磁気センサを用いた LSI めっき電流の測定法*

岸 本 喜 直^{*1}, 天 谷 賢 治^{*2}Measurement Method of Plating Current for LSI Wafer
by Using Magnetic SensorsYoshinao KISHIMOTO^{*3} and Kenji AMAYA^{*3} Department of Mechanical and Environmental Informatics,
Graduate School of Information Science and Engineering, Tokyo Institute of Technology,
2-12-1 O-okayama, Meguro-ku, Tokyo, 152-8552 Japan

The copper electroplating is tried to apply on the fabrication of Large-Scale Integration (LSI) besides other methods because of its excellent via/trench filling ability, good adhesion and lower process temperature and cost. Then, in the electroplating process, estimating the growth rate of the electroplating in real-time is essential. It is able to estimate the growth rate from the current density on the LSI wafer surface because the growth rate of the electroplating is proportional to the current density. However, measuring the current density on the LSI wafer surface directly is impossible. In this paper, a new monitoring method to estimate the growth rate of the electroplating by using magnetic sensors is developed. We focused on the magnetic flux density induced by the current density in the electroplating device. The present method is measuring the magnetic flux density outside the electroplating device by using magnetic sensors, and estimating the current density on the LSI wafer surface by applying the inverse analysis method. In order to demonstrate the effectivity of the present method, two cases of numerical simulations, which take account the measurement error, are performed. The results show that this method could be applicable to practical problems.

Key Words: Electroplating, Large-Scale Integration, Magnetic Sensor, Electromagnetic Measurement, Electrochemistry, Inverse Analysis, Boundary Element Method, Computational Mechanics

1. 緒 言

近年, 半導体メーカ各社でウェハの配線パターンなどに電気銅めっきの利用が進んでおり, 一般化しつつある。プリント基板業界でもビルドアップ基板などの微細なパターンをめっきするところが増加し, めっき技術の理論的, 合理的な確立が急務となってきた。LSI (Large-Scale Integration: 大規模集積回路) 製造のめっき工程に限定すれば, 微細溝部への埋め込み性向上と銅の消費量低減化, めっき時間の短縮化, およびそれに次ぐ研磨工程を容易にするために, めっき膜の厚さの均一性の確保が重要となる。

めっき膜の成膜速度は膜表面における電流密度に比例するため, めっき膜の成膜速度を把握するためには, めっき浴内の電流密度分布を知ることができれば良い。電流密度分布は遮蔽板やアノード, カソード, めっき

浴の配置や寸法などが影響するため, これらめっき条件を最適化することで膜分布の均一化が図られている^{(1)~(3)}。しかし, めっき時の環境の変化によってもめっきの成膜速度が変化するため, めっき膜厚に応じてめっき条件を随時設定し直す必要があることから, めっき膜厚分布のモニタリングが重要となる。

阿部らはシリコンウェハに電流を印加してエッジにおける電位を測定し, 逆解析を利用してシリコンウェハ上の銅めっき膜の膜厚分布をリアルタイムで推定する手法を開発した⁽⁴⁾。この手法では電位測定装置にめっきをする際に使用する電極を利用することで, めっき装置を大幅に改良する必要性が無いという利点があるが, ウェハ外周部の膜厚変化に比べてウェハ中心部付近の膜厚変化が推定しにくく, また, めっき膜に印加する膜厚測定用の電流がめっき浴に流れ込むことによって, めっき浴内の電場が複雑になるという問題点があった。

そこで, 本研究ではめっき膜の成膜速度を決めるめっき浴内の電流によって磁束密度が生じることに注目し, この磁束密度をめっき浴外で計測することで, 逆解析

* 原稿受付 2006 年 12 月 1 日。

^{*1} 学生員, 東京工業大学大学院情報理工学研究科情報環境学専攻 (〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1)。^{*2} 正員, 東京工業大学大学院情報理工学研究科情報環境学専攻。

E-mail: kishimoto.y.aa@m.titech.ac.jp

的に磁束密度分布からめっき浴内の電流密度分布を推定する手法を提案する。この手法により、めっき浴の電場に影響を与えることなく、めっき浴内の電流密度分布を推定し、めっき膜の成膜速度をリアルタイムで推定できると考えられる。

本論文ではめっき浴外で磁気センサを利用し、得られた磁束密度分布のデータからめっき浴内のシリコンウェハ面に流入する電流密度分布を推定する手法の詳細を述べる。まず、めっき浴内の電位分布が Laplace 方程式を満たし、境界条件が軸対称性をもつことから、円筒形のめっき浴内の電位分布および電流密度分布を低次の Bessel 級数を用いて表すことができる。得られた電流密度分布から Biot-Savart の法則を用いて、模擬計測データを得る順解析を示し、次に模擬計測データから特異値分解を用いて、電流密度分布を推定する逆解析手法を示す。最後に数値シミュレーションを用いて、本手法の数値実験を行った結果を示し、本手法の有効性を示す。

2. 観測方程式

2.1 解析対象 解析対象となる円筒型めっき浴のモデルを図 1, 2 に示す。図 1 に示すように、軸対称な円筒座標系をとり、各軸を r 軸および z 軸とする。アノード電極は銅板であり、めっき浴内は硫酸銅 (CuSO_4) で満たされている。シリコンウェハについては、実際の工程ではシリコンウェハ表面の二酸化ケイ素 (SiO_2) 絶縁膜上に薄い窒化タンタル (TaN) などのバリア層および銅 (Cu) のシード層をスパッタリングなどで作成し、この上に電気めっきを施す (図 2)。シリコンウェハのシード層外周部には吸電ターミナルが設置されており、シード層がカソードとなる。

めっき浴を半径 R 、高さ h の円筒容器とし、アノード電極となる銅板の位置を $z = h$ 、シリコンウェハのシード層の位置を $z = 0$ とする。硫酸銅の電気伝導度を κ とし、アノードの電極抵抗は非常に小さいため無視する。

また、銅の磁化率は -0.086×10^{-6} 、硫酸銅の磁化率は 6.3×10^{-6} であり、非常に小さいため無視でき、めっき浴内部および外部の透磁率 μ は一様と考えることができる。磁束密度を測るための磁気センサの位置を $p(\xi, \zeta)$ とする。

2.2 めっき浴内の電位分布 めっき浴内の電位分布を $\phi^b(r, z)$ とすると、 ϕ^b は次の軸対称性を考慮した円筒座標系における Laplace 方程式を満足する。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi^b = 0 \quad (1)$$

Fig. 1 The model of the electroplating device

Fig. 2 The cross-sectional view of the electroplating device

一方、 ϕ^b の境界条件は円筒容器の側面が絶縁されていることから

$$\left. \frac{\partial \phi^b}{\partial r} \right|_{r=R} = 0 \quad (2)$$

となる。式 (1)(2) を満たす解は

$$\phi^b(r, z) = k_0 + k_z z + \sum_{i=1}^{\infty} \left(k_i^a \frac{\sinh(\beta_i z)}{\sinh(\beta_i h)} + k_i^c \frac{\sinh(\beta_i (z-h))}{\sinh(\beta_i h)} \right) J_0(\beta_i r) \quad (3)$$

と表すことができる。ここで、 $J_n(\beta_i r)$ は n 次 Bessel 関数、 β_i は $J_1(\beta_i R) = 0$ を満たす定数である。また、 k_0 は吸電ターミナルの電位であり、 k_z は印加総電流量によって決まる定数、 k_i^a, k_i^c はアノードおよびカソードの状態によって決まる定数である。

2.3 ウェハ面に流入する電流密度分布 シード層の抵抗が 0 の場合、シード層は吸電ターミナルと等電位となり、電流は一様に流入する。しかし、実際にはシード層の抵抗は大きく、電流は一様に流れ込まず、吸電ターミナルが設置されている外周部に流入しやすくなる。このとき、シード層の電気伝導度を κ_w 、厚さを t ($\ll h$) とすると、容器の底面 $z = 0$ のシード層内

の電位分布 $\phi^w(r)$ は次の Poisson 方程式を満足する。

$$\kappa_w t \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) \phi^w = -\kappa \frac{\partial \phi^b}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (4)$$

一方、 ϕ^w の境界条件はウェハの外周部の電位を 0 とすると

$$\phi^w(R) = 0, \quad \frac{\partial \phi^w}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0 \quad (5)$$

となる。式 (4) および式 (5) は式 (3) より

$$\begin{aligned} \phi^w(r) = & \frac{\kappa}{\kappa_w t} \left\{ k_z \frac{R^2 - r^2}{4} \right. \\ & \left. + \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{k_i^a}{\sinh(\beta_i h)} + \frac{k_i^c}{\tanh(\beta_i h)} \right) \frac{J_0(\beta_i r) - J_0(\beta_i R)}{\beta_i} \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

となる。一方、シード層内を外周方向に流れる電流密度 $j^w(r)$ は

$$j^w(r) = -\kappa_w \frac{\partial \phi^w(r)}{\partial r} \quad (7)$$

であり、また、ウェハ面に流入する電流密度 $j^{in}(r)$ との関係式は

$$\begin{aligned} \int_0^r 2\pi r' j^{in}(r') dr' &= \int_{-t/2}^{t/2} 2\pi r j^w(r) dz \\ &= 2\pi r t j^w(r) \end{aligned} \quad (8)$$

である。上式 (8) の両辺を r で微分し、式 (6)(7) を用いることによって、ウェハ面に流入する電流密度 $j^{in}(r)$ として次式が得られる。

$$\begin{aligned} j^{in}(r) &= \kappa \left\{ k_z + \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{k_i^a}{\sinh(\beta_i h)} + \frac{k_i^c}{\tanh(\beta_i h)} \right) \beta_i J_0(\beta_i r) \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

したがって、印加総電流量によって決まる定数 k_z とアノードおよびカソードの状態によって決まる定数 k_i^a, k_i^c が求まれば、式 (9) を用いてウェハ面に流入する電流密度 $j^{in}(r)$ の分布を得ることができる。

2.4 めっき浴周辺の磁束密度分布 めっき浴周辺の磁束密度分布は Biot-Savart の法則によって求めることができる⁽⁵⁾。Biot-Savart の法則は領域積分を必要とするが、境界積分に変換して高精度かつ効率的に計算することができる⁽⁶⁾、これにより、 $p(\xi, \zeta)$ における磁束密度 $\mathbf{B}(\xi, \zeta)$ は次のようになる。

磁束密度 $\mathbf{B}(\xi, \zeta)$ の r 軸方向成分 B_r および z 軸方向成分 B_z は

$$B_r(\xi, \zeta) = B_z(\xi, \zeta) = 0, \quad (10)$$

磁束密度 $\mathbf{B}(\xi, \zeta)$ の r 軸法線方向成分 B_θ は

$$\begin{aligned} B_\theta(\xi, \zeta) = & \frac{\kappa \mu}{4\pi} \left[\int_0^R \left\{ \phi^b(r, 0)(\xi I(r, 0) - rC(r, 0)) \right. \right. \\ & - \phi^b(r, h)(\xi I(r, h) - rC(r, h)) \\ & \left. \left. + \frac{\kappa_w t}{\kappa} \frac{\partial \phi^w(r)}{\partial r} \zeta C(r, 0) \right\} r dr \right. \\ & \left. + \int_0^h \phi^b(R, z)(\zeta - z)C(R, z)R dz \right] \end{aligned} \quad (11)$$

となる。ただし、ここで

$$I(r, z) = \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{\{(\xi - r \cos \theta)^2 + (r \sin \theta)^2 + (\zeta - z)^2\}^{\frac{3}{2}}} \quad (12)$$

$$C(r, z) = \int_0^{2\pi} \frac{\cos \theta d\theta}{\{(\xi - r \cos \theta)^2 + (r \sin \theta)^2 + (\zeta - z)^2\}^{\frac{3}{2}}} \quad (13)$$

とする。式 (12) および式 (13) は第 1 種完全楕円積分と第 2 種完全楕円積分を用いて表すことができる。

2.5 既知量と未知量の分離 k_i^a, k_i^c はアノードおよびカソードの状態によって決まり、直接計測することが困難であるため未知量と考える。観測方程式を得るために、これら未知量である k_i^a, k_i^c と他の量を以下のように分離する。 $\{k\} = \{k_1^a, k_1^c, k_2^a, k_2^c, \dots\}^T$ とおくと、式 (3)(6) より式 (11) における $\phi^b(r, 0), \phi^b(r, h), \phi^b(R, z), (\kappa_w t / \kappa)(\partial \phi^w(r) / \partial r)$ は

$$\begin{aligned} \phi^b(r, 0) &= k_0 - \sum_{i=1}^{\infty} k_i^c J_0(\beta_i r) \\ &= k_0 + \begin{bmatrix} 0 & -J_0(\beta_1 r) & \dots \end{bmatrix} \{k\} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \phi^b(r, h) &= k_0 + k_z h + \sum_{i=1}^{\infty} k_i^a J_0(\beta_i r) \\ &= k_0 + k_z h + \begin{bmatrix} J_0(\beta_1 r) & 0 & \dots \end{bmatrix} \{k\} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \phi^b(R, z) &= k_0 + k_z z \\ &+ \sum_{i=1}^{\infty} \left(k_i^a \frac{\sinh(\beta_i z)}{\sinh(\beta_i h)} + k_i^c \frac{\sinh(\beta_i(z-h))}{\sinh(\beta_i h)} \right) J_0(\beta_i R) \\ &= k_0 + k_z z \\ &+ \begin{bmatrix} \frac{\sinh(\beta_1 z) J_0(\beta_1 R)}{\sinh(\beta_1 h)} & \frac{\sinh(\beta_1(z-h)) J_0(\beta_1 R)}{\sinh(\beta_1 h)} & \dots \end{bmatrix} \{k\} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\kappa_w t}{\kappa} \frac{\partial \phi^w(r)}{\partial r} \\
&= -k_z \frac{r}{2} - \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{k_i^a}{\sinh(\beta_i h)} + \frac{k_i^c}{\tanh(\beta_i h)} \right) J_1(\beta_i r) \\
&= -k_z \frac{r}{2} + \left[-\frac{J_1(\beta_1 r)}{\sinh(\beta_1 h)} - \frac{J_1(\beta_1 r)}{\tanh(\beta_1 h)} \dots \right] \{k\}
\end{aligned} \quad (17)$$

となる。これらを式 (11) に代入すると、磁束密度 $B_\theta(\xi, \zeta)$ の r 軸法線方向成分 B_θ は

$$B_\theta = \frac{\kappa \mu}{4\pi} \left(\omega_0 k_0 + \omega_z k_z + \left[\omega_1^a \quad \omega_1^c \quad \omega_2^a \quad \omega_2^c \quad \dots \right] \{k\} \right) \quad (18)$$

という形で表すことができる。ここで、 k_0, k_z, k_i^a, k_i^c にかかる係数 $\omega_0, \omega_z, \omega_i^a, \omega_i^c$ はそれぞれ次のようになる。

$$\begin{aligned}
\omega_0 &= \int_0^R \{ \xi (I(r, 0) - I(r, h)) - r(C(r, 0) - C(r, h)) \} r dr \\
&\quad + \int_0^h (\zeta - z) C(R, z) R dz \\
&= 0
\end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned}
\omega_z &= - \int_0^R \left\{ h(\xi I(r, h) - rC(r, h)) + \frac{r}{2} \zeta C(r, 0) \right\} r dr \\
&\quad + \int_0^h z(\zeta - z) C(R, z) R dz
\end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned}
\omega_i^a &= - \int_0^R \left\{ J_0(\beta_i r) (\xi I(r, h) - rC(r, h)) \right. \\
&\quad \left. + \frac{J_1(\beta_i r)}{\sinh(\beta_i h)} \zeta C(r, 0) \right\} r dr \\
&\quad + J_0(\beta_i R) \int_0^h \frac{\sinh(\beta_i z)}{\sinh(\beta_i h)} (\zeta - z) C(R, z) R dz
\end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned}
\omega_i^c &= - \int_0^R \left\{ J_0(\beta_i r) (\xi I(r, 0) - rC(r, 0)) \right. \\
&\quad \left. + \frac{J_1(\beta_i r)}{\tanh(\beta_i h)} \zeta C(r, 0) \right\} r dr \\
&\quad + J_0(\beta_i R) \int_0^h \frac{\sinh(\beta_i (z - h))}{\sinh(\beta_i h)} (\zeta - z) C(R, z) R dz
\end{aligned} \quad (22)$$

2.6 観測方程式 式 (10) より、 B_r と B_z は恒常的に 0 になることから、めっき浴内の電流密度分布の推定には B_θ のみを用いることができる。

式 (18) において、円筒座標系における各磁気センサの位置 $p(\xi, \zeta)$ に生じる磁束密度 B_θ を縦に並べたベクトルを $\{B\}$ 、それらに対応する各 ω_z および各 ω_i^a, ω_i^c によって構成される行列を $[W_z]$ および $[W]$ とすると、

観測方程式として次式が得られる。

$$\{B\} = [W]\{k\} + [W_z] k_z \quad (23)$$

$\{B\}$ はめっき浴の外部で磁気センサによって計測される値を用いることで既知ベクトルとすることができ、 $[W_z], [W]$ は式 (20)~(22) で見られるように、めっき浴の形状 R, h と磁気センサの位置 $p(\xi, \zeta)$ によって決まる既知行列である。また、 k_z は印加総電流量によって決まるため、既知量である。一方、 $\{k\}$ はアノードおよびカソードの分極の状態によって決まり、直接計測することが困難であるために未知ベクトルとなる。

既知ベクトル $\{B\}$ 、既知行列 $[W_z], [W]$ 、既知定数 k_z から式 (23) を解き、未知ベクトル $\{k\}$ を求めることができれば、式 (9) を用いてウェハ面に流入する電流密度 $j^m(r)$ の分布を求めることができる。

3. 逆解析手法

3.1 特異値分解による $\{k\}$ の推定手法 磁気センサで計測できる測定点の数は限られており、一方で j^m の値を十分な精度で得るためには未知ベクトル $\{k\}$ の次元が大きくならざるを得ず、一般的には $\{k\}$ の次元が $\{B\}$ の次元よりも大きくなる。したがって、方程式 (23) は不定となる。

そこで、解を安定化するため、ウェハ面に流入する電流密度 j^m の最小ノルム解を用いる。式 (9) を r に対して離散化すると

$$\{j\} = [M]\{k\} + [M_z] k_z \quad (24)$$

と表すことができる。さらに悪条件の緩和のため、 j^m の r 方向の勾配

$$\frac{\partial j^m(r)}{\partial r} = -\kappa \sum_{i=1}^{\infty} \left(\frac{k_i^a}{\sinh(\beta_i h)} + \frac{k_i^c}{\tanh(\beta_i h)} \right) \beta_i^2 J_1(\beta_i r) \quad (25)$$

があまり大きくならないと考える。式 (25) を r に対して離散化すると

$$\{dj\} = [dM]\{k\} \quad (26)$$

と表すことができる。したがって、 $\{j\}$ の最小ノルム解を求めるための評価関数 Π は

$$\begin{aligned}
\Pi &= \{j\}^T \{j\} + w \{dj\}^T \{dj\} \\
&\quad - ([W]\{k\} + [W_z] k_z - \{B\})^T \{B\} \\
&= \{k\}^T ([M]^T [M] + w [dM]^T [dM]) \{k\} \\
&\quad + 2k_z [M_z]^T [M] \{k\} + [M_z]^T [M_z] k_z^2 \\
&\quad - ([W]\{k\} + [W_z] k_z - \{B\})^T \{B\}
\end{aligned} \quad (27)$$

となる。ここで $\{\gamma\}$ は Lagrange 未定乗数からなるベクトル、 w は重み値である。

Π が最小となるとき $\{k\}$ は、 Π を $\{k\}$ および $\{\gamma\}$ で偏微分したベクトルがゼロベクトルになることから

$$\begin{aligned} \{k\} = & [A]^{-1}[W]^T[C]^{-1}(\{B\} - [W_z] k_z) \\ & + [A]^{-1}[W]^T[C]^{-1}[W][A]^{-1}\{d\} - [A]^{-1}\{d\} \end{aligned} \quad (28)$$

となる。ただし、ここで

$$[A] = [M]^T[M] + w[dM]^T[dM] \quad (29)$$

$$[C] = [W][A]^{-1}[W]^T \quad (30)$$

$$\{d\} = [M]^T[M_z] k_z \quad (31)$$

とおいた。

式 (9)(25) より $[A]$ および $[C]$ はフルランクにはならず、逆行列が存在しない。そのため、 $[A]$ および $[C]$ を特異値分解し、Moore-Penrose の擬似逆行列をそれぞれの逆行列の代わりに用いる。すなわち、 $[A]$ を特異値分解すると

$$[A] = [U_A][S_A][V_A]^T \quad (32)$$

となる。ここで、 $[U_A], [V_A]$ は正規直交行列である。 $[S_A]$ は非対角成分が 0 であり、そのランクを m 、特異値を $\lambda_{Ai}(i=1 \cdots m)$ とすると

$$[S_A] = \begin{bmatrix} \lambda_{A1} & & & & 0 \\ & \lambda_{A2} & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & \lambda_{Am} & \\ & & & & 0 \\ 0 & & & & & \ddots \end{bmatrix} \quad (33)$$

$$\lambda_{A1} \geq \lambda_{A2} \geq \cdots \geq \lambda_{Am} > 0 \quad (34)$$

である。

$[U_A], [V_A]$ には逆行列としてそれぞれ $[U_A]^T, [V_A]^T$ が存在するが、 $[S_A]$ には $[A]$ がフルランクでない限り、逆行列が存在しない。そこで、 $[S_A]$ の逆行列として次式の Moore-Penrose の擬似逆行列 $[S_A]^+$ を用いる。

$$[S_A]^+ = \begin{bmatrix} 1/\lambda_{A1} & & & & 0 \\ & 1/\lambda_{A2} & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & 1/\lambda_{Am} & \\ & & & & 0 \\ 0 & & & & & \ddots \end{bmatrix} \quad (35)$$

したがって、 $[A]$ の逆行列 $[A]^{-1}$ として

$$[A]^{-1} = [V_A][S_A]^+[U_A]^T \quad (36)$$

を用いることができる。

同様にして、 $[C]$ を特異値分解すると

$$[C] = [U_C][S_C][V_C]^T \quad (37)$$

となり、 $[C]$ の逆行列 $[C]^{-1}$ として

$$[C]^{-1} = [V_C][S_C]^+[U_C]^T \quad (38)$$

を用いることができる。

3.2 誤差感度の低減 $\{B\}$ に誤差がある場合、 $\{k\}$ にどの程度の影響を与えるかは $\{B\}$ にかかる行列に依存する。特に、小さい特異値を持つ行列の Moore-Penrose の擬似逆行列は数値的に不安定であり、誤差を拡大させる要因となる。そこで、小さい特異値を 0 に置き換え、擬似逆行列による誤差の拡大を抑えることができる⁽⁷⁾。

したがって、式 (28) より $\{B\}$ に最初にかかる行列は $[C]^{-1}$ であるため、 $[C]$ の小さな特異値を 0 に置き換えて $\{B\}$ の誤差の $\{k\}$ への影響を低減することができる。すなわち、式 (37) において、 $[S_C]$ のランクを n 、特異値を $\lambda_{Ci}(i=1 \cdots n)$ とし、用いる特異値を $n^*(n^* < n)$ 番目までで打ち切り、それ以降の特異値を 0 に置き換える。このとき

$$[S_C^*]^+ = \begin{bmatrix} 1/\lambda_{C1} & & & & 0 \\ & 1/\lambda_{C2} & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & 1/\lambda_{Cn^*} & \\ & & & & 0 \\ 0 & & & & & \ddots \end{bmatrix} \quad (39)$$

とすると、 $[C]^{-1}$ には式 (38) の代わりに

$$[C]^{-1} = [V_C][S_C^*]^+[U_C]^T \quad (40)$$

を用いることで $\{B\}$ の誤差の $\{k\}$ への影響を低減することができる。

4. 数 値 実 験

磁束密度分布から電流密度分布を得る本手法の有効性を確認するため、シード層の抵抗を無視した場合と考慮した場合の 2 つの場合に対して数値実験を行う。

まず、式 (9) および式 (23) を用いて、低次の Bessel 級数を用いて表した電流密度分布から磁束密度分布を得る順解析を行う。次に、順解析で得られた磁束密度

分布の結果を模擬計測データとして本手法を適用し、電流密度分布を得る。さらに、模擬計測データに誤差を加えた場合に対しても本手法を適用し、本手法の計測誤差に対する感度を確認する。

4.1 数値実験条件 図1において、めっき浴の半径 $R = 150$ mm、高さ $h = 10$ mm、めっき浴内の平均電流密度 $j_{ave} = 100$ A/m² とし、硫酸銅の電気伝導度 $\kappa = 25$ /Ωm とする。また、めっき浴内部および外部の透磁率 $\mu = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m とする。

磁束密度の測定は、シリコンウェハ面に流入する電流によって生じる磁束密度が最も感度よく測定できるウェハの直下で行う。したがって、シリコンウェハの厚さを 1 mm とし、磁気センサは高さ $\xi = -1$ mm において $\xi = 10$ mm から 200 mm まで 10 mm ごとに計 20 個配置するものとする。磁束密度の誤差の大きさについては磁束密度のオーダーの 10 % (0.1 μT) とした。

数値計算において、Bessel 級数の項数は $i = 100$ まで、 $[C]$ の特異値は $n^* = 5$ 番目までで打ち切り、重み値 $w = 100$ とした。図3に $[C]$ の特異値 λ_{CI} を示す。

Fig. 3 Singular values of $[C]$

4.2 数値実験結果

4.2.1 シード層の抵抗を無視した場合 シード層の抵抗を無視した場合のウェハ面に流入する電流密度分布とそのときに磁気センサで計測される磁束密度分布を図4,5に示す。図4は正解の電流密度分布、本手法によって得られた誤差無しの場合の電流密度分布および 10 % の誤差を加えた場合の電流密度分布であり、図5はそのとき用いた磁束密度分布の模擬計測データである。

図4から、誤差が無い場合には正解とほぼ一致して

おり、誤差がある場合にも分布の特徴をよく捉えていることが分かる。したがって、シード層の抵抗を無視した場合において、本手法が誤差の有無に関わらず有効であることが示された。

4.2.2 シード層の抵抗を考慮した場合 シード層の抵抗を考慮した場合のウェハ面に流入する電流密度分布とそのときに磁気センサで計測される磁束密度分布を図6,7に示す。図6は正解の電流密度分布、本手法によって得られた誤差無しの場合の電流密度分布および 10 % の誤差を加えた場合の電流密度分布であり、図7はそのとき用いた磁束密度分布の模擬計測データである。

図6から、誤差が無い場合には正解に対して電流密度分布が平滑化され、ウェハ外周部へ流れ込む電流密度が小さくなっている。しかし、ウェハ中心部はほぼ一致しており、分布の特徴を非常によく捉えていることが分かる。また、誤差がある場合にも、シード層の抵抗を無視した場合と同様に分布の特徴をよく捉えていることが分かる。したがって、シード層の抵抗を考慮した場合においても、本手法が誤差の有無に関わらず有効であることが示された。

5. 結 論

本研究ではめっき膜の成長速度をリアルタイムで推定する手法を開発した。

我々はまず、めっき膜の成膜速度を決めるめっき浴内の電流によって磁束密度が生じることに注目した。本手法ではこの磁束密度をめっき浴外で計測することで、逆解析的にめっき浴外の磁束密度分布からウェハ面に流入する電流密度分布、すなわちめっき膜の成長速度分布を推定することができる。

さらに、本手法の有効性を確認するため、シード層の抵抗を無視した場合と考慮した場合の2つの場合に対して数値実験を行い、良好な結果を得た。今後、実際に計測システムを構築し、実験を行う予定である。

本研究で得られた結論を以下に示す。

- (1) めっき浴外で磁気センサを利用し、得られた磁束密度のデータからめっき浴内のウェハ面に流入する電流密度分布を逆解析的に推定する手法を提案した。
- (2) シード層の抵抗を無視した場合と考慮した場合の2つの場合に対して本手法を適用する数値実験を行った。正解の電流密度分布と本手法によって得られた電流密度分布を比較することで本手法の有効性を確認した。
- (3) さらに数値実験において、磁束密度分布にオー

Fig. 4 The current density distribution on the wafer surface (Resistance of seed layer unconsidered)

Fig. 6 The current density distribution on the wafer surface (Resistance of seed layer considered)

Fig. 5 The magnetic flux density distribution (Resistance of seed layer unconsidered)

Fig. 7 The magnetic flux density distribution (Resistance of seed layer considered)

ダーの 10% の誤差を加えた場合に対して本手法を適用することで、誤差の有無に関わらず、めっき浴内のウェハ面に流入する電流密度分布を十分な精度で推定できることを確認した。

文 献

- (1) Aoki, S., Amaya, K., Takazawa, H. and Miyasaka, M., Boundary Element Simulation of Electroplating on Silicon Wafer, *The Journal of the Surface Finishing Society of Japan*, Vol.51, No.4, (2000), pp.425–430.
- (2) Abe, K., Aoki, S., Amaya, K. and Miyasaka, M., Optimization of Electroplating on Silicon Wafer, *Proceedings of the 13th Computational Mechanics Conference*, No.00-17, (2000-11), pp.315–316.
- (3) Aoki, S., Amaya, K., Abe, K. and Miyasaka, M., Optimization of Electroplating on Silicon Wafer, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series A*, Vol.68, No.666, (2002), pp.133–138.
- (4) Abe, K., Amaya, K. and Aoki, S., Monitoring of Electroplating Thickness on Silicon Wafer using Inverse Analysis, *Proceedings of the 14th Computational Mechanics Conference*, No.01-10, (2001-11), pp.195–196.
- (5) Honma, T., Igarashi, H. and Kawaguchi, H., *Numerical Electromagnetic Dynamics* (in Japanese), (2002), pp.1–24, Morikita Syuppan.
- (6) Tanaka, Y. and Amaya, K., Development of Method for the Magnetostatic Analysis without Region Integration, *Proceedings of the 17th Computational Mechanics Conference*, No.04-40, (2004-11), pp.447–448.
- (7) Kubo, S., *Inverse problem*, (1992), pp.31–40, Baifukan.