

京大工研 正員 O高橋幹二, 京大工 笠原三紀夫

エアロゾル粒子は、発生から消滅にいたる過程で、ぶどう集、沈着、拡散などの効果により粒度分布が変化する。ここでは、粒度分布変化に関するいくつかの法則性について、電子計算機による数値実験により若干の考察を試みる。

1. エアロゾル粒子の粒度分布関数の時間的変化は次式で表わされる。

$$\frac{dn(v,t)}{dt} = n_i(v,t) - \int_0^\infty \mathcal{L}(v,v_1) dv_1 + \frac{1}{2} \int_0^v \mathcal{L}(v_1, v-v_1) dv_1 - u(v) \frac{dn(v,t)}{dz} + \alpha(v) v^2 n(v,t) \quad (1)$$

ここに、 $n(v,t)$ は体積 v なる粒子の時間 t における粒子数濃度、また右辺は、オ1項からそれぞれ発生、ぶどう集による損失、ぶどう集による生成、沈着、拡散に関する項である。さらに、全粒子数濃度、体積濃度はそれぞれ次式で表わされる。

$$N(t) = \int_0^\infty n(v,t) dv \quad (2) \quad \phi(t) = \int_0^\infty v \cdot n(v,t) dv \quad (3)$$

2. 計算条件および計算式

A: Brown 運動によるぶどう集のみを考慮(ただし右辺はオ2, 3項のみで $\mathcal{L}$ に次式で計算する。

$$\mathcal{L}_B(v,v_1) = \frac{2kT}{3\mu} \left(\frac{v_1^{2/3} + A\ell}{v^{2/3}} \right) \left(\frac{v_1^{2/3} + A\ell}{v_1^{2/3}} \right) (v^{1/3} + v_1^{1/3}) n(v) n(v_1) \quad (4)$$

B: 乱流場でのぶどう集のみによる場合(重力沈着も考慮)

$$\mathcal{L}_T(v,v_1) = \left\{ 1.30 (v_1^{1/3} + v^{1/3})^3 \left(\frac{E_0}{v} \right)^{1/2} + 2\sqrt{\pi} (v^{1/3} + v_1^{1/3})^2 |q(v) - q(v_1)| \left(1 - \frac{\rho}{\rho_p} \right) \times \right. \\ \left. \left[1.3 E_0^{3/2} v^{1/2} + g^{2/3} \right]^{1/2} \right\} n(v) n(v_1) \quad (5)$$

C: 乱流場でのぶどう集と器壁への拡散沈着を考慮(ただし: (1)式右辺オ5項が加わる。これはある条件のもとで解りて、オ5項の代りに次式をいう。

$$-\alpha(v) n(v,t) = \frac{u(v)}{H} \coth \left(\frac{u(v) \cdot \pi}{4 \sqrt{ReD}} \right) + \frac{4}{\pi R} \sqrt{ReD} \quad (6)$$

初期粒度分布は単分散の場合と対数正規分布の場合の2種、粒径(または平均径)は $0.1 \sim 1.0 \mu$, 対数標準偏差 $\log \sigma_g = 0.05$, また乱流度は $E_0 = 10^2 \sim 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}^2$ について計算した。

3. 粒度分布関数にある種の応答変数(示数)と η と γ と、等方性乱流の場合の速度変動エネルギースペクトルの場合と同様に、粒度分布関数についても自己保存則が存在し

$$n(v,t) = g(t) \cdot \mathcal{V}(\eta) \quad (7)$$

で表わされるような普遍平衡関数 $\mathcal{V}$ が存在するものとする。ここに η は無次元量であって、 g はそ

れは小時間に無関係，時間のみの関数であり

$$g(t) = \frac{(N(t))^2}{\phi(t)} \left(\frac{v}{v_c} \right) \quad (8)$$

$$\gamma(\eta) = \gamma \left(\frac{v}{v_c} \right) \quad (9)$$

で表わされる。 v_c は降速の単位にもある基準量で時間の関数であるが，平均降速 $\bar{v}$ を用いたはある条件のもとで(9)式が成り立つことが知られている。

4. 2で述べた諸条件について粒度分布変化を求め，また(9)式で表わされる平衡関数と計算した結果つぎの結果を得た。すなわち総括的にいえることは，①まず粒度分布そのものについては，両対数紙にプロットすると，粒その大きさの対数の色絡線はほぼ直線となし(Fig. 1)，その傾斜はさう果のみの場合—ス.1〜2.2，沈着のある場合は—3.2である。このことは時間が十分大きくなれば粒その大きさの対数の分布関数は $\eta(v) = C v^{-\alpha}$ で表わされ， α が上述の値となることを示している。またこれらの傾向は初期粒度分布のいふんに関係ない。②平衡関数については，さう果のみの場合($\phi = \text{const.}$)でなく，沈着のある場合にも存在し(Fig. 2)，その形は初級正規分布に近し。またこの関数形も初期条件に依存しない。

記号

A: $\phi = \text{const.}$ の修正降数，D: 粒子の拡散係数，H: 容器の高さ，k: Boltzman 定数， K_0 ($= \pi \frac{du}{dx}$): π : Karman 定数， ℓ : ガス分子の平均自由行程，R: 容器の半径，T: 全気体絶対温度， g : 重力加速度， ε_0 : 空気単位体積あたりのエネルギー消費量， u : 空気の流速係数， ψ : 動粘性係数， ν_c , ν_b , ν_f : 単位降速，単位時間あたりの粒子の衝突の確率， ρ : 空気の密度， ρ_p : 粒子の密度， τ : 粒子の relaxation Time， τ : $Z k_c N t$ u : 沈降速度
付記: 数値計算は京大および東大大型電子計算機による。

