

〈論 文〉

가열 또는 냉각되는 수평웨이퍼 표면으로의
입자침착에 관한 해석

유경훈* · 오명도* · 명현국**

(1994년 10월 8일 접수)

**Analysis of Particle Deposition onto a Heated or Cooled,
Horizontal Free-Standing Wafer Surface**

K. H. Yoo, M. D. Oh and H. K. Myong

Key Words : Particle Deposition Velocity (입자침착속도), Horizontal Free-Standing Wafer (수평 웨이퍼), Turbulent Flow Field (난류유동장), Thermophoretic Effect (열영동효과)

Abstract

Numerical analysis was performed to characterize the particle deposition behavior on a horizontal free-standing wafer with thermophoretic effect under the turbulent flow field. A low Reynolds number $k-\epsilon$ turbulence model was used to analyze the turbulent flow field around the wafer, and the temperature field for the calculation of the thermophoretic effect was predicted from the energy equation introducing the eddy diffusivity concept. The deposition mechanisms considered were convection, diffusion, sedimentation, turbulence and thermophoresis. For both the upper and lower surfaces of the wafer, the averaged particle deposition velocities and their radial distributions were calculated and compared with the laminar flow results and available experimental data. It was shown by the calculated averaged particle deposition velocities on the upper surface of the wafer that the deposition-free zone, where the deposition velocity is lower than 10^{-5} cm/s, exists between $0.096 \mu\text{m}$ and $1.6 \mu\text{m}$ through the influence of thermophoresis with positive temperature difference of 10 K between the wafer and the ambient air. As for the calculated local deposition velocities, for small particle sizes $d_p < 0.05 \mu\text{m}$, the deposition velocity is higher at the center of the wafer than at the wafer edge, whereas for particle size of $d_p = 2.0 \mu\text{m}$ the deposition takes place mainly on the inside area of the wafer. Finally, an approximate model for calculating the deposition velocities was recommended and the calculated deposition velocity results were compared with the present numerical solutions, those of Schmidt et al.⁽³²⁾'s model and the experimental data of Opiolka et al.⁽⁶⁾ It is shown by the comparison that the results of the recommended model agree better with the numerical solutions and Opiolka et al.'s data than those of Schmidt's simple model.

기 호 설 명

c : 입자의 순간농도

c' : 입자농도의 요동성분

C : 입자농도의 시간평균성분

d_p : 입자지름

D_B : 브라운확산계수

g : 중력가속도

Gr : 웨이퍼지름 기준 Grashof수

*정회원, 생산기술연구원 생산설비개발센터

**정회원, 국민대학교 자동차공학과

k	: 난류운동에너지
k_{air}	: 공기의 열전도율
k_p	: 입자의 열전도율
K	: 열영동계수(thermophoretic coefficient)
Kn	: 입자의 Knudsen수 $(= \frac{2\lambda}{d_p})$
P	: 시간평균압력
R	: 웨이퍼반경
Re	: 웨이퍼지름 기준 Reynolds수
Re_R	: 웨이퍼반경 기준 Reynolds수
Sc	: 입자의 슈미트수 $(= \nu/D_B)$
Sh	: Sherwood수
\bar{Sh}	: 평균 Sherwood수
Sh_0	: 정체점에서의 Sherwood수
Stk	: Stokes수 $(= \frac{\tau_p}{\tau_f})$
t	: 웨이퍼 두께
T	: 시간평균온도
T_w	: 웨이퍼 온도
T_0	: 자유유동의 온도
T_v	: $= T_0/T_w$
u	: 공기의 순간속도
U	: 공기속도의 시간평균성분
u'	: 공기속도의 요동성분
U_0	: 자유유동속도
u^p	: 입자의 순간속도
U^p	: 시간평균 입자속도
U_τ	: 마찰속도 $(= \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}})$
x	: 좌표
y^+	: 벽좌표 $(= \frac{yU_\tau}{\nu})$
α	: 공기의 열확산 계수
ΔT	: $= T_w - T_0$
ϵ	: 난류 에너지소산율
κ	: 볼츠만상수
λ	: 공기의 평균자유행로(mean free path)
μ	: 공기의 분자점성계수
μ_t	: 난류점성계수(turbulent viscosity)
ν	: 공기의 동점성계수
ν_t	: 와점성계수(eddy viscosity 또는 eddy diffusivity of momentum)
ρ, ρ_{air}	: 공기밀도
ρ_p	: 입자밀도
$\sigma_k \sigma_\epsilon$: k 와 ϵ 에 대한 난류 Prandtl수
σ_τ	: 난류 Prandtl수
σ_c	: 난류 Schmidt수

τ_f : 유동특성시간(flow characteristic time)

τ_p : 입자이완시간(particle relaxation time) $(= \frac{\rho_p d_p^2 C_s}{18\mu})$

1. 서 론

반도체 제조공정에서 제품수율 저하의 주요원인인 웨이퍼 표면상의 입자침착 문제를 최소화하기 위하여 웨이퍼 표면상의 입자전달 메카니즘들의 영향에 관한 많은 연구들이 오늘날까지 진행되어 왔다. 이와 관련한 1990년 이전의 이론적, 실험적 연구들은 Pui 등⁽¹⁾에 요약, 정리되어 있다. 그 이후 이러한 입자 전달메카니즘들 중에서 특히 웨이퍼를 가열할 때의 열영동력을 이용하여 수평웨이퍼로의 입자침착을 감소시키려는 연구들이 이론적, 실험적으로 진행되었다.⁽²⁻⁵⁾ 한편 Pui 등⁽⁶⁾은 클린룸내의 거의 모든 곳에서의 난류의 존재를 보고하였으나 아직은 웨이퍼 입자침착과 관련하여 난류를 고려한 체계적인 이론적 연구를 찾아볼 수 없었다. 최근 명현국과 박은성⁽⁷⁾은 수직유동하에 수평으로 놓여진 웨이퍼(horizontal free-standing wafer)로의 입자침착에 대한 난류의 영향을 수치적 모사를 통하여 해석하였다. 그들은 전형적인 클린룸 환경하에서 계산된 입자침착속도 결과들로부터 난류의 혼합작용은 확산이 침착을 지배하는 $0.1 \mu\text{m}$ 보다 작은 입자크기영역(이하 확산지배 입자크기영역)에서 층류의 경우보다 웨이퍼 상부 표면으로의 평균입자침착속도를 약 2배로 증가시키고 층류와는 달리 웨이퍼 중심부에서도 가장자리에 비길만한 큰 국소침착속도가 얻어지고 전체적으로 층류보다 높은 침착속도를 가짐을 보였다. 따라서 오염제어측면에서는 클린룸내에서의 난류의 생성을 억제시키는 것이 바람직하나 천정의 에어필터나 여러가지 장애물과 같은 난류 생성요인들은 필연적으로 클린룸내에 존재할 수 밖에 없으므로 전술한 열영동력에 의한 입자침착 감소효과를 난류유동장내에 적용하는 것은 가치가 있다고 판단된다.

본 연구에서는 이러한 클린룸 난류유동장하에서 열영동력이 수평웨이퍼상의 입자침착에 미치는 효과를 살피기 위하여 웨이퍼가 주위온도보다 가열된 경우인 입자침착을 억제하는 관점($\Delta T > 0$)과 냉각되는 경우인 입자침착이 증진되는 관점($\Delta T < 0$)에

서 모두 살펴보았다. 본 연구에 고려되는 입자침착 메카니즘은 대류(convection), 확산(diffusion), 침강(sedimentation), 난류(turbulence), 열영동(thermophoresis)이다. 입경에 따라 계산된 평균침착속도와 국소침착속도는 층류에 대한 계산결과, 침착속도에 대한 간단한 근사모델들의 결과, Ye 등⁽³⁾과 Opiolka 등⁽⁵⁾의 실험결과들과 비교되고 검토되었다. 참고로, 논문중에 설명되지 않은 변수 및 기호는 '기호설명' 부분에 나타내었다.

2. 수치해석적 모사

2.1 계산영역 설정

클린룸내에서의 두가지 전형적인 웨이퍼 배치형상은 넓은 작업대의 중심에 놓여진 경우와 수평으로 자유롭게 떠있는 수평웨이퍼의 경우이다. 전자의 경우는 작업대를 무한평판으로 취급하여 정체점 유동모델로부터 해석이 이루어져 왔다.⁽¹⁾ 본 연구에 논의되는 계산형상은 Fig. 1에 도시된 바와 같은 후자의 경우이다. Fig. 1에 도시된 계산영역은 축대칭 2차원이며 상부의 유입구에서 T_0 의 온도와

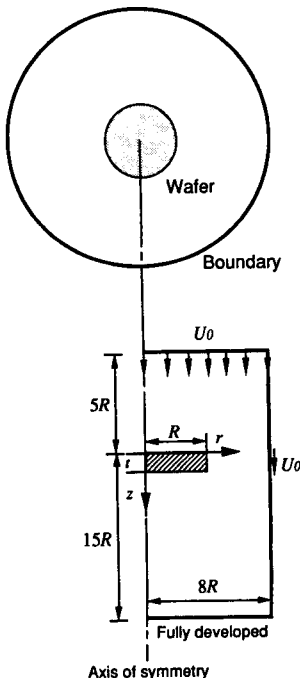


Fig. 1 Calculation domain for particle deposition on a free standing wafer

U_0 의 속도로 유입되는 자유공기유동(free air stream)에는 입자들이 부유되어 있고 웨이퍼의 상부면에 수직으로 충돌한다. 계산영역의 상부경계면과 측면경계면은 그 곳에서의 축방향 속도성분들이 유입되는 자유유동속도 U_0 와 같도록 웨이퍼로부터 충분히 멀리 위치시켜 각각 웨이퍼반경의 5배와 8배로 하였다. 하부경계면은 완전확립조건(fully developed condition)이 달성되도록 웨이퍼 상부면으로부터 15배로 선택하였다. 웨이퍼의 반경 R 과 두께 t 는 각각 50 mm와 1.5 mm이다.

2.2 입자농도장 지배방정식

입자 2상유동(particle two-phase flow) 또는 기체-입자유동(gas-particle flow)은 두 상(two phase) 간의 정보교환(운동량, 열적, 물질교환)과 입자들 간의 정보교환에 의해 특징지어진다.⁽⁸⁾ 그리고 입자상(particle phase)에 대한 수학적 기술방법은 3가지가 가능한데 첫째는, 입자와 유체로 이루어진 2상유동을 유효물성치(effective physical property)들을 가진 단일의 상으로 처리하는 방법, 둘째는, 입자와 유체를 각각 독립적인 연속체(continuum)들로 고려하는 방법(Eulerian method 또는 Two-fluid model), 셋째는, 각각의 독립적인 단일입자들을 개별적으로 고려하는 방법(Lagrangian method 또는 Trajectory model)이 있다.⁽⁹⁾ 첫번째 방법은 근본적으로 두 상간의 동력학적, 열적 평형에 근거하고 있고 유효물성치의 정의에 상당한 어려움이 따른다.⁽⁹⁾ 라그랑지 방법(Lagrangian method)은 특정유동에서의 입자들의 궤적과 잔류시간등의 자세한 정보를 제공하고, 충분히 작은 시간증분을 이용하여 급격한 입자속도구배가 존재하는 경우를 더 정확하게 계산할 수 있다.⁽¹⁰⁾ 또한, 다분산 입자분포(polydispersed particle distribution)의 경우를 보면 분포내의 입자크기의 개수가 하나씩 증가될 때마다 2차원 타원형 기체-입자유동의 경우에 오일러방법(Eulerian method)은 그 입자크기에 대한 3개의 편미분방정식(1개의 연속방정식, 2개의 운동량방정식)이 추가되어 이에 비례한 기억용량의 증가가 있지만 라그랑지방법은 이러한 기억용량의 증가는 없기 때문에 다분산 입자분포의 경우로 쉽게 확장할 수 있는 장점이 있으나,⁽¹⁰⁾ 입자적재량(particle loading)과 입자체적분율(particle volume fraction)이 높은 경우 수렴의 문제가 발생할 수 있다.⁽¹⁰⁾ 오일러방법은 이러한 수렴의 문제

를 쉽게 처리할 수 있으며, 또한 이 방법의 가장 큰 잇점은 난류혼합에 의한 입자의 확산을 쉽게 모사할 수 있다는 것이다.⁽¹⁰⁾

난류에 의한 입자의 확산을 처리하기 위하여 라그랑지 접근방법에서는 두가지 방법이 사용되어 왔다.⁽⁸⁾ 첫째는 입자운동방정식에 유효확산속도(effective diffusion velocity) 또는 확산력(diffusion force)을 이용하는 방법이고, 둘째는 유체의 난류 유동장의 순간속도항을 평균성분과 요동성분으로 구분하여 이 요동성분을 몬테카를로방법(Monte Carlo method)으로 해석하는 방법이다. 첫째 방법은 현재까지 확산력의 정의에 필요한 유효확산계수의 선정에 어려움이 따른다.⁽¹¹⁾ 두번째 방법은 최근 들어 연구가 활발히 진행되어 많은 진척이 있었으나^(12,13) 정확한 모사를 위하여 많은 입자들이 해석에 도입되어야 하는데, 적어도 한 입자크기에 대한 한 개의 계산출발위치당 1000개의 표본입자들에 대한 앙상블평균(ensemble averaging)이 필요하므로 엄청난 계산시간 및 비용이 요구된다. 그러나 오일러 접근방법에서는 이를 획시적 확산과정(Fickian diffusion process)으로 처리할 경우 경계 조건의 유도를 위한 벽면근처영역에서의 수학적 기술에 어려움이 다소 있으나 충분한 격자의 배치와 타당한 벽면경계조건의 선정으로 보다 쉽게 모사할 수 있다.⁽¹⁴⁾ 특히 본 연구에서는 단분산 에어로졸만을 고려하기 때문에 전술한 다분산 입자분포의 처리를 위한 어려움이 없으므로 오일러 접근방법이 더 효율적이다.

한편, 입자적재량이 10%보다 작거나⁽⁸⁾ 입자체적분율이 10^{-3} 보다 작을 때⁽¹⁵⁾ 희박입자 2상유동(dilute particle two-phase flow)로 가정할 수 있고 이는 전형적인 클린룸내의 입자유동에 해당한다. 희박입자 2상유동은 두가지 특징을 가지고 있다. 첫째 특징은 입자의 존재가 유체의 속도장 및 온도장을 변화시키지 않는 일방향결합(one-way coupling)이고, 두번째 특징은 $\tau_A/\tau_c < 1$ (τ_A = 입자의 유체역학적 반응시간으로서 일반적으로 입자이완시간 τ_p 로 정의, τ_c = 입자간 충돌 특성시간)이 성립하여 입자상의 운동량방정식에서 부유입자들간의 불규칙적인 충돌에 의해 야기되는 확산에 의한 운동량 전달항인 응력항을 무시할 수 있다는 것이다.^(8,16,17) 그리고 본 연구에서 고려하게 될 PSL입자의 경우 $\rho_{air}/\rho_p \ll 1$ 이므로 가속도에 의존하는 항력(부가질량항과 Basset history integral 항)과 입자의 양력

(Magnus 힘과 Saffman 힘), 압력구배력(pressure gradient force)은 무시할 수 있다.⁽¹⁸⁾ 따라서 난류 유동장에서의 스톡스의 점성항력법칙을 따르는 미세입자들(stokian particles)의 오일러관점에 의한 정상상태에서의 연속방정식과 운동량방정식은 다음과 같이 유도된다.

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (u_j^p c) = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_B \frac{\partial c}{\partial x_j} \right) \quad (1)$$

$$u_j^p \frac{\partial u_i^p}{\partial x_j} = \frac{1}{\tau_p} (u_i - u_i^p) + \left(1 - \frac{1}{S} \right) g_i - \frac{1}{\tau_p} K \frac{\nu}{T} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2)$$

여기서, u_i^p 는 입자의 속도, c 는 입자의 순간농도, D_B 는 브라운확산계수로서 스톡스-아인슈타인 관계식(Stokes-Einstein relation)⁽¹⁹⁾으로부터 $D_B = \frac{\kappa T C_s}{3\pi\mu d_p}$ 이고 τ_p 는 입자이완시간($= \frac{\rho_p d_p^2 C_s}{18\mu}$), C_s 는 미끄럼보정인수(slip correction factor),⁽¹⁹⁾ u_i 는 유체의 순간속도(instantaneous fluid velocity), T 는 평균온도, S 는 밀도비 ρ_p/ρ_{air} 로서 본 경우에는 $S \gg 1$ 이고, g_i 는 중력가속도이고 K 는 열영동계수⁽²⁰⁾로서 다음과 같다.

$$K = 2.294 \frac{(k_{air}/k_p + 2.2Kn) C_s}{(1 + 3.438Kn)(1 + 2k_{air}/k_p + 4.4Kn)} \quad (3)$$

식(1)의 입자의 순간농도 c 는 $c = C + c'$ 로 표현되고 C 는 평균성분, c' 는 요동성분이다. 식(2)의 우변의 첫번째항에 있는 유체의 순간속도 u_i 는 $u_i = U_i + u'_i$ 로 표현되고 U_i 는 평균성분, u'_i 는 요동성분이다. 식(2)의 우변의 세번째항인 열영동력은 난류유동장에서의 관련 연구가 아직까지 전무한 형편이므로 본 연구에서는 열영동력내의 국소온도의 요동에 의한 효과는 미세하다고 가정하여 시간평균된 온도에 대한 열영동력이 식(2)에 도입되었다. 한편, 식(2)를 난류특성시간 ν/U^2 과 난류특성속도 U_r 를 이용하여 무차원화하면 Stokes수와 유사한 난류유동 특성에 대한 무차원 입자이완시간 $\tau^* = \tau_p/\tau_r$ (τ_r = 유동 특성시간 = ν/U_r^2 , U_r = 마찰속도)^(12,13,21)를 얻을 수 있다. 평판난류경계층에 근거한 표면마찰계수⁽²²⁾로부터 구한 마찰속도(0.035 m/s)를 가지고 τ^* 를 입자크기별로 구하면 10 μm 의 경우에 약 0.025($\ll 1$), 1 μm 의 경우는 3×10^{-4} ($\ll 1$)이 얻어지므로, 본 연구의 관심 입자크기영역에서 난류에 대한 입자의 관성력을 모두 무시할 수 있어 입자는

유체의 순간속도를 잘 따른다고 간주할 수 있다. 그리고 본 연구에서 평균유동의 Stokes수(Stk)를 평가하기 위하여 $\tau_f = R/U_0$ 로 정의하면 $\tau_f = 0.05/0.3 = 0.167$ 초이므로 입자크기 $10 \mu\text{m}$ 의 경우에 $Stk = 0.002 (\ll 1)$, $1 \mu\text{m}$ 의 경우에 2.2×10^{-5} 이 되어 평균유동에 대한 입자들의 관성력도 무시할 수 있다. 따라서 입자는 유체유동의 변화에 적응할 수 있는 충분한 시간을 갖게 되어 입자의 순간속도는 해석상 입자의 운동량방정식 (2)로부터 좌변의 관성력 항은 무시되어 다음과 같이 유도된다.

$$u_i^p = u_i + \tau_p g_i - K \frac{\nu}{T} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (4)$$

입자의 순간속도인 식(4)를 입자의 연속방정식 (1)에 대입한 뒤 레이놀즈평균(Reynolds averaging)을 취하면 시간평균 연속방정식을 다음과 같이 유도할 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (U_j^p C) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(D_B \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \overline{u'_j c'}}{\partial x_j} \quad (5a)$$

$$U_j^p = U_j + \tau_p g \delta_{j1} - K \frac{\nu}{T} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (5b)$$

여기서, U_j^p 는 입자의 평균속도, C 는 입자의 평균농도, u' , c' 는 각각 공기속도와 입자농도의 요동성분들이다. 식(5a)의 우변의 상관항을 처리하기 위하여 와확산계수 개념(eddy diffusivity concept)과 등방성가정을 도입하였다.

$$\overline{u'_j c'} = -D_t \frac{\partial C}{\partial x_j} \quad (6)$$

여기서, D_t 는 난류확산계수이다. 따라서 식(5a)는 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (U_j^p C) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left((D_B + D_t) \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) \quad (7)$$

일반적으로 브라운확산계수 D_B 는 난류확산계수 D_t 에 비해 $0.1 \mu\text{m}$ 보다 작은 입자영역을 제외하면 무시할 정도로 작아서 난류유동장내의 입자의 유효확산계수 $D_p = D_B + D_t$ 는 거의 난류확산계수와 동일하다고 간주할 수 있으나 난류확산계수는 벽면근처의 점성아층(viscous sublayer)을 통하여 0으로 감소되므로⁽¹⁴⁾ 벽면근처의 아주 좁은 영역에서는 난류확산보다 브라운확산이 지배적일 것으로 판단된다.

난류확산계수를 $D_t = \frac{\mu_t}{\rho \sigma_c}$ 로 나타내면 입자농도장 지배방정식은 다음과 같이 유도된다.

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (U_j^p C) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(D_B + \frac{\mu_t}{\rho \sigma_c} \right) \frac{\partial C}{\partial x_j} \right] \quad (8)$$

본 연구에서는 입자의 난류확산계수가 유체의 와점성계수(eddy viscosity)와 같다($\sigma_c = 1$)고 가정한다. Abuzeid 등⁽²³⁾은 이전 연구자들(Friedlander와 Johnstone; Davies; Hinze)의 연구결과들로부터 확산침착영역($1 \mu\text{m}$ 이하)과 와-충돌침착영역(eddy-impaction deposition regime)($1 \sim 10 \mu\text{m}$)에 대해 난류Schmidt수가 거의 1의 값을 가진다는 가정은 타당하다고 하였다.

2.3 유체 지배방정식

회박입자 2상유동 가정으로 입자로부터 유체로의 영향은 무시할 수 있으므로 정상상태 비압축성 축대칭 난류유동장의 연속방정식과 운동량방정식은 다음 식들로 각각 기술된다.

$$\frac{\partial U_j}{\partial x_j} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j U_i) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (10)$$

여기서, $-\rho \overline{u'_i u'_j}$ 는 레이놀즈응력이며 모델링이 요구된다. 급격한 유동장과 온도장의 변화와 이보다 더욱 급격한 입자농도장의 변화를 계산하기 위하여⁽⁷⁾ 벽면으로부터 k 와 ϵ 값을 바로 계산할 수 있는 Launder와 Sharma⁽²⁴⁾의 저레이놀즈수 $k-\epsilon$ 난류모델을 선택하였다. 이와 관련한 난류모델링 식들은 아래에 요약되어 있다.

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (11)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \rho \epsilon - 2\mu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right)^2 \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_1 P - C_2 \rho \epsilon) + \frac{2\mu \mu_t}{\rho} \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2 \quad (14)$$

$$P = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (15)$$

$$C_\mu = 0.09 \exp \left(\frac{-3.4}{(1 + R_i/50)^2} \right)$$

$$C_2 = 1.92 [1 - 0.3 \exp(-R_i^2)]$$

$$R_t = \frac{\rho k^2}{\mu \epsilon}$$

$$\sigma_k = 1.0, \sigma_\epsilon = 1.3, C_1 = 1.44 \quad (16)$$

열영동효과를 계산하는 데 필요한 국소 온도구배 및 온도분포를 구하기 위하여 와확산계수 개념(eddy diffusivity concept)을 이용하여 다음의 온도장 지배방정식을 풀었다.

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (U_j T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\alpha + \frac{\mu_t}{\rho \sigma_T} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] \quad (17)$$

여기서, 난류 Prandtl수 $\sigma_T = 1$ 이 가정된다. (25,26)

2.4 계산조건과 경계조건

본 연구에서는 계산할 입자로서 PSL(polystyrene latex) 입자를 선택하였고 연구와 관련된 물성치는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} k_p &= 0.17 \text{ W/m-K}, \quad k_{air} = 0.0257 \text{ W/m-K} \\ \rho_p &= 1030 \text{ kg/m}^3, \quad \rho_{air} = 1.2 \text{ kg/m}^3 \\ \lambda &= 0.066 \mu\text{m} \end{aligned}$$

공기와 관련된 이외의 물성치들은 모두 대기온도 22°C에 대해 산출되었다. Fig. 1의 유입 자유유동속도 U_0 는 0.3 m/s로 선택하였다. 유입 자유공기 유동에 대한 난류 운동에너지 k 에 대한 유입조건을 지정하기 위하여 Pui 등⁽⁶⁾의 10~30%의 난류강도($\sqrt{2k}/U_0$)와 Ye 등⁽³⁾의 실험조건인 15~20%의 난류강도를 참고하여 15%로 선택하였다. 그리고 유입 자유유동의 난류 에너지소산율 ϵ 에 대한 유입조건을 구하기 위하여 유입구에서의 유동상태가 층류와 유사하나 난류적인 특성을 고려해서 유입구에서 난류점성계수가 유체의 분자점성계수보다 약 15배 크다고 가정하였다.⁽⁷⁾

본 연구에서 수반되는 가열 웨이퍼 주위의 자연 대류효과는 일반적으로 Gr/Re^2 의 값이 1의 order를 가질 경우 강제대류에 대한 자연대류의 효과가 중요하게 되는데⁽³⁾ 본 연구에서는 $\Delta T = 10$ K의 온도차에 대해 $Gr/Re^2 = 0.2$ 로 얻어졌으므로 무시하였고 실제 계산수행결과 아무런 차이가 없었다.

웨이퍼 표면에서의 입자농도에 대한 경계조건을 지정하기 위하여 입자의 재합입(reentrainment), 바운드효과(bouncing) 등이 없이 벽면에 도달한 입자들은 모두 부착된다고 가정하여 벽면에서의 농도는 0으로 하였다. 이는 웨이퍼 표면이 완전 흡수체(perfect sink)로 작용한다는 것과 동일하다.

2.5 수치해석방법

수치해석은 전술한 지배방정식들을 Patankar⁽²⁷⁾에 기술된 것처럼 유체의 압력구배항은 SIMPLE 알고리즘으로 해결하고 유체와 입자의 대류항들은 power law scheme을 사용하여 처리하였으나 입자의 경우 대류확산방정식 (8)은 외력에 의한 입자의 이동속도성분때문에 유체속도장과는 달리 입자속도장이 유체의 연속법칙인 식(9)를 만족하지 않으므로 Stratmann과 Whitby⁽²⁸⁾가 지적한 대로 Patankar의 알고리즘을 보정하였다.

본 연구에 도입된 계산 격자는 Fig. 1의 계산영역에 대해 175(axial)×104(radial)로 선택하였다. 본 수치계산에서 웨이퍼의 표면으로부터 가장 이웃한 격자까지의 간격이 입자의 침착속도의 정확한 계산에 큰 영향을 미칠 것으로 판단된다. 그 이유는 2.2절에서 전술한 바와 같이 난류의 혼합효과는 벽면으로 다가갈수록 점점 소멸되어져서 결국 벽면에서 0으로 되므로 특히, 확산지배영역인 0.1 μm 이하의 입자영역에서 난류는 벽면으로의 입자침착에 직접적인 영향을 미친다기보다는 에디운동(eddy motion)에 의한 혼합작용을 통하여 벽면근처의 국소입자농도를 증가만 시켜주고 벽면근처에서의 지배적인 침착메카니즘인 브라운확산이 이러한 증가된 입자들을 벽면으로 이동시켜 침착시키는 작용⁽¹²⁾을 할 것이 예상되므로 이러한 난류의 혼합효과가 완전히 배제될 수 있을 정도로 첫 격자를 웨이퍼 벽면 가까이 위치시켜야 한다. 만약 난류효과가 브라운확산보다 지배적이거나 같은 정도로 유지되는 영역인 난류경계층 구조상 완전난류층(fully turbulent layer)과 완충층(buffer layer)에 첫번째 격자를 위치시키고 벽면에서의 경계조건 $C=0$ 가 그대로 유지된 상태라면 실제적인 경우보다 입자의 침착량이 과대예측될 것이다.⁽¹⁴⁾ 따라서 본 연구에서 벽면조건 $C=0$ 과 난류 Schmidt수 $\sigma_c=1$ 가정에 대해 난류경계층의 구조상 점성아층(viscous sub-layer)내에는 첫번째 격자가 위치해야 한다. 본 연구의 유동형상과 관련된 정확한 난류경계층의 정보가 없으므로 어느 정도 적용가능한 평행판 채널 유동의 와점성계수 관계식들⁽²⁹⁾로 미루어 $\nu_t/\nu = Ay^{+3}$ (ν_t 는 와점성계수, ν 는 동점성계수, A =상수)이 만족되는 영역을 점성아층으로 간주할 수 있다. 웨이퍼 표면상의 난류경계층을 평판 난류경계층으로 가정하여 계산한 벽면좌표 $y^+=5$ 인 위치는 약 2 mm로 산출되었다. 이러한 결과에 준하여 열영동

및 중력침강을 모두 고려하여 $\Delta T=10$ K에 대하여 시행한 격자시험(grid test) 결과를 Fig. 2에 도시하였다. 웨이퍼 벽면으로부터의 첫번째 시험 격자들의 간격은 100, 25, 10, 5 μm 였고 참고로 Ye 등⁽³⁾의 실험결과들도 함께 도시하였다. 시험격자간격들은 모두 점성아층내에 위치하기 때문에 그림으로부터 확산침착이 지배하는 0.01 μm 의 입자의 침착량에는 모든 경우에 뚜렷한 차이를 보이지 않는다. 그러나 격자간격 100 μm 의 경우인 Fig. 2(a)의 경

우를 보면 1 μm 이하의 입자영역의 침착량이 10 μm 의 격자간격의 경우보다 상당히 과대예측되어 있음을 알 수 있고, 10 μm 와 5 μm 의 격자의 경우는 계산값이 동일함을 알 수 있다. 이러한 격자시험결과는 불일치 영역이 열영동력이 효력을 발휘하는 영역에 해당하므로 벽면근처의 온도기울기가 격자간격에 민감하기 때문인 것으로 판단된다. 따라서 본 연구에서는 웨이퍼 벽면의 최소 격자간격을 10 μm 로 설정하였고 이로부터 모두 1.2 이하의 공비를 유지시키면서 등비수열적으로 증가되도록 배치하였다.

전체적인 계산절차는 유체의 난류유동장 관련식들 (9)~(16)으로부터 구한 유동장 결과들을 이용하여 유체의 온도장 방정식 (17)로부터 온도분포를 구하고, 이 유동장과 온도장 결과들은 입자의 대류-확산방정식 (7)에 대입하여 입자 농도분포를 구한 뒤 웨이퍼 상하부면에 대한 침착속도들을 계산하였다. 수렴조건은 층류유동장의 경우 유입구에서의 유입질량률과 운동량으로 각각 정규화된 질량, 속도 U , V 의 잔류소스(residual source)들이 모두 1×10^{-4} 이하, 난류의 경우 1×10^{-3} 이하로 하였고 온도장과 농도장의 경우는 계산영역내의 모든 격자에서의 이전 계산값과 새로운 계산값의 차이를 이전 계산값으로 나눈값이 1×10^{-4} 이하일 때로 하였다.

3. 결과 및 검토

3.1 평균 입자침착속도

Fig. 3은 층류와 난류유동장에 대해서 열영동력

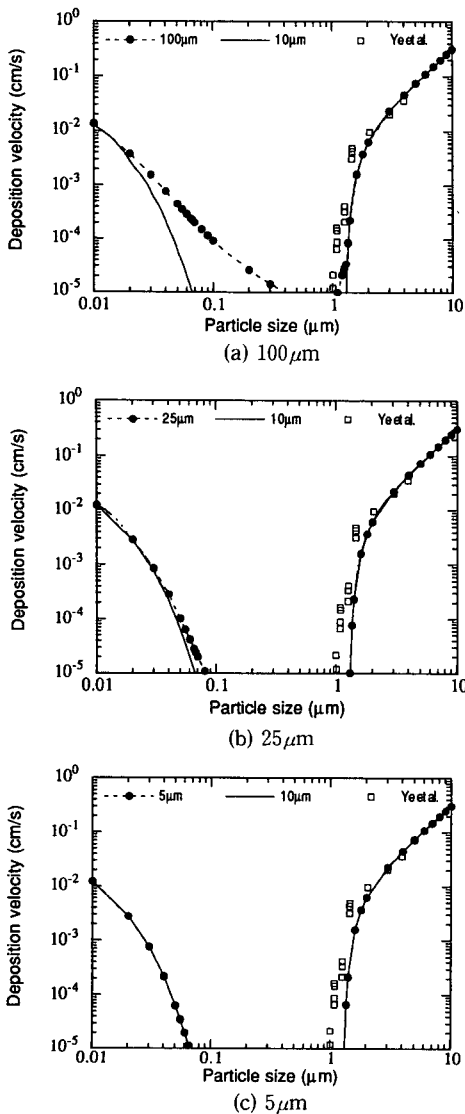


Fig. 2 Grid test for the calculation of the averaged deposition velocity on the upper surface of the wafer

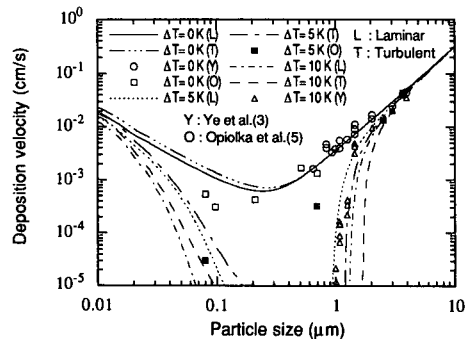


Fig. 3 Variation of the averaged upper deposition velocities for the heated wafer with respect to particle size

이 고려되지 않은 경우와 고려되는 가열된 웨이퍼의 경우에 대한 입자크기에 따른 웨이퍼 상부면상의 평균 입자침착속도의 변화를 보여주고 있다. 열영동력이 고려되지 않은 경우 층류와 난류의 경우 모두 전형적인 'V'형 침착속도 특성곡선을 보여주고 있고 확산지배 입자크기영역($d_p < 0.1 \mu\text{m}$)에서 난류유동장에서의 입자침착속도가 층류의 경우보다 약 1.3배 정도 높음을 알 수 있다. 명현국과 박은성⁽⁷⁾은 그 이유를 단순히 난류확산계수만큼의 확산성분의 증가에 기인한 것으로 설명하였으나, 보다 근본적인 이유는 확산지배 입자크기영역에서는 2.5절에서 전술한 바와 같이 난류유동장에서도 벽면근처에서는 브라운확산이 여전히 입자침착을 지배하기 때문에⁽¹²⁾ 난류의 역할은 결국 층류에 비해 벽면근처의 국소농도를 증가시키는 것이고 이러한 증가된 농도구배에 비례한 브라운확산이 증가되기 때문인 것으로 해석된다. 따라서 Fig. 3에서 $\Delta T = 0 \text{ K}$ 의 난류의 침착곡선이 확산지배 입자영역에서 입경에 따라 변화없는 일정한 수평선을 그리지 아니하고 층류의 것과 비교하여 거의 평행하게 큰 값을 유지하며 입자크기가 증가함에 따라 감소하는 것은 난류에 의해 벽면근처의 국소농도 증가는 있었으나 브라운확산계수가 감소했기 때문이다. 한편, 중력침강지배영역에서는 층류와 난류의 경우 모두 침착속도에 아무런 차이가 없고 다만 난류의 경우 최소 침착속도의 입경이 큰 입자크기로 이동하였음을 알 수 있다. 또한 본 수치해석과 모든 조건이 동일한 수평웨이퍼에 대한 Ye 등⁽³⁾의 실험($0.6 \mu\text{m} \sim 5 \mu\text{m}$ 입경범위의 PSL입자)결과와 중력침강지배 입자크기영역($d_p > 1.0 \mu\text{m}$)에서의 계산 결과가 비교적 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

웨이퍼가 가열되어 열영동력이 고려되면 층류나 난류의 경우 모두 입자침착이 급격히 감소하게 되고 미소한 온도차이 $\Delta T = 5 \text{ K}$ 만 되어도 이미 열영동력은 침착에 큰 영향을 발휘하여 입자크기에 따른 침착속도곡선이 두개의 소영역으로 분할 됨을 알 수 있다. Opiolka 등⁽²⁾의 정의에 따라서 침착속도가 10^{-5} cm/s 보다 작은 deposition free zone을 구분할 때 본 계산결과와 Opiolka 등⁽²⁾의 층류계산 결과들을 정리하면 Table 1과 같다. 정리된 값들을 살펴보면 모든 경우에 난류에서의 deposition free zone이 층류의 경우에 비해 큰 입자쪽으로 이동되었음을 알 수 있다. 중력침강과 열영동력이 지배적인 입자영역($1 \mu\text{m} \sim 2 \mu\text{m}$)에서는 난류의 경우

Table 1 Variation of deposition free zone with respect to the temperature difference

	$\Delta T = 5 \text{ K}$	$\Delta T = 10 \text{ K}$
Laminar	0.12~0.93 μm	0.067~1.3 μm
Turbulent	0.17~1.1 μm	0.096~1.6 μm
Opiolka et al.		0.063~1.0 μm

에 중력침강속도는 일정하게 유지되는 반면 웨이퍼 표면근처의 온도구배는 층류에 비해 더 가파르게 되어 열영동력이 좀 더 증가하기 때문이고, 확산과 열영동력이 지배적인 작은 입자영역에서는 난류확산에 의한 입자침착의 증가효과가 증가된 열영동에 의한 감소효과를 여전히 압도하고 있기 때문에 이러한 양상이 발생한 것으로 판단된다. 따라서 비교적 $1 \mu\text{m}$ 보다 큰 입자영역에서는 난류유동장 내에서의 열영동효과는 층류에 비해 입자침착을 감소시키지만 $0.1 \mu\text{m}$ 보다 작은 입자영역에서는 입자침착을 증가시킴을 알 수 있다. 그리고 층류, 난류 모두 가열의 경우에 온도차이 ΔT 가 커지면 deposition free zone의 영역이 넓어짐을 알 수 있다. $\Delta T = 10 \text{ K}$ 인 경우 층류에 대해 계산된 deposition free zone은 Opiolka 등⁽²⁾의 층류 계산결과와 비교적 잘 일치하고 있다. Fig. 3에는 $\Delta T = 10 \text{ K}$ 에 대한 Ye 등⁽³⁾의 15~20%의 난류강도가 존재하는 난류유동장하에서의 실험결과가 함께 도시되어 있는데 본 연구의 층류와 난류의 계산된 침착속도들은 모두 실험결과들보다 낮게 예측되고 있음을 알 수 있다.

또한 Fig. 3에는 최근에 Opiolka 등⁽⁵⁾이, 층류유동장하에서 수행한, 본 연구의 웨이퍼 배치형상인 자유롭게 떠있는 수평웨이퍼와는 다른 비교적 넓은 작업대(work bench)의 중심부에 놓여진 $\Delta T = 0 \text{ K}$, 5 K 로 가열된 동일 웨이퍼로의 $0.08 \sim 3 \mu\text{m}$ 크기의 PSL입자 침착실험결과들이 함께 도시되어 있다. 엄격히 말해서 모든 조건은 동일하지만 웨이퍼 배치형상이 다르므로 본 연구의 층류의 계산결과와의 비교는 이루어질 수 없으나 $\Delta T = 0 \text{ K}$ 인 경우 중력침강지배 영역에서는 본 연구의 계산치들과 잘 맞고 있고 확산지배 영역에서는 실험치들이 계산치들보다 상당히 낮음을 알 수 있다. 중력침강지배 영역의 침착은 Opiolka 등⁽²⁾의 층류에 대한 웨이퍼상의 국소침착속도에 관한 논의로부터 알 수 있듯이

확산지배 입자영역의 경우와는 달리 경계층의 영향을 받지 않아 웨이퍼상의 위치에 관계없이 중력침강속도가 일정하기 때문에 웨이퍼보다 더 큰 특성 길이(반경)를 가진 디스크상의 정체점에 놓여진 웨이퍼의 경우라고 볼 수 있는 Opiolka 등⁽⁵⁾의 실험 결과들과 잘 일치하고 있으나 확산지배영역의 경우에는 상부면상의 위치에 따라 변하므로 낮게 나타난 것으로 판단된다. 그리고 그림에서 $\Delta T=5$ K의 경우에는 본 연구의 계산결과에 대해 $0.08 \mu\text{m}$ 입자의 실험값은 층류의 계산값보다 낮게, $0.7 \mu\text{m}$ 의 실험값은 높게, 이보다 큰 입자의 실험값은 예상대로 계산치들과 잘 맞고 있다. 열영동과 중력침강이 모두 지배하는 입자영역인 $0.7 \mu\text{m}$ 입자의 실험결과를 통하여 주목할 사항은 중력침강속도가 두 경우 모두 일정하므로 웨이퍼가 작업대의 중심에 놓여진 경우는 본 연구의 수평웨이퍼의 경우보다 열영동효과가 크지 않다는 점이다.

Fig. 4에는 주위공기보다 냉각된 웨이퍼의 경우와 열영동력이 고려되지 않은 경우에 대한 수치해석결과들이 함께 도시되어 있다. 가열의 경우와 마찬가지로 미소한 온도차이인 $\Delta T=-5$ K만 되어도 층류와 난류의 경우 모두 $0.01 \mu\text{m} \sim 5 \mu\text{m}$ 의 넓은 입자크기영역에 걸쳐 열영동에 의한 큰 영향으로 특히 중간크기영역에서는 이미 한개의 정도(order)만큼의 침착속도의 증가가 나타나고 있다. $\Delta T=-5$ K, -10 K 모두 층류의 경우보다 난류의 경우가 예상했던대로 앞서 전술한 온도구배의 증가로 인해 침착이 증가되었다. 또한, 넓은 작업대의 중심부에 놓여진 웨이퍼의 경우인 Opiolka 등⁽⁵⁾의 냉각의 경우에 대한 실험결과들을 함께 도시하였다. 실험치들은 $\Delta T=-5$ K, -10 K 모두 본 연구의 계산값들보다 낮음을 알 수 있다. 또한 열영동과 중력침강이 모두 지배하는 입자영역의 실험결과들로부터 앞서 예측한 대로 작업대의 중앙에 놓인 웨이퍼의 경우가 열영동의 효과를 적게 받음을 알 수 있다. 따라서 웨이퍼가 작업대의 중앙에 놓여진 경우는 동일 웨이퍼가 자유롭게 떠있는(free standing) 수평웨이퍼의 경우보다 확산과 열영동의 효과를 적게 받는다고 결론질 수 있다.

Fig. 5에는 가열 및 냉각에 대한 입자크기에 따른 웨이퍼 하부면상의 계산된 침착속도의 변화가 도시되어 있다. 하부면의 상황이 상부면의 경우와 다른 점은 중력침강이 침착을 억제하는 방향으로 작용한다는 데 있다. 명현국과 박은성⁽⁷⁾이 언급한

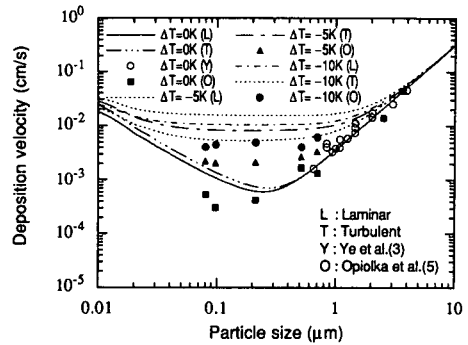


Fig. 4 Variation of the averaged upper deposition velocities for the cooled wafer with respect to particle size

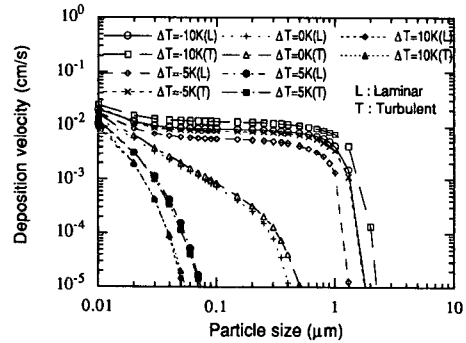


Fig. 5 Variation of the averaged lower deposition velocities for the heated or cooled wafer with respect to particle size

대로 확산지배 입자크기영역에서는 가열 및 냉각의 경우 모두 하부면상의 침착속도가 상부면의 것에 필적할 만 하다는 것을 그림으로부터 알 수 있고 특히 냉각의 경우에는 열영동까지 합세하여 $0.01 \mu\text{m}$ 에서 약 $1 \mu\text{m}$ 입자영역까지 여전히 높은 침착을 보이고 있다. 또한 중력침강영역의 침착곡선이 완전히 사라지는 경향을 보이므로 침착입자의 크기가 하부면에서는 제한됨을 알 수 있다.

3.2 국소 입자침착속도

Fig. 6과 7에는 비교를 위하여 열영동이 고려되지 않은 경우($\Delta T=0$ K)의 층류와 난류에 대한 웨이퍼 상부면상의 국소침착속도의 반경방향분포가 각각 도시되어 있다. Opiolka 등⁽²⁾의 수치결과와 Sparrow와 Geiger⁽³⁰⁾의 실험결과에서 나타났던 대로 층류유동하의 계산결과인 Fig. 6에서는 입자크

기가 $0.1 \mu\text{m}$ 보다 작은 확산지배 입자크기영역에서 가장자리의 침착속도가 중심부의 침착속도보다 높아짐을 알 수 있다. 이는 확산지배영역에서는 유체의 경계층에 영향을 받게 되는데, 웨이퍼 가장자리에서는 급격한 유로변경에 의한 유체의 가속력 때문에 정체점에서보다 훨씬 얇은 경계층이 형성되었기 때문이다.⁽²⁾ 난류의 경우인 Fig. 7을 보면 명현국과 박은성⁽⁷⁾의 수치결과와 Otani 등⁽³¹⁾의 국소침착속도에 대한 실험결과에서 찾아볼 수 있었던 것처럼 $0.1 \mu\text{m}$ 보다 작을 때 중심부에서도 가장자리에 비길 만한 침착속도가 얻어짐을 확인할 수 있다. 이와같은 층류와 난류의 다른 양상은 난류인 경우는 대류항에 큰 영향을 미치는 웨이퍼 가장자리에서의 급격한 유로변경에 의한 가속효과를 난류의 혼합작용에 의해서 중심부에서 이를 충분히 느끼지 못하게 되고,⁽⁷⁾ 일반적으로 유한크기의 디스크상의 층류 정체점 부근에서 발견될 수 있는 두꺼

운 경계층이 난류인 경우 난류의 혼합작용으로 인하여 억제되어져서 얇은 난류경계층 특성을 웨이퍼 중심부에서 유지하게 됨으로써 이것이 침착속도의 증가된 결과로 나타나는 것으로 판단된다. 한편, 중력침강지배 입자크기영역인 $1 \mu\text{m}$ 보다 큰 입자영역에서는 침착속도가 이러한 경계층의 영향을 받지 않기 때문에 웨이퍼상의 위치에 관계없이 일정하게 유지되고 있음을 알 수 있다.

Fig. 8과 9에는 열영동력이 고려된 $\Delta T=10 \text{ K}$ 인 가열 웨이퍼의 층류와 난류의 경우에 대한 웨이퍼 상부면상의 국소침착속도의 반경방향분포가 각각 도시되어 있다. Fig. 8의 층류의 경우를 살펴보면 $0.05 \mu\text{m}$ 보다 작은 입자영역에서는 중심부보다 가장자리에서 더 높은 침착속도를 보여주고 있으며 열영동력과 중력이 모두 지배적인 $2 \mu\text{m}$ 의 경우에는 가장자리에서 가장 낮은 침착속도를 보여주고 있다. 이러한 경향은 Opiolka 등⁽²⁾의 계산결과에서

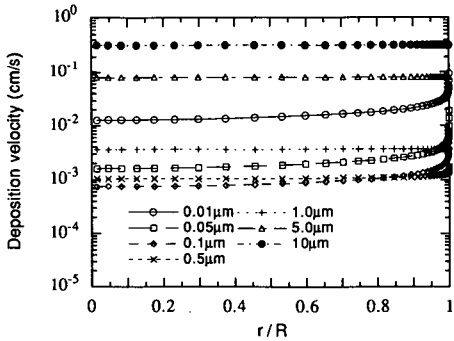


Fig. 6 Variation of the local upper deposition velocity profiles without thermophoretic effect under the laminar flow field

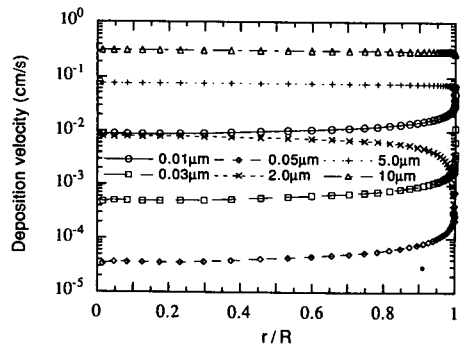


Fig. 8 Variation of the local upper deposition velocity profiles for the heated wafer under the laminar flow field ($\Delta T=10 \text{ K}$)

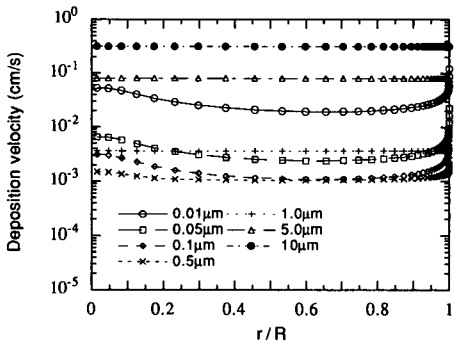


Fig. 7 Variation of the local upper deposition velocity profiles without thermophoretic effect under the turbulent flow field

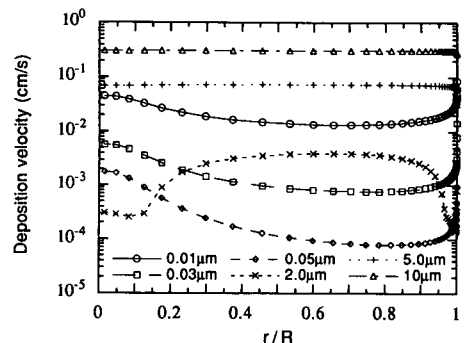


Fig. 9 Variation of the local upper deposition velocity profiles for the heated wafer under the turbulent flow field ($\Delta T=10 \text{ K}$)

예측된 것과 동일하고 가장자리의 유체의 가속에 의한 경계층이 얇아진 특성 때문이다. 그러나 Fig. 9의 난류의 경우는 상당히 다른 경향을 보여주고 있다. $0.05\ \mu\text{m}$ 보다 작은 입자들의 경우에는 중심부에서 더 높은 침착속도를 보여주고 있으며 이는 확산이 지배적인 입자크기영역이기 때문이다. 입자크기가 $2\ \mu\text{m}$ 의 경우에는 $r/R=0.2\sim 0.9$ 사이에서 대부분의 침착이 발생되고 있음을 알 수 있고 이는 가속에 의한 가장자리의 얇은 경계층과 중심부의 얇은 난류경계층으로 인하여 층류의 경우보다 높은 벽면온도구배가 유지되어 침착이 감소한 것으로 판단된다.

Fig. 10과 11에는 층류 및 난류유동장내에서 $\Delta T = -10\ \text{K}$ 인 냉각된 웨이퍼의 상부면상의 열영동력이 고려된 국소적인 입자침착속도분포가 도시되어 있다. 웨이퍼가 냉각되었으므로 열영동은 입자침착을 증진시키기 때문에 가열의 경우와 같은 복잡한

분포를 이루고 있지 않으며 $0.05\ \mu\text{m}$ 와 $1.0\ \mu\text{m}$ 사이의 입자들은 비교적 높은 침착속도를 보이면서 거의 동일한 침착곡선을 유지하고 있다.

3.3 침착속도 근사모델들과의 비교

이상의 연구로 층류 및 난류의 경우에 적용가능한 수평웨이퍼 표면으로의 입자침착을 예측하는 이론은 거의 정립단계에 와있다고 할 수 있다. 그러나 본 이론예측모델이 엄밀한 계산결과를 얻기 위해서는 수평웨이퍼 주위의 복잡한 유동장, 온도장, 농도장의 해를 요구하므로 계산이 복잡하고 시간이 요구되므로 수평웨이퍼 침착속도를 간단히 예측할 수 있는 근사모델이 필요하다.

본 연구와 관련된 지금까지의 수평웨이퍼 침착속도 근사모델들로서는 Liu와 Ahn,⁽³²⁾ Schmidt 등,⁽³³⁾ 배귀남 등⁽³⁴⁾이 제안하였다. Liu와 Ahn⁽³²⁾은 웨이퍼 상부표면으로의 입자침착속도를 확산과 중력침착에 대한 각각의 독립적인 침착속도들의 단순합으로 처리하였고 이러한 단순합에 Schmidt 등⁽³³⁾은 열영동속도를 부가적으로 더하였다. 배귀남 등⁽³⁴⁾은 Schmidt 등⁽³³⁾의 단순합 방법과는 다르게 농도경계층에 대한 1차원 입자확산방정식으로부터 유도된 침착속도식⁽³⁴⁾에 열영동속도를 고려하여 예측한 침착속도값들을 열영동력이 고려된 수평웨이퍼에 대한 그들의 실험결과들과의 비교를 수행하였으나 입자크기가 $0.3\sim 0.8\ \mu\text{m}$ 에만 국한되어 폭넓은 비교가 이루어지지 않았다.

본 연구에서는 Schmidt 등⁽³³⁾의 단순합 방법과 거기에 사용되었던 동일한 침착속도성분들을 사용한 다음과 같은 침착속도식으로부터 계산된 침착속도값들을 수치계산결과들과 비교하였다.

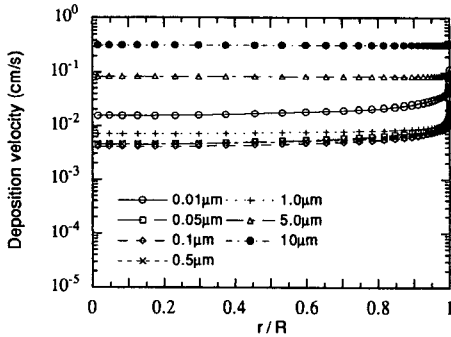


Fig. 10 Variation of the local upper deposition velocity profiles for the cooled wafer under the laminar flow field ($\Delta T = -10\ \text{K}$)

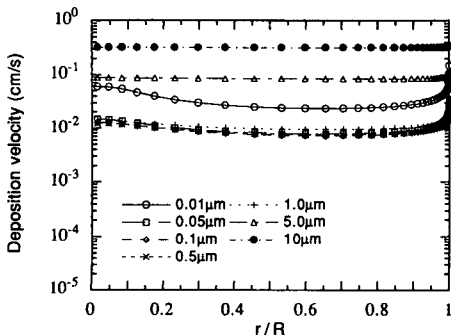


Fig. 11 Variation of the local upper deposition velocity profiles for the cooled wafer under the turbulent flow field ($\Delta T = -10\ \text{K}$)

$$V_{dep} = \frac{V_{sed} + V_{the}}{\exp\left(-\frac{(V_{sed} + V_{the})}{V_{dif}}\right) - 1} \quad (18)$$

여기서,

$$V_{dif} = \frac{D_B \overline{Sh}}{2R} \quad (19a)$$

$$V_{sed} = \tau_p g \quad (19b)$$

$$V_{the} = \frac{0.5K(T_v - 1)}{Re_R^{1/2}} U_0 \quad (19c)$$

이고 D_B 는 브라운확산계수, R 은 웨이퍼반경, τ_p 는 입자이완시간, g 는 중력가속도, U_0 는 자유유동속도, $T_v = T_0/T_w$, $Re_R = U_0 R/\nu$, \overline{Sh} 는 웨이퍼에 대한 평균 Sherwood수로서 Sparrow와 Geiger⁽³⁰⁾

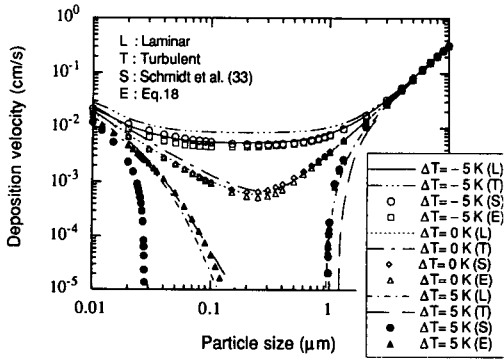


Fig. 12 Comparison of the present exact solutions with the results predicted by the approximate models

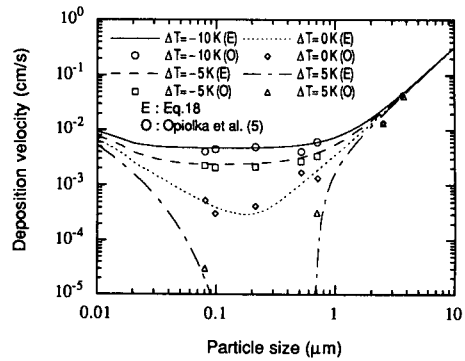


Fig. 13 Comparison of the present approximate results with the experimental data by Opiolka et al.⁽⁵⁾

가 나프탈렌승화법으로 구한 다음의 상관식이다.

$$\overline{Sh} = 1.08 Sc^{1/3} Re^{1/2} \quad (19d)$$

여기서, $Sc = \nu / D_b$, $Re = \frac{U_0(2R)}{\nu}$ 이다.

Fig. 12에는 본 연구의 수치해석결과와 Schmidt 등⁽³³⁾의 단순합의 결과, 식(18)의 결과가 함께 도시되어 있다. 본 연구의 관심입경구간인 0.01 μm~10 μm 전체에 걸쳐서 층류의 계산 결과와 근사모델들의 결과가 서로 잘 일치하고 있음을 알 수 있으나 Schmidt 등의 단순합에 의한 산출방법은 웨이퍼가 가열되는 경우 층류의 수치해석결과와 상당한 차이를 보이면서 과소예측하고 있음을 알 수 있다. 따라서 식(18)은 웨이퍼표면으로의 입자침착속도를 간략하게 계산할 수 있는 근사적인 예측모델이 될 수 있다.

Fig. 13에는 앞서 3.1절에서 논의한 작업대의 중앙에 놓여진 동일 웨이퍼에 대한 Opiolka 등⁽⁵⁾의 실험결과와 식(18)을 이용한 계산결과들을 함께 도시하였다. 이때 식(18)을 이용하여 침착속도를 계산하는 데 있어 웨이퍼는 자신의 반경보다 4배 더 큰 원형 작업대의 중심에 놓여져 있다고 가정하였다. 따라서 웨이퍼 상부면은 원형 작업대의 중심부 정체점영역에 위치하므로 식(19a)에 필요한 Sh 수는 Sparrow와 Geiger⁽³⁰⁾의 정체점에서의 Sh_0 상관식을 사용하고 식(19c) 대신에는 이 Sh_0 상관식을 다시 열과 물질전달 유사(heat and mass transfer analogy)를 이용하여 이곳에서의 열전달계수를 구하는 데 사용한 뒤 벽면온도구배를 산출하고 이를 Schmidt 등⁽³³⁾의 열영동속도의 유도절차에 대입하여 얻어진 식을 사용하였다. 이상과 같이 구한 예

측값들이 Opiolka 등⁽⁵⁾의 실험결과와 상당히 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 이상의 결과로 미루어 Sparrow와 Geiger⁽³⁰⁾의 난류강도(0.5%)보다 높은 수준에서 얻어진 상관식만 있다면 난류의 경우도 식(18)을 통하여 잘 예측될 수 있을 것이다.

4. 결 론

일반적인 경우의 클린룸 난류유동장하에서 열영동력이 고려된 수평웨이퍼상의 입자침착문제를 수치해석을 통하여 고찰하고 이 계산결과들을 층류계산, 기존의 실험결과, 또한 간단한 근사모델들과의 비교를 통하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 본 연구의 수평웨이퍼상의 입자침착에 대한 수치해석방법은 기존의 이론적, 실험적 연구결과들과의 비교로부터 타당한 결과를 제시해 줌을 확인하였다.

(2) 난류유동장하의 열영동력은 층류의 경우에 비해 deposition free zone을 큰 입자크기영역으로 이동시키고 이 영역은 본 연구의 난류계산조건에 대해 $U_0=0.3$ m/s, $\Delta T=10$ K일 때 0.096~1.6 μm로 얻어졌다.

(3) 난류유동장하의 열영동력은 층류의 경우와 마찬가지로 웨이퍼와 주위와의 온도차가 커질수록 deposition free zone의 영역을 증가시킨다.

(4) 난류유동장하의 열영동력은 가열의 경우 층류의 경우와는 달리 0.05 μm보다 작은 입자크기영역에서는 중심부에서, 2 μm의 경우에서는 중심부와 가장자리사이의 내부영역에서 더 높은 침착속도를 발생시킨다.

(5) 본 연구에서 제안한 근사적인 입자침착속도 예측모델(식(18))은 수치해석 계산결과와 기존의 실험결과와 잘 일치함을 확인하였다.

(6) 작업대의 중심에 놓여진 웨이퍼는 동일한 수평웨이퍼보다 확산과 열영동의 효과를 적게 받게 된다.

참고문헌

- (1) Pui, D. Y. H., Ye, Y. and Liu, B. Y. H., 1990, "Experimental Study of Particle Deposition on Semiconductor Wafer," *Aerosol Science and Technology*, Vol. 12, pp. 795~804.
- (2) Opiolka, S., Fissan, H., Ye, Y. and Pui, D. Y. H., 1990, "Reduction of Particle Deposition on a Free-Standing Semiconductor Wafer by Thermophoretic Effect," *Proc. of the 10th International Symposium on Contamination Control*, Zurich, Switzerland, in Swiss Contamination Control, Vol. 3, No. 4a, pp. 85~88.
- (3) Ye, Y., Pui, D. Y. H., Liu, B. Y. H., Opiolka, S., Blumhorst, S. and Fissan, H., 1991, "Thermophoretic Effect of Particle Deposition on a Free Standing Semiconductor Wafer in a Clean Room," *J. Aerosol Science*, Vol. 22, pp. 63~72.
- (4) 배귀남, 박승오, 이춘식, 안이기, 1994, "열영동력이 수평웨이퍼상의 입자침착에 미치는 영향," 대한기계학회논문집, 제18권, 제1호, pp. 175~183.
- (5) Opiolka, S., Schmidt, F. and Fissan, H., 1994, "Combined Effects of Electrophoresis and Thermophoresis on Particle Deposition onto Flat Surfaces," *J. Aerosol Science*, Vol. 25, pp. 665~671.
- (6) Pui, D. Y. H., Graztek, J. P. and Kuehn, T. H., 1991, "Experimental Measurements of Cleanroom Airflow and Particle Transport for Flow Modelling Exercise," *Proc. of the 37th IES Annual Technical Meeting*, San Diego, CA., May, pp. 90~97.
- (7) 명현국, 박은성, 1993, "웨이퍼 표면상의 입자 침착에 관한 수치 시뮬레이션," 대한기계학회 논문집, 제17권, 제9호, pp. 2315~2328.
- (8) Crowe, T., 1982, "Review-Numerical Models for Dilute Gas-Particle Flows," *J. Fluids Engineering*, Vol. 104, pp. 297~303.
- (9) Lee, J. S. and Humphrey, J. A. C., 1986, "Radiative-Convective Heat Transfer in Dilute Particle-Laden Channel Flows," *PhysicoChemical Hydrodynamics*, Vol. 7, pp. 325~351.
- (10) Durst, F., Milojevic, D. and Schonung, B., 1984, "Eulerian and Lagrangian Predictions of Particulate Two-Phase Flows: a Numerical Study," *Applied Mathematical Modelling*, Vol. 8, pp. 101~115.
- (11) Dukowicz, J. K., 1980, "A Particle-Fluid Numerical Model for Liquid Sprays," *J. Computational Physics*, Vol. 35, pp. 229~253.
- (12) Li, A. and Ahmadi, G., 1992, "Dispersion and Deposition of Spherical Particles from Point Sources in a Turbulent Channel Flow," *Aerosol Science and Technology*, Vol. 16, pp. 209~226.
- (13) Li, A., Ahmadi, G., Bayer, R. G. and Gaynes, M.A., 1994, "Aerosol Particle Deposition in an Obstructed Turbulent Duct Flow," *J. Aerosol Science*, Vol. 25, pp. 91~112.
- (14) Leonard, G., Mitchner, M. and Self, S. A., 1980, "Particle Transport in Electrostatic Precipitators," *Atmospheric Environment*, Vol. 14, pp. 1289~1299.
- (15) Pourahmadi, F. and Humphrey, J. A. C., 1983, "Modelling Solid-Fluid Turbulent Flows with Application to Predicting Erosive Wear," *PhysicoChemical Hydrodynamics*, Vol. 4, pp. 191~219.
- (16) DiGiacinto, M., Sabetta, F. and Piva, R., 1982, "Two-Way Coupling Effects in Dilute Gas-Particle Flows," *J. Fluids Engineering*, Vol. 104, pp. 300~312.
- (17) Yoa, S. J., Kim, S. S. and Lee, J. S., 1990, "Thermophoresis of Highly Absorbing, Emitting Particles in Laminar Tube Flow," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 11, pp. 98~104.
- (18) Schuh, M. J., 1987, *Numerical Prediction of Fluid and Particle Motions in Flows Past Tubes*, Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley, California, p. 56.
- (19) Hinds, W. C., 1982, *Aerosol Technology*, John

- Wiley & Sons, New York, p. 136, p. 45.
- (20) Batchelor, G. K. and Shen, C., 1985, "Thermophoretic Deposition of Particles in Gas Flowing over Cold Surfaces," *J. Colloid Interface Science*, Vol. 107, pp. 21~37.
- (21) Ounis, H. and Ahmadi, G., 1990, "A Comparison of Brownian and Turbulent Diffusion," *Aerosol Science and Technology*, Vol. 13, pp. 47~53.
- (22) Schlichting, H., 1979, *Boundary Layer Theory*, McGraw-Hill, New York, p. 641.
- (23) Abuzeid, S., Busnaina, A. A. and Ahmadi, G., 1990, "Numerical Simulations of Particle Deposition from a Point Source in Turbulent Flow," *Proc. of the 36th IES Annual Technical Meeting*, pp. 295~302.
- (24) Launder, B. E. and Sharma, B. I., 1974, "Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow near a Spinning Disk," *Lett. Heat Mass Transfer*, Vol. 1, pp. 131~138.
- (25) Reynolds, A. J., 1975, "The Prediction of Turbulent Prandtl and Schmidt Numbers," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 108, pp. 1055~1069.
- (26) Myong, H. K., Kasagi, N. and Hirata, M., 1989, "Numerical Prediction of Turbulent Pipe Flow Heat Transfer for Various Prandtl Number Fluids with the Improved $k-\epsilon$ Turbulent Model," *JSME International Journal*, Vol. 32, No. 4, pp. 613~622.
- (27) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw Hill Company, New York.
- (28) Stratmann, F. and Whitby, E. R., 1989, "Numerical Solution of Aerosol Dynamics for Simultaneous Convection, Diffusion and External Forces," *J. Aerosol Science*, Vol. 20, pp. 437~440.
- (29) Chapman, D. R. and Kuhn, G. D., 1985, "Navier-Stokes Computation of Viscous Sub-layer Flow and the Limiting Behavior of Turbulence Near a Wall," *AIAA 7th Computational Fluid Dynamics Conference*, AIAA paper 85-1847.
- (30) Sparrow, E. M. and Geiger, G. T., 1985, "Local and Average Heat Transfer Characteristics for a Disk Situated Perpendicular to a Uniform Flow," *J. Heat Transfer*, Vol. 107, pp. 321~326.
- (31) Otani, Y., Emi, H., Kanaoka, C. and Kato, K., 1989, "Determination of Deposition Velocity onto a Wafer for Particles in the Size Range between 0.03 and 0.8 μm ," *J. Aerosol Science*, Vol. 20, pp. 787~796.
- (32) Liu, B. Y. H. and Ahn, K., 1987, "Particle Deposition on Semiconductor Wafers," *Aerosol Science and Technology*, Vol. 6, pp. 215~224.
- (33) Schmidt, F., Stratmann, F., Fissan, H. and Schmidt, K. G., 1993, "An Approximation to Calculate the Thermophoretic Effect on Particle Deposition," *J. Aerosol Science*, Vol. 24, Suppl. 1, pp. S523~S524.
- (34) Friedlander, S. K., 1977, *Smoke, Dust and Haze*, John Wiley & Sons, New York, p. 35~36.