

## 第二章 文獻回顧

### 2.1 剪力波速之應用

近年來剪力波速於工程的應用已經越來越廣泛。以地層調查之工程為著眼點，非破壞性並且省時的方法已經越來越被重視，其中便以地球物理探勘為代表。地球物理探勘早期是屬於地球科學所探討的範圍，由於發展已日趨成熟，因此被應用於大地工程中，然而因為精度要求不同，是故試驗方式也一直不斷在改良。波傳理論中，實體波分為  $V_p$  與  $V_s$  兩種，其中  $V_s$  與土壤動態性質也就是剪力模數( $G$ )有絕對的關係， $V_s$  在某種程度上也可以解讀為土壤的強度，除了直接反應動態性質，近年來  $V_s$  也廣泛的被應用於推估其他大地工程參數，如液化潛能、SPT 的  $N$  值等。

#### 2.1.1 土壤動態性質

剪力波速與土壤動態性質的關係，可根據彈性力學所推導出的公式：

$$G_{max} = \rho V_s^2 \quad (2.1)$$

式中  $\rho$  為土壤的密度， $V_s$  為剪力波速。

在介紹  $G_{max}$  之前必須先就其做定義，如圖 2.1 所示，土壤經由反覆載重產生之剪應力剪應變行為。圖中得知單一試驗下，土壤剪應力與剪應變關係乃呈現阻滯圈(Hysteresis Loop)的形式。而不同反覆試驗(改變因子如振幅)所得到阻滯圈端點軌跡線，稱之為骨幹曲線(Backbone Curve)，如圖 2.2 所示。從圖 2.2 中，我們可以就  $G_{max}$  做一簡單定義，即是當應變量非常小(接近零)時土壤的  $G$  值(正割模數)。 $G_{max}$  是骨幹曲線中任一點之最大的切線斜率，因此任何  $G/G_{max}$  均會小於 1。

$G_{max}$  是非常重要的工程參數之一，也有許多經驗公式是由  $G_{max}$  為出發點。一般形容土壤，我們習慣以  $G$  值大小來作為土壤的強度的參考，但

是土壤的 G 值隨著土壤應變越來越大有不斷改變的趨勢。Lancellotta(1993) 與 Calavera(1999)曾經蒐集許多案例進行室內試驗，如圖 2.3 所示。我們可以了解 G 值隨應變增加而有越來越小的遞減趨勢。另外，根據 Woods(1977) 與 Richart(1977)曾提出 G 值遞減變化的特性，如圖 2.4 所示，以  $G/G_{max}$  作為縱軸可以有助於實驗數據合理性的比對。Seed(1986)等人曾提出以下之關係式：

$$\frac{G}{G_{max}}=F' \quad (2.2)$$

如圖 2.5 所示，Seed 等人以圖表呈現  $F'$  與  $\gamma$  的關係。在  $G_{max}$  已知的情況下，便可輕易的歸納出 G 隨著  $\gamma$  變化的函數關係。值得注意的是  $F'$  最大值为 1，亦符合 G 值遞減的趨勢。

### 2.1.2 液化潛能評估

關於剪力波速與現地土壤液化的相關實驗，主要起始於美國加州的 Imperail valley。由於此地位處於美國西岸之地震帶上，且平時發生地震頻繁，此處經歷 1979 年 Imperail valley 地震、1981 年 Westmorland 及 1987 年 Superstition 地震，皆為芮氏規模超過六之大地震，因此也獲得許多現地的地震紀錄，以供分析研究。

Youd 及 Wiczorek(1984)及 Holzer(1988)等學者針對 1979 年 Imperail valley 及 1981 年 Westmorland 兩次地震紀錄，比對其剪力波速與現地液化情形，發現當現地產生液化現象時，其土壤剪力波速均小於 140m/s。

Tokimatsu 於 1990 年起利用大量重模試體於實驗室內進行不排水動力三軸試驗，於小應變時量測土壤試體之剪力波速，再利用往覆作用之剪應力使試體達到液化破壞現象，藉以分析土壤剪力波速對土壤

液化的影響。Tokimatsu 及 Uchida(1990)提出一剪力波速評估土壤液化經驗法則。

Andrus 與 Stokoe(2000)利用大量現地資料提出一套較為完整之剪力波速液化評估方法(圖 2.6)，Vs 與液化阻抗 CRR 的關係式如下：

$$CRR = a\left(\frac{V_{s1}}{100}\right)^2 + b\left(\frac{1}{V_{s1}^* - V_{s1}} - \frac{1}{V_{s1}^*}\right) \quad (2.3)$$

式中， $V_{s1} = V_s \left(\frac{P_a}{\sigma_0}\right)^{0.25}$ ， $V_{s1}^*$  為發生液化時  $V_{s1}$  的上限值，a 和 b 是回

歸參數。 $V_{s1}^*$  根據不同細料含量而有不同：

$$\begin{aligned} V_{s1}^* &= 215(m/s) && \text{for sands with } FC \leq 5\% \\ V_{s1}^* &= 215 - 0.5(FC - 5) && \text{for sands with } 5\% < FC < 35\% \\ V_{s1}^* &= 200(m/s) && \text{for sands and silts with } FC \geq 35\% \end{aligned} \quad (2.4)$$

並考慮土層膠結程度及齡期等因素的影響，會造成剪力波速之增加，但其效應對大應變時之液化行為影響有限，故提出一  $K_c$  修正因子予以修正：

$$CRR = a\left(\frac{K_c V_{s1}}{100}\right)^2 + b\left(\frac{1}{V_{s1}^* - K_c V_{s1}} - \frac{1}{V_{s1}^*}\right) \quad (2.5)$$

式中  $K_c$  值大約介於 0.6~0.8 間。

### 2.1.3 剪力波速於其他方面之應用

SPT-N 值直接反應土壤的強度，多位學者試圖建立 Vs 與 N 值的關係式。Kamil Kayabali(1996)試圖尋找出剪力波速與 SPT-N60 及 CPT-qc 之關聯性，發現剪力波速與 SPT-N60 及剪力波速與 CPT-qc 之關聯性有很大之相似性。於研究中迴歸出一剪力波速與 SPT-N60 的關係式：

$$V_s = 175 + 3.75 \times N_{60} \quad (2.6)$$

另外，Imai 等人(1982)，建立  $V_s$  與  $N$  值冪次方之關係式：

$$V_s = 7.54 \times (N_{67})^{0.357} \quad (2.7)$$

式中， $N_{67}$  為修正能量比例為 67%。簡連貴與林敏清(1998)曾蒐集案例並進行三種回歸方式，提出適用於台灣西部沿岸之關係式：

$$V_s = 22.864 \times (N)^{0.757} \quad (2.8)$$

$$V_s = 18.23 \times (N+1)^{0.817}$$

式中， $N$  為標準灌入試驗之  $N$  值。

本研究室亦曾利用剪力波速檢核土壤改良之成效，如圖 2.7 所示，軟弱土層經過高壓灌漿改良後，當地剪力波速有明顯的提升。

## 2.2 剪力波速量測方法回顧

震測法基本上大致可分為破壞性(Invasive)與非破壞性(Non-invasive)試驗兩大類型，並且依照土層探測用途及野外試驗方法之不同，而決定採用實體波或表面波來探測地下土層之構造，現就將各種類型之地球物理探測法，一一簡介如下。

### 2.2.1 試驗室量測方法

#### 1. 剪力波元件試驗 (Bender Element Test)

土壤中剪力波速的傳送與接收室內試驗早期由美國德州大學 (University of Texas at Austin) 所發明，乃利用剪力片 (Shear Plate) (Shirley, 1978) 進行試驗，以石英或壓電水晶為主要元件，然而，拜現

代科技之賜，目前以壓電陶瓷材料所組成之剪力波元件(Bender Element)逐漸取代剪力片，所以目前關於剪力波速室內量測方法多採用一組剪力波元件(Bender Element)進行剪力波速的量測；壓電陶瓷可分為串聯與並聯兩種連接方式，不同的連接方式會有不同的壓電特性，串聯時機械能轉換為電能之功率是並聯的兩倍；反之，並聯時電能轉換為機械能的功率是串聯的兩倍，故利用壓電陶瓷剪力波元件量測剪力波速時，一端以函數產生器激發剪力波，另一端接收剪力波並由示波器上判斷剪力波初達時間，便可推算剪力波速，詳細試驗方法將於第四章中說明。剪力波元件試驗最大的剪應變約等於於或小於  $10^{-3}\%$  (Dyvik and Madshus, 1985)，因此試驗在微應變下便可決定初始剪力模數  $G_{\max}$ 。

剪力波試驗結果如圖 2.8 所示，由剪力波元件試驗資料判斷初達時間並計算剪力波速後，便可依下式計算初始剪力模數  $G_{\max}$ 。

$$G_{\max} = \rho V_s^2 = \frac{\rho}{(L/t)^2} \quad (2.9)$$

$\rho$  = 試體質量密度。

$L$  = 有效長度，為試體長度扣除剪力波元件凸出上下頂蓋的長度。

$T$  = 為波傳時間。

## 2. 超音波試驗 (Ultrasonic pulse test)

超音波試驗為量測土體中波速傳遞的室內試驗 (Whitman and Lawrence, 1963)，可量測土壤之動態楊氏模數，試驗儀器包含三個單元：脈衝產生/接收裝置、探頭及示波器，其探頭的材料亦為具壓電效應的陶瓷片，能使脈動波轉換為電動勢能，再將電動勢能轉換為機械

能之脈動波。試驗方式為將超音波試驗探頭置於試體上下兩端，經由一端發出脈動波另一端接收經示波器可讀取 P 波及 S 波之波速，進而求得動態彈性模數，儀器裝置如圖 2.9。

## 2.2.2 現地孔內震測

### 1. 跨孔式探測法：

跨孔式探測法，如圖 2.10 左側所示，至少需要兩個垂直地表面的鑽孔，通常以三個鑽孔為最佳，相鄰兩鑽孔之間距約為 2~3 公尺，其中在某個鑽孔中設置震源，而在與震源同一深度處，則分別在另外兩個鑽孔中設置垂直向速度受波器，以接收震源所發出之壓力波及垂直向剪力波訊號，同時依據相鄰兩鑽孔之間距及波傳之時間，計算兩鑽孔間土層之平均波傳速度；另外由於震源與受波器可以同時在鑽孔內自由上下移動，通常每隔 0.5 或 1 公尺移動一次，因此可以求取整個鑽孔深度範圍內土層之波速度剖面圖；但缺點是若兩鑽孔間之距離太大時，則在層狀之地下土層構造中，便會因折射現象造成波傳將以最短路徑通過高速度地層，因此便無法探測到兩高速度地層間之低速度夾層，即解析能力不高。

### 2. 下孔式探測法：

下孔式探測法，如圖 2.10 右側所示，只需要一個垂直地表面的鑽孔，其中在地表面設置震源，而在鑽孔內設置水平向速度受波器，以接收震源所發出之壓力波及水平向剪力波訊號，同時依據震源離受波器之距離及波傳之時間，計算量測範圍內土層之平均波傳速度；此外受波器每隔 0.5 或 1 公尺往下移動一次，直至整個鑽孔深度施行完畢為止，以求取整個量測範圍內土層之波速度剖面圖；但缺點是震波之訊號品質會隨著探測深度之增加而減

少，且不能使用於雜訊較大之區域，使得適用範圍縮小，此外量測結果亦受鑽孔套管之影響。

### 3. 上孔式探測法：

上孔式探測法與下孔式探測法類似，但較不常用，主要的差別在於震源與受波器之位置正好相反，即震源設置於鑽孔中，而受波器則設置於地表面，以接收震源所發出之壓力波訊號，同時依據震源離受波器之距離及波傳之時間，計算量測範圍內土層之平均波傳速度；此外震源每隔 0.5 或 1 公尺往上移動一次，直至整個鑽孔深度施行完畢為止，以求取整個量測範圍內土層之波速度剖面圖；但缺點是現場探測易造成坍塌現象，且量測到之訊號資料無法藉由震波訊號之對稱性，判定壓力波之初達時間。

### 4. 懸垂式 P-S 波探測法：

懸垂式 P-S 波探測法，如圖 2.11 所示，只需要一個垂直地表面的鑽孔，主要裝置是一含有兩組受波器及一個震源之電磁式探測管，兩組受波器之間距為 1 公尺，而震源位於受波器下方，施作時將電磁式探測管伸入含有地下水或鑽孔液之鑽孔中，而由震源依次產生水平向剪力波、相反極性水平向剪力波及壓力波三種訊號，由兩組受波器分別接收震波訊號，同時依據兩受波器之間距及波傳之時間，計算鑽孔深度範圍內土層之壓力波速度及剪力波速度；此外電磁式探測管每隔 0.5 或 1 公尺往上移動一次，直至地下水位或鑽孔液深度為止，以求取整個鑽孔量測周圍土層之波速度剖面圖；但缺點是鑽孔中必須充滿地下水或鑽孔液，以提供波傳所需之介質，同時兩組受波器之間距僅 1 公尺，使得波傳之路徑太短，導致初達時間之誤差較大，造成判定上之人為誤差。

### 2.2.3 表面波震測法

表面波震測(Seismic Surface Wave)法，主要是採用表面波中之雷力波(Rayleigh wave)或洛夫波(love wave)來探測地下土層，又因為雷力波為地表面量測法中最容易產生且振幅亦最大之震波，故通常都是採用雷力波來探測地下土層之構造，而表面波之波傳影響範圍大約侷限於一個波長之深度內，因此表面波之影響深度會隨著頻率之不同而有所差異，當土層之剪力模數隨著深度而變化時，造成波傳速度亦隨著頻率(或波長)之不同而變化，稱之為表面波之頻散現象，波速度與頻率(或波長)之關係稱之為頻散曲線，由於雷利波速度與剪力波速度相近，利用頻散曲線與地層波速變化之關係，可反算得到土層之剪力波速度剖面，如圖 2.12。

### 2.2.4 剪力波速量測方法之比較

數種剪力波之量測方法比較如表 2.1，從表中我們可以得知表面波之方法優勢在於非破壞性，取樣空間大，以及無須鑽孔等。然所量測得到頻散曲線尚須經過反算，相較於其他量測方式可直接得到剪力波速而言，分析方面較為複雜。綜觀而言，以表面波方法量測剪力波速雖尚有疑點存在，但其便利性以及經濟性使其在大地工程的應用上有非常大的發展潛力。

## 2.3 表面波震測法

上節所探討表面波量測之取樣體積遠大於孔內或貫入式試驗，故可適用於大範圍工址之探測，同時又具有無須開孔破壞地表土層之非破壞性檢測之基本特性，再加上其施測容易、施作快速及成本低廉之優點，故現已倍受工程界之重視及採用，並成功的應用在大地工程、路面工程及結構層狀系統之剪力波速度剖面之評估上。然現有數種不

同之表面波試驗之施測方式，於此節中僅介紹主要的表面波譜分析法(SASW)以及多頻道式表面波量測法(MASW)之方法

### 2.3.1 表面波基本波傳原理

在半無限域空間之彈性體中，由於其邊界之存在，故經由震源或其他擾亂源產生之波動，除了實體波之產生外，為了滿足力學之平衡條件，還會產生在邊界傳遞之表面波(Surface Wave)，又稱為雷力波(Rayleigh Wave)，其質點運動方向在水平及垂直向均有分量，即質點運動方向為橢圓形平面軌跡運動之波動。至於在非均質之土層中，亦可能產生另一種在層狀界面中傳遞之表面波，稱之為洛夫波(Love Wave)，此種波發生在表面層為低速層之介質內，質點運動為沿著水平面與波傳行進方向垂直。表面波之波傳影響範圍大約侷限於一個波長之深度內，因此表面波之影響深度會隨著頻率之不同而有所差異，當土層之彈性模數隨著深度而變化時，造成波傳速度亦隨著頻率(或波長)之不同而變化，稱之為表面波之頻散現象，波速度與頻率(或波長)之關係稱之為頻散曲線。表面波震測即是採用表面波中之雷利波或洛夫波來探測地下土層，又因雷利波為地表面量測法中最容易產生且振幅亦最大之震波，故通常都採用雷利波來探測地下土層之構造，由於雷利波速度與剪力波速度相近，利用頻散曲線與地層波速變化之關係，可反算得到土層之剪力波速度剖面。

假設地層為均質、均向之線彈性體，若於地表面上某一方向  $x$ ，量測地表隨時間  $t$  之垂直運動  $u(x,t)$ ，則就某一角頻率  $\omega (= 2\pi f)$  而言，雷利波運動之通解可表示為：

$$\begin{aligned}
u(x,t) &= U_0(\omega)A(x)e^{-jkx}e^{j\omega t} \\
&= U_0(\omega)A(x)e^{j\omega[t - \frac{x}{\omega/k}]}
\end{aligned}
\tag{2.10}$$

其中  $U_0$  為初始振幅之大小，與震源之型式有關， $A$  為振幅隨空間改變之因子，與幾何阻尼有關， $k$  為空間頻率之大小(又稱為波數，Wavenumber)，其倒數  $\lambda (= 2\pi/k)$  即為波長大小。公式(2.10)可顯示波傳之主要行為，包括波傳之衰減與波動之速度，其中波傳速度( $v$ )與材料之彈性模數有直接之關連性，且可定義為時間頻率與空間頻率之比值，如下所示：

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{2\pi f}{k} \tag{2.11}$$

上式亦可表示為頻率( $f$ )與波長( $\lambda$ )之乘積：

$$v = f\lambda \tag{2.12}$$

在均質線彈性體中，上式之乘積為一定值，頻率較低之波長較長，而頻率較高之波長較短，亦即波傳之速度為一常數，不隨頻率之改變而改變。在均質線彈性體中，僅有單一模態之波傳，然而，一般層狀地層沿深度方向為非均質，亦即其材料之彈性模數隨深度而變化。若考慮地層之非均質性及材料阻尼，就某一角頻率  $\omega (= 2\pi f)$  而言，雷利波之通解可由振態疊加求得，

$$u(x,t) = \sum_m S_m(\omega, x) e^{-j(\omega t - k_m x)} \tag{2.13}$$

其中  $m$  為振態數， $S$  為振幅因子，包含震源、受波器、幾何阻尼及材料阻尼之綜合影響，由於表面波之波傳影響範圍大約侷限於一個波長之深度內，而不同頻率震波具有不同之波長，當地層之速度隨深度而變化時，各振態之相位速度變為頻率之函數，此速度隨頻率之變化稱為頻散現象。(2.13)式可改寫為(2.10)式之形式：

$$u(x,t) = U_0(\omega)A(\alpha,x,\omega)e^{-j(\omega t - \phi(x,\omega))} \quad (2.14)$$

其中  $A$  亦受到材料阻尼( $\alpha$ )之影響，且為頻率之函數， $\phi$ 為一複合相位函數，描述相位隨著空間變化所產生之波傳現象。任一頻率簡諧波之特徵點（例如波峰或波谷）可以下式表示：

$$\omega t - \phi(x,\omega) = const \quad (2.15)$$

因此，將上式對時間微分可以得到有效相位速度之定義：

$$\hat{v} = \frac{\omega}{\frac{\partial \phi(x,\omega)}{\partial x}} \quad (2.16)$$

由上式可得知，多重模態波傳之有效相位速度為區域性之物理量，亦即不同位置具有不同之波傳速度。若地層為常態之速度剖面（亦即，剪力模數隨深度增加而增加），則通常波傳由基態所控制，而有效相位速度趨近於基態之速度(林志平等，2002)。



### 2.3.2 SASW

表面波震測法係利用表面波之頻散特性反求其地層剪力波速，主要可分為兩項步驟：（一）先藉由現地量測求得相位速度頻散曲線（ $v(f)$ ），（二）再利用彈性波傳理論反算地層剪力波速（ $v(z)$ ）。目前常用之頻散曲線量測法為表面波譜法(圖 2.13)，表面波譜法（Spectral Analysis of Surface Wave）之施測方式主要由一衝擊式震源及兩個受波器所組成(Nazarian et al.，1983；Stokoe et al.，1994)，兩受波器各頻率之相位差（ $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ ）即為其互能頻譜  $CSD(u_1(t), u_2(t))$  之相位角：

$$\Delta\phi(\omega) = \phi_2(\omega) - \phi_1(\omega) = Angle[CSD(u_1(t), u_2(t))] \quad (2.17)$$

由(2.17)式及(2.16)式可求得各頻率之有效相位速度：

$$v(\omega) = \frac{\omega}{\frac{\Delta\phi(\omega)}{\Delta x}} \quad (2.18)$$

其中 $\Delta x$ 為兩受波器之間距。兩受波器之相位差，一般隨頻率之增加而增加，但由於頻譜分析所得之相位角差僅侷限於 $-\pi \sim \pi$ 之間，因此在計算(2.18)式之前必須先將相位角差 $\Delta\phi(\omega)$ 摺開(unfold)，以求得各頻率真正之相位差。為求得高頻之相位差，必須先求得可靠之低頻相位差，以避免摺開時產生錯誤，然而，由於震源訊號有一定之頻率範圍(band-limited)，因此非常低頻與非常高頻之訊號雜訊比不佳，因此在低頻處之相位角摺開容易出現錯誤，尤其當受波器間距較大時，相位角差隨頻率之變化較大，此一步驟使得表面波譜法之自動化不易且容易產生錯誤。因此，通常表面波譜法需要極低頻之震源及受波器以收錄較可靠之低頻訊號。由於近場與遠場效應，每一施測幾何(如震源及兩受波器之相對位置)僅能得到某一頻率範圍內之資料(Heisey et al., 1982)，因此必須改變不同的受波器間距重複施測，此外，為增加頻譜分析之準確性並評估訊號雜訊比(或相關函數)，每一施測幾何必須重複施測以得到多筆訊號資料，施測方法繁瑣費時。此外，當地層之變化複雜時，所量測到之頻散曲線為基態與高次模組疊加而成之有效頻散曲線，如(2.16)式所示，有效相位速度為區域性之物理量，不同受波器間距所量測到之頻散曲線不同，如何將不同施測幾何所得到之資料整合起來以得到單一整合頻散曲線，常需要繁瑣的人為判斷以維持資料之合理性。表面波譜法對於表面波應用於地質調查之推廣扮演舉足輕重之角色，但其施測方式與分析方法並非最佳，表面波譜法亦可採用可控式簡諧震源(Satoh et al., 1991)，可提高各頻率之訊號品質，但無法解決上述之問題，本研究之主要目的在於探討多頻道表面波震測以改進表面波譜法之不足。

### 2.3.3 MASW

多頻道式表面波量測法(Multi-channel Analysis of Surface Wave Method, 簡稱 MASW 法), 由地球物理領域之學者提出(McMechan and Yedlin, 1981; Gabriels et al., 1978; Park et al., 1999), 並可避免上述表面波譜法之限制, 其野外試驗之施測方式, 一般採用 1~2 公尺之受波器間距, 並設置 12 個以上之受波器於同一直線上, 以接收震源所發出之震波訊號, 其中以收錄表面波之訊號為主; 以 24 個受波器為例, 在第一個受波器之線外設置 1 個炸點, 並反覆在同一炸點處施作疊加震測以消除雜訊之影響, 直至收錄到清晰之表面波訊號為止, 再利用先進之二維訊號識別技術以分析多頻道震測資料, 以求得訊號品質優良之頻散關係曲線, 最後經過反算分析便可得到淺層地層之剪力波速度剖面。多頻道式表面波量測法之分析方法有數種, 於此僅介紹較常使用的波譜分析法(MSASW)以及波場轉換法(MWTSW)。



#### 2.3.3.1 MSASW

表面波譜法僅利用空間上兩點之資料求得 $\phi-x$ 之斜率(即 $\Delta\phi/\Delta x$ ), 再利用(2.16)式求得有效相位速度, 多頻道表面波波譜法則採用數個受波器, 在空間上增加其取樣數目以提高相位速度估計之準確度, 其分析原理與表面波譜法雷同, 首先將各受波器之時間空-間域訊(t-x domain)號經由富利葉轉(FFT)換至頻率-空間域(f-x domain)( Prokis and Manolakis, 1992):

$$U(f_i, x_n) = \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} u(t_m, x_n) \exp(-j2\pi f_i t_m) \quad (2.19)$$

式中,  $j = \sqrt{-1}$

$$t_m = m\Delta t \quad x_n = n\Delta x$$

$$f_i = i\Delta f = i/[(M-1)\Delta t]$$

m 及 n 分別代表時間與空間中第 m 及第 n 個取樣點, M 為時間軸之取樣總點數,  $\Delta t$  與  $\Delta x$  分別為時間與空間之取樣間隔

在頻率域中，得到各頻率在各受波器位置之相位角 ( $\phi(x)$ )，頻譜分析所得到之相位角僅侷限於  $-\pi \sim \pi$  之間，因為具有多點之資料，可以在空間域直接將  $\phi(x)$  摺開，並利用線性回歸得到  $\phi-x$  之斜率，最後再利用 (2.16) 式求得有效相位速度。多頻道表面波譜法亦可採用可控式簡諧震源 (Matthews et al., 1996)，又稱為連續表面波試驗法 (Continuous Surface Wave Method)，則不同頻率之  $\phi-x$  關係可由不同頻率之震源得到。測線配置與分析流程如圖 2.14 所示。

### 2.3.3.2 MWTSW

多頻道波場轉換法常見於地球物理領域之濾波處理，包括頻率波數轉換法 (Frequency-Wavenumber Transform,  $f-k$  Transform) 及慢度頻率轉換法 (Slowness-Frequency Transform,  $p-w$  Transform)，用以區隔表面波與實體波亦可用來求取表面波之頻散曲線 (McMechan and Yedlin, 1981; Gabriels et al., 1978; Park et al., 1998)。這些方法在數學上是相關連的，本研究主要是利用波場轉換法中頻率波數轉換法進行資料的分析 (Lin and Chang, 2004)。如圖 2.15 所示，其主要是將震測資料由時間-空間域 ( $t-x$  domain) 經快速傅立葉轉換 (FFT) 轉換至頻率-空間域 ( $f-x$  domain)，再經離散空間域傅立葉轉換 (discrete-space Fourier Transform) 將頻率-空間域轉換至頻率-波數域 ( $f-k$  domain) (Prokis and Manolakis, 1992)。由於受波器數目有限，故空間之取樣點總數 ( $N$ ) 遠不如時間之取樣點總數 ( $M$ )。在進行空間軸與波數軸轉換時，利用 DSFT 使得  $k(f)$  仍為連續函數，如此不因空間取樣點總數少而限制波數軸之解析度。轉換步驟如下：

$$U(f_i, x_n) = \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} u(t_m, x_n) \exp(-j2\pi f_i t_m) \leftarrow FFT$$

$$Y(f_i, k) = \sum_{n=0}^{N-1} U(f_i, x_n) \exp(-jkx_n) \leftarrow DSFT \quad (2.20)$$

式中， $j = \sqrt{-1}$

$$t_m = m\Delta t \quad x_n = n\Delta x$$

$$f_i = i\Delta f = i/[(M-1)\Delta t]$$

$m$  及  $n$  分別代表時間與空間中第  $m$  及第  $n$  個取樣點， $M$  及  $N$  分別為時間軸與

空間軸之取樣總點數， $\Delta t$  與  $\Delta x$  分別為時間與空間之取樣間隔。

配合(2.11)式之變數變換，可將(2.20)式於  $f$ - $k$  domain 之能量頻譜  $Y(f_i, k)$  轉變為  $f$ - $v$  domain 之能量頻譜  $Y(f_i, v)$  (Lin, 2004)：

$$Y(f_i, v) = \sum_{n=0}^{N-1} U(f_i, x_n) \exp\left(-j \frac{2\pi f_i}{v} x_n\right) \quad (2.21)$$

上式中，配合其他之變數變換如  $k = 2*\pi f/p$ ， $k = 2*\pi f/\lambda$ ，即可將  $Y(f_i, k)$  轉換至  $f$ - $p$  domain 之能量頻譜  $Y(f_i, p)$  以及  $f$ - $\lambda$  domain 之能量頻譜  $Y(f_i, \lambda)$ 。

於  $f$ - $v$  domain 單一頻率之頻譜波峰值即為其所對應之雷力波波速，在經過各頻率之頻譜波峰值挑選後產生頻散曲線  $v(f)$ ，如圖 2.15 所示。測線配置與各計算域之呈現如圖 2.16 所示。

### 2.3.3.3 MASW Tomography

多頻道之測線可製作包含空間以及深度的剪力波速二維影像，如圖 2.17 所示。由於佈置一條多頻道之測線其量測所得之剪力波速可代表測線中點處之剪力波速，因此若於地表以上固定之空間範圍佈置多條測線，即可得到多點之剪力波速資料來製作剪力波速二維之影像剖面。

### 2.3.4 SASW vs MASW

現行表面波速方法中，SASW 以及 MASW 為兩種主要的施測方式，然相較於 SASW，MASW 同時具有許多優勢：

1. SASW 由於施測時之近場(Near-field)與遠場(Far-field)效應影響，每一個施測配置幾何只能得到某頻率範圍內之資料。為了得到不同頻率的資料必須不斷改變施測幾何。然而 MASW 一次佈設多個受波器便可以得到各頻率的資料。

2. SASW 中，兩受波器之相位差一般隨頻率之增加而增加。但由於頻譜分析所得之相位角差僅侷限於  $-\pi \sim \pi$  之間，因此在計算之前必須先將相位

角差 $\Delta\phi(\omega)$ 摺開以求得各頻率真正之相位差。為求得高頻之相位差，必須先求得可靠之低頻相位差以避免摺開時產生錯誤。然而，由於震源訊號有一定之頻率範圍 (band-limited) 導致非常低頻與非常高頻之訊號雜訊比不佳，因此在低頻處之相位角摺開容易出現錯誤。尤其當受波器間距較大時，相位角差隨頻率之變化較大。此一步驟使得 SASW 容易產生錯誤。因此，SASW 通常需要極低頻之震源及受波器以收錄較可靠之低頻訊號。MSASW 多個受波器之配置，增加了資料豐富性，選取  $x-\phi$  domain 來進行資料處理。因此對於每個頻率(f)都可以多點回歸分析來計算斜率 ( $\Delta\phi / \Delta x$ )。

3. 於資料分析方面，SASW 需要將不同施測配置幾何所得到之資料整合起來以得到單一表面波頻散曲線。常因人為判斷上之誤差造成資料的不準確性及分析自動化的困難。MSASW 由於多點回歸分析或 MWTSW 的影像處理都將使得資料處理容易自動化。
4. MWTSW 之影像分析處理計算快速且由於有效頻散曲線為能量頻譜對應之尖峰值(影像顏色最黑處)。當蒐集資料與雜訊比過低或震波高次組態影響而造成頻散曲線之挑選不盡理想，則可運用影像處理提供較具有彈性之判斷。此外，不同於 SASW 及 MSASW 必須將相位角摺開以利計算斜率( $\Delta\phi / \Delta x$ )，MWTSW 可完全避免摺開時所產生的誤差。
5. 由於 SASW 只採用兩個受波器，故對於基態模組(Fundamental Mode)與高階模組(Higher Mode)之雷力波頻散曲線無法辨識。當地層構造之變化複雜，所量測到之頻散曲線為基態模組與高模模組疊加而成有效頻散曲線。反算分析時若未考慮高次模組之貢獻，則地層動態性質之估計將可能出現錯誤。然而 MASW 若是測線展距(L)足夠長，則不論以 MSASW 或是 MWTSW 分析，皆有能力分辨高階模組之雷力波頻散曲線。

6.如同 2.3.3.3 所提到利用 MASW 進行空間二維影像製作。SASW 受到試驗本身配置繁瑣以及計算費時之限制進行二維影像製作非常耗時且效率甚低。

### 2.3.5 存在於 MASW 施測方法中之問題

雖相較於 SASW，MASW 同時具有許多優勢，然現行 MASW 的施測方式依舊有著以下的問題存在：

#### 1. 資料映頻干擾(Aliasing)

在頻譜分析的過程中，離散化(discretization)的步驟會產生資料映頻干擾(Aliasing) ( Prokis and Manolakis, 1992)。如圖 2.18 所示，在進行 MSASW 分析資料時，受波器間距( $\Delta x$ )不夠小導致空間軸離散化的過程取點產生錯誤。因而導致  $x$ - $\phi$  domain 進行摺開(unwrap)的動作後產生斜率( $\Delta\phi / \Delta x$ )計算的誤差。若以 MWTSW 進行分析，映頻干擾(Aliasing)會在  $f$ - $v$  domain 產生錯誤的能量頻譜分佈，進而導致挑選尖峰值的錯誤。雖然限制波速範圍挑選尖峰值可以避免挑選的錯誤，但若映頻干擾嚴重即  $\Delta x$  選取不適當，資料映頻與高階模組的震波所導致能量頻譜錯誤分布，對於頻散曲線的正确性造成一定的影響。

#### 2. 資料遺漏(Leakage)及多重模態效應

由於震測資料之空間長度並不能無限之延伸(亦即  $L=N\Delta x$ )，所以進行資料擷取時須先經截斷(truncation)的動作。在截斷的過程中則會產生遺漏(leakage)的現象( Prokis and Manolakis, 1992)。如圖 2.19 左側所示，以 MWTSW 分析時，資料遺漏會造成  $f$ - $k$  domain 空間頻率( $k$ )分佈的失真，於變數變換後之  $f$ - $v$  domain 頻譜影像造成波峰擴散的現象，如圖 2.19 右側所示。而多重模態震波效應也因資料遺漏造成錯誤的空間頻率分佈，並且於  $f$ - $v$  domain 分辨不同模組之震波產

生困難，如圖 2.19 右側所示。資料遺漏嚴重，亦導致挑選波峰值的錯誤。具有足夠長的測線展距為此問題之解決方法。

### 3.側向解析度

現行 MASW 測線佈設方式所得頻散曲線，其代表性為測線展距(L)底下土壤之平均值，如圖 2.20 所示。因此單一測線配置所得側向解析度會與測線展距成反比，意即測線展距越長則側向解析度越差。於要求高解析度的工址調查，勢必以縮短側線展距所得頻散曲線代表其所量測之空間範圍方可滿足側向高解析度

### 4.近場效應與遠場效應(Near and Far field effect)

當 MASW 試驗進行測線佈置需決定近站支距( $X_0$ )，但近站支距的決定會受到近場效應與遠場效應的牽制(圖 2.21)( Park et al., 1999)。雖然 MASW 可利用一組測線的配置獲得各個頻率的資料，然近場效應會使得低頻波的資料品質受影響，遠場效應會使得高頻波的資料品質受影響。近站支距決定後，近場效應通常發生在測線較前方之受波器。震源敲擊後，低頻波(波長較長)在測線前幾個受波器處尚未成形，且受到未衰減的實體波干擾，因此前幾個受波器所收到低頻波的品質相對較差。遠場效應通常發生在測線後方受波器，主要因為高頻波(波長較短)的衰減嚴重，導致測線後幾個收波器收到高頻波的品質相對較差。為避免近場效應，則須拉大近站支距，如此卻無法避免甚至更加重遠場效應的影響，反之亦然。

綜合以上三點，MASW 之測線幾何配置主要有兩個矛盾處：

- 1.避免 leakage 的影響，需要將測線展距拉長。然而考慮 aliasing 之產生使用過小的受波器間距及側向解析度，則測線展距受到限制。
- 2.近站支距過短，近場效應造成低頻資料品質不好。近站支距過長，遠場效應造成高頻資料品質不好。

本研究試圖解決以上兩個互相違背的現象，並且將野外 MASW 試驗之側線佈置標準化，不因施測人員不同，而在幾何配置參數採用方面有相當程度的差異。



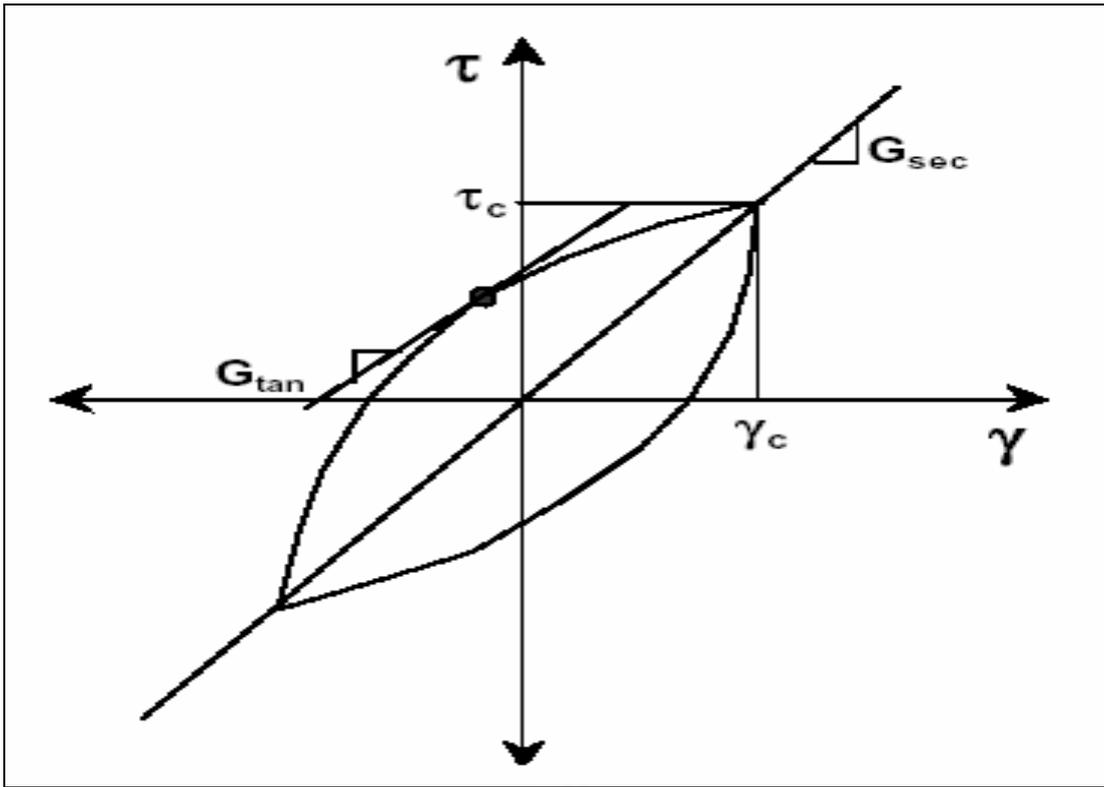


圖 2.1 土壤之應力應變行為(資料來源：Luna，2000)

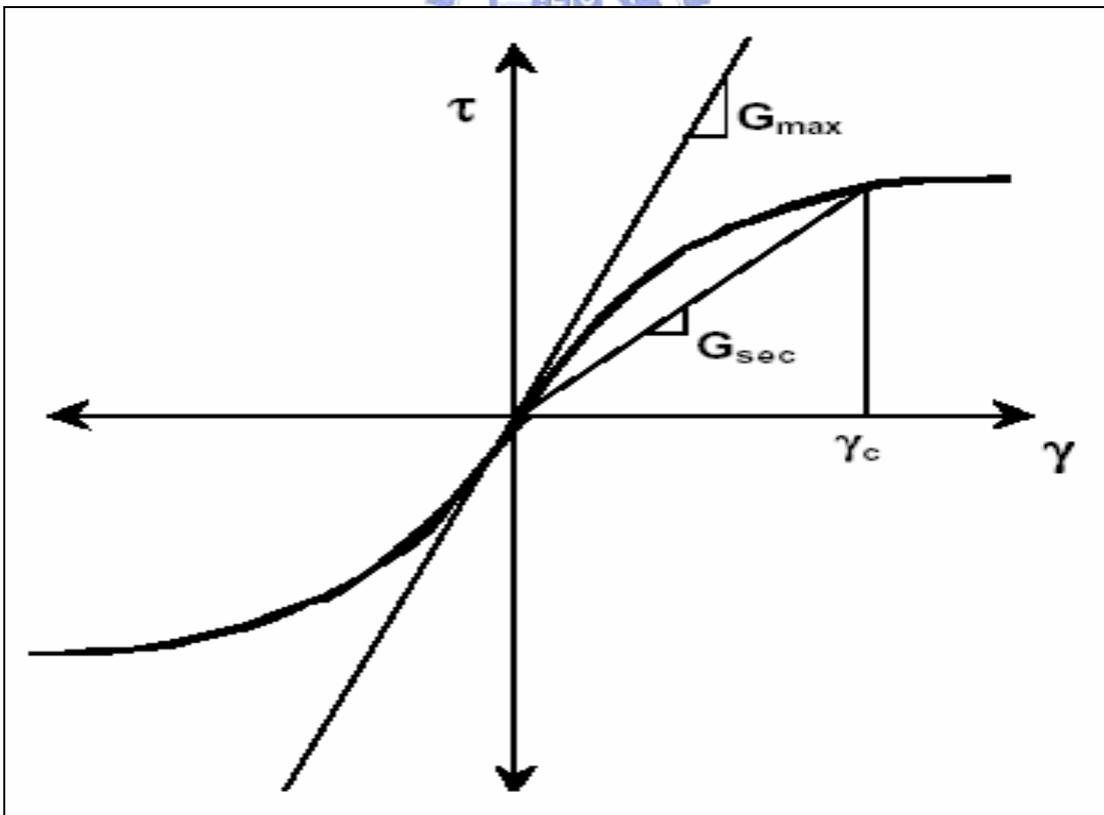


圖 2.2 骨幹曲線(資料來源：Luna，2000)

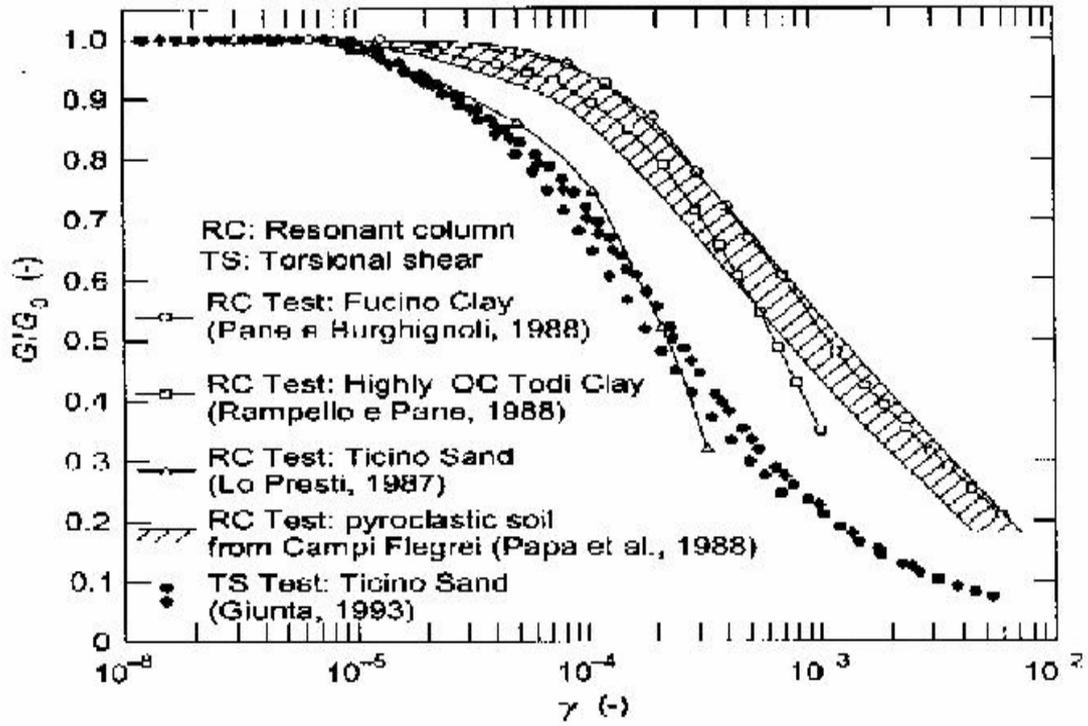


圖 2.3 G 值隨應變降低趨勢(資料來源：Calavera，1999)

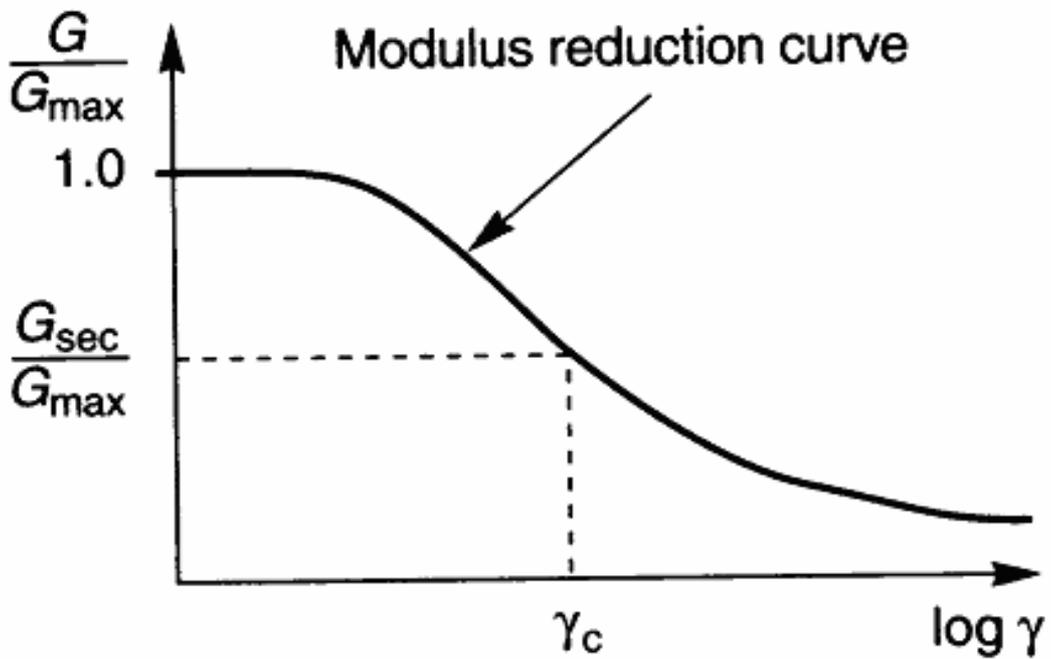


圖 2.4 G 值遞減變化(資料來源：Woods，1977)

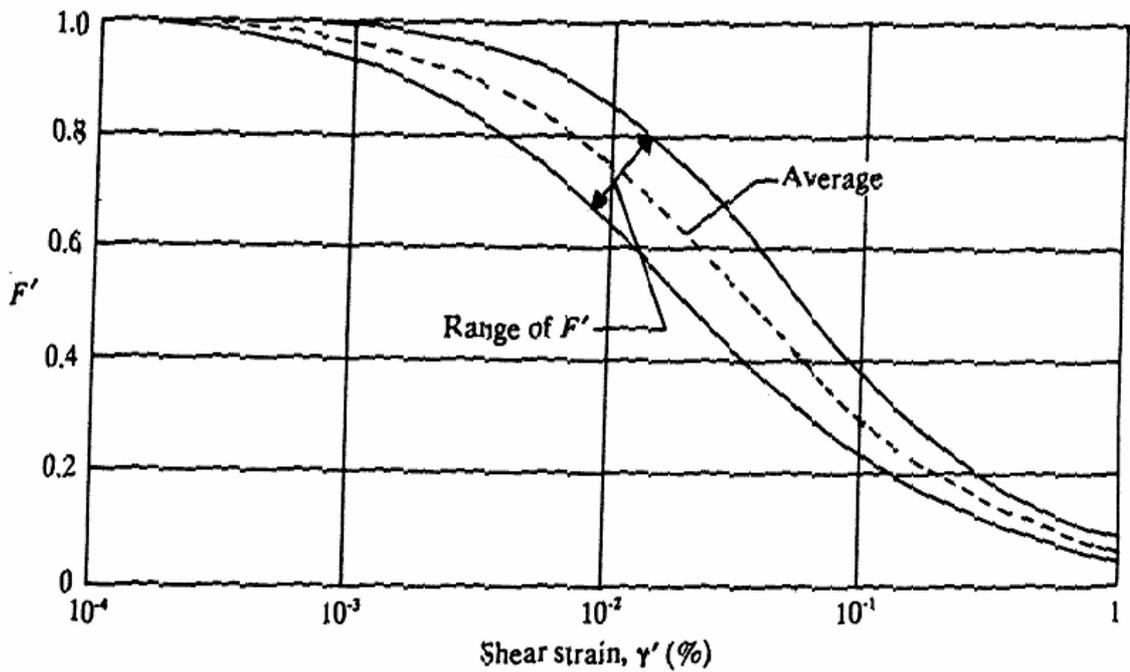


圖 2.5  $F'$  與  $\gamma$  的關係(資料來源：Seed, 1986)

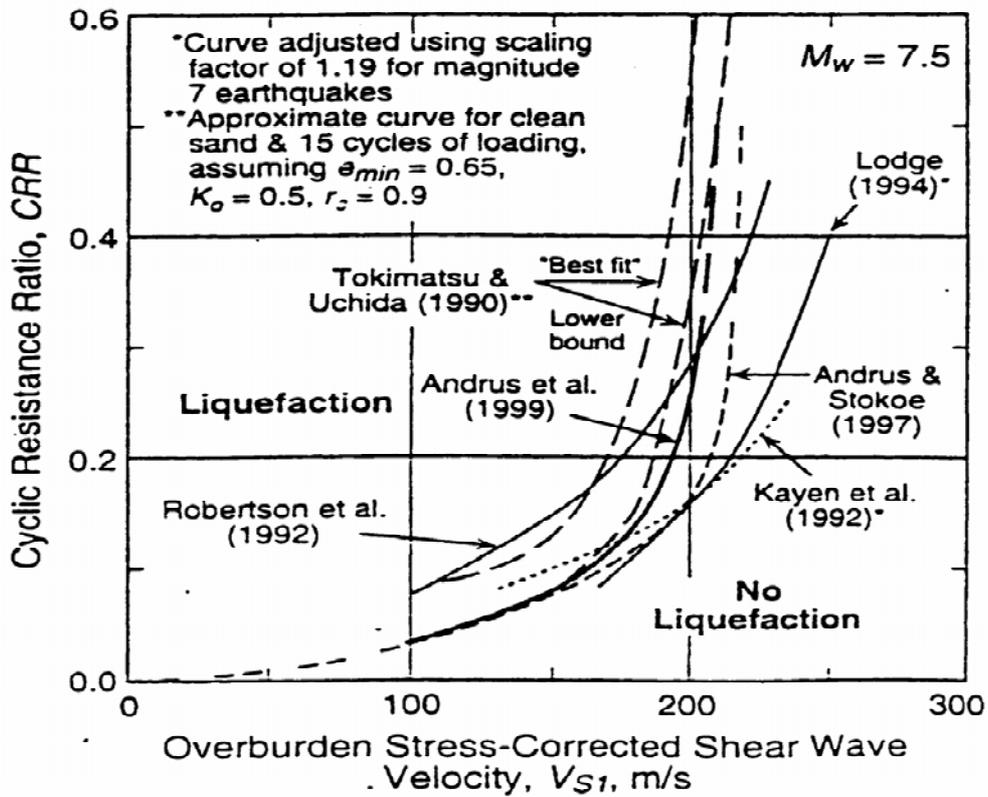


圖 2.6  $V_s$  與液化阻抗 CRR 的關係圖(資料來源：Andrus, 2000)

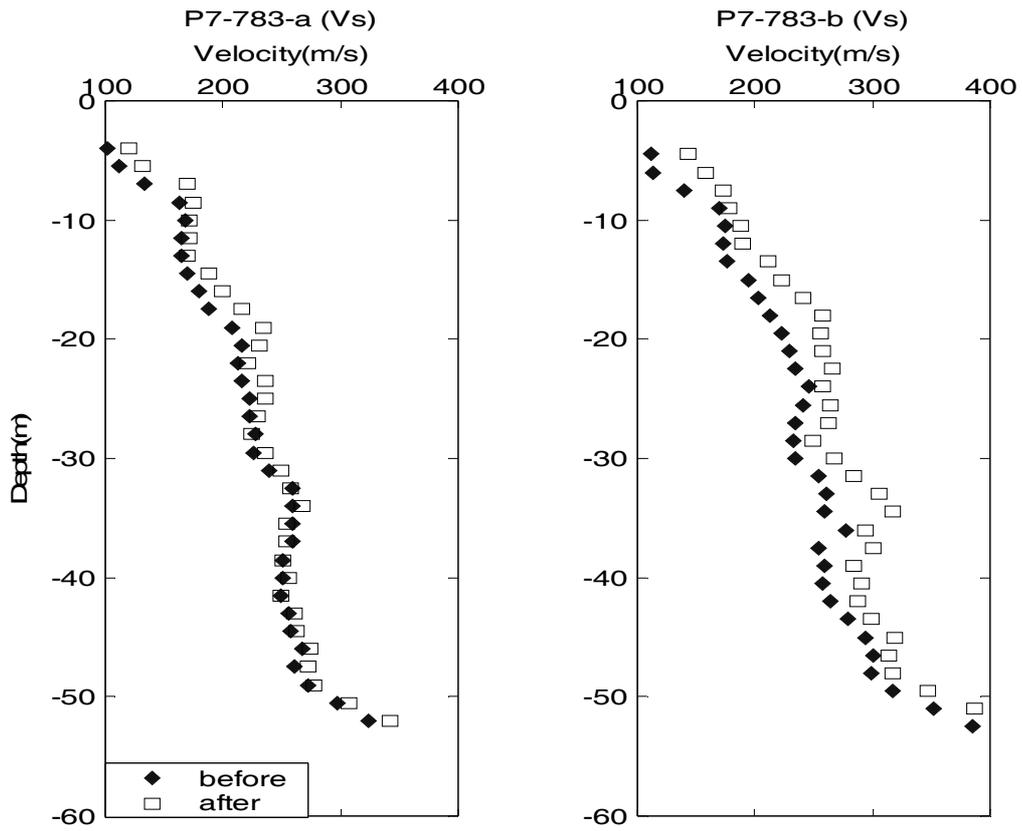


圖 2.7 剪力波速於檢核土壤改良之成效

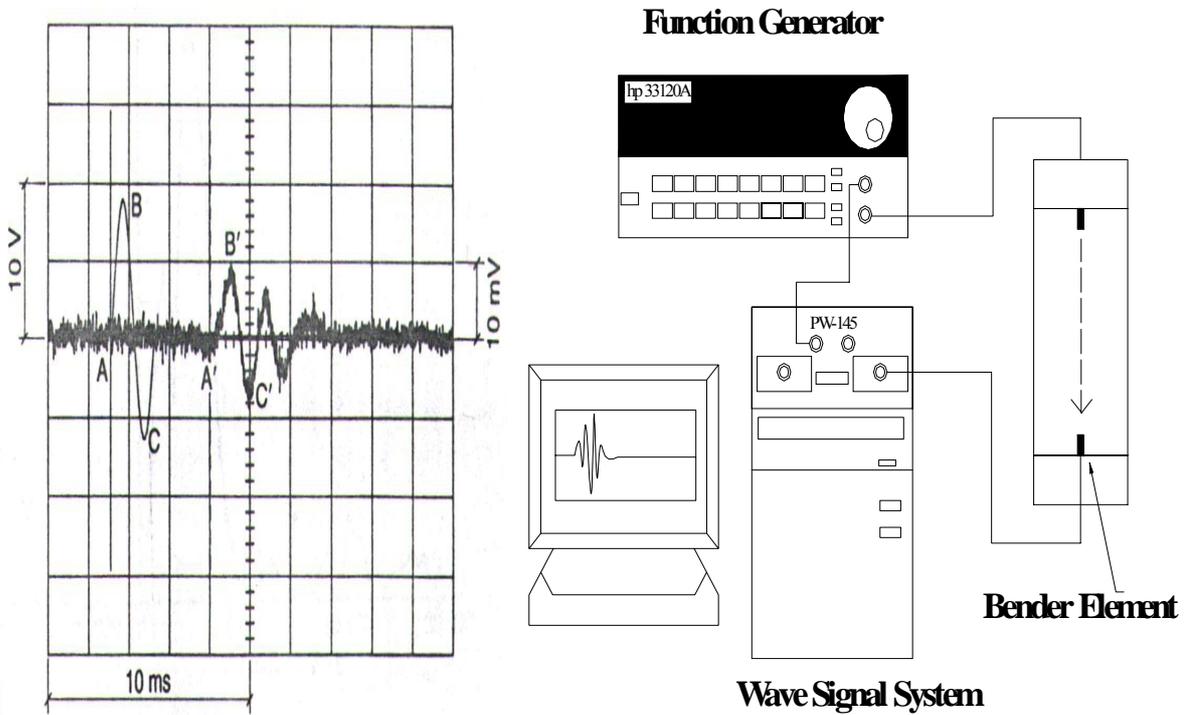


圖 2.8 剪力波元件試驗 (Bender Element Test) (資料來源：Shirley, 1978)

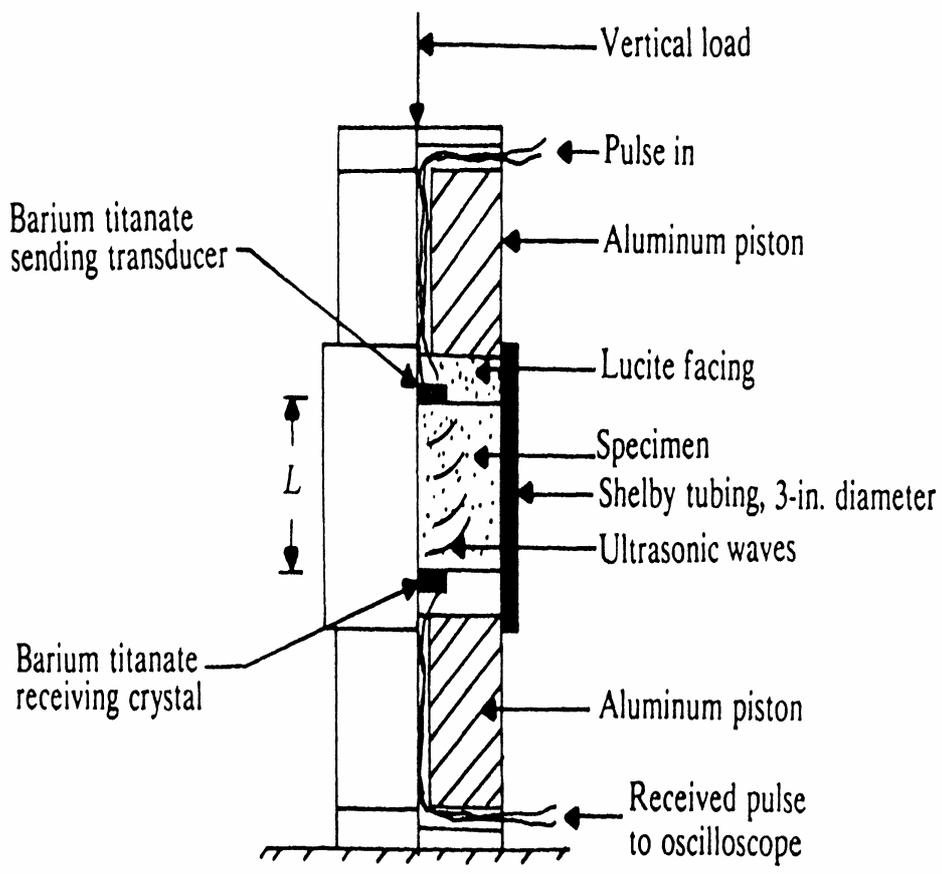


圖 2.9 超音波試驗 (Ultrasonic pulse test) (資料來源：Whitman, 1963)

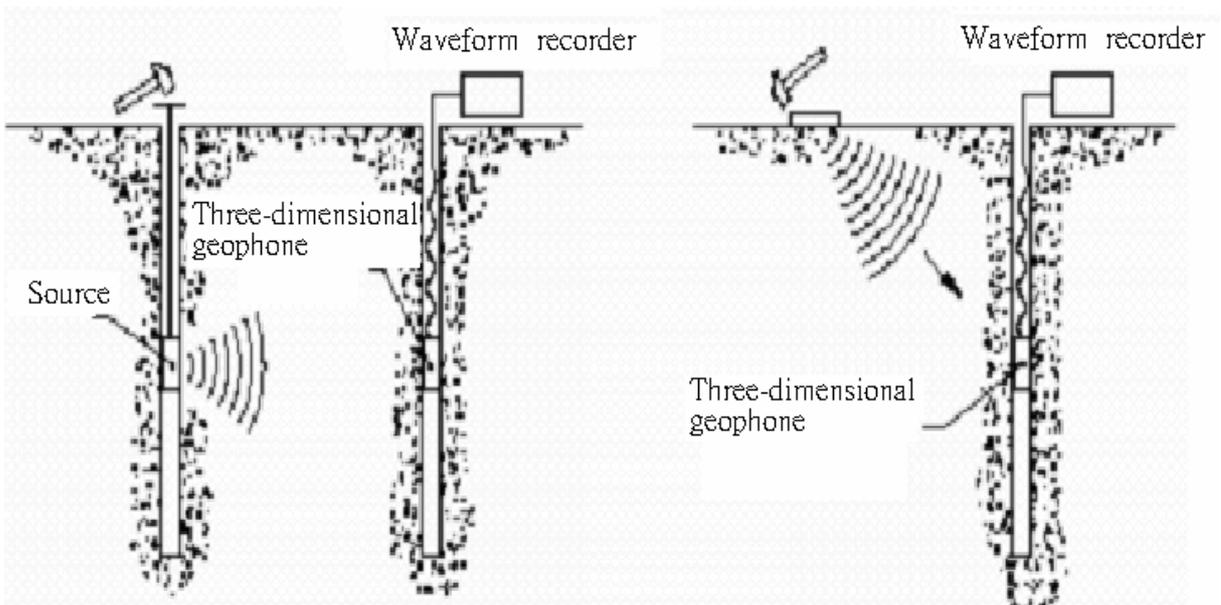


圖 2.10 跨孔以及下孔震測(資料來源：Foti, 2000)

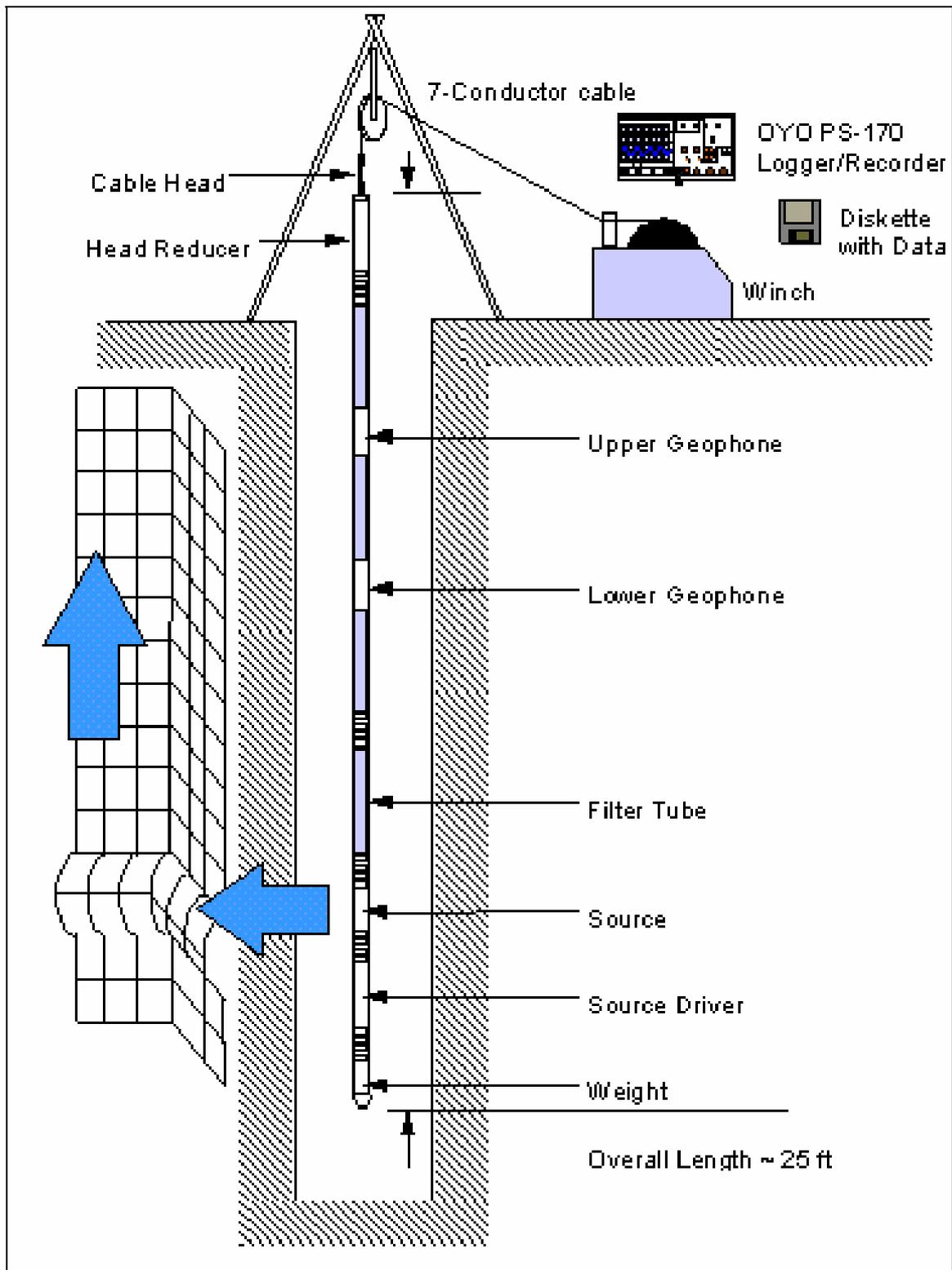


圖 2.11 懸垂式 P-S 波探測法(資料來源：Nigbor，1994)

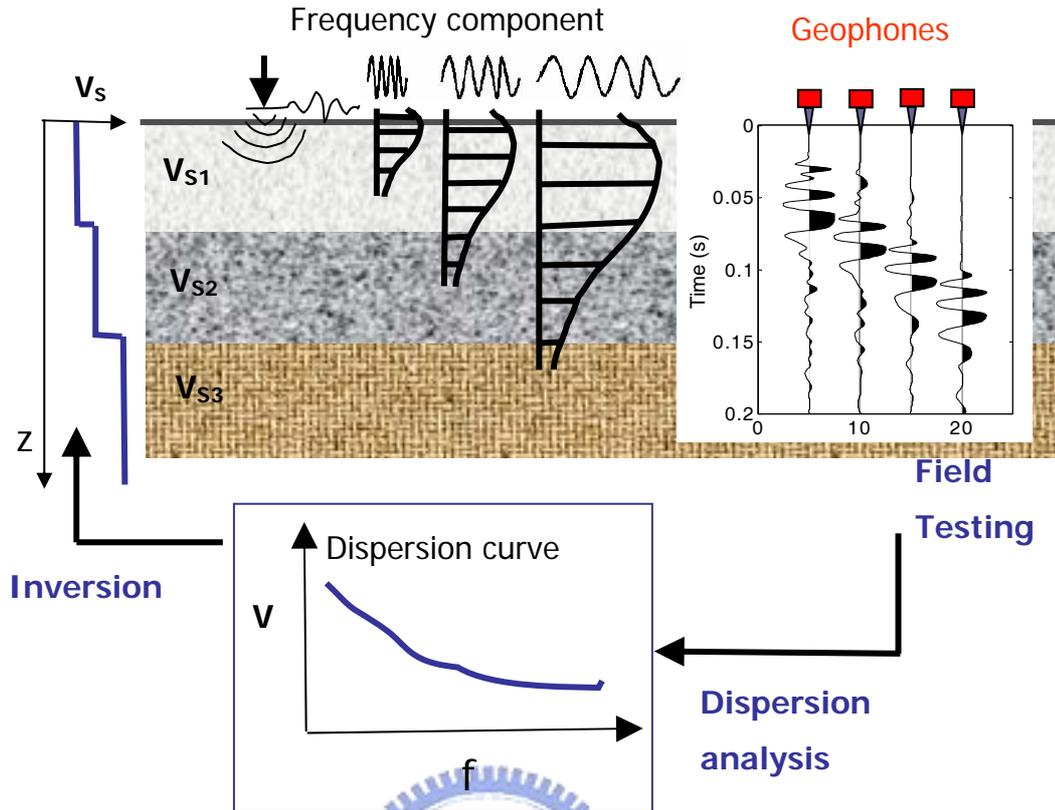


圖 2.12 表面波探測法

表 2.1 剪力波量測方法比較

	室內試驗	孔內波速試驗	表面波試驗
試體擾動	破壞性	非破壞性，但尚有擾動	非破壞性
試體取樣範圍	小	中	大
經濟便利性	試驗須鑽孔並取樣	試驗須鑽孔	現地直接施作
分析方式	無須反算	無須反算	須反算

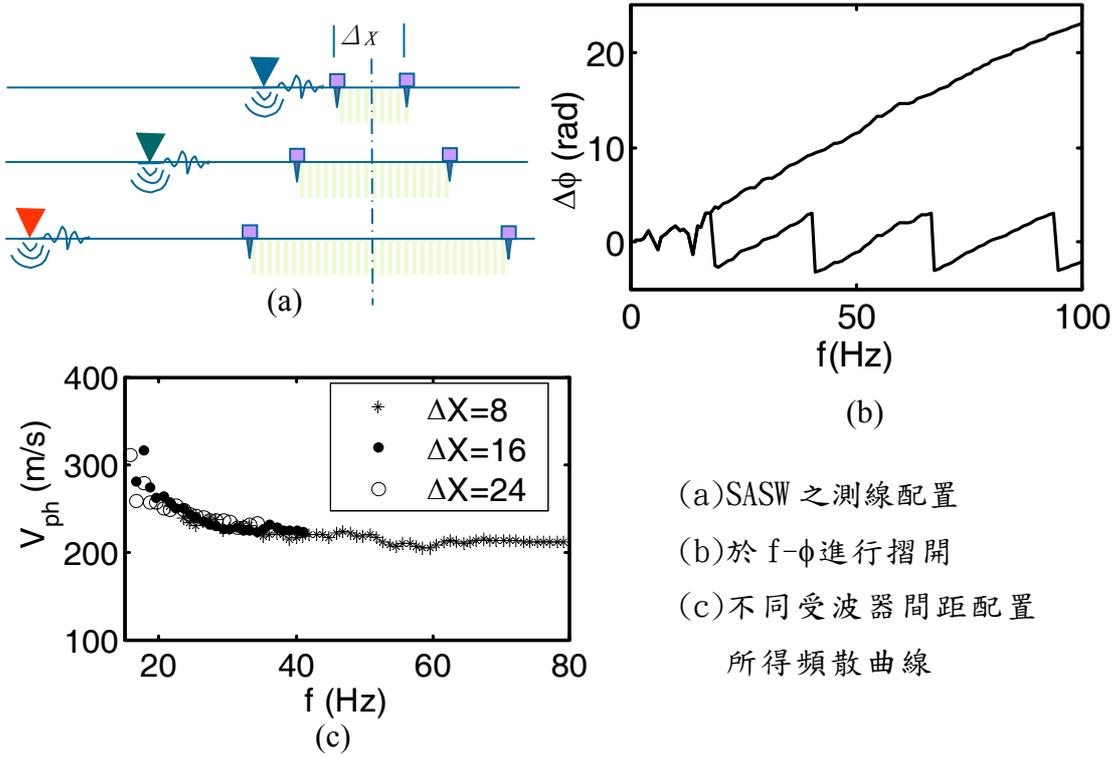
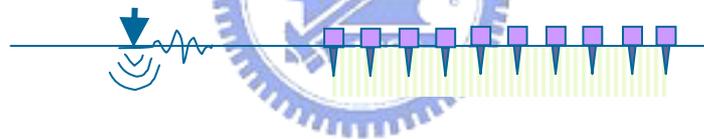


圖 2.13 SASW



$$U(f_i, x_n) = \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} u(t_m, x_n) \exp(-j2\pi f_i t_m)$$

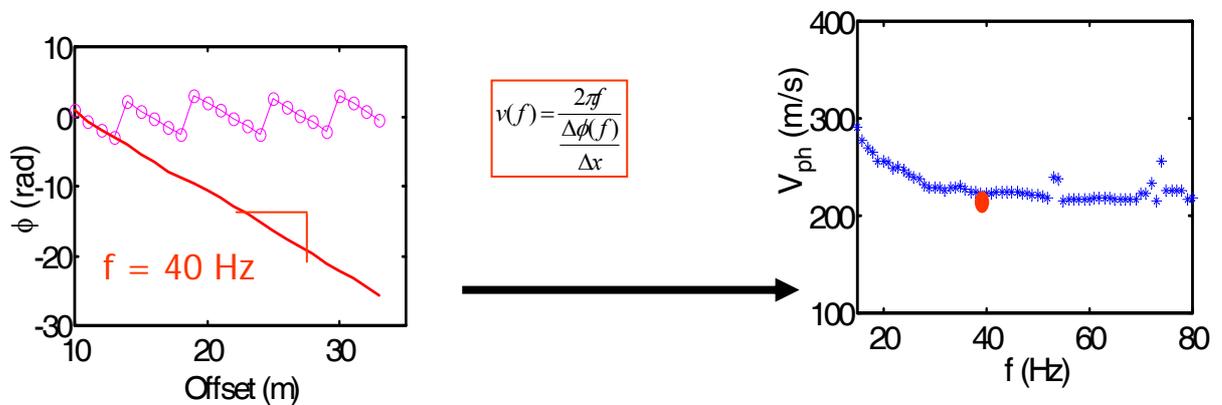


圖 2.14 MSASW

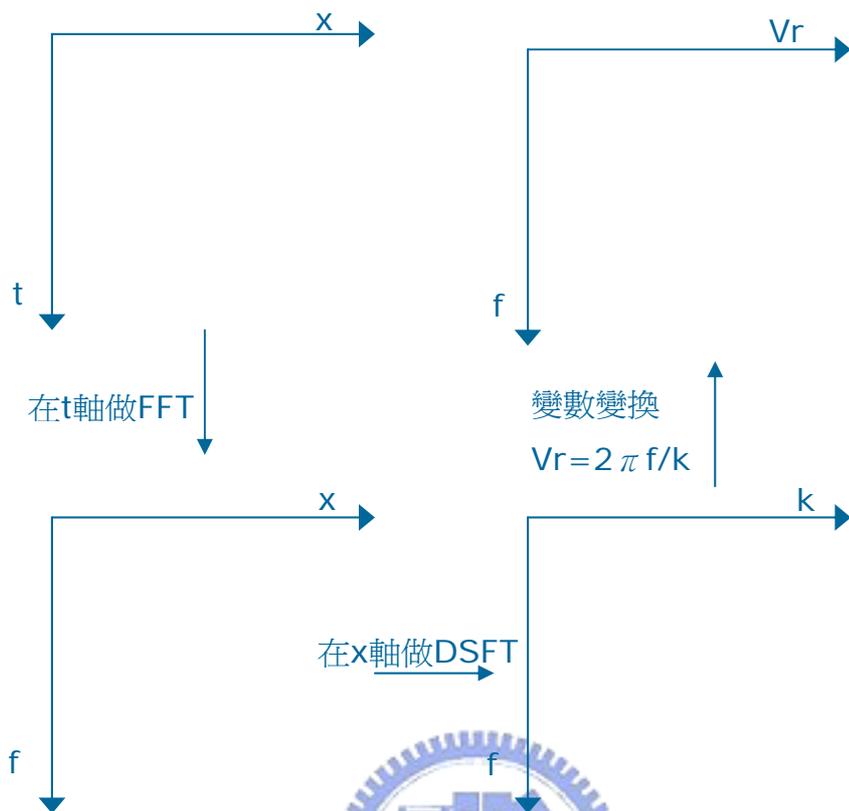


圖 2.15 MWTSW 之分析過程

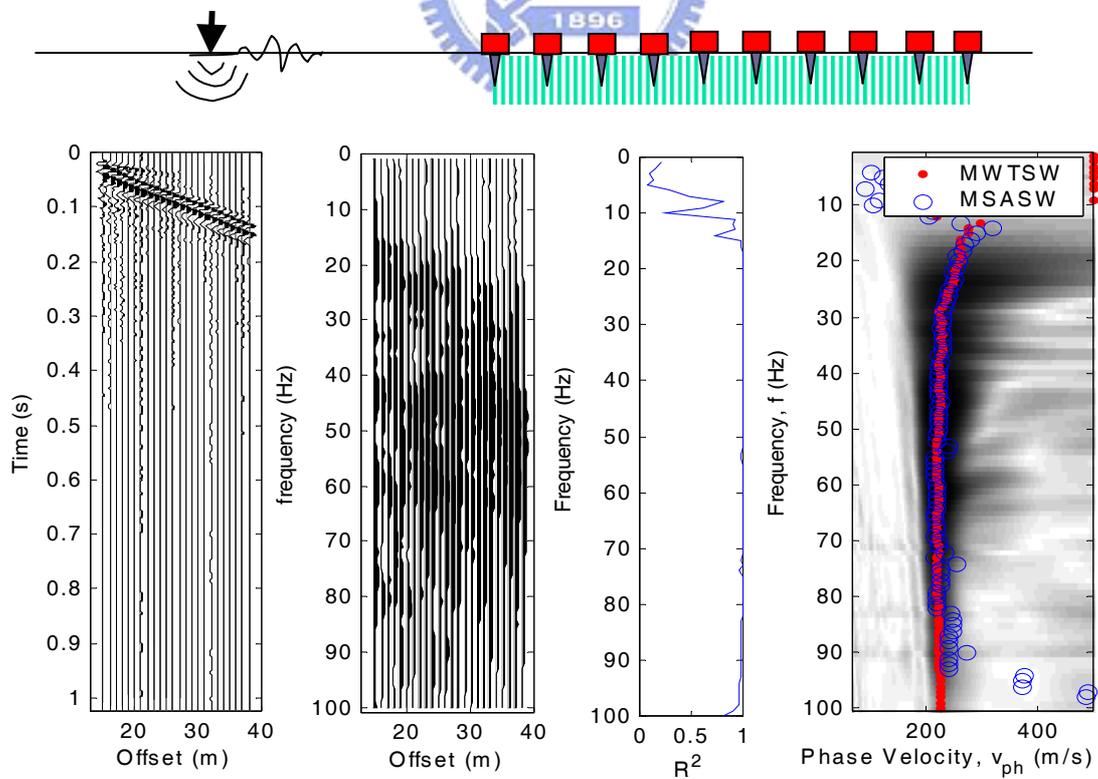


圖 2.16 MWTSW

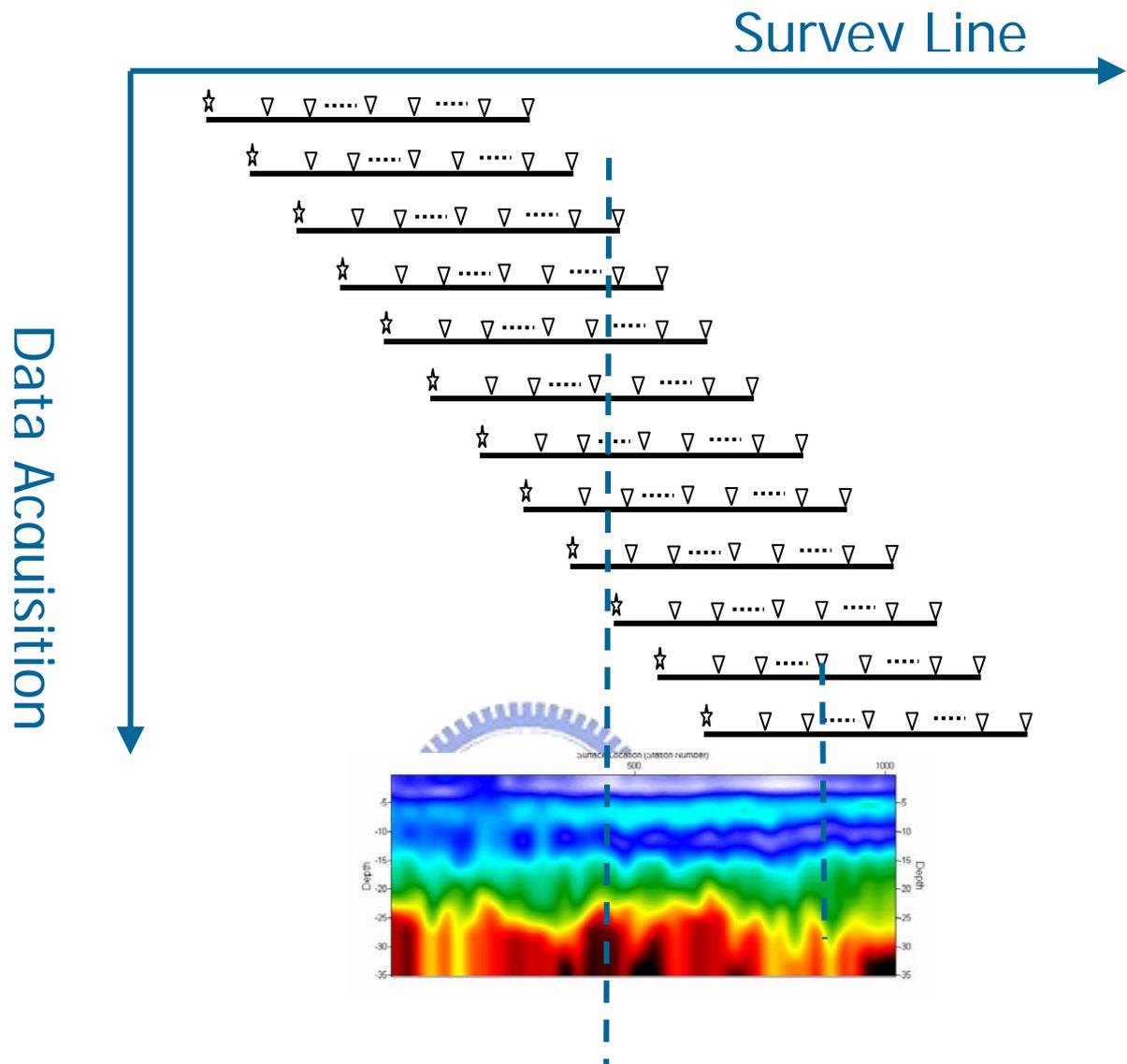


圖 2.17 MASW Tomography

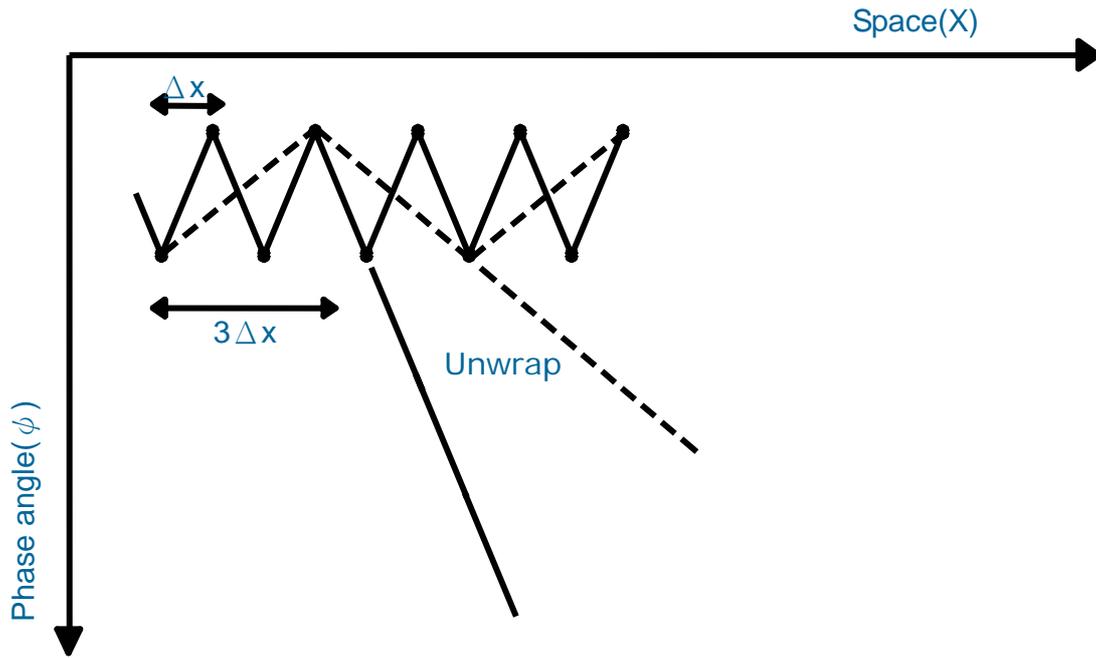


圖 2.18  $\phi$ - $x$  domain 中之映頻干擾效應(aliasing)

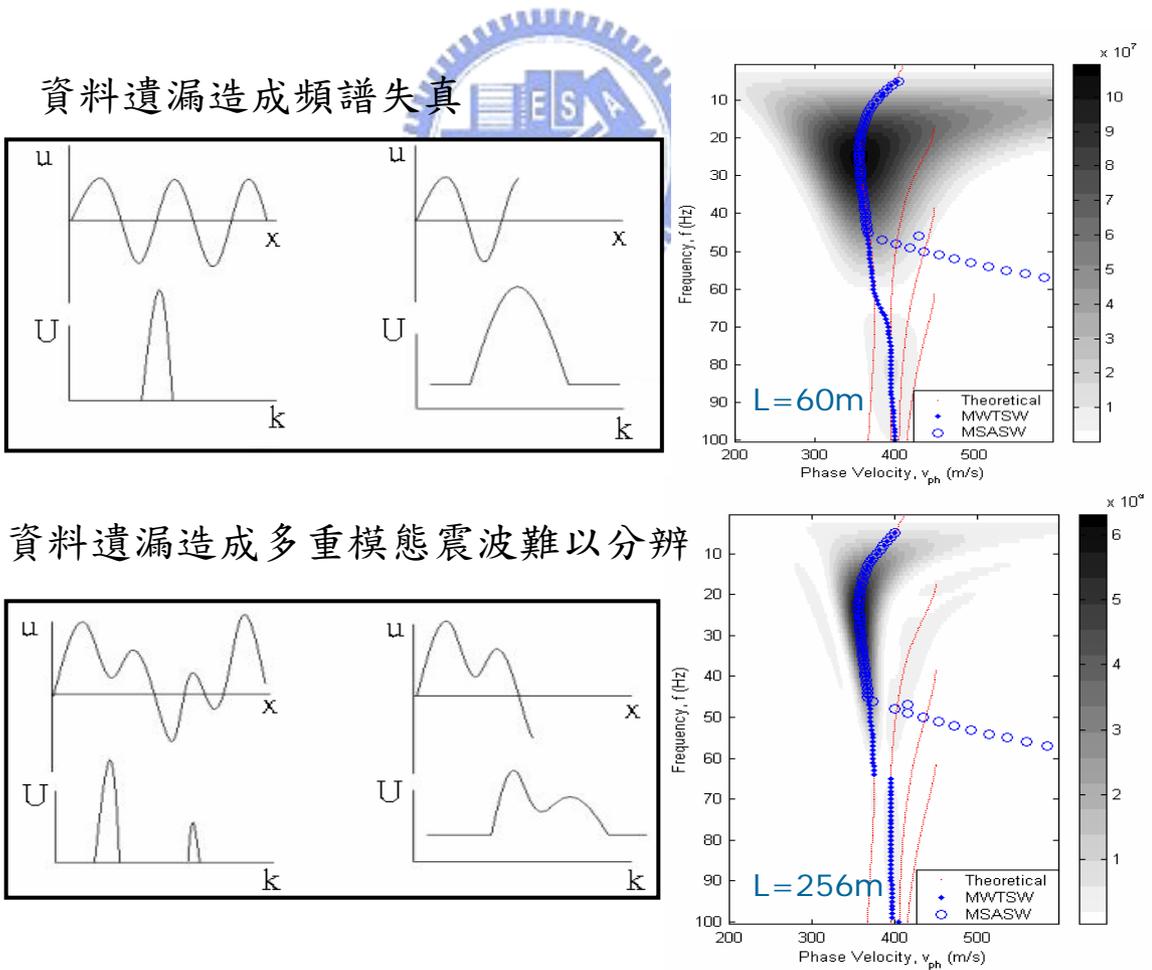


圖 2.19  $f$ - $v$  域中資料遺漏(leakage)

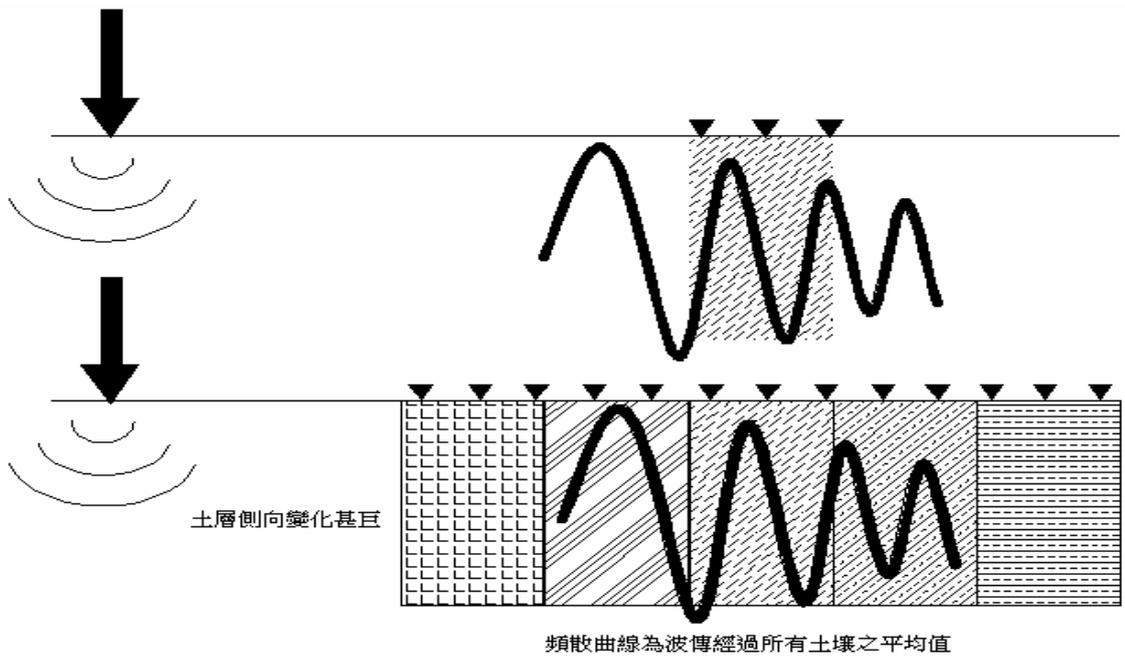


圖 2.20 表面波測線之側向解析度

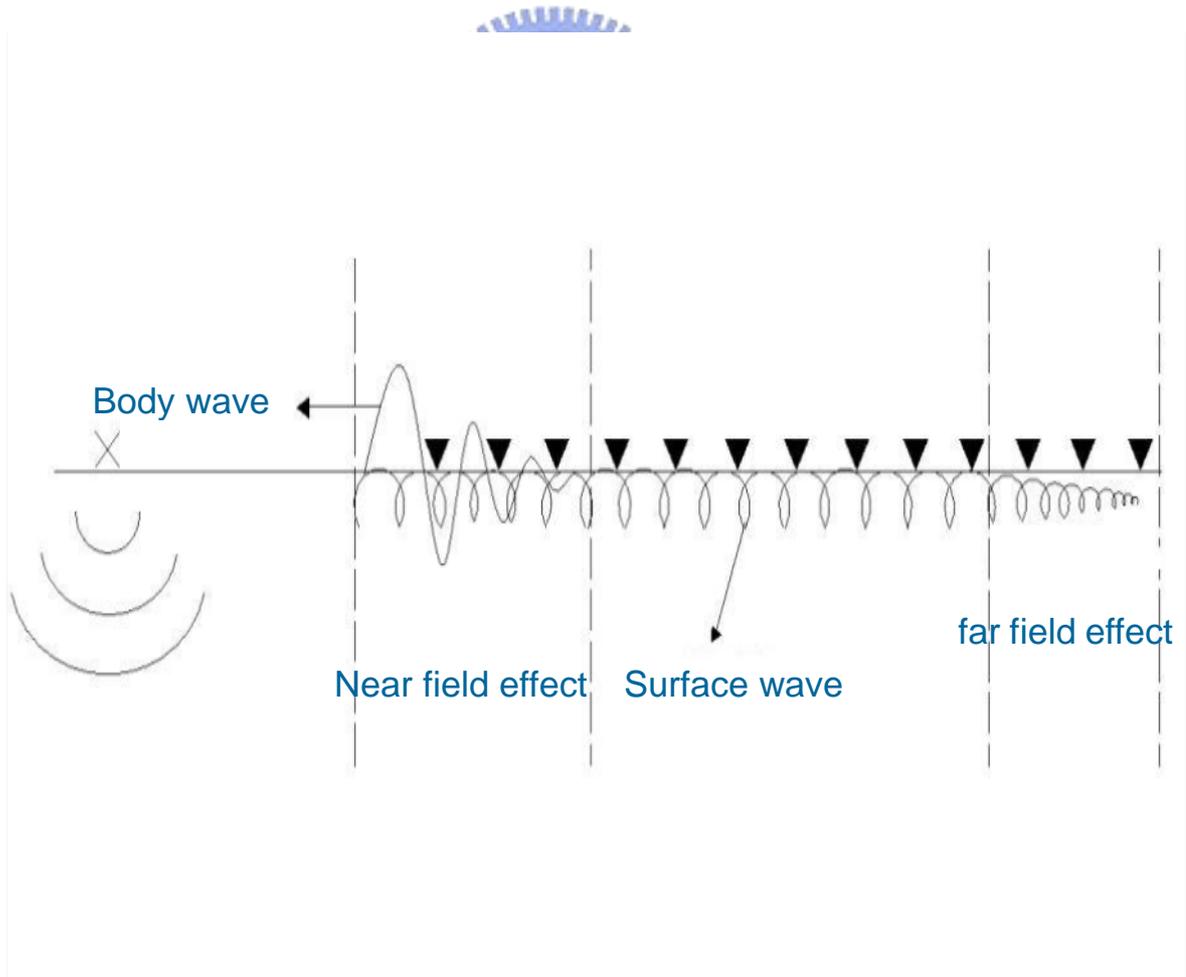


圖 2.21 近場與遠場效應