

고체입자가 부상된 이상유동에서 압력강하에 대한 해석적 접근

김세윤, 이충구\*, 이계복\*  
한국원자력연구소, 충북대학교\*

A Theoretical Approach on the Pressure Drop in Two-phase  
Particle-laden Flows

Seyun Kim, Chung Gu Lee\* and Kye Bock Lee\*  
Korea Atomic Energy Research Institute, Chungbuk National University\*

1. 서론

입자가 부상된(particle-laden) 전단 유동은 여러 산업공정에서 빈번하게 일어나고 있기 때문에 상당한 주목을 받아왔으며, 많은 실험적 연구와 수치적 해석이 수행되어 왔다. 그렇지만, 유동의 복잡성 때문에 아직까지 유동 특성을 정확하게 예측할 수 있는 수학적 모형이 부족하다. 입자 부유유동의 복잡성은 크게 두 가지에 기인하는데, 하나는 입자가 없는 상태의 유동의 난류구조 자체에 대한 이해가 부족한 것이고, 또 하나는 입자가 부유함으로써 그 유동구조를 더욱 복잡하게 만든다는 데에 있다.

그 동안 실험적인 연구는 꾸준히 수행되어 왔는데, 제한적인 실험조건과 난류에 중요한 영향을 주는 인자들에 대한 이해가 부족한 상태여서 입자 부유유동에 대한 명확한 해석을 위해서는 더욱 세밀한 실험이 필요하다. 이 분야에 대한 실험적 연구가 초기에는 압력 강하, 속도분포, 판차찰계수를 측정하여 이에 대한 실험 상관식을 세우는 방향으로 수행되었는데, 최근에는 LDV와 PIV등의 첨단 측정 장치의 개발로 난류구조를 밝히기 위해 난류 운동에너지 등의 난류 특성량을 측정하고 이를 이용한 난류 상관량이나 난류 운동량의 스펙트럼을 구하여 유체와 고체입자간의 에너지 상관관계와 유동특성을 분석하는 연구가 시도되고 있다. 이상유동에서 운반유체의 난류가 커지게 되면 레이놀즈 응력이 증가하고 열전달도 커지게 된다. 따라서 입자의 확산 정도가 증가되어 혼합이 활발하게 이루어지지만, 단위길이 당 압력강하 또한 증가하므로 운반유체의 난류크기는 이상유동에서 매우 중요한 요소이다. 활용 가능한 그간의 실험자료들에 대해서는 Kim 등<sup>(1)</sup>이 정리한 바가 있다.

이론적 연구는 실험적인 연구에 기반하여 입자 부유가 난류현상에 미치는 효과를 설명할 수 있는 모델 개발에 초점이 맞추어져 있는데, 현재 개발된 모델들은 여러 가지 조건에서 생겨날 수 있는 난류현상을 일관성 있게 설명하기에는 아직까지 많은 제약이 존재하고 경우에 따라 실험과 상반된 결과를 보이기도 한다. 따라서 이상 유동 계통의 설계에 사용되는 설계인자는 아직도 실험에 의존하고 있는 실정이다.

이상유동 모델의 발달 과정은 이상의 평균속도, 평균밀도 및 평균점도 등을 적절히 정의한 상태에서 단상유동과 같이 해석하는 균질유동 모델과 이상사이의 상대속도를 고려하는 분리유동모델이 개발되었다. 분산유동이란 연속적인 상 내에 다른 상의 유체가 분산된 상태에서 이루어지는 경우로 액체가 연속상이고 기체가 분산상인 경우 기포류, 기체가 연속상이고 액체가 분산상인 경우 액적류가 되고, 기체 내에 고체입자가 부유하는 분체유동이 여기에 속한다.

산업적 응용 측면에서 압력강하량은 중요한 설계인자로 이상유동 계통에서 펌핑부하를 계산하거나 관에서의 유동특성을 구하기 위해 필요하다. 단상유동에서 전체 압력구배는 마찰, 중력 및 가속의 3가지 성분의 합으로 나타낼 수 있다. 이들 압력구배의 성분들은 서로 다른 물리적 영향에 기인한다. 이상유동의 경우 실험을 통해 중력 및 가속에 의한 압력구배 항에

는 기공률  $a$ 가 포함되고 내부유동의 경우 마찰에 의한 압력강하량이 세 가지 성분 중에서 가장 클 때가 많다.

압력강하량을 구하기 위해 Beattie와 Whalley<sup>(2)</sup>와 같이 간단한 상관계수조정이나 실험적 관찰을 통한 연구들이 수행되어 왔다. 그러나, 단순한 실험식의 곡선적합(curve fitting) 형태의 모델이 아니라 난류량의 변화와 이에 따른 압력강하 기구에 대한 연구가 요구된다.

고체입자가 부상된 경우 여러 연구자들이 입자들이 운반유체의 난류특성에 미치는 영향을 분석하기 위해 실험 결과들을 조합하여 해석적 모델을 제시하였으나 유동의 물리적 현상에 대한 이해 부족으로 변수들의 단순한 상관관계식에 그쳐서 적용범위가 매우 제한적이다. 입자 크기의 영향을 시험하기 위해 Gore와 Crowe<sup>(3)</sup>는 입자직경  $d_p$ 와 난류의 적분길이척도 또는 에너지를 운반하는 eddy의 크기로 간주될 수 있는 난류척도  $l$  사이의 비율을 도입해서,  $dp/l$ 의 비율이 0.1보다 작을 때는 난류가 억제되고, 0.1보다 큰 경우에는 난류가 증가되는 것을 기존의 실험결과를 사용하여 보여주었다. Hetsroni<sup>(4)</sup>는 Tsuji 등<sup>(5)</sup>의 실험결과를 이용해 입자레이놀즈수  $Rep$ 가  $O(0.1)$  근처에서 난류가 억제되고,  $Rep$ 가  $O(1000)$ 일 경우에는 증가하며,  $O(100)$ 에서는 혼합된 효과가 나타난다고 설명했는데, 입자레이놀즈수는 입자의 직경과 상간 상대속도로 계산되는 값이다. Yuan과 Michaelides<sup>(6)</sup>는 입자의 가속과 입자에 의한 후류(wake)효과를 고려한 난류강도에 대한 간단한 수정모델을 제안했고, Kenning과 Crowe<sup>(7)</sup>는 입자 부유시 난류길이 척도를 구성할 때 입자간 간격을 고려하여 입자에 의한 난류운동에너지의 소멸과 생성에 관한 간단한 물리적 모델을 제안하였다. 그러나 이 모델들은 계산에 많은 실험데이터가 요구된다. Crowe<sup>(8)</sup>는 운반유체 난류운동량의 체적 평균된 방정식에 기초하여 난류강도를 예측할 수 있는 모델을 유도하여 실험 결과들과 같은 경향을 보여주는 것을 확인했다. 그러나 이 모델은 운반유체의 속도구배에 의한 난류운동에너지 생성량을 입자가 부유하지 않은 경우의 값을 사용하였고 사용된 항력 계수가 단순하여 보완이 필요하다.

본 연구에서는 지금까지 개발된 모델의 문제점을 보완하기 위해 입자가 부상된 이상유동에서 입자에 의한 난류운동에너지의 생성향과 소멸향을 물리적 현상에 근거하여 유도하고 단순한 실험 데이터의 상관관계식이 아닌 혼합거리 모델과 평형유동(equilibrium flow) 조건을 사용하고 난류강도에 대해 개발된 물리적 모델을 이용하여 고체입자가 부상한 이상유동의 단위 길이당 압력강하에 대한 모델을 개발하려고 한다.

## 2. 이론적 해석

고체 입자가 부유한, 체적평균된 완전발달한 수직관내의 유동의 난류 운동에너지의 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}[(1-a)\rho_f k] + \frac{\partial}{\partial x_j}[(1-a)\rho_f U_j k] &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \sigma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - (1-a)\rho_f \overline{u_i u_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \\ + a\rho_p \frac{f}{\tau_d} |U_i - V_i|^2 - a\rho_p \epsilon_p + a\rho_p \frac{f}{\tau_d} (\overline{v_i v_i} - \overline{u_i v_i}) - (1-a)\rho_f \epsilon \end{aligned} \quad (1)$$

이를 Kim 등<sup>(1)</sup>이 제안한 바와 같이 정리하면 다음과 같이 입자가 부유한 경우의 운반유체의 난류운동에너지에 관한 식을 얻을 수 있다. 여기에는 입자에 의한 항력이 만들어내는 난류운동에너지 생성과 입자 후류의 속도구배에 의한 난류운동에너지 생성과 유동이 충분히 발달한 관 중심근처에서는 유동을 평형유동(equilibrium flow)이라고 가정할 수 있고, 속도구배에 의한 입자의 양력은 상대적으로 작으므로 무시하였다. 식 (1)의 대류항과 확산항을 제외한 생성항과 소멸항은 서로 같은 값을 가져야 한다. 입자에 의한 유동의 난류운동에너지 소산을 따로 고려해 보면 다음과 같다.

$$\epsilon_p = f \left( \frac{u_i - v_i}{\tau_d} \right) v_i \quad (2)$$

입자에 의한 소산은 입자에 의한 생성에 비하면 상대적으로 무시할 수 있을 정도로 작다고 할 수 있다. 이 과정은 직관적으로 이해될 수 있는데, 입자가 유체에 의해 요동될 정도로 가볍지 않다면, 입자는 유동으로부터 약간의 에너지만을 흡수할 수 있고, 이는 곧 유동이 입자에 의해 잃어 버리는 에너지가 된다. 따라서 식 (1)은

$$\begin{aligned} & \alpha \rho_p \frac{f}{\tau_d} |U_i - V_i|^2 - (1 - \alpha) \rho_f \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \\ & + \alpha \rho_p \frac{f}{\tau_d} (\overline{v_i v_i} - \overline{u_i v_i}) - (1 - \alpha) \rho_f \epsilon = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

과 같이 정리된다. 첫 번째 항은 입자의 가속에 따른 항력에 의해 유체에 부가되는 일과 입자에 의해 발생하는 후류(wake)에서의 속도 결손(defect)에 의한 난류운동에너지의 생성을 나타내는 항으로 운반유체와 입자간의 속도차로 표현된다.<sup>(7)</sup> 이 항에서 상간 상대속도를 모사하기 위해 자유낙하하는 입자의 운동방정식으로부터 입자가 최종으로 도달하는 속도인 ( $dV/dt = 0$ ) 종단속도를 상간 상대속도로 근사시키면,

$$m \frac{dV}{dt} = C_D \frac{1}{2} \rho A (U - V)^2 - mg \quad (4)$$

$$U_r \approx V_T = \left( \frac{g \tau_d}{f} \right) = \frac{\rho_p d_p^2 g}{18 \mu f} \quad (5)$$

$f$ 는 항력 인수(drag factor)로 Stokes 항력을 만족하지 않는 경우의 보정 인자이다. 본 연구에서는 일반적으로 널리 사용되는 다음 식으로 표현되는 Schiller의 항력 인수를 사용하였다.

$$f = 1.0 + 0.15 Re_p^{0.687} \quad (6)$$

따라서

$$\alpha \rho_p \frac{f}{\tau_d} |U_i - V_i|^2 \approx \alpha \rho_p \frac{f}{\tau_d} V_T^2 \quad (7)$$

로 모델링할 수 있다.

속도구배에 의한 생성항인 식 (3)의 좌변 두 번째 항에서 부유된 입자에 의해 생성되는 후류효과가 유동장에 미치는 영향이 고려되어야 한다. Fig. 1에 입자에 의해 발생하는 후류 유동의 특성을 나타냈다.

속도를 갖는 유체 내에서 이동하는 입자 뒤에 생기는 후류에서의 속도분포는 입자 하류 영역에서 상사형태로 주어진다.<sup>(9)</sup> 속도구배에 의한 생성항을 혼합거리 모델과 속도구배를 이용하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$- \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = l^2 \left| \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right| \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right)^2 \quad (9)$$

그리고, 속도구배는 후류에서 상사함수를 이용하여 표현할 수 있다.<sup>(10)</sup> 즉,

$$\frac{U_\delta - U}{U_\delta - U_m} = \frac{U_l}{U_{lm}} = f(\eta), \quad \eta = \frac{y}{\delta} \quad (10)$$

로 주어지고 상사함수  $f(\eta) = 1 - \eta^{3/2}$  이므로<sup>(11)</sup>

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial U}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{U_{lm}}{\delta} f'(\eta) \quad (11)$$

따라서

$$-\frac{u_i u_j}{\partial x_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = l^2 \frac{U_{lm}^3}{\delta^3} [f'(\eta)]^3 = \beta^2 \frac{U_{lm}^3}{\delta} [f'(\eta)]^3$$

$$U_{lm} = A x^{-2/3}, \quad \delta = B x^{1/3} \quad (12)$$

여기서  $\beta = l/\delta$  로서 후류두께에 대한 길이척도의 비율로 일정한 값을 가진다. 식 (12)의 후류체적 내의 평균값을 얻기 위해 후류의 길이와 후류의 폭에 대해 적분하면

$$\int_0^{l_w} \left[ \int_0^\delta \left( \frac{27}{8} l^2 \frac{U_{lm}^3}{\delta^3} \eta^{3/2} \right) y dy \right] dx = \int_0^{l_w} \left( \frac{27}{28} \frac{\beta^5}{l^3} U_{lm}^3 \delta^4 \right) dx$$

$$= \frac{48}{7} A^3 B \beta^2 l_w^{-2/3} \quad (13)$$

따라서 후류의 단위 체적당 난류운동에너지 생성량은

$$l^2 \frac{U_{lm}^3}{\delta^3} [f'(\eta)]^3 = \frac{120}{7} \frac{A^3 \beta^2}{B} l_w^{-7/3} \quad (14)$$

후류의 길이는 Yarin과 Hetsroni가 제안한

$$l_w = d_p \left[ \Omega^3 \left( \frac{\rho_p}{\rho_f c} \right)^{1/3} \right] \quad (15)$$

의 모델을 사용하였다.<sup>(12)</sup> 세 번째 항인 재분배항은 관의 중심에서는 다른 생성항에 비해 작기 때문에 무시할 수 있다. 마지막 항인 난류운동에너지의 소멸률은 입자가 부유했을 때의 운동에너지와 입자가 첨가되었을 때 입자 부유운동의 특성길이 척도로 나타낼 수 있다. 유동의 특성을 나타내는 길이척도로 관직경에 비례하는 적분길이척도와 유체의 점도와 에너지 소산율에 관계되는 Kolmogorov 길이척도 등이 있는데, 입자가 첨가된 유동에는 입자의 직경과 부유한 입자 사이의 평균 간격이 더불어 고려되어야 할 것이다. 즉, 입자가 첨가된 경우의 소멸률을 나타내는 특성길이의 모델링에는 입자가 없는 유체의 소멸률을 모사하는데 사용되는 적분길이척도  $l$  과 입자간 간격, 즉, 농도의 함수로 나타나는 길이척도  $\lambda$  를 사용하였다.<sup>(6)</sup> 입자가 부유했을 때, 유동의 특성길이 척도보다 입자가 작을 경우에는 입자의 직경이 특성길이보다 작은 크기의 와류에서 더욱 중요하고 이 유동의 특성길이는 입자 직경에 비례하게 된다. 입자의 직경이 충분히 커서 유동의 특성길이 척도보다 큰 경우에는 입자의 직경보다는 유동의 특성길이가 더욱 중요하게 된다. 따라서, 이 두 가지 길이의 조화평균으로 입자효과가 보정된 길이를 나타낸다면, 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$l_h = \frac{2l\lambda}{l+\lambda}, \quad \lambda \approx d_p \left\{ \left( \frac{\pi}{6\alpha} \right)^{1/3} - 1 \right\} \quad (16)$$

따라서 소멸항을 다음과 같이 모델링한다.

$$(1-\alpha)\rho_f \varepsilon \approx (1-\alpha)\rho_f \frac{k^{3/2}}{l_h} \quad (17)$$

식 (3)를 정리하면,

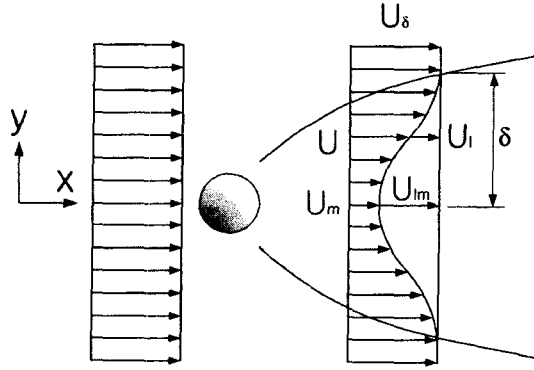


Fig. 1 Schematic of wake flow

$$\alpha \rho_p \frac{f}{\tau_d} V_T^2 + (1-\alpha) \rho_f \frac{120}{7} \frac{A^3 \beta^2}{B} l_h l_w^{-7/3} = (1-\alpha) \rho_f \frac{k}{l_h} \quad (18)$$

입자가 부유된 상태의 난류운동에너지는

$$k = \left[ \frac{\alpha \rho_p}{(1-\alpha) \rho_f} \frac{f}{\tau_d} l_h V_T^2 - \frac{120}{7} \frac{A^3 \beta^2}{B} l_h l_w^{-7/3} \right]^{2/3} \quad (19)$$

과 같이 정리된다.

### 3. 압력 강하

입자 부상에 의한 압력강하를 물리적인 기구에 근거하여 계산하기 위해서는 Theofanous와 Sullivan<sup>(20)</sup>의 연구에서 사용한 바와 같이, 단위 체적당 입자가 부상한 유체체적 내에서 의 각 상의 힘의 평형으로부터 각 상의 방정식을 구성한다.

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_i + \alpha \frac{\Delta p}{\Delta l} - \alpha \rho_p g &= 0 \\ -\bar{\tau}_i + (1-\alpha) \frac{\Delta p}{\Delta l} - (1-\alpha) \rho_f g - \frac{4}{D} \tau_w &= 0 \end{aligned} \quad (20)$$

여기서  $\bar{\tau}_i \equiv \frac{2c_d \alpha \rho_f}{d_p} |U_r| U_r$  는 상간 전단력이다. 식 (20)에서 상간 전단력 항을 소거하면 다음과 같이 정리된다.

$$\frac{\Delta p}{\Delta l} - \alpha \rho_p g - (1-\alpha) \rho_f g + \frac{4}{D} \tau_w = 0 \quad (21)$$

단위 면적당 벽전단응력을 다음과 같은 벽전단 속도의 정의를 사용하여 나타내면,

$$u_w^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_f}} \quad (22)$$

과 같고, Theofanous와 Sullivan<sup>(20)</sup>가 나타낸 바와 같이, 총 전단응력은 벽전단 응력과 상간 전단응력의 합이 된다. 그러나, 부상한 입자의 밀도가 희박한 조건에서는, 총 전단응력은 벽전단 응력으로 근사될 수 있고, 이를 통해, 벽전단 속도를 유동의 요동속도로 가정할 수 있는 근거를 얻게 된다.

$$\bar{\tau}_T = \bar{\tau}_w + \bar{\tau}_i \quad (23)$$

$$u_T^{*2} = (1-\alpha) u_w^{*2} + \frac{1}{4} \alpha (1-\alpha) \left\{ \frac{\rho_p}{\rho_f} - 1 \right\} Dg \quad (24)$$

$$u_T^* \sim u_w^* \sim u' \quad (25)$$

따라서

$$\tau_w = C_r \rho_f u'^2 \quad (26)$$

으로 근사할 수 있는데, 이를 단위길이 관에 대해 식 (21)에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$\frac{\Delta p}{\Delta l} = \alpha \rho_p g + (1-\alpha) \rho_f g + C_r \frac{4}{D} \rho_f u'^2 \quad (27)$$

벽전단력은 관벽에서도 생겨나지만, 입자와 유체가 미끄러지는 면상에서도 생겨난다. 따라서, 관벽면적과 체적내 입자 표면적을 모두 고려하여 다시 정리하면,

$$\frac{\Delta p}{\Delta l} = \alpha \rho_p g + (1-\alpha) \rho_f g + C_r \rho_f u'^2 \left( 1 + \frac{3}{2} \frac{D}{d_p} \right)^{-1} \quad (28)$$

와 같은 식이 된다. 여기서,  $C_r$  는 실험적으로 결정되는 상수인데, 이 상수에는 수식상으로 표현되기 힘든 입자와 고체 벽과의 에너지 교환 효과 등이 반영된다.

#### 4. 계산 결과 및 고찰

본 연구에서 개발된 모델을 검증하기 위해,  $d_p/l$  의 0.01에서 1까지 영역에 대해 계산을 수행하여 지금까지 수행된 여러 가지 가용한 실험자료와 Fig. 2에 비교하였다. Kenning과 Crowe, Hetsroni의 여러 연구자가 입자에 의한 난류증감을 정량적으로 비교하기 위해 난류강도의 입자에 의한 증가분을 백분율로 나타내어 정의한 무차원화된 난류수정지수  $M$  (turbulence modulation)이 비교를 위해 계산에 사용되었다.

$$M = \left[ \frac{\sigma - \sigma_o}{\sigma_o} \right] = \left( \frac{k}{k_o} \right)^{1/2} - 1 \quad (29)$$

이 중 가장 자세한 실험정보를 제공하는 Tsuji 등의 실험을 중심으로 Crowe 등 이전의 해석결과와 비교하여 보면, 무차원화된 입자크기가 커짐에 따라 난류수정지수가 증가하는 경향은 실험결과와 매우 잘 일치하고 있으며, 실험자료들로부터  $d_p/l$  이 0.1 인 위치 근처에서 입자가 부유하지 않은 상태의 난류운동에너지에 비해 줄어드는 현상이 보여지는데, 이는 현재의 모델에서도 매우 잘 모사되고 있다. 또, 입자 농도증가에 따라 난류강도가 증가하는 경향을 본 해석결과도 잘 추종하는 것을 관찰할 수 있다. 특히 후류의 영향이 큰,  $d_p/l$  가 0.1 보다 큰 영역에서 본 연구결과가 더 잘 일치하는 것을 알 수 있다.

개발된 압력강하 모델인 식 (29)을 Littman등<sup>(21)</sup>이 유리와 평지씨(Rapeseed) 입자가 부상된 내경 28.45mm 수직관에서의 입자 부하도와 입자 직경, 입자의 밀도를 변화시키며 측정된 25가지의 단위 길이당 압력강하 결과에 대하여 비교 검토하였다. 부하도의 증가에 따라 다음의 식으로 나타나는 운반유체 유동의 입구 동압으로 무차원화된 압력강하를 Fig. 5에 나타내었다.

$$P_{in} = \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (30)$$

Fig. 3에서 보여지는 것은 개발된 계산결과가 실험값보다 단위길이당 압력강하를 약간 크게 예측하는 경향을 보이지만 여러 가지 조건에서 대체로 두 값이 잘 일치하고 있는 것을

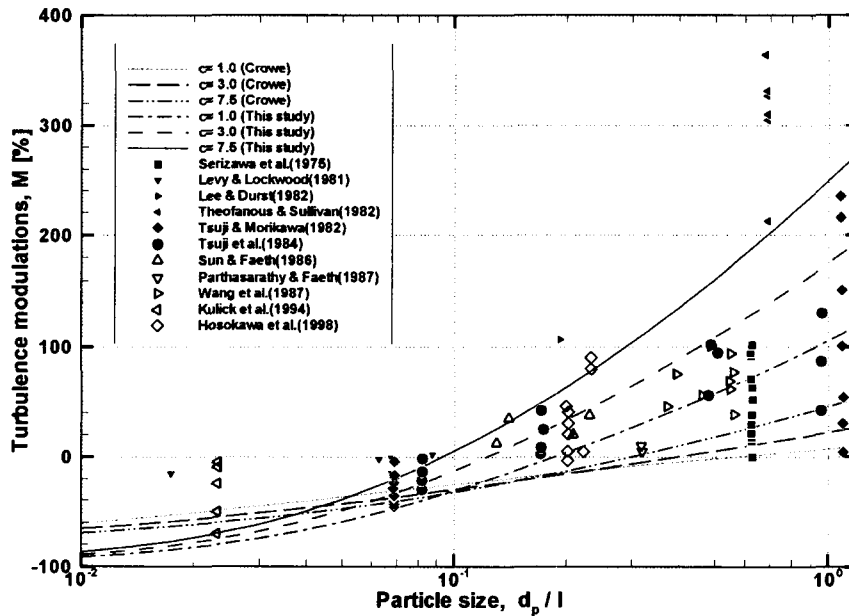


Fig. 2 Comparison of turbulence modulations predicted by models and experimental data

볼 수 있다. 그리고, 상대적으로 작은 입자보다는 큰 입자에서 잘 일치하는 것을 알 수 있는데, 이는 앞에서 제안된 난류운동에너지의 모델이 큰 입자에서 그 효과가 두드러지는 후류 효과 등을 적절히 모사했기 때문으로 판단된다.

#### 4. 결론

입자가 부상된 이상유동에서 평형유동을 가정하고 혼합거리모델을 사용하여 운반유체의 난류강도를 예측할 수 있는 해석적 모델을 개발하였다. 본 연구에서는 운반유체의 난류특성에 미치는 입자의 영향을 분석하고 특히 두 가지 물리적 기구의 특성을 검토하였다. 첫 번째는 입자의 후류에서 발생하는 속도결손과 입자와 유체간의 항력에 의한 난류운동에너지 생성량으로 상간의 속도차로 모델하였다. 두 번째는 속도구배에 의한 생성량으로 후류에서 상사법칙을 따르는 속도분포를 사용하여 구하였다. 본 해석방법은 기존의 해석방법과는 달리 계산시에 입자 직경과 농도, 입구속도 외에 다른 실험값과 임의의 경험상수를 필요로 하지 않는다. 본 해석결과는 실험 데이터와 잘 일치하며 정성적으로뿐 아니라 정량적으로도 기존의 해석결과와 비교하여 개선된 결과를 보여준다. 집중도 변화와 입자직경의 변화에 따른 난류강도의 증감을 비교적 자세하게 실험한 Tsuji등의 결과에 모델을 비교하여 본 연구 결과가 기존의 해석결과보다 잘 일치하는 것을 확인하였다. 따라서 앞에 언급한 두 가지 물리적 기구가 운반유체의 난류강도에 큰 영향을 미치는 것을 확인할 수 있었다. 또, 관 유동에서 각상의 힘의 평형방정식을 세우고 개발된 난류수정 모델을 이용하여 단위 길이당 압력강하를 예측하는 모델을 개발하였다. 이를 Littman 등<sup>(21)</sup>의 실험 결과와 비교, 분석하였는데, 단위 길이당 무차원화된 압력강하는 실험 결과와 매우 잘 일치였다. 이 또한 경험적인 상수

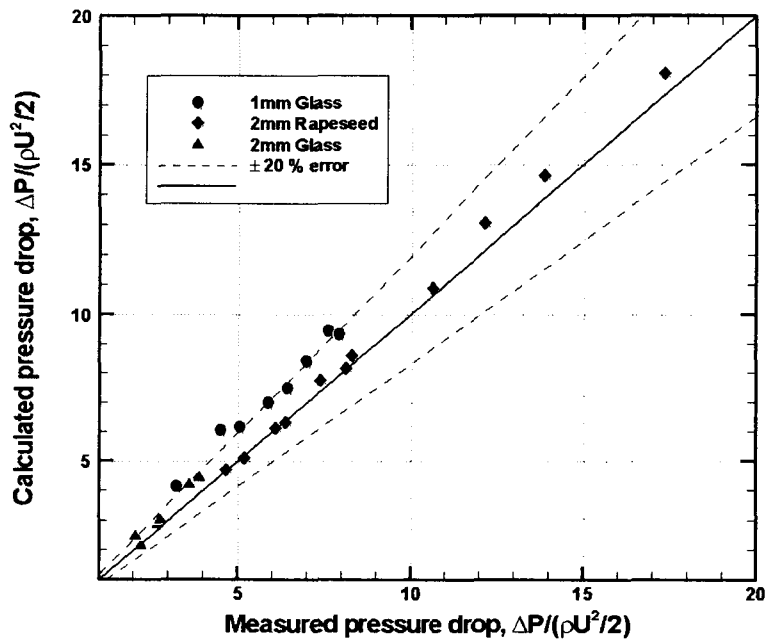


Fig. 3 Experimental data[Littman et al.(1995)] vs. present calculations for pressure drop per unit length of pipe in various particle diameters, densities and loading ratios

와 차원해석을 통한 매개변수들의 조합으로 만들어진 단순한 모델과 달리 유동의 방정식에 근거하여 개발되었다는 데 그 의미가 크다고 할 수 있다. 개발된 해석 모델의 결과는 입자 부유 유동 시스템 설계의 기초 자료로 활용할 수 있을 뿐 아니라, 이와 유사한 물리적인 압력강하 기구를 가지는 분산된 작은 기포 유동과 액적 유동 해석에도 활용될 수 있으리라고 생각된다.

## 5. 참고문헌

1. Kim, Seyun, Lee, Chung Gu, Lee, Kye Bok, "A Theoretical Approach on the Turbulence Intensity of the Carrier Fluid in Two-Phase Particle-Laden Flows," *Trans. of the KSME*, Vol. 27, 813~820 (2003)
2. Beattie, D. R. and Whalley, P. B., "A simple two-phase frictional pressure drop calculation method," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 8, 83~87 (1982)
3. Gore, R. A. and Crowe, C. T., "Effect of Particle Size on Modulating Turbulent Intensity," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, 279~285 (1989)
4. Hetsroni, G., "Particle-Turbulence Interaction," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, 735~746 (1989)
5. Tsuji, Y., Morikawa, Y. and Shiomi, H., "LDV Measurements of an Air-Solid Two-Phase Flow in a Vertical Pipe," *J. Fluid Mech.*, Vol. 139, 417~43 (1984)
6. Yuan, Z. and Michaelides, E. E., "Turbulence Modulation in Particulate Flows-A Theoretical Approach," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 18, 779~785 (1992)
7. Kenning, V. M. and Crowe, C. T., "On the Effect of Particles on Carrier Phase Turbulence in Gas-Particle Flows," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 23, No. 2, 403~408 (1997)
8. Crowe, C. T., "On Models for Turbulence Modulation in Fluid-Particle Flows," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 26, 719~727 (2000)
9. Kataoka, I. and Serizawa, A., "Basic Equations of Turbulence in Gas-Liquid Two-Phase Flow," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 15, 843~855 (1989)
10. White, F. M., "Viscous Fluid Flow," McGraw-Hill, Singapore (1991)
11. Arbramovich, G. N., Girshovich, T. A., Krashennnikov, S. Yu., Sekundov, A. N. and Smirnova, I. P., "Theory of Turbulent Jets," Science, Moscow (1984)
12. Yarin, L. P. and Hetsroni, G., "Turbulence Intensity in Dilute Two-Phase Flows-3," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 20, 27~44 (1994)
13. Lee, Gye Bok and Chung, Myung Kyoan, "Refinement of Mixing Length Model for Prediction of Gas-Particle Flow in a Pipe," *Trans. of the KSME*, Vol. 9, 327~334 (1985)
14. Parthasarathy, R. and Faeth G. M., "Turbulence Modulation in Homogeneous Dilute Particle-Laden Flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 220, pp. 485~514 (1990)
15. Kulick, J. D., Fessler, J. R. and Eaton J. K., "Particle Response and Turbulence Modification in Fully Developed Channel Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 227, 109~134 (1994)
16. Lee, S. L. and Durst, F., "On the Motion of Particles in Turbulent Duct Flows," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 8, 125~146 (1982)
17. Hosokawa, S., Tomiyama, A., Morimura, M., Fujiwara, S. and Sakaguchi, T.,



- "Influences of Relative Velocity on Turbulent Intensity in Gas-Solid Two-Phase Flow in a Vertical Pipe," *ICMF '98*, Lyon, France (1998)
18. Wang, S. K., Lee, S. J., Jones Jr., O. C., and Lahey Jr., R. T., "3-D Turbulence Structure and Phase Distribution Measurements in Bubbly Two-Phase Flows," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 13, 327~343 (1987)
  19. Tashiro, H., Watanabe, E., Shinano, H., Funatsu, K. and Tomita, Y., "Effect of Mixing Gas-Fine Particle Suspension Flow with Small Amount of Coarse Ones in a Horizontal Pipe," *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 27, 2001~2013 (2001)
  20. Theofanous, T. G. and Sullivan, J., "Turbulence in two-phase dispersed flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 116, 343-362 (1982)
  21. Littman, H., Morgan, M. H. III, Jovanovic, S. Dj., Paccione, J. D., Grbavcic, Z. B. and Vukovic, D. V., "Effect of particle diameter, particle density and loading ratio on the effective drag coefficient in steady turbulent gas-solids transport," *Powder Tech.*, Vol. 84, 49-56 (1995)