

等価周波数伝達関数と 遅れ系に基づく流出モデルの選択

RUNOFF MODEL SELECTION BASED ON THE EQUIVALENT FREQUENCY TRANSFER FUNCTION AND DELAY SYSTEM

北海道大学大学院 工学研究科 ○学生員 工修 吉田健太郎 (Kentaro Yoshida)
北海道大学大学院 工学研究科 フェロー 工博 藤田 睦博 (Mutsuhiro Fujita)

1. はじめに

等価周波数伝達関数は、制御工学の分野でヒステリシスや飽和帯のような非線形要素の動特性を記述するために用いられてきた。水文学の分野では、Luai ら¹⁾によって、非線形分布系流出モデルを用いて降雨量～流出量間の等価周波数伝達関数が誘導されている。Luai らは、斜面上の流出を対象として St. Venant 式およびこれから得られる diffusion wave 式、gravity wave 式、kinematic wave 式の等価周波数伝達関数を求めて、これら流出モデルの選択の指標を得ている。さらに、藤田ら³⁾は斜面、河道ともに kinematic wave 式で記述できるものとして、任意の河道網流域において降雨量と流域末端からの流出量間の等価周波数伝達関数を求めている。

河道における流れは一般的には dynamic wave 式によって記述される。本論文では2つの無次元数 K_1, K_2 を定義し、このパラメータにより dynamic wave 式が特徴付けられることを明らかにした。次に、diffusion wave 式と kinematic wave 式を区別するパラメータである無次元数 K_2 と等価周波数伝達関数より求まる遅れ系のパラメータ値を介して両者を比較し、それらの相関関係を求めた。

2. 斜面域の流出

斜面の流出は kinematic wave 式によって流出されるものとする。kinematic wave 式の等価周波数伝達関数は、既に求められているので^{1),2)}、本論文の記述に必要な事項を主に簡単に説明する。

斜面からの流出の基礎式として次式を与える。

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} + \frac{\partial q_s}{\partial x} = r(t) \quad 0 \leq x \leq l_s \quad (1)$$

$$q_s = \alpha_s h_s^{p_s} \quad (2)$$

ここで、 h_s は水深、 q_s は単位幅流量、 $r(t)$ は有効雨量、 t は時間、 x は斜面上流端からの距離、 l_s は斜面長、 α, p_s は定数である。

斜面上流端の境界条件式として、式(3)を与える。

$$q_s(t, 0) = 0 \quad q_s(0, x) = 0 \quad (3)$$

$r(t) \sim q_s(t, l_s)$ 間の等価周波数伝達関数 $Z_s(j\omega)$ を求めるために、式(4)～(6)を設定する。

$$r(t) = \bar{r} + B e^{j\omega t} \quad \bar{r} > B \quad (4)$$

$$q_s(t, x) = \bar{q}_s(x) + C_s(x) e^{j\omega t} \quad (5)$$

$$h_s(t, x) = \bar{h}_s(x) + D_s(x) e^{j\omega t} \quad (6)$$

$\bar{r}$ は平均降雨量、 $\bar{q}_s(x), \bar{h}_s(x)$ は $\bar{r}$ に対応する定常状態の単位幅流量および水深である。また、 j は虚数単位、 ω は周波数、 B は定数であり、 $C_s(x), D_s(x)$ は未知の複素関数である。式(3),(5)より次の条件式を得る。

$$\bar{q}_s(0) = 0 \quad (7) \quad C_s(0) = 0 \quad (8)$$

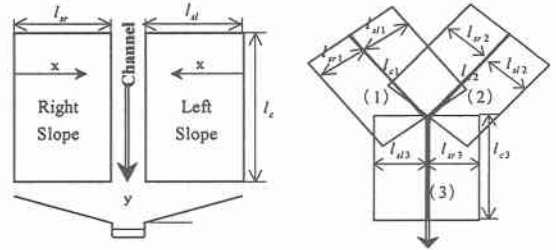


図-1 マグニチュード 1,2 の河道網流域

$Z_s(j\omega)$ は、次式で定義できる。

$$Z_s(j\omega) = \frac{C_s(l_s)}{Bl_s} \quad (9)$$

$$Z_s(j\omega) = e^{-j\omega t_s} {}_1F_1[p_s, 1 + p_s, j\omega t_s] \quad t_s = \left\{ \frac{(\bar{r})^{1-p_s} l_s}{\alpha_s} \right\}^{1/p_s} \quad (10)$$

ここで、式(10)に含まれている関数 ${}_1F_1[a, b, c]$ は、次式で定義される Kummer の合流型超幾何関数である。

$${}_1F_1[a, b, c] = 1 + \frac{ac}{b} + \frac{a(a+1)c^2}{2!b(b+1)} + \frac{a(a+1)(a+2)c^3}{3!b(b+1)(b+2)} + \dots \quad (11)$$

ただし、 t_s は $\bar{r}$ に関する斜面の到達時間になっている。

3. dynamic wave 式に基づく河道域の流れ

図-1 に示す流域を対象とする。河道の流れは、幅 W の長方形断面を考え、dynamic wave 式で記述できるものとする。

$$\frac{\partial a}{\partial t} + \frac{\partial q_c}{\partial y} = 2q_s(t, l_s) \quad 0 \leq y \leq l_c \quad (12)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial y} = g i_c \left\{ 1 - \frac{1}{Wi_c} \frac{\partial a}{\partial y} - \frac{q_c^2}{\beta^2 a^{2p_c}} \right\} \quad (13)$$

$$\beta = \frac{\sqrt{i_c}}{n_c W^{2/3}} \quad p_c = \frac{5}{3} \quad (14)$$

ここで、 i_c は河床勾配、 n_c は河道粗度係数、 u は流速、 g は重力加速度、 l_s は斜面長、 l_c は河道長である。

式(12)の右辺は、斜面末端からの流入量を表しているが、式(1)、(2)によって表されるものとする。従って、式(5)を用いると式(12)の右辺を次のように書くことができる。

$$2q_s(t, l_s) = 2\bar{r}l_s + 2C_s(l_s) e^{j\omega t} \quad (15)$$

次に、式(12),(13)を無次元化し、dynamic wave 式の特性を調べる。*印の無次元化基準量を導入する。

$$a = a^* A \quad q_c = q_c^* Q_c \quad t = t^* T \quad y = y^* Y \quad u = u^* U \quad q_s = q_s^* Q_s \quad (16)$$

大文字の量は、小文字の量に対応する無次元量である。

ここでは次の無次元化基準量を採用する。

$$y_* = l_c \quad q_c = 2\bar{r}l_s l_c \quad a_* = \left\{ \frac{2\bar{r}l_s l_c}{\beta} \right\}^{1/p_c} \quad (17)$$

$$t_* = \left\{ \frac{(2\bar{r}l_s)^{1-p_c} l_c}{\beta} \right\}^{1/p_c} \quad u_* = l_c \left\{ \frac{\beta}{(2\bar{r}l_s)^{1-p_c} l_c} \right\}^{1/p_c}$$

t_* は、定常状態における河道への横流入量 $2\bar{r}l_s$ の河道における到達時間になっている。

式(12)~(17)より、次式を誘導できる。

$$\frac{\partial A}{\partial T} + \frac{\partial Q_c}{\partial Y} = 1 + \frac{C_s(l_s)}{rl_s} e^{j\Omega T} \quad 0 \leq Y \leq 1 \quad \Omega = \omega t_* \quad (18)$$

$$\frac{1}{K_1} \left\{ \frac{\partial U}{\partial T} + U \frac{\partial U}{\partial Y} \right\} = 1 - \frac{1}{K_2} \frac{\partial A}{\partial Y} - \left\{ \frac{Q_c}{A^{p_c}} \right\}^2 \quad (19)$$

$$K_1 = \frac{g l_c}{l_c} \left\{ \frac{(2\bar{r}l_s)^{1-p_c} l_c}{\beta} \right\}^{2/p_c} \quad (20) \quad K_2 = W l_c \left\{ \frac{\beta}{2\bar{r}l_s l_c} \right\}^{1/p_c} \quad (21)$$

式(19)の特性は、二つの無次元数 K_1, K_2 によって規定される。つまり、 K_1, K_2 ともに ∞ に近づくと式(19)は kinematic wave 式になり、 K_1 のみが ∞ に近づくと式(19)は diffusion wave 式になる。実用的には、 (K_1, K_2) 平面上で kinematic wave 式、diffusion wave 式および dynamic wave 式の区分が重要になる。式(20), (21)によると、 $\bar{r}$ の増加するに伴い、 K_1, K_2 ともに減少する。したがって、同一地点の流出解析をする場合でも、中小の降雨では kinematic wave 式を適用できたとしても、大降雨になると diffusion wave 式や dynamic wave 式を適用する必要があることもあり得る。

次に、 K_1, K_2 が、実流域でどの程度の値になっているかを調べてみよう。図-3 は、北海道の鶴川流域を対象に K_1, K_2 を求めた例である。 K_1, K_2 に含まれる地形情報は、国土数値情報の河道位置ファイル、流域界ファイルおよび標高データより求めた。下流から本流に沿ってリンク番号を 1, 2, 3 とした(図-3 では n と表示している)。 K_1, K_2 を決定するにはこの他に河道幅(W)、平均降雨量($\bar{r}$)、河床の粗度係数(n_c)を与える必要がある。図-2 では次の値を用いている。

$$W = 50(m) \quad \bar{r} = 5(mm/hr) \quad n_c = 0.05(s m^{1/3}) \quad (22)$$

機械的に標高値を読み取ったので、勾配が負の値をとる場合や、あるリンクの勾配が急に大きな値をとる場合があるが、上流へ向かうにともない、 K_1, K_2 が増大する傾向が認められる。 K_1, K_2 の値は、当然、式(22)の値によって変化するが 1 オーダー程度の変化と考えればよいところで、式(12), (13)を実流域に適用する際には、境界条件式を与えなければならない。いま、図-4 に示すマグニチュード 2 の河道網流域を対象に各部分流域(1),(2),(3)の河道に式(12), (13)を適用したとき、その境界条件式は次のようになる。

$$q_{c,i}(t, 0) = 0 \quad i = 1, 2 \quad (23)$$

$$q_{c,3}(t, 0) = q_{c,1}(t, l_{c,1}) + q_{c,2}(t, l_{c,2}) \quad (24)$$

$$\frac{a_3(t, 0)}{W_3} = \frac{a_1(t, l_{c,1})}{W_1} = \frac{a_2(t, l_{c,2})}{W_2} \quad (25) \quad \left[\frac{\partial a_3}{\partial y} \right]_{y=l_{c,3}} = 0 \quad (26)$$

$q_{c,i}, a_i, W_i$ は、部分流域 i の河道の流量、流積および河道幅を表している。式(26)は最上流端河道の条件を示している。式(24)(25)は、合流点における流量、水深の連続条件を表している。また、式(26)は、最下流端河道の条

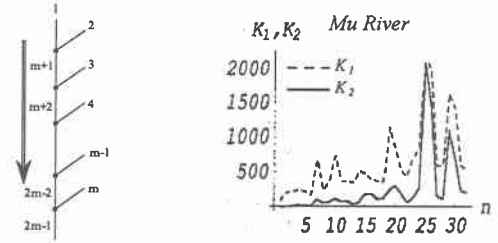


図-2 マグニチュード m の河道網流域 図-3 鶴川流域の K_1, K_2

件であるが、必ずしも式(26)を採用する必要がないが、ここでは式(26)を下流端条件とする。さらに、高マグニチュード河道網流域になると、数多くの合流点で式(24), (25)を考慮する必要がある。特に、式(25)の条件式が計算を煩雑にしている。

後述するように等価周波数伝達関数を 3 次の遅れ系で近似し、これに含まれるパラメータによって流出モデルの選択を行なう。kinematic wave 式であれば合流点で式(24)だけを考慮するとよく式(25)を考慮する必要がないため理論的に遅れ系のパラメータを得ることができる。ここでは紙面の関係もあり、式(19)で $K_1 \rightarrow \infty$ としてどの程度の大きさの K_2 によって diffusion wave 式と kinematic wave 式に区分されるかを検討する。

4. diffusion wave 式の等価周波数伝達関数

図-1 のマグニチュード 2 の河道網流域を対象に式(13)を diffusion wave 式に書き直す。

$$q_{c,i} = \beta_i \sqrt{1 - \frac{1}{W_i l_{c,i}} \frac{\partial a_i}{\partial y}} a_i^{p_c} \quad (27)$$

$$\beta_i = \frac{\sqrt{l_{c,i}}}{n_{c,i} W_i^{2/3}} \quad (28)$$

添え字の i は、図-1 の部分流域番号 (i) を表す。境界条件は、式(23)~(26)を用いる。降雨量と流出量間の等価周波数伝達関数を求めるために、次式を設定する。

$$q_{c,i}(t, y) = \bar{q}_{c,i}(y) + C_{c,i}(y) e^{j\omega t} \quad (29)$$

$$a_i(t, y) = \bar{a}_i(y) + D_{c,i}(y) e^{j\omega t} \quad (30)$$

式(12)の連続式右辺の横流入量は、kinematic wave 式により与えられるものとする。

$r(t)$ と $q_{c,i}(l_{c,i})$ $i = 1, 2, 3$ 間の等価周波数伝達関数 $Z_i(j\omega)$, $i = 1, 2, 3$ は次式で定義される。

$$Z_i(j\omega) = \frac{C_{c,i}(l_{c,i})}{B A_{r,i}} \quad A_{r,i} = 2l_{s,i} l_{c,i} \quad i = 1, 2 \quad (31)$$

$$Z_3(j\omega) = \frac{C_{c,3}(l_{c,3})}{B A_r} \quad A_r = (A_{r,1} + A_{r,2} + A_{r,3}) \quad (32)$$

$Z_i(j\omega)$ $i = 1, 2$ は、部分流域 $i = 1, 2$ の等価周波数伝達関数を表し、 $Z_3(j\omega)$ は、全流域の等価周波数伝達関数を表している。ここで、次のように変数変換を行なう。

$$E_i = \frac{C_{c,i}}{B} \quad (33)$$

$$\frac{d^2 E_i}{dy^2} - f_{1,i}(y) \frac{dE_i}{dy} - j\omega f_{2,i}(y) E_i = -2f_{1,i}(y) l_{s,i} Z_{s,i}(j\omega) \quad (34)$$

$$E_i(0) = 0 \quad i = 1, 2 \quad E_3(0) = E_1(l_{c,1}) + E_2(l_{c,2}) \quad (35)$$

$$\left[\frac{d^2 E_3}{dy^2} \right]_{y=l_{c,3}} = 0 \quad (36)$$

$$\left[2l_{s,3}Z_{s,3}(j\omega) - \frac{dE_3}{dy} \right]_{y=0} = \left[2l_{s,1}Z_{s,1}(j\omega) - \frac{dE_1}{dy} \right]_{y=l_{c,1}} = \left[2l_{s,2}Z_{s,2}(j\omega) - \frac{dE_2}{dy} \right]_{y=l_{c,2}} \quad (37)$$

$$Z_i(j\omega) = \frac{E_i(l_{c,i})}{A_{r,i}} \quad i=1,2 \quad Z_3(j\omega) = \frac{E_3(l_{c,3})}{A_r} \quad (38)$$

境界条件式である式(35), (36)は, 式(37)を境界値問題として解かねばならないこと示している。

5. 遅れ系による等価周波数伝達関数の近似

藤田ら³⁾は, 式(10)の $Z_s(j\omega)$ あるいは式(38)の $Z_i(j\omega)$ の等価周波数伝達関数は, 次式に示す遅れ系の周波数伝達関数で近似できることを示している。

$$G_1 \frac{d^3 q}{dt^3} + G_2 \frac{d^2 q}{dt^2} + G_3 \frac{dq}{dt} + q(t) = r(t) \quad (39)$$

$$\left[\frac{d^n q}{dt^n} \right]_{t=0} = 0 \quad n=0, 1, 2 \quad (40)$$

ただし, G_i は定数である。

式(39)の周波数伝達関数は, 次式によって与えられる。

$$Z_q(j\omega) = \frac{1}{1 - \omega^2 G_2 - j\omega(\omega^2 G_1 - G_3)} \quad (41)$$

藤田ら³⁾は, 式(41)の $Z_q(j\omega)$ が, 等価周波数伝達関数 $Z(j\omega)$ を近似する条件式として次式を与えている。

$$G_1 = \frac{1}{6} \left[\frac{d^3 I_m[Z]}{d\omega^3} + 6G_3 \frac{d^2 R_e[Z]}{d\omega^2} + 6G_3^2 \right]_{\omega=0} \quad (42)$$

$$G_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{d^2 R_e[Z]}{d\omega^2} + 2G_3^2 \right]_{\omega=0} \quad (43)$$

$$G_3 = - \left[\frac{dI_m[Z]}{d\omega} \right]_{\omega=0} \quad (44)$$

ここで, 式(42)~(44)の物理的な意味について簡単に説明する。 $Z_i(j\omega)$ および $Z(j\omega)$ のインパルス応答関数を $z_q(t), z(t)$ とすると, $Z_i(j\omega)$ が $Z(j\omega)$ を近似しているならば $z_q(t)$ もまた $z(t)$ を近似しているはずである。式(42)~(44)は, $z_q(t), z(t)$ の 1, 2, 3 次モーメントまでが一致する条件になっている。係数 G_1, G_2, G_3 を計算するには式(42)~(44)を求めればよいことになる。

G_1, G_2, G_3 を求めるため新しい変数を $V_{1,i}, V_{2,i}, V_{3,i}$ を定義する。

$$V_{1,i} = \left[-\frac{1}{j} \frac{dE_i}{d\omega} \right]_{\omega=0} \quad V_{2,i} = \left[\frac{d^2 E_i}{d\omega^2} \right]_{\omega=0} \quad V_{3,i} = \left[\frac{1}{j} \frac{d^3 E_i}{d\omega^3} \right]_{\omega=0} \quad (45)$$

式(34)を ω で微分し $\omega=0$ の極限值をとって次式を得る。

$$\frac{d^2 V_{1,i}}{dy^2} - f_{1,i} \frac{dV_{1,i}}{dy} + f_{2,i} [E_i]_{\omega=0} = -2f_{1,i} l_{s,i} \frac{t_{s,i}}{(1+p_s)} \quad (46)$$

$$\frac{d^2 V_{2,i}}{dy^2} - f_{1,i} \frac{dV_{2,i}}{dy} - 2f_{2,i} V_{1,i} = 4f_{1,i} l_{s,i} \frac{t_{s,i}^2}{(1+p_s)(2+p_s)} \quad (47)$$

$$\frac{d^2 V_{3,i}}{dy^2} - f_{1,i} \frac{dV_{3,i}}{dy} - 3f_{2,i} V_{2,i} = -12f_{1,i} l_{s,i} \frac{t_{s,i}^3}{(1+p_s)(2+p_s)(3+p_s)} \quad (48)$$

$$V_{k,i}(0) = 0 \quad V_{k,3}(0) = V_{k,1}(l_{c,1}) + V_{k,2}(l_{c,2}) \quad (49)$$

また, 式(34)で $\omega=0$ とすると式(35)を満足する解 $[E_i]_{\omega=0}$ ($i=1,2,3$) は次式で与えられる。

$$[E_i]_{\omega=0} = 2l_{s,i} y \quad i=1,2 \quad (50)$$

$$[E_3]_{\omega=0} = 2l_{s,3} y + A_{r,1} + A_{r,2} \quad (51)$$

G_1, G_2, G_3 を式(38)より計算する。

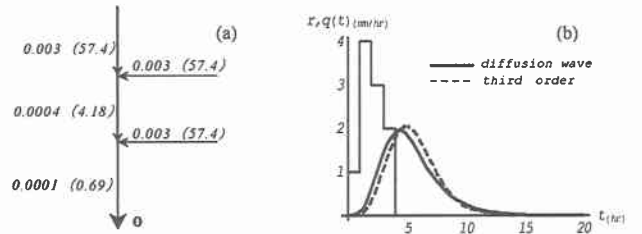


図-4 $m=3$ の河道網における設定勾配と降雨流出関係

$$G_{3,i} = \frac{V_{1,i}(l_{c,i})}{A_{r,i}} \quad i=1,2 \quad (52) \quad G_{3,3} = \frac{V_{1,3}(l_{c,3})}{A_r} \quad (53)$$

$$G_{2,i} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{V_{2,i}(l_{c,i})}{A_{r,i}} + 2G_{3,i}^2 \right\} \quad i=1,2 \quad (54)$$

$$G_{2,3} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{V_{2,3}(l_{c,3})}{A_r} + 2G_{3,3}^2 \right\} \quad (55)$$

$$G_{1,i} = \frac{1}{6} \left\{ \frac{V_{3,i}(l_{c,i})}{A_{r,i}} + 6 \frac{V_{2,i}(l_{c,i})}{A_{r,i}} G_{3,i} + 6G_{3,i}^3 \right\} \quad i=1,2 \quad (56)$$

$$G_{1,3} = \frac{1}{6} \left\{ \frac{V_{3,3}(l_{c,3})}{A_r} + 6 \frac{V_{2,3}(l_{c,3})}{A_r} G_{3,3} + 6G_{3,3}^3 \right\} \quad (57)$$

ここで, 式(46)~(51)を用いた計算例を図-2 に示す $m=3$ の河道網を対象に, 次の計算条件を与えた。

$$n_s = 0.5 \text{ (s m}^{1/3}\text{)}, i_s = 0.05, l_s = 100 \text{ (m)}, \bar{r} = 5 \text{ (mm/hr)} \quad (58)$$

$$n_c = 0.03 \text{ (s m}^{1/3}\text{)}, W = 5 \text{ (m)}, l_c = 3000 \text{ (m)}$$

n_s は斜面粗度係数, i_s は斜面勾配を表す。図-4(a)に示す数値は各河道の勾配, () の数値は K_2 値を表している。

式(46)~(51), (58)より計算した河道網末端 (点o) における G_1, G_2, G_3 の値は以下ようになった。

$$G_1 = 2.3 \text{ (hr}^3\text{)}, G_2 = 4.2 \text{ (hr}^2\text{)}, G_3 = 35 \text{ (hr)} \quad (59)$$

diffusion wave式と遅れ系を比較するため降雨を設定し, 再現計算を行った例が図-4(b)である。実線は式(12), (27)を用いた点oにおける流量, 破線は式(39), (59)を用いた3次の遅れ系による流量計算の結果であるが, この再現計算は妥当であり, 遅れ系はdiffusion wave式も表現できるといえる。

次に, K_2 と G_1, G_2, G_3 の関係を考察した。図-3 で $m=15$ の河道網を想定し, 設定条件は式(58)とした。また, 図-3 を参照し, 下流に向かうほど K_2 の値を減少させるよう河床勾配を式(60)のように設定し, 全体的に急勾配の場合と緩勾配の場合の2ケースを想定した。

$$\text{Case-1: } i_c = 0.003 - 0.0015 L \quad (1 \leq L \leq m) \quad (60)$$

$$\text{Case-2: } i_c = 0.009 - 0.00045 L \quad (1 \leq L \leq m)$$

L は上流端から数えたリンク数を表している。また, 支流にあたる外部リンク (図-2 の2~ m のリンク) の河床勾配は0.003とした。

図-5 において, (A)は本流に沿った K_2 の分布を, (B)は kinematic wave式と diffusion wave式で計算した Case-2 の定常状態の水深を示している。横軸の y は上流端からの距離を表しており, 実線は diffusion wave式を, 破線は kinematic wave式を表している。Case-1, Case-2 ともに下流に向かうにつれ K_2 が減少していくが, K_2 が小さい Case-2 では kinematic wave式と diffusion wave式の水深差が顕著に現れている (図-5(B))。

図-6 はパラメータ G_2, G_3 の本流沿いの変化を示したものであるが, K_2 の減少に従い G_2, G_3 ともに kinematic

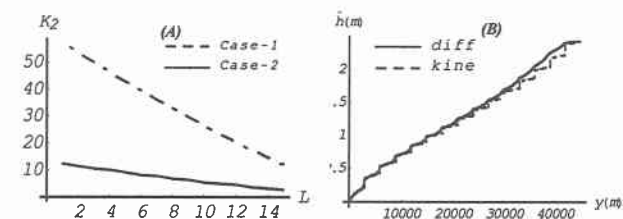


図-5 K_2 の分布と Case-2 の水深

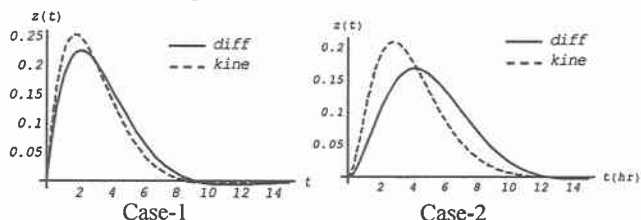


図-7 河道網末端におけるインパルス応答関数

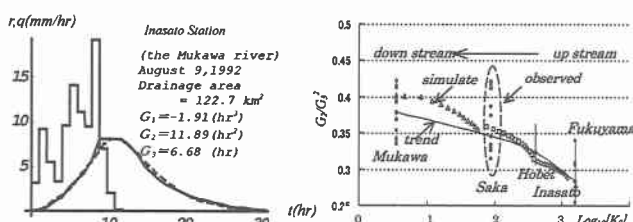


図-8 実測と再現計算の比較

図-10 K_2 と G_2/G_3^2 の分布

wave 式と diffusion wave 式の差が広がっていく。

実際的には、この差がどの程度であれば両式を同一とみなせるかが問題となる。ここでは、遅れ系の周波数伝達関数式(41)のインパルス応答関数 $z(t)$ で両者を比較する。両者のピーク値の差が 10%未満の場合は kinematic wave 式の適用範囲、それ以上の差が認められる場合は diffusion wave 式の適用範囲とみなした。

図-7 は河道網末端における両式の G_2, G_3 を用いた $z(t)$ の計算例を示したものであり、Case-1 は両者のピーク値の差が 10%未満、Case-2 は 10%以上の例である。 K_2 が 4 以下の場合 (Case-2) において両者のインパルス応答関数のピーク値の差が 10%以上となるためこの流域は diffusion wave 式の適用範囲であるといえる。逆に K_2 値が 5 以上の場合には両者に大差が認められないことから kinematic wave 式を適用してよいといえる。この傾向はマグニチュード m や条件式(58)の値を変化させても同じ傾向を示した。

以上のことをふまえ、実流域における降雨流出解析にモーメント法を適用し、その再現計算を行った。図-8 は鶴川流域の稲里においての再現計算例である(実線は実測データ、破線は再現計算)が、両者はほぼ一致していることから遅れ系は、実流域にも適用しているといえる。

図-9 は鶴川流域の幾つかの観測地点における降雨流出関係から求めた G_2, G_3 を求め、その関係を示したものであり、鶴川(下流)と稲里(上流)の値を代表させて記した。観測地点が上流から下流へむかうに従い、つまり、() 内の K_2 値が小さくなるにつれて、 G_2 と G_3^2 の比率が大きくなっていくことがわかる。

この関係を確認するため、図-2 で示す河道網流域 ($m=15$) で上記と同様に K_2 の値を変化させながら計算を行った。その結果を示すのが図-10 であるが、横軸は K_2 値を常用対数で、縦軸は G_2/G_3^2 を表示し、 G_2 と G_3^2 の比

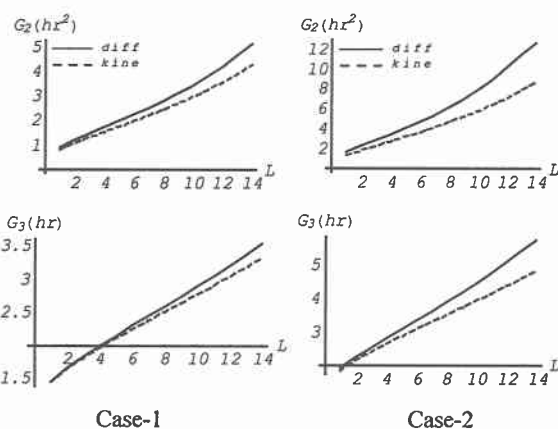


図-6 本流に沿う G_2, G_3 の変化

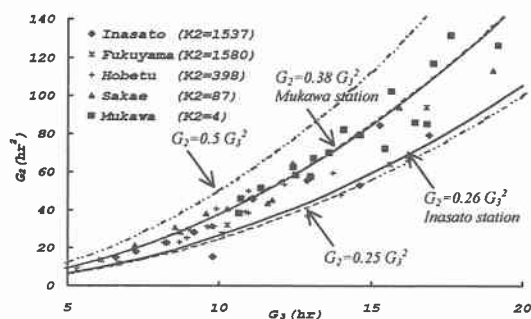


図-9 実流域における G_3 と G_2 の関係

率の変化を示している。この結果、観測データと再現計算値の傾向は同じことから上記の理論は実降雨流出関係でも適用していると考えられる。

5. まとめ

本研究では、diffusion wave 式において等価周波数伝達関数より求まる遅れ系のパラメータ G_1, G_2, G_3 を求める手法を提案した。diffusion wave 式と遅れ系による流出量はほぼ同じ値を得ることを確かめ、無次元数 K_2 が約 5 以上では式は kinematic wave 式と同じ挙動をとることがわかった。図-3 で示された実流域においては一部の下流を除く多くの河道では $K_2 \geq 5$ であることから、kinematic wave 式を適用してよいと考えられる。

また、実流域における降雨流出関係において遅れ系は再現性が高く、 $G_2 \sim G_3$ 間に見られる関係もある一定の規則性を持っていることを確認した。

謝辞：本研究は、(財)北海道河川防災研究センターの研究補助を受けたものである。関係各位に感謝します。

参考文献

- 1) Luai Hamouda and Mutsuhiro Fujita: Application of the Equivalent Frequency Response Method to Nonlinear Runoff Systems-St. Venant Equation and Related Models-, 土木学会論文集 No.677/II-55, 189-203, 2001
- 2) Surakha Wanphen and Mutsuhiro Fujita: A Study on Diffusion Wave Runoff Model by Equivalent Frequency Transfer Function, 水工学論文集, Vol.46, 145-150, 2002
- 3) 藤田睦博, Surakha Wanphen, 田中岳, 清水康行: 等価周波数応答方に基づく kinematic wave モデルの集中化に関する基礎的研究, 土木学会論文集投稿中。