II－93　河川乱流における integral time scales について

京大防災研究所　余越　正一郎

乱流拡散においては，Lagrange 的な乱れの強さとか寿命時間といったものがその記述に重要な役割を演じる場合が多い。しかし，Lagrange 的な乱れの特性は Euler 的な乱れの特性にくらべ，その測定がそんなに簡単には行なえないのが普通である。すなわち，Lagrange 的な乱れの強さや Lagrange 時間相関函数を知るためには，1つの流体粒子に着目して，その運動をかなりの時間にわたり精確に追跡しなければならない。開水路流れにおけるこのような研究は，水面に浮かべた浮子による今本らの試みがある程度である。

Lagrange 相関の函数形に関してはいろいろな提案があるが，これらの表示には Lagrange 的な integral time scale T_L が入っているので，実際にこれを用いて各種の計算を行なうためには，T_L の評価をしておかねばならない。したがって，Lagrange 的な integral time scale T_L と，測定のしやすい Euler 的な integral time scale T_E の関係を知ることは実用上大事でもあり，また乱流場の構造自体の知識を深める上でも興味ある問題である。

スケール T_L は同一流体粒子の運動の時間的な相関の程度を表わすのに対して，T_E は1点でそこを通過するいろいろな流体粒子の運動の時間的な相関の程度を表わすものであるから $T_L > T_E$ であり，また乱子のようなモデルを考えれば，$\sqrt{\overline{u'^2}} \cdot T_L = \bar{u} \cdot T_E$ なる関係が簡単にでてくる。ここで，$\bar{u}$ は平均速度，$\sqrt{\overline{u'^2}}$ は乱れ速度であり，これらは一様な乱れの場では Lagrange 的にみても Euler 的にみても同一であると考えられる。このように $T_L/T_E = \beta$ が乱れの強さ $\sqrt{\overline{u'^2}}/\bar{u} = i$ に逆比例することは Wandel and Kofoed-Hansen によって理論的にも示されている（最近 Phillip も $\beta = (1 + i^{-2})^{1/2}$ なる関係を示した）。本報告は $\beta = c/i$（c は数値係数）なる考えのもとに，開水路流れにおいて c を評価するために，流れの表面に浮子を浮かべて Lagrange 的な測定を行なうと同時に，超音波流速計を用いて Euler 的な測定を行った結果を示すものである。

乱れの場が一様であると仮定すると，1つの流体粒子がある点から t 時間の後に到達する距離を X とすると，$t \gg T_L$ の場合には

$$\overline{|X - \bar{X}|^2} = 2\overline{u'^2}\,T_L\,t \qquad \cdots\cdots(*)$$

となることがよく知られている。$\bar{X}$ は X の平均である。したがって充分大きな t において粒子の到達距離をくり返し測定すれば $\overline{u'^2}T_L$ が求まる。一方，1点における速度変動の測定から $\overline{u'^2}$ および T_E を求めることができ，結局 β と i の関係がわかる。

測定は巾 7.5 m，長さ 243 m のコンクリート製大型開水路で行なった。Lagrange 的な流体粒子の追跡用にはプラスチック製の球形浮子を用い，その直径は 1.2 cm と 1.6 cm の2種類で，丁度全体が水中につかるように重さの調節がしてある。浮子の運動をしらべるにあたっては，測定の便宜上，特定の時間 t に浮子が流下する距離 X を測定するかわりに，特定の距離 X_0 を流下するに要する時間 t の測定をすることにした。すなわち，直接(*)式を用いないで，$\overline{|X - \bar{X}|^2} = \overline{|(X_0/t)\bar{t} - \overline{(X_0/t)}\bar{t}|^2}$ と

置けるものと考えたわけである。 ここに $\bar{t}$ は t の平均である。 そうする，たくさんの t の測定から

$$\overline{u'^2}\,T_L=(X_0^2/2\bar{t})\cdot\overline{|(\bar{t}/t)-1|^2} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(**)$$

なる量の計算ができる。 浮子を流下させる距離 X_0 は 40 m とした。 その根拠は次である。 大気乱流における研究から類推して，一応 $T_L/T_E\simeq 3$ と考え，またわれわれの従来の測定から $T_E\simeq 2H/\bar{u}$（ H は水深）が知られている。 一方 (*)式 は $t/T_L=20$ 程度になると相当の精度が期待できると考えられるので，そのようにえらぶと $t=120H/\bar{u}$ がえられる。 したがって水深 H=30 cm として，凍結乱流の仮定を用いれば 36 m という値がえられる。 $X_0=40$ m を流下する浮子のくり返し測定の数は一応 100 個とした。

一方，Euler 的な乱れ速度の測定には，受感部寸法 3 cm の時間差方式超音波流速計を用いた。流速測定は浮子観測を行なう距離の中央で行ない，受感部は水面下 2 cm に沈めた。 受感部の位置は浮子の重心が通過する深さにすべきであるが，水面における超音波の反射波や，水面に存在する波の影響を少なくするためにこのようにした。 測定時間は水深の 10 倍程度の長さをもつ最大乱子を 20 ヶ程度測定することを目的として 3 分間の測定を行なった。 流速計の出力には，計器寸法による積分効果を考えて 10 Hz の低域フィルターをかけてある。 えられた記録は 1/6 秒間隔で数値化し，乱れ速度および時間相関を計算した。

測定実施データおよび計算結果を表に示す。

流量 ℓ/sec	$\bar{u}$ cm/sec	H cm	レイノルズ数	フルード数	$\overline{u'^2}\,T_L$ cm²/sec	$\sqrt{\overline{u'^2}}$ cm/sec	T_E sec	$C=i\beta$
556	26.2	31.8	8×10^4	0.46	49.1	1.49	2.22	0.567
					29.6			0.342
278	16.8	26.9	5×10^4	0.34	18.4	0.89	2.86	0.430
					16.6			0.388

表中 $\overline{u'^2}\,T_L$ および $C=i\beta$ の欄で上側は直径 1.6 cm の浮子，下側は直径 1.2 cm の浮子による結果である。 表からわかるように，乱れの効果を顕著にあらわすにはレイノルズ数が少し小さいようであるが，C の値は Wandel and Kofoed-Hansen の理論値 $\sqrt{\pi}/4=0.442$ や，大気乱流においてえられた値 0.4 とそんなに違わないことがわかる。 水面のように片側しか流体の存在しない乱れの場においても，普通の乱流に対するいろいろな考え方が適用できそうである。

本研究の考え方や実験のやり方には多くの問題が残っている。 実験水路の床は水平であったので，流れの場は厳密には一様でないこと，あるいは浮子の寸法の決定や浮子寸法と流速計受感部寸法の関係，また水面に存在する波の影響など数多くある。