



유 사 이 동 론

최 성 욱 (연세대학교 사회환경·건축공학부 조교수)

· 차례 ·

1. 개설
2. 유사의 특성
3. 유체역학의 기본방정식
4. 유사입자의 운동
5. 소류사 이론
6. 부류사 이론

제 4 편

5. 소류사 이론

이번 장에서는 소류사(bedload)의 이동에 대하여 다룬다. 바닥에서 유수의 직접적인 영향을 받는 토사 입자는 수리학적 조건이 변화하면 한계상태에 이르러 운동을 시작하게 된다. 이때 입자는 구르기나(rolling), 미끄러지며(sliding), 혹은 跳躍(saltating) 하면서 바닥 부근의 영역에서 하류방향으로 이동하게 되는데 이를 소류사라고 한다. 소류사 형태에 의한 유사 이동량을 산정하기 위해서 많은 연구자들이 여러 가지 공식을 제안하였다. 소류사의 거동을 해석적인 방법만을 가지고 설명하는 것은 매우 어려운 일이기 때문에, 기존의 연구들은 이론적 접근보다는 다소 경험적인 방법을 사용하여 문제를 해결하려고 하였다. 본 장에서는 이들 공식의 근거가 되는 이론적 배경을 알아보고 현재에도 많이 사용되는 공식들에 대해서

살펴보기로 한다.

(1) 입자의 운동방정식

문제를 간단히 하기 위하여, 흐름이 정상상태 등류이고 잘 발달된 난류이며 소류사 이동이 발생하는 하상 근처에서 유속은 대수법칙을 따른다고 가정한다. 또한 입자운동에 대한 난류의 효과는 $u_* / \nu_s < 1$ 라고 가정할 경우에는 무시할 수 있다. 대수법칙에 의하면 하상 근처의 평균 유속분포는 다음과 같이 주어진다.

$$\bar{u}(s, n, z, t) = 2.5u_* \ln(30 \frac{z}{k_s}) \quad (1a)$$

$$\bar{u}(s, n, z, t) = 0 \quad (1b)$$

$$\bar{w}(s, n, z, t) = 0 \quad (1c)$$

여기서 z 는 연직 상향을 나타낸다. 또한 입자의 운동 방정식은 4장에서 설명한 바와 같이 다음과 같다.

$$(\rho_s + c_m \rho) V_p \frac{du_p}{dt} = -\frac{1}{2} \rho c_L A_p |u_r| (u_p - u_f) + \rho(1 + c_m) V_p \frac{du_f}{dt} \quad (2a)$$

$$(\rho_s + c_m \rho) V_p \frac{dw_p}{dt} = -\frac{1}{2} \rho c_L A_p |u_r| w_p - (\rho_s - \rho) g V_p + \frac{1}{2} \rho c_L A_p (u_{rT}^2 - u_{rB}^2) \quad (2b)$$

여기서 $|u_r|$ 은 유체에 대한 입자의 상대속도의 크기를 나타내며, 다음과 같이 주어진다.

$$|u_r|^2 = (u_p - u_f)^2 + w_p^2 \quad (3)$$

식(1)에서 제시된 유속분포를 이용하면 입자가 위치한 좌표 (s_p, n_p, z_p) 에서의 유속은 다음과 같다.

$$u_f(t) = \bar{u}(s_p(t), n_p(t), z_p(t), t) \\ = 2.5u_* \ln \left(\frac{30z_p(t)}{k_s} \right) \quad (4)$$

식(2a)에서 유체운동에 의한 가속도항인 우변의 두 번째 항은 전미분 형태이므로, 연쇄법칙(chain rule)과 식(4)의 결과를 이용하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{du_f}{dt} = \frac{\partial u_f}{\partial t} + u_p \frac{\partial u_f}{\partial s_p} w_p \frac{\partial u_f}{\partial z_p} \\ = 2.5 w_p \frac{u_*}{z_p} \quad (5)$$

그리고 식(2b)에서 우변의 세 번째 항은 양력에 의한 영향을 나타내며, u_{fT} 와 u_{fB} 는 각각 입자의 상단과 하단에서 상대속도의 크기를 나타낸다. 이를 식으로 표현하면 다음과 같다.

$$u_{fT}^2 = (u_p - u_{fT})^2 + w_p^2 \\ u_{fB}^2 = (u_p - u_{fB})^2 + w_p^2$$

마찬가지로 식(1)을 이용하면 구형 입자의 상단과 하단에서 유체의 속도성분은 다음과 같음을 보일 수 있다.

$$u_{fT} = 2.5u_* \ln \left(30 \frac{z_p + D/2}{k_s} \right) \\ u_{fB} = 2.5u_* \ln \left(30 \frac{z_p - D/2}{k_s} \right)$$

(2) 입자의 도약

도약하는 입자의 운동을 고려할 때 입자의 운동방정식에서 양력과 유체의 가속도항은 무시할 수 있다. 그렇다면 식(2)에서 입자에 작용하는 상향력은 없어지게 된다. 그렇다면 도약하는 입자의 상향력은 어디서 오는 것 것일까?

입자와 바닥과의 충돌이 비탄성이기 때문에(즉, 탄성계수 e 가 1보다 작으므로), 바닥과 충돌한 입자는

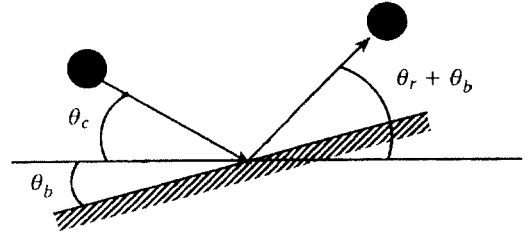


그림 1. 상류방향으로 θ_b 만큼 경사진 하상에 θ_c 의 입사각으로 충돌하는 입자

에너지와 운동량을 잃으며 다시 튀어 오를 것이다. 그러나 계속해서 도약하는 입자의 높이는 점점 더 낮아질 것이며, 시간이 지남에 따라 입자는 구르거나 미끄러지는 운동을 할 것이다. 실제로 이러한 입자가 표면이 매끄러운 하상에서 도약할 때만 가능하다. 하상의 입자가 계속하여 안정된 도약(stable saltation)을 하는 데에는 하상의 조도가 중요한 역할을 한다.

이를 설명하기 위해서 그림 1.과 같이 각 θ_b 만큼 상류방향으로 기울어진 표면에 입사각 θ_c 로 충돌하는 입자를 고려하자. 상류방향으로 경사진 표면으로의 충돌은 입자가 가지고 있는 흐름방향으로의 운동량을 연직상향의 운동량으로 변환시키는 역할을 한다. 예를 들어 $\theta_c = 0^\circ$ 이고 $\theta_b = 45^\circ$ 인 경우에는, 앞으로 전진하는 입자의 입사 운동량은 상향의 수직 운동량으로 완전히 바뀌게 된다. 따라서 충돌시 전진하는 입자의 운동량 손실은 연직 상향으로 입자의 운동에 기여하게 되며, 다시 입자는 유수로부터 항력을 공급받아 하류방향으로 가속된다. 이와 같은 메카니즘에 의하여 하상부근의 입자는 안정된 도약을 할 수 있는 것이다.

입자의 도약을 설명하는 모형은 다음과 같이 일반화될 수 있다. 즉, 그림 1과 같이 수평면에 대하여 각 θ_b 를 갖는 표면에 입사각 θ_c 로 충돌하는 입자는 각각 접선 및 수직방향으로 다음과 같은 속도성분을 갖는다.

$$u_{pT}|_{in} = (u_p^2 + w_p^2)^{1/2} |i_n \cos(\theta_c + \theta_b) \quad (6a)$$

$$u_{pN}|_{in} = - (u_p^2 + w_p^2)^{1/2} |i_n \sin(\theta_c + \theta_b) \quad (6b)$$

여기서 첨자 T 와 N 은 각각 하상 표면에 대하여 접선 및 수직성분을 나타낸다. 그리고 충돌 후에 입자의 속

도성분은 다음과 같다.

$$u_{pT}|_{out} = u_{pT}|_{in} \quad (6c)$$

$$u_{pN}|_{out} = -e \cdot u_{pT}|_{in} \quad (6d)$$

그림 1.에서 입자가 바닥면과 충돌한 후 다시 도약하는 각도(angle of rebound) θ_r 은 다음의 관계를 이용하여 구할 수 있다.

$$\tan(\theta_r) \frac{u_{pN}|_{out}}{u_{pT}|_{out}} = -e \cdot \frac{u_{pN}|_{in}}{u_{pT}|_{in}} \cdot e \cdot \tan(\theta_b + \theta_c) \quad (6e)$$

여기서

$$u_{pT}|_{out} = (u_p^2 + w_p^2)^{1/2}|_{out} \cos(\theta_b + \theta_r)$$

$$u_{pN}|_{out} = (u_p^2 + w_p^2)^{1/2}|_{out} \sin(\theta_b + \theta_r)$$

이상으로 입자가 바닥 부근에서 도약하는 역학적인 메카니즘을 정리하면 다음과 같다. 입자는 유수에 의한 항력으로부터 흐름 방향의 운동량을 제공받으며, 중력은 입자를 연직하향으로 끌어당겨 충돌을 일으킨다. 입자 에너지는 충돌로 인하여 일부가 손실되며, 이와 동시에 흐름방향으로 운동하는 입자의 운동량은 부분적으로 연직상향의 운동량으로 변환된다. 충돌로 인하여 손실된 입자의 에너지는 다시 유수에 의한 항력에 의해 보충된다. 이러한 과정은 평형을 이루면서 계속하여 반복되며 이를 도약이라 한다.

(3) 표준해

도약에 의한 입자의 운동을 나타내는 변수들을 적절한 특성차원변수(characteristic dimensional variable)를 이용하면 무차원화 시킬 수 있다. 특성속도와 특성길이를 각각 u_s 와 입자의 직경 D 를 사용할 수 있다. 특성길이는 하상이 균일한 크기의 입자로 구성되어 있을 때, 특성조도높이(k_s)와 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$k_s = a_k D \quad (7)$$

여기서 a_k 의 크기정도(order of magnitude)는 1이다.

입자의 흐름방향으로 도약길이, 체제시간, 그리고 도약높이를 각각 λ_s , T_s , h_s 로 하고, 특성차원 변수를 이용하여 무차원화 시키면 다음과 같은 관계식을 얻

을 수 있다.

$$\frac{\lambda_s}{D} = f_\lambda(\tau^*, Re_p, R) \quad (8a)$$

$$\frac{T_s u_s}{D} = f_T(\tau^*, Re_p, R) \quad (8b)$$

$$\frac{h_s}{D} = f_h(\tau^*, Re_p, R) \quad (8c)$$

여기서 $\tau^* = u_s^2 / (RgD)$, $Re_p = \sqrt{RgD}D/\nu$ 이고 R 은 수중 단위중량이다. 마찬가지로 입자의 중심으로부터 추정된 입자와 유체의 난류평균된 속도를 \bar{u}_p 와 \bar{u}_f 라하면 역시 다음과 같은 관계식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\bar{u}_p}{u_s} = f_p(\tau^*, Re_p, R) \quad (8d)$$

$$\frac{\bar{u}_f}{u_s} = f_f(\tau^*, Re_p, R) \quad (8e)$$

위의 식(8d)와 식(8e)에서 시간평균된 입자와 유체의 속도는 각각 다음과 같이 정의된다.

$$\bar{u}_p = \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} u_p(t) dt$$

$$\bar{u}_f = \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} u_f(t) dt$$

(4) 동마찰계수

도약하는 입자들은 바닥과의 충돌로 인해 하상에 운동량을 전달하게 된다. 계속해서 비스듬하게 부딪치는 입자에 의해서 흐름방향의 전단응력이 발생하게 된다. 이때 입자의 충돌로 인하여 하상으로 전달되는 흐름방향의 운동량은 다음과 같다.

$$M = \rho_s V_p \Delta u_p \quad (9)$$

위의 식에서 입자의 진행 방향으로 속도 차이는 다음과 같이 정의된다.

$$\Delta u_p = u_p|_{in} - u_p|_{out} \quad (10)$$

충돌이 비탄성이며, 경사진 면에서 발생할 경우에 충돌 후에 입자 전진 방향의 운동량은 충돌전의 값보다

작다 (즉, $\Delta u_p > 0$)이다. 평균적으로 입자는 매 $\lambda_s \sqrt{\bar{u}_p}$ 초에 한번씩 바닥과 충돌하며, 충돌에 의한 운동량의 전달은 흐름방향으로 다음과 같은 전단력을 유발한다.

$$F_{gr} = \rho_s V_p \Delta u_p \frac{\bar{u}_p}{\lambda_s} \quad (11)$$

Newton의 제 3 법칙에 의하면 하상에서 도약하는 입자로 인한 전단력은 하상에 의한 저항력과 크기는 동일하며 방향은 반대이다.

앞에서 소개한 정적 Coulomb 마찰계수와 마찬가지로, 동적인 Coulomb의 마찰계수 μ_d 를 다음과 같이 정의할 수 있다.

$$\begin{aligned} \mu_d &= \frac{\text{충돌로 인한 접선방향의 저항력}}{\text{수중 입자의 무게}} \\ &= \frac{F_{gr}}{(\rho_s - \rho) g V_p} = \frac{R+1}{R} \frac{\Delta u_p \bar{u}_p}{g \lambda_s} \end{aligned} \quad (12)$$

따라서 동적 마찰계수의 일반적 형태는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\mu_d = \mu_d(\tau^*, Re_p, R) \quad (13)$$

(5) 도약하는 입자의 연속법칙

입자의 수를 증가시킴으로써 도약하는 입자 운동에 관한 이론을 일반화할 수 있다. 해석상의 편의를 위해서 도약하는 입자의 궤도가 비슷하다고 가정하자. 이러한 문제는 사실 Lagrangian 접근방법보다는 Eulerian 방법을 사용하는 것이 더 편리하다. 해석을 위하여 다음과 같은 변수들을 정의하자.

E_s = 不動의 입자나 충돌입자로 인한 입자의 상향으로 체적흐름률(volume flux)

$C_u(z)$ = 위로 운동하는 입자의 체적농도

$C_d(z)$ = 아래로 운동하는 입자의 체적농도

$C_s(z)$ = 도약하는 소류사의 전체 체적농도

$u_{pu}(z)$ = 위로 운동하는 입자의 흐름방향의 속도 (s 성분)

$u_{pd}(z)$ = 아래로 운동하는 입자의 흐름방향의 속도 (s 성분)

$w_{pu}(z)$ = 위로 운동하는 입자의 수직방향의 속도 (n 성분)

$w_{pd}(z)$ = 아래로 운동하는 입자의 수직방향의 속도 (n 성분)

위에서 정의한 변수들을 이용하면 윗 방향으로의 체적 흐름률(volume flux)은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$E_s = C_u w_{pu} = -C_d w_{pd} \quad (14)$$

여기서 도약하는 소류사의 체적농도는 다음과 같다.

$$C_s = C_u + C_d \quad (15)$$

따라서 도약하는 입자들의 흐름방향으로 평균 속도는 다음과 같이 주어진다.

$$u_{se} = \frac{C_u C_{pu} + C_d C_{pd}}{C_s} \quad (16)$$

위의 식을 이용하면 흐름방향으로의 소류사량 (bedload discharge)은 다음과 같다.

$$q_b = \int_{bed}^{h_s} C_s(z) u_{se} dz = \xi \bar{u}_{se} \quad (17)$$

여기서 $\xi = \int_{bed}^{h_s} C_s(z) dz$ 이다. 식(17)은 하상의 단위 면적당 이송되는 소류사의 부피를 나타낸다. 또한 식(17)에서 \bar{u}_{se} 는 u_{se} 의 흐름 평균값으로서 다음과 같이 정의된다.

$$\bar{u}_{se} = \frac{\int C_s u_{se} dz}{\int C_s dz} \quad (18)$$

그림 2.에서와 같이 도약길이가 λ_s 일 때, 결국 다음과 같은 소류사량에 관한 관계식을 얻을 수 있다.

$$q_b = E_s \lambda_s \quad (19)$$

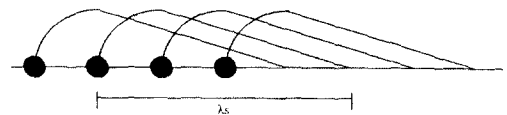


그림 2. 도약에 의한 유사입자의 이동

(6) 유체와 입자의 전단응력: Bagnold 가설

도약하는 입자에 의해 발생하는 흐름방향 운동량의

상향 흐름률(F_{gmsz} : net upward flux of streamwise momentum)을 계산하면 다음과 같다.

$$F_{gmsz} = \rho_s (C_u u_{pu} w_{pu} + C_d u_{pd} w_{pd}) \quad (20)$$

앞에서 소개한 레이놀즈의 응력개념과 유사하게, 흐름방향 운동량의 상향 흐름률에 의한 입자 전단응력(τ_g)을 다음과 같이 정의 할 수 있다.

$$\tau_g = -F_{gmsz} = -\rho_s (C_u u_{pu} w_{pu} + C_d u_{pd} w_{pd}) \quad (21)$$

식(14), 식(17), 그리고 식(19)를 이용하여 위의 식을 다시 쓰면, 다음과 같은 식을 얻는다.

$$\tau_g(z) = \rho_s \xi \bar{u}_{se} \frac{u_{pd} - u_{pu}}{\lambda_s} \quad (22)$$

위의 식은 입자의 도약거리(λ_s)가 입자의 거리라는 것을 제외하고는 식(11)과 동일하다.

운동량 평형을 고려할 때, 도약하는 입자의 중요한 역할은 유체상(fluid phase)에서 고체상(solid phase)으로 흐름방향의 운동량을 전달하는 것이다. 평균적으로 도약하는 입자는 주위의 유체보다 느리게 움직인다. 따라서 이들은 항력에 의해 유체로부터 운동량을 얻고, 이러한 흐름방향의 운동량은 입자 전단응력 τ_g 을 발생시키면서 하상으로 전달된다. 하상에서의 입자 전단응력 τ_{gb} 는 하상 입자에 작용하는 단위면적당 힘이다.

Bagnold (1956)은 위와 같은 방법론을 유수와 도약하는 입자와의 상호작용을 설명하기 위해 사용했다. 도약이 수심에 비해 매우 얇은 두께를 갖는 층에 한정되어 일어날 때(이를 소류사층이라고 하며), 도약층의 상단부에서의 유체의 전단력은 다음과 같다.

$$\tau_T = \rho u_*^2 = \gamma HS \quad (23)$$

바닥으로부터 $z = h_s$ 만큼 떨어진 지점에서 τ 는 τ_T 와 거의 같다. 소류사층에서, 입자에 의한 순수한 운동량의 획득은 유체의 순수손실과 같아야 한다. 이를 식으로 표현하면,

$$\tau_T = \tau + \tau_g \quad (24)$$

그림 3.는 소류사층에서 전단응력의 분포를 그린 것이

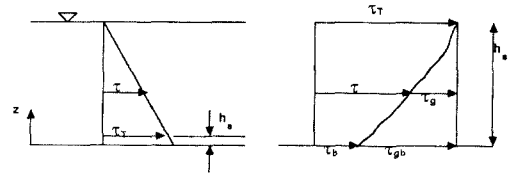


그림 3. 특성조도높이 구간내의 전단응력 분포

다. 특성조도높이 구간내에서 전체 전단응력의 크기는 일정하나, 유체에 의한 전단응력 τ 는 $\tau_T - \tau_g$ 의 값으로 감소되는 것을 알 수 있다. 소류사 이동에 참여하는 입자의 수가 많을수록 단위 하상면적당 이동하는 입자의 부피 ξ 는 커지고 이에 따라 τ_g 는 증가하며, 반대로 τ 는 감소하게 된다.

Bagnold (1956)는 이러한 과정이 경계층에서 한계 전단응력 τ_{bc} 에 의해 제한된다고 가정하였다. 소류사로 이동되는 입자의 수가 증가할수록 τ_g 의 값은 증가하나 무한정 증가하지 않고 τ 가 한계 전단응력이 (τ_{bc})이 될 때까지 증가하며, 이 점을 넘어서면 더 이상 입자의 순수유입은 일어나지 않고, 소류사 이동이 평형상태에 도달하게 된다. 즉,

$$\tau_{gb} = \rho u_*^2 - \tau_{bc} \quad (25a)$$

여기서

$$\tau_{gb} = \rho_s \xi \bar{u}_{se} \frac{\Delta u_p}{\lambda_s} \quad (25b)$$

Coulomb의 동마찰계수 μ_d 를 이용하면,

$$\mu_d = \frac{\tau_{gb}}{\rho R g \xi} \quad (26)$$

식(25b)를 이용하여 위 식을 다시 쓰면 다음과 같다.

$$\mu_d = \frac{R+1}{R} \frac{\Delta u_p \bar{u}_{se}}{g \lambda_s} \quad (27)$$

식(26)을 이용하여 식(25a)를 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\mu_d \rho R g \xi = \rho u_*^2 - \tau_{bc} \quad (28)$$

이 식은 $\rho R g D$ 로 나누어서 무차원 형태로 표시할 수 있다.

$$\frac{\xi}{D} = \frac{\tau - \tau_c}{\mu_d} \quad (29)$$

이상의 결과를 이용하면 소류사 이동에 대한 관계식을 유도할 수 있다. 즉, 식(14)와 (17) 그리고 \bar{u}_{se} 와 \bar{u}_p 에 관한 식을 이용하면, 무차원의 소류사량(q^*)을 다음과 같이 표현할 수 있다 Garcia(1999).

$$q^* = (\tau^*)^{1/2}(\tau^* - \tau_c^*) \frac{f_p(\tau^*, Re_p, R)}{\mu_d(\tau^*, Re_p, R)} \quad (30)$$

여기서 q^* 는 Einstein수라고도 하며 다음과 같이 정의된다.

$$q^* = \frac{q_p}{\sqrt{ReDD}}$$

식(30)을 더욱더 일반화하여 표현하면 다음과 같다.

$$q^* = q^*(\tau^*, Re_p, R) \quad (31)$$

(7) 소류사량 공식

앞에서 언급한 바와 같이 소류사량을 산정하기 위한 공식은 여러 연구자에 의해 다양한 형태로 제시되었다. Graf (1984)는 소류사량 공식을 다음과 같이 분류하였다.

- ① DuBoys 형식
- ② Schoklitsch 형식
- ③ Einstein 형식

DuBoys 형식은 한계전단응력을 사용하는 방법으로 유수에 의한 전단응력이 한계값을 초과할 때 소류사가 발생한다는 개념이다. 이와 비슷하게 Schoklitsch 형식은 어느 한계유량을 초과할 때 소류사가 발생한다는 것이다. 그러나 Einstein(1950)은 소류사의 발생이 평균 수리량과 관련있는 것이 아니고 난류특성과 유관하다고 생각하여 확률론적 접근 방법을 제시하였다. 현재까지 많이 사용되고 있는 소류사량 산정 공식을 살펴보면 다음과 같다.

(a) Meyer-Peter와 Muller 공식

Meyer-Peter와 Muller(1948)는 1934년에 제시한 Meyer-Peter 공식을 개선하여 다음과 같은 무차원의 소류사량 공식을 제시하였다.

$$q^* = 8(\tau^* - \tau_c^*)^{3/2} \quad (32)$$

여기서 $\tau_c^* = 0.047$ 이며 위의 공식은 다소 경험적이며 균질한 자갈층에서 검증되었다. 식(32)는 대표적인 한계전단응력의 개념을 사용하는 공식으로 중부유럽에서 많이 사용되고 있다.

(b) Engelund와 Fredsoe 공식

Engelund와 Fredsoe(1976)도 한계전단응력의 개념을 사용하는 다음과 같은 식을 발표하였다.

$$q^* = 18.74 (\tau^* - \tau_c^*) [(\tau^*)^{1/2} - 0.7(\tau_c^*)^{1/2}] \quad (33)$$

여기서 $\tau_c^* = 0.05$ 이다.

(c) Fernandez Luque와 van Beek 공식

Fernandez Luque와 van Beek (1976)는 다음의 소류사량 공식을 제안하였다.

$$q^* = 5.7(\tau^* - \tau_c^*)^{3/2} \quad (34)$$

(d) Wilson 공식

Wilson(1966)에 의하면 무차원의 소류사량은 다음과 같다.

$$q^* = 12(\tau^* - \tau_c^*)^{3/2} \quad (35)$$

(e) Einstein 공식

Einstein(1950)은 기존의 연구에서 제시한 입자의 초기운동에서 한계 수리량을 정의하는 것이 어렵고, 소류사량은 유사입자에 작용하는 힘의 평균값보다는 난류에 의한 변동치(fluctuation)에 더욱 관계된다는 생각을 가졌다. Einstein의 소류사량 공식은 다음과 같다.

$$q^* = q^*(\tau^*) \quad (36)$$

이 함수는 다음 관계를 갖는다.

$$1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-0.413/\tau^*-2}^{0.413/\tau^*-2} e^{-t^2} dt = \frac{43.5q^*}{1+43.5q^*} \quad (37)$$

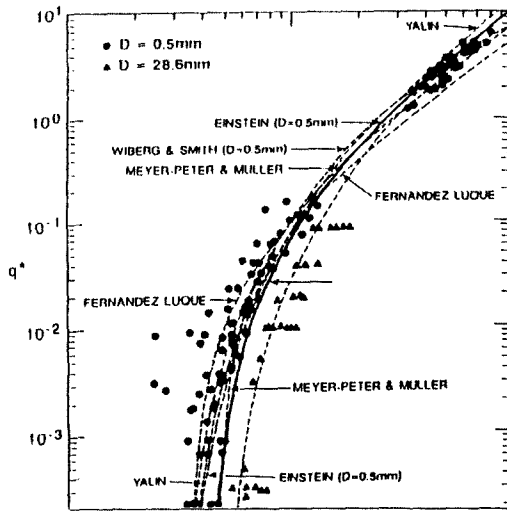


그림 4. 소류사량 산정공식의 비교(Parker, 1990)

(f) Yalin 공식

Yalin(1963)은 도약하는 입자의 평균 양력을 고려하여 다음과 같은 소류사량 공식을 제안하였다.

$$q^* = 0.635s(\tau_c^*)^{1/2} \left[1 - \frac{\ln(1+as)}{as} \right] \quad (38)$$

여기서 $a = 2.45(R+1)^{0.4}(\tau_c^*)^{1/2}$ 이고 $s = (\tau^* - \tau_c^*)/\tau_c^*$ 이다. 이 식에서 두 개의 상수는 Einstein (1950)이 제안한 값을 사용하여 계산할 수 있다.

그림 4.에 무차원 소류사량(q^*)과 τ_c^* 와의 관계를 도시하였다. 그림에서는 앞에서 소개한 대표적인 소류사량 공식들과 실험 결과를 함께 보였다. 수리실험과 공식의 적용에 사용된 입자의 크기는 0.5mm-26.5mm 로서 모래와 자갈에 해당된다. 여러 다른 형태의 공식들이 실험값과 함께 매우 근사한 경향을 보임을 알 수 있다. 그림 4.는 원래 Wiberg와 Smith (1989)가 자신들이 제시한 관계식의 타당성을 보기 위해 만든 것이나, 후에 Parker(1990)가 다시 확장하여 그린 것으로 자세한 사항은 이 두 논문을 참고하기 바란다.

비교적 최근에 출판된 Yang(1996)에 의하면 소류사량 공식의 개발에 적용된 접근방법을 더욱더 자세히 구분하여 다음과 같이 분류하였다.

- ① 전단응력에 의한 접근방법
- ② 에너지 경사에 의한 접근방법
- ③ 유량에 의한 접근방법
- ④ 확률에 의한 접근방법
- ⑤ 추계학적 접근방법
- ⑥ 회귀분석에 의한 접근방법

각각의 접근방법에 의한 구체적인 소류사량 산정공식은 Yang (1996)을 참고하기 바란다. ●

《참고문헌》

Bagnold, R.A. (1956). "Flow of cohesionless grains in fluids." *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 249(964).

Einstein, H.A. (1950). "The bed-load function for sediment transportation in open channel flows." U.S. Department of Agriculture, Soil Conservation Service, Technical Bulletin No. 1026.

Engelund, F., and Fredsoe, J. (1976). "A sediment transport model for straight alluvial channels." *Nordic Hydrology*, 7, 293-306.

Garcia, M. (1999). Sedimentation and Erosion Hydraulics. Chapter 6 in *Hydraulic Design Handbook*, McGraw Hill, New York, NY.

Graf, W.H. (1984). *Hydraulics of Sediment Transport*. Water Resources Publications, Highlands Ranch, CO.

Fernandez Luque, R.F., and Van Beek, R. (1976). "Erosion and transport of bedload sediment." *Journal of Hydraulic Research*, IAHR, 14(2), 127-144.

Meyer-Peter, E., and Muller, R. (1948). "Formula for bed-load transport." *Proceedings of International Association for Hydraulic Research (2nd Meeting)*, Stockholm, Sweden.

Parker, G. (1990). "Surface-based bedload transport relation for gravel rivers." *Journal of Hydraulic*

-
- Research*, IAHR, 28(4), 417-436.
- Wiberg, P.L., and Smith, J.D. (1989). "Model for calculating bed load transport of sediment." *Journal of Hydraulic Engineering*, ASCE, 115(1), 101-123.
- Wilson, K.C. (1966). "Bed load transport at high shear stresses. *Journal of the Hydraulic Division*, ASCE, 92(HY6), 49-59.
- Yalin, M.S. (1963). "An expression for bed-load transportation." *Journal of the Hydraulic Division*, ASCE, 89(HY3), 221-259.
- Yang, C.T. (1996). *Sediment Transport*. McGraw Hill, New York, NY.