

福岡大学 正員 吉田 信夫

1. まえがき

セン断にともなう生じるダイレイタンスー現象については、これまで多くの人によりその究明がこころみられてきているが、実験材料の試料の粒子の表面のあらさ、粒子形状、粒子配合、間ゲキ、応力状態などの要因が関係し、これらの影響の割合を論じることにはむずかしい。

既報¹⁾ではセン断試験の試料にガラスビーズをもらいて、粒子形状、粒子のあらさを統一し、変数として粒径、間ゲキ比、応力の大きさをかえて基礎的実験をおこなった。この時、応力～ひずみ曲線で粒子のセン断変位にともなうセン断応力の不規則な変化がみとめられ、垂直応力とセン断変位/粒径との間には直線関係がみとめられることをみだしている。

本文では、このセン断変位にともなう不規則なセン断応力の変動にたいしてスペクトル解析²⁾の適用をこころみ、適用に際しての数値処理上の問題点とその結果について報告するものである。

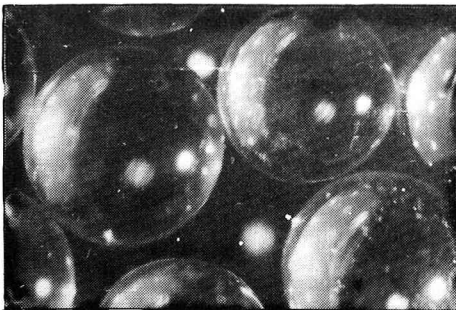
2. 試料と試験機

実験にもらいた試料は東芝製の研磨用ガラスビーズ、GB でこれは土質工学会のセン断—せん試験の時にもらいられたものと同系統のものである。

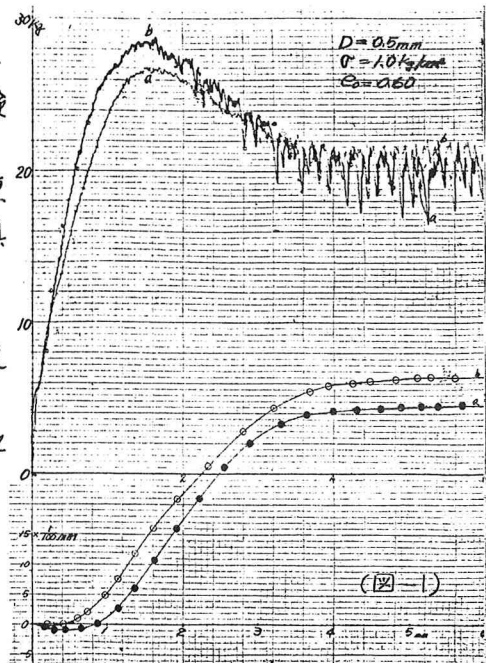
ガラスビーズの比重は2.52で、土粒子の比重よりもややかるい。写真—1に示した顕微鏡写真は粒径2.0mmのもの、倍率20倍のものである。

セン断時の応力は0.5 kg/cm²～2.0 kg/cm²の4段階にかえ間ゲキ比は0.61～0.70の相対密度0, 50, 100%でおこなった。(2.0mmの場合)。

セン断試験機は三笠式セン断試験機をもちい、セン断応力、セン断変位はX—Y記録計で体積膨脹は $\frac{1}{1000}$ mmのダイヤルゲージで測定した。



写真—1 直径2mm 倍率20倍



図—1 応力～ひずみ曲線

セン断試験速度は0.75mm/minである。

図—1に直径0.5mm、垂直応力1.0 kg/cm²初期間ゲキ比0.6のセン断応力～セン断ひずみ曲線をしめす。

なとガラスビーズはそれぞれの試験終了後には

清浄な水で洗浄し低温で乾燥してもらいた。

3 解析法

セン断底力 $\sigma(\varepsilon)$ は任意のセン断ひずみ $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n$ について $\sigma(\varepsilon_1), \sigma(\varepsilon_2), \dots, \sigma(\varepsilon_n)$ はエルゴート性は満足するものとする。このセン断ひずみにたいするセン断底力 $\sigma(\varepsilon_i)$ の系列平均値、系列分散、系列相関係数は (1) 式でもとまる。

$$\left. \begin{aligned} \text{系列平均値 } \bar{\sigma} &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_i & \text{系列分散 } S^2 &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\sigma_i - \bar{\sigma})^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 - \bar{\sigma}^2 \\ \text{系列相関係数 } r_k &= \frac{1}{S_1 S_2} \frac{1}{(N-k) \sum_{i=1}^{N-k} (\sigma_i - \bar{\sigma}_1)(\sigma_{i+k} - \bar{\sigma}_2)} \end{aligned} \right\} \text{--- (1)}$$

$$\sigma_1 = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} \sigma_i, \quad \bar{\sigma}_2 = \frac{1}{N-k} \sum_{i=k+1}^N \sigma_i, \quad S_1^2 = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^k (\sigma_i - \bar{\sigma}_1)^2, \quad S_2^2 = \frac{1}{N-k} \sum_{i=k+1}^N (\sigma_i - \bar{\sigma}_2)^2$$

この自己相関係数を k にたいしてプロットしたコレログラムの型から、セン断底力のセン断ひずみにたいする不規則変動のなかに存在する周期性の検出の有無を判定できる。すなわち正規化した係数が $+1.0$ から -1.0 を周期的にとれば周期性があり、その周期のおおきさも検討できる。一方、この係数の減少が急激で δ -関数であれば周期性はなく、つぎにのべるスペクトル密度も白色雑音的性質をもつことになる。

つぎに、セン断ひずみ ε_i をパラメーターとするセン断底力 $\sigma(\varepsilon_i)$ の系

$$\{\sigma(\varepsilon); \varepsilon = -\infty, \dots, 0, 1, \dots, +\infty\}$$

とかんがえ、この自己相関係数がラグ τ だけに依存する関数であるときに、これを $B(\tau)$ であらわすと $\sigma(\varepsilon_i)$ のスペクトル密度関数 $f(\omega)$ は $F(\omega) = \int_0^\infty f(\omega) d\omega$ から $B(\tau)$ との関係は (2) 式

$$B(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} (\cos 2\pi \omega \tau) 2 f(\omega) d\omega \text{ --- (2)}$$

となり、したがって $f(\omega)$ は

$$f(\omega) = B(0) + 2 \sum_{\tau=1}^{\infty} B(\tau) \cos 2\pi \omega \tau \text{ --- (3)}$$

でもとまる。

ところで、実際に (3) 式でスペクトル密度関数をもとめるには 図-1 の底力へひずみ曲線のよように、一種の傾向変動のまわりに不規則変動をしているので、この傾向変動を除去する必要がある。このために $\sigma(\varepsilon_i)$ のデータ数値をつぎの (4) 式の構造式をもつような m 次の直交多項式 $X(\varepsilon)$ で変換する

$$X(\varepsilon) = \alpha_0 + \alpha_1 \phi_1(\varepsilon) + \alpha_2 \phi_2(\varepsilon) + \dots + \alpha_m \phi_m(\varepsilon) + U \text{ --- (4)}$$

(4) 式における残差 U が自己相関係数、スペクトル密度の入力値とすればよい。

計算結果の詳細については紙面の都合で当日のべろが、この解析法の導入により、粒状体のセン断破壊のマクロ的すべり現象の解明の手法となるものとかんがえる。

参考文献

1) 吉田若岡井上, ダイレクシ-効果の補正法の比較と若干の考察に於て 土木学会西部支部研究発表会, 545年度
の磯部 相関関数およびスペクトル 東京大学出版会 546