

大阪大学大学院 学生員 村越 一也
 大阪大学工学部 正員 室田 明
 大阪大学工学部 正員 福原 輝幸

1. 結論： 著者らは潤辺に植物を有する開水路流れの水理学的性質や植物の乱流制御機能を明らかにすべく一連の実験を進めており、これまでに次のような結果を得た。(i) 水生植物群落上の流速分布は対数則が成り立ち、滑面では5.5となる加定数は密生度の増大とともに減少する。(ii) すべり速度($y=k$ での平均流速, k :平均たなびき高さ)は摩擦速度 u_k と k を用いた粗度レイノルズ数で規定される。(iii) エネルギー勾配法による u_k を用いて乱れ強度やレイノルズ応力を無次元化すると、両者とも滑面における値よりも小さくなる。(iv) 構造係数 S_e ($\equiv -uv/\frac{q^2}{2}$; $\frac{q^2}{2}$ は乱れエネルギー)は相対的に揺動が活発な状態で増大しており、揺動はactiveな乱れを助長する。本研究では上述の結果のうち(iii)の結果の要因を明らかにすべく、水生植物および水流の両エネルギー系を含めて平均流場、乱流場のエネルギーの釣合いについて検討を行なう。なお、実験方法・実験諸元の概要については参考文献[1]を参照されたい。

2. 平均流場のエネルギー収支： 等流・定常状態における流下(x)方向の運動方程式は次のようになる。

$$gSe - \phi + \frac{d}{dy}(-uv + \nu \frac{du}{dy}) = 0 \quad (1)$$

ここで、 ϕ は流体と植物の間の摩擦抵抗および揺動と周囲流体との相互作用の両者の影響を流体の内部応力に置き換えた付加応力と解釈する。日野²⁾の乱れ強度分布($U_{rms}/gSeh \sim y/h$)の結果も参考にすれば、 ϕ の効果は必ずしも揺動の範囲内のみならず、その外側の領域まで及んでおり、興味深い特性といえる。

平均流エネルギー方程式は(1)式に U を乗じることで得られるが、 ϕ に U を乗じた表現では物理的意味がはっきりしないために(おそらくは水生植物の揺動あるいは内部エネルギーなどに相当するかもしれないが)、改めて Φ と表わすことにし、残りの項を変形すると次式が得られる。

$$gSeU + uv \frac{dU}{dy} - \Phi - \nu (\frac{dU}{dy})^2 + \frac{d}{dy}(-uv \cdot U) + \frac{\nu}{2} \frac{d^2 U^2}{dy^2} = 0 \quad (2)$$

従って滑面のエネルギー収支式と比較すると、第3項(水生植物と流水の間の摩擦および揺動による相互作用に起因するエネルギー損失項)が余分に加わることになる。

(2)式を水路床から水面までにわたって積分すると(3)式になる。

$$\int_0^h (P + E + \Phi) dy = gSeU_m h \quad (3)$$

ここに、 U_m : 断面平均流速, $P \equiv -uv dU/dy$: 乱れエネルギーの生成率, $E \equiv \nu (dU/dy)^2$: 直接遠散率

(3)式より平均流エネルギーの一部は直接遠散および流水と植物との間の相互作用により損失し、その残りが乱れエネルギーの発生に費やされることが理解できる。

3. 乱流場のエネルギー収支： 乱れエネルギー収支に関する理論展開では植物と流水の間の相互作用による両者間でのエネルギーの授受が複雑で不明であるために、一般的な乱流場における乱れエネルギーの収支式によりブラックボックス的な上述のエネルギー伝達機構について検討を試みる。

$$-uv \frac{dU}{dy} = \varepsilon + \frac{d}{dy} \left\{ \frac{q^2 V}{2} + \frac{PV}{P} - \nu \frac{d}{dy} \left(\frac{q^2}{2} \right) \right\} \quad (4), \quad (4)式を \quad P = \varepsilon + D \quad (5)$$

と改め、測定可能な P と乱流遠散率 ε ($\equiv \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}$)から残りの D の項を求め、滑面の結果と比較することにする。 $(D = \frac{d}{dy} \{ \frac{q^2 V}{2} + \frac{PV}{P} - \nu \frac{d}{dy} (\frac{q^2}{2}) \}, q^2 = u^2 + v^2)$

4. 実験結果およびその考察： 図-1は平均流エネルギー収支を示したものであり、(a)は低水深・低流速、(b)は低水深・高流速、(c)は高水深・高流速の状態にそれぞれ対応する。比較のために滑面でのエネルギー収支の結果を(d)に示すが、(2)式のうちの Φ を除いた残りの項でエネルギーの損失・利得は釣合っている。ところが、水生植物を有する流れにおいては Φ を導入しない限りエネルギー収支は釣合わない。しかも揺動が微弱か

つ緩慢な(a)(case D)の重は揺動が活発な(b),(c)(case E,F)の重に比べて相対的に大きくなっており、 $P \equiv -u w \frac{du}{dy}$ よりも若干大きい。このことより、平均流から乱れエネルギーへの移行率は揺動の微弱な状態よりも活発な状態の方で増加することがわかる。図-2は乱れエネルギー収支を示したものである。(g)の滑面での分布と同様に、断面内にわたり $P^+ \equiv Ph/u_*^3 \approx E^+ \equiv Eh/u_*^3$ が成立する。さらに同図を詳細にみれば、植物群落に近い領域では過剰生成、水面付近では過剰消散のようである。乱れエネルギーの拡散率 $D_r = \frac{g^2 V}{2}$ を図-3に示すが、滑面の場合と差異はなくて dD_r/dy の符号と D の負から正への変化の対応は大体満たされており、植物群落付近で過剰生成された乱れエネルギーは乱れ拡散によってエネルギーの釣合いを満たすものと推察される。また、(e)の

case D と (f) の case E を比較すれば揺動が活発な後者の方で P^+, E^+ はともに増大している。しかしながら滑面の値に比べれば P^+, E^+ は当然ながら小さい。

5. 結論

以上の結果に基づけば、平均流エネルギーの一部は水生植物の揺動あるいは内部エネルギーに移行していると判断される。それゆえ、 U_{rms}/q_{Seh} 、 $-u w/q_{Seh}$ は滑面での値に比べて小さくなる。また揺動状態の違いによる揺動エネルギーへの移行率の違いは、揺動に伴う新たな乱れの発生率の異なるためと推察される。すなわち、揺動が微弱な場合に比べて、活発になるに従い揺動に伴う新たな乱れの発生率は高くなると考えられる。

最後に、植物と流体の両エネルギー系を含めたエネルギー伝達機構を図-4に示す。しかしながら今回の実験からは図中の破線で示されるような植物と流体との間のエネルギーの授受機構の詳細までは判然としなかった。

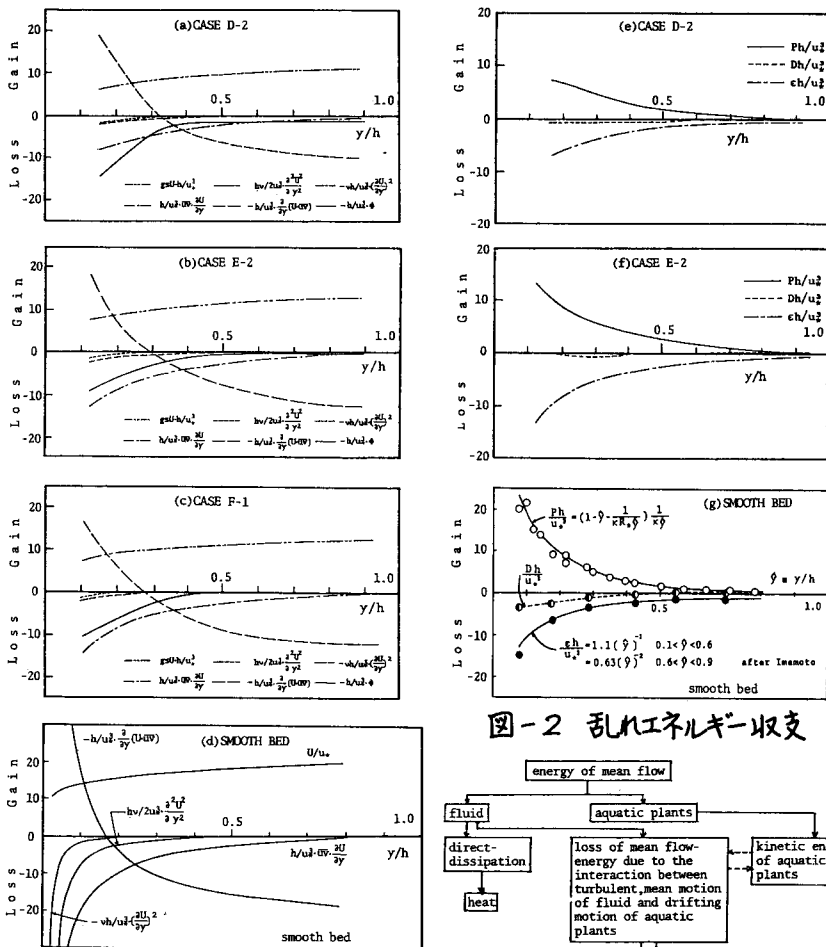


図-2 乱れエネルギー収支

図-1 平均流エネルギー収支

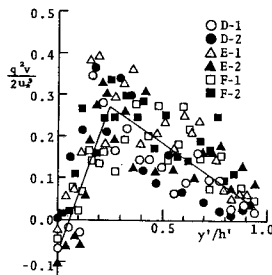


図-3 乱れエネルギーの拡散率

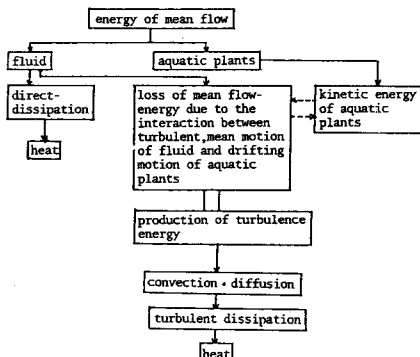


図-4 エネルギーの伝達機構

【参考文献】

- 1) 室田福原：第26回水講演文集，1982。
- 2) 日野歌原：土木学会論文報告集，1977。