

水波和水流作用於多層土壤分佈之動力分析

謝平城⁽¹⁾ 楊山慶⁽²⁾

摘要

考量在自然的狀況中，土層的分佈通常都是非均勻的，因而本研究主要探討水流、水波在流經複土層，水與土之交互動力分析時，水流以黏流理論考量，土壤顆粒則視為黏彈性 (viscoelastic) 固體，並修正 Biot(1962) 之孔隙彈性介質理論來描述水與土之運動行為，以探討孔隙黏彈性介質底床在具週期性水波之自由水面下，各土層內之動力反應，包括第一土層內位移量、孔隙水壓力、有效應力及剪應力之分佈情形。本研究提出黏流理論及黏彈性模式進行分析複土層內之動力反應，研究結果發現當第一層土層是坩土，第二層土層是沙土時，在 $B_1 = L$ 的情況時擾動孔隙水壓力之分佈是呈快速消滅的現象，並且消滅的速率遠比勢流理論的結果要來的快；而擾動位移變化量及擾動有效應力及剪應力等在 $B_1 = L$ 時亦呈現振幅較勢流理論大且變動劇烈。足見動力反應與由勢流理論所得之解析結果有明顯之不同，亦可見水流部分採用黏流理論於複土層對於動力反應的影響扮演著極重要的角色。至於滲流力的分析可知：當所採用的理論不同時，雖然有相似的變化趨勢，但在 $B_1 = 0.25L$ 勢流理論的估算較黏流理論的估算結果較大。

(**關鍵詞**：複土層、滲流力、孔隙介質流)

Dynamic analysis of multi-layer soils under the effect of water waves and flow

Ping-Cheng Hsieh⁽¹⁾, Shan-Ching Yang⁽²⁾

Associate Professor⁽¹⁾ and Graduate Student⁽²⁾, Department of Soil and Water Conservation National
Chung Hsing University, Taichung, 402 Taiwan, R.O.C.

ABSTRACT

(1) 國立中興大學水土保持學系副教授

(2) 國立中興大學水土保持學系碩士研究生

Soil layers are not usually homogeneous in nature, this study investigates the interactive problem of oscillatory water waves and flow passing over multi-layered soils by combining viscous fluid flow theory and visco-elastic porous medium flow theory. The soil behavior is considered as viscoelastic in the present mathematical model modified from Biot's poroelastic theory. Using this model, the dynamic response including surface profile of soil layer, distribution of pore water pressure, shear stress and effective stress of the first soil layer is discussed. When $B_1 = L$, the results indicate that the present perturbed pore pressure by viscous flow theory decays very fast and it is so different from that by potential flow theory no matter what thickness of the first soil layer is. When $B_1 = L$, the displacement, distribution of shear stress and effective stress analyzed by viscous flow theory are larger than those by potential flow theory. Moreover, when $B_1 = 0.25L$, large seepage force is found by potential flow theory not by viscous flow theory.

(Keywords : Multi-layered soils, Seepage force, Porous medium flow)

前言

本文係探討水與土互動之問題，考慮真實流體，且將透水土層之土壤顆粒視為彈性固體，來描述孔隙介質中水體與土體二者的動力反應。這類問題通常比較複雜，研究也較少，但近年來是一熱門的研究課題，例如：(Biot, 1956), (Ghaboussi & Wilson, 1972), (Van der Kogel, 1977), (Mei & Foda, 1981), (Bowen, 1982), (Simon et al., 1984)及(Prevost, 1985)等。近年來，(Hsu et al., 1993), (Jeng, 1997, 1998a, 1998b) 及(Jeng & Hsu, 1996)等人所發展之一系列水波衍生土壤反應的解析解中將波數(wave number)視為實數，是不適當的。因為水與土有交互作用時，波數應該是複數才合理，參見(Huang & Song, 1993), (Chen et al., 1997), (Hsieh et al., 2000, 2001a, 2001b) 等研究。

(Huang & Song, 1993)利用 Biot 所建立之理論再配合勢流理論，以分離變數法的方式

解析一固定水深且具均勻滲透性之平坦孔隙彈性介質底床，在線性水波作用下之底床動力反應。此外，(Hsieh et al., 2000 & 2001a,b)曾經研究平坦、半無限域孔隙彈性介質透水底床為軟性底床物質時，考慮自由水面週期性干擾作用下，水流對底床之流體動力反應，建立完整之邊界層方程式，有系統地以雙參數微擾法展開之邊界層修正法進行問題解析。(謝等, 2000)研究出在波、流作用下，底床砂紋形成之物理機制，但是仍只限於半無限域之孔隙介質底床，即是不考慮不透水底床邊界所產生的影響。(謝, 2001, 2003)進一步探討有限厚度孔隙彈性介質之層流分析，不但考慮黏性流之效應，更將邊界作用納入考慮分析，其解析的複雜度及難易度大幅增加。(Hsieh, 2003)考量在波、流共同作用下有限厚度土層之孔隙水壓力、剪應力和有效應力等分佈情形，充分顯示出有限邊界之影響效應。(謝, 2005)考量孔隙介質底床為複土層，並分別考慮底床為半無限域或有限厚度，但因無前人文獻可供參考之情況下，在水體部分僅使用勢流理論。

但於本文中，更將深入研究(謝，2005)之研究，將水體部分換成較符合自然現象之黏流理論，以期可更加與真實狀況相近。

理論分析

假設圖 1 中均質水層為具有黏滯性且不可壓縮之流體並忽略重力效應，且由表面水波所衍生之流場屬於層流運動，則可得連續方程式及線性化動量方程式如下：

$$\nabla \cdot \underline{V}^{*(1)} = 0, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial \underline{V}^{*(1)}}{\partial t} = -\nabla P^{*(1)} + \mu \nabla^2 \underline{V}^{*(1)}. \quad (2)$$

其中， $\underline{V}^{*(1)}$ 為流體擾動之流速， $P^{*(1)}$ 為流體擾動壓力， ρ 和 μ 為流體密度和動力黏滯係數，上標括弧中之數字表示各物理量所在之土層。流體應力則為

$$\underline{\underline{\sigma}}_f^{*(1)} = -P^{*(1)} \underline{\underline{I}} + \mu (\nabla \underline{\underline{V}}^{*(1)} + (\nabla \underline{\underline{V}}^{*(1)})^T), \quad (3)$$

其中速度向量可以表示為非旋轉性與可旋轉性兩部分，即是

$$\underline{V}^{*(1)} = \nabla \Phi_1^{*(1)} + \nabla \times \underline{U}^{*(1)}. \quad (4)$$

將(4)式代入(1)式及(2)式可得

$$\nabla^2 \Phi_1^{*(1)} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \underline{U}^{*(1)}) = \nu \nabla^2 (\nabla \times \underline{U}^{*(1)}), \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \Phi_1^{*(1)} = -\frac{1}{\rho} P^{*(1)}. \quad (7)$$

式中， ν 為流體之運動黏滯係數。考慮週期性線性水波運動時，上標有*之各物理量可表示為 $[\]^*(R, t) = [\](R) e^{-i\omega t}$ ， R 為空間位置向量， ω 為頻率， t 為時間。因此(5)式與(7)式可簡化為

$$\nabla^2 \Phi_1^{(1)} = 0, \quad (5a)$$

$$i\omega \Phi_1^{(1)} = \frac{1}{\rho} P^{(1)}. \quad (7a)$$

(6)式因此可化簡為 Helmholtz 方程式

$$\nabla^2 (\nabla \times \underline{U}^{(1)}) + k_w^2 (\nabla \times \underline{U}^{(1)}) = 0, \quad (8)$$

式中，

$$k_w^2 = \frac{i\omega}{\nu}. \quad (9)$$

本研究為二維卡式座標問題，參考(Morse and Feshbach, 1978)，向量速度勢 $\underline{U}^{(1)}$ 可表示成

$$\underline{U}^{(1)} = \Phi_2^{(1)} \underline{e}_z, \quad (10)$$

於是(8)式可寫成

$$\nabla^2 \Phi_2^{(1)} + k_w^2 \Phi_2^{(1)} = 0. \quad (11)$$

其中， $\Phi_1^{*(1)}$ 為擾動之非旋量流速勢函數， $\Phi_2^{*(1)}$ 為擾動之旋量流速勢函數， \underline{e}_z 為垂直 xy 平面之單位向量。

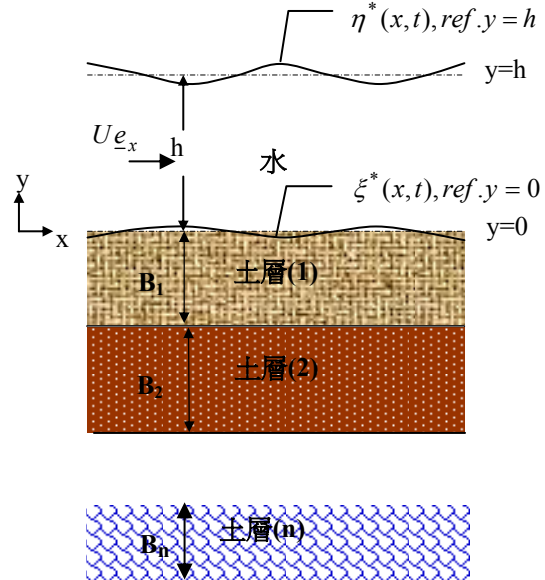


圖 1 . 研究區域示意圖

Figure 1 . Schematic diagram of the study.

圖中 $\xi^*(x,t)$ 為底床之波型函數， $\eta^*(x,t)$ 為水面之波型函數。又將圖 1 中各土層視為孔隙黏彈性體，其動力特性以(Biot, 1956)所建立之孔隙彈性介質理論經過修正後，可將固體結構與介質中流體偶合的擾動線性運動方程式改寫如下：

$$\nabla \cdot \underline{\underline{\sigma}}^* = (1-n_0)\rho_s \frac{\partial^2 \underline{\underline{d}}^*}{\partial t^2} + b \left(\frac{\partial \underline{\underline{d}}^*}{\partial t} - \frac{\partial \underline{\underline{D}}^*}{\partial t} \right), \quad (12)$$

$$\nabla \cdot \underline{\underline{S}}^* = n_0 \rho \frac{\partial^2 \underline{\underline{D}}^*}{\partial t^2} - b \left(\frac{\partial \underline{\underline{d}}^*}{\partial t} - \frac{\partial \underline{\underline{D}}^*}{\partial t} \right), \quad (13)$$

式中，

$$\underline{\underline{\sigma}}^* = \underline{\underline{\tau}}^* - (1-n_0)\mathbf{P}^* \underline{\underline{I}}, \quad (14)$$

$$\underline{\underline{\tau}}^* = 2G\underline{\underline{e}}^* + \lambda(\nabla \cdot \underline{\underline{d}}^*)\underline{\underline{I}} + 2G_v \frac{\partial \underline{\underline{e}}^*}{\partial t} + \lambda_v \frac{\partial(\nabla \cdot \underline{\underline{d}}^*)}{\partial t} \underline{\underline{I}}, \quad (15)$$

$$\underline{\underline{e}}^* = \frac{1}{2} \left[\nabla \underline{\underline{d}}^* + (\nabla \underline{\underline{d}}^*)^T \right], \quad (16)$$

$$\underline{\underline{S}}^* = -n_0 \mathbf{P}^* \underline{\underline{I}}, \quad (17)$$

$$b = \mu n_0^2 / k_p, \quad (18)$$

$$\mu_v = \frac{\beta \rho G k_p}{\mu}, \quad (19)$$

$$\lambda_v = \frac{\beta \rho k_p}{\mu} \left(\frac{\chi - \chi_u}{\chi + 1/n_0} K - 2G \right), \quad (20)$$

$$\beta = \frac{1}{n_0 + (1-n_0)\rho_s/\rho}, \quad (21)$$

$$\chi = \frac{2G + \lambda}{K}, \quad (22)$$

$$\chi_u = \left(\frac{1}{n_0} - 1 \right) \left(\frac{\rho_s}{\rho} - 1 \right). \quad (23)$$

其中， $\underline{\underline{\sigma}}^*$ 表示固體之應力張量， $\underline{\underline{\tau}}^*$ 為有效應力張量， $\underline{\underline{S}}^*$ 表示流體之正向應力張量， $\underline{\underline{d}}^*$ 與 $\underline{\underline{D}}^*$ 分別是固體與流體之位移向量， ρ_s 為

固體密度， n_0 為底床之孔隙率， k_p 為比滲透係數(單位為長度平方)， G 與 λ 為 Lamé 彈性模數， G_v 與 λ_v 為黏彈性模數， $\underline{\underline{I}}$ 為單位矩陣。(15)式中已將土壤之黏彈性特性納入考量。另由固體與流體之連續方程式配合流體之狀態方程式，考慮孔隙間流體之微可壓縮性，對孔隙率進行微擾展開，並予線性化後可得流體-固體方程式如下(見 Verruijt, 1969)：

$$\frac{\partial \mathbf{P}^*}{\partial t} = -\frac{K}{n_0} \left[(1-n_0)\nabla \cdot \left(\frac{\partial \underline{\underline{d}}^*}{\partial t} \right) + n_0 \nabla \cdot \left(\frac{\partial \underline{\underline{D}}^*}{\partial t} \right) \right], \quad (24)$$

式中， K 為流體之容積彈性模數。

參考(Huang and Chwang, 1990)，引入二個純量位勢 Φ_1^* 和 Φ_2^* ，及二個向量位勢 $\Phi_3^* \underline{\underline{e}}_z$ 和 $\Phi_4^* \underline{\underline{e}}_z$ ，分別表示二種膨脹波及二種旋轉波，進而可將固體與流體之位移向量表示為

$$\underline{\underline{d}}^* = \nabla \Phi_1^* + \nabla \Phi_2^* + \nabla \times \Phi_3^* \underline{\underline{e}}_z + \nabla \times \Phi_4^* \underline{\underline{e}}_z, \quad (25)$$

$$\underline{\underline{D}}^* = \alpha_1 \nabla \Phi_1^* + \alpha_2 \nabla \Phi_2^* + \alpha_3 \nabla \times \Phi_3^* \underline{\underline{e}}_z + \alpha_4 \nabla \times \Phi_4^* \underline{\underline{e}}_z \quad (26)$$

其中， α_1 、 α_2 、 α_3 和 α_4 分別為各種波所造成之流體位移與固體位移間之比例係數。將(25)式和(26)式代入(24)式及(12)、(13)式，除去時間因子 $e^{-i\omega t}$ 後，並進一步化簡，可得到四條不偶合(decoupled)之 Helmholtz 方程式：

$$\nabla^2 \Phi_j + k_j^2 \Phi_j = 0, \quad j=1,2,3,4. \quad (27)$$

式中， k_1 和 k_2 分別是第一種、第二種膨脹波之波數；而 k_3 和 k_4 分別是第一種、第二種旋轉波之波數，均與波動頻率及底床材料特性有關。

邊界條件求解

(33)

至於邊界條件除去時間因子 $e^{-i\omega t}$ 後整理如下：

1. 平均自由水面 ($y = h$)：

(1) 運動邊界條件

$$\Phi_{,y} = -i\omega\eta + U\eta_{,x}; \quad (28)$$

(2) 動力邊界條件

$$-i\omega\Phi + U\Phi_{,x} = -g\eta, \quad (29)$$

2. 水流與底床平均交界面 ($y = 0$)：

(1) 流體法線方向應力連續條件

$$\begin{aligned} & K[(1-n_0^{(1)} + \alpha_1^{(1)}n_0^{(1)})k_{(1)1}^2\Phi_1^{(1)} \\ & + (1-n_0^{(1)} + \alpha_2^{(1)}n_0^{(1)})k_{(1)2}^2\Phi_2^{(1)}]/n_0^{(1)} = \\ & K[(1-n_0^{(2)} + \alpha_1^{(2)}n_0^{(2)})k_{(2)1}^2\Phi_1^{(2)} \\ & + (1-n_0^{(2)} + \alpha_2^{(2)}n_0^{(2)})k_{(2)2}^2\Phi_2^{(2)}]/n_0^{(2)}; \quad (30) \end{aligned}$$

(2) 流體切線方向應力連續條件

$$\begin{aligned} i\omega\rho\Phi - \rho U\Phi_{,x} &= K[(1-n_0^{(1)} + \alpha_1^{(1)}n_0^{(1)})k_{(1)1}^2\Phi_1^{(1)} \\ & + (1-n_0^{(1)} + \alpha_2^{(1)}n_0^{(1)})k_{(1)2}^2\Phi_2^{(1)}]/n_0^{(1)}; \quad (31) \end{aligned}$$

(3) 法線方向總應力連續條件

$$\begin{aligned} & 2(G^{(1)} - i\omega G_v^{(1)})(\Phi_{1,yy}^{(1)} + \Phi_{2,yy}^{(1)} - \Phi_{3,xy}^{(1)} - \Phi_{4,xy}^{(1)}) \\ & + (\lambda^{(1)} - i\omega\lambda_v^{(1)})(\Phi_{1,xx}^{(1)} + \Phi_{2,xx}^{(1)} + \Phi_{1,yy}^{(1)} + \Phi_{2,yy}^{(1)}) \\ & - K(q_1^{(1)}k_{(1)1}^2\Phi_1^{(1)} + q_2^{(1)}k_{(1)2}^2\Phi_2^{(1)})/n_0^{(1)} \\ & = 2(G^{(2)} - i\omega G_v^{(2)})(\Phi_{1,yy}^{(2)} + \Phi_{2,yy}^{(2)} - \Phi_{3,xy}^{(2)} - \Phi_{4,xy}^{(2)}) \\ & + (\lambda^{(2)} - i\omega\lambda_v^{(2)})(\Phi_{1,xx}^{(2)} + \Phi_{2,xx}^{(2)} + \Phi_{1,yy}^{(2)} + \Phi_{2,yy}^{(2)}) \\ & - K(q_1^{(2)}k_{(2)1}^2\Phi_1^{(2)} + q_2^{(2)}k_{(2)2}^2\Phi_2^{(2)})/n_0^{(2)}; \quad (32) \end{aligned}$$

(4) 切線方向總應力連續條件

$$\begin{aligned} & 2(G^{(1)} - i\omega G_v^{(1)})(\Phi_{1,yy}^{(1)} + \Phi_{2,yy}^{(1)} - \Phi_{3,xy}^{(1)} - \Phi_{4,xy}^{(1)}) \\ & - (\lambda^{(1)} - i\omega\lambda_v^{(1)})(k_{(1)1}^2\Phi_1^{(1)} + k_{(1)2}^2\Phi_2^{(1)}) = 0; \end{aligned}$$

3. 土層與土層交界處 ($y = -B_{n-1}, n \geq 2$)：

(1) 法線方向質通量連續

$$\begin{aligned} & n_0^{(n-1)}(\alpha_1^{(n-1)}\Phi_{1,y}^{(n-1)} + \alpha_2^{(n-1)}\Phi_{2,y}^{(n-1)}) \\ & - \alpha_3^{(n-1)}\Phi_{3,x}^{(n-1)} - \alpha_4^{(n-1)}\Phi_{4,x}^{(n-1)} \\ & - \Phi_{1,y}^{(n-1)} - \Phi_{2,y}^{(n-1)} + \Phi_{3,x}^{(n-1)} + \Phi_{4,x}^{(n-1)} = n_0^{(n)}(\alpha_1^{(n)} \\ & \Phi_{1,y}^{(n)} + \alpha_2^{(n)}\Phi_{2,y}^{(n)} - \alpha_3^{(n)}\Phi_{3,x}^{(n)} - \alpha_4^{(n)}\Phi_{4,x}^{(n)} \\ & - \Phi_{1,y}^{(n)} - \Phi_{2,y}^{(n)} + \Phi_{3,x}^{(n)}\Phi_{4,x}^{(n)}); \quad (34) \end{aligned}$$

(2) 法線方向流體應力連續

$$\begin{aligned} & K[(1-n_0^{(n-1)} + \alpha_1^{(n-1)}n_0^{(n-1)})k_{(n-1)1}^2\Phi_1^{(n-1)} \\ & + (1-n_0^{(n-1)} + \alpha_2^{(n-1)}n_0^{(n-1)})k_{(n-1)2}^2\Phi_2^{(n-1)}]/n_0^{(n-1)} = \\ & K[(1-n_0^{(n)} + \alpha_1^{(n)}n_0^{(n)})k_{(n)1}^2\Phi_1^{(n)} \\ & + (1-n_0^{(n)} + \alpha_2^{(n)}n_0^{(n)})k_{(n)2}^2\Phi_2^{(n)}]/n_0^{(n)}; \quad (35) \end{aligned}$$

(3) 法線方向總應力連續

$$\begin{aligned} & 2(G^{(n-1)} - i\omega G_v^{(n-1)})(\Phi_{1,yy}^{(n-1)} + \Phi_{2,yy}^{(n-1)} - \Phi_{3,xy}^{(n-1)} - \Phi_{4,xy}^{(n-1)}) \\ & + (\lambda^{(n-1)} - i\omega\lambda_v^{(n-1)})(\Phi_{1,xx}^{(n-1)} + \Phi_{2,xx}^{(n-1)} + \Phi_{1,yy}^{(n-1)} + \Phi_{2,yy}^{(n-1)}) \\ & - K(q_1^{(n-1)}k_{(n-1)1}^2\Phi_1^{(n-1)} + q_2^{(n-1)}k_{(n-1)2}^2\Phi_2^{(n-1)})/n_0^{(n-1)} \\ & = 2(G^{(n)} - i\omega G_v^{(n)})(\Phi_{1,yy}^{(n)} + \Phi_{2,yy}^{(n)} - \Phi_{3,xy}^{(n)} - \Phi_{4,xy}^{(n)}) \\ & + (\lambda^{(n)} - i\omega\lambda_v^{(n)})(\Phi_{1,xx}^{(n)} + \Phi_{2,xx}^{(n)} + \Phi_{1,yy}^{(n)} + \Phi_{2,yy}^{(n)}) \\ & - K(q_1^{(n)}k_{(n)1}^2\Phi_1^{(n)} + q_2^{(n)}k_{(n)2}^2\Phi_2^{(n)})/n_0^{(n)}; \quad (36) \end{aligned}$$

(4) 切線方向總應力連續

$$(G^{(n-1)} - i\omega G_v^{(n-1)})(\Phi_{1,xy}^{(n-1)} + \Phi_{2,xy}^{(n-1)} + \Phi_{3,yy}^{(n-1)} + \Phi_{4,yy}^{(n-1)})$$

$$\Phi_{1,xy}^{(n-1)} + \Phi_{2,xy}^{(n-1)} - \Phi_{3,xx}^{(n-1)} - \Phi_{4,xx}^{(n-1)}) = (G^{(n)} - i\omega G_v^{(n)})$$

$$(\Phi_{1,xy}^{(n)} + \Phi_{2,xy}^{(n)} + \Phi_{3,yy}^{(n)} + \Phi_{4,yy}^{(n)})$$

$$+ \Phi_{1,xy}^{(n)} + \Phi_{2,xy}^{(n)} - \Phi_{3,xx}^{(n)} - \Phi_{4,xx}^{(n)}); \quad (37)$$

(5) 法線方向固體位移連續

$$\begin{aligned} \Phi_{1,y}^{(n-1)} + \Phi_{2,y}^{(n-1)} - \Phi_{3,x}^{(n-1)} - \Phi_{4,x}^{(n-1)} = \\ \Phi_{1,y}^{(n)} + \Phi_{2,y}^{(n)} - \Phi_{3,x}^{(n)} - \Phi_{4,x}^{(n)}; \quad (38) \end{aligned}$$

(6) 切線方向固體位移連續

$$\begin{aligned} \Phi_{1,x}^{(n-1)} + \Phi_{2,x}^{(n-1)} + \Phi_{3,y}^{(n-1)} + \Phi_{4,y}^{(n-1)} =; \\ \Phi_{1,x}^{(n)} + \Phi_{2,x}^{(n)} + \Phi_{3,y}^{(n)} + \Phi_{4,y}^{(n)} \quad (39) \end{aligned}$$

(7) 流體切線方向應力連續

$$\begin{aligned} 2\Phi_{1,xy}^{(n-1)} + \Phi_{2,yy}^{(n-1)} - \Phi_{2,xx}^{(n-1)} = -i\alpha[2\alpha_1\Phi_{1,xy}^{(n)} + 2\alpha_2\Phi_{2,xy}^{(n)} \\ + \alpha_3(\Phi_{3,yy}^{(n)} - \Phi_{3,xx}^{(n)}) + \alpha_4(\Phi_{4,yy}^{(n)} - \Phi_{4,xx}^{(n)})] \quad (40) \end{aligned}$$

(8) 切線方向流速連續

$$\begin{aligned} \Phi_{1,x}^{(n-1)} + \Phi_{2,y}^{(n-1)} = -i\alpha[(1-n_0 + \alpha_1n_0)\Phi_{1,x}^{(n)} \\ + (1-n_0 + \alpha_2n_0)\Phi_{2,x}^{(n)} + (1-n_0 + \alpha_3n_0)\Phi_{3,y}^{(n)} \\ + (1-n_0 + \alpha_4n_0)\Phi_{4,y}^{(n)}] \quad (41) \end{aligned}$$

4. 土層 n ($y = -B_n \rightarrow -\infty, n \geq 2$):

固體和流體均無擾動量

$$\Phi_1^{(n)}, \Phi_2^{(n)}, \Phi_3^{(n)}, \Phi_4^{(n)} \rightarrow 0. \quad (42)$$

仔細檢查以上所建構之邊界值問題，並由圖 1 可獲悉總共有 $8n+4$ 個未知數，和恰有 $8n+4$ 個邊界條件，所以理論上可求得其解析解。然而由於解答形式過於繁複，因此以數值方式顯示其解，於獲得均質水體之速度勢 Φ_1 及各土層中之四種位移勢 $\Phi_1^{(n)}$ 、 $\Phi_2^{(n)}$ 、 $\Phi_3^{(n)}$ 及 $\Phi_4^{(n)}$ 之後，其它相關之物理量如土層之有效應力和擾動孔隙水壓力分

佈等即可相繼求得。

結果與討論

考量一具有振幅 $a=0.2\text{ m}$ 、週期 $T=2\text{ sec}$ 之入射水波(即 $\eta = ae^{i(k_0x - \omega t)}$ ， k_0 為水波波數)通過一平均水深 $h=2.0\text{ m}$ 的複土層上方，均質水體之參數採用 $\rho = 1000\text{ kg/m}^3$ ，流體容積彈性模數 $K = 2.3 \times 10^9\text{ N/m}^2$ ，和 $\mu = 0.001\text{ N}\cdot\text{s/m}^2$ ；第一土層為坩土，第二土層為沙土，土壤參數採用表 1 之值，圖 2 為第一層土壤於不同厚度時之切線方向的位移變化情形，本研究結果與前一年採用勢流理論的結果相比較，發現採用黏性流理論(本研究)所獲得的結果變化較勢流理論(謝，2005)的結果來的劇烈且振幅較大，各圖中，波長 $L = 2\pi / \text{real}(k_0)$ 。圖 2 表第一土層中所求得之擾動孔隙水壓力的比較(圖中 P_0 為底床表面之擾動水壓力)，顯示採用黏流理論時，第一土層之擾動孔隙水壓力衰減得十分迅速。

圖 3 和圖 4 表第一土層內有效應力的變化，xx-分量及 yy-分量變化趨勢相似，且都比勢流理論的結果來得劇烈，圖中有應力降至零之情形，推測是受本研究土體為黏彈性土體所導致，亦表示可能發生土壤液化之位置，此係由於在土體中有四種位移勢，相互作用下產生此結果。充分顯示採用黏流理論及黏彈性土體的結果受第二層土層的影響比勢流理論的結果要來得大。

表 1. 土壤參數選用值

Table 1. The selected parameters of soil.

參數	坩土	沙土	單位
密度 ρ_s	2650	2650	kg/m ³
孔隙率 n_0	0.4	0.4	-
比滲透係數 k_p	10 ⁻¹⁵	10 ⁻¹²	m ²
彈性模數 G	5*10 ⁶	5*10 ⁸	N/m ²
彈性模數 λ	10 ⁷	10 ⁹	N/m ²
黏彈性模數 G_v	2.51*10 ⁻³	2.51*10 ²	N-s/m ²
黏彈性模數 λ_v	$ P^{(2)} / P_0 $ 2.8	3.82*10 ²	N-s/m ²

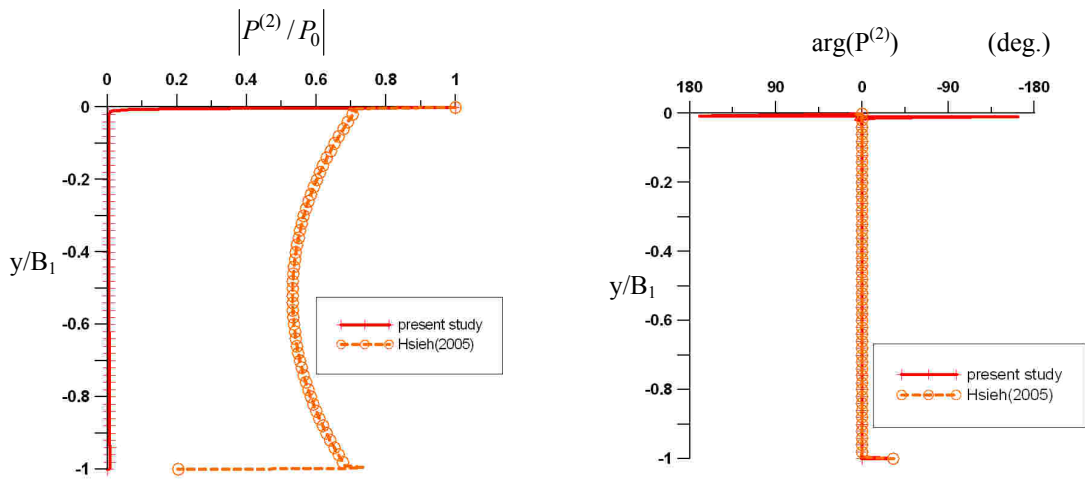
圖 5 表勢流理論下第一層土層之滲流力等值分佈與向量圖；而圖 6 是黏流理論下第一層土層之滲流力等值分佈與向量圖，二圖中 J 為滲流力。二圖相較結果發現：黏流理論所獲得的滲流力較勢流理論的值小，但不論表層土壤厚度為何，滲流力均在表土附近較大，且當第一土層 $B_1 = L$ ，其滲流力在表土附近呈現比 $B_1 = 0.25L$ 時更大值。因此，若以黏流理論分析之結果而言，該土壤不會發生液化，但若以勢流理論分析而言，該土壤

將極可能在表土附近發生液化。

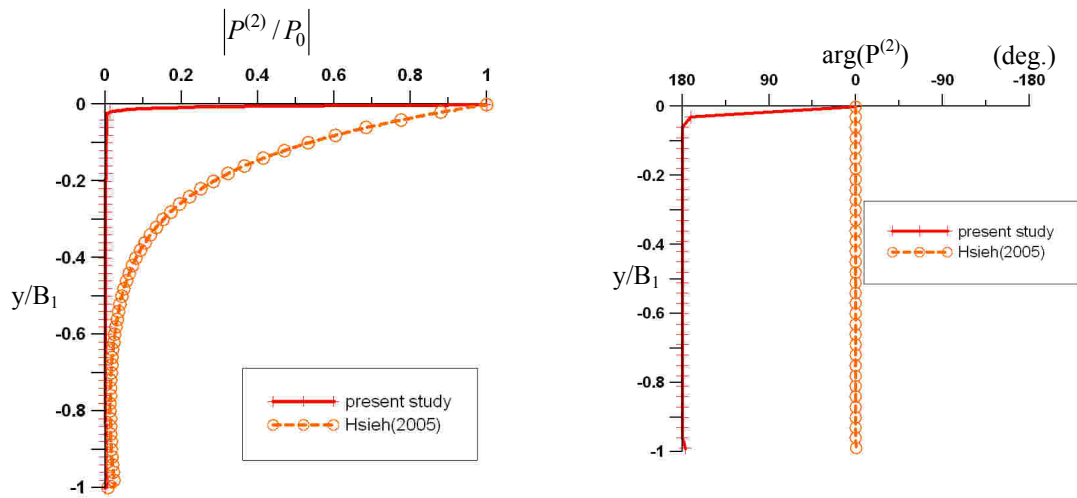
結論

本研究提出黏流理論及黏彈性模式進行分析複土層內之動力反應，並因時間關係只進行一種土體組合，研究結果發現當第一層土層是坩土，第二層土層是沙土時，擾動孔隙水壓力之分佈是呈快速消滅的現象，並且消滅的速率遠比勢流理論的結果要來的快很多；而擾動有效應力則呈現振幅較勢流理論來得大且變動劇烈。足見本研究之動力反應與由勢流理論所得之解析結果有明顯之不同，亦可見水流部分採用黏流理論於複土層對於動力反應的影響扮演著極重要的角色。

至於滲流力的分析可知：當所採用的理論不同時，雖然有相似的變化趨勢，但勢流理論的估算較黏流理論的估算結果要來得大。



(a) $B_1=0.25L$



(b) $B_1=L$

圖 2 . 第一土層之孔隙水壓力分佈

Figure 3 . The distribution of pore water pressure in the first soil layer.

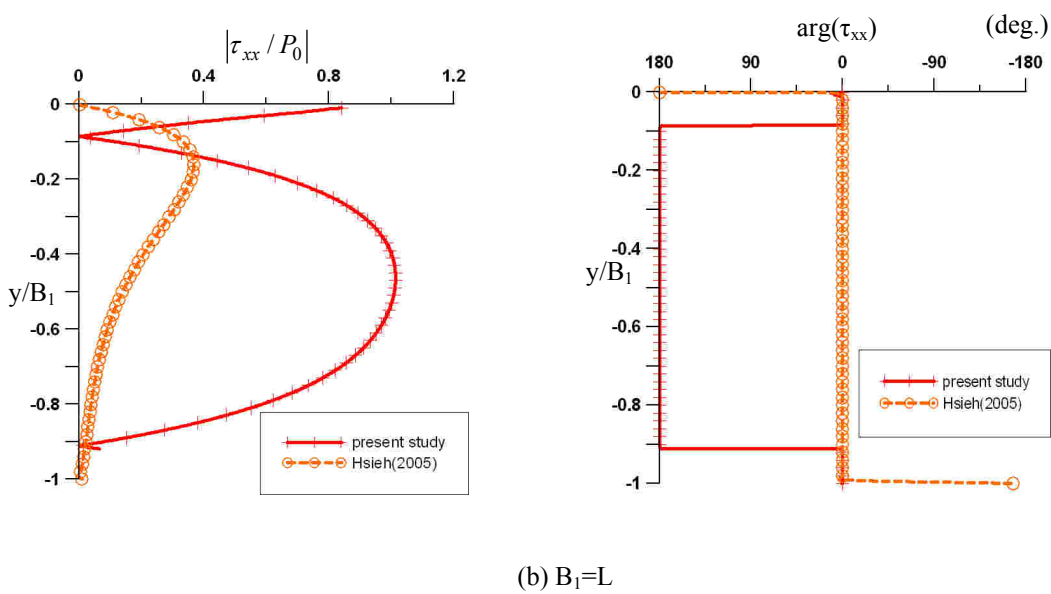
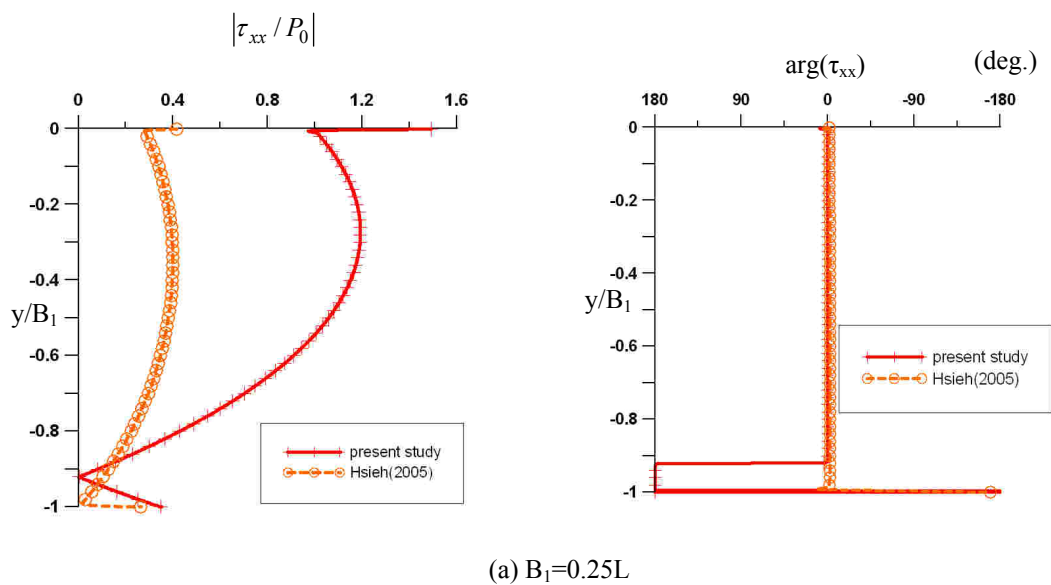
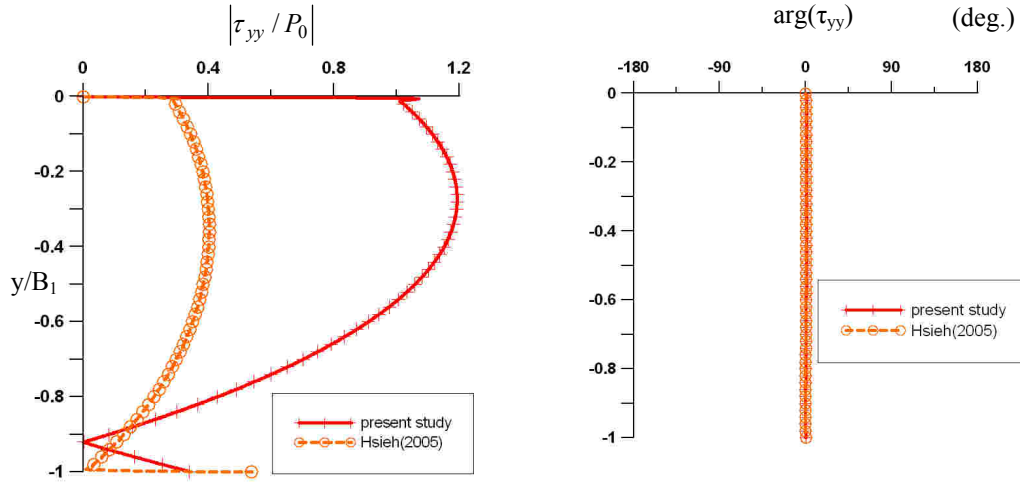
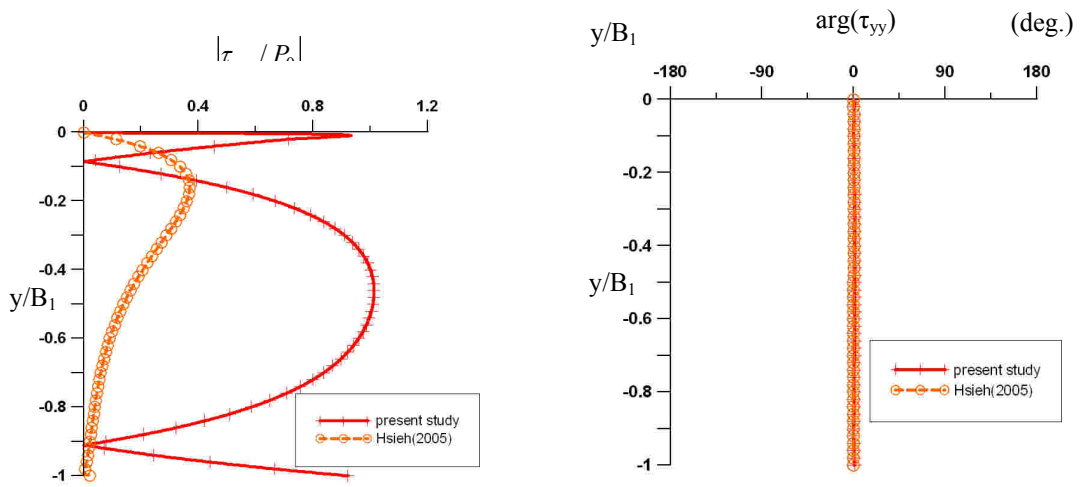


圖 3 . 第一土層之有效應力分佈(xx-分量)

Figure 3 . The distribution of effective stress in the first soil layer.(xx-part)



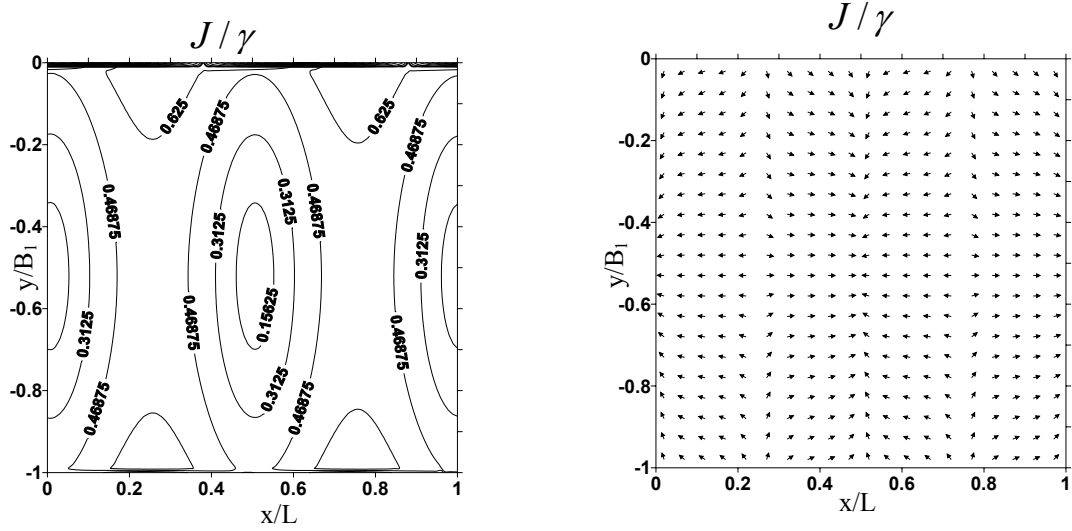
(a) $B_1=0.25L$



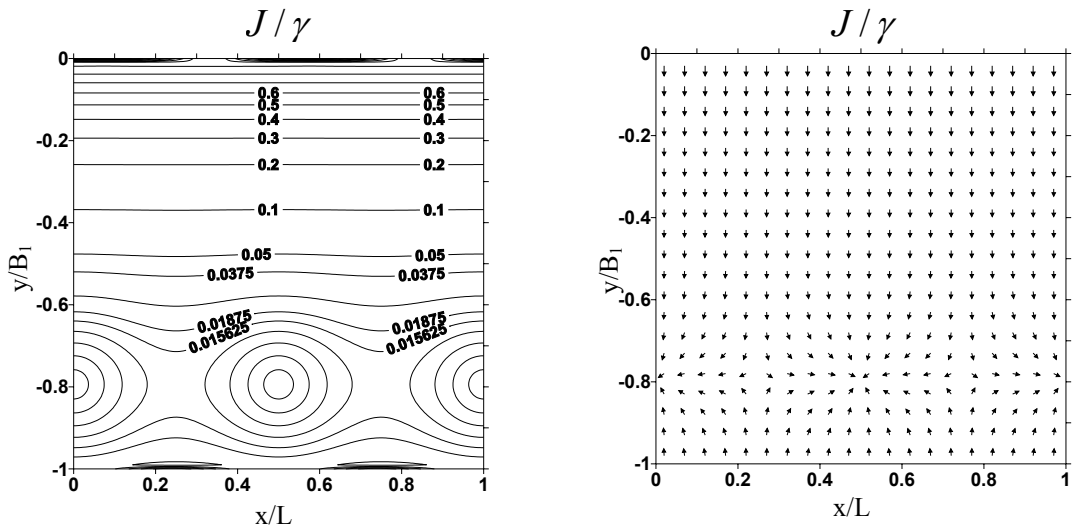
(b) $B_1=L$

圖 4 . 第一土層之有效應力分佈(yy-分量)

Figure 4 . The distribution of effective stress in the first soil layer.(yy-parts)



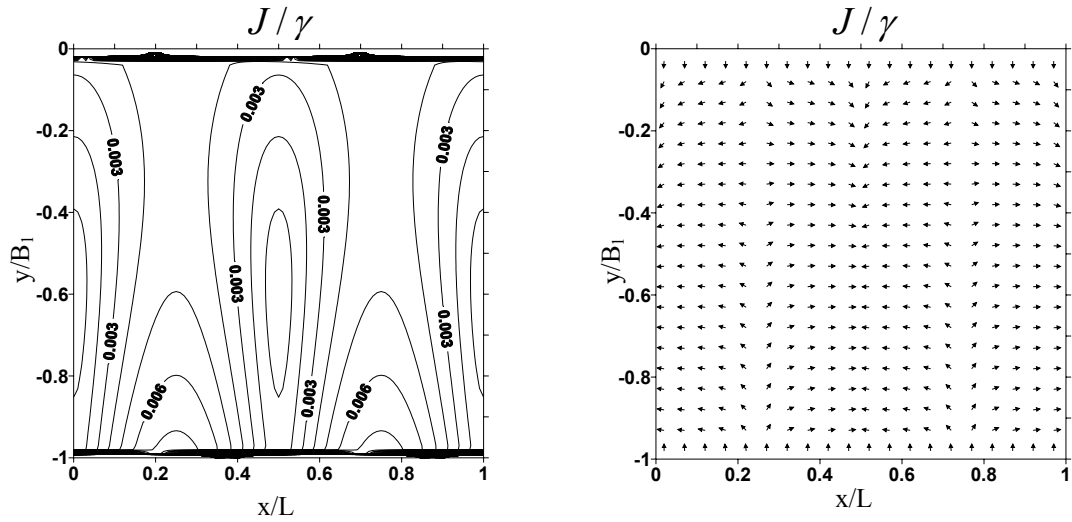
(a) $B_1=0.25L$



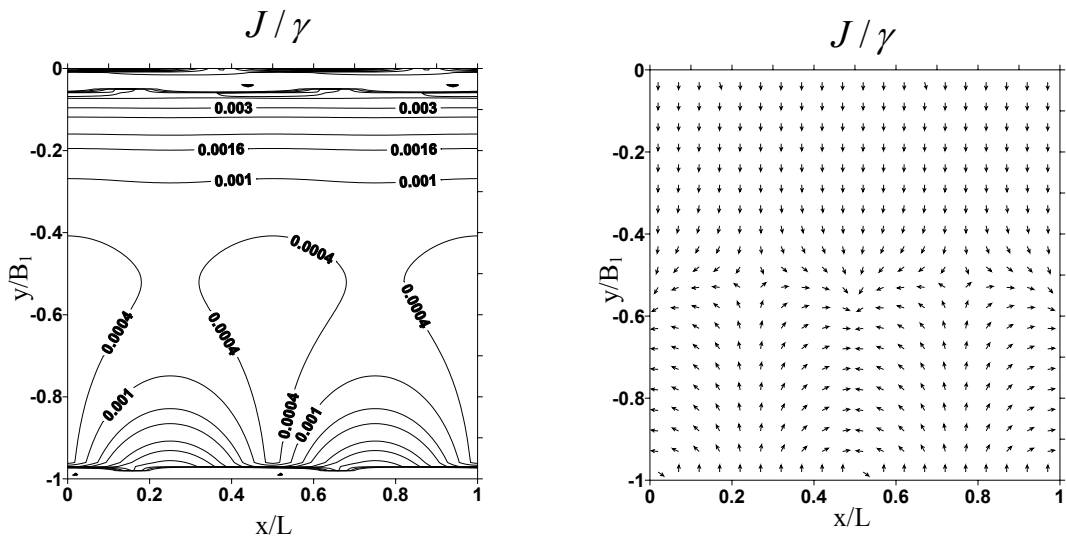
(b) $B_1=L$

圖 5. 謝(2005)之複土層(粉土-沙土)於不同厚度下之滲流力等值圖與向量圖($t=0, T=2 \text{ sec}$)

Figure 5 . Isograms of seepage force and vector plots in the multi-layered soils(silt-sand) in different thickness.($t=0, T=2 \text{ sec}$) (Hisch, 2005).



(a) $B_1=0.25L$



(b) $B_1=L$

圖 6 . 本研究之複土層(坭土-沙土)於不同厚度下之滲流力等值圖與向量圖($t=0, T=2$ sec)

Figure 6 . Isograms of seepage force and vector plots in the multi-layered soils(silt-sand) in different thickness in this study.($t=0, T=2$ sec).

謝誌

本研究承蒙 行政院國家科學委員會補助經費，特此致謝！

參考文獻

1. 謝平城 (2001)，「拘限孔隙彈性介質之層流分析」，國科會研究計畫成果報告，NSC 90-2611-E-005-001。
2. 謝平城 (2003)，「受表面干擾之飽和孔隙彈性土層的動力行為」，中華水土保持學報，第三十四卷，第二期，第 181-193 頁。
3. 謝平城 (2005)，「水波和水流作用於多層土壤分佈之動力分析(I)」，國科會研究計畫成果報告，NSC 93-2211-E-005-012。
4. 謝平城、戴璽恆、黃良雄 (2000)，「波、流作用下多孔介質底床之動力反應」，第 22 屆海洋工程研討會論文集，第 441-448 頁。
5. Biot, M. A. (1956), "Theory of propagation elastic waves in a fluid saturated porous solid. I. Low-frequency range", *JASA*, Vol. 28, pp.168-178.
6. Biot, M. A. (1962), "Mechanics of Deformation and Acoustic Propagation in Porous Media", *J. of Applied Phy.*, Vol. 33, No.4, pp.1482-1498.
7. Bowen R. M. (1982), "Compressible porous media models by use of the theory of mixtures", *Int. J Engrg. Sci.*, Vol.20, No.6, pp.697-735.
8. Chen, T. W., L. H. Huang, and C. H. Song (1997), "Dynamic response of poroelastic bed to nonlinear water waves", *J. Engrg. Mech.*, ASCE, Vol.123, No.10, pp.1041-1049.
9. Ghaboussi J. and E. L. Wilson (1972), "Variational formulation of dynamics of fluid-saturated porous elastic solids", *J Engrg. Mech.*, EM, Vol.4, pp.947-963.
10. Hsieh, P. C., L. H. Huang, and T. W. Wang (2000), "Dynamic response of soft poroelastic bed to nonlinear water waves—a boundary layer correction approach", *J Engrg. Mech.*, ASCE, Vol.126, No.10, pp.1064-1073.
11. Hsieh, P. C., L. H. Huang, and T. W. Wang (2001a), "Bed forms of soft poroelastic material in an alluvial channel", *Int. J. Solids and Struct.*, Vol.38, No.24-25, pp.4331-4356.
12. Hsieh, P. C., L. H. Huang, and T. W. Wang (2001b), "Dynamic response of soft poroelastic bed to linear water waves—a boundary layer correction approach", *Int. J. Numer. Anal. Meth. Geomech.*, Vol.25, No.7, pp.651-674.
13. Hsieh, P. C. (2003), "Dynamic response of a soft soil layer to flow and periodical disturbance", *Int. J Num. Anal. Meth. Geomech.*, Vol.27, No.11, pp.927-949.
14. Hsu J. R. C., D. S. Jeng, and C. P. Tsai (1993), "Short-crested wave induced soil response in porous seabed of infinite

- thickness”, *Int. J. Num. Anal. Meth. Geomech.*, Vol.17, pp.553-576.
15. Huang, L. H. and A. T. Chwang (1990), “Trapping and absorption of sound waves. II: A sphere covered with a porous layer”, *Wave Motion*, Vol.12, pp.401-414.
16. Huang, L. H. and C. H. Song (1993), “Dynamic response of poroelastic bed to water waves” *J. Hydraul. Engrg.*, ASCE, Vol.119, pp.1003-1020.
17. Jeng D. S. (1997), “Wave-induced seabed instability in front of a breakwater”, *Ocean. Engrg.*, Vol.24, No.10, pp.887-917.
18. Jeng D. S. (1998a) “Effect of soil behavior on the wave-induced seabed response”, *Geotech.*, London, Vol.48, No.4, pp.555-561, 1998a.
19. Jeng D. S. (1998b), “Wave-induced seabed response in a cross-anisotropic seabed in front of a breakwater: an analytical solution”, *Ocean Engrg.*, Vol.25, No.1, pp.49-67.
20. Jeng D. S. and J. R. C. Hsu (1996), “Wave-induced soil response in a nearly saturated sea-bed of finite thickness”, *Geotech.*, London, Vol.46, No.3, pp.427-440.
21. Mei, C. C. and M. A. Foda (1981), “Wave-induced responses in a fluid filled poroelastic solid with a free surface-a boundary layer theory”, *Geophys.*, J. R. Astr. Soc., Vol.66, pp.597-631.
22. Morse P. M. and H. Feshbach (1978), “Methods of Theoretical Physics”, McGraw-Hill, New York.
23. Prevost J. H. (1985), “Wave propagation in fluid-saturated porous media: an efficient finite element procedure”, *Soil Dyna. Earth. Engrg.*, Vol.4, No.4, pp.183-202.
24. Simon, B. R., O. C. Zienkiewicz, and D. K. Paul (1984), “An analytical solution for the transient response of saturated porous elastic solids”, *Int. J Num. Anal. Meth. Geom.*, Vol. 8, pp. 381-398.
25. Van der Kogel H. (1977), “Wave propagation in saturated porous media”, Thesis in partial fulfillment of the requirement for Ph.d. degree, California Institute of Technology, Pasadena, Calif.
26. Verruijt, A. (1969), “Elastic storage of aquifers. Flow through porous media”, *De DeWiest*, R. J. M. (Ed.), Academic Press.

95年10月15日 收稿

95年11月10日 修改

95年11月17日 接受