

# 3D-Oberflächenvermessung mit einem Stereo-Rasterelektronenmikroskop

3D Surface Measurement with a Scanning Electron Microscope

Taras Vynnyk, Thomas Fahlbusch, Eduard Reithmeier, Leibniz Universität Hannover

**Zusammenfassung** Die Vermessung von mikro-strukturierten technischen Oberflächen ist eine aktuelle Kernfragestellung der Messtechnik. In diesem Beitrag werden 3D-Rekonstruktionsverfahren von rasterelektronenmikroskopischen Aufnahmen, insbesondere die photometrische Methode, vorgestellt. Zur Verifikation des entwickelten Modells wurde

ein Rasterelektronenmikroskop mit zwei Detektoren versehen.

►►► **Summary** The measurement of technical surfaces with microstructures is a central question of metrology. In this paper the 3D reconstruction method of scanning electron microscope (SEM) images is introduced. For the verification of the method the SEM was provided with two detectors.

**Schlagwörter** Rasterelektronenmikroskop (REM), photometrische Methoden, Oberflächenvermessung ►►►

**Keywords** Scanning electron microscope (SEM), photometric method, surface measurement

## 1 Einleitung

Die optische dreidimensionale Rauheitsmessung an technischen Oberflächen wird zunehmend im Entwicklungsbereich des Maschinenbaus eingesetzt. Wesentliches Einsatzgebiet ist die Charakterisierung und Qualitätsprüfung technischer Funktionsflächen, bei denen eine gezielte Gestaltung der Oberflächenstruktur im mikro- und nanoskaligen Bereich vorliegt. Bisher wurden in der Produkt- und Prozessentwicklung sowie in der fertigungsbegleitenden Qualitätsprüfung zur Erfassung der Werkstückgeometrie taktil oder optisch arbeitende Messgeräte eingesetzt. Optische Verfahren basieren meist auf der Weißlichtinterferometrie oder der konfokalen Mikroskopie. Einschränkend ist besonders die beugungsbegrenzte horizontale Auflösung von 200–300 Mikrometern, hervorgerufen durch das Wellenlängenspektrum. Taktile Messmethoden sind auch für die Erfassung der Mikrostrukturen nur bedingt geeignet. Als Einschränkung sei einerseits auf die begrenzten Geometriedimensionen der 2D-Profile, andererseits auf

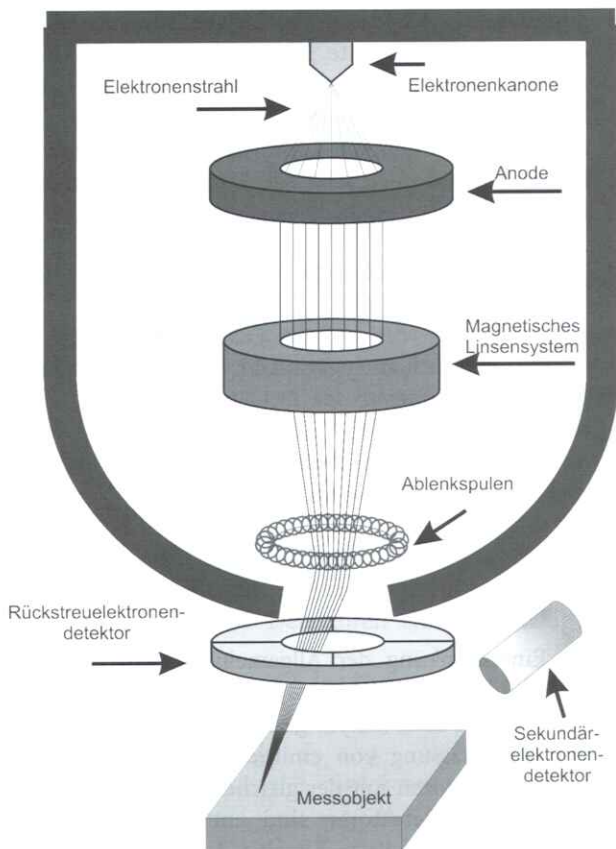
die bekannte morphologische Filterwirkung der Tastnadelspitze verwiesen.

Das Rasterelektronenmikroskop bietet aufgrund der Auflösung und der hohen Scangeschwindigkeit eine Alternative zu den vorgestellten Verfahren. Die Möglichkeit, mit einem solchen System Höheninformationen zu gewinnen, war bisher aufgrund der 2D-Abbildung der Objektoberflächen nur stark eingeschränkt gegeben. Hierfür wurde ein neuer Aufbau umgesetzt.

## 2 Rasterelektronenmikroskop als 3D-Messgerät

Die Motivation für den Einsatz des Rasterelektronenmikroskops (REM) liegt in der höheren lateralen Auflösung (ca. 5 nm) verglichen mit gewöhnlichen Messverfahren und an dem größeren Arbeitsabstand von 10 bis 30 mm. Ein weiterer Vorteil ist das Erfassen von steilen Flanken, die bis zu 85° geneigt sein können.

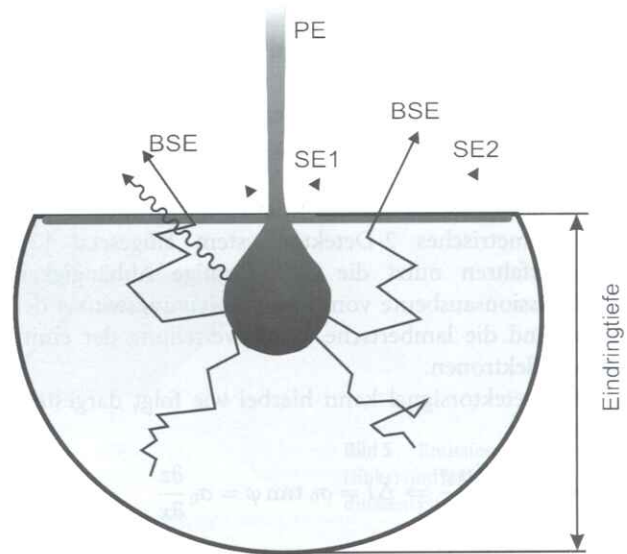
Der schematische Aufbau eines REM und die Funktionsweise soll mit Hilfe von Bild 1 erläutert werden: Der Elektronenstrahl wird in einer Elektronenquelle (z. B. ein



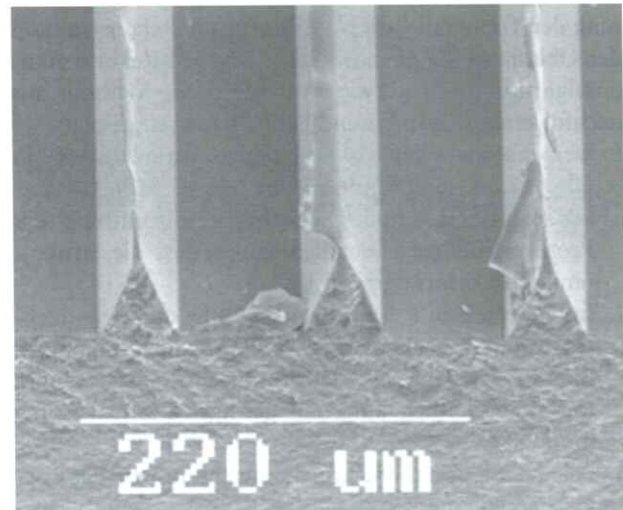
**Bild 1** Funktionsprinzip des Rasterelektronenmikroskops.

Wolframkristall) erzeugt. Die emittierten Elektronen werden in einem elektrischen Feld mit einer Spannung von bis zu 100 kV beschleunigt. Mit Hilfe eines Magnetlinsensystems wird der Elektronenstrahl auf dem Objekt fokussiert. Das Ablenkungssystem sorgt dafür, dass der Primärelektronenstrahl zeilenweise über die Oberfläche des Objekts geführt wird. Die Intensitätsverteilung des Primärstrahls hat eine sehr schmale, gaußförmige Gestalt. Die Breite der Gaußglocke hängt von der Energie der Primärelektronen ab und variiert von 5 nm bei 20 keV bis zu 15 nm bei 1 keV.

Beim Eindringen in das Material werden die Primärelektronen durch Mehrfachkollisionen mit den Atomen des Materials abgebremst. Dadurch entstehen sekundäre Elektronen, die teilweise die Oberfläche des Messobjektes verlassen. Nach allgemeiner Konvention werden Elektronen mit einer Energie von 0 bis 50 eV den Sekundärelektronen (SE1) zugerechnet. Die maximale Austrittstiefe der SE1-Elektronen hängt vom Material ab und liegt im Bereich von 1–3 nm für Metalle und bei 10–20 nm für Isolatoren [1]. Die Elektronen mit einer Energie größer als 50 eV werden Rückstreuelektronen genannt. Diese Elektronen haben eine wesentlich größere Austrittstiefe bzw. -breite, die von der Energie des Primärelektronenstrahls abhängig ist und bis 200 nm betragen kann. Auf dem Weg aus dem Material heraus erzeugen die Rückstreuelektronen weitere niederenergetische Elektronen, die SE2 genannt werden (siehe Bild 2).



**Bild 2** Emission von Elektronen durch elastische Ionisierung.



**Bild 3** REM-Aufnahme einer Probe mit steilen Flanken. Die Flanken erscheinen heller als die horizontalen Bereiche.

Für die gesamte Emissionsausbeute  $\sigma$  gilt näherungsweise:

$$\sigma = \eta + \delta \quad (1)$$

wobei  $\eta$  der Rückstreuoeffizient ist und  $\delta$  der Koeffizient der Sekundärelektronen.

Wird die Oberfläche geneigt, so wird der effektive Austrittsbereich größer. Als Ergebnis nimmt die Anzahl von emittierten Elektronen und demzufolge das Detektorsignal zu. Daher erscheinen die Flanken deutlich heller (Bild 3).

### 3 Photometrische Methode

Für eine topografische Erfassung von Oberflächen sind zusätzliche Auswertungsschritte notwendig. Man unterscheidet zwischen der photogrammetrischen und der photometrischen Methode. In dem vorliegenden Beitrag wird auf die photometrische Methode eingegangen.

### 3.1 Vorgeschichte

Die Grundlagen der photometrischen Methode für die 3D-Oberflächenrekonstruktion von REM-Aufnahmen wurden bereits in den 80er-90er Jahren von Prof. Reimer und seiner Arbeitsgruppe an der Universität Münster entwickelt [1].

Für die Detektion der emittierten Elektronen wurde ein symmetrisches 2-Detektor-System eingesetzt [2]. Das Verfahren nutzt die  $\cos^{-1}$ -förmige Abhängigkeit der Emissionsausbeute vom lokalen Neigungswinkel der Probe und die lambertsche Winkelverteilung der emittierten Elektronen.

Das Detektorsignal kann hierbei wie folgt dargestellt werden:

$$I_{1,2} = \sigma_0 \frac{1 \mp \sin \varphi}{\cos \varphi} \Rightarrow \Delta I = \sigma_0 \tan \varphi = \sigma_0 \frac{\partial z}{\partial x} \quad (2)$$

mit  $\varphi$  – lokaler Neigungswinkel der Probe,  $z(x, y)$  – Oberflächentopografiefunktion.

Die Differenz beider Signale liefert die partielle Ableitung der Topografie, die als Basis für die Rekonstruktion der Oberfläche dient. Trotz des einfachen Rekonstruktionsalgorithmus wurde die photometrische Methode aus nachfolgenden Gründen industriell kaum eingesetzt:

1. Der material- und ortsabhängige Parameter  $\sigma_0$  in Gl. (2) ist unbekannt. Somit eignet sich die Rekonstruktionsmethode nur für die Ermittlung des Profilverlaufs unter der Bedingung, dass die Strukturhöhe a priori bekannt ist.
2. Im allgemeinen Fall ist die Oberfläche des Messobjektes sowohl in  $x$ - als auch in  $y$ -Richtung nicht homogen. Eine Erweiterung des Algorithmus auf den 3D-Raum war offensichtlich aufgrund geringer Rechenleistung unmöglich.
3. Bei der Signalanalyse wurde angenommen, dass der Flächenneigungskontrast (Emissionsausbeute, normiert auf die Anzahl von emittierten Elektronen aus horizontaler Ebene) sich als  $\cos^{-1}$  des lokalen Nei-

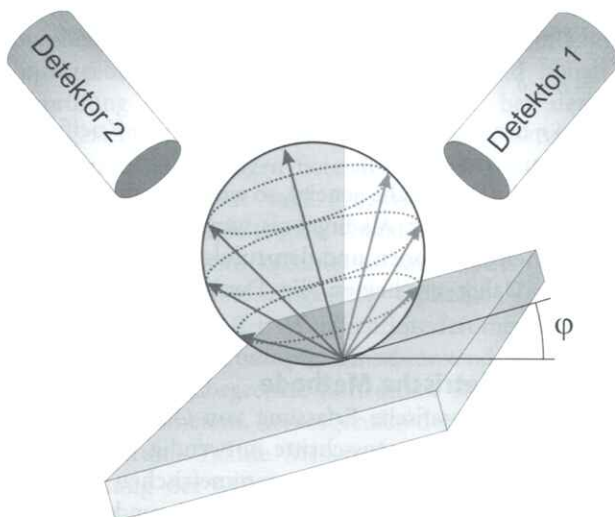


Bild 4 2-Detektor-System.

gungswinkels der Messprobe verhält. Diese Annahme ist nur für bestimmte Materialien und für hohe Energie der primären Elektronen ( $> 10$  keV) annähernd korrekt. Bei kleineren Bestrahlungsenergien ist das Wachstum deutlich schwächer. Daher konnte die klassische photometrische Auswertemethode im Niederspannungsbetrieb nicht angewendet werden.

### 3.2 Rekonstruktion von konvexen Oberflächenformeln

Als erster Schritt wird auf die Elektronenemission aus konvexen Oberflächen eingegangen. Unter der Annahme, dass der Wirkungsgrad des Detektorsystems 100% ist, werden alle emittierten Elektronen von Detektoren erfasst. Solche Emission kann durch Emission aus tangentialer Ebene ersetzt werden:

$$z - \frac{\partial z(x_0, y_0)}{\partial x} (x - x_0) - \frac{\partial z(x_0, y_0)}{\partial y} (y - y_0) = z(x_0, y_0) \quad (3)$$

Ohne Einschränkung der Allgemeinheit wird der Ursprung des globalen Koordinatensystems (GK) auf den zu messenden Punkt  $(x_0, y_0)$  gesetzt.

Für die Erfassung von emittierten Elektronen werden zwei Detektoren mit der gleichen Sammelspannung eingesetzt. Die Detektoren sind entlang der  $Y$ -Achse ausgerichtet, sodass alle rechtsseitig der  $XZ$ -Ebene emittierten Elektronen vom rechten Detektor registriert werden, während alle linksseitig emittierten Elektronen vom linken Detektor erfasst werden. Für die 3D-Rekonstruktion soll der Emissionsanteil bei jedem Detektor berechnet werden. Da die Emissionsausbeute von der lokalen Neigung der Oberfläche abhängig ist, wird ein neues lokales Koordinatensystem (LK) eingeführt, in dem die Emissionsebene als  $XY$ -Ebene gilt und die Detektoren sich in der  $YZ$ -Ebene befinden (Bild 5).

Nach dem Übergang ins lokale Koordinatensystem werden die Detektorsignale berechnet:

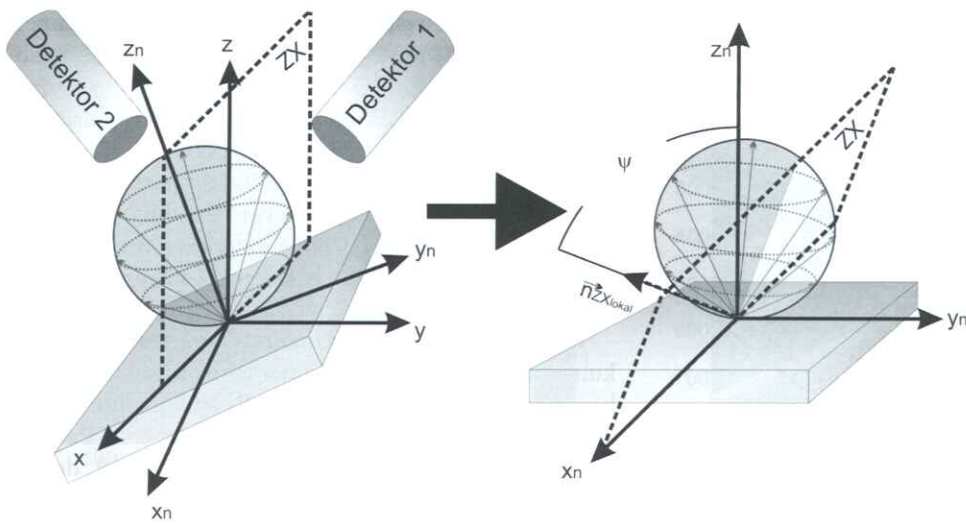
$$I_{1y} = k \cdot \sigma(x, y) \cdot \left( \frac{1 - \sin \psi_y}{2} \right) \quad (4)$$

mit  $k$  – konstanter Verstärkungsfaktor des Detektors,  $\psi_y$  – Projektion des Emissionswinkels auf die  $ZY$ -Ebene.

Somit ist ein Rückschluss auf den funktionellen Zusammenhang zwischen der lokalen Steigung der Oberfläche in  $y$ -Richtung und den Detektorsignalen möglich:

$$\sin \psi_y = k_y(x, y) = \frac{I_{2y} - I_{1y}}{I_{2y} + I_{1y}} = \frac{\frac{\partial z}{\partial y}}{\sqrt{1 + \frac{\partial z^2}{\partial x^2} + \frac{\partial z^2}{\partial y^2}}} \quad (5)$$

Die vorgestellten Berechnungen beziehen sich zunächst auf die entlang der  $Y$ -Achse ausgerichteten Detektoren. Für die vollständige Rekonstruktion der Oberfläche soll ein 4-Detektor-System eingesetzt werden, bei dem zwei Detektoren entlang der  $X$ -Achse und zwei entlang der  $Y$ -Achse orientiert sind. Alternativ, kann ein 2-Detektor-System und eine Rotationseinheit um die  $Z$ -Achse



**Bild 5** Emission im globalen (links) und lokalen (rechts) Koordinatensystem.

eingesetzt werden. Die Berechnungen für entlang der X-Achse ausgerichtete Detektoren erfolgen analog zur Y-Achse.

Die Umformung der Gl. (4) liefert partielle Ableitungen der Topografie:

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{k_x}{\sqrt{1 - k_x^2 - k_y^2}}, \quad \frac{\partial z}{\partial y} = \frac{k_y}{\sqrt{1 - k_x^2 - k_y^2}} \quad (6)$$

mit  $k_x = k_x(x, y)$ ,  $k_y = k_y(x, y)$ , siehe Gl. (5).

Abschließend wird die Oberfläche durch numerische Integration gewonnen.

### 3.3 Rekonstruktion von beliebigen Oberflächen

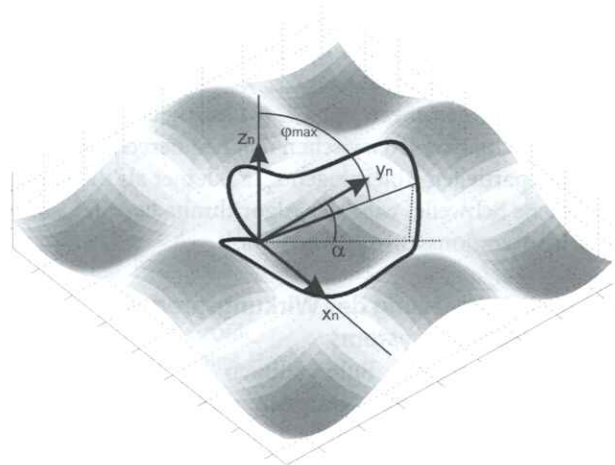
In der Regel werden die Elektronen mit dem kleinen Emissionswinkel wieder absorbiert. Als Ergebnis wird der Wirkungsgrad von Detektoren kleiner als 100% und die Lösung des Gleichungssystems (6) für die Oberflächenrekonstruktion gilt nicht mehr. Da die Oberfläche a priori nicht bekannt ist, kann die Lösung des Problems nur durch iterative Korrektur gewonnen werden.

Im Bild 6 ist eine Topografie dargestellt. Der Primärelektronenstrahl trifft das Messobjekt im Punkt  $(0, 0)$ . Um von dem Detektor registriert zu werden, müssen die Emissionselektronen einen steilen Austrittswinkel haben. Für jeden azimutalen Winkel  $\alpha$  existiert ein minimaler Grenzwinkel  $\phi_{\min}(\alpha) = \pi/2 - \phi_{\max}(\alpha)$  zum Oberflächennormal, bei dem Elektronen die Oberfläche streifen. Dadurch entsteht eine Streifenlinie, die schwarz eingezeichnet wird. Der Grenzaustrittswinkel  $\phi_{\min}(\alpha)$  wird für jeden Punkt der Topografie und jeden azimutalen Winkel bestimmt.

Das Detektorsignal  $I_{1y}^*(x, y)$  wird in diesem Fall wie folgt definiert:

$$I_{1y}^*(x, y) = I_{1y}(x, y) - k \cdot \sigma(x, y) \cdot \lambda_{1y}(x, y) \quad (7)$$

Hier beschreibt  $\lambda_{1y}(x, y) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sin^2 \phi_{\min}(\alpha) d\alpha$  den relativen nicht registrierten Anteil von emittierten Elektronen bei der Vermessung des Signals  $I_{1y}^*(x, y)$  und  $k$



**Bild 6** Berechnung des nicht registrierten Anteils für beliebige Oberfläche.

konstanter Verstärkungsfaktor. Die Funktion  $I_{1y}(x, y)$  ist aus der Gl. (4) zu entnehmen. Nach gleichem Prinzip werden die nicht registrierten Anteile  $\lambda_{2y}$ ,  $\lambda_{1x}$  und  $\lambda_{2x}$  für weitere Detektoren berechnet.

Bedingt durch den Einfluss von den nicht registrierten Anteilen werden die Ausdrücke für die partiellen Ableitungen (Gl. (6)) geändert [3]<sup>1</sup>:

$$\frac{\partial z(x, y)}{\partial y} = \frac{\bar{k}_y(x, y)}{\sqrt{1 - \bar{k}_x^2(x, y) - \bar{k}_y^2(x, y)}} \quad (8)$$

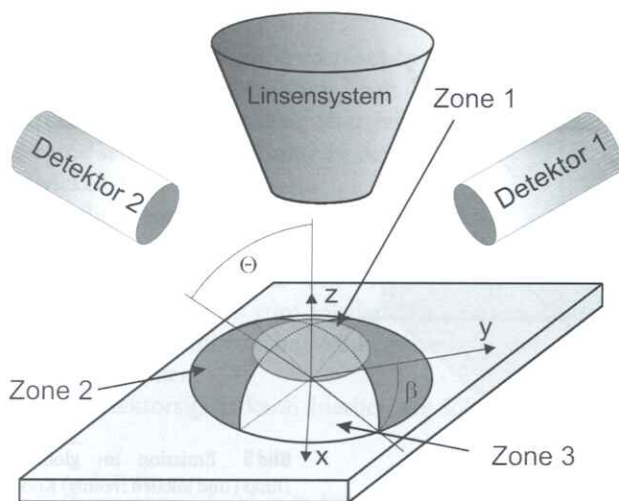
mit

$$\bar{k}_y = \frac{I_{2y} - I_{1y}}{I_{2y} + I_{1y}} \cdot (1 - \lambda_{2y} - \lambda_{1y}) - \lambda_{1y} + \lambda_{2y} \quad (9)$$

Schließlich lässt sich der Rekonstruktionsalgorithmus definieren:

1. Bei der 0-Iteration wird die Oberfläche als konvex betrachtet und die partiellen Ableitungen nach Gl. (6) berechnet.

<sup>1</sup> Die Berechnungen für entlang der X-Achse ausgerichtete Detektoren werden analog durchgeführt.



**Bild 7** Berücksichtigung des Detektorenwirkungsgrades. Zonenaufteilung.

2. Nach der numerischen Integration werden die nicht registrierten Anteile  $\lambda_{1y}$ ,  $\lambda_{2y}$ ,  $\lambda_{1x}$  und  $\lambda_{2x}$  berechnet und die Ableitungen mit Gl. (8) korrigiert.
3. Ist der Unterschied zwischen den neu berechneten und alten partiellen Ableitungen  $z'_x, z'_y$  kleiner als die vorgegebene Schwelle, wird der Algorithmus beendet, sonst wird Iterationsschritt 2 wiederholt.

### 3.4 Berücksichtigung des Wirkungsgrades des Detektorsystems

Wie in den neusten Publikationen [4] gezeigt wurde, werden nicht alle SE-Elektronen registriert. Bei einem System mit einem Detektor liegt der Wirkungsgrad bei ca. 50%. Der Grund dafür ist das Vorhandensein der Elektronensäule, die Emissionselektronen absorbiert. Zusätzlich wird das elektrische Feld in der Probennähe sehr stark verzerrt. Um den Detektorenwirkungsgrad zu überprüfen, wurde eine FEM-Simulation mit Hilfe der „Comsol Multiphysics 3.4“ Software für die Verfolgung von emittierten Elektronen durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass nur ein Teil der emittierten Elektronen registriert werden kann. Die Trajektorien der Elektronen, deren Anfangsgeschwindigkeitsvektoren in Richtung Elektronenkanone gerichtet waren, wurden fast nicht abgelenkt. Ebenso wurden die Elektronen mit einer Anfangsrichtung fast senkrecht zu den Detektoren nicht registriert. Im

Bild 7 sind die „Registrierungszonen“ dargestellt. Zone 1 beschreibt Elektronen, die von der Elektronensäule absorbiert werden. Zone 2 steht für von den Detektoren erfasste Elektronen. Zone 3 beschreibt Elektronen, die theoretisch weder bei den Detektoren noch von der Elektronensäule erfasst werden. Diese Emissionselektronen werden dennoch weiterhin berücksichtigt, indem sie zu den sogenannten SE3-Emissionselektronen zugeordnet und somit zur Hälfte bei dem Detektor 1 und zur Hälfte bei dem Detektor 2 registriert werden.

Um den Einfluss des Linsensystems und den Wirkungsgrad der Detektoren zu berücksichtigen, wurde das bereits vorgestellte Modell vervollständigt, indem zwei weitere Parameter eingeführt wurden. Der erste Parameter ist der Öffnungswinkel des Linsensystems  $\theta$ , der die Kanonenabsorption beschreibt. Der zweite Parameter  $\beta$  beschreibt den maximalen azimuthalen Winkel, bei dem die Emissionselektronen von dem jeweiligen Detektor erfasst werden. Somit wird die Signalrelation in Gl. (9) wie folgt modifiziert:

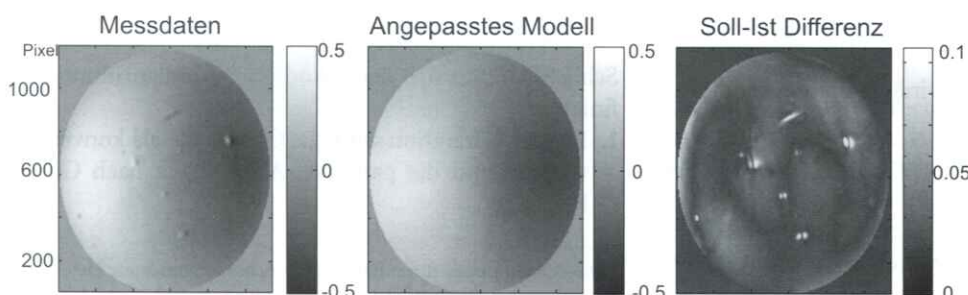
$$\frac{I_{2y} - I_{1y}}{I_{2y} + I_{1y}} = \frac{\sin \psi_y \cdot \kappa - \tau_{ob} \cdot [\lambda_{2y}(\beta) - \lambda_{1y}(\beta)]}{1 - \tau_{ob} \cdot [\lambda_{2y}(\frac{\pi}{2}) + \lambda_{1y}(\frac{\pi}{2})] - \tau \cdot \sin^2 \theta \cdot \sqrt{1 + \frac{\partial z^2}{\partial x^2} + \frac{\partial z^2}{\partial y^2}}}, \quad \kappa = \sin \beta \cdot \left(1 - \frac{2\theta - \sin 2\theta}{\pi}\right) \quad (10)$$

Mit  $\tau_{ob}$  als Absorptionskoeffizient der Probenoberfläche,  $\tau$  als Absorptionskoeffizient der Elektronensäule und  $\lambda_{1y}(\beta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\beta}^{\beta} \sin^2 \varphi_{\min}(\alpha) \cdot d\alpha$ . Funktionen  $\lambda_{2y}$ ,  $\lambda_{1x}$  und  $\lambda_{2x}$  werden analog zu  $\lambda_{1y}$  errechnet.

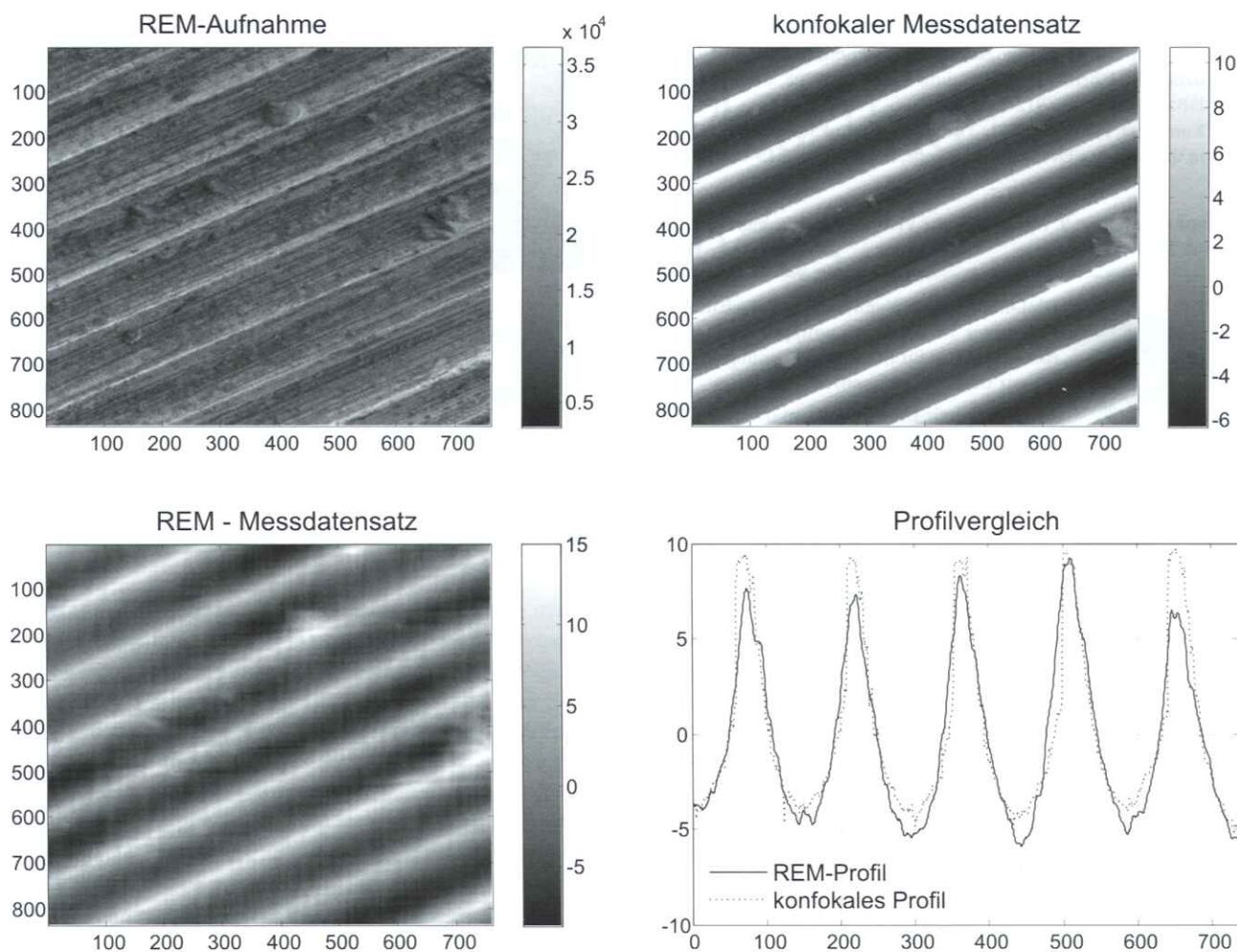
### 3.5 Optimierungsmodell und experimentelle Ergebnisse

Da die Systemparameter  $\tau_{ob}$ ,  $\tau$ ,  $\beta$  und  $\theta$  unbekannt sind, wurde die Berechnungsgleichung (10) vereinfacht und parametrisiert:

$$\frac{I_{2y} - I_{1y}}{I_{2y} + I_{1y}} = \frac{a_1 \cdot \sin \psi_y - a_2 \cdot [\lambda_{2y}(\beta) - \lambda_{1y}(\beta)]}{1 - a_2 \cdot [\lambda_{2y}(\frac{\pi}{2}) + \lambda_{1y}(\frac{\pi}{2})] - b_2 \cdot \sqrt{1 + \frac{\partial z^2}{\partial x^2} + \frac{\partial z^2}{\partial y^2}}} \quad (11)$$



**Bild 8** Optimierungsergebnisse an einer Kalibrierkugel.



**Bild 9** Vergleich der Rekonstruktionsergebnisse und Referenzmessdaten.

Die unbekannt Parameter  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $\beta$  und  $b_2$  wurden bei der Messung an einer Kalibrierkugel ermittelt. Die partiellen Ableitungen  $z'_x$  und  $z'_y$  können aus Gl. (11) ermittelt werden.

Zur Überprüfung des vorgestellten Modells wurde am IMR das Rasterelektronenmikroskop DSM940A von der Fa. Zeiss mit einem 2-Detektor-System beschafft. Da das 2-Detektor-System eine Sonderanfertigung ist, wurde separat eine Steuerung von der Fa. Point Electronic integriert. Die Optimierungsergebnisse sind im Bild 8 dargestellt.

Hieraus ergibt sich, dass die Soll-Ist-Abweichung nur für Neigungswinkel bis zu  $55\text{--}60^\circ$  klein ist. Nach der Kalibrierung wurde das Messsystem für die Vermessung von trapezförmigen Strukturen verwendet und die Messergebnisse wurden mit optischen Referenzmessdaten verglichen, wie im Bild 9 gezeigt ist.

#### 4 Zusammenfassung

In dem vorliegenden Beitrag wurde ein Ansatz zur 3D-Oberflächenvermessung von Mikrostrukturen mit einem Stereo-Rasterelektronenmikroskop vorgestellt. Zur Überprüfung des entwickelten Modells wurde am IMR ein

Rasterelektronenmikroskop mit zwei Detektoren verwendet. Die durchgeführten Messungen an Kalibrierkugeln und trapezförmigen Mikrostrukturen zeigen einen zulässigen Neigungswinkel der Oberfläche von  $\sim 55^\circ$  bei einer lateralen Auflösung von ca. 50 nm. Der wesentliche Vorteil des Systems liegt darüber hinaus bei der Vermessung von Strukturen mit hohen Aspektverhältnissen sowie in der sehr guten Auflösung des Systems.

#### Danksagung

Die Autoren danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die Unterstützung der Arbeiten im Projekt „Riblets für Verdichterschaufeln – Entwicklung von Fertigungsverfahren, Charakterisierung der Oberflächen und experimentelle Bewertung der Verlustminderung“.

#### Literatur

- [1] Reimer, L.: Scanning Electron Microscopy, 2nd ed., Springer Series in Optical Science, Vol. 45, Berlin (1998).
- [2] Lange, M., Reimer, L., Tollkamp, C.: Testing of Detector Strategies in Scanning Electron Microscopy, Journal of Microscopy 134, 1–12 (1984).

- [3] Vynnyk, T., Seewig, J., Reithmeier, E: 3D-Oberflächenvermessung mit dem Niederspannungsrasterelektronenmikroskop, XII. Internationales Oberflächenkolloquium Chemnitz 2008, Seite 102–109, ISBN 978-3-8322-6912-8.
- [4] Konvalina, I., Müllerova, I.: The Trajectories of Secondary Electrons in the Scanning Electron Microscope, Scanning **28**, 245–256 (2006).

Manuskripteingang: 9. April 2009, zur Veröffentlichung angenommen: 30. Juli 2009



**Dipl.-Math. Taras Vynnyk** ist wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe Optosensorik des Instituts für Mess- und Regelungstechnik, Leibniz Universität Hannover

Adresse: Leibniz Universität Hannover, Nienburgerstr. 17, 30167 Hannover,  
E-Mail: taras.vinnik@imr.uni-hannover.de



**Dr.-Ing. Thomas Fahlbusch** ist Leiter der Arbeitsgruppe Optosensorik des Instituts für Mess- und Regelungstechnik, Leibniz Universität Hannover

Adresse: Leibniz Universität Hannover, Nienburgerstr. 17, 30167 Hannover,  
E-Mail: thomas.fahlbusch@imr.uni-hannover.de



**Prof. Dr.-Ing. Eduard Reithmeier** ist Leiter des Instituts für Mess- und Regelungstechnik, Leibniz Universität Hannover

Adresse: Leibniz Universität Hannover, Nienburgerstr. 17, 30167 Hannover,  
E-Mail: sekretariat@imr.uni-hannover.de