

投稿論文(和文ノート)
TECHNICAL
NOTE

平均流のない乱れの時間的減衰

杉原裕司*・松永信博**・小松利光***

平均流の存在しない定常乱流場において、乱れエネルギー供給源が取り除かれた場合、乱流特性量が時間的にどのように減衰していくかが、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いて数値解析的に調べられている。エネルギー供給停止後十分時間が経過すると、乱れは経過時間のべき乗に比例して減衰することが理論的に示されている。これらの解析結果の妥当性を検証するために、振動格子乱流において、機械的擾乱停止後の流速変動を測定し、乱れエネルギーの時間減衰過程を実験的に調べている。 $k-\varepsilon$ 乱流モデルによる理論解は実験結果とよく一致し、解析結果の妥当性が示されている。

Key Words: turbulence, $k-\varepsilon$ turbulence model, numerical simulation

1. はじめに

大気境界層や海洋混合層において観察されるように、流体圏においては様々な強制力によって種々のタイプの乱流場が形成される。しかしながら、この外力は様々なタイムスケールをもって変動しており、乱流場は一般に非定常である。強制力が時間的に変化する場合、乱れの特性がどのように変動するかを実験的あるいは理論的にシミュレートすることは、このような非定常現象を理解する上で極めて重要である。

本研究は、このような問題の最も単純な場合として、平均流がない定常な乱流場、つまり乱れエネルギーの拡散と散逸がつり合った場において、乱れエネルギーの供給源が取り除かれた場合、乱れが時間的にどのように減衰していくかについて数値解析的に調べたものである。乱れエネルギー、エネルギー散逸率、渦動粘性係数、乱れの代表長さスケール等の乱流特性量の減衰過程をシミュレートするために $k-\varepsilon$ 乱流モデルが適用された。また、解析結果の妥当性を検証するために、平均流のない場と見なせる振動格子乱流の格子振動停止後の乱れを計測し、数値解析結果との比較・検討を行った。

2. 数値解析

平均流がなく、乱れの統計量が水平面内において一様等方で、鉛直方向にのみ変化する乱流場を解析対象とする。このような乱れの定常状態は、乱れエネルギー方程式において、拡散と散逸がつり合った単純な場として記述される。この乱れの時間減衰過程を $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いてシミュレートする。この場合、基礎方程式は次

式のように表される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) - \varepsilon \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} \\ \nu_t &= C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3 \\ C_2 &= 1.92, \quad C_\mu = 0.09 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで、 k は乱れエネルギー、 ε はエネルギー散逸率、 ν_t は渦動粘性係数であり、 z は乱れのエネルギー源から鉛直上向きに取られた座標である。

数値計算の初期条件として、式(1)の定常解を考える。今、定常乱流場における k と ε は、 $z=0$ において k_0 、 ε_0 を取り、 $z \rightarrow \infty$ で 0 になるものと仮定しよう。式(1)の定常解は、厳密解として次式のようになる(付録A参照)。

$$\left. \begin{aligned} k &= k_0 [1 + 0.547z/(k_0^3 \varepsilon_0^2)^{1/2}]^{-4.97} \\ \varepsilon &= \varepsilon_0 [1 + 0.547z/(k_0^3 \varepsilon_0^2)^{1/2}]^{-8.46} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

エネルギー供給停止後の減衰過程においては、 $z=0$ における k と ε の鉛直フラックスは 0 になることから、境界条件は以下のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} &= 0, \quad -\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0 \text{ at } z=0 \\ k &= 0, \quad \varepsilon = 0 \text{ at } z \rightarrow \infty \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ここで、 $k=\varepsilon=0$ の時、 $\nu_t=0$ である。

式(1)～(3)で示された基礎式、初期条件および境界条件を次式で定義される無次元諸量を用いて無次元表示しよう。

$$\left. \begin{aligned} \hat{k} &= k/k_0, \quad \hat{\varepsilon} = \varepsilon/\varepsilon_0, \quad \hat{t} = t/(k_0 \varepsilon_0^{-1}) \\ \hat{z} &= z/(k_0^3 \varepsilon_0^2)^{1/2}, \quad \hat{\nu}_t = \nu_t/(k_0^2 \varepsilon_0^{-1}) = C_\mu \hat{k}^2 / \hat{\varepsilon} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

無次元 $k-\varepsilon$ 方程式は、式(1)の諸量に $\hat{\cdot}$ がつくだけである。また、無次元化された初期条件および境界条件

* 正会員 工修 九州大学助手 大学院総合理工学研究科
(〒816 春日市春日公園 6-1)

** 正会員 工博 九州大学助教授 大学院総合理工学研究科
*** 正会員 工博 九州大学教授 工学部建設都市工学科

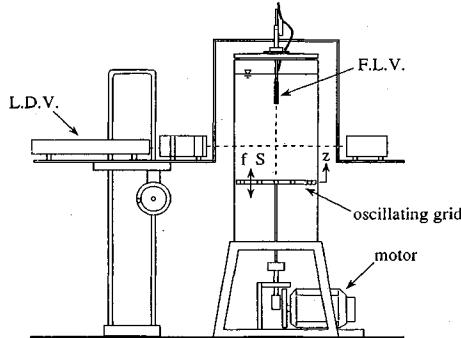


図-1 振動格子乱流実験水槽

は、それぞれ以下のような。

$$\left. \begin{array}{l} \cdot \text{初期条件} \\ \hat{k} = (1 + 0.547\hat{z})^{-4.97}, \hat{\varepsilon} = (1 + 0.547\hat{z})^{-8.46} \\ \cdot \text{境界条件} \\ -\frac{\hat{v}_t}{\sigma_k} \frac{\partial \hat{k}}{\partial \hat{z}} = 0, -\frac{\hat{v}_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \hat{\varepsilon}}{\partial \hat{z}} = 0 \text{ at } \hat{z}=0 \\ \hat{k}=0, \hat{\varepsilon}=0 \text{ at } \hat{z}=\infty \end{array} \right\} \dots (5)$$

$\hat{z}=0$ における \hat{v}_t は一般に 0 ではないので、実際の数値計算での $\hat{z}=0$ の境界条件には $\partial \hat{k} / \partial \hat{z} = 0$, $\partial \hat{\varepsilon} / \partial \hat{z} = 0$ を用いた。

数値計算に際しては、時間微分には前進差分を、空間微分には中央差分を用いて陰的に差分化した。数値計算スキームには、クランクニコルソン法を適用した。無次元時間ステップは 0.01、無次元空間差分間隔は 0.125 で、 $\hat{z} \rightarrow \infty$ における境界条件は、 $\hat{z}=10$ で与えられた。

3. 振動格子乱流実験の装置および方法

振動格子乱流は近似的に、平均流がなく、乱れの統計量が水平面内において一様等方で鉛直方向にのみ分布をもつ乱流場と見なすことができる。本研究では、解析結果の妥当性を検証するために、格子振動停止後の減衰過程にある振動格子乱流の乱れエネルギーが実験的に調べられた。

実験には、図-1 に示すような、1 辺 0.25 m、深さ 0.6 m の正方形断面水槽が用いられた。正方角柱で作製された格子が、水槽底面より 0.2 m の位置に水平に設置されている。その格子を鉛直方向に正弦振動させることによって、乱れを発生させた。格子のメッシュ間隔 M は 5.0 cm、桟の幅 d は 1.0 cm である。格子振動の振動数 f 、振動幅 S は、それぞれ 2.0 Hz と 8.0 cm であった。流速測定は、水槽中央部における $z=6$ cm の一点だけで行った。ここで、 z は格子の振動中心から鉛直向上きにとれられた座標である。作業流体の動粘性係数 ν は、 $0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ であった。

格子の振動開始から、約 10~20 s で、ほぼ定常乱流

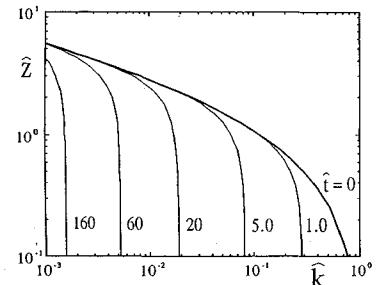
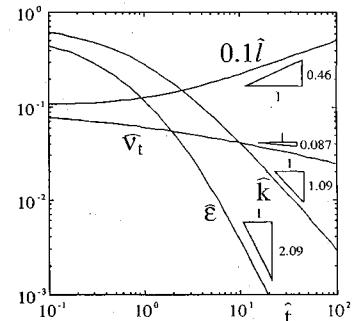


図-2 乱れエネルギーの数値解析結果

図-3 $\hat{z}=0$ における乱流特性量の時間変化

場が形成される。そこで本実験では、振動開始より 30 s 経過後に、格子振動を停止させ、変動流速の水平成分 $u'(t)$ と鉛直成分 $w'(t)$ を、ファイバー・レーザー・ドップラー流速計 (F.L.V.) とレーザー・ドップラー流速計 (L.D.V.) を用いて同時測定した。ここで、 t は振動停止後の経過時間である。格子振動の停止時刻を知るために、停止と同時にパルス信号が記録されるようにした。同一条件の実験の試行回数は 50 回であった。流速計からの出力信号は、サンプリングタイム 1/125 s、データ数 4096 個で AD 変換された。流速データは、若干の二次流成分を含むため、平均値を差し引いた値を用いた。乱れエネルギー $k(t)$ は、乱れが水平面内において等方であると仮定して、次式より算定した。

$$k(t) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{1}{2} (u_n'^2(t) + w_n'^2(t)) \dots (6)$$

ここで、式中の N は試行回数 (50 回) を示す。

4. 結果および考察

図-2 は、それぞれ時間的に減衰している乱れエネルギー \hat{k} の鉛直分布の数値解を示している。この図より、 \hat{k} は空間的に一様化しながら減衰することがわかる。また、減衰の開始は乱れのエネルギー源からの距離が遠い程遅れてくる。このように、乱れの減衰過程は、まず乱れの空間的な勾配を失くすよう拡散が生じ、乱れが一様化してから、流体粘性によって散逸する過程をとる。

図-3 は、 $\hat{z}=0$ における \hat{k} , $\hat{\varepsilon}$, $\hat{\nu}_t$ および乱れの代表

長さスケール $\hat{l} (\equiv \hat{k}^{3/2} \hat{\varepsilon}^{-1})$ の数値解を示したものである。これらの乱流特性量は、 $\hat{t} > 10$ の範囲において、べき乗則に従うことがわかる。これらの乱流特性量のべき指数を、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルに基づいて考察しよう。十分に時間が経過した後には、図-2 で示したように、散逸に比べて拡散の効果が無視できるであろう。そのような場合、 $k-\varepsilon$ 方程式は次のように簡単化される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\hat{k}}{dt} &= -\hat{\varepsilon} \\ \frac{d\hat{\varepsilon}}{dt} &= -C_2 \frac{\hat{\varepsilon}^2}{\hat{k}} \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (7)$$

今、拡散項が散逸項に比べて無視できるオーダーになる時刻を $\hat{t} = \hat{t}_*$ とし、その時刻における乱れエネルギーを \hat{k}_* 、エネルギー散逸率を $\hat{\varepsilon}_*$ とする。従って、式(7)の初期条件は、

$$\hat{k} = \hat{k}_*, \hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}_* \text{ at } \hat{t} = \hat{t}_* \quad \dots \dots \dots \quad (8)$$

となる。式(7)は初期条件式(8)のもとで積分できて、その厳密解は次のようになる(付録B参照)。

$$\left. \begin{aligned} \hat{k} &= \hat{k}_* [1 - (1 - C_2)(\hat{t} - \hat{t}_*) \hat{\varepsilon}_*/\hat{k}_*]^{\frac{1}{1-C_2}} \\ \hat{\varepsilon} &= \hat{\varepsilon}_* [1 - (1 - C_2)(\hat{t} - \hat{t}_*) \hat{\varepsilon}_*/\hat{k}_*]^{\frac{C_2}{1-C_2}} \\ \hat{\nu}_t &= C_\mu \frac{\hat{k}_*^2}{\hat{\varepsilon}_*} [1 - (1 - C_2)(\hat{t} - \hat{t}_*) \hat{\varepsilon}_*/\hat{k}_*]^{\frac{2-C_2}{1-C_2}} \\ \hat{l} &= \frac{\hat{k}_*^{3/2}}{\hat{\varepsilon}_*} [1 - (1 - C_2)(\hat{t} - \hat{t}_*) \hat{\varepsilon}_*/\hat{k}_*]^{\frac{3/2-C_2}{1-C_2}} \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (9)$$

$C_2 = 1.92$ を式(9)へ代入すると、それぞれの特性量についての減衰のべき指数を得ることができる。 \hat{k} , $\hat{\varepsilon}$ は、それぞれ \hat{t} の -1.09 , -2.09 乗に比例して減衰し、 $\hat{\nu}_t$ は -0.087 乗に比例することがわかる。また、 \hat{l} は \hat{t} の 0.46 乗に比例して増加する。これらのべき指数の勾配は、図-3 中に示されている。

著者ら¹⁾は、無次元化に用いたパラメータ k_0 , ε_0 は、振動格子による定常乱流の場合、 $Re (\equiv fS^2/\nu) \geq 6000$ において、次のように経験的に評価されることを示した。

$$\left. \begin{aligned} k_0 &= 0.60f^2 S^2 (S/M)^{\frac{1}{4}} \\ \varepsilon_0 &= 0.45f^3 S^2 (S/M)^1 \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (10)$$

本実験において Re は 12800 であり、 $f = 2.0 \text{ Hz}$, $S = 8.0 \text{ cm}$, $M = 5.0 \text{ cm}$ であることを考慮すると、 $k_0 = 173 \text{ cm}^2/\text{s}^2$, $\varepsilon_0 = 369 \text{ cm}^2/\text{s}^3$ となる。図-4 は、この k_0 , ε_0 の値を用いて測定された乱れエネルギーと経過時間を無次元化したものである。図中の曲線は、無次元測定高さ $z = 0.973$ における \hat{k} の数値解である。数値解と実験データは非常によく一致している。このことは、数値解析の妥当性を示すとともに、著者らが提案した経験式(10)が妥当であることも示唆している。図中に、 $k-\varepsilon$ モデル解式(9)より決まる減衰勾配 -1.09 を示す。数値解と実験データの減衰勾配はよく一致している。この勾配は、

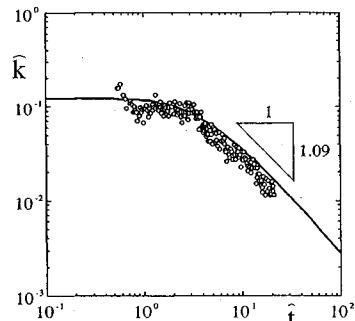


図-4 乱れエネルギーの数値解析結果と実験結果の比較

は、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルのモデル定数 C_2 のみによって決定されている(式(9)参照)。従って、両者の勾配がよく一致しているということは、これまで広く支持されてきたモデル定数 C_2 の値が妥当であることを示唆している。

5. おわりに

平均流のない乱れの時間減衰特性を $k-\varepsilon$ 乱流モデルによる数値解析と振動格子乱流実験により調べた。その結果、エネルギー供給停止後十分時間が経過すると、乱れは経過時間のべき乗に比例して減衰することが分かった。 $k-\varepsilon$ 乱流モデルによる解析結果は、実験結果と良く一致した。また、その比較に基づいて $k-\varepsilon$ 乱流モデルのモデル定数 C_2 の値が妥当であることが示された。本研究は、平均流のないかなり理想化された場を対象としているが、例えば、水表面の碎波による乱れが水中へ拡散することによって形成されているような海洋乱流場の解析へ応用できるものと思われる。

本研究の実験およびデータ整理に際し、九州大学工学部柴田敏彦氏に多大な助力をお願いした。また、九州大学応用力学研究所増田章教授には $k-\varepsilon$ 乱流モデル解析について貴重な助言を頂いた。記して謝意を表す。

付録 A) 定常解の導出

定常状態にある振動格子乱流に対して、 $k-\varepsilon$ 方程式および境界条件は次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{dk}{dz} \right) - \varepsilon &= 0 \\ \frac{d}{dz} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dz} \right) - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} &= 0 \\ k &= k_0, \varepsilon = \varepsilon_0 \text{ at } z=0 \\ k &= 0, \varepsilon = 0 \text{ at } z \rightarrow \infty \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (A.1)$$

境界条件を考慮して、 k と ε の解の形を次のように仮定する。ただし、 $m, n > 0$ 。

$$\left. \begin{aligned} k &= k_0 [1 + C_0 z / (k_0^3 \varepsilon_0^{-2})^{1/2}]^{-m} \\ \varepsilon &= \varepsilon_0 [1 + C_0 z / (k_0^3 \varepsilon_0^{-2})^{1/2}]^{-n} \end{aligned} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (A.2)$$

式 (A·2) を (A·1) へ代入すると、次の 3 つの関係式が恒等的に得られる。

$$\left. \begin{aligned} 3m - 2n + 2 &= 0 \\ 3m^2 - mn + m &= \frac{\sigma_k}{C_u C_0^2} \\ 2mn + n &= \frac{\sigma_\varepsilon C_2}{C_u C_0^2} \end{aligned} \right\} \dots \quad (A·3)$$

式 (1) のモデル定数の値を式 (A·3) へ代入して、連立方程式を解けば。

$$m = 4.97, n = 8.46, C_0 = 0.547 \dots \quad (A·4)$$

が得られる。従って、式 (A·2) と (A·4) より、 k と ε の定常解として式 (2) が得られる。

付録 B) 拡散が無視できる場合の減衰解の導出

式 (7) を解くにあたり、以下のように時間 t を独立変数 \hat{t} に変換する。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\hat{t}}{dt} &= \frac{\hat{\varepsilon}}{\hat{k}} \\ \hat{t} &= 0 \text{ at } t = t_* \end{aligned} \right\} \dots \quad (B·1)$$

変換後は、式 (7) は

$$\left. \begin{aligned} \frac{dk}{d\hat{t}} &= -\hat{k} \\ \frac{d\varepsilon}{d\hat{t}} &= -C_2 \hat{\varepsilon} \end{aligned} \right\} \dots \quad (B·2)$$

となり、初期条件式 (8) は次式のようになる。

$$\hat{k} = \hat{k}_*, \hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}_* \text{ at } \hat{t} = 0 \dots \quad (B·3)$$

式 (B·2) の解は、式 (B·3) の条件のもと

$$\left. \begin{aligned} \hat{k} &= \hat{k}_* e^{-\hat{\varepsilon}} \\ \hat{\varepsilon} &= \hat{\varepsilon}_* e^{-C_2 \hat{t}} \end{aligned} \right\} \dots \quad (B·4)$$

となる。式 (B·4) を式 (B·1) へ代入し、変数分離を行って積分を取ると次式が得られる。

$$\frac{1}{C_2 - 1} e^{(C_2 - 1)\hat{t}} = \left(\frac{\hat{\varepsilon}_*}{\hat{k}_*} \right) \hat{t} + C \dots \quad (B·5)$$

ここで、 C は積分定数であり、式 (8), (B·3) より、

$$C = \frac{1}{C_2 - 1} - \left(\frac{\hat{\varepsilon}_*}{\hat{k}_*} \right) \hat{t}_* \dots \quad (B·6)$$

となる。式 (B·6) を式 (B·5) へ代入し、

$$e^{-\hat{\varepsilon}} = \left\{ 1 - (1 - C_2)(\hat{t} - \hat{t}_*) \left(\frac{\hat{\varepsilon}_*}{\hat{k}_*} \right) \right\}^{\frac{1}{1-C_2}} \dots \quad (B·7)$$

が得られる。式 (B·7) を式 (B·4) へ代入すれば、求めるべき式 (9) の第 1 式、第 2 式が求められる。式 (9) の第 3 式 \hat{v} 、第 4 式 \hat{l} は、 \hat{k} 、 $\hat{\varepsilon}$ を用いて、定義よりそれぞれ求められる。

参考文献

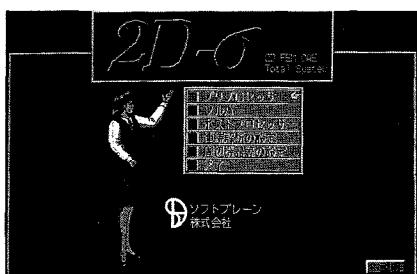
- 1) 松永信博・杉原裕司・小松利光：振動格子によって発生する乱れの特性、ながれ、Vol. 11, pp. 254~265, 1992.
(1994. 3. 3 受付)

A TEMPORAL DECAY OF ZERO-MEAN-FLOW TURBULENCE

Yuji SUGIHARA, Nobuhiro MATSUNAGA and Toshimitsu KOMATSU

How a zero-mean-flow turbulence decays after a turbulence-producing source was removed has been investigated numerically by using the $k-\varepsilon$ turbulence model. It has been also found theoretically that characteristic quantities of the turbulence decay in proportion to powers of the time elapsed from the stoppage of the energy supply. A time series of turbulent energy has been obtained experimentally in a decaying turbulence originally generated by the grid oscillation. The theoretical solution for the decay of turbulent energy agrees well with the experimental results.

パソコン用土木構造解析CAEシステム



■システムマネージャー（動画、音声）

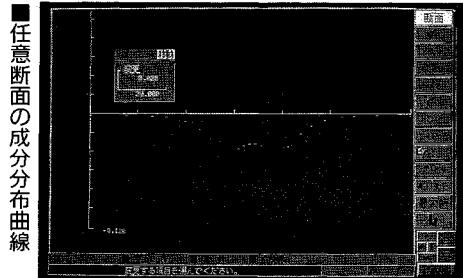
ツーディーシグマ
2D-6
TOTAL SYSTEM

土木業界で大好評

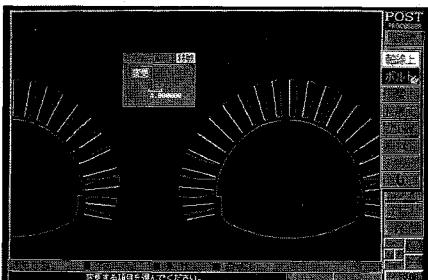
「噂は聞いているが、ここまでできると思わなかった！」
「これなら私も使える！」「もう他のソフトは使えない。」

—よく聞くユーザーの声

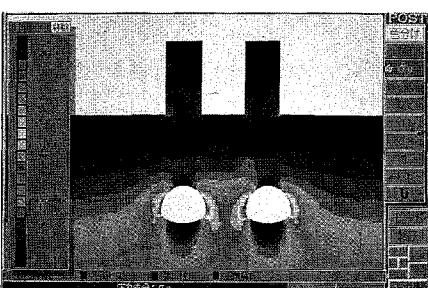
詳細資料提供



■任意断面の成分分布曲線



■ワンタッチでM・Q曲線



■応力／ひずみの分布状態

数日間かった解析がわずか数十分間で！
だれでも、どこでも、低コストで、簡単に。
斬新なコンセプトで設計のあり方が変わる！

高性能CADを内蔵、全ての情報はCAD図面に直感的に指定。（境界・荷重条件、掘削、盛土、支保等）

有限要素的な指定は存在しない。システムはCAD上の情報から全てのデータを自動的に生成する。

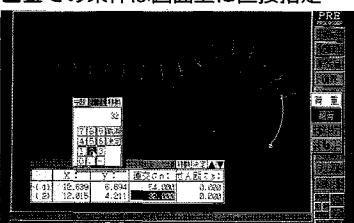
土木解析に必要な機能のほとんどに対応。（非線形、弾塑性、ジョイント、掘削、盛土、支保、熱応力など）

高度なステップ解析機能により、施工中の力学的変化をリアルに再現。（前ステップのデータは自動的に継承されユーザーは図面上で「施工」する感じ）

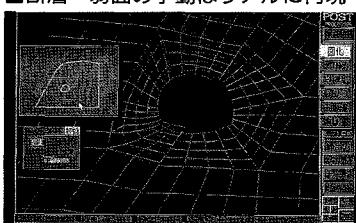
EWS並みの大規模解析能力と高速演算。（3000節点、拡張可、1400節点の演算はCPU486DXで約2分間）

独自のウインドウズシステム、音声サポート、オンラインヘルプ、豊富で高品質な出力など。

■全ての条件は図面上に直接指定



■断層・弱面の挙動はリアルに再現



■高性能CADで図面を素早く入力



開発・販売



ソフトブレーン(株)

お問合せは 03-3592-7659

本社：〒001 札幌市北区北37条西4丁目王陽ビル Tel 011-736-7009 Fax 011-736-7449

販売代理 株式会社CRC総合研究所

パソコン用、準3次元広域地下水変動解析プログラム

未来設計企業



PC/UNISSF★★ Ver.3.0 for Windows

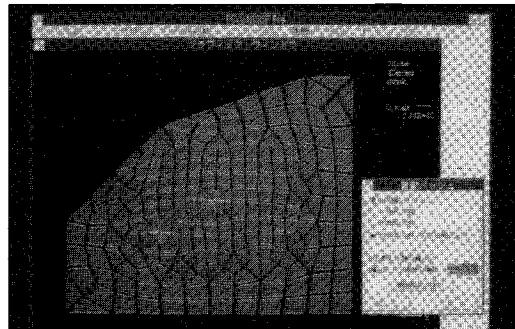
“PC/UNISSF Ver.3.0”は、すでに汎用機やEWSで実績のある準3次元広域地下水変動解析プログラム、UNISSF(V-2)に強力なプリ・ポスト処理プログラムを付加し、Windows版として新登場しました。このプリ・ポストプログラムは、マウスを使ったメニュー形式の導入、画面上での入出力等の機能により、すぐれた操作性をもたらします。

新登場！

プログラムの特徴 (☆印は新機能)

■プリ処理

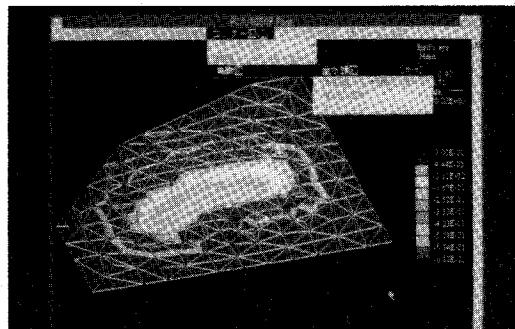
- ☆モデル作成のためのメッシュジェネレート機能
- ★地層データ、初期水位データ等の自動発生機能
- ☆モデル図を参照しながら、境界条件等各種データの入力、修正が可能
- ☆マウス入力とメニュー形式による操作性の向上



【モデル図】

■解析機能

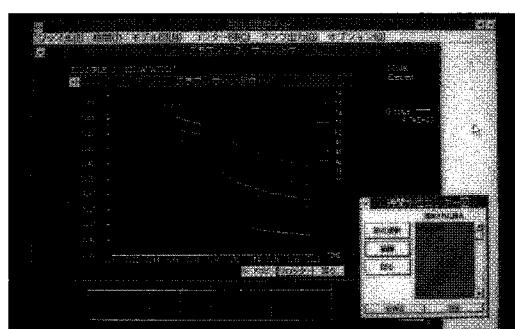
- ☆汎用機、EWS版と同一機能(順解析)、同一データフォーマット
- ☆約3000～10000節点までのモデルが解析可能
- ★降雨・揚水井・浸出面の取り扱いが可能
- ★水位・流量の経時変化
- ★境界条件の変更、材質の変更
- ★掘削機能・簡易漏水機能
- ★初期定常計算・非定常計算・最終定常計算



【全水頭センター】

■ポスト処理

- ☆線画に加えて画面塗りつぶし処理が可能
- ☆水位の時間変化が簡単にグラフ化可能
- ☆マウス入力とメニュー形式による操作性の大幅な向上



【水位変化グラフ】

動作環境

Windows Ver.3.1
CPU : 80386 以上 (推奨 80486DX 33MHz以上)
RAM : 8MB 以上
ハードディスク空容量 : 10MB以上

★★PC/UNISSF Ver.3 for Windows は、地下水変動解析プログラム (V-2) の Windows 版のプログラム名称です。

- ・UNISSFは情報処理振興事業会の委託を受けて当社で開発したプログラムです。
- ・Windowsは米国マイクロソフト社の商標です。

問い合わせ先
株式会社CRC総合研究所

西日本事業部 科学システム営業部
〒541 大阪市中央区久太郎町4-1-3
TEL.06-241-4730 (担当／松本)

通商産業省 特別認可法人

情報処理振興事業協会 (IPA)

〒105 東京都港区芝公園3丁目1番38
TEL.03-3437-2301

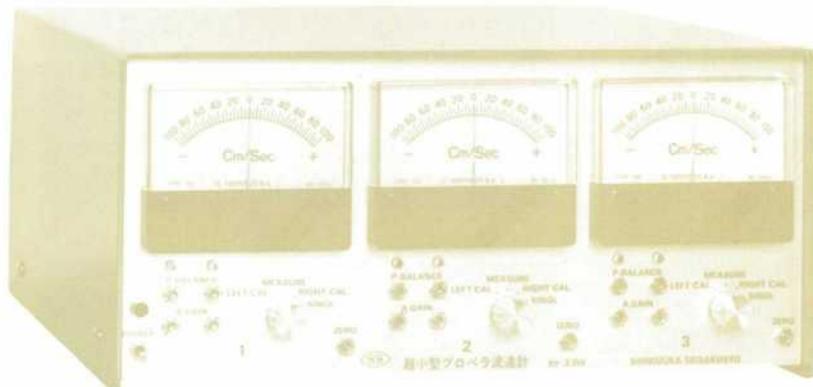
昭和三十七年五月二十六日 第二種郵便物登録
 平成六年十一月十五日印 初版
 土木学会論文集(毎回)回二千円・二千一百円行
 土木学会論文集(毎回)回二千円・二千一百円行

直径3ミリ

水理実験用に理想的

超小型プロペラ流速計

3チャンネル SV-33W型



米粒とプロペラ

- プロペラ検出器軸長

30~50cm, 軸の曲ったものも製作致します。

特徴

- 赤外線の回転検出で水温や水質に影響されません。
- 往復流の正逆判別は高感度で確実です。
- 正逆判別のないシングルのプロペラも使用出来ます。
- 独自の橿円軸に依り流れを乱すことが非常に小さくて済みます。
- プロペラが小さいので流速100cm/secで800~900パルスと高い分解能です。

水理実験用測定器専門



篠塚製作所

〒196 東京都昭島市玉川町2-8-21 電話 0425-44-1731

定価 一五〇〇円(本体価格一四五六円)