

減衰波中における浮体の動揺理論とその適用性に関する研究

中 村 孝 幸*・井 出 善 彦**

1. ま え が き

従来、浮体の波浪動揺に関する研究は、波のエネルギー逸散を無視した完全流体の理論に基づき展開されている。しかしながら、防波施設としての浮体式構造物では、浮体と波の干渉過程で生じる波のエネルギー逸散の影響も重要になる。構造物による逸散現象が重要になる例としては、隅角部を有する構造物が挙げられる。これは、隅角部から流れの剝離が生じ、渦流れが形成されやすいことによる。

本研究では、浮防波堤など防波施設としての浮体式構造物を対象にして、波と構造物の干渉過程で生じる逸散現象をも考慮できる、より実際的な解析法を展開する。具体的には、捨石堤の研究など(例えば Sollitt ら, 1972)で用いられている線形抵抗を有する波動場(減衰波)を想定して、構造物による回折散乱波問題および発散波問題の解析法を明らかにし、動揺問題や波の変形問題に及ぼす流体減衰力の影響を統一的に考慮しようとするものである。

2. 解析モデル

ここで想定した解析モデルを図-1に示す。浮体まわりの波動場を図中に示すように領域Ⅰから領域Ⅲまでの3領域に分割する。水深は各領域で異なってもよい。領域Ⅰおよび領域Ⅲにおいては、入射波と反射波が共存、および透過波のみが存在する領域で非減衰波領域とする。一方、領域Ⅱは浮体まわりのように渦流れ等の流体抵抗による逸散が生じるような減衰波領域を想定する。この流体領域は、渦流れ等の発生によるエネルギー逸散を近似的に考慮するために設けたもので、この減衰波領域での解析は、透過性防波堤による波変形の解析に用いられている Sollitt らの解析と類似している。Sollitt らの解析では、透過性堤体の空隙部と固体部を平均化して均質な透水層に置換した後に、流体抵抗項の等価線形化を介して最終的に流速に比例する抵抗を有し、しかも固体部の流体力学的な慣性効果を付加した仮想的な質量をも

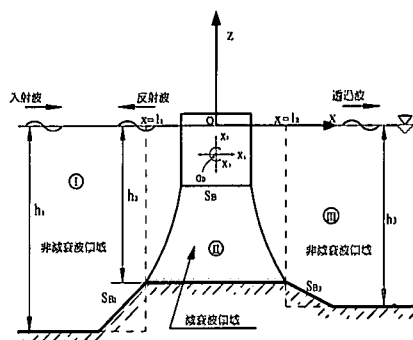


図-1 解析モデル

つ流体の運動方程式が用いられている。ここでは、波のエネルギー逸散に関係する流体抵抗項の表現のみを採り入れた解析を行う。固体部の流体力学的な慣性効果は、構造物の形状を直接的に考慮して波浪境界値問題の解析を行うため必要としない。

このような流体領域での線形化された運動方程式は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) - f_c \omega \vec{v} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\vec{v}$: 流速ベクトル、 p : 圧力、 ρ : 流体密度、 g : 重力加速度、 f_c : 線形抵抗係数、 ω : 角振動数($=2\pi/T$, T : 周期)である。

ここでは、線形波動理論が適用できるものとしており、入射波として x 軸の正方向に進行するものを想定すると、領域Ⅰでのその速度ポテンシャル ϕ_0 は次式のように定義できる。

$$\begin{aligned} \phi_0(x, z; t) &= -\frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh k(h_1 + z)}{\cosh kh_1} e^{i(kx - \omega t)} \\ &= \phi_0(x, z) e^{-i\omega t} \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

ここに、 H : 入射波高、 k : 非減衰波の進行波モードの波数($=2\pi/L$, L : 波長)、 $i = \sqrt{-1}$ 、 h_1 : 領域Ⅰの水深、 ϕ_0 : 入射波ポテンシャルの複素振幅である。

3. 波浪境界値問題とその解法

3.1 基礎方程式

上記のような解析モデルを想定するとき、減衰波領域

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部環境建設工学科

** 正会員 工修 長崎市土木部

においても式(1)のrotationをとると $\text{rot } \vec{v}=0$ が導けて、流体運動が無渦運動であることから速度ポテンシャルが定義でき、その基礎方程式は次式で示す2次元のLaplaceの方程式になる。

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial z^2} = 0 \quad (j=I, II, III) \quad (3)$$

ここに、 Φ_j :各領域での速度ポテンシャルであり、入射波が直接的に存在する領域Iでは、入射波のポテンシャル Φ_0 とこの領域での回折散乱波ポテンシャル Φ_{D1} と浮体の動揺による発散波ポテンシャル Φ_{R1} の線形和 $\Phi_1 = \Phi_0 + \Phi_{D1} + \Phi_{R1}$ で表される。また、その他の領域II, IIIでは、回折散乱波と発散波を考えて、 $\Phi_{(II, III)} = \Phi_{D(II, III)} + \Phi_{R(II, III)}$ で表される。

3.2 浮体表面での運動学的な境界条件

今、浮体は流体領域IIのみにあるとすると、その領域での回折散乱波 Φ_{D1} は、その没水表面 S_B で次式の不透過条件を満足する必要がある。

$$\left. \frac{\partial \Phi_{D1}}{\partial n} \right|_{\text{on } S_B} = 0 \quad (4)$$

ここに、 $\partial/\partial n$:没水表面での外向き法線微分である。

次に浮体が、波の作用により、その重心 (x_c, z_c) を中心にして、図-1に示す各運動モード方向に次式のように単調振動する場合を想定する。

$$X_m(t) = \bar{X}_m e^{-i\omega t} \quad (m=1, 2, 3) \quad (5)$$

ここに、 $X_m, \bar{X}_m$:それぞれ変位およびその複素振幅、下添字 $m=1, 2, 3$ は、それぞれ Sway, Heave, Roll の各運動モードに対応する。なお、Roll 運動(θ)については、長さの次元を持つように浮体の代表長 R_B を用いて $X_3 = R_B \theta$ と再定義してある。

このとき、領域IIでの発散波の速度ポテンシャル Φ_{R11} が満足すべき運動学的な境界条件は次式で示される。

$$\left. \frac{\partial \Phi_{R11}}{\partial \xi} \right|_{\text{on } S_B} = \frac{\partial X_1}{\partial t} \xi_1 + \frac{\partial X_2}{\partial t} \xi_2 + \frac{\partial X_3}{\partial t} \xi_3 \quad (6)$$

ここに、 ξ :浮体没水表面での一般化された単位法線ベクトル $(=[\xi_1, \xi_2, \xi_3])$ で次式で定義される。

$$(\xi_1, \xi_2, \xi_3) = [n_x, n_z, \{n_x(z-z_c) - n_z(x-x_c)\}/R_B] \quad (7)$$

ここに、 (n_x, n_z) :没水表面での単位外向法線ベクトルの成分である。

さらに発散波ポテンシャル Φ_{R11} は線形境界値問題を満足していることから、次式で示すように、それぞれの動揺モードに分けて取り扱うことができる。

$$\Phi_{R11} = \sum_{m=1}^3 (\phi_{Rm})_{11} X_m \quad (8)$$

ここに、 $(\phi_{Rm})_{11} (m=1, 2, 3)$ は各動揺モードで単位調和振動するときの、領域IIでの発散波ポテンシャルである。

3.3 水表面および水底の境界条件

水表面における境界条件は、減衰波領域IIでは線形抵抗力の効果を考慮して次式により表される。

$$\left. \frac{\partial \Phi_{11}}{\partial z} \right|_{z=0} = -(1+if_c) \left(\frac{1}{g} \right) \frac{\partial^2 \Phi_{11}}{\partial t^2} \quad (9)$$

また、非減衰波領域では、この式で単に $f_c=0$ とすることにより与えられる。水底の条件は、各領域に共通で不透過条件で表される。

3.4 接続条件

本解析モデルのように各領域ごとにポテンシャルを設定する、いわゆる領域分割法では、各領域間での圧力と流速の接続条件が必要になる。代表例として、領域IとIIの接続境界 $x=l_1$ における接続条件を示すと次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \text{圧力連続: } \Phi_0 + \Phi_1 &= (1+if_c) \Phi_{11} \\ \text{流速連続: } \frac{\partial(\Phi_0 + \Phi_1)}{\partial n_1} &= -\frac{\partial \Phi_{11}}{\partial n_{11}} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ここに、 $\partial/\partial n_j$ は各領域 j での内向き法線微分を表す。

3.5 作用波力と動的流体力

浮体の動揺変位を求めるには、力学的な境界条件、すなわち浮体に作用する動的な力の釣合方程式が必要になる。浮体の没水面に作用する変動圧力 p は、式(1)の空間的な積分を考慮して得られる次式により算定できる。

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi_{11}}{\partial t} - \rho f_c \omega \Phi_{11} \quad (11)$$

動揺浮体に作用する波浪外力は、圧力 p を作用方向を考慮して表面積分することにより求められ、波浪ポテンシャルを区別した最終的な表現で示すと次のようになる。

$$\begin{aligned} F_a &= i\rho\omega \int_{S_B} (1+if_c) \Phi_{D11} \xi_a dS \\ &+ \sum_{m=1}^3 \rho\omega^2 X_m (1+if_c) \int_{S_B} (\phi_{Rm})_{11} \xi_a dS \end{aligned} \quad (\alpha=1, 2, 3) \quad (12)$$

ここに、下添字 α は運動モード方向を示す。この式の右辺第1項は、静的平衡時の浮体に作用する波力を、第2項は動的流体力を表す。第2項の実数部は付加質量力、虚数部は造波減衰力として知られている。

この式から分かるように、波浪外力には線形抵抗が関与しており、この影響が渦流れ等による抗力を近似的に表すことになる。そして、最終的に浮体の振動方程式は、これら波浪外力を振動外力項に代入することで導ける。

3.6 湧き出し分布法による解法

ここでは、未知ポテンシャルである $\phi_{Dj}, (\phi_{Rm})_j$ の算定には、グリーン関数を核関数とする湧き出し分布を用いた。このとき、領域I, IIIでは、John (1950) による非減衰波に対する2次元波動場のグリーン関数 G_0 が、ま

た領域Ⅱでは中村ら (1996) による減衰波に対するそれ G_0 が適用できる. このような算定式を一般的に示すと, 次のようである.

$$\phi(x, z) = \int_S f(X, Z) G(x, z; X, Z) dS(X, Z) \cdots (13)$$

ここに, $f(X, Z)$: 物体表面および接続境界面 (X, Z) に分布させる湧き出し強さの分布関数, G : グリーン関数, (x, z) : 波浪ポテンシャルを求める流体中の一般点, S : 各領域に含まれる物体表面および接続境界面で構成される境界線領域である.

具体的な算定では, 湧き出し強さ $f(X, Z)$ が未知数であり, これは式 (4), (6) の運動学的な境界条件および式 (10) の接続境界条件を用いて決定できる.

4. 固定浮体に対する検討

4.1 模型堤体および実験方法

固定浮体の模型は, 図-2 に示すもので, 波力計を兼ねた上部固定の片持ち梁により支持されている. また, 浮体前面には越波を防止するための鉛直板が取り付けられている. 作用波の条件は, 周期 T が 1.2 s ~ 2.8 s の 9 種類, 波高 $H = 10, 16$ cm の 2 種類である. また堤体の吃水 d は 25 cm で, 水深 h は 70 cm と固定してある. 実験では透過率 C_T および水平波力 F_x , 鉛直波力 F_z を測定した.

4.2 減衰波領域の設定

上記した減衰波の理論では, 2 つの未確定なパラメータを含む. 一つは, 減衰波領域の広さであり, もう一つは線形抵抗係数である. この減衰波領域の広さは, 用いる線形抵抗係数の絶対値とも相互的に関係しており, 減衰波領域の設定はかなり便宜的なものと考えられる. いずれにしても, 結果論から述べると, 減衰波領域内での

エネルギー逸散が実在流体場でのそれとほぼ対応するように, 減衰波領域の広さや抵抗係数を設定すればよいものと考えられる.

減衰波領域を設定するための目安の一つとして考えられるのは, 元々は流体粘性の効果により発生する渦領域が挙げられる. ここでは, 多少短絡的であるが, 減衰波領域は流れの剝離やその発達した渦流れの影響する領域と仮定してみた.

波動場中で渦領域が観測された例としては, カートン防波堤を対象にした中村 (1990) の研究がある. これによると, 渦領域の規模は, 波高が増大するほど, また長周期の条件になるほど増大することや, 作用波の周期の影響をより強く受けやすいことなどが報告されている. また, 渦領域の水平寸法は, 波長 L との割合で, 概略 5 ~ 6 % に相当することも示されている. 波動場中では, 隅角部付近より掃き出される渦は, 流れの逆転に伴いより遠方に移動する事実を踏まえ, 以下の算定では上記の 2 倍程度の範囲, すなわち水平方向に波長の 1/8 程度を渦流れが影響する領域としてみた.

4.3 実験結果と算定結果の比較

図-3(a), (b) は水面に固定された矩形堤に作用する水平波力 F_x と鉛直波力 F_z の実験結果と算定結果の比較を示す. 横軸には堤体幅・沖波相当波長比の B/L_0 が採っている. 図中には, 実験結果と f_c を各種に変化させたときの算定結果を併せて示す. なお, 実験値としては, 正, 負両ピーク値の平均を採用し, 無次元波力 $F^* = F/(\rho g H B l_b / 2)$ (B : 堤体幅, l_b : 堤体長) で示してある. この図より減衰波中の水平波力 F_x^* は, f_c を増加させると

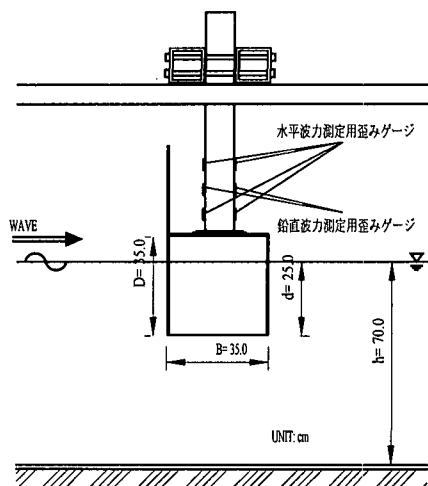
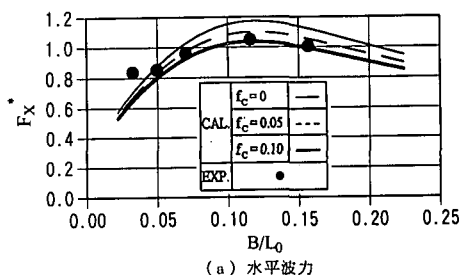
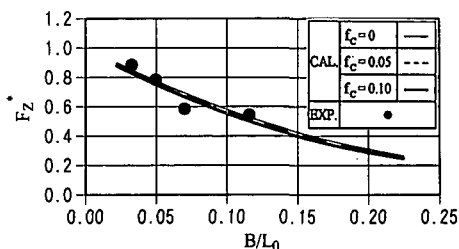


図-2 矩形堤の設置状況



(a) 水平波力



(b) 鉛直波力

図-3 矩形堤に作用する波力 ($H = 16$ cm)

減少して実験結果に近づくことが分かる。また実験値との対応は、最も長周期の条件を除き、 $f_c=0.05$ 程度とすると比較的よい。一方、鉛直波力 F_z は、 f_c を増加させても算定値はほとんど変化せず、鉛直波力に関しては流体減衰力の影響をほとんど受けないことが分かる。

図-4 はこの矩形堤の透過率 C_T の実験結果と算定結果の比較を示す。この図より、透過率 C_T は、 f_c を増加させると短周期側より長周期側での低減度が顕著になる。また、実験結果と算定結果を比較すると $f_c=0.05$ の場合との対応が比較的よい。

次に図-5(a), (b) は、上記した矩形堤の動的流体力係数、すなわち付加質量係数 C_A および造波減衰係数 C_W (基準体積等の算定に浮体幅 B を使用) の f_c による変動の算定例を示す。ここでは、 f_c による変動が顕著に見られた Roll 運動方向の結果のみを示す。これらの図より、造波減衰係数 C_W は付加質量係数 C_A に比較して、 f_c による変動がかなり大きいことが分かる。このような f_c による造波減衰係数 C_W の増大傾向は、従来の浮体動揺の

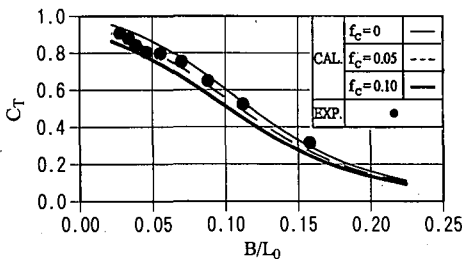
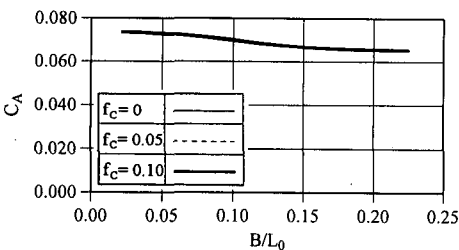
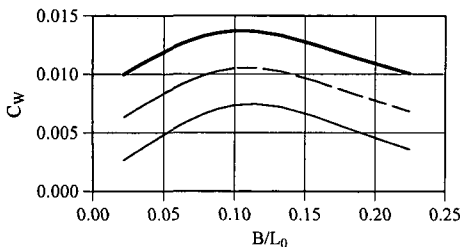


図-4 矩形堤の透過率 ($H=10$ cm)



(a) 付加質量係数



(b) 造波減衰係数

図-5 矩形堤の動的流体力係数

予測において、Roll 運動のみは流体粘性による抗力を付加しなければならないという経験的な事実とも一致している。

5. 動揺浮体に対する検討

5.1 模型浮体および実験方法

模型は、現地のコンクリート製浮防波堤の約 1/26 のものを想定した。模型浮体および波高計の設置状況を図-6 に示す。このときの浮体およびチェーンラインの諸元を表-1 に示す。実験では、計 4 台の波高計により、入射波、反射波および透過波を測定した。また、チェーンラインの張力は、浮体の係留点に設けたリングゲージを用いて測定した。浮体の動揺変位は、水槽側面よりビデオカメラで、浮体側面に設けたマークの移動を撮影して観測した。

模型浮体の設置水深 h は、全実験を通じて 38 cm と一定にした。模型への入射波には、周期 $T=0.6\sim 1.6$ s の 14 種類、波高 H は約 4 cm 程度を用いた。

5.2 実験結果と算定結果の比較

図-7(a), (b), (c) は、 f_c を各種に変化させたときの浮体の動揺変位の算定結果と実験結果の比較を示す。各図は、それぞれ Sway (X_1), Heave (X_2), Roll (X_3) の各変位を入射波振幅で無次元化した量で表す。この図より、 f_c を増加させると、各変位とも低減して実験結果に近づく傾向が見られるが、共振応答を呈す Roll 変位については、未だ十分ではない。これは、流体減衰力が実在

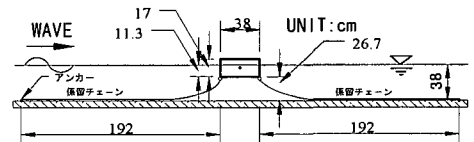
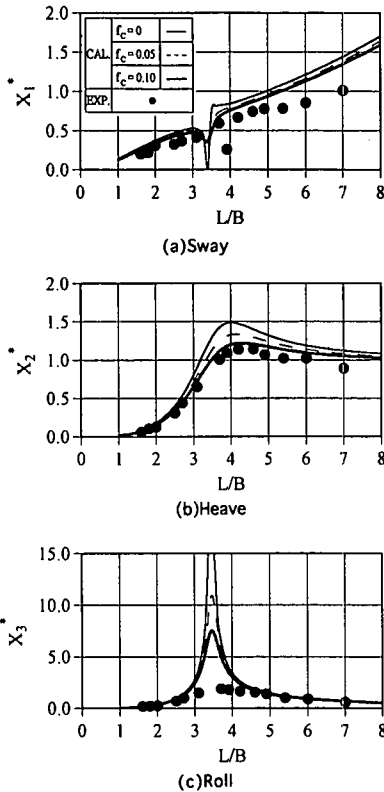


図-6 浮防波堤の実験状況

表-1 浮防波堤の動的諸量と係留ラインの諸量

浮体の長さ l_b	98.6 cm
浮体の幅 B	38.0 cm
浮体の高さ D	17.0 cm
吃水 d	11.3 cm
排水重量 W	41.6 kgf
重心位置 (水面より) z_G	-2.7 cm
重量慣性モーメント 及び慣性半径	I_{yy} 4.27 $\times 10^3$ kgf $\cdot$ cm ²
	r_y 10.1 cm
ラインの水中重量 w	1.2 gf/cm
ラインの全長 S	197.5 cm
水平投影長 l_h	192.0 cm
鉛直投影長 l_v	26.7 cm



図一七 浮防波堤の動揺変位

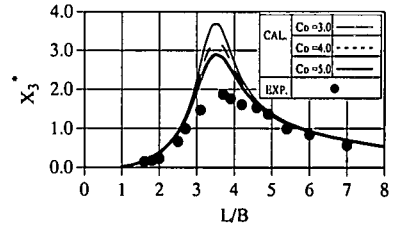
流体中では速度の2乗に比例するなどの非線形性の影響によるものと考えられる。

ここでは、このような流体減衰力の非線形性を考慮する一方法として、Roll運動に伴う非線形抗力によりなされる仕事量と線形抵抗を仮定したときの抗力によりなされるそれとを等価にするような等価線形化手法を採用してみた。このとき、等価線形抵抗係数 f_L は、非線形抗力の抗力係数 C_D と次のような関係がある。

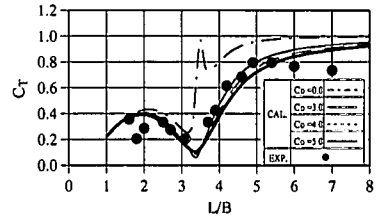
$$f_L = \frac{4}{3\pi} \frac{1}{\omega R_B} C_D |X_3| \dots\dots\dots (14)$$

具体的な算定では、 C_D を固定値として、 f_L がほぼ一定値になるまで、すなわちRoll速度振幅が収束するまで繰り返し計算を行う。図一八は、このような等価仕事の原理を介して求めたRoll変位の結果を示す。この図より、流体減衰力の非線形性を近似的に考慮することで、より実際の共振応答下での変位予測が可能になることがわかる。なお、ここで提示していないSway, Heaveの変位については、一定の線形抵抗係数を用いる方法による結果と大差ないことを付記しておく。

最後に、図一九は、透過率 C_T の比較を示すもので、算定結果ではやはり上記した等価線形化による手法を採用したときの結果である。この図より、透過率は、流体減



図一八 抗力係数によるRoll変位の変化



図一九 浮防波堤による透過率

衰を考慮ることにより、より実際の予測が行えるようになることがわかる。ただし、透過率の算定値は、一定の線形抵抗係数を用いる方法による結果と比較して大差のないことを確認している。

6. 結 語

(1) 本研究で開発した解析法を用いて、渦流れ等による波のエネルギー逸散を近似的に考慮して構造物と波との干渉問題が取り扱える。

(2) 浮体が動揺するときの発散波問題において、減衰波中では非減衰波の場合に比較して、造波減衰係数が著しく増加する。特に、Roll方向における増加度は顕著で、従来の経験的に知られている事実と一致する。

(3) 減衰波理論において抗力の非線形性を近似的に考慮する手法を用いると、浮体のRoll方向の共振応答度は著しく低減し、より実際の予測値を与えることができる。また、このときの透過率についてもより実際の値を推定できる。

参 考 文 献

- 中村孝幸・石丸満久 (1996): ブロック堤体内でのエネルギー逸散機構を考慮した波変形の解析法に関する研究, 海岸論文集, 第43巻, pp. 106-110.
- 中村孝幸 (1990): 波動場中における2次元隅角物体まわりの渦流れの算定法に関する研究, 関西造船協会誌, 第213号, pp. 169-176.
- John, F. (1950): On the motions of floating bodies II, Comm. Pure Appl. Math., Vol. 3, pp. 45-101.
- Sollitt, C. K. and R. H. Cross (1972): Wave transmission through permeable breakwater, Proc. 13th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 1827-1846.