

振動格子乱流の諸特性について

九州大学工学部○学生員 高畑 研 正 員 松永 信博
九州大学工学部 正 員 小松 利光 学生員 杉原 裕司

1. 緒言

静止流体中で格子を鉛直方向に振動させた時、乱れの諸量は水平面において一様で鉛直方向にのみ変化する、平均流の存在しない乱流場が形成される。このような乱流場は、乱れのエネルギー方程式において拡散項と散逸項とが釣り合った場として記述され、興味ある乱流の一つでもある。

本研究の目的は、 $k-\epsilon$ 乱流モデルを用いることにより得られた振動乱流場における乱れエネルギー、乱れエネルギー・フラックス、乱れエネルギーの散逸率の分布結果と、広範囲の実験条件のもとで行った振動格子乱流の測定結果との比較を行うことである。さらに、数値解析において境界条件として与えた乱れエネルギーと散逸率の値を実験結果に基づいて算定し、それらを水理条件と関係づけることによって、任意の条件で作られた振動格子乱流の諸量を予測することである。

2. 実験方法

角柱正方格子（棧の幅 $d=1.0\text{cm}$ 、格子のメッシュ間隔 $M=5.0\text{cm}$ ）を上下に振動させることにより乱れを発生させ、2方向V型ホットフィルム流速計で流速変動の水平・鉛直成分の測定を行った。実験装置や実験方法の詳細については参考文献¹⁾を参照されたい。表-1に、今回行った実験に関する水理条件（格子の振動数 f_0 Hz、振動幅 S_0 cm、流体の動粘性係数 ν cm^2/s ）を Re 数（ $=f_0 S_0^2/\nu$ ）の小さい順に示している。

水平方向の乱れ諸量は水平面内において一様で方向性を持たないことを考慮して、乱れエネルギー k および鉛直方向の乱れエネルギー・フラックスをそれぞれ次式から算定した。

$$\text{turbulent energy } k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{w'^2})$$

$$\text{energy flux} = \frac{1}{2} \{ (\overline{u'^2} + \overline{w'^2}) \overline{w'} \}$$

3. 解析結果と実験結果との比較

図-1, 2は振動格子実験において得られた乱れエネルギーと乱れエネルギー・フラックスを無次元化してプロットし、それらを解析結果と比較したものである。測定結果を無次元化するために格子振動の中心における乱れエネルギー k_0 と散逸率 ϵ_0 の値は、乱れエネルギーと乱れエネルギー・フラックスの測定結果を解析結果に適合させることによって算定された。図-1より広範囲の Re 数に対して乱れエネルギーの計算結果は実験結果の分布形とよく一致していることがわかる。乱れエネルギー・フラックスについてもまた、乱れエネルギー程ではないがかなりの一致が認められる。ところで、流速変動の波数スペクトルから散逸率を直接評価する方法が小松ら²⁾により報告されているが、これを用いて散逸率の分布を求め ϵ_0 で無次元化してプロットしたのが図-3である。散逸率に関しても、測定結果と計算結果の分布形はよく一致していることがわかる。このように、これまで行ってきた計算結果と実験結果との比較から振動格子乱流の定性的特性は、 $k-\epsilon$ 乱流モデルでかなりよく説明できることが明らかとなった。

振動格子乱流の乱れの諸量を定量的に予測するためには、振動の中心における k_0 と ϵ_0 の値を水理条件と関係づける必要がある。 k_0 と ϵ_0 は f_0 , S_0 , ν , d , M で規定されるものとすれば、次元解析より

表-1 実験条件

Run No	F_0	S_0	ν	S_0/M	Re
1	2.0	4.0	0.1590	0.8	201
2	2.0	4.0	0.1040	0.8	308
3	4.0	4.0	0.1510	0.8	424
4	6.0	4.0	0.1650	0.8	582
5	2.0	4.0	0.0728	0.8	440
6	4.0	4.0	0.1010	0.8	634
7	2.0	8.0	0.1720	1.6	744
8	6.0	4.0	0.1050	0.8	914
9	4.0	4.0	0.0697	0.8	918
10	2.0	8.0	0.1010	1.6	1270
11	6.0	4.0	0.0682	0.8	1410
12	2.0	8.0	0.0752	1.6	1700
13	2.0	4.0	0.0124	0.8	2580
14	2.0	4.0	0.0100	0.8	3200
15	2.0	4.0	0.0100	0.8	3200
16	3.0	4.0	0.0118	0.8	4070
17	4.0	4.0	0.0100	0.8	6400
18	4.0	4.0	0.0100	0.8	6400
19	5.0	4.0	0.0120	0.8	6670
20	6.0	4.0	0.0118	0.8	8140
21	6.0	4.0	0.0100	0.8	9600
22	2.0	8.0	0.0121	1.6	10600
23	2.0	8.0	0.0100	1.6	12800

$$\frac{k_g}{f_g^2 S_g^2} = f \left(\frac{f_g S_g^2}{\nu}, \frac{S_g}{M}, \frac{d}{M} \right)$$

$$\frac{\epsilon_g}{f_g^3 S_g^2} = g \left(\frac{f_g S_g^2}{\nu}, \frac{S_g}{M}, \frac{d}{M} \right)$$

の関係が成り立つ。さらに、今回の実験がすべて $d/M=0.2$ において行われたことを考慮すれば、 $k_g/(f_g^2 S_g^2)$ および $\epsilon_g/(f_g^3 S_g^2)$ は無次元量 Re 数 ($= f_g S_g^2/\nu$) と S_g/M のみに依存することになる。図-4, 5は、それぞれ $k_g/(f_g^2 S_g^2)$ と $\epsilon_g/(f_g^3 S_g^2)$ を S_g/M をパラメータとして Re 数に対してプロットしたものである。これらの図より、無次元乱れエネルギーと散逸率はどちらも S_g/M に独立であるように思われる。 $k_g/(f_g^2 S_g^2)$ は $Re \lesssim 5 \times 10^3$ において Re 数の $1/2$ 乗に比例して増加し、十分大きい Re 数のところで一定値 0.54 をとる。一方、 $\epsilon_g/(f_g^3 S_g^2)$ は $Re \lesssim 5 \times 10^3$ において Re 数の 1 乗に比例するが、十分大きい Re 数において、 $k_g/(f_g^2 S_g^2)$ と同様、一定値 0.41 をとる。従って、 $Re \gtrsim 5 \times 10^3$ において k_g と ϵ_g は振動条件 f_g と S_g のみに依存し、流体の粘性に対して独立となる。すなわち、振動格子乱流の乱れの諸量は f_g , S_g のみで記述できることを意味する。

4. 参考文献

- 1) 小松, 松永, 仲敷; $k-\epsilon$ 乱流モデルの問題点とその改良, 第30回水理講演会, 1986.
- 2) 小松, 松本, 柴田; 平衡波数領域における乱れエネルギーのスペクトル特性, 土木学会論文集, 第405号, 1989.

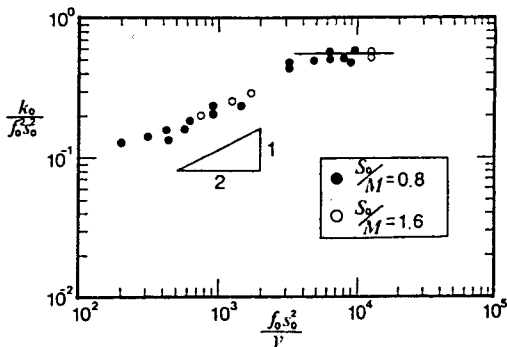


図-4 k_g の定量的評価

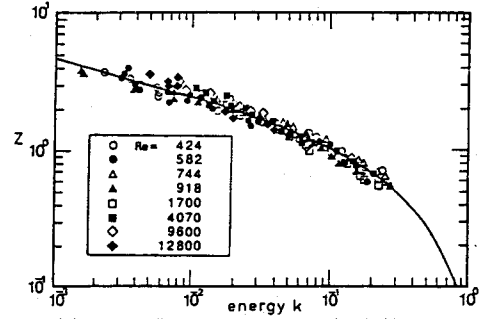


図-1 乱れエネルギーの測定結果と計算結果との比較

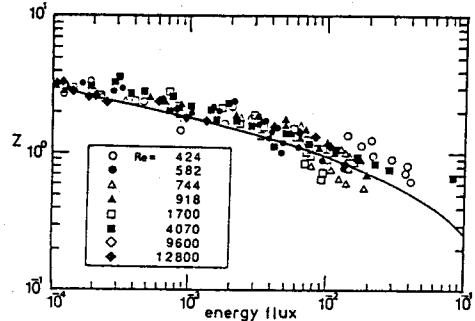


図-2 乱れエネルギー・フラックスの測定結果と計算結果との比較

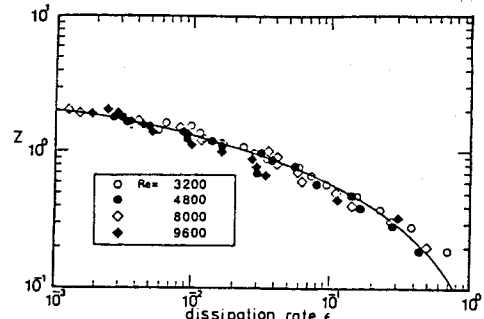


図-3 散逸率の測定結果と計算結果との比較

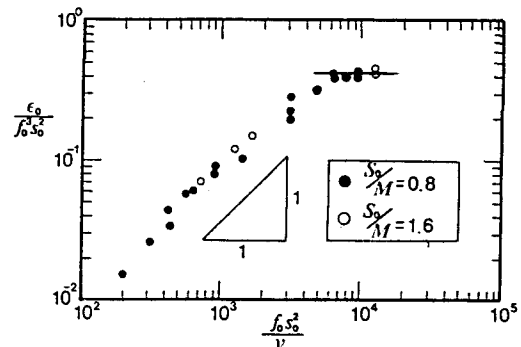


図-5 ϵ_g の定量的評価