

材料が得られているので、平均的にみて河口流出流を一次元流と考えることも不可能ではないであろう。

この通常の計算では、内部フルード数1付近では、 $\frac{\Delta h}{\Delta x} = \infty$ となるため、ここでは中村の修正式による混合を考慮した式を用いた。

$$E_{ix} h_{ix} + \frac{U_{ix}^2}{2g} \left\{ 1 - \frac{t_{ix}}{2} \left(\frac{1}{R_{ix}} + \frac{1}{R_{2ix}} \right) \Delta x \right\} = E_{ix} h_{ix} + \frac{U_{ix}^2}{2g} \left\{ 1 + \frac{t_{ix}}{2} \left(\frac{1}{R_{ix}} + \frac{1}{R_{2ix}} \right) \Delta x \right\} \quad (1)$$

ここで添字 I, II は上流側および下流側断面を示す。内部境界面抵抗係数および運行係数は、弧がりの影響や内部ジャンプ後の流速分布が通常のものと異なるので、関数形の常数を補正することにより計算した。

3. 諸水理量の河口外縦断分布

図-2は計算結果について実測値と比較したものである。ただしこの場合運行係数 $E = 6.67 \times 10^{-4} Fr_1^3$ 、抵抗係数 t は、 -2.50 mより上流を $t = 2.5 \text{ 正}$ 、 -2.50 mより下流を $t = 1.75 \text{ 正}$ とし、流路幅の弧がりの影響は実測値を、また計算の発散位置を $Fr_1 = 1$ とする地点として求めたものである。河口流出流は内部ジャンプ渦が発生し、その区間では流速や濃度分布も通常のものと異なり、不安定な現象のため、わずかな境界面の变化で Fr_1 や U が大きく変わり、他の E や t の係数を用いては発散したり、実測値と一致しない。これは河道内の $Fr_1 < 1$ で得られる場合よりかなり大きく、とくに内部ジャンプ後の区間では、流速や濃度分布に顕著な現象が表われている。ジャンプ渦等の影響によって大きくなり、それより下流域ではやや小さく、前者の7割程度の t とするものと考えられる。反対に運行係数 E は、これまでの式の $1/3$ とし、よければ運行量が大きくなり過ぎて、流量および上層濃度の増分とは合わない。これはジャンプ後の流速分布が三角分布を示し、境界面付近の流速が小さいことや弧がりによる海水中への反対の運行によるものと考えられる。ただし、内部ジャンプ後は非常に不安定な現象でもあり、 t や E の水理条件のみの場合であるのか、今後他の水理条件による検討が必要である。しかし単純な海床形状の場合には、このようない次元解析による取り扱いは可能であることが推定され、水理量と弧がりの関係および t や E の特性を解明することによって、その適用が可能と考えられる。

参考文献 リ須賀、高橋：海講、S.52 中村、阿部：豊研報 66074、S.42

図-2 河口外水理量縦断変化 (最上川)

