

浅海域の海底境界層における乱流構造

鷲 見 栄 一*

1. ま え が き

沿岸海域は潮汐が卓越した流れ系であり、流速、乱れ特性、せん断力等の物理パラメータは時間的に変化する。このような非定常な流れの場における各物理パラメータの定義は定常な流れの場におけるものと違ったものになる。また、それらの時間的な履歴効果も考えられる。しかし、非定常流としての潮汐流の乱流構造は、研究が始められたばかりであり、いまだ未解明の部分が多い。一方、実用的な面から、潮汐平均 (tidal mean) の物理パラメータが必要とされる場合がある。三次元型超音波流速計で得られた日本の種々の海域でのデータをもとに、特にここでは浅海域 (水深が 10 m 前後の海域) の海底境界層の乱流構造を明らかにする。室内実験と違うので、系統的にデータを収集していないが、種々の海域での実測例を組み合わせてることによって、浅海域での境界層構造が明らかになるとと思われる。

2. 非定常性についての考察

潮汐流のような非定常流は非常に複雑な構造を持っており、潮汐流の乱流構造に関する理論は煩雑な数学になることが多い。そのために、必要とされる物理的考察が十分に明らかでない場合も出てくる。ここでは、以下の仮定をおくことによって解析することにする。

- (1) ある時間内(10分間)では擬似定常である。
- (2) 時間的な履歴効果(ヒステリシス)はない。
- (3) 各時間の流れの構造は相似である。

それぞれの仮定について多くの問題点はあるが、これらによってより簡単な定常流理論が適用される。

(1) の仮定は乱れの定義にもかかわることである。潮汐流のような非定常流の場合には、乱れの定義は、波動と同じく集団平均からの差、多項式 (3 次式等) をあてはめた平均流からの差、擬似定常性を仮定した平均からの差がある。集団平均による方法は潮汐流の場合には現実的に不可能であり、多項式をあてはめる方法は物理的な意味が不明確になる。平均化時間は人によって違

い、Soulby (1980) は 12 分、Schröder (1989) は 12.8 分を使っている。ここではレイノルズ応力の時間的移動平均値がほぼ一定になる 10 分間を使うことにする。ただし、非定常性が強い場合は 5 分間とする。

(2) の仮定は、多くの人が指摘しており、堆積物の再浮上でも見られるといわれている (Gordon, 1975; McLean, 1983) 履歴効果の有無の問題である。図-1 は、著者の得た流速条件の大きい例であるが、粗面 ($\gamma^2 = 3.79 \times 10^{-3}$) と滑面におけるレイノルズ応力と平均流速の関係を示したものである。データはばらついているが、加速時と減速時との差はない。乱れのエネルギーの方がよりデータのばらつきは少なく、ほとんど同じである。他の海域での多くの実測データも同様の傾向を示しており、時間的な履歴効果は考えなくとも良いと思われる。Anwar ら (1980) の室内実験と違っているが、フィールドでは時間スケールが大きいためと思われる。

(3) の仮定は問題を含んでおり、議論のわかれる所である。すでに、Soulby (1981) 他によって、加速時と

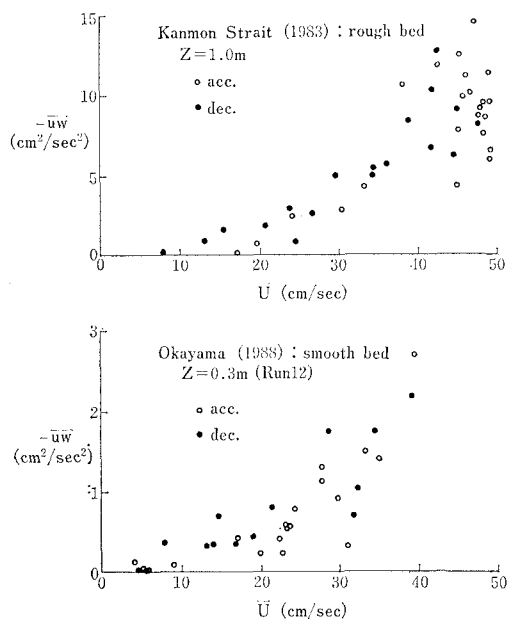


図-1 レイノルズ応力と平均流速

* 正会員 工修 工業技術院 公害資源研究所

減速時で流速の対数分布則が成立しないことが示されている。しかし、ここでは(2)の仮定が実証されていることで実用的な観点からこの仮定をおく。

3. 潮汐平均の乱流構造

潮流流の非定常性を3つの仮定によって簡単化すると、乱流構造を表わす種々の物理パラメータの潮汐平均(tidal mean)は他のパラメータで規格化することによって一定となる。このことによって、時間的に平均化した構造を把握することができ、浅海域で生起する諸現象を一定程度に解明することができると思われる。

図-2は瀬戸内海の岡山水道近傍であり比較的に浅い海域での測定点を示す。Run 4からRun 6は対向型三次元超音波流速計(EC型)、Run 9からRun 11は反射板型三次元超音波流速計(FC型)、Run 12はノルウェー製の反射板型三次元音波流速計を使用した。おおよその水深は、Run 10が4 m以外は7 mから13 mであり浅海域と見なせる。また、すべての測定点が滑面である。これらの測定は実験ごとに測定高さが違う。乱流境界層が水面まで発達している浅海域ということで、測定高さを相対水深で表わし、各データを重ね合わせるができる。

図-3と図-4は、三方向の乱れ速度($\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$)の比を相対水深でまとめたものである。最小二乗法で1次回帰式を求めると図中の式が得られた。2次回帰式の方が相関性はよいが、1次回帰式との分布形の差はほとん

どない。水面で σ_u/σ_w の値は1.02であり、乱れが等方性であることを示す。境界層の高さが水深であることを示している。海底に向かって偏平度を増していき、海底面では2.26の値になる。海底境界層での典型的な値としてきた $\sigma_u/\sigma_w=2.0$ はこの1次関係によって、 $z/H=0.2$ の高さである。同様の分布は、Westら(1988)によっても得られている。彼等は σ_w/σ_u で表現しているが、3つのエスチャーでのデータを重ね合わせている。実測データにある曲線をあてはめているが、水深の中間

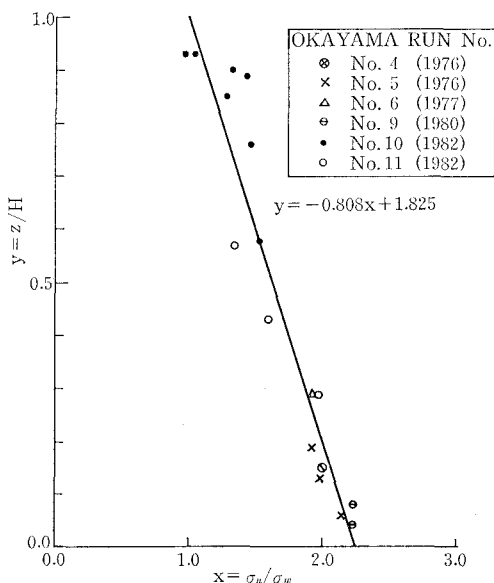


図-3 流れ方向の乱れ速度と鉛直方向の乱れ速度の比の鉛直分布

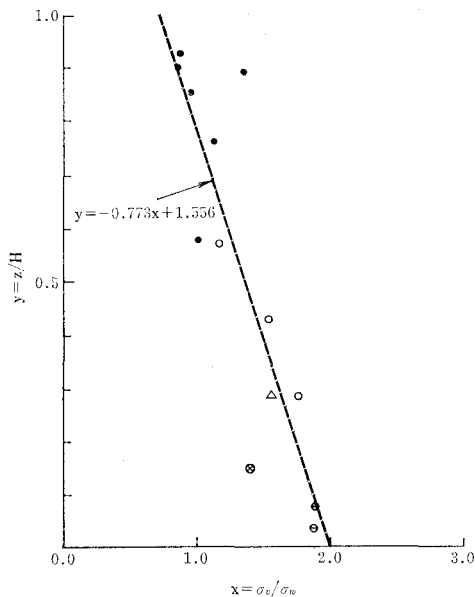


図-4 横方向の乱れ速度と鉛直方向の乱れ速度の比の鉛直分布

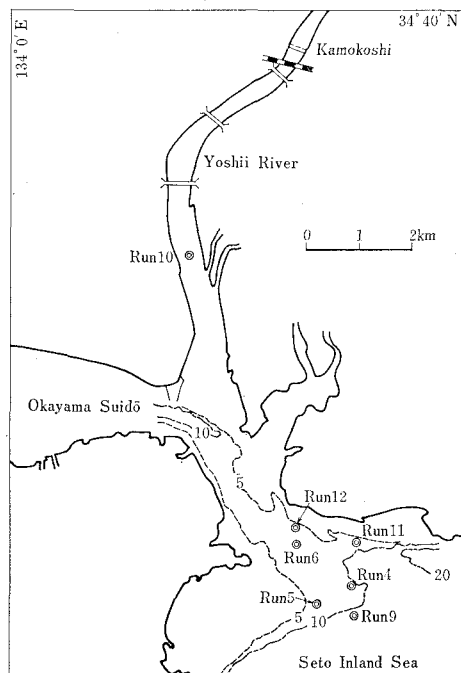
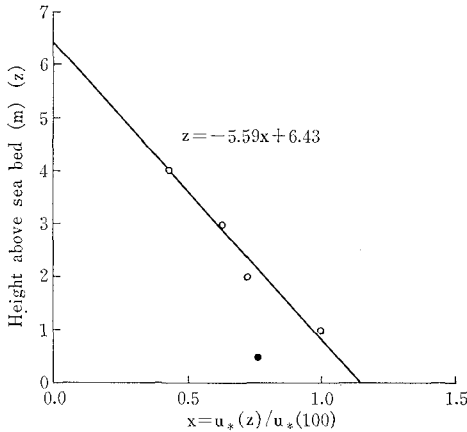


図-2 岡山水道近傍の測定点 (水深の単位: m)



図—5 海底上 1 m の摩擦速度 $u_s(100)$ と任意の高さの摩擦速度 $u_s(z)$ との比の鉛直分布 (Run 11)

で極値を持つ分布になっている。 $z/H=0.2$ 近傍で $\sigma_u/\sigma_w=2$ 位であり、今回の結果と同じであるが、水面近傍でもその比が 2 位であり大きく違う。測定時における水面近傍の乱流特性の違いからきていると思われるが、詳細は不明である。 σ_v/σ_w の鉛直分布も 1 次回帰式で近似できるが、式そのものは問題がある。水面近傍では、 σ_v/σ_w は 1 以下になっており力学的に説明できない。また、フィールドでは波浪の影響で $\sigma_u \approx \sigma_v$ になることが多い。

図—5 は、Run 11 における摩擦速度 (u_*) の平均的な鉛直分布を示したものであり、詳細についてはすでに報告している (鷺見, 1984)。今回は、最大流速時から最小流速時にかけて減速していく過程について解析をしたので、1 次回帰式は少し違っている。ただし、 z は m 単位であり、海底上 0.5 m の比は除いてある。

$$z = -5.59x + 6.43 \quad \dots\dots\dots (1)$$

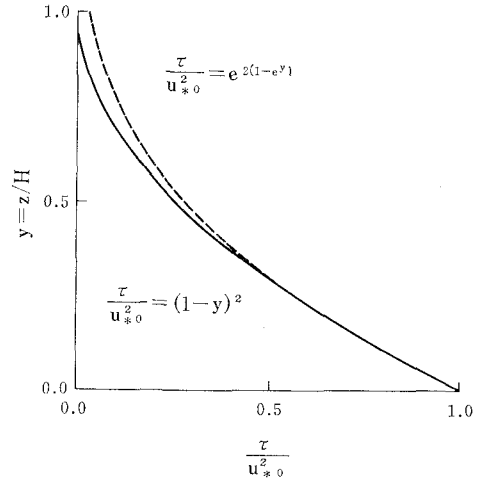
海底面近くでは定せん断層の仮定があるが、今回の結果 (図中の黒丸) とともに無視すれば、海底面の摩擦速度 (u_{*0}) は海底上 1 m の摩擦速度に対して 1.15 倍の大きさになる。以上の結果をモデル化して、水面まで境界層が発達しているとすると、摩擦速度の分布式は次式となる。

$$u_*(z) = u_{*0}(1-y) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $y = z/H$ であり、せん断力の分布は

$$\tau(z) = \rho u_*^2 = u_{*0}^2 (1-y)^2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

となる。浅海域では、密度 (ρ) はあまり変化しないので 1 と近似される。せん断力が 2 次曲線の分布をしていることは、Gordon (1973) の分布によく似ている。しかし、彼等は圧力勾配によると述べているだけである。摩擦速度が線形分布し、せん断力が 2 次曲線の分布をしていることを説明する理論はない。



図—6 セン断力の鉛直分布についての 2 次式と Long の式の比較

ここでは、境界層が発達していく過程の理論と比較してみる。これは、潮汐流はスラック時に流速が 0 になり、その後に流速が大きくなるに従って、境界層が発達していくことに対応する。Long (1981) によれば、せん断力の分布は次式になる。

$$\frac{\tau(z)}{u_{*0}^2} = e^{\alpha(1-y)} \quad \dots\dots\dots (4)$$

α は実験的に求められる定数である。図—6 は、(3) 式と (4) 式とを比較したものである。 α は 1 のオーダーであると言われているが、(3) 式には $\alpha=2$ の方が近い。 $z/H=0.3$ 位まではほぼ一致しているが、それより上層になると離れていく。しかし、その差は小さく、(3) 式と仮定したもとの実験データの誤差範囲で (4) 式に近似できると考えることができる。

現在の所では、せん断力が非線形分布するということは、圧力勾配による説と境界層の発達という非定常性による説が具体的に示されている。潮汐流は非定常な圧力流であり、なおかつほとんど流速が 0 になる振動流でもある。ここで述べたせん断力ではなく摩擦速度が線形分布するという仮説は、合理的な説明は現在の所ないが、境界層高さの推定、浅海域の定義、海底面のせん断力の推定に有効なものである。しかし、図—5 に見られるように海底近傍の摩擦速度の挙動は複雑である。海底地形 (砂れん等) による効果や底質の遷移による境界層の変化等が考えられ、解明しなければならない問題は多い。

4. 鉛直渦動粘性係数の評価

沿岸海域、浅海域においても、最近になって鉛直構造についての考察が現地実験および数値シミュレーションの両面に盛んに行われている。特に、物質の分布を支配する拡散係数の評価は水平拡散係数についても議論が多

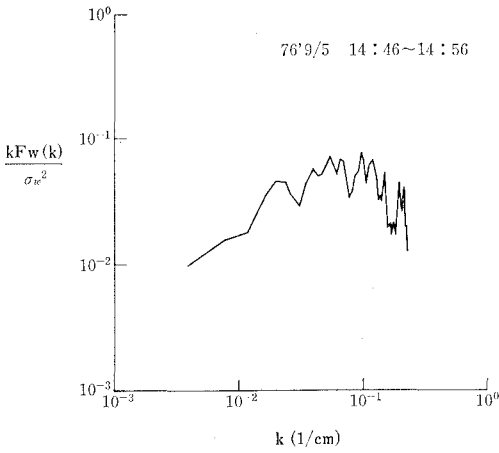


図-7 海底上 1.5 m の正規化された鉛直流速変動の波数スペクトル

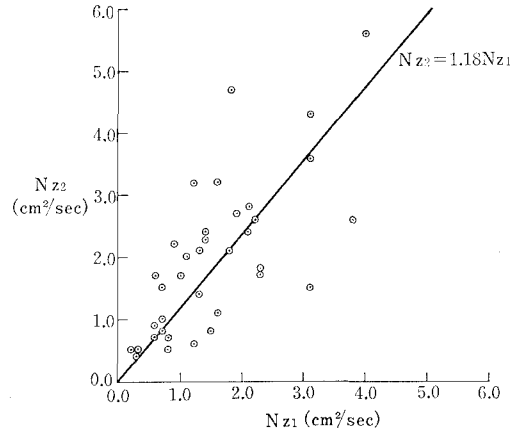


図-8 自己相関係数法で求めた鉛直渦動粘性係数(N_{z1})と Hanna の方法で求めた鉛直渦動粘性係数(N_{z2})

い、鉛直拡散係数及び鉛直渦動粘性係数については直接測定が困難なこともあり、底層では境界層理論から推測することが多い。Huang (1979) は、過去に得られた実測値、実験式、理論式を表としてまとめている。ここで特徴的なことは 1 番に古い例(1913)以外はすべて非常に大きい値を持つことである。しかし、最近の知見で特徴的なことは、鉛直渦動粘性係数(あるいは鉛直拡散係数)のオーダーが $0.1 \sim 10 \text{ cm}^2/\text{sec}$ の値の範囲をとっていることである。直接測定した例として、Partch ら(1978)は塩分と鉛直流速の変動から塩分フラックスを計算して、鉛直渦動拡散係数が 0.5 から $5 \text{ cm}^2/\text{sec}$ の間を変化していることを得ている。しかし、彼等はデータは非常に小さかったというだけである。ここでは、鉛直流速変動より求めた鉛直渦動粘性係数(N_z)を検討する。

鉛直流速変動から鉛直渦動粘性係数(N_z)を求める方法は、おもに以下の 3 つの方法がある(鷺見, 1983)。

$$N_z = \kappa u_* z \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$N_z = \beta \cdot \sigma_w^2 T_* \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$N_z = c_1 \sigma_w k_m^{-1} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 κ はカルマン定数 (0.4)、 β は実験定数、 T_* は鉛直流速変動の自己相関係数の積分化時間スケール、 c_1 は普通定数で 0.09 、 k_m は $kF_w(k)$ が最大になる渦の波数、 $F_w(k)$ は鉛直流速変動のエネルギー・スペクトルである。(5) 式から直接に測定した摩擦速度を使って求めると、 N_z は大きい値となる。

(6) 式で求める方法では β が問題となるが、Hanna の方法(1968)と言われる(7)式と(6)式から求められる N_z の比較から検討してみる。図-7 は、 k_m を求めるための波数スペクトル図である。図-8 は、Run 4 のデータを使って(6)式で $\beta=1$ として求めた N_{z1} と(7)式から求めた N_{z2} の比較図である。その比は 1.18 であり、データのばらつきを考えると $\beta=1$ としてよいと思われる。

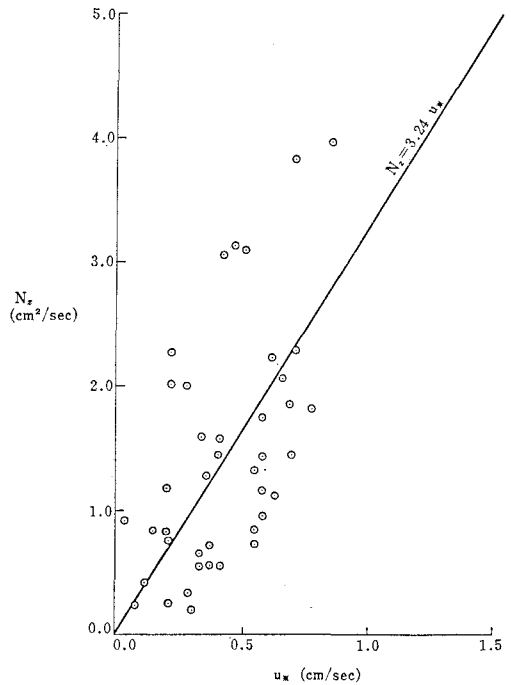


図-9 海底上 1.5 m の鉛直渦動粘性係数(N_z)と摩擦速度(u_*)の関係

る。

図-9 は、(6) 式で求めた N_z と摩擦速度の関係である。その比は 3.24 であり、(5) 式から計算される 60 に比べて非常に小さい。表-1 は種々の海域で得られた N_z/u_* の値である。大阪湾は沿岸海域の例である。 H は水深、 z は測定高さ、 κ' は次に示すカルマン定数にかわる実験定数である。

$$N_z = \kappa' z (1 - z/H) u_* \quad \dots\dots\dots (8)$$

ただし、混合距離は水面で 0 になるようにする。 u_* は

表—1 種々の海域での N_z/u_* と κ'

海 域	Run No.	H (m)	z (m)	N_z/u_*	κ'
岡山水道	4 (1976)	10	1.5	3.24	0.0254
岡山水道	4 (1980)	13	1.0	1.90	0.0206
	9 (1980)	13	0.5	1.68	0.0349
岡山水道	11 (1982)	7	1.0	1.12	0.0131
東京湾	(1988)	11	0.5	1.55	0.0325
大阪湾	42 (1982)	22*	0.5	1.48	0.0312
			1.5	3.20	0.0251
	50 (1982)	22*	0.5	2.24	0.0472
			1.5	2.11	0.0165
	34 (1982)	29*	0.5	1.17	0.0246
			1.5	3.20	0.0251

* : 境界層の高さは 10 m とする

参 考 文 献

- 鷺見栄一 (1983): 浅海底境界層における鉛直渦動粘性係数について (2), 公害資源研究所集報, Vol. 13, pp. 107-118.
- 鷺見栄一 (1984): 沿岸海域におけるレイノルズ応力の鉛直分布, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 133-137.
- Anwar, H. O. and R. Atkins (1980): Turbulence measurements in simulated flow, Proc. ASCE, Vol. 106, HY 8, pp. 1273-1289.
- Blumberg, A. F. (1977): Numerical model of estuarine circulation, Proc. ASCE, Vol. 103, HY3, pp. 295-310.
- Gordon, C. M. (1973): Some observations of turbulent flow in a tidal estuary, J. Geophys. Research, Vol. 78, pp. 1971-1978.
- Gordon, C. M. (1975): Sediment entrainment and suspension in a turbulent tidal flow, Marine Geology, Vol. 18, pp. M57-M64.
- Hanna, S. R. (1968): A method of estimating vertical eddy transport in the planetary boundary layer using characteristics of the vertical velocity spectrum, J. Atmos. Sci., Vol. 25, pp. 1026-1033.
- Huang, N. E. (1979): On surface drift currents in the ocean, J. Fluid Mech., Vol. 91, pp. 191-208.
- Kent, R. E. and D. W. Pritchard (1959): A test of mixing length theories in a coastal plain estuary, J. Marine Res., pp. 62-72.
- Long, C. E. (1981): A simple model for time-dependent stably stratified turbulent boundary layers, Univ. of Washington, Depart. of Oceanography Special Report No. 95, 170 p.
- McLean, S. R. (1983): Turbulence and sediment transport measurements in a North Sea tidal inlet (the Jade), North Sea Dynamics, Springer-Verlag, pp. 436-452.
- Partch, E. N. and J. D. Smith (1978): Time dependent mixing in a salt wedge estuary, Estuarine and Coastal Marine Science, Vol. 6, pp. 3-19.
- Schröder, M. and G. Siedler (1989): Turbulent momentum and salt transport in the mixing zone of the Elbe estuary, Estuarine and Coastal Marine Science, Vol. 28, pp. 615-638.
- Soulsby, R. L. (1980): Selecting record length and digitization rate for near-bed turbulent measurements, J. Phys. Oceanogr., Vol. 10, pp. 208-219.
- Soulsby, R. L. and K. R. Dyer (1981): The form of the near-bed velocity profile in a tidally accelerating flow, J. Geophys. Res., Vol. 86, pp. 8067-8074.
- Soulsby, R. L. (1983): The bottom boundary layer of shelf seas, Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas, Elsevier, pp. 189-266.
- West, J. R. and K. Shiono (1988): Vertical turbulent mixing processes on ebb tides in partially mixed estuaries, Estuarine, Coastal and Shelf Science, Vol. 26, pp. 51-66.

測定高さの摩擦速度である。(8)式と各海域で求められた N_z/u_* から κ' を求めた。浅海域での κ' は 0.0131~0.0349 の範囲であり、沿岸海域での κ' も 0.0165~0.0472 の範囲である。 κ' は実験定数としてはばらつきがあるが、浅海域および沿岸海域ともに同じオーダーである。Kentら(1959)は塩分分布の実測値より $\kappa'=0.01$, Blumberg (1975) は塩分分布の数値シミュレーションより $\kappa'=0.0206$ を報告している。混合距離の定義式でいうカルマン定数 (0.4) では現実の鉛直分布は説明できない。 κ' の力学的意味は現在の所では不明であるが、実験室の理論である (5) 式をそのままフィールドにスケールアップすることに問題があると思われる。

5. あとがき

浅海域の海底境界層における乱流構造を三次元型超音波流速計によって直接に測定してきた。潮汐流という複雑な流れ系も Soulsby (1983) によって体系的にまとめられている。しかし、ここで報告したように従来の理論体系で説明できない問題点が多くあると思われる。流れ系の複雑さとともに、 κ' というカルマン定数にかわる定数でないと説明できないというフィールド固有の論理もあると思われる。