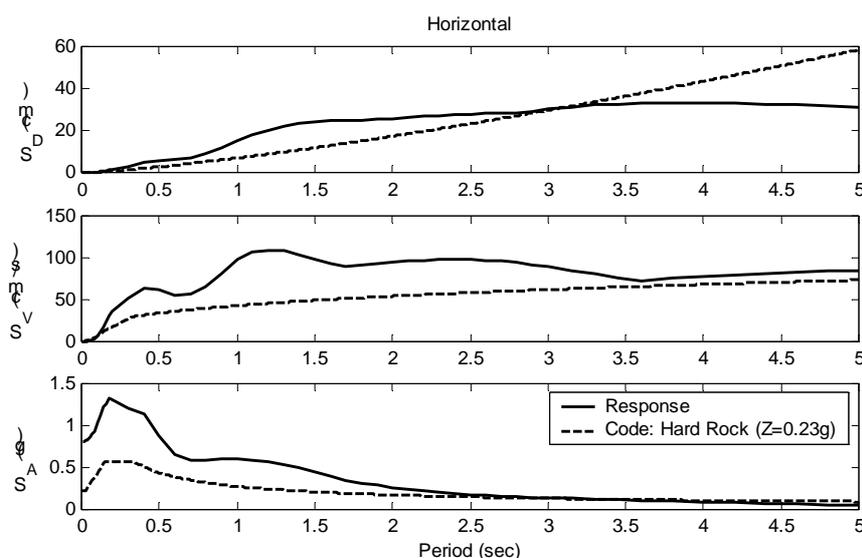


圖 2-11 上盤測站($x=12$ km)之水平彈性反應譜 S_D ， S_V 及 S_A

至於若要探討代表性速度脈衝地表運動對不同近斷層距離結構物之衝擊，此可應用圖 2-8 之水平向加速度歷時，計算其彈性加速度與速度反應譜並沿震央距作圖，分別如圖 2-12 與 2-13 所示。由圖 2-12 與 2-13 可看出加速度反應譜與速度反應譜值隨震央距之衰減情形，此可反映出速度脈衝對地震力需求之影響。

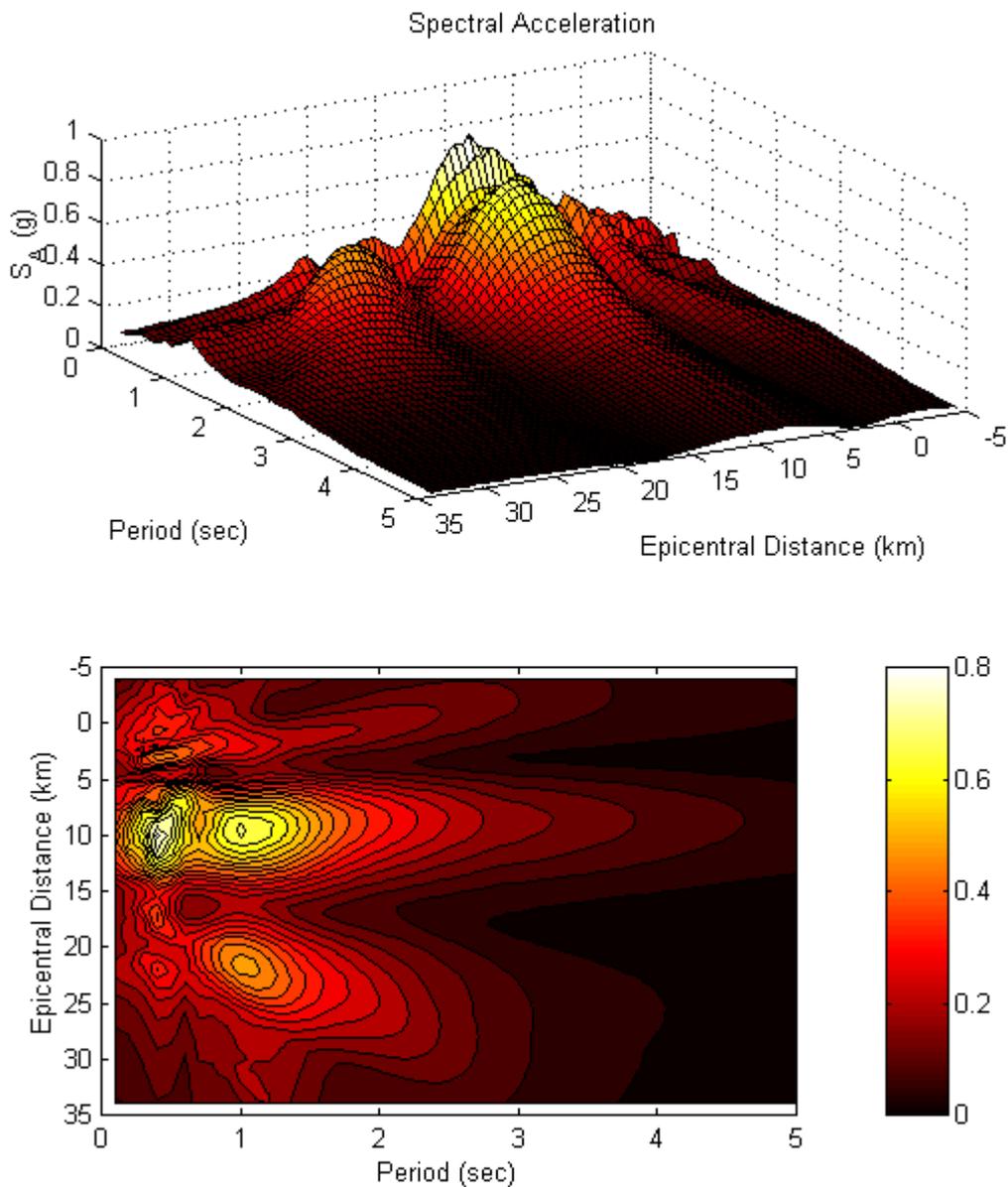


圖 2-12 近斷層代表性速度脈衝地表運動引致之加速度反應譜分佈

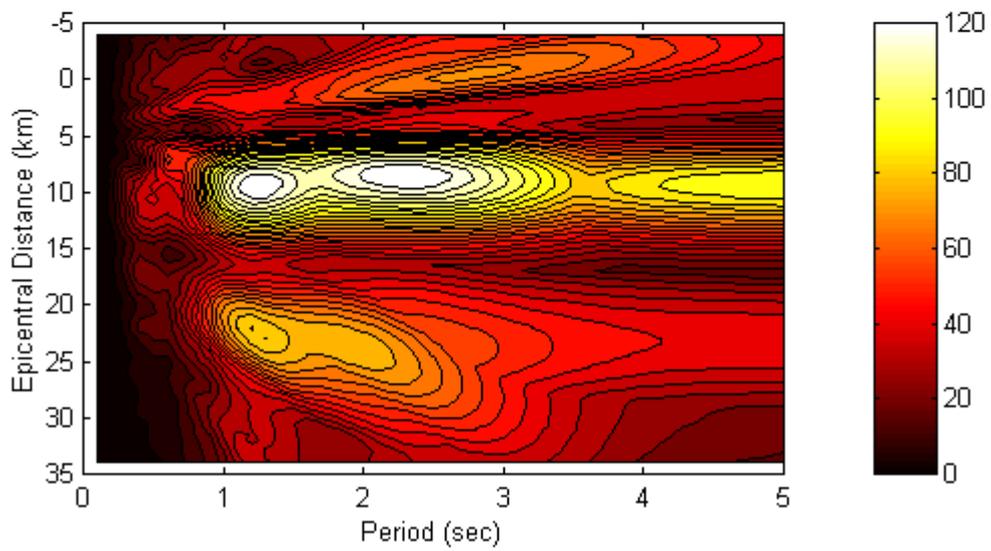
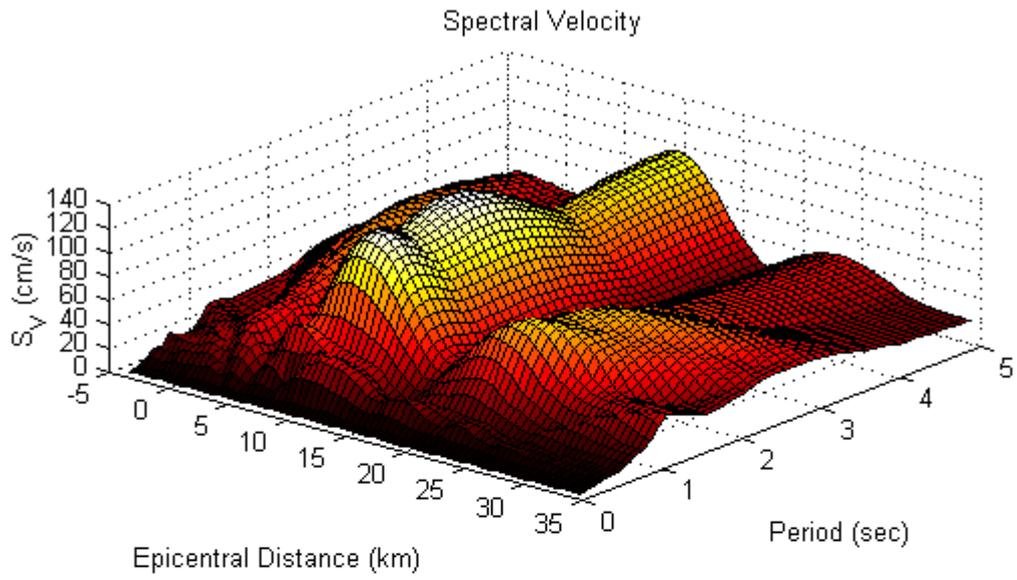


圖 2-13 近斷層代表性速度脈衝地表運動引致之速度反應譜分佈

第三章 代表性速度脈衝地表運動於 盆地內之傳播

當盆地地形附近有斷層發生錯動引發地震時，地震波於盆地內之傳播變得相當複雜。由第二章之論述可知。內陸淺層大規模地震可用一代表性速度脈衝地表運動來表示，因此整個問題可表述為此代表性速度脈衝如何在盆地內傳播的問題。此相當於是分析一個彈性波散射之問題，盆地相當於是一個散射體，而斷層之錯動相當於是一個已知之入射自由場。本報告所採用之分析方法為結合有限元素法以及級數展開法之混合方法以分析此散射問題，此方法之優點為可利用有限元素法之特性以模擬複雜之盆地地形，而級數展開法則將散射場級數展開，因此輻射條件 (radiation condition) 與地表面曳引力為零之邊界條件為自動滿足。同時有限元素法之未知節點位移以及展開級數之未知展開係數可視為廣義座標。並於一混合變分原理中一併考慮。值得一提的是此方法亦可推廣至三維分析，唯其計算量相當龐大。

3-1 問題描述與基本方程式

圖 3-1 為盆地散射問題之幾何圖形，將半無限域利用一半圓之界面 C 分成 Ω 及 Ω^o 。 Ω^o 為包含所有不均勻介質的盆地區域，其在 Laplace 域之運動方程式為

$$\frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}^o}{\partial x_j} + \rho^o \omega^{*2} \bar{u}_i^o = 0 \quad (3.1)$$

其中

$$\bar{\sigma}_{ij}^o = c_{ijpq}^o \bar{\varepsilon}_{pq}^o \quad (3.2)$$

$$\bar{\varepsilon}_{pq}^o = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_p^o}{\partial x_q} + \frac{\partial \bar{u}_q^o}{\partial x_p} \right) \quad (3.3)$$

其中 $\bar{\sigma}_{ij}^o$ ， \bar{u}_i^o 及 $\bar{\varepsilon}_{pq}^o$ 分別為應力、位移及應變， ω^* 為波動之角頻率，密度 ρ^o 及係數 c_{ijpq}^o 為 x_i 之函數。

於區域 Ω^o 之不規則邊界 B 上之曳引力為零

$$\bar{\sigma}_{ij}^o n_j = 0 \quad (3.4)$$

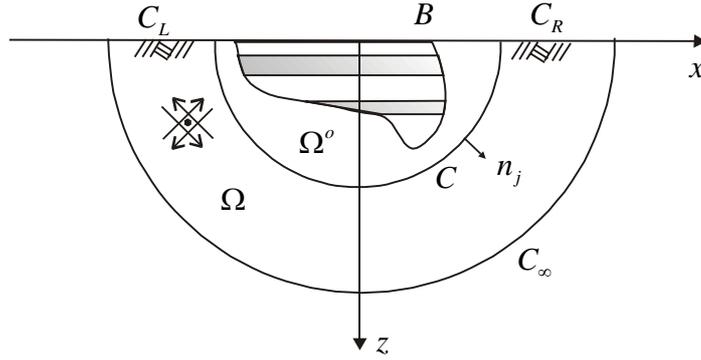


圖 3-1 盆地散射問題之幾何圖形

至於領域 Ω 之應力及位移則分別表示為 $\bar{\sigma}_{ij}$ 及 \bar{u}_i ，領域 Ω 之運動方程式類似於 (3.1)、(3.2) 及 (3.3) 式，但假設其彈性係數 c_{ijpq} 為常數張量且為等向性 (isotropic)，此外 $\bar{\sigma}_{ij}$ 與 \bar{u}_i 均應滿足曳引力為零之邊界條件及散射場滿足於無限遠之輻射條件 (radiation condition)，而於界面 C 之連續條件為

$$\bar{u}_i^o = \bar{u}_i \quad (3.5)$$

$$\bar{\sigma}_{ij}^o n_j = \bar{\sigma}_{ij} n_j \quad (3.6)$$

其中 n_j 為界面 C 之法線向量 (如圖 3-1 所示)。

3-2 分析方法與步驟

利用 Mei (1980) 所提之有關聲波之變分原理，可以用於解決上述該類波之散射問題，本報告提出泛函形式為

$$\begin{aligned} \Pi = & \iint_{\Omega^o} \left(W^o - \frac{1}{2} \rho^o \omega^2 \bar{u}_j^o \bar{u}_j^o \right) d\Omega^o + \int_C \left(\frac{1}{2} \bar{u}_i^s - \bar{u}_i^o \right) \bar{t}_i^s dS \\ & + \int_C (\bar{u}_i^f \bar{t}_i^s) dS - \int_C (\bar{u}_i^o \bar{t}_i^f) dS \end{aligned} \quad (3.7a)$$

其中

$$\bar{t}_i = \bar{t}_i^s + \bar{t}_i^f \quad (3.7b)$$

$$\bar{u}_i = \bar{u}_i^s + \bar{u}_i^f \quad (3.7c)$$

前式中上標 s 代表散射場之物理量而上標 f 代表已知之入射自由場物理量，另

$$W^o = \frac{1}{2} c_{ijpq}^o \bar{\epsilon}_{ij}^o \bar{\epsilon}_{pq}^o \quad (3.8)$$

為應變能密度函數 (strain energy density function)，利用

$$\delta W^o = \frac{\partial W^o}{\partial \bar{\epsilon}_{ij}^o} \delta \bar{\epsilon}_{ij}^o = \bar{\sigma}_{ij}^o \delta \bar{\epsilon}_{ij}^o = \frac{\partial (\bar{\sigma}_{ij}^o \delta \bar{u}_i^o)}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}^o}{\partial x_j} \delta \bar{u}_i^o \quad (3.9)$$

可以得到 Π 為駐值之變分形式

$$\begin{aligned} \delta \Pi = & - \iint_{\Omega^o} \left[\frac{\partial \bar{\sigma}_{ij}^o}{\partial x_j} + \rho^o \omega^{*2} \bar{u}_i^o \right] \delta \bar{u}_i^o d\Omega^o + \int_B \bar{t}_i^o \delta \bar{u}_i^o dS \\ & + \int_C [\bar{t}_i^o - \bar{t}_i] \delta \bar{u}_i^o dS + \int_C [\bar{u}_i - \bar{u}_i^o] \delta \bar{t}_i^s dS \\ & + \frac{1}{2} \int_C [\delta \bar{u}_i^s \bar{t}_i^s - \bar{u}_i^s \delta \bar{t}_i^s] dS = 0 \end{aligned} \quad (3.10)$$

式(3.10)中最後一個積分式中僅包含 \bar{u}_i^s 及 \bar{t}_i^s ，將 Betti 第三恆等式(Pao, 1978)應用於 $(\bar{t}_i^s, \bar{u}_i^s)$ 及 $(\delta \bar{t}_i^s, \delta \bar{u}_i^s)$ 在由邊界 C, C_L, C_R 及無限邊界 C_∞ 包含之領域(如圖 3-1 所示)，可以推得

$$\left\{ - \int_C + \int_{C_L} + \int_{C_\infty} + \int_{C_R} \right\} (\delta \bar{u}_i^s \bar{t}_i^s - \bar{u}_i^s \delta \bar{t}_i^s) dS = 0 \quad (3.11)$$

由於 $(\bar{t}_i^s, \bar{u}_i^s)$ 及 $(\delta \bar{t}_i^s, \delta \bar{u}_i^s)$ 於 C_L 及 C_R 滿足地表曳引力為零之邊界條件以及於無限遠 C_∞ 之輻射條件，故沿邊界 C_L, C_R 及 C_∞ 之積分值為零，因此式(3.10)中最後一個積分式值為零，故變分後之結果等價於原來之邊界值問題，因此可用此變分原理來進行分析此散射問題。於有限元素分析中， Π 之變分為駐值，故

$$\begin{aligned} \delta \Pi = & \iint_{\Omega^o} [\bar{\sigma}_{ij}^o \delta \bar{\epsilon}_{ij}^o - \rho^o \omega^{*2} \bar{u}_j^o \delta \bar{u}_j^o] d\Omega^o - \int_C \bar{t}_i^f \delta \bar{u}_i^o dS \\ & - \int_C \bar{t}_i^s \delta \bar{u}_i^o dS - \int_C \bar{u}_i^o \delta \bar{t}_i^s dS + \frac{1}{2} \int_C [\bar{u}_i^s \delta \bar{t}_i^s + \bar{t}_i^s \delta \bar{u}_i^s] dS + \int_C \bar{u}_i^f \delta \bar{t}_i^s dS = 0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

由上述方程式觀察可知前二個積分項與一般有限元素法相同，因此可將領域 Ω^o 離散化成有限網格及將其位移場 $\{\bar{\mathbf{u}}^o\}$ 以節點位移 $\{\mathbf{a}^e\}$ 表示成

$$\{\bar{\mathbf{u}}^o\} = [\mathbf{N}] \{\mathbf{a}^e\} \quad (3.13)$$

其中

$$[\mathbf{N}] = [\mathbf{N}_1 \quad \mathbf{N}_2 \quad \mathbf{N}_3 \quad \dots] \quad (3.14)$$

$$\mathbf{N}_i = \mathbf{I} N_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots \quad (3.15)$$

N_i 為元素之形狀函數(shape function)， \mathbf{I} 為一單位矩陣。

將(3.13)式代入(3.12)式之前兩項可得

$$\begin{aligned} & \iint_{\Omega^o} [\bar{\sigma}_{ij}^o \delta \bar{\epsilon}_{ij}^o - \rho \omega^{*2} \bar{u}_j^o \delta \bar{u}_j^o] d\Omega^o - \int_C \bar{t}_i^f \delta \bar{u}_i^o dS \\ & = \{\delta \mathbf{a}\}^T [\mathbf{K}^{aa} - \omega^{*2} \mathbf{M}^{aa}] \{\mathbf{a}\} - \{\delta \mathbf{a}\}^T \{\mathbf{P}^a\} \end{aligned} \quad (3.16)$$

其中勁度矩陣 $[\mathbf{K}^{aa}]$ ，質量矩陣 $[\mathbf{M}^{aa}]$ 及作用力向量 $\{\mathbf{P}^a\}$ 為

$$[\mathbf{K}^{aa}] = \sum_e [\mathbf{G}^{ae}]^T [\mathbf{K}^e] [\mathbf{G}^{ae}] = \sum_e [\mathbf{G}^{ae}]^T \left(\iint_{\Omega_e} [\mathbf{B}]^T [\mathbf{D}^e] [\mathbf{B}] d\Omega_e \right) [\mathbf{G}^{ae}] \quad (3.17)$$

$$[\mathbf{M}^{aa}] = \sum_e [\mathbf{G}^{ae}]^T [\mathbf{M}^e] [\mathbf{G}^{ae}] = \sum_e [\mathbf{G}^{ae}]^T \left(\rho^e \iint_{\Omega_e} [\mathbf{N}]^T [\mathbf{N}] d\Omega_e \right) [\mathbf{G}^{ae}] \quad (3.18)$$

$$\{\mathbf{P}^a\} = \sum_e [\mathbf{G}^{ae}]^T \{\mathbf{P}^e\} = \sum_e [\mathbf{G}^{ae}]^T \left(\int_{B_e} [\mathbf{N}]^T \{\bar{\mathbf{t}}^f\} dS_e \right) \quad (3.19)$$

於推導過程中，已用到局部座標與全域座標之轉換關係

$$\{\mathbf{a}^e\} = [\mathbf{G}^{ae}] \{\mathbf{a}\} \quad (3.20)$$

其中 $[\mathbf{G}^{ae}]$ 為元素e之轉換矩陣，另應變-位移及應力-應變之關係為

$$\{\bar{\mathbf{E}}^o\} = [\mathbf{L}] \{\bar{\mathbf{u}}^o\} = [\mathbf{L}] [\mathbf{N}] \{\mathbf{a}^e\} = [\mathbf{B}] \{\mathbf{a}^e\} \quad (3.21)$$

$$\{\bar{\boldsymbol{\Sigma}}^o\} = [\mathbf{D}^e] \{\bar{\mathbf{E}}^o\} = [\mathbf{D}^e] [\mathbf{B}] \{\mathbf{a}^e\} \quad (3.22)$$

其中 $\{\bar{\mathbf{E}}^o\} = \langle \bar{\varepsilon}_x^o \quad \bar{\varepsilon}_z^o \quad \bar{\gamma}_{xz}^o \rangle^T$ ， $\{\bar{\boldsymbol{\Sigma}}^o\} = \langle \bar{\sigma}_x^o \quad \bar{\sigma}_z^o \quad \bar{\sigma}_{xz}^o \rangle^T$ ， $[\mathbf{L}]$ 為微分運算矩陣

$$[\mathbf{L}] = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix} \quad (3.23)$$

$[\mathbf{D}^e]$ 為材料常數之矩陣，於等向(isotropic)平面應變問題中， $[\mathbf{D}^e]$ 為

$$[\mathbf{D}^e] = \begin{bmatrix} \lambda^e + 2\mu^e & \lambda^e & 0 \\ \lambda^e & \lambda^e + 2\mu^e & 0 \\ 0 & 0 & \mu^e \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

其中 λ^e 及 μ^e 為Lamé常數。

於(3.12)式中最後四個積分項，包含位知邊界值 $(\bar{t}_i^s, \bar{u}_i^s)$ 及 $(\delta \bar{t}_i^s, \delta \bar{u}_i^s)$ ，但其並非互相獨立而是可以由級數表示求其相互之關聯，由於 $(\bar{t}_i^s, \bar{u}_i^s)$ 及 $(\delta \bar{t}_i^s, \delta \bar{u}_i^s)$ 滿足地表曳引力為零之邊界條件及於無限遠 C_∞ 之輻射條件，所以其可以用基函數來展開為

$$\begin{aligned} \bar{u}_i^s &= \sum_{m,\alpha} (\bar{u}_i^s)_m^\alpha C_m^\alpha, \quad \alpha = h, v \\ &= \sum_{m,\alpha} (\bar{u}_i^s)_m^h C_m^h + \sum_{m,\alpha} (\bar{u}_i^s)_m^v C_m^v \end{aligned} \quad (3.25)$$

其中 $(\bar{u}_i^s)_m^\alpha$ 為第 m 階滿足地表曳引力為零之邊界條件及於無限遠 C_∞ 之輻射條件之外域基函數， C_m^α 為待定係數。於卡氏座標中， m 階之基函數可以藉由對 Lamb 奇異解對座標 x 微分 m 次而得到其積分表示式(詳細推導見附錄 B)

$$(\bar{u}_x)_m^\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [ikA_m^\alpha e^{-vz} + v'B_m^\alpha e^{-v'z}] e^{-ikx} dk \quad (3.26)$$

$$(\bar{u}_z)_m^\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [vA_m^\alpha e^{-vz} - ikB_m^\alpha e^{-v'z}] e^{-ikx} dk \quad (3.27)$$

其中

$$v = \sqrt{k^2 - k_p^{*2}}, \quad v' = \sqrt{k^2 - k_s^{*2}}, \quad k_p^* = \frac{\omega^*}{C_p}, \quad k_s^* = \frac{\omega^*}{C_s}, \quad (3.28)$$

另

$$C_p = \sqrt{(\lambda + 2\mu) / \rho}, \quad C_s = \sqrt{\mu / \rho} \quad (3.29)$$

對 $\alpha = h$ (水平載重)

$$A_m^h = (-ik)^m \frac{(2ikv')}{F(k)} \quad (3.30)$$

$$B_m^h = (-ik)^m \frac{(2k^2 - k_s^{*2})}{F(k)} \quad (3.31)$$

$$F(k) = (2k^2 - k_s^{*2})^2 - 4k^2vv' \quad (3.32)$$

對 $\alpha = v$ (垂直載重)

$$A_m^v = (-ik)^m \frac{(2k^2 - k_s^{*2})}{F(k)} \quad (3.33)$$

$$B_m^v = (-ik)^m \frac{(-2ikv)}{F(k)} \quad (3.34)$$

相對應之應力 $\bar{\sigma}_{ij}^s$ 或曳引力 \bar{t}_i^s 可由應力-位移關係式求得

$$\bar{t}_i^s = \sum_{n,\beta} (\bar{t}_i^s)_n^\beta C_n^\beta, \quad \beta = h, v \quad (3.35)$$

對於虛位移及虛曳引力 $(\delta \bar{t}_i^s, \delta \bar{u}_i^s)$ ，其基函數為相同，只是將係數 C_m^α 以 δC_m^α 取代，即

$$\delta \bar{u}_i^s = \sum_{m,\alpha} (\bar{u}_i^s)_m^\alpha \delta C_m^\alpha \quad (3.36)$$

$$\delta \bar{t}_i^s = \sum_{n,\beta} (\bar{t}_i^s)_n^\beta \delta C_n^\beta \quad (3.37)$$

於(3.25) , (3.35) , (3.36)及(3.37)式中取有限項代入方程式(3.12)中可得

(i)

$$\int_C \bar{t}_i^s \delta \bar{u}_i^o dS = \{\delta \mathbf{a}\}^T [\mathbf{K}^{ac}] \{\mathbf{c}\} = \{\delta \mathbf{a}\}^T \left(\sum_e [\mathbf{G}^{ae}]^T \int_{C_e} [\mathbf{N}]^T [\bar{\mathbf{t}}^s] dS_e \right) \{\mathbf{c}\} \quad (3.38)$$

其中

$$[\bar{\mathbf{t}}^s] = \begin{bmatrix} (\bar{t}_x^s)_0^h & (\bar{t}_x^s)_0^v & \cdots & (\bar{t}_x^s)_N^h & (\bar{t}_x^s)_N^v \\ (\bar{t}_z^s)_0^h & (\bar{t}_z^s)_0^v & \cdots & (\bar{t}_z^s)_N^h & (\bar{t}_z^s)_N^v \end{bmatrix} \quad (3.39)$$

$$\{\mathbf{c}\} = \langle C_0^h \quad C_0^v \quad \cdots \quad C_N^h \quad C_N^v \rangle^T \quad (3.40)$$

N 為所取有限項級數之最高階數 , $(\bar{t}_x^s)_n^\beta$ 及 $(\bar{t}_z^s)_n^\beta$ 為基函數曳引力之分量

(ii)

$$\begin{aligned} \int_C \bar{u}_i^o \delta \bar{t}_i^s dS &= \{\delta \mathbf{c}\}^T [\mathbf{K}^{ca}] \{\mathbf{a}\} \\ &= \{\delta \mathbf{c}\}^T \left(\sum_e \int_{C_e} [\bar{\mathbf{t}}^s]^T [\mathbf{N}] dS_e [\mathbf{G}^{ae}] \right) \{\mathbf{a}\} \end{aligned} \quad (3.41)$$

(iii)

$$\frac{1}{2} \int_C [\bar{u}_i^s \delta \bar{t}_i^s + \bar{t}_i^s \delta \bar{u}_i^s] dS = \{\delta \mathbf{c}\}^T [\mathbf{K}^{cc}] \{\mathbf{c}\} \quad (3.42)$$

其中

$$[\mathbf{K}^{cc}] = \frac{1}{2} \left(\int_C [\bar{\mathbf{t}}^s]^T [\bar{\mathbf{u}}^s] dS + \int_C [\bar{\mathbf{u}}^s]^T [\bar{\mathbf{t}}^s] dS \right) \quad (3.43)$$

及

$$[\bar{\mathbf{u}}^s] = \begin{bmatrix} (\bar{u}_x^s)_0^h & (\bar{u}_x^s)_0^v & \cdots & (\bar{u}_x^s)_N^h & (\bar{u}_x^s)_N^v \\ (\bar{u}_z^s)_0^h & (\bar{u}_z^s)_0^v & \cdots & (\bar{u}_z^s)_N^h & (\bar{u}_z^s)_N^v \end{bmatrix} \quad (3.44)$$

(iv)

$$\begin{aligned}\int_C \bar{u}_i^f \delta \bar{t}_i^s dS &= \{\delta \mathbf{c}\}^T \{\mathbf{P}^a\} \\ &= \{\delta \mathbf{c}\}^T \left(\int_C [\bar{\mathbf{t}}^s]^T \{\bar{\mathbf{u}}^f\} dS \right)\end{aligned}\quad (3.45)$$

將式(3.16)、(3.38)、(3.41)、(3.42)及(3.45)式代入(3.12)式中可得

$$\begin{aligned}\{\delta \mathbf{a}\}^T \left([\mathbf{K}^{aa} - \omega^{*2} \mathbf{M}^{aa}] \{\mathbf{a}\} - [\mathbf{K}^{ac}] \{\mathbf{c}\} - \{\mathbf{P}^a\} \right) \\ + \{\delta \mathbf{c}\}^T \left(-[\mathbf{K}^{ca}] \{\mathbf{a}\} + [\mathbf{K}^{cc}] \{\mathbf{c}\} + \{\mathbf{P}^c\} \right) = 0\end{aligned}\quad (3.46)$$

因為 $\{\delta \mathbf{a}\}^T$ 及 $\{\delta \mathbf{c}\}^T$ 為任意量，所以可推得如下之矩陣式

$$\begin{bmatrix} \mathbf{K}^{aa} - \omega^{*2} \mathbf{M}^{aa} & -\mathbf{K}^{ac} \\ -\mathbf{K}^{ca} & \mathbf{K}^{cc} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{c} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{P}^a \\ -\mathbf{P}^c \end{Bmatrix}\quad (3.47)$$

當係數 $\{\mathbf{a}\}$ 及 $\{\mathbf{c}\}$ 解得後，領域 Ω^o 及 Ω 中之所有物理量皆可求得。另由矩陣 $[\mathbf{K}^{ac}]$ 、 $[\mathbf{K}^{ca}]$ 及 $[\mathbf{K}^{cc}]$ 之定義知

$$[\mathbf{K}^{ca}] = [\mathbf{K}^{ac}]^T \quad (3.48)$$

$$[\mathbf{K}^{cc}] = [\mathbf{K}^{cc}]^T \quad (3.49)$$

另 $[\mathbf{K}^{ac}]$ ， $[\mathbf{K}^{ca}]$ 及 $[\mathbf{K}^{cc}]$ 為頻率之複數矩陣，其虛部代表輻射阻尼，因此矩陣 $[\mathbf{K}]$ 可以寫成

$$[\mathbf{K}] = \begin{bmatrix} \mathbf{K}^{aa} - \omega^{*2} \mathbf{M}^{aa} & -\mathbf{K}^{ac} \\ -\mathbf{K}^{ca} & \mathbf{K}^{cc} \end{bmatrix}\quad (3.50)$$

其為對稱且非奇異(即 $\det[\mathbf{K}] \neq 0$)。因此矩陣 $[\mathbf{K}]$ 之特徵值為複數，而其實部則代表為整個系統之共振頻率。

$[\mathbf{K}^{aa}]$ ， $[\mathbf{M}^{aa}]$ 對所有頻率而言為相同，故只要組合一次並儲存起來即可適用於所有頻率，此為有限元素法方便之處。

3-3 程式之驗證與頻率域中之聚散焦效應

本節將進行驗證所採用分析方法之可行性與程式之正確性，在數值驗證中首先假定在圖 3-1 中之不規則盆地 Ω^o 其範圍為從 $x = -6.4km$ 延伸至 $x = +6.4km$ ，於有限元素法中將此不規則區域離散成如圖 3-2 之有限元素網格，此網格包括 592 個 Q8 元素及 2 個 6 節點等參三角形元素，而級數展開之最高階數 $N=15$ ，若每一個元素均賦予一不同之材料，則可模擬相當複雜的盆地構造。同時此不規則區域遭受到如第二章所述之斷層錯動所引致地震襲擊之分析。驗證之方法為若將此不規則區域之材質設定為與半無限外域之材質一樣，則於有限元素法中計算所得之地表節點位移應該與第二章中計算所得入射自由場地表位移要相同。

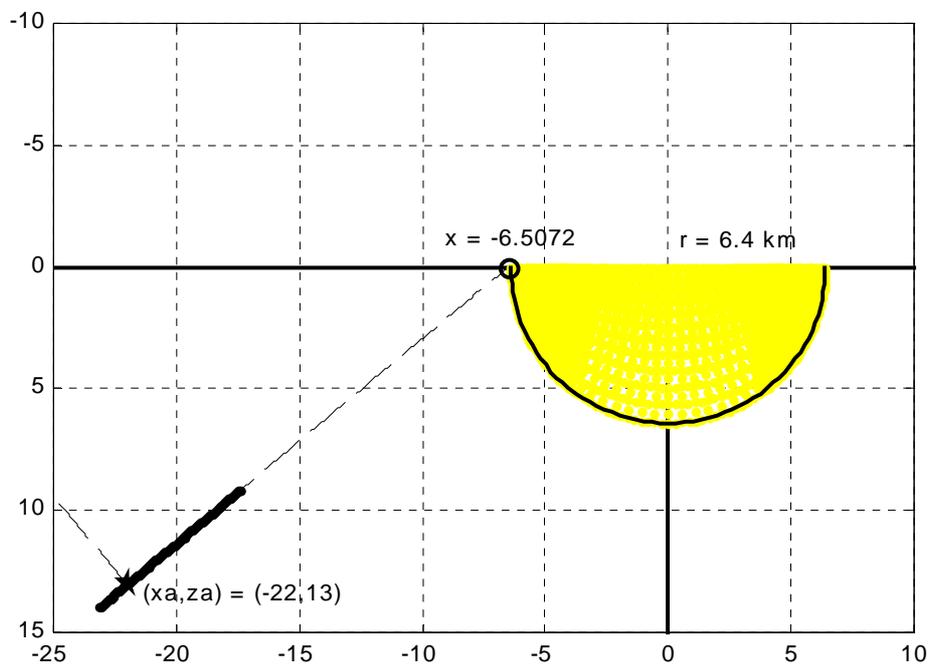


圖 3-2 將 $x = -6.4km$ 至 $x = +6.4km$ 之範圍內不規則區域離散成有限元素網格並接受到近斷層地震侵襲之幾何關係圖

圖 3-3(A)與圖 3-3(B)為頻率域中不同圓周頻率 (a) $\omega = 0.5\pi$, (b) $\omega = \pi$, (c) $\omega = 1.5\pi$, (d) $\omega = 2\pi$, (e) $\omega = 2.5\pi$, (f) $\omega = 3\pi$ 下之混合有限元素法所計算出之地表水平向及垂直向位移振幅與第二章計算所得之自由場地表位移振幅作一比較。由圖 3-3 可看出兩者重合，此表示所採用分析方法之可行性與程式之正確性，同時亦表示所採用之有限元素網格大小亦適用於所分析之頻率範圍。

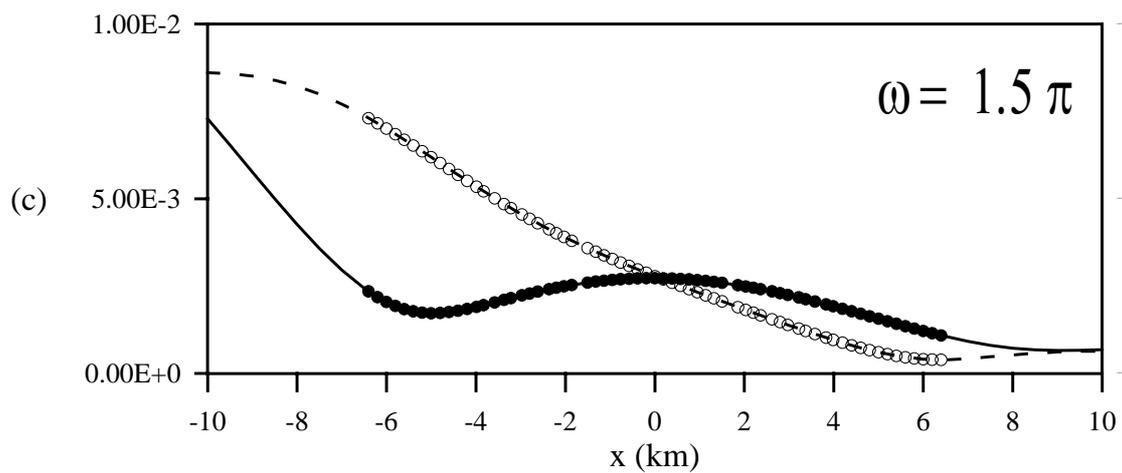
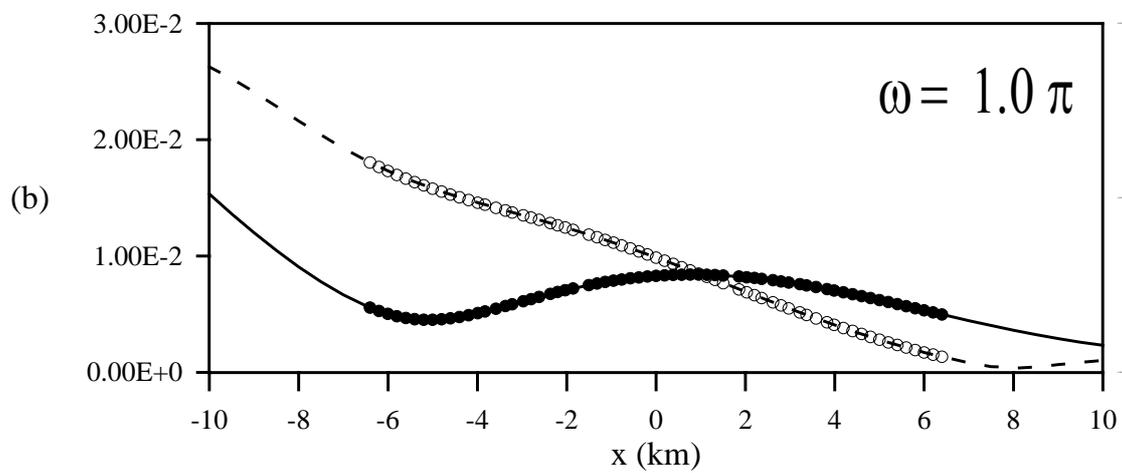
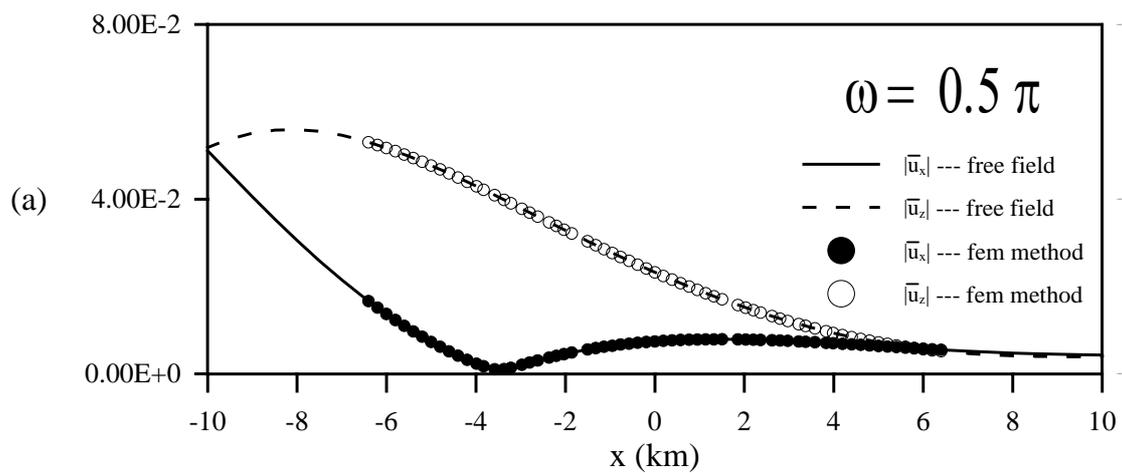


圖 3-3(A) 相同材質條件下，不同圓周頻率(a) $\omega = 0.5\pi$ ，(b) $\omega = \pi$ ，(c) $\omega = 1.5\pi$ 之混合有限元素法結果與自由場地表面位移振幅比較

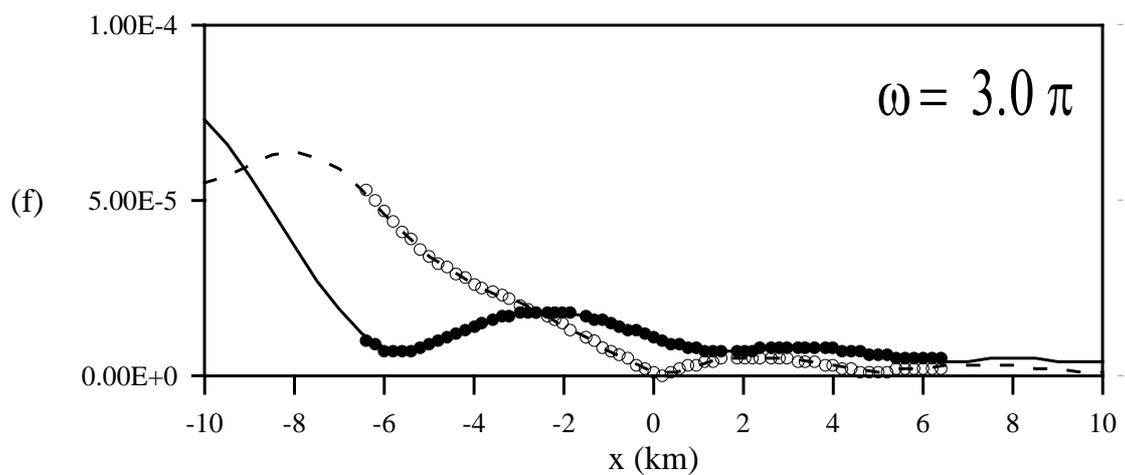
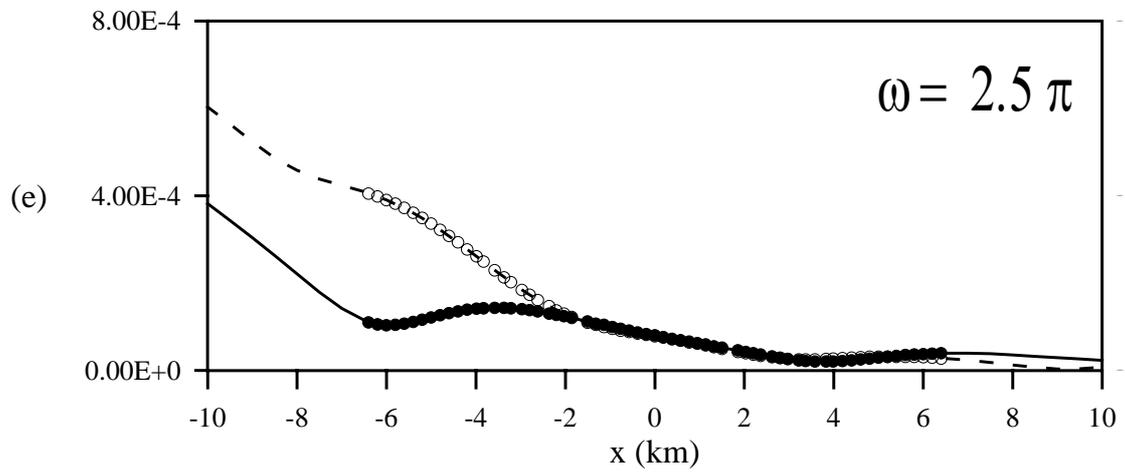
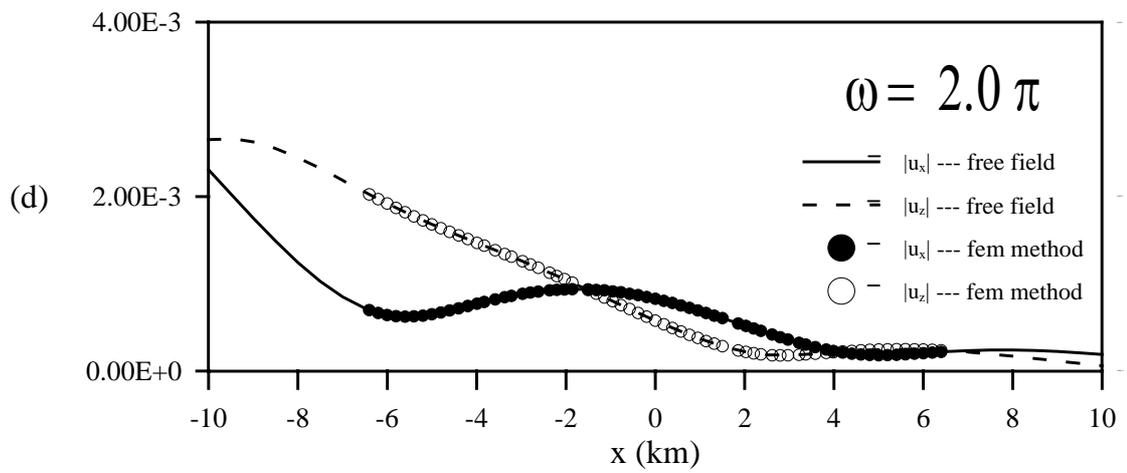


圖 3-3(B) 相同材質條件下，不同圓周頻率(d) $\omega = 2\pi$ ，
 (e) $\omega = 2.5\pi$ ，(f) $\omega = 3\pi$ 之混合有限元素法結果與自由場地表面位移振幅比較

分析方法與程式經過驗證後，於第一章所述之盆地聚散焦現象不僅於時間域中存在，亦可於頻率域中定量地探討此效應。要觀察此現象最簡單之情況為假定圖 3-2 之不規則區域。其材質全部為某一較半無限外域為軟之材質，此相當於是分析一半圓形之軟弱沉積盆地之案例，當然此種理想化之模型於工程實務上是不存在的，但是作為現象之探討卻已足夠。盆地聚散焦現象是盆地之特有現象，並不限定其入射波之形式，但可以由以下之分析中可看出當入射波之形式為近斷層地震時，此時盆地之聚散焦效應便會十分顯著，此乃因為斷層錯動本身之有限性(finiteness)，錯動長度很長加上入射到盆地兩端之波程(wave path)差異太大，故盆地之聚焦與散焦差異很大。圖 3-4(A)至(D)為一半圓形沉積盆地(其介質之剪力模數假定為外域之 $1/6$ ，密度假定為外域之 $2/3$ ，Poisson 比假定與外域相同)，於不同圓周頻率(a) $\omega = 0.5\pi$ ，(b) $\omega = \pi$ ，(c) $\omega = 1.5\pi$ ，(d) $\omega = 2\pi$ ，(e) $\omega = 2.5\pi$ ，(f) $\omega = 3\pi$ 時遭受與第二章相同形式之近斷層地震侵襲下，盆地存在(with basin)與盆地不存在(without basin)時之水平與垂直向地表位移振幅比較圖以探討盆地之聚散焦效應，由圖上可看出當盆地不存在時，地表位移振幅是約略沿地震傳播方向呈衰減之趨勢，此主要是震源效應(source effect)及路徑效應(path effect)。但是若盆地存在於地震傳播路徑上，此時距震源較遠之聚焦區域內之地表運動扣除震源效應、路徑效應以及場址土層放大效應(site effect)後，就有可能比距震源較近之散焦區域的地表運動來得更大，此現象在當頻率接近於系統之共振頻率附近時更是顯著。此種現象並不僅限於半圓形沉積盆地才有，其他任意不規則形式之盆地亦會有此現象，其差異為此時系統共振頻率不同，同時聚散焦效應之範圍及大小不同而已。由圖 3-4(A)中之(a) $\omega = 0.5\pi$ 之案例來看，盆地中央隆起，此表示其相對應之頻率接近於系統之第一共振頻率，但當頻率逐漸增加時，盆地中央之頻譜反應反而變小，但在盆地兩側逐漸出現兩端之峰值，此峰值隨著頻率之增加有往兩側移動之趨勢(如圖 3-4(A)、(B)中之(b)至(f)圖)，此即所謂之盆地邊緣效應，其中較大者對應著接近系統之高階共振頻率，並且隨著頻率之增加，地表頻譜反應逐漸起伏劇烈，此乃因震波在盆地內來來回回運動互相干涉振動後之結果，此在盆地不存在時是不可能發現的。

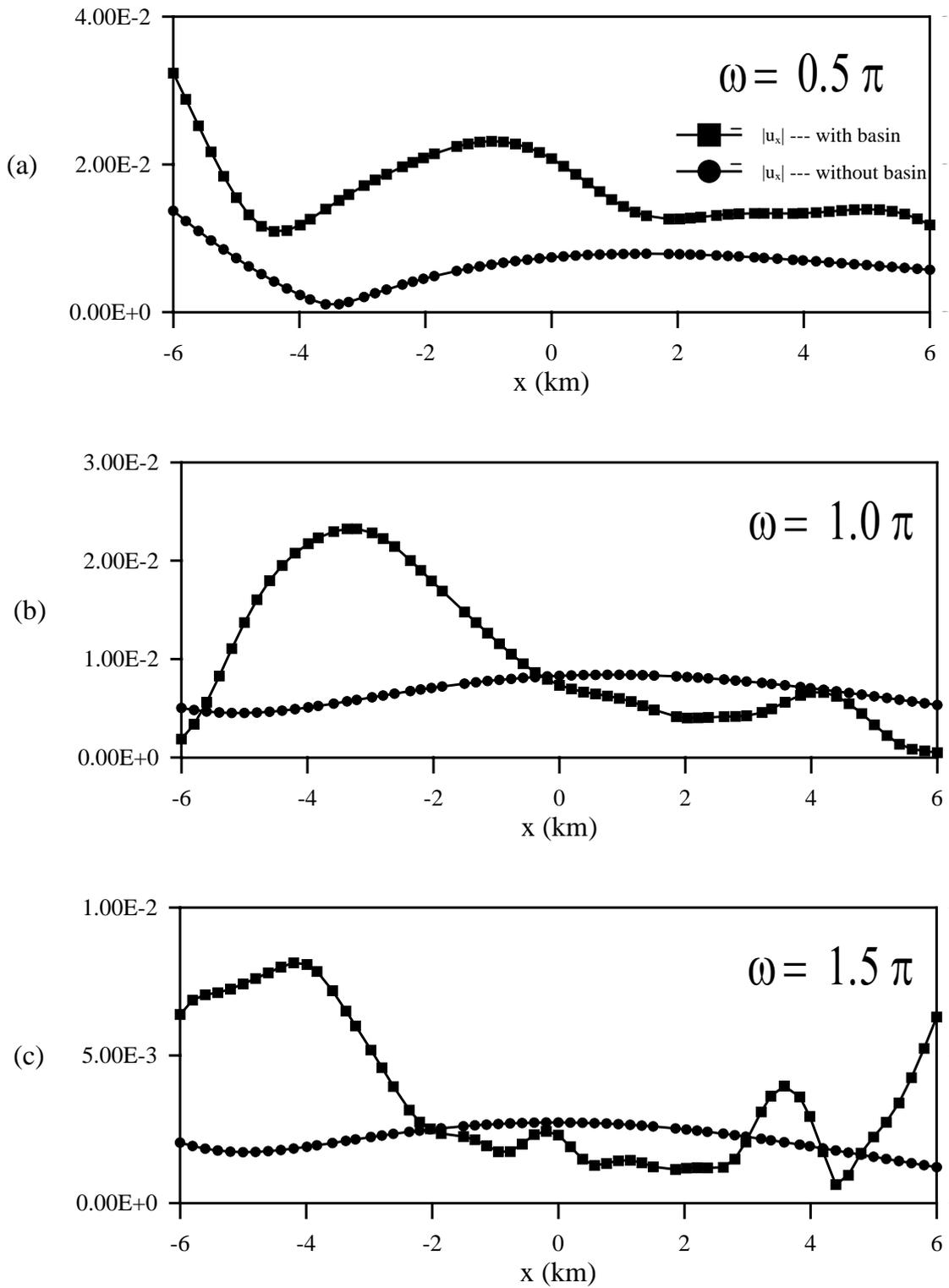


圖 3-4(A) 一半圓形沉積盆地於不同圓周頻率(a) $\omega = 0.5\pi$, (b) $\omega = \pi$, (c) $\omega = 1.5\pi$ 時受到與第二章相同形式之近斷層地震侵襲

下，盆地存在(with basin)與盆地不存在(without basin)時之水平向地表位移振幅比較，以探討盆地之聚散焦效應

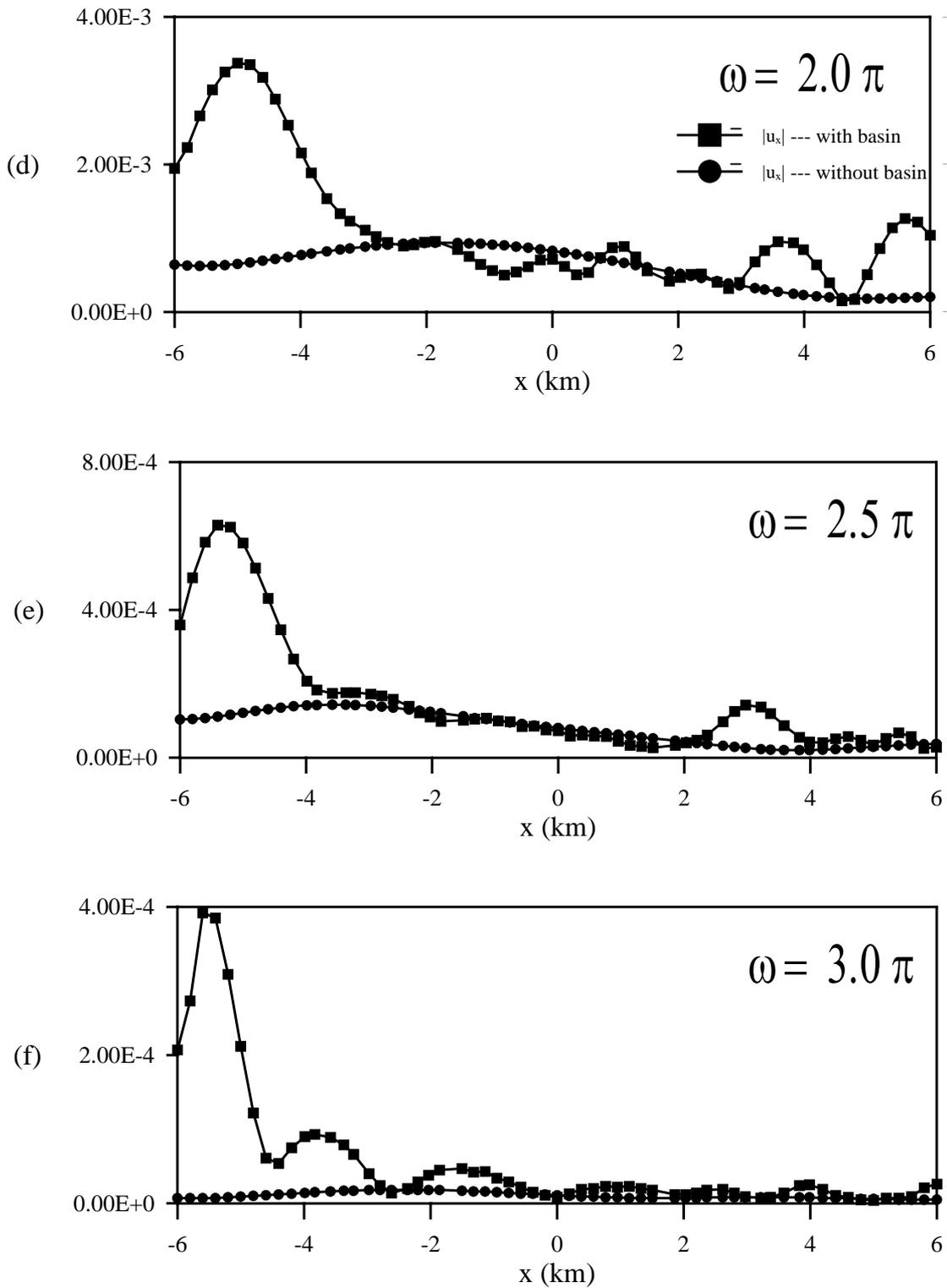


圖 3-4(B) 一半圓形沉積盆地於不同圓周頻率(d) $\omega = 2\pi$, (e) $\omega = 2.5\pi$, (f) $\omega = 3\pi$ 時受到與第二章相同形式之近斷層地震侵襲

下，盆地存在(with basin)與盆地不存在(without basin)時之水平向地表
 位移振幅比較，以探討盆地之聚散焦效應

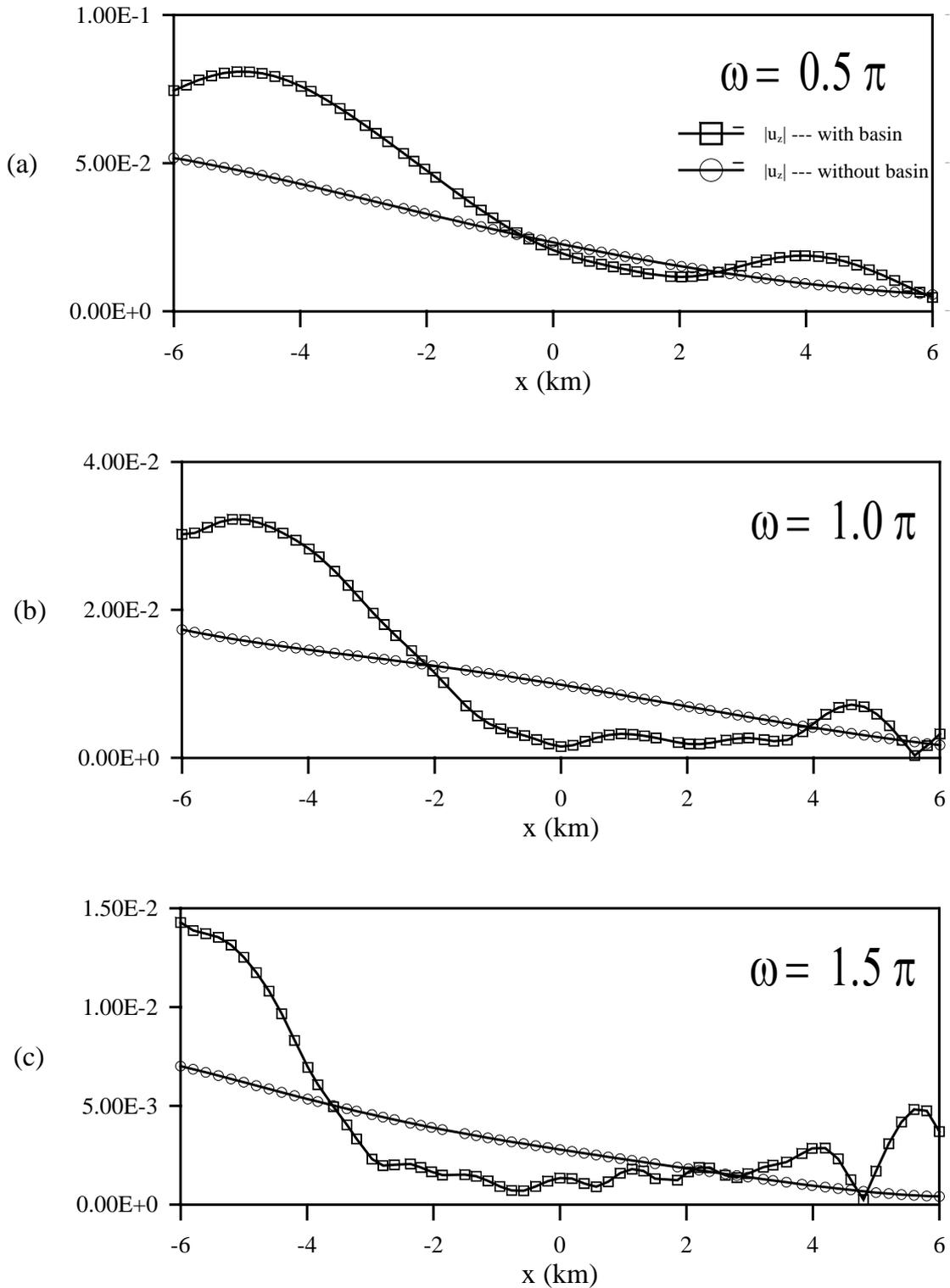


圖 3-4(C) 一半圓形沉積盆地於不同圓周頻率(a) $\omega = 0.5\pi$,
 (b) $\omega = \pi$, (c) $\omega = 1.5\pi$ 時受到與第二章相同形式之近斷層地震侵襲

下，盆地存在(with basin)與盆地不存在(without basin)時之垂直向地表位移振幅比較，以探討盆地之聚散焦效應

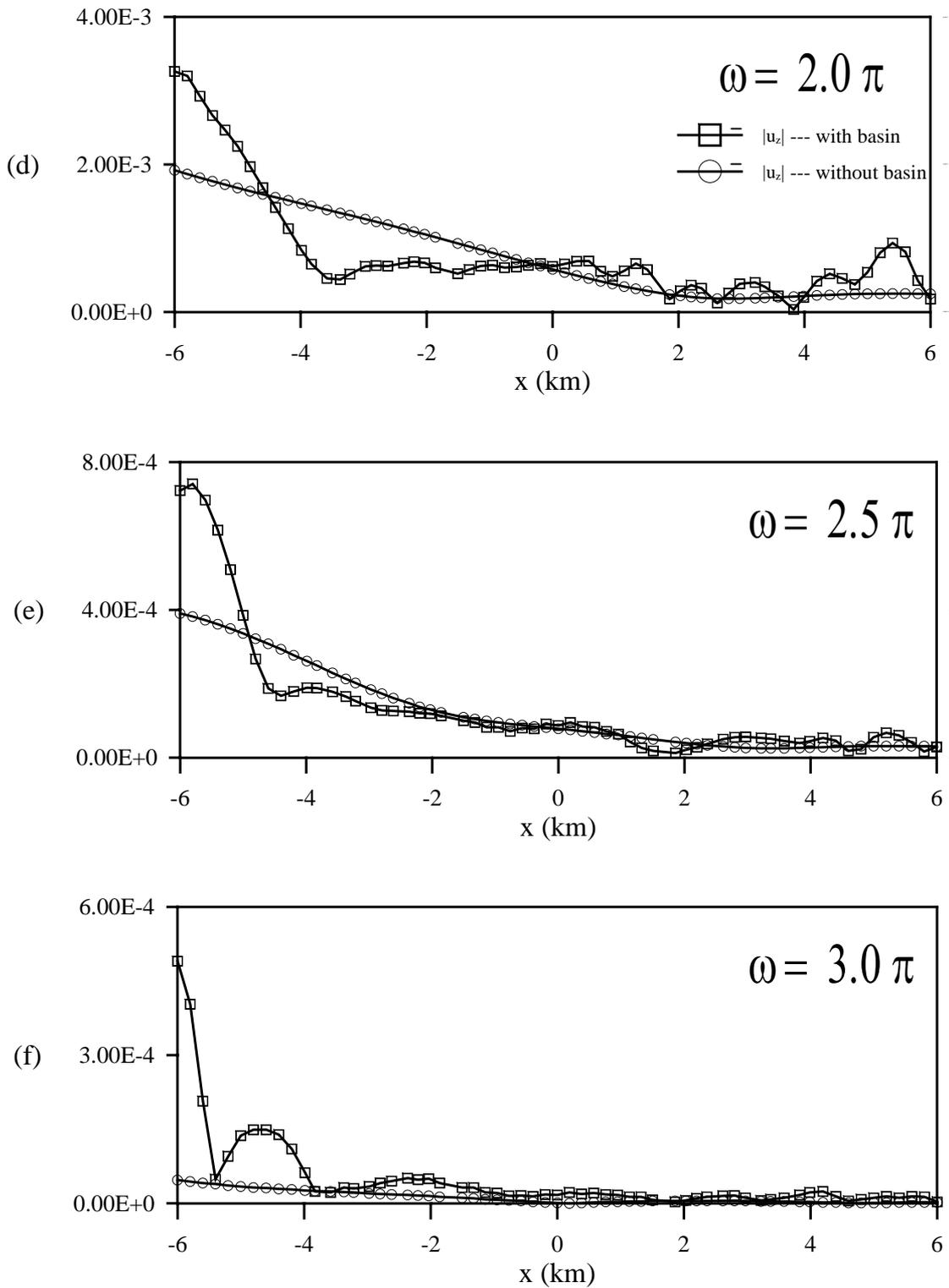


圖 3-4(D) 一半圓形沉積盆地於不同圓周頻率(d) $\omega = 2\pi$, (e) $\omega = 2.5\pi$, (f) $\omega = 3\pi$ 時受到與第二章相同形式之近斷層地震侵襲

下，盆地存在(with basin)與盆地不存在(without basin)時之垂直向地表位移振幅比較，以探討盆地之聚散焦效應

3-4 代表性速度脈衝於不規則性盆地內之傳播

如圖 3-5 所示(李錦發等人, 1999), 台北盆地係由新莊、嵌腳及台北等三條斷層所夾的斷層楔盆地, 由於菲律賓海板塊與歐亞大陸間在台灣成一斜碰撞系統, 並受往北隱沒的下拉作用, 因此東北~西南走向的斷層線在逆衝作用中。帶有左移的橫移分量。在帶有左移分量的三條斷層所夾的楔形地塊上發育了發散性的斷層楔盆地(Lee et al., 1996), 現今的主要位移帶為新莊斷層。

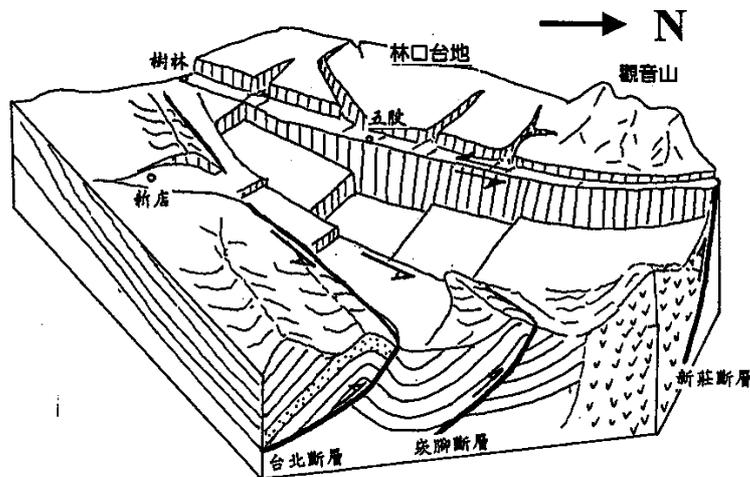


圖 3-5 台北盆地成因示意圖。將台北盆地沈積物撥開後之構造形貌，由於帶有橫移分量的主要位移帶新莊斷層的發散作用，引起西北向樹林、更寮斷層的張裂，進而使盆地往下掉，接受大漢溪、新店溪等沈積物的沈積。目前為止所知盆地最深處約於五股附近，深約 680 公尺左右。(摘自李錦發等人, 1999)

台北盆地為一種分岔斷層所形成之發散性斷層楔盆地(divergent fault wedge basin) (李錦發與蘇泰雄, 1994), 山子腳構造與新莊構造位於此種發散性斷層楔形盆地頂端處, 如圖 3-6 所示(李錦發等人, 1999), 因分岔點受到較大應力擠壓而形成山子腳與新莊背斜構造, 然後在往外發散過程中盆地漸拉開而接受沈積物, 盆地拉開過程中西北-東南向的正斷層扮演著重要的角色。在山子腳與新莊背斜構造上亦可發現西北~東南向的斷層如新莊構造的樹林斷層與更寮斷層。

台北斷層與嵌腳斷層所夾的斷層楔形盆地形成在先, 楔形頂點因受到較大的擠壓應力, 而形成山子腳構造, 隨著應力往外發散而漸漸拉開形成盆地, 在山子腳構造上產生西北東南向的正斷層, 在其東北方正斷層往下掉並下陷形成盆地, 接受沈積物供應。而後隨應力往西北方向傳遞, 逆衝斷層前緣的前移, 使得構造的活動性往前移至嵌腳斷層與新莊斷層所夾的楔形盆地上, 在所夾楔形頂點因受

較大的擠壓應力，而新莊構造開始發育，往外發散過程中，也使此構造產生樹林斷層與更寮斷層的正斷層作用，隨往東北方向的發散作用，而將五股地區拉開成盆地的最深部分。

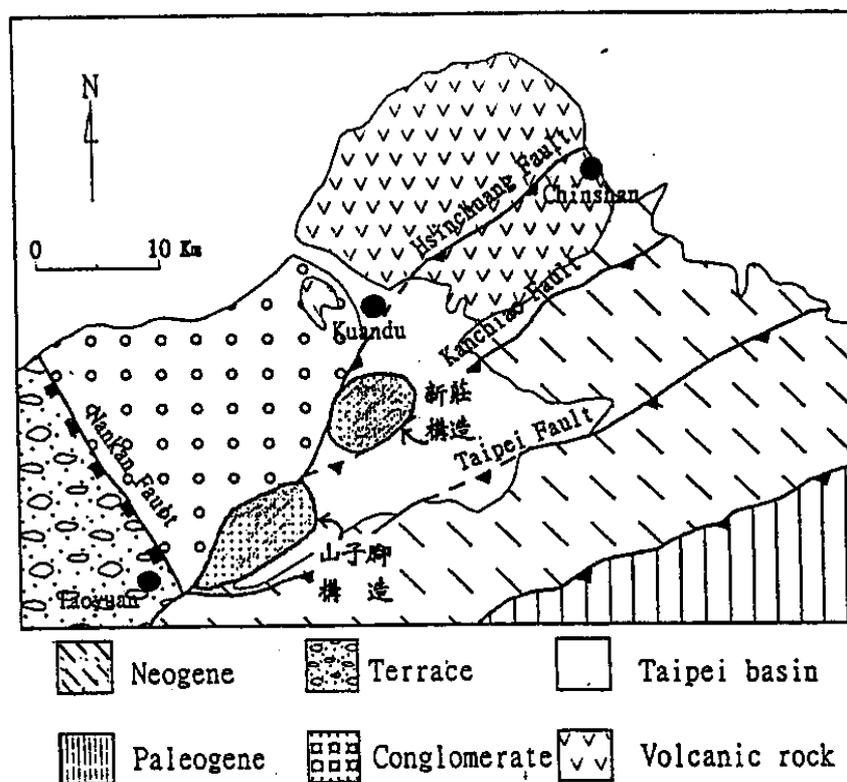


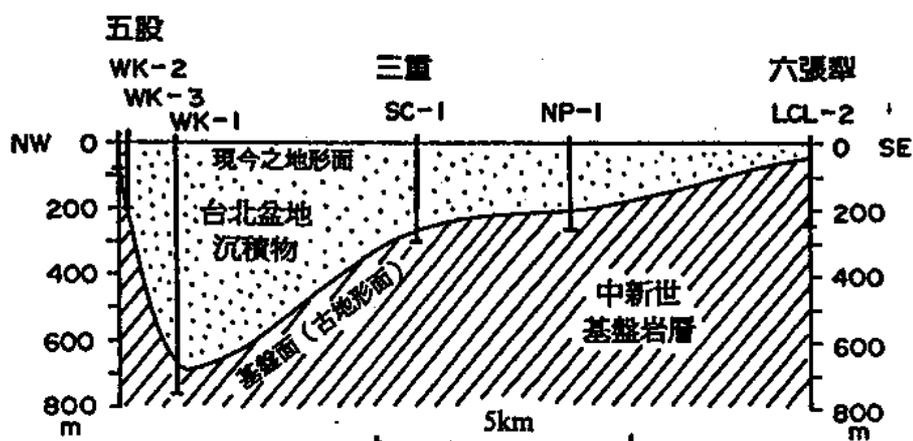
圖 3-6 台北斷層與嵌腳斷層所夾分岔斷層系統頂端的山子腳構造，已露出地表。而嵌腳斷層與新莊斷層所夾分岔斷層系統頂端為新莊構造，仍在盆地沈積物底下(李錦發等，1996)。此兩構造均為雙傾沒的背斜構造，且在與長軸背斜直交的方向上均發育有正斷層。(摘自李錦發等，1999)

山腳斷層為歷來學者所認為造成台北盆地的主要構造，而丹桂之助認為盆地下的礫石層應與林口台地的礫石層同屬一層，因此「推論」盆地西緣有一山腳斷層，並認為台北盆地係由山腳斷層陷落所造成的一個構造盆地。但時至今日，無論野外露頭、地球物理探勘或地質鑽探等調查結果，都未曾有學者能明確的確認它的存在。在地調所高速公路五股交流道之鑽探岩心中，可見沈積同時的正斷層頻繁出現，而所謂的山腳斷層應是這些一面沈積一面往下掉的小斷層長期累積下來的結果。但是王乾盈等人(見王乾盈與孫志財，1999)卻認為山腳斷層活動之可能性極大。本報告基於以下兩個原因，認為山腳斷層發生大規模斷層錯動之可能性不大，第一個原因係採用李錦發等人之看法，他們認為雖然新莊—山腳斷層為主要之位移帶(此結果與王乾盈等之結論相同)，但卻係長期累積下之結果，即使

有斷層錯動也不至於一次就錯動量很大，因此其規模亦隨之不會很大。第二個原因係基於力學的理由，一個正斷層發生錯動，一定是被動滑落而不是主動產生，因此正斷層發生錯動不會單獨發生，一定是在別處逆斷層主動發生錯動後，此正斷層才會可能被動滑落產生錯動，否則其單獨發生之可能性只有為緩慢滑落而已，同時即使正斷層發生錯動，其引發之地震並不可怕，此乃因為移動震源(moving source)之輻射圖案(radiation pattern)恰巧為較小的耳垂(side lobe)對著地面方向，全世界尚未發生有正斷層地震引致災難性之後果。基於以上兩個原因，本報告排除模擬此正斷層可能發生巨量錯動之情形。另外有些學者認為更新世以後，受到沖繩海槽的順時針轉向及向西延伸之影響，台灣北部的大地應力最大主應力軸同時成順時針轉向南北方向，且水平擠壓應力逐漸減弱，東西向水平伸張的應力逐漸取代擠壓應力而形成影響台灣北部地殼的主要大地應力。因此認為在水平伸張力為主的大地應力作用下，台灣北部各主要逆斷層(例如台北斷層)再度活動的可能性較低。但李錦發等人(李錦發等, 1999)卻認為從台灣北部的地體構造環境來看，雖然第四紀以來台灣北部地區應力場在改變，但是什麼樣的機制導致此應力場改變呢？台灣北部地區何處有拉張的地體構造環境呢？綜觀台灣北部唯一能找到的張裂地體構造環境為沖繩海槽的擴張作用，也因此大部分之學者都認為台北盆地的形成亦為受沖繩海槽的弧後擴張所致，但均未考慮到沖繩海槽張裂方向與台北盆地拉張的方向並不一致，亦和一般學者認為造成盆地下沉的山腳斷層方向不同，再者沖繩海槽從蘭陽平原進入台灣後即漸消失或轉換成其他構造，而蘭陽平原與台北盆地間尚且隔著雪山山脈與西部麓山帶的岩層，其間並未有任何研究指出這些岩層中有與沖繩海槽張裂有關的較新期正斷層系統出現，因此本報告認為所謂水平伸張應力，只有在山腳斷層附近觀察到而已，此乃因逐漸滑落的緣故，但此係局部的情形而非全部台灣北部皆處於水平伸張應力場，否則雪山山脈北部與西部麓山帶應該發現有新期的正斷層系統出現，同時本報告認為在這些地區仍然處於西北東南向的壓縮應力階段，因此台北斷層仍然還是有發生逆衝錯動之可能。雖然王乾盈等學者(王乾盈, 孫志財, 1999)認為台北斷層之主要斷層並未切穿上覆之松山層，代表此斷層至少兩萬年來並未活動，但本報告卻認為在兩萬年當中也是有可能發生過未貫穿地表之錯動，不能單憑其未切穿松山層就認定其並未活動。且其埋置在松山層底下，很難用 GPS 監測網測得其活動。同時他們亦發現台北斷層兩側岩盤深度落差極大，在台大附近基隆路東側及西側不到一公里，岩盤深度相差即達一百公尺，此正足以顯示台北斷層是一個很大的弱面，很容易滑動，在歷史上必定發生過許多次地震，逐次累積後才會有落差達一百公尺之結果。有鑑於逆衝斷層地震之災害性，因此本報告擬進行模擬台北斷層隱藏性逆衝錯動之地表運動，雖然目前並無跡象顯示其再度處於壓縮應力增加之階段，但卻是唯一可能發生災害性地震之處。

若以盆地最深處沿東南至西北方向垂直剖面來看，利用幾個深井資料大約可看出盆地之第四紀土層之深度變化如圖 3-7 所示，其中第四紀土層之性質較為明確，但第三紀基岩盤以下至 13 公里處(為本報告所模擬之震源深度)的材料性質

及分層則沒有學者進行研究，故無從得知。對此本報告只能逕行作一些合理假設，因此本報告最後採用之盆地分層及其材料性質如表 3-1 及圖 3-8 所示。



井號	井名	鑽探時間	基盤深度(m)	鑽井深度(m)
WK-1	五股一號井 E	1999	679	760
WK-2	五股二號井	1998	45	60
WK-3	五股三號井	1998	164	164.7
SC-1	三重一號井	1996	244.9	300
NP-1	新公園一號井	1975	213.35	260.7
LCL-2	六張犁二號井	1955	51.8	248.6

圖 3-7 從鑽探岩心資料所繪出之台北盆地西北~東南方向垂直剖面示意圖。台北盆地的深井資料表中，新公園一號井為台北盆地地盤下陷之鑽井，六張犁二號井為南港煤田探勘之鑽井，五股一號井 E 位於五股一號井旁為 88 年度加深之鑽井(摘自李錦發等，1999)

表 3-1 模擬台北盆地最深處沿東南至西北方向垂直斷面上之波速與密度結構

		P 波波速 km/sec	S 波波速 km/sec	密度 g/cm ³
第四紀土層		1.2	0.6	1.7
第三紀岩層	Layer 1	3.0	1.2	1.9
	Layer 2	3.8	2.0	2.1
	Layer 3	4.7	2.6	2.3
	Half space	5.6	3.2	2.5

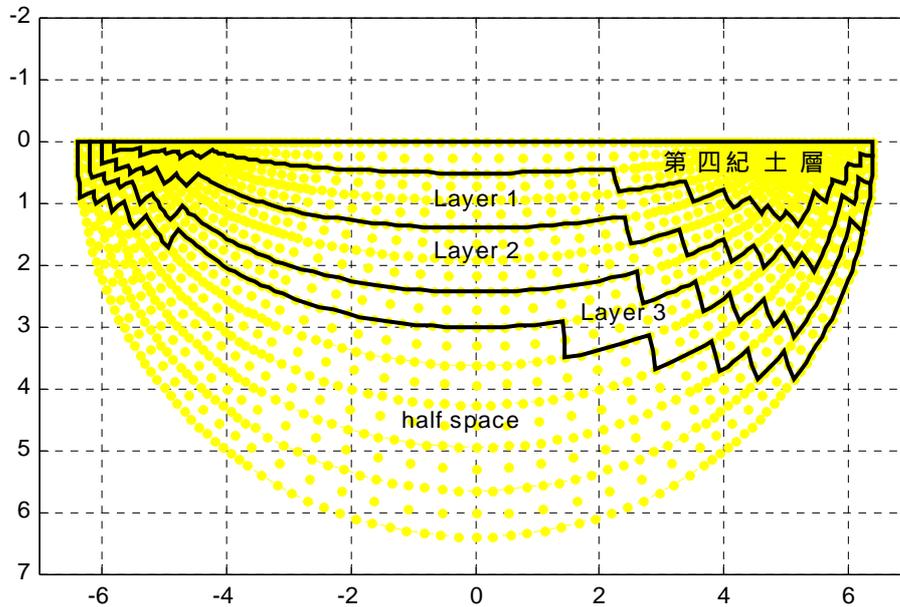


圖 3-8 台北盆地東南至西北向垂直剖面上之分層及其與有限元素網格間之關係圖

假定位於圖 3-8 之台北盆地邊緣之台北斷層發生與第二章所述相同形式之斷層錯動，則依 3-2 節所述之分析方法可計算出此代表性速度脈衝於台北盆地內之傳播情形。圖 3-9 至圖 3-14 分別表示盆地內不同測站水平方向及垂直方向上之地表位移、速度與加速度波形，由各圖中可看出盆地的存在使得地震的延時明顯增長，同時可看出其在時間域中之盆地聚散焦效應。至於若要探討此代表性速度脈衝地表運動對盆地內各場址上結構物之衝擊，此可將圖 3-13 之水平向加速度歷時進行計算其彈性速度反應譜如圖 3-15 所示。將圖 3-15 與圖 2-13 中盆地不存在時，下盤區域之速度反應譜比較，可發現中長週期之譜需求明顯增加，且脈衝影響範圍明顯擴大，此乃因為盆地之共振放大與聚焦效應所致。

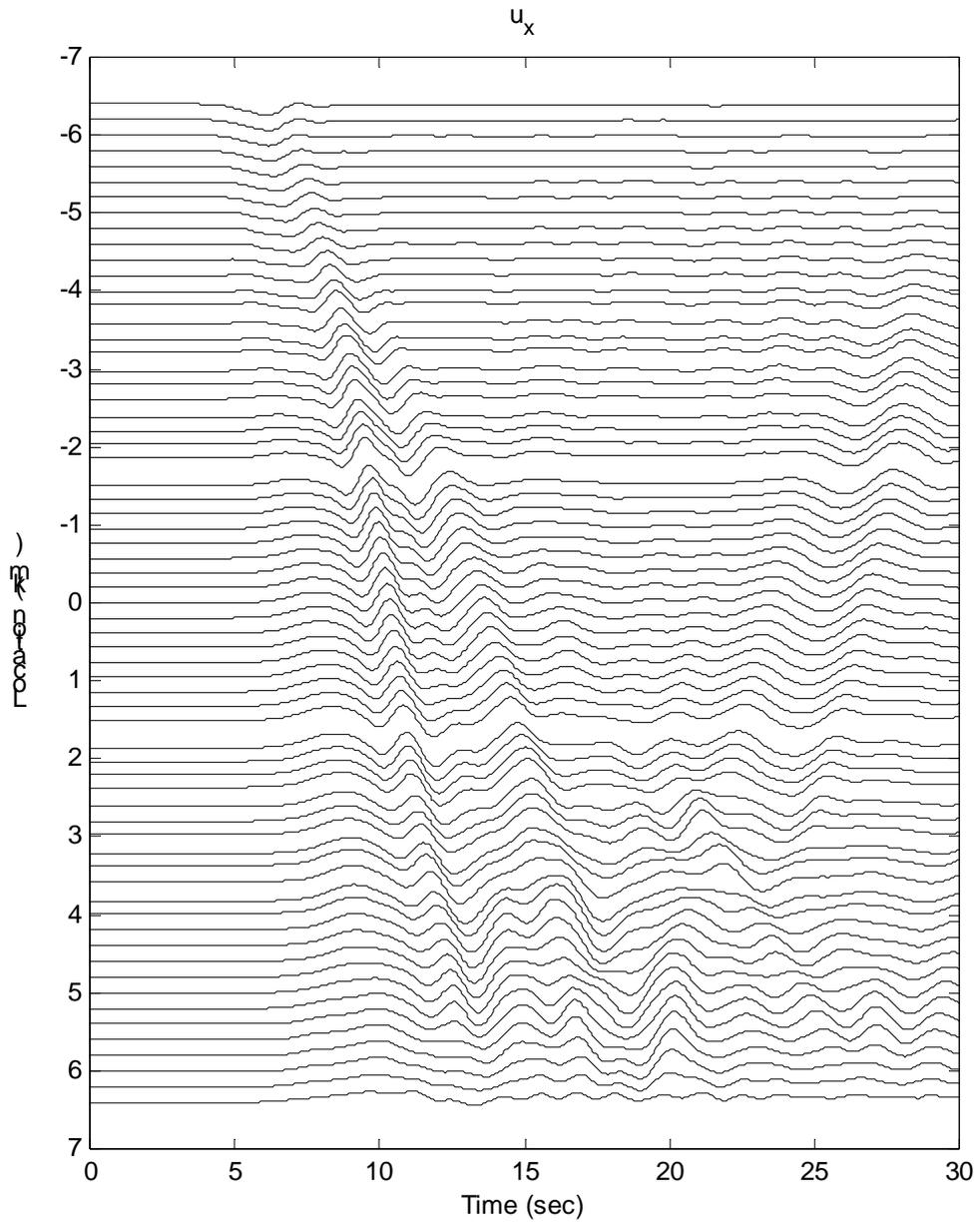


圖 3-9 盆地內不同測站沿水平方向上之地表位移波形

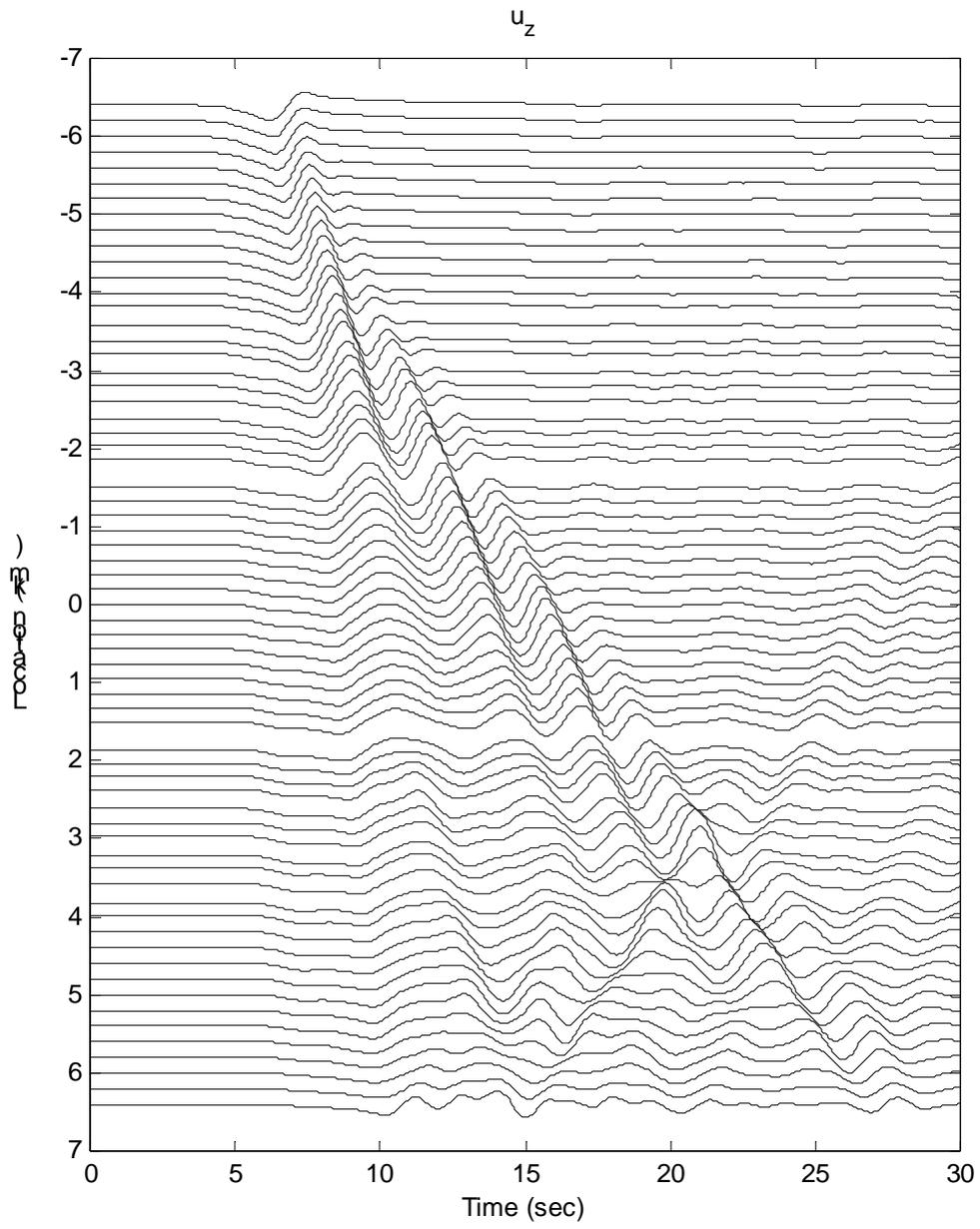


圖 3-10 盆地內不同測站沿垂直方向上之地表位移波形

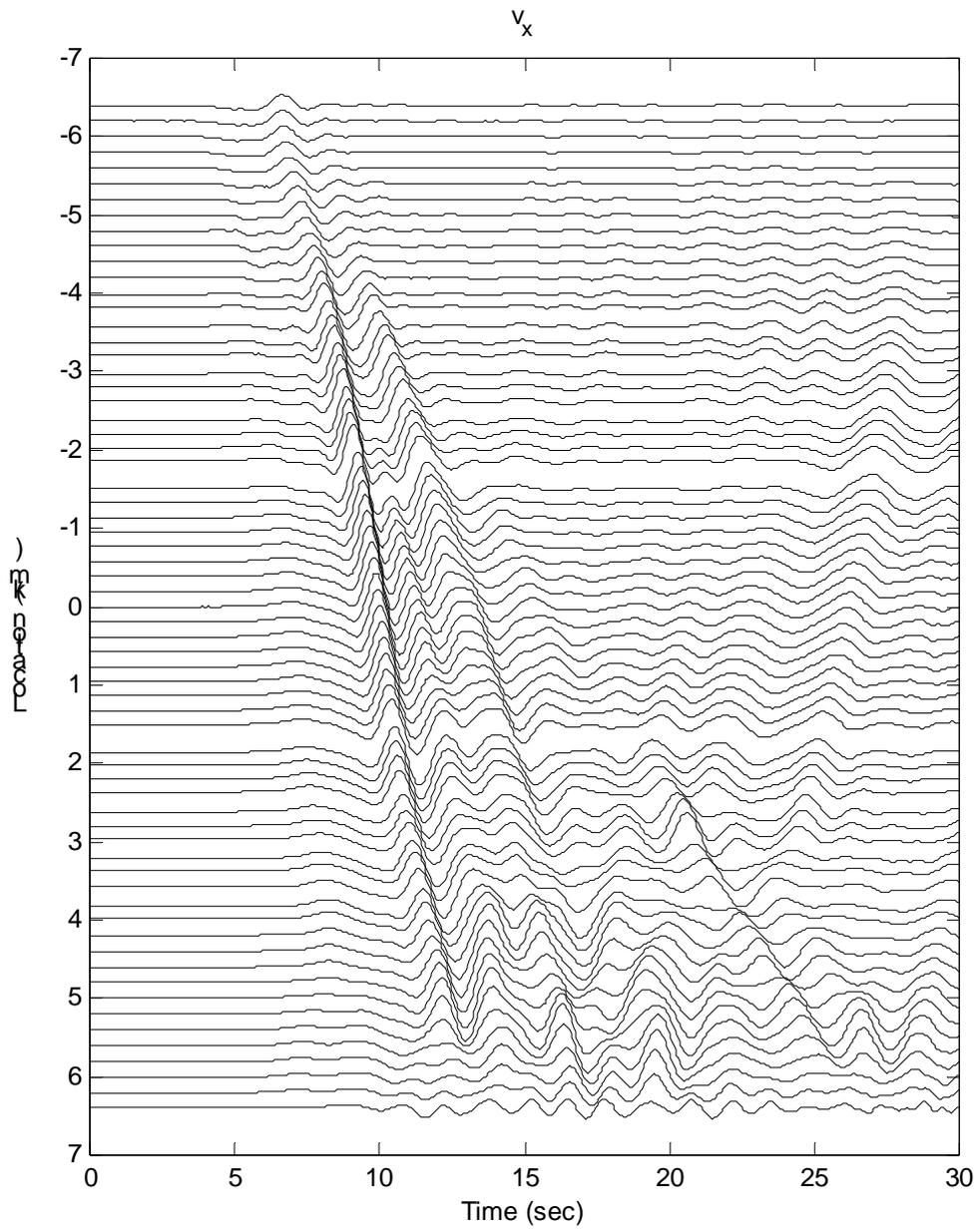


圖 3-11 盆地內不同測站沿水平方向上之地表速度波形

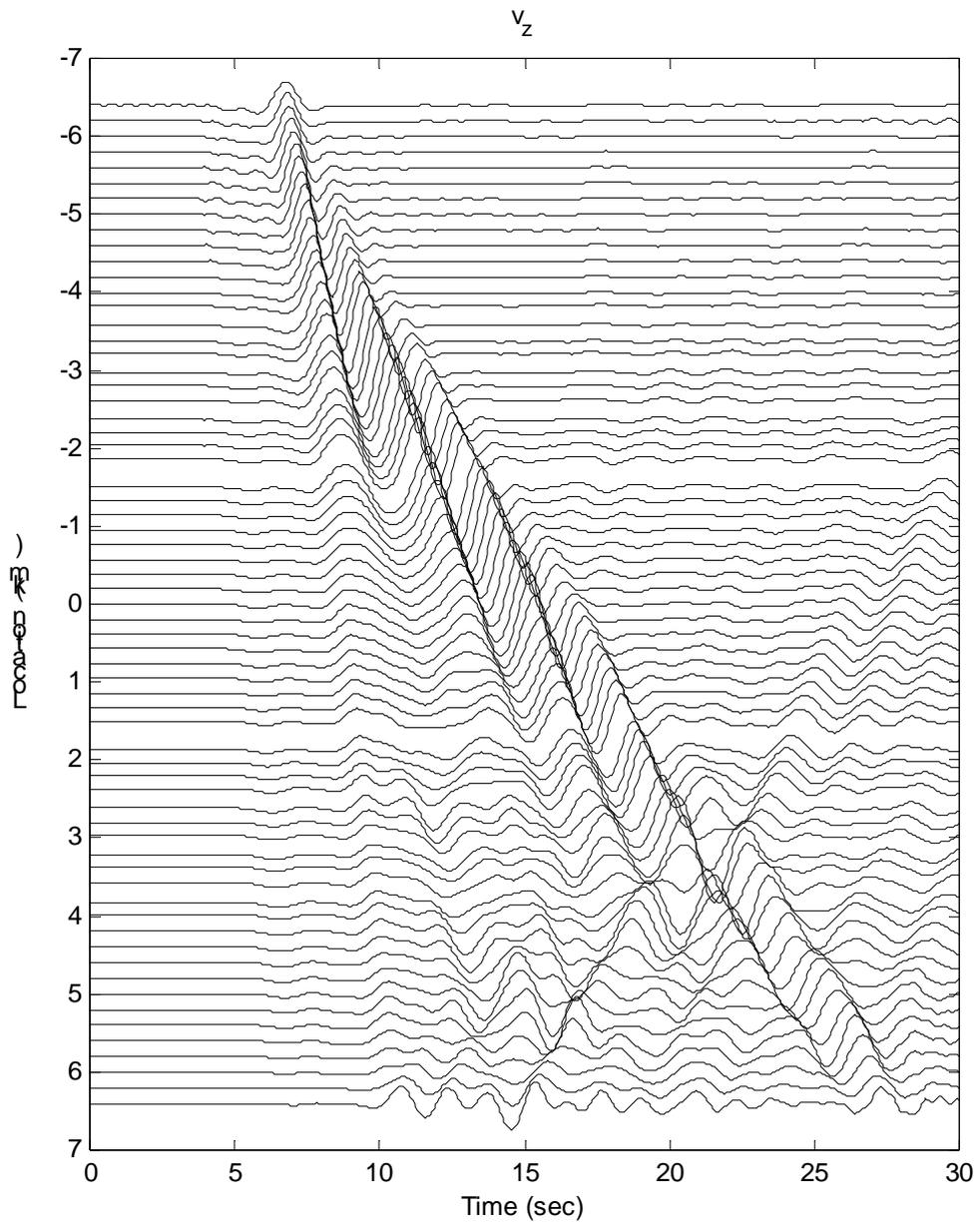


圖 3-12 盆地內不同測站沿垂直方向上之地表速度波形

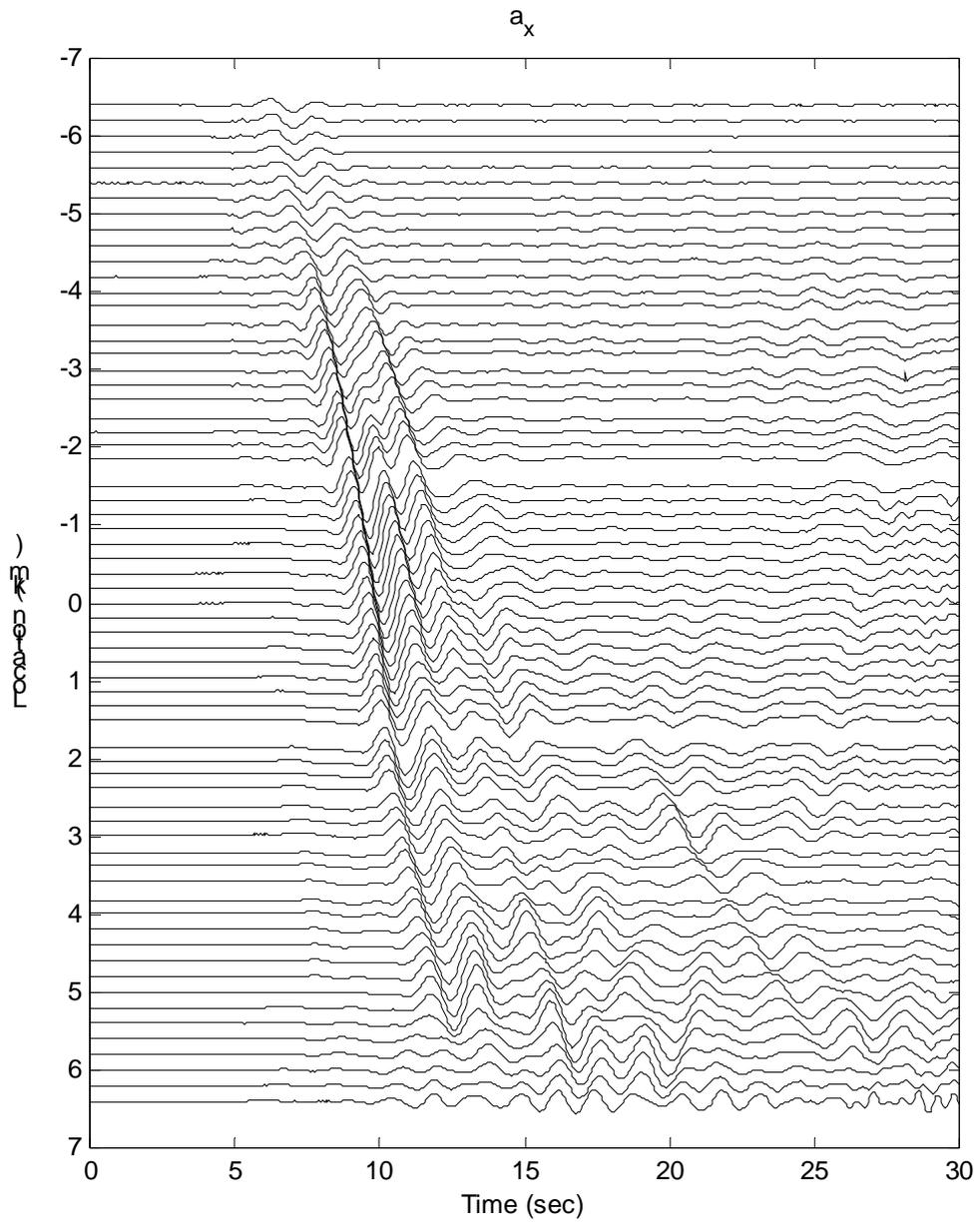


圖 3-13 盆地內不同測站沿水平方向上之地表加速度波形

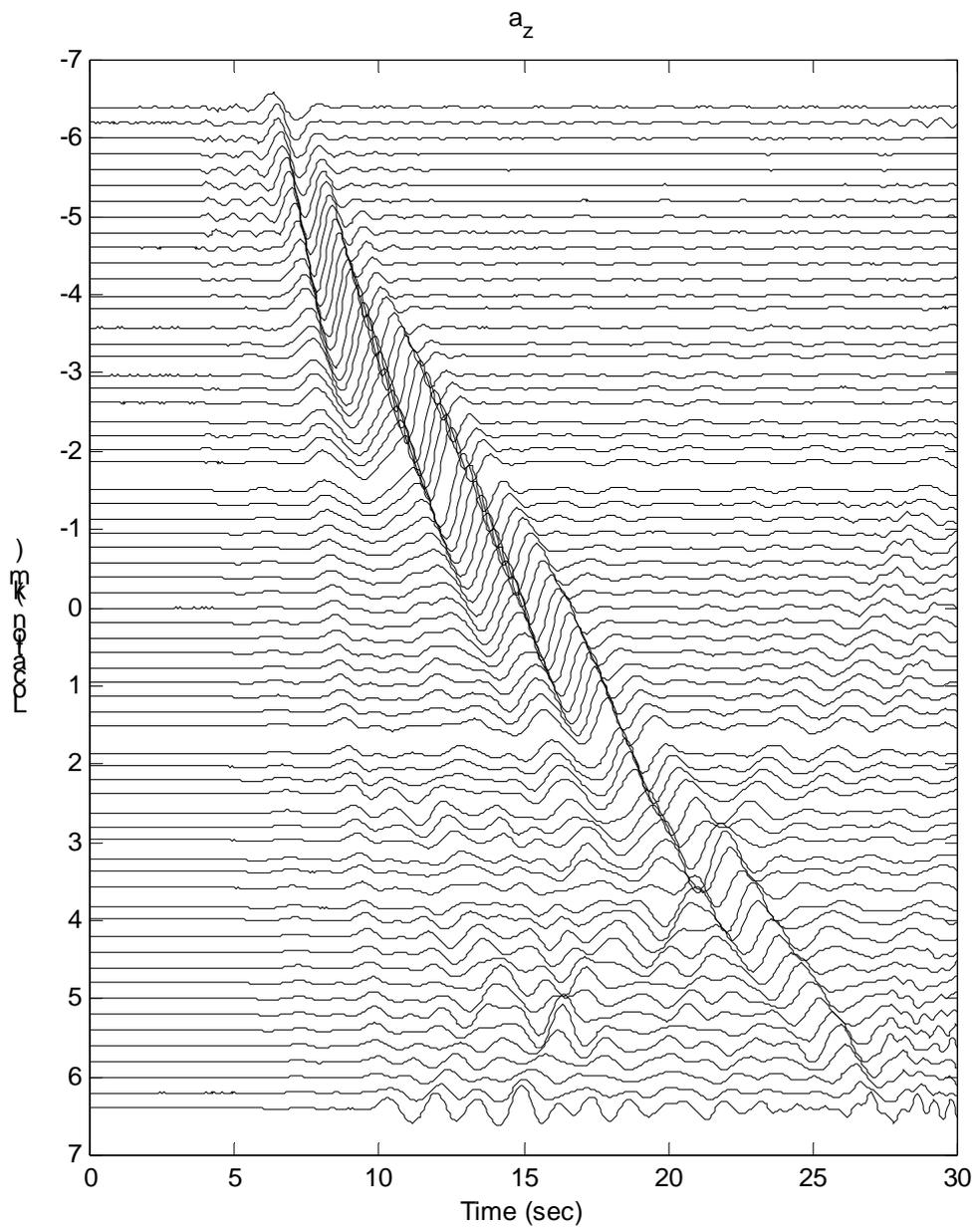


圖 3-14 盆地內不同測站沿垂直方向上之地表加速度波形

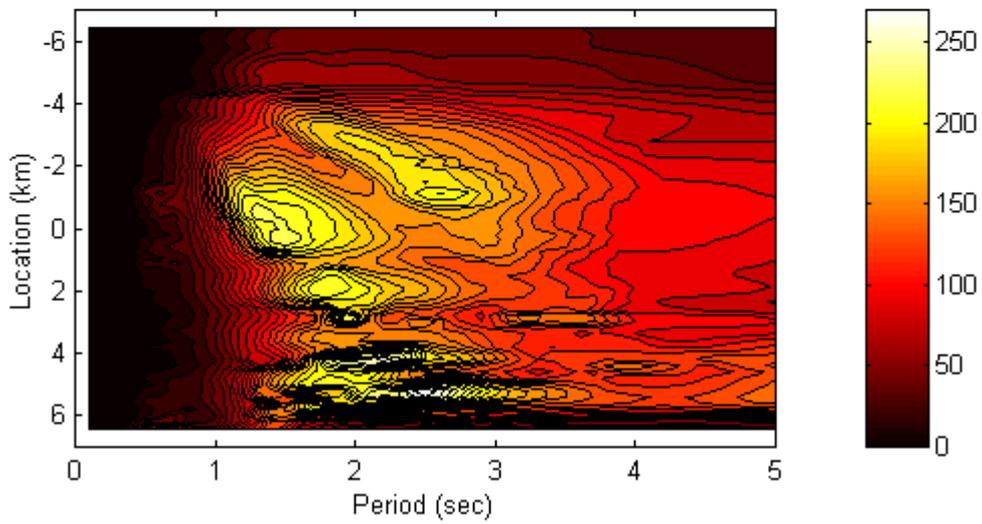
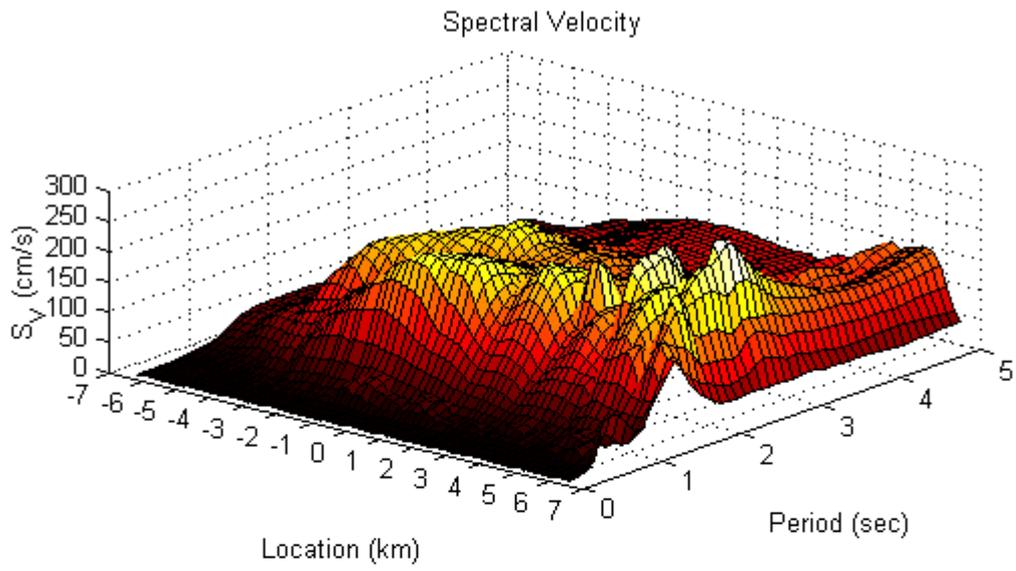


圖 3-15 近斷層代表性速度脈衝於盆地內引致之速度反應譜分佈

第四章 結論與建議

本研究首先建立代表性速度脈衝地表運動之產生機制，並藉以產生合理之代表性速度脈衝地表運動作為結構基底輸入運動，或者作為實驗室振動台基底輸入運動以檢核結構物之耐震設計是否滿足近斷層地震之特殊耐震需求。所得結果並非是用來修改並提高耐震設計標準，而是提供作為工程師在完成結構耐震設計後，依工程之重要性作進一步評估檢討其在近斷層地震下功能性(performance)之所需。這種做法等於是提供了另一個功能性水準，而這種功能性水準所要求的功能性僅為所作之耐震設計在近斷層大震下不致使結構物倒塌以保障生命安全。此與日本擬進行修改其耐震設計規範後之新規定有些類似，不同的是日本是以指定幾個典型之近斷層地震紀錄提供作為校核其功能性之用，而本報告是以實際可能發生之條件限制下，依工址之位置而給予一合理代表性速度脈衝運動，此更能符合實際之狀況，而且更經濟有效。若在工程實務上，對於一些參數上之不確定性，我們仍然可以估計出這些不確定性參數之合理上下限範圍，以蒙地卡羅之方式讓這些參數在範圍內隨機亂數產生，依相同之步驟產生多組之速度脈衝地表運動，並經參數敏感性分析以及變異性分析後，可選擇出實際用於校核功能性之代表性速度脈衝地表運動。若依本報告所選用的參數所進行之分析結果來看，若純粹為硬地盤之條件下，由圖 2-12 可看出速度脈衝之影響範圍在上盤與下盤大約在斷層距為 10 公里之範圍內，而上盤之脈衝較高，故其中長週期之譜需求也較大，至於短週期的譜需求則是普遍以上盤之譜需求來得大。但以上僅止於單自由度系統之情況。至於多自由度系統之情況則不能單純僅以譜需求來檢討，此必須實際將代表性速度脈衝地表運動作為多自由度結構物基底輸入運動以進行非線性時間歷時分析並計算樓層位移比(story drift ratio)，以檢討近斷層地震之特殊韌性需求。一般而言，近斷層地震所造成之各樓層韌性需求，隨著樓層高之分佈相當不均勻，底層之韌性需求特別高，若結構物經不當的耐震設計，其底層的韌性容量不足以滿足近斷層設計之特殊韌性需求，則很容易發生破壞倒塌。因此，第二階段之功能性(韌性需求)檢討，對近斷層附近之高層結構物而言是十分必要的，同時合理產生代表性速度脈衝地表運動，以進行結構物非線性時間歷時分析也是目前十分重要的耐震設計新觀念(Alavi and Krawinkler, 2000)。此點雖在現行規範中尚無法完全涵蓋，但仍然可以對一些重要建築物或視業主之要求下，進行第二階段之功能性檢核。建議未來之耐震設計規範(功能性設計法)能將此納入考量。其次，本報告在同時考量近斷層與盆地效應雙重作用影響下，針對於台北盆地中較具威脅性的台北斷層進行境況模擬，由於台北盆地位於台北斷層的下盤，一般情況下，下盤之危害原本是比較低，但經盆地效應後危害範圍會擴大，尤其是五股地區地盤較深之聚焦區域更值得注意。模擬所得之結果可提供作為檢討在這些地區之結構物，其耐震設計是否滿足近斷層盆地效應之特殊耐震需求之用。

參考文獻

1. Heaton, T. H. (1982). The 1971 San Fernando earthquake : a double event ?, Bull. Seism. Soc. Am. 72, pp. 2037-2062.
2. Vidale, J. E. and D. V. Helmberger (1988). Elastic finite-difference modeling of the 1971 San Fernando, California, earthquake, Bull. Seism. Soc. Am. 78, pp. 122-141.
3. Bouchon, M. (1978). A dynamic source model for the San Fernando earthquake, Bull. Seism. Soc. Am. 68, pp. 1555-1576
4. Vidale, J. E., D. V. Helmberger, and R. W. Clayton (1985). Finite-difference seismograms for SH waves, Bull. Seism. Soc. Am. 75, pp. 1765-1782.
5. Vidale, J. E. and D. V. Helmberger (1987). Path effects in strong motion seismology, in Methods of Computational Physics, Vol-11, Bruce Bolt, Editor (entitled Seismic Strong Motion Synthetics).
6. Bard, P. and J. Gariel (1986). The seismic response of two-dimensional sedimentary deposits with large vertical velocity gradients, Bull. Seism. Soc. Am. 76, pp. 343-366.
7. Shinozaki, Y. (1988). High frequency of a sediment-filled valley for incident plane SH wave, Proc. IA SPEI/IAEE Joint Working Group on Effects of Surface Geology on Seismic Motion, 2nd Workshop, pp. 1-20.
8. Burridge, R. and L. Knopoff (1964). Body force equivalents for seismic dislocations, Bull. Seism. Soc. Am. 54, pp. 1875-1888.
9. Aranha, J. A., Mei, C. C., and Yue, D. K. P., 1979, "Some Properties of a Hybrid Element Method for Waves," Int. Journal of Numerical Methods in Engineering, vol. 14, pp. 1627-1641.
10. Chen, H. S., and Mei, C. C., 1974, "Oscillations and Wave Forces in a Manmade Harbor in the Open Sea," Proc, 10th Symp. Naval Hydrody, Cambridge, Mass. pp. 573-596.
11. Mei, C. C., 1980, "Boundary Layer and finite Element Techniques Applied to Wave Problem," Acoustic, Electromagnetic and Elastic Wave Scattering – Focus on the T-Matrix Approach, edited by Varadan, V. V. and Vardan, V. K., Pergamon, New York.
12. Pao, Y. H., 1978, "Betti's Identity and Transition Matrix for Elastic Waves," J. Acoust. Soc. Am., Vol. 64 pp. 302-310.
13. Boatwright, J. ,1981, "Quasi-Dynamic Models of Simple Earthquake : Application to an Aftershock of the 1975 Oroville, California Earthquake," Bull. Seism. Soc. Am. 71, pp. 69-94.
14. Boatwright, J. ,1980, "A Spectral Theory for Circular Seismic Source ; Simple

- Estimates of Source Dimension, Dynamic Stress Drop, and Radiated Seismic Energy,” *Bull. Seism. Soc. Am.* 70, pp. 1-27.
15. Campillo, M. 1983, “Numerical Evaluation of Near – Field, high – Frequency Radiation from Quasi – Dynamic Circular Faults,” *Bull. Seism. Soc. Am.* 73, pp. 723-734.
 16. Alavi, B. and H. Krawinkler, 2000, “Design Consideration for Near – Fault Ground Motions,” *Proceedings of the U. S. – Japan Workshop on the Effects of Near – Fault Earthquake Shaking, San Francisco, March, 20-21.*
 17. Lee, J. F. , 1996, “A Fault Wedge Structure – Concerning the Formation of Taipei Basin ; Abstract of 30th International Geological Congress Volume 1 of 3, Beijing, China, pp. 4-14., August, 332.
 18. 葉超雄, 洪思閩, “近斷層建築物設計地震力之研究,” 內政部建築研究所專題研究計劃成果報告, MOIS881015, 1999。
 19. 葉超雄, 翁作新, 杜振宗, 羅俊雄, “台北市區微動顯著週期之量測與分析,” 國立台灣大學地震工程研究中心報告。
 20. 李錦發, 林朝宗, 賴典章, 蘇泰雄, 邱禎能, 曾俊傑, “台北盆地成因之探討,” 經濟部中央地質調查所特刊, 第十一號, 第 207-226 頁, 1999。
 21. 李錦發, 蘇泰雄, 1994, “台北盆地構造成因之初步研究,” 「台灣之第四紀」第五次研討會暨「台北盆地地下地質與工程環境綜合調查研究」成果發表論文集, 第 136-142 頁。
 22. 李錦發, 林朝宗, 蘇泰雄, 邱禎能, 曾俊傑, 1996, “山子腳構造與新莊構造,” 「台灣之第四紀」第六次研討會暨「台北盆地地下地質與工程環境綜合調查研究」成果發表論文集, 第 80-85 頁。
 23. 王乾盈, 孫志財, “台北盆地震測地層解釋,” 經濟部中央地質調查所特刊, 第十一號, 第 273-292 頁, 1999。

附錄 A 半無限域中雙力偶線波源引致之勢能場

A-1 無限域中垂直線荷載引致之勢能場

無限域中垂直線荷載作用於 $(0, z_0)$ 點，如圖 A-1 所示，作用力為 \bar{Q}_z 。

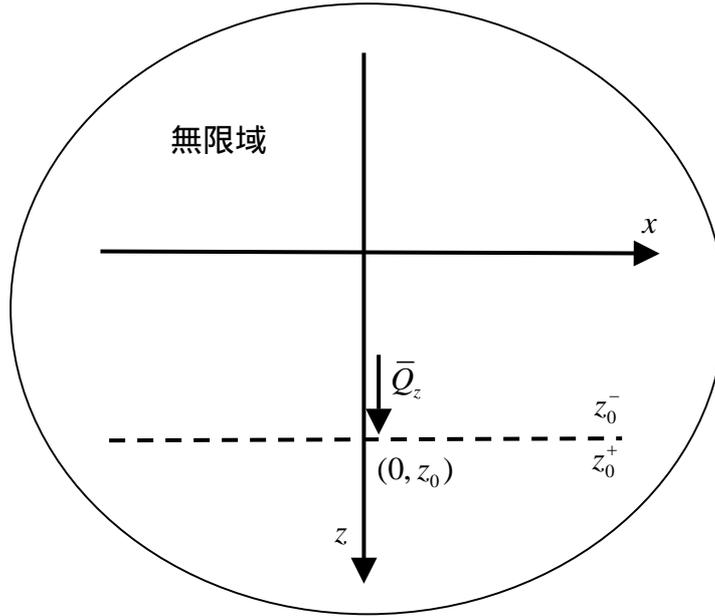


圖 A-1 無限域中垂直線載重作用於 $(0, z_0)$ 點

邊界條件為：

$$\bar{u}_x = 0 \quad \text{at} \quad z = z_0 \quad (\text{A.1})$$

$$\bar{\sigma}_{zz} = -\frac{\bar{Q}_z}{2} \delta(x) \quad \text{at} \quad z = z_0^+ \quad (\text{A.2})$$

$$\bar{\sigma}_{zz} = +\frac{\bar{Q}_z}{2} \delta(x) \quad \text{at} \quad z = z_0^- \quad (\text{A.3})$$

由(2.16)及(2.17)式，勢能解為：

$$\tilde{\phi}_v^i = \bar{A}_v e^{-\nu|z-z_0|} \quad (\text{A.4})$$

$$\tilde{\psi}_v^j = \bar{B}_v e^{-\nu|z-z_0|} \quad (\text{A.5})$$

將(A.4)及(A.5)式代入位移及應力之表示式，並利用邊界條件可得：

(I) 當 $z \geq z_0$ 時 :

$$(-ik)\bar{A}_v + v'\bar{B}_v = 0 \quad (\text{A.6})$$

$$(2k^2 + k_s^{*2})\bar{A}_v + (2ikv')\bar{B}_v = -\frac{\bar{Q}_z}{2\mu} \quad (\text{A.7})$$

可解得 :

$$\bar{A}_v = \frac{\bar{Q}_z}{2\mu k_s^{*2}} \quad (\text{A.8})$$

$$\bar{B}_v = \frac{\bar{Q}_z}{2\mu k_s^{*2}} \left(\frac{ik}{v'} \right) \quad (\text{A.9})$$

(II) 當 $z \leq z_0$ 時 :

可解得 :

$$\bar{A}_v = -\frac{\bar{Q}_z}{2\mu k_s^{*2}} \quad (\text{A.10})$$

$$\bar{B}_v = \frac{\bar{Q}_z}{2\mu k_s^{*2}} \left(\frac{ik}{v'} \right) \quad (\text{A.11})$$

因此，當垂直線荷重 \bar{Q}_v 作用在 (x_0, z_0) 點時，則在任一點 (x, z) 處所引致之勢能

解為 :

$$\bar{\phi}_v^i = \text{sgn}(z - z_0) \frac{\bar{Q}_z}{4\pi\mu k_s^{*2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-v|z-z_0| - ik(x-x_0)} dk \quad (\text{A.12})$$

$$\bar{\psi}_v^i = \frac{\bar{Q}_z}{4\pi\mu k_s^{*2}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{ik}{v'} \right) e^{-v|z-z_0| - ik(x-x_0)} dk \quad (\text{A.13})$$

A-2 無限域中水平線荷載引致之勢能場

無限域中水平線荷載作用於 $(0, z_0)$ 點，如圖 A-2 所示，作用力為 \bar{Q}_z 。

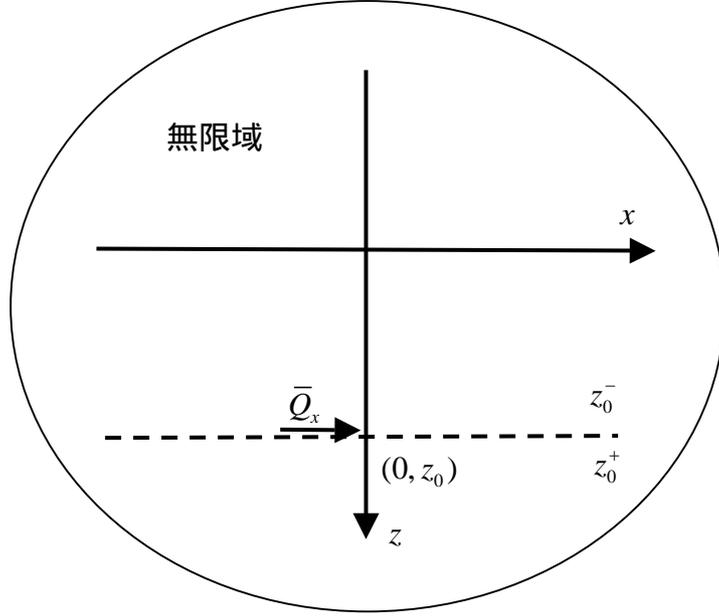


圖 A-2 無限域中水平線載重作用於 $(0, z_0)$ 點

邊界條件為：

$$\bar{u}_z = 0 \quad \text{at } z = z_0 \quad (\text{A.14})$$

$$\bar{\sigma}_{zx} = -\frac{\bar{Q}_x}{2} \delta(x) \quad \text{at } z = z_0^+ \quad (\text{A.15})$$

$$\bar{\sigma}_{zx} = +\frac{\bar{Q}_x}{2} \delta(x) \quad \text{at } z = z_0^- \quad (\text{A.16})$$

同 A-1 節之處理，水平線荷重 \bar{Q}_x 作用在 (x_0, z_0) 點時，則在任一點 (x, z) 處所引致之勢能解為：

$$\bar{\phi}_H^i = \frac{\bar{Q}_x}{4\pi\mu k_s^*} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{ik}{v} \right) e^{-v|z-z_0|-ik(x-x_0)} dk \quad (\text{A.17})$$

$$\bar{\psi}_H^i = -\text{sgn}(z - z_0) \frac{\bar{Q}_x}{4\pi\mu k_s^*} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-v|z-z_0|-ik(x-x_0)} dk \quad (\text{A.18})$$

A-3 無限域中雙力偶線波源引致之勢能場

當無限域中之雙力偶作用在 (x_0, z_0) 點時，如圖 A-3 所示，

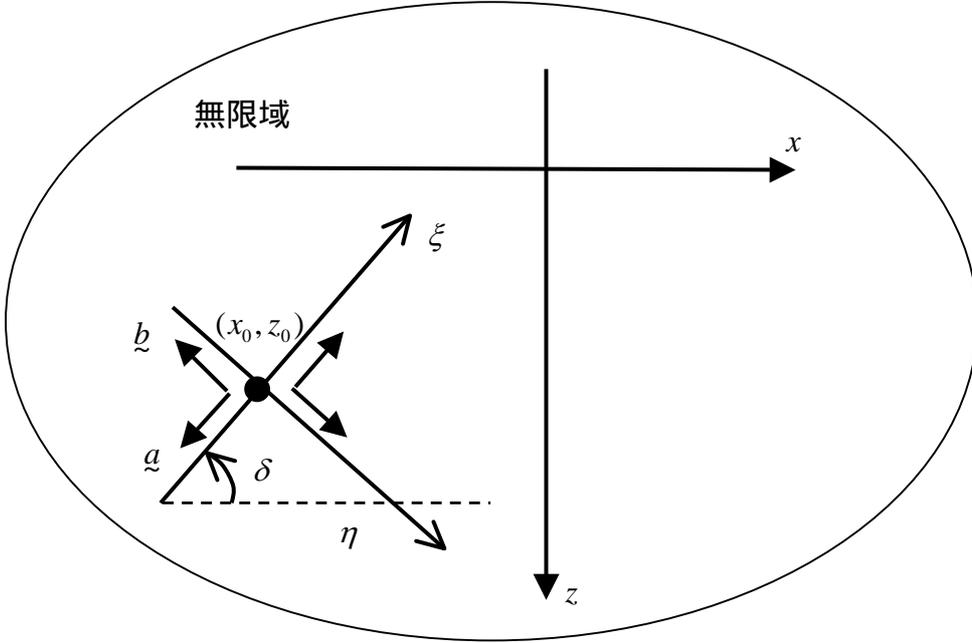


圖 A-3 無限域中雙力偶作用於 (x_0, z_0) 點

已知 $[\bar{u}_z] = \bar{D}(\xi)d\xi \neq 0$ ，由 Burridge 和 Knopoff (1964)知，等值微體力在 $\xi - \eta$ 座標為：

$$f_\xi = \mu \bar{D} d\xi \delta(\xi) \delta'(\eta) \quad (\text{A.19})$$

$$f_\eta = \mu \bar{D} d\xi \delta'(\xi) \delta(\eta) \quad (\text{A.20})$$

由座標轉換：

$$x - x_0 = \xi \cos \delta + \eta \sin \delta \quad (\text{A.21})$$

$$z - z_0 = -\xi \sin \delta + \eta \cos \delta \quad (\text{A.22})$$

知

$$\frac{\partial}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial x_0} \frac{\partial x_0}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial z_0} \frac{\partial z_0}{\partial \eta} = -\sin \delta \frac{\partial}{\partial x_0} - \cos \delta \frac{\partial}{\partial z_0} \quad (\text{A.23})$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} = \frac{\partial}{\partial x_0} \frac{\partial x_0}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial z_0} \frac{\partial z_0}{\partial \xi} = -\cos \delta \frac{\partial}{\partial x_0} + \sin \delta \frac{\partial}{\partial z_0} \quad (\text{A.24})$$

故其相對應之 P 波勢能解為：

$$\begin{aligned}
\bar{\phi}_0^i &= (-\mu \bar{D} d \xi) \left(\sin \delta \frac{\partial}{\partial x_0} + \cos \delta \frac{\partial}{\partial z_0} \right) (\bar{\phi}_H^i \cos \delta - \bar{\phi}_V^i \sin \delta) \\
&+ (-\mu \bar{D} d \xi) \left(\cos \delta \frac{\partial}{\partial x_0} - \sin \delta \frac{\partial}{\partial z_0} \right) (\bar{\phi}_H^i \sin \delta + \bar{\phi}_V^i \cos \delta) \\
&= (-\mu \bar{D} d \xi) \left[\sin 2\delta \left(\frac{\partial \bar{\phi}_H^i}{\partial x_0} - \frac{\partial \bar{\phi}_V^i}{\partial z_0} \right) + \cos 2\delta \left(\frac{\partial \bar{\phi}_V^i}{\partial x_0} + \frac{\partial \bar{\phi}_H^i}{\partial z_0} \right) \right]
\end{aligned} \tag{A.25}$$

由(A.12)、(A.13)、(A.17)及(A.18)式知：

$$\frac{\partial \bar{\phi}_V^i}{\partial z_0} = \frac{1}{4\pi\mu k_s^{*2}} \int_{-\infty}^{\infty} (\nu) e^{-\nu|z-z_0|-ik(x-x_0)} dk \tag{A.26}$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}_H^i}{\partial x_0} = \frac{1}{4\pi\mu k_s^{*2}} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{-k^2}{\nu} \right) e^{-\nu|z-z_0|-ik(x-x_0)} dk \tag{A.27}$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}_V^i}{\partial x_0} = \frac{\text{sgn}(z-z_0)}{4\pi\mu k_s^{*2}} \int_{-\infty}^{\infty} (ik) e^{-\nu|z-z_0|-ik(x-x_0)} dk \tag{A.28}$$

$$\frac{\partial \bar{\phi}_H^i}{\partial z_0} = \frac{\text{sgn}(z-z_0)}{4\pi\mu k_s^{*2}} \int_{-\infty}^{\infty} (ik) e^{-\nu|z-z_0|-ik(x-x_0)} dk \tag{A.29}$$

所以：

$$\bar{\phi}_0^i = \frac{\bar{D} d \xi}{4\pi k_s^{*2}} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\sin 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_p^{*2}}{\nu} \right) - \cos 2\delta \text{sgn}(z-z_0)(2ik) \right] \cdot e^{-\nu|z-z_0|-ik(x-x_0)} dk \tag{A.30}$$

同理，其相對應之 SV 波勢能解為：

$$\bar{\psi}_0^i = \frac{\bar{D} d \xi}{4\pi k_s^{*2}} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\sin 2\delta \text{sgn}(z-z_0)(2ik) + \cos 2\delta \left(\frac{(2k^2 - k_s^{*2})}{\nu'} \right) \right] \cdot e^{-\nu|z-z_0|-ik(x-x_0)} dk \tag{A.31}$$

將(A.30)及(A.31)式改寫成下列形式：

$$\bar{\phi}_0^i = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}_0 e^{-\nu|z-z_0|-ik(x-x_0)} dk \quad (\text{A.32})$$

$$\bar{\psi}_0^i = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{B}_0 e^{-\nu'|z-z_0|-ik(x-x_0)} dk \quad (\text{A.33})$$

其中：

$$\bar{A}_0 = \frac{\bar{D}d\xi}{2k_s^{*2}} \left[\sin 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_p^{*2}}{\nu} \right) - \cos 2\delta \operatorname{sgn}(z - z_0)(2ik) \right] \quad (\text{A.34})$$

$$\bar{B}_0 = \frac{\bar{D}d\xi}{2k_s^{*2}} \left[\sin 2\delta \operatorname{sgn}(z - z_0)(2ik) + \cos 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_s^{*2}}{\nu'} \right) \right] \quad (\text{A.35})$$

A-4 半無限域中雙力偶線波源引致之勢能場

如圖 A-4 所示，當雙力偶作用在半無限域中的 (x_0, z_0) 處時：

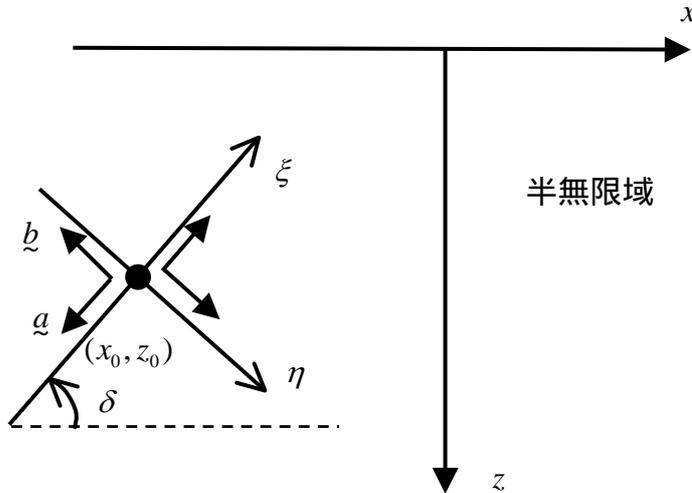


圖 A-4 半無限域中雙力偶作用於 (x_0, z_0) 點

此時的勢能解為：

$$\bar{\phi}_0^f = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}_0^f e^{-\nu z - ikx} dk + \bar{\phi}_0^i \quad (\text{A.36})$$

$$\bar{\psi}_0^f = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{B}_0^f e^{-\nu' z - ikx} dk + \bar{\psi}_0^i \quad (\text{A.37})$$

代入邊界條件：

$$\bar{\sigma}_{zz}|_{z=0} = 0 \quad (\text{A.38})$$

$$\bar{\sigma}_{zx}|_{z=0} = 0 \quad (\text{A.39})$$

可解得：

$$\begin{Bmatrix} \bar{A}_0^r \\ \bar{B}_0^r \end{Bmatrix} = \frac{1}{F(k)} \begin{bmatrix} -4k^2\nu\nu' - (2k^2 - k_s^{*2})^2 & 4ik\nu'(2k^2 - k_s^{*2}) \\ -4ik\nu(2k^2 - k_s^{*2}) & -4k^2\nu\nu' - (2k^2 - k_s^{*2})^2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{A}_0^- e^{-\nu z_0 + ikx_0} \\ \bar{B}_0^- e^{-\nu' z_0 + ikx_0} \end{Bmatrix} \quad (\text{A.40})$$

其中

$$F(k) = (2k^2 - k_s^{*2})^2 - 4k^2\nu\nu' \quad (\text{A.41})$$

$$\bar{A}_0^- = \frac{\bar{D}d\xi}{2k_s^{*2}} \left[\sin 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_p^{*2}}{\nu} \right) + \cos 2\delta (2ik) \right] \quad (\text{A.42})$$

$$\bar{B}_0^- = \frac{\bar{D}d\xi}{2k_s^{*2}} \left[-\sin 2\delta (2ik) + \cos 2\delta \left(\frac{2k^2 - k_s^{*2}}{\nu'} \right) \right] \quad (\text{A.43})$$

因此，將(A.40)式代入(A.36)及(A.37)式可得：

$$\bar{\phi}_0^f = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{-\left[4k^2\nu\nu' + (2k^2 - k_s^{*2})^2 \right]}{F(k)} \bar{A}_0^- e^{-\nu z_0} + \frac{\left[4ik\nu'(2k^2 - k_s^{*2}) \right]}{F(k)} \bar{B}_0^- e^{-\nu' z_0} \right\} \cdot e^{-\nu z - ik(x-x_0)} dk \quad (\text{A.44})$$

$$+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{A}_0^- e^{-\nu|z-z_0| - ik(x-x_0)} dk$$

$$\bar{\psi}_0^f = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{-\left[4ik\nu(2k^2 - k_s^{*2}) \right]}{F(k)} \bar{A}_0^- e^{-\nu z_0} + \frac{-\left[4k^2\nu\nu' + (2k^2 - k_s^{*2})^2 \right]}{F(k)} \bar{B}_0^- e^{-\nu' z_0} \right\} \cdot e^{-\nu' z - ik(x-x_0)} dk \quad (\text{A.45})$$

$$+ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{B}_0^- e^{-\nu'|z-z_0| - ik(x-x_0)} dk$$

其中 \bar{A}_0^- , \bar{B}_0^- 為波源項，如(A.34)及(A.35)式所示，而 \bar{A}_0^r , \bar{B}_0^r 為反射項，如(A.40)

式所示。

附錄 B 半無限外域展開級數之基函數

以下分別敘述在(3.26)及(3.27)式中所定義之外域基函數 $\tilde{u}_m^v(x)$ 及 $\tilde{u}_m^h(x)$ 之求解過程。

B-1 垂直線荷重之基函數 $\tilde{u}_m^v(x)$

如圖 B-1 所示之半無限外域承受垂直線載重 $\mu\delta(x)\delta(t)$ 之示意圖。

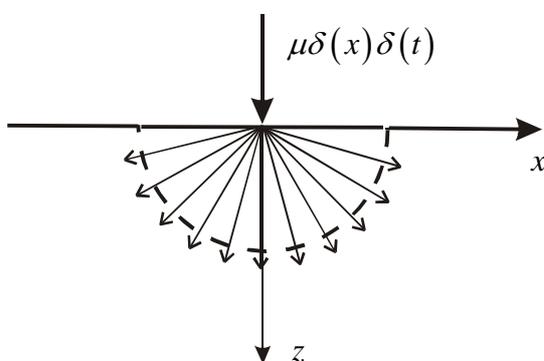


圖 B-1 半無限外域承受垂直線載重示意圖

其必須滿足之邊界條件為：

$$\bar{\sigma}_{zz}|_{z=0} = -\mu\delta(x) \quad (\text{B.1})$$

$$\bar{\sigma}_{xz}|_{z=0} = 0 \quad (\text{B.2})$$

則滿足(2.16)及(2.17)式，且滿足輻射條件(radiation condition)之解為：

$$\tilde{\phi} = \bar{C}^v e^{-\nu z} \quad (\text{B.3})$$

$$\tilde{\psi} = \bar{D}^v e^{-\nu' z} \quad (\text{B.4})$$

(B.3)及(B.4)式代入(2.12)及(2.13)式經傅立葉變換後之位移與勢能關係後，可得：

$$\tilde{u}_x = -ik\tilde{\phi} - \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial z} = -ik\bar{C}^v e^{-\nu z} + \nu'\bar{D}^v e^{-\nu' z} \quad (\text{B.5})$$

$$\tilde{u}_z = \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial z} - ik\tilde{\psi} = -\nu\bar{C}^v e^{-\nu z} - ik\bar{D}^v e^{-\nu' z} \quad (\text{B.6})$$

均質彈性體之應力與勢能關係式為：

$$\bar{\sigma}_{xx} = (\lambda + 2\mu) \left(\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} \right) - 2\mu \left(\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial z} \right) \quad (\text{B.7})$$

$$\bar{\sigma}_{zz} = (\lambda + 2\mu) \left(\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial z^2} \right) - 2\mu \left(\frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x \partial z} \right) \quad (\text{B.8})$$

$$\bar{\sigma}_{xz} = \bar{\sigma}_{zx} = \mu \left(2 \frac{\partial^2 \bar{\phi}}{\partial x \partial z} - \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} \right) \quad (\text{B.9})$$

將(B.3)及(B.4)式代入(B.8)及(B.9)式得：

$$\bar{\sigma}_{zz} = \mu \left[\left(2k^2 - k_s^{*2} \right) \bar{C}^v e^{-\nu z} + 2ik\nu' \bar{D}^v e^{-\nu' z} \right] \quad (\text{B.10})$$

$$\bar{\sigma}_{xz} = \mu \left[2ik\nu \bar{C}^v e^{-\nu z} - \left(2k^2 - k_s^{*2} \right) \bar{D}^v e^{-\nu' z} \right] \quad (\text{B.11})$$

將(B.10)及(B.11)式代入邊界條件(B.1)及(B.2)式可得：

$$\begin{bmatrix} 2ik\nu & -\left(2k^2 - k_s^{*2} \right) \\ \left(2k^2 - k_s^{*2} \right) & 2ik\nu' \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{C}^v \\ \bar{D}^v \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ -1 \end{Bmatrix} \quad (\text{B.12})$$

因此可解得 \bar{C}^v 及 \bar{D}^v 再代入(B.5)及(B.6)式經傅立葉逆變換後可得垂直線荷重之位移積分奇異解為：

$$\bar{u}_x^v = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[-ik \bar{C}^v e^{-\nu z} + \nu' \bar{D}^v e^{-\nu' z} \right] e^{-ikx} dk \quad (\text{B.13})$$

$$\bar{u}_z^v = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[-\nu \bar{C}^v e^{-\nu z} - ik \bar{D}^v e^{-\nu' z} \right] e^{-ikx} dk \quad (\text{B.14})$$

其中

$$\bar{C}^v = -\frac{\left(2k^2 - k_s^{*2} \right)}{F(k)} \quad (\text{B.15})$$

$$\bar{D}^v = -\frac{(2ik\nu)}{F(k)} \quad (\text{B.16})$$

$$F(k) = \left(2k^2 - k_s^{*2} \right)^2 - 4k^2 \nu \nu' \quad (\text{B.17})$$

故 m 階垂直載重之基函數為：

$$\bar{u}_{x(m)}^v = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma_2} \left[-ik\bar{C}_m^v e^{-\nu z} + \nu'\bar{D}_m^v e^{-\nu'z} \right] e^{-ikx} dk \quad (\text{B.18})$$

$$\bar{u}_{z(m)}^v = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma_2} \left[-\nu\bar{C}_m^v e^{-\nu z} - ik\bar{D}_m^v e^{-\nu'z} \right] e^{-ikx} dk \quad (\text{B.19})$$

其中

$$\bar{C}_m^v = -\frac{(-ik)^m (2k^2 - k_s^{*2})}{F(k)} \quad (\text{B.20})$$

$$\bar{D}_m^v = -\frac{(-ik)^m (2ik\nu)}{F(k)} \quad (\text{B.21})$$

相對應的直角座標應力分量之積分奇異解為：

$$\frac{\bar{\sigma}_{xx(m)}^v}{\mu} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma_2} \left\{ \left[-2(k^2 - k_p^{*2}) - k_s^{*2} \right] \bar{C}_m^v e^{-\nu z} - 2ik\nu'\bar{D}_m^v e^{-\nu'z} \right\} e^{-ikx} dk \quad (\text{B.22})$$

$$\frac{\bar{\sigma}_{zz(m)}^v}{\mu} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma_2} \left[(2k^2 - k_s^{*2}) \bar{C}_m^v e^{-\nu z} + 2ik\nu'\bar{D}_m^v e^{-\nu'z} \right] e^{-ikx} dk \quad (\text{B.23})$$

$$\frac{\bar{\sigma}_{zx(m)}^v}{\mu} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma_2} \left[2ik\nu\bar{C}_m^v e^{-\nu z} - (2k^2 - k_s^{*2}) \bar{D}_m^v e^{-\nu'z} \right] e^{-ikx} dk \quad (\text{B.24})$$

B-2 水平線荷重之基函數 $\bar{u}_m^h(x)$

如圖 B-2 所示之半無限外域承受水平線載重 $\mu\delta(x)\delta(t)$ 之示意圖。

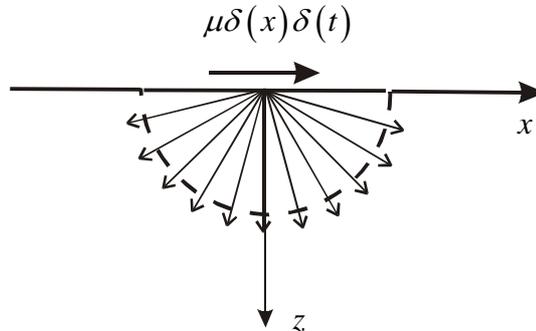


圖 B-2 半無限外域承受水平線載重示意圖

其必須滿足之邊界條件為：

$$\bar{\sigma}_{zz} \Big|_{z=0} = 0 \quad (\text{B.25})$$

$$\bar{\sigma}_{xz} \Big|_{z=0} = -\mu\delta(x) \quad (\text{B.26})$$

同理，將(B.10)及(B.11)式代入邊界條件(B.25)及(B.26)式得：

$$\begin{bmatrix} 2ik\nu & -(2k^2 - k_s^{*2}) \\ (2k^2 - k_s^{*2}) & 2ik\nu' \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{C}^h \\ \bar{D}^h \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -1 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (\text{B.27})$$

因此可解得：

$$\bar{C}^h = -\frac{(2ik\nu')}{F(k)} \quad (\text{B.28})$$

$$\bar{D}^h = \frac{(2k^2 - k_s^{*2})}{F(k)} \quad (\text{B.29})$$

故 m 階水平載重之基函數與(B.18)及(B.19)式之垂直載重基函數類似，只是其係數改為 \bar{C}_m^h ， \bar{D}_m^h ，其中：

$$\bar{C}_m^h = -\frac{(-ik)^m (2ik\nu')}{F(k)} \quad (\text{B.30})$$

$$\bar{D}_m^h = \frac{(-ik)^m (2k^2 - k_s^{*2})}{F(k)} \quad (\text{B.31})$$

其餘相對應之應力分量與(B.22)、(B.23)及(B.24)式類似。