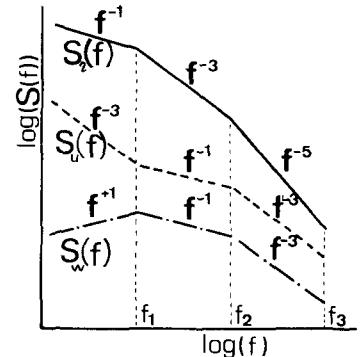


名古屋大学 正会員 岩田好一郎

名古屋大学 学生員 〇 小山裕文

1. はじめに 近年、流速計の開発に伴い、直接、砕波帯内の流速場を計測することが可能になってきたが、不規則波の水粒子速度のパワー・スペクトル形状についてこの議論は少ないと思われる。そこで本論では、まず、水位変動のパワー・スペクトルの平衡勾配のモデルから線型理論により、求めらる水粒子速度のパワー・スペクトルの平衡勾配を示す。ついで、著者らの作製したテンション・スレッド流速計⁽¹⁾を用いて室内実験を行ない、誘導されたモデルの妥当性を検討する。

2. 水粒子速度のパワー・スペクトルの平衡勾配 浅海域における不規則波の水位変動のパワー・スペクトル $(S_z(f))$ の平衡勾配モデルとして、樺木・岩田⁽²⁾の次元解析によるモデルを用いる。(図-1参照)ただし、 f_1, f_2, f_3 は周波数により分けらる極浅海域、浅海域、深海域、表面張力波の領域を区分する境界周波数である。ここで、水位変動と水粒子速度の線型性を仮定し、Thornton⁽³⁾と同様、微小振幅波理論の伝達関数を用いて、波の進行方向水粒子速度 u と鉛直上向き方向水粒子速度 w のパワー・スペクトル $S_u(f), S_w(f)$ の平衡勾配を次元解析により求めると、以下の通りとなる。(図-1参照)

図-1. $S(f)$ の平衡勾配モデル

$$i) \text{極浅海域}(f < f_1); S_u(f) = |g/2\pi R|^{-2} S_z(f) \propto f^{-3}, S_w(f) = |-2\pi f|^{-2} S_z(f) \propto f^{-1} \quad (1)$$

$$ii) \text{浅海域}(f_1 < f < f_2); S_u(f) = |h f \cosh(R/fz) / \sinh(R/fz)|^{-2} S_z(f) \propto f^{-1}, S_w(f) = |-2\pi f \sinh(R/fz) / \sinh(R/fz)|^{-2} S_z(f) \propto f^{-1} \quad (2)$$

$$iii) \text{深海域}(f_2 < f < f_3); S_u(f) = |2\pi f e^{R/fz}|^{-2} S_z(f) \propto f^{-3}, S_w(f) = |-2\pi f e^{R/fz}|^{-2} S_z(f) \propto f^{-3} \quad (3)$$

[ただし、 g ; 重力加速度、 R ; 静水深、 z ; 水深(静水深より鉛直上向き正)、 f ; 周波数、 R ; 波数、 $f_1 = \sqrt{g/625R}$, $f_2 = \sqrt{g/4\pi R}$, $f_3 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{P/g}$, P ; 表面張力、 ρ ; 流体密度である。]

3. 水理実験 実験は、図-2に示す名古屋大学土木工学科の二次元水槽(25m×0.7m×0.95m)で行なわれた。一端にフラップ型造波装置があり、造波板の背後は水のないdryな状態になっている。他端には、1/15の木製斜面を設置し、図中・印で示す流速測定地点を設け、電気容量式水位計による水位 η とテンション・スレッド流速計による水粒子速度 u, w を同時に計測し、磁気テープに収録した。スペクトルの算定は、データを0.03秒で離散化して、データ数1800、最大ラグ数75、自由度48のB-T法で求めた。なお、発生波は一種類とし、その統計特性は、有義波高 $H_{1/3} = 11.34$ cm, 有義周期 $T_{1/3} = 1.08$ 秒, スペクトルの特性としては、0次モーメント $m_0 = 8.32$, スペクトル尖鋭度 $Q_p = 1.74$ である。

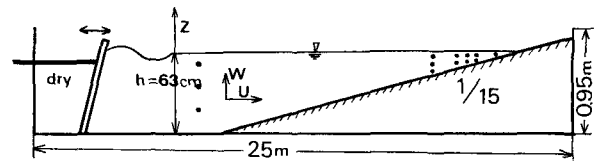


図-2. 実験装置概略

4. 結果とその考察 代表的な $S_z(f), S_u(f), S_w(f)$ の例、及びその地点での定常流 V の大きさを図3~6に示す。発生直後の波(図-3)は、深海域としての特性が充分認めらる $S_z(f), S_u(f), S_w(f)$ の平

平衡勾配は、各モデルと一致した。波が浅海に進行すると、誘導されたモデルと実測値の間に差異が生じてくる。つまり、図-4に示すように、 $S_2(f)$ の全域、 $S_u(f)$ と $S_w(f)$ の $f \geq f_0$ の領域では、実測されたスペクトル勾配は、誘導されたスペクトル勾配を示すものの、 $S_u(f)$ と $S_w(f)$ の $f_1 \leq f \leq f_0$ の周波数域では誘導された“-1乗則”より、むしろ“-3乗則”に近い値を示した。これは、この周波数帯が、基本周波数の波動成分を多く含む非線型性の強い領域であるため、線型理論による伝達関数では表現しえない事を示していると考えられる。この $S_u(f)$ 、 $S_w(f)$ の $f_1 \leq f \leq f_0$ における“ f^{-3} ”の勾配は、砕波帯内の数多くの測定点で認められた。ただし、底面付近の $S_u(f)$ では、図-5に示すように、“ f^{-3} ”より急な勾配も見られた。この図-5,6に示す水深変化に伴う $S_u(f)$ の形状の変化は、堀川⁴⁾による現地観測でも同様の結果が報告されており、線型理論では説明できない水深による流速場の変化を示唆していると言えよう。

また、樺木・岩田²⁾は、定常流の影響を受ける汀線近傍の $S_2(f)$ が“ f^{-2} ”と“ f^{-4} ”の勾配に比例するモデルを示したが、今回の計測でも、図-6に示す定常流成分の大きい地点の $S_2(f)$ は、“ f^{-2} ”、“ f^{-4} ”の勾配を示した。ここで、同地点での $S_u(f)$ 、 $S_w(f)$ の勾配について見ると、線型モデルの“ f^{-1} ”、“ f^{-3} ”の勾配を示さないのは当然としても、 $S_2(f)$ の計測結果“ f^{-2} ”、“ f^{-4} ”から線型理論によって類推される勾配“ f^{-1} ”、“ f^{-3} ”とも異なり、定常流成分の卓越する地点では、水位変動と水粒子速度の線型性についても疑問が持たれることがわかった。

5. 結論 本報では、線型伝達関数を用いて水粒子速度のパワー・スペクトルの平衡勾配を求め、水理実験結果と比較した。その結果、誘導されたモデルと計測結果の対応性は、浅水域に波が進入するにつれて、極めて悪くなることが認められた。この理由としては、定常流の影響、波の非線型性の影響、水深による流速場の変化等が考えられるが、データ数の不足により、原因の明確化、線型伝達関数で求まる平衡勾配のモデルの適用範囲などの定量的評価には至らなかった。水位変動と水粒子速度の線型性は、流速予測法の前提となっており、より詳細な実験と研究が望まれる。この点について、著者らは今後検討を加えていく所存である。

〔参考文献〕 1) 中川・岩田・小山, 昭和55年度中部支新年講。 2) 樺木・岩田, 第26回海議

3) Thornton, J. of physical oceanography, 1977. 4) 堀川・堀田・水口・磯部, 第26回海議

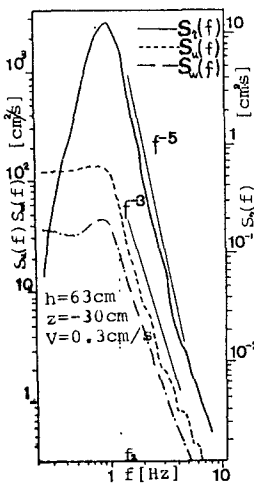


図-3. 深海での $S_2(f)$, $S_u(f)$, $S_w(f)$

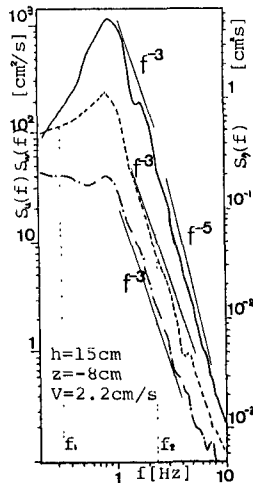


図-4. 浅海での $S_2(f)$, $S_u(f)$, $S_w(f)$ (1)

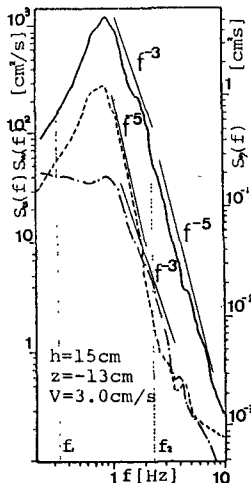


図-5. 浅海での $S_2(f)$, $S_u(f)$, $S_w(f)$ (2)

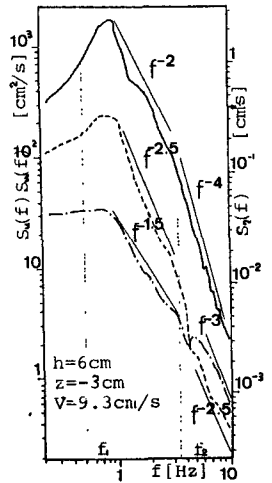


図-6. 浅海での $S_2(f)$, $S_u(f)$, $S_w(f)$ (3)