

現地波浪による海底面近くの地盤液状化

京都大学工学部 正 酒井哲郎, 京都大学大学院工学研究科 学 ○ 裏本 賢

1. まえがき 波浪による海底地盤の挙動に関してのこれまでの研究の多くは、正弦波状の海底面波圧を前提としたものであった。しかし、現地の砕波帯での海底面波圧の実測値をみると、その波形は微小振幅波理論による正弦波形とは異なり、山が鋭く谷が平坦な波形を示している。したがって、酒井ら(1989)による正弦波状の波圧を対象とした海底地盤の液状化に支配的な無次元パラメータの効果の議論の結果がそのまま現地波浪に適用できるかどうかはわからない。ここでは、山が鋭く谷が平坦な現地砕波帯の波形を有する海底面波圧の場合の海底地盤内の間隙水圧変動及び鉛直有効応力を、Mei and Foda (1981) の境界領域近似解を用いて計算し、液状化の可能性について正弦波状の波圧の場合との相違の点から考察をおこなう。

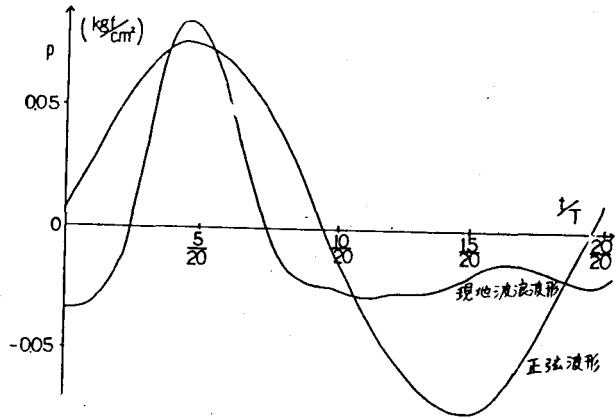


図-1 現地砕波帯波浪による海底面波圧波形 (善ら, 1989) と正弦波形

2. 液状化の可能性 昨年の海洋開発シンポジウムにおける善ら(1989)の論文の図-11に示された、wave no. 7 の間隙水圧計 pwp-1 の時間波形 (周期 14.7s, ピーク値 91.2 gf/cm^2) を、図-1 に現地波浪による海底面波圧として示している。この波圧波形について4倍周波数までのフーリエ級数展開を行った。フーリエ級数展開した各成分に対して、地盤間隙水圧変動に関する Mei and Foda の線形理論 (本概要集の酒井・畑中・間瀬の前刷の式(1)~(5)) を用い、間隙水圧変動を計算した。なお計算を行うに当たって使用した計算条件は、以下の通りである。海水の密度 $\rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$ 、間隙率 $n = 0.33$ 、ポアソン比 $\nu = 0.33$ 、重力加速度 $g = 9.8 \text{ m/sec}^2$ 、水深 $h = 4.0 \text{ m}$ 、透水係数 $k = 2.8 \times 10^{-4} \text{ m/sec}$ 、地盤骨格のせん断弾性係数 $G = 1.0 \times 10^8 \text{ N/m}^2$ 、間隙水の有効体積弾性係数 $\beta = 1.0 \times 10^7 \text{ N/m}^2$ 。

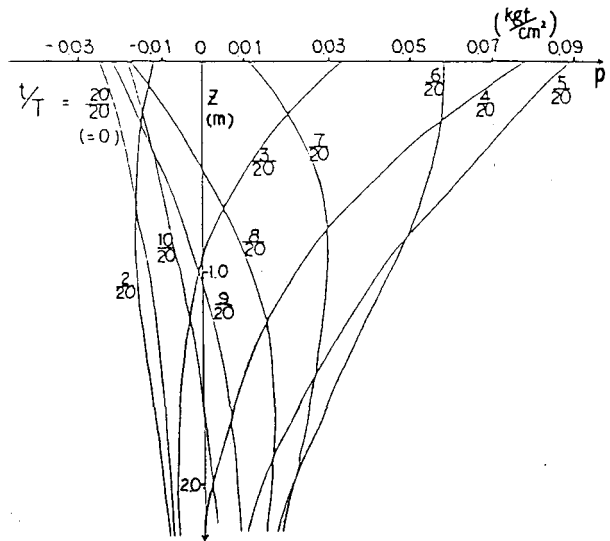


図-2 現地砕波帯波浪による間隙水圧変動鉛直分布の位相変化

図-2 は間隙水圧変動 p の鉛直分布を示したものである。間隙水圧変動は地盤深さ方向に急激に減衰すると共に位相も変化している。周期を T とすると、 $t/T = 20/20 (=0)$ (図-1参照、波の峰の前面) から $5/20$ (波の峰) にかけて海底面の波圧が急激に増加するにつれ、間隙水圧も急激に増加している。 $t/T = 5/20$ でピークに達した後、 $6/20$ から $9/20$ にかけて間隙水圧の減少とともに位相の遅れを伴って負の方向に減少する。 $t/T = 10/20$ から $20/20$ までの平坦な谷の位相では同じ様な値が続く。各位相の中で、鉛直下向き方向に間隙水圧変動の増加の割合が最も大きい位相は、 $t/T = 8/20$ 付近であることがわかる。

ところで、任意の深度における鉛直有効応力 σ_{zz} (圧縮を正とする) は、海底地盤表面に作用する波圧を p_b とし、海底地盤中の間隙水圧変動を p とすると次式で与えられる。ここで、 $\gamma' z$ は静穏時の有効土被り圧である。 γ' は地盤骨格の水中単位体積重量、 z は地盤深度である。

$$\sigma_{zz} = \gamma' z + (p_b - p)$$
 p_b および p は静水圧からの増分を正とする。

海底地盤の液状化は、鉛直有効応力が0または負となる場合に発生すると考えられる。そこで図-1の現地波圧波形について上式を適用して鉛直有効応力を計算した。なお、 $\gamma' / g = 0.913 \times \rho_w$ とした。その結果が図-3の実線である。ここで一点鎖線は静穏時の有効土被り圧 $\gamma' z$ である。前述の考えでいえば、ここでは液状化は起こっていない。なお、 $t/T = 8/20$ の位相で最も鉛直有効応力が小さくなる。これは、図-2において $8/20$ の位相でその鉛直勾配が最も急になっていることに対応する。

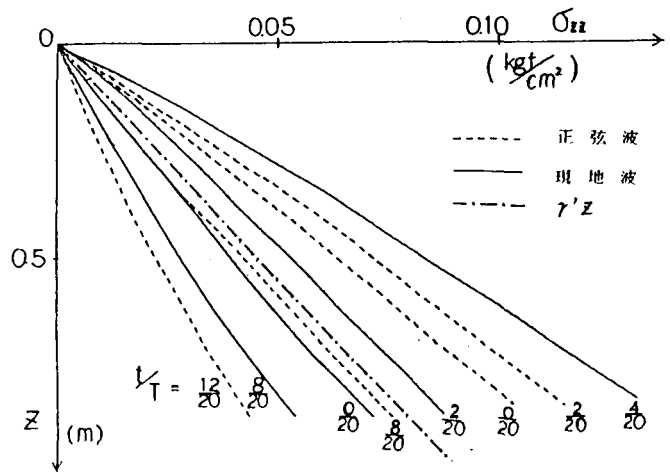


図-3 鉛直有効応力鉛直分布の位相変化

これらの事から、山が鋭く谷が平坦な現地砕波帯の海底面波圧による海底面下の地盤内の間隙水圧変動は、波の山の位相の直後でその下向きの増加割合が最も大きくなり、鉛直有効応力はその位相で最小となることがわかる。

3. 正弦波との比較 現地波浪の波圧波形が最大値をとる位相 $t/T = 4.5/20$ で山の位相となり、その振幅が wave no. 7 の実測波高 (1.9m) を与えて微小振幅波理論から求めた波圧振幅に等しい正弦波状の波圧波形を与える (図-1 参照)。図-1 からわかるように、実測波高を与えて求まる微小振幅波理論による正弦波状の波圧は、その谷の位相で現地波浪の値よりも絶対値がかなり大きくなる。この波圧に関して、同様の計算を行った。図-3の破線はこの場合の鉛直有効応力を示したものである。この場合は、正弦波の谷の位相に近い $t/T = 12/20$ で鉛直有効応力が最小となり、現地波形の場合よりやや小さくなるが、液状化は起こっていない。

このように、実測波高から求めた微小振幅波理論の海底面波圧による間隙水圧変動は、谷の位相付近で波圧の絶対値が現地波浪による場合よりかなり大きいにもかかわらず、鉛直有効応力の減少の程度はあまり変わらないことがわかる。

4. 参考文献 Mei, C.C. and Foda, M.A. (1981), Geophys. J. R. Aster. Soc., Vol. 66, pp. 597-631、酒井ら (1989)、海洋開発論文集, Vol. 5, pp. 79-84、 普ら (1989)、海洋開発論文集, Vol. 5, pp. 85-89。