

## Hochauflösende bildgebende Messung von elektrochemischen Strömungsprozessen ohne Kamera

### Highly resolving imaging measurement of electrochemical flow processes without using camera

#### **Jörg König, Jürgen Czarske**

Technische Universität Dresden, Professur für Mess- und Prüftechnik  
Helmholtzstr. 18, 01069 Dresden  
E-Mail: [Joerg.Koenig@tu-dresden.de](mailto:Joerg.Koenig@tu-dresden.de)

strukturierte Kupferabscheidung, 2D-Strömungsmessung, sub- $\mu\text{m}$  Ortsauflösung  
structured copper deposition, 2D-flow measurement, sub- $\mu\text{m}$  spatial resolution

#### **Zusammenfassung**

Magnetisch induzierte Strömungen beeinflussen maßgeblich die Struktur und Qualität von elektrochemisch abgeschiedenen Schichten bei der Elektrolyse. Zur Beurteilung des Einflusses verschiedener Kräfte, ist die Messung der induzierten konvektiven Transportprozesse innerhalb der Konzentrationsgrenzschichten von hohem Interesse. In diesem Beitrag wird über die Anwendung eines zweikomponentigen Laser-Doppler-Profilsensors zur Analyse der Elektrolytkonvektion bei der strukturierten Kupferabscheidung berichtet. Messungen innerhalb der ersten 500  $\mu\text{m}$  von der Kathode zeigen, dass der Elektrolyt in Richtung hoher Magnetfeldgradienten strömt. Lokal erhöhte  $\text{Cu}^{2+}$ -Konzentrationen fachen in diesen Regionen die Abscheidungsrate an. Die Korrelation zwischen abgeschiedener Struktur und auftretender Elektrolytkonvektion innerhalb der Konzentrationsgrenzschicht belegt experimentell die strukturierende Wirkung der Magnetfeldgradientenkraft. Weiterhin wird über einen neuartigen Sensor zur bildgebenden Strömungsmessung berichtet. Für einen großen Arbeitsabstand von 60 mm liegt sowohl in axialer als auch in lateraler Richtung eine Ortsauflösung im Submikrometerbereich vor. Die minimale Standardabweichung beträgt ca. 200 nm, was kommerziell verfügbare Techniken zur präzisen Geschwindigkeitsmessung mit großem Arbeitsabstand nicht bieten. Die neuartige Sensortechnik ist daher für räumlich hochaufgelöste 2D-Strömungsmessungen in schwer zugänglichen Messregionen, wie z.B. innerhalb der Konzentrationsgrenzschicht in einer Elektrolysezelle, prädestiniert.

#### **Einleitung**

Die Visualisierung mikrofluidischer Strömungsphänomene spielt in einer Vielzahl ingenieurtechnischer Anwendungen eine entscheidende Rolle und stellt hohe Anforderungen an die Messtechnik. Experimentelle Randbedingungen, wie die geforderte Orts- und Geschwindigkeitsauflösung, aber auch die optische Zugänglichkeit und der notwendige Arbeitsabstand, bestimmen dabei oft die Anwendbarkeit von Messtechniken. In der klassischen Mikrofluidik haben sich abbildende Messtechniken, wie z.B. die micro-Particle-Image-Velocimetry ( $\mu\text{PIV}$ ), etabliert. Kurze Eindringtiefen, korrigierte Optiken für die verwendeten Deckgläser erlauben aberrationsminimierte Abbildungen von in der Strömung befindlichen Streupartikeln und ermöglichen so örtlich hochauflösende Geschwindigkeitsmessungen in zwei oder sogar drei Dimensionen, siehe Lindken et al. 2009. In vielen Anwendungen sind jedoch solch idealisier-

te Randbedingungen nicht gegeben. Eine solche Anwendung stellt z.B. die Analyse der Elektrolytkonvektion innerhalb der Konzentrationsgrenzschicht bei der elektrochemisch strukturierten Abscheidung dar. Bei dieser bestimmt vor allem die Geometrie der Elektrolysezelle die Anwendbarkeit kamerabasierter Messtechniken über den erforderlichen Mindestarbeitsabstand bzw. die maximal mögliche numerische Apertur (NA). Örtlich hochauflösende Strömungsmessungen in unmittelbarer Kathodennähe sind daher äußerst schwer zu realisieren. Im Gegensatz zu kamerabasierten Messtechniken bietet der Laser-Doppler-Profilsensor (LDV-PS) eine sehr hohe axiale örtliche Auflösung, bis in den sub- $\mu\text{m}$ -Bereich, trotz langer Arbeitsabstände (60 mm), siehe König et al. 2010. Sein Prinzip basiert auf der Verwendung zweier Interferenzstreifensysteme (IS). Durch Zweifachmessung der Dopplerfrequenz ist sowohl die Streupartikelgeschwindigkeit als auch dessen axiale Position im Messvolumen bekannt, siehe König et al. 2010.

### **Messung der Elektrolytkonvektion bei der strukturierten Kupferabscheidung**

Bei der elektrochemischen Kupferabscheidung können Elektrolytkonvektionen maßgeblich die Qualität und die Struktur der abgeschiedenen Schichten beeinflussen. Neben einer natürlichen Konvektion stehen vor allem erzwungene Konvektionen im Fokus von Industrie und Forschung. Besonders attraktiv erscheint die Anwendung externer Magnetfelder. Mit diesen kann über den magnetohydrodynamischen Effekt (MHD) eine Strömung nicht-invasiv induziert werden. Bei der strukturierten Kupferabscheidung spielt neben der Lorentzkraft die Magnetfeldgradientenkraft eine entscheidende Rolle für die abgeschiedene Struktur. Diese, durch stark inhomogene Magnetfelder induzierte Kraft, ruft ebenso einen konvektiven Transport der elektroaktiven Spezies, hier  $\text{Cu}^{2+}$ -Ionen, hervor, was zu lokal erhöhten Abscheidungsraten führen kann.

Um den Einfluss der Lorentz- und der Magnetfeldgradientenkraft auf die strukturierte Kupferabscheidung experimentell zu beurteilen, wurde mit einem zweikomponentigen LDV-PS die Elektrolytkonvektion in einer Elektrolysezelle gemessen, siehe Abb. 1(a). Zu diesem Zweck kam eine vereinfachte stark inhomogene Magnetfeldkonfiguration in Form eines dünnen magnetisierten Eisendrahtes ( $d = 2 \text{ mm}$ ) zum Einsatz, welcher zentral und unmittelbar hinter der Arbeitselektrode (AE) platziert wurde. Die AE war ein  $70 \mu\text{m}$  dickes Glasplättchen mit einer  $200 \text{ nm}$  Au-Schicht. Ein Fenster auf der unteren Seite der Zelle ermöglichte den für die Messung notwendigen optischen Zugang. Zu diesem Zweck wurde als Gegenelektrode (GE) eine Pt-Ringelektrode eingesetzt. Die Elektrolytkonvektion innerhalb der Konzentrationsgrenzschicht ( $< 500 \mu\text{m}$  von der Kathode) konnte somit von unten und durch die gesamte Zelle ( $15 \text{ mm}$  Höhe) hindurch beobachtet werden. Der verwendete Elektrolyt war eine wässrige Lösung aus  $5 \text{ mM CuSO}_4$  mit entionisiertem Wasser. Zur Unterdrückung der Reflexe an der Kathode kamen fluoreszierende Partikel ( $532\text{nm}/612\text{nm}$ ) aus Polystyrol mit  $2 \mu\text{m}$  Durchmesser zum Einsatz. Ihre Dichte von  $1,05 \text{ g/cm}^3$  entsprach der des Elektrolyten. Die Dauer der Elektrolyse betrug  $600 \text{ Sekunden}$ . Alle Geschwindigkeitsmessungen wurden im Grenzstromregime durchgeführt, wobei näherungsweise stationäre Bedingungen  $60 \text{ Sekunden}$  nach Start der Elektrolyse zu erwarten waren. Alle erfassten Geschwindigkeitssignale wurden ab diesem Zeitpunkt zusammengefasst und räumlich mit einer Slotbreite von  $30 \mu\text{m}$  entlang der z-Achse (Elektrodennormale) gemittelt.

Zur Beurteilung der Korrelation zwischen Elektrolytkonvektion in Elektrodennähe und abgeschiedener Struktur wurden die elektrodennormalen zweikomponentigen Strömungsprofile an vier verschiedenen Messpositionen ( $r_{1...4}$ ) nacheinander erfasst, siehe Abb. 1(b). Mit Bezug zum magnetisierten Fe-Draht wurde die Umfangs- sowie die Radialkomponente der Elektrolytkonvektion gemessen. In Abb. 1(b) ist die Draufsicht auf die Kathode mit bereits abgeschiedener Struktur (farblich) sowie die Lage der vier Messpositionen dargestellt. Aufgrund der vereinfachten Magnetfeldkonfiguration und deren Symmetrie wurden die vier

Messpositionen entlang der Mittelachse des Fe-Drahts gelegt. Somit konnte die Elektrolyt-konvektion unterhalb des Fe-Drahtes und innerhalb der ersten 500  $\mu\text{m}$  von der Kathodenoberfläche erfasst werden. Eine detailliertere Darstellung der experimentellen Randbedingungen sowie zum eingesetzten Sensor kann König et al. 2013 entnommen werden.

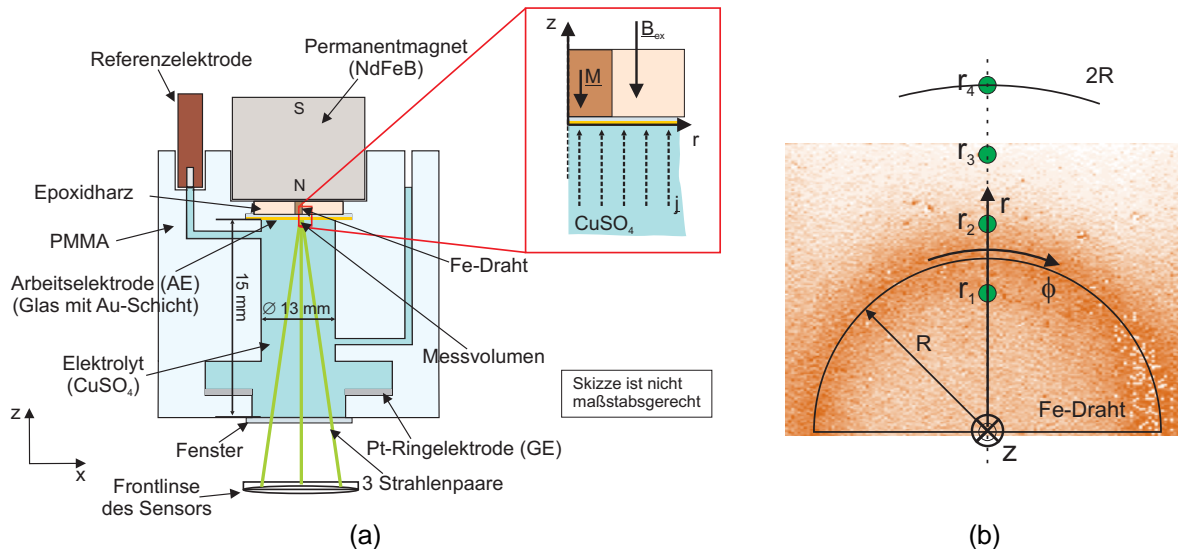


Abb. 1: (a) Skizze des experimentellen Setups mit dem 2C-LDV-PS (angedeutet durch die Frontlinse des Sensors) und (b) Draufsicht auf die Kathodenoberfläche mit den vier Messpositionen entlang der Mittelachse des Fe-Drahts. Die farbliche Darstellung stellt die abgeschiedene Kupferstruktur auf der Kathodenoberfläche dar

In Abb. 2(a) ist das zweikomponentige Geschwindigkeitsprofil an der Position  $r_3 = 1600 \mu\text{m}$  aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass unterhalb des Eisendrahtes eine ausgeprägte Umfangs- aber auch Radialkomponente der Elektrolytkonvektion innerhalb der Konzentrationsgrenzschicht auftritt. Dabei ist die Umfangskomponente vorrangig durch den Einfluss der Lorentzkraft und die Radialkomponente vom Einfluss der Magnetfeldgradientenkraft getrieben, siehe König et al. 2013. Entsprechend der no-slip-Bedingung nimmt die Umfangsgeschwindigkeit mit steigendem Abstand zur Kathode zu und erreicht ihr Maximum bei  $z \approx -400 \mu\text{m}$ . Ähnliches gilt für die Radialkomponente, wobei das erste lokale Maximum bei  $z \approx -140 \mu\text{m}$  gefunden werden kann. Mit weiterer Entfernung von der Kathode dreht die radiale Strömungsrichtung und strömt ab  $|z| > 250 \mu\text{m}$  in Richtung des Randes des Fe-Drahts und erreicht ihr zweites lokales Maximum bei  $z \approx -415 \mu\text{m}$ . Betrachtet man die Radialkomponente für alle 4 Messpositionen, so fällt auf, dass das generelle Strömungsverhalten für alle Messpositionen die größer als der Radius des Fe-Drahts sind, gleich ist. Dieses Verhalten kehrt sich offenbar um sobald die Messposition  $r < R$  ist, was dem radialen Geschwindigkeitsprofil an der Messposition  $r_1$  in Abb. 2(b) entnommen werden kann. Ergänzend zu den Ergebnissen in Tschulik et al. 2011, bei denen gezeigt wurde dass eine elektrodennormale Strömungskomponente in Richtung Kathode vorliegt die weit in den Bulkelektrolyten hineinreicht, wird somit bewiesen, dass tatsächlich eine Elektrolytkonvektion in Richtung der Regionen hoher Magnetfeldgradienten vorliegt. Maximale Gradienten sind dabei auf Höhe des Randes des Eisendrahts zu erwarten. Diese Konvektion facht durch den Transport von  $\text{Cu}^{2+}$ -Ionen den Massentransport lokal an, was zu lokal erhöhten Abscheidungsraten am Rand des Eisendrahts führt. Die in Abb. 1(b) dargestellte Abscheidung bestätigt die Korrelation zwischen auftretender Elektrolytkonvektion hervorgerufen durch die Magnetfeldgradientenkraft und abgeschiedener Struktur.

Eine ausführlichere Darstellung und Diskussion der insgesamt vorherrschenden Elektrolytkonvektion innerhalb der Konzentrationsgrenzschicht kann König et al. 2013 entnommen werden. In dieser Veröffentlichung werden die Ergebnisse auch hinsichtlich der verwendeten Konzentration von  $\text{CuSO}_4$  sowie auch hinsichtlich ihres Zeitverhaltens präsentiert und bewertet. Vor allem Letzteres bestätigt noch einmal durch eine deutlich schneller abklingende Um-

fangskomponente, dass wahrhaftig vorrangig die Magnetfeldgradientenkraft für die Strukturierung verantwortlich ist.

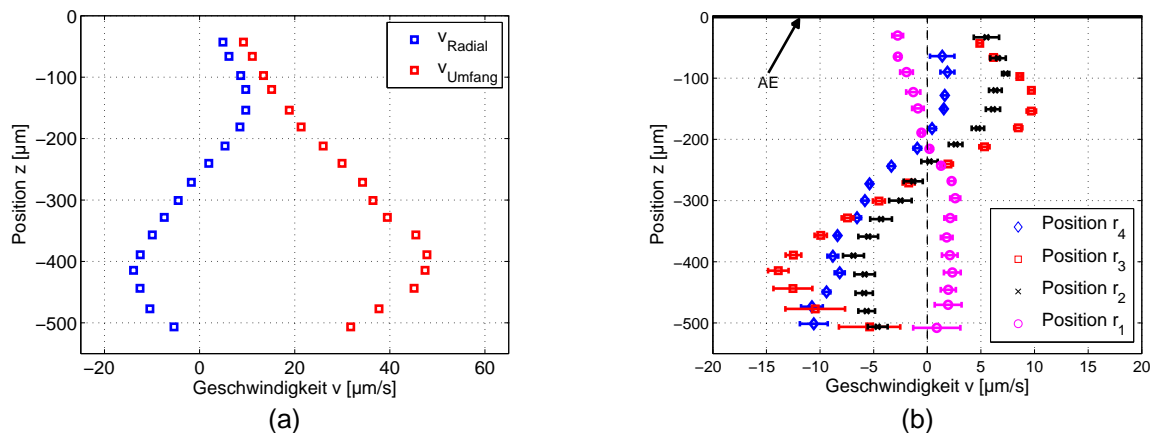


Abb.2: (a) Radiale- und Umfangskomponente der Elektrolytkonvektion unterhalb der Kathode an der Messposition  $r_3$  und (b) radiale Geschwindigkeitsprofile für alle vier Messpositionen

### Bildgebende Strömungsmessungen mit Submikrometer Auflösung ohne Kamera

Betrachtet man die Anwendung der strukturierten Kupferabscheidung, so stellt der LDV-PS aufgrund seiner hohen axialen Ortsauflösung trotz eines langen Arbeitsabstands ( $\geq 60$  mm) ein hervorragendes Instrument zur Analyse der Elektrolytkonvektion innerhalb der Konzentrationsgrenzschicht dar. Jedoch ist seine laterale Ortsauflösung durch die Ausdehnung des Überschneidungsbereichs der Laserstrahlen in lateraler Richtung bestimmt. Mit wachsendem Interesse an elektrochemisch abgeschiedenen Strukturen deutlich kleiner als 1 mm begrenzt gerade die laterale Ortsauflösung von ca. (50...60)  $\mu\text{m}$  die Anwendbarkeit des LDV-PS zur Analyse auftretender konvektiver Transportprozesse. Um aber mit dem auf der Anwenderseite wachsendem Interesse an elektrochemisch abgeschiedenen Mikrostrukturen messtechnisch Schritt halten zu können, wurde eine Erweiterung des LDV-PS entwickelt, die eine zweidimensionale Strömungsmessung ohne notwendige Änderung des experimentellen Setups in Abb. 1(a) erlaubt. Dieser Sensor, der Laser-Doppler-Feldsensor (LDV-FS), wird in diesem Abschnitt vorgestellt.

#### Prinzip des LDV-FS

Das Prinzip des LDV-FS basiert auf der Verwendung von drei in einem gemeinsamen Messvolumen überlagerten Interferenzstreifensysteme mit charakteristischen Interferenzstreifenverläufen entlang der optischen Achse. Passiert nun ein Partikel das Messvolumen, so werden insgesamt drei koinzidente Bursts signale detektiert. Durch die nun durchgeführte Dreifachmessung wird neben der Geschwindigkeit  $v_x$  und der axialen Streupartikelposition ( $z$ ) die gleichzeitige Bestimmung der lateralen Ortskoordinate ( $y$ ) ermöglicht.

Da der LDV-FS eine klassische Erweiterung um ein weiteres drittes Streifensystem darstellt, sind die Streifenabstandsverläufe des ersten und zweiten Streifensystems, gemäß dem Prinzip des Laser-Doppler-Profilsensor (LDV-PS) fächerförmig entlang der optischen Achse, siehe König et al. 2010. Dabei ist das erste Streifensystem divergierend und das zweite Streifensystem konvergierend, siehe Abb. 3(a). Durchquert ein kleines Partikel das Messvolumen, so sind Dopplerfrequenzen der beiden zugehörigen koinzidenten Bursts signale von der Geschwindigkeit  $v_x$  sowie von der axialen Partikelposition  $z$  abhängig. Mit Hilfe des Quotienten  $q$  der beiden Dopplerfrequenzen ( $f_1, f_2$ )

$$q(z) = \frac{f_1(v_x, z)}{f_2(v_x, z)} = \frac{v_x / d_1(z)}{v_x / d_2(z)} = \frac{d_2(z)}{d_1(z)}, \quad (1)$$

kann auf die axiale Partikelposition im Messvolumen geschlossen werden, siehe König et al. 2010.

Zur Bestimmung der lateralen Partikelposition im Messvolumen weist nun das dritte Streifen-system gegenüber dem zweiten Streifen-system einen identischen Streifenabstandsverlauf entlang der optischen Achse auf ( $d_3(z) = d_2(z)$ ). Jedoch wird dieses um die optische Achse leicht verdreht ( $\Psi \approx 1,2^\circ$ ), siehe Abb. 3(b). Damit haben die beiden zugehörigen Bursts-signale nahezu identische Dopplerfrequenzen. Die leichte Verdrehung des dritten Streifen-systems hat jedoch eine Phasendifferenz  $\varphi$  zwischen den beiden Burstsignalen zur Folge, welche abhängig von der lateralen Partikelposition  $y$  im Messvolumen ist. In sehr guter Näherung lässt sich die Phasendifferenz mit

$$\varphi(y) = s \cdot y + \varphi_0, \quad (2)$$

beschreiben, wobei  $s$  den Phasenanstieg und  $\varphi_0$  den Phasenoffset an der Stelle  $y = 0$  be-schreibt. Die laterale Position  $y$  ist dann durch die Auswertung der inversen Funktion gege-ben.

Kennt man die axiale sowie auch die laterale Partikelposition im Messvolumen, bestimmt sich die laterale Partikelgeschwindigkeit  $v_x(y, z)$  nach Anwendung der allgemein gültigen Be-ziehung

$$v_x(y, z) = f_1(v_x, y, z) \cdot d_1(y, z) = f_2(v_x, y, z) \cdot d_2(y, z) = f_3(v_x, y, z) \cdot d_3(y, z). \quad (3)$$

Damit sind durch die Bestimmung von zwei Dopplerfrequenzen ( $f_1, f_2$ ) sowie einer Phasendif-ferenz ( $\varphi$ ) die drei Größen: axiale Partikelposition  $z$ , laterale Partikelposition  $y$  und laterale Geschwindigkeit  $v_x$  des Partikel im Messvolumen bekannt. Wertet man eine Vielzahl von Partikeln aus, die das Messvolumen statistisch verteilt durchqueren, ist der LDV-FS fähig die Geschwindigkeitsverteilung im Messvolumen bildgebend ohne Kamera zu erfassen.

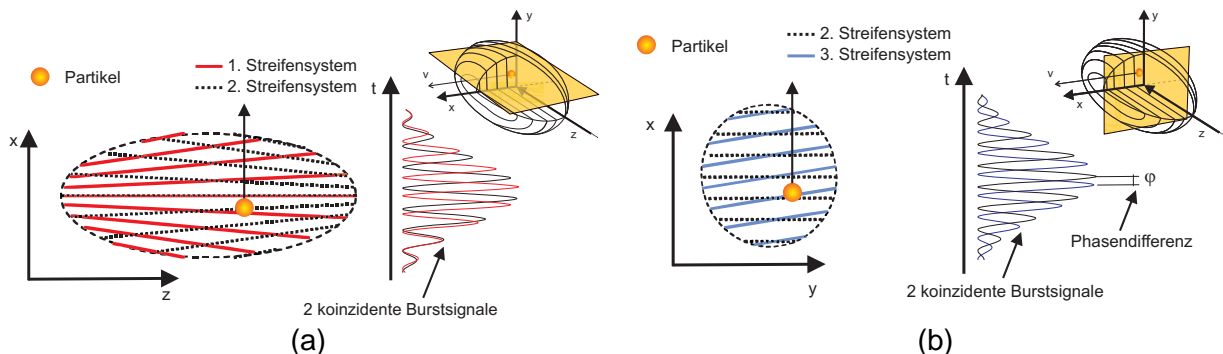


Abb. 3: Schematische Darstellung der Streifenverläufe entlang (a) der optischen z-Achse (@  $y = konst.$ ) und (b) der lateralen Achse (@  $z = konst.$ )

### Aufbau und Charakterisierung des LDV-FS

Bezugnehmend auf die Anforderungen in der Elektrochemie, einer elektrodennahen Mes-sung der Elektrolytkonvektion, wurde ein LDV-FS basierend auf der Verwendung des Zeit-multiplex realisiert. Durch die Unterscheidung der Bursts-signale aller drei Streifen-systeme im Zeitbereich können fluoreszierende Partikel eingesetzt und Reflexionen der Kathodenober-fläche unterdrückt werden. Das Sensor-Setup ist in Abb. 4 dargestellt.

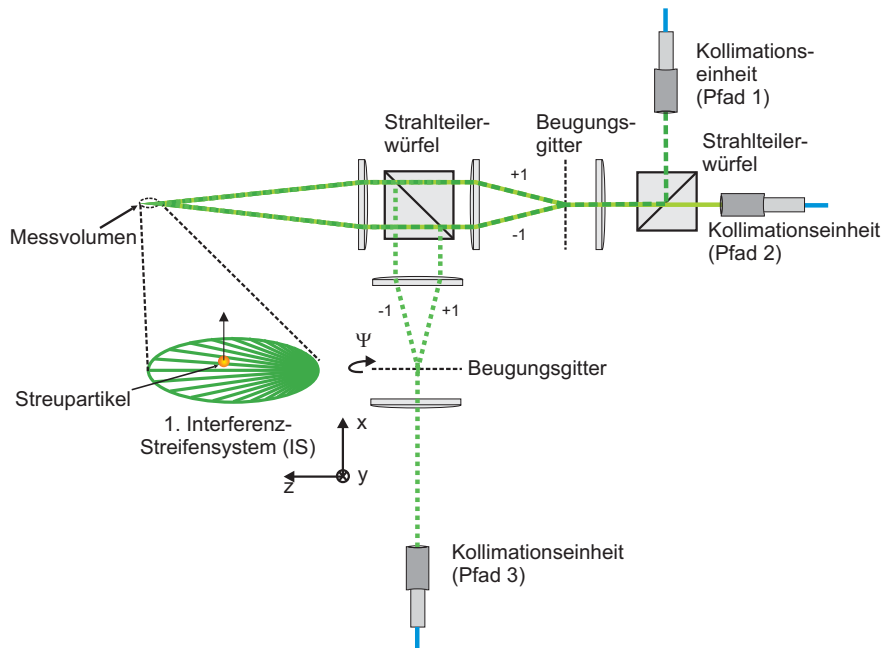


Abb. 4: Schematische Darstellung des Sensor-Setups des LDV-FS

In dieser Abbildung kann der Aufbau des LDV-FS in zwei grundlegende Teile, den Frequenz- und den Phasenteil, gegliedert werden. Der Frequenzanteil entspricht dem Aufbau eines LDV-PS. Die Laserstrahlung eines frequenzverdoppelten Nd:YVO<sub>4</sub> (nicht dargestellt) mit 532 nm Wellenlänge wird zeitlich abwechselnd, gemäß dem eingesetzten Zeitmultiplexschemas, über Single-Mode-Fasern zum Sensorkopf geführt. Die Laserstrahlung von Pfad 1 und Pfad 2 wird kollimiert, mittels eines Strahlteilerwürfels kollinear überlagert und auf ein Strahlteilergitter fokussiert. An diesem wird das Laserlicht in jeweils zwei Partialstrahlen (+1. und -1. Beugungsordnung) aufgeteilt. Über ein Keplerteleskop werden die vier Teilstrahlen kollimiert und im gemeinsamen Messvolumen zur Überlagerung gebracht. Mit dem entstehenden divergenten und konvergenten Streifen-system aus Abb. 3(a) können somit die axiale Partikelposition  $z$  sowie dessen laterale Geschwindigkeit  $v_x$  erfasst werden. Zur Bestimmung der lateralen Partikelposition  $y$  über eine Phasendifferenz zweier Burstsignale werden identische Streifenabstandssysteme benötigt. Dies wird durch eine Kopie des Pfads 2 erreicht. Hierzu wird das Laserlicht von Pfad 3 kollimiert und auf ein zweites Strahlteilergitter fokussiert, welches jedoch um den Winkel  $\psi$  gegenüber dem Strahlteilergitter in Pfad 1 und 2 leicht verdreht ist. Die beiden Partialstrahlen des 3. Pfads werden kollimiert und den vier Partialstrahlen von Pfad 1 und 2 im kombinierten Keplerteleskops mittels eines Strahlteilerwürfels überlagert. In dieser Weise werden die 3 Strahlenpaare perfekt in einem gemeinsamen Messvolumen zur Überlagerung gebracht. Aufgrund der gleichen Einfallsrichtung aller Strahlenpaare, erfüllt dieser Sensor die generell notwendige Voraussetzung für die Anwendung in der Elektrochemie, siehe Abb. 1(a), sowie aber auch in klassischen mikrofluidischen Systemen, indem er nur einen einzigen optischen Zugang benötigt.

Zur Charakterisierung der Messeigenschaften des Sensors wurde dieser zunächst in der  $y$ - $z$ -Ebene an Luft kalibriert. Als Kalibrierobjekt diente eine kleine Lochblende mit 2  $\mu\text{m}$  Durchmesser, die auf einer Drehscheibe mit festem Radius befestigt wurde. Die Geschwindigkeit wurde stabilisiert. 50 Messungen wurden an jeder Position durchgeführt. Anhand der Wiederholungsmessungen und den daraus ermittelten Standardabweichungen des Quotienten  $q$  sowie der Phasendifferenz  $\varphi$  lassen sich die Standardabweichungen für den Ort ermitteln. Diese geben die Ortsauflösung für die axiale ( $\sigma_z$ ) sowie für die laterale ( $\sigma_y$ ) Position für die einfache Standardabweichung an. In Abb. 5 sind die Ortsauflösungen für die axiale und laterale Position entlang ihrer jeweiligen Mittelachsen aufgetragen. Beide Verläufe zeigen, dass

das Minimum der örtlichen Auflösung nahe des Zentrums des Messvolumens zu finden ist, dort wo die Streulichtleistung am höchsten ist. Gemäß des generellen Einflusses der Signalqualität SNR (signal-to-noise-ratio) steigt mit sinkender mittlerer Streulichtleistung der Burstsignale die Unsicherheit der Positionsschätzung in Richtung des Messvolumenrandes an. Eine minimale Ortsauflösung von ca. 450 nm für die axiale und ca. 200 nm für die laterale Position konnten bei der Kalibrierungsmessung erreicht werden. Ihre Maxima liegen am Messvolumenrand bei ca. 3  $\mu\text{m}$  für die axiale und ca. 1  $\mu\text{m}$  für die laterale Position.

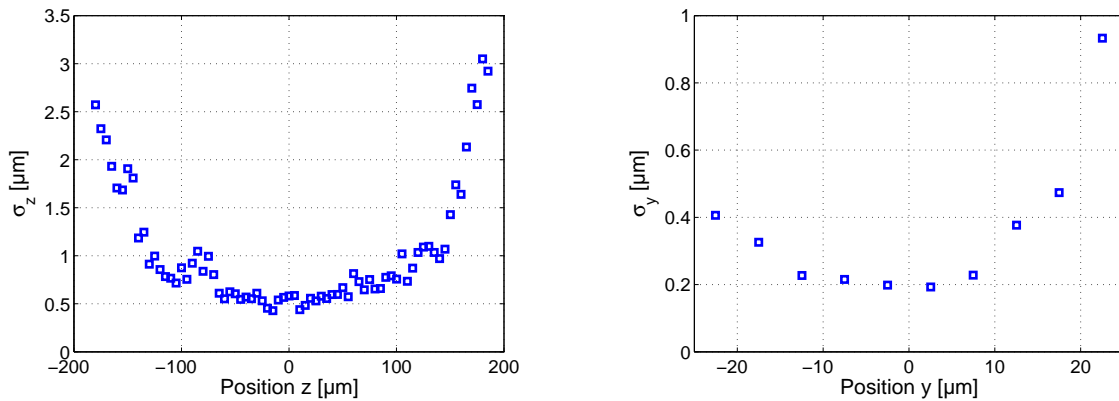


Abb. 5: Darstellung der gemessenen zentralen Standardabweichungen a) der z-Position (@  $y = 0$ ) und b) der y-Position (@  $z = 0$ )

### Strömungsmessung in einem Mikrokanal

Anhand einer einfachen laminaren Kanalströmung in einem Mikrokanal mit rechteckigem Querschnitt wurde der LDV-FS getestet. Die Kantenlängen des Mikrokanals betragen 5 mm x 85  $\mu\text{m}$ . Aufgrund der langen Breite von 5 mm und einer lateralen Ausdehnung des Messvolumens des LDV-FS in lateraler Richtung von nur reichlich 45  $\mu\text{m}$ , wurde eine Strömungsmessung an einem seitlichen Rand des Mikrokanals durchgeführt. Dabei wurden zusätzlich insgesamt 6 Traversierungsschritte mit 50 % Überlapp durchgeführt. Eine Traversierung in der Tiefe des Kanals war aufgrund der axialen Messvolumenlänge von reichlich 380  $\mu\text{m}$  nicht notwendig. Als strömendes Fluid wurde Wasser gewählt, welches durch den hydrostatischen Druck zweier Reservoirs großer Querschnittsfläche angetrieben wurde. Als Partikel kamen Polystyrolkugeln mit 1,3  $\mu\text{m}$  Durchmesser zum Einsatz. In Abb. 6 ist das Messergebnis dargestellt. Die blauen Einzelpunkte in Abb. 6(a) stellen jeweils die gemessene Geschwindigkeit  $v_x$ , die axiale Position  $z$  sowie die laterale Position  $y$  eines erfassten und validierten Partikels dar. Durch eine Mittelung der Einzelpartikeldaten in Ort und Geschwindigkeit innerhalb eines Bereiches von jeweils 2,5  $\mu\text{m}$  x 2,5  $\mu\text{m}$  hebt sich die 2D-Strömungsverteilung am Rand des Mikrokanals deutlich hervor. Die parabelförmige Geschwindigkeitsverteilung entlang der kurzen Kanalseite (Tiefe) sowie die abnehmende Strömungsgeschwindigkeit in Richtung seitlicher Kanalwand sind bereits erkennbar. Ein genauere Vergleich zu den zu erwartenden Strömungsverhältnissen in diesem Mikrokanal wird zur Konferenz erfolgen.

### Zusammenfassung und Ausblick

Mit einem zweikomponentigen Laser-Doppler-Profilsensor wurde während einer strukturierter Kupferabscheidung die induzierte Elektrolytkonvektion innerhalb der Konzentrationsgrenzschicht gemessen. Hierbei wurde eine signifikante Strömung innerhalb der ersten 500  $\mu\text{m}$  von der Kathodenoberfläche erfasst, die insbesondere in Richtung hoher Magnetfeldgradienten strömt. Als zentrales Ergebnis dieser Messung lässt sich daher festhalten, dass tatsächlich die Magnetfeldgradientenkraft die strukturierende Wirkung maßgeblich beeinflusst.

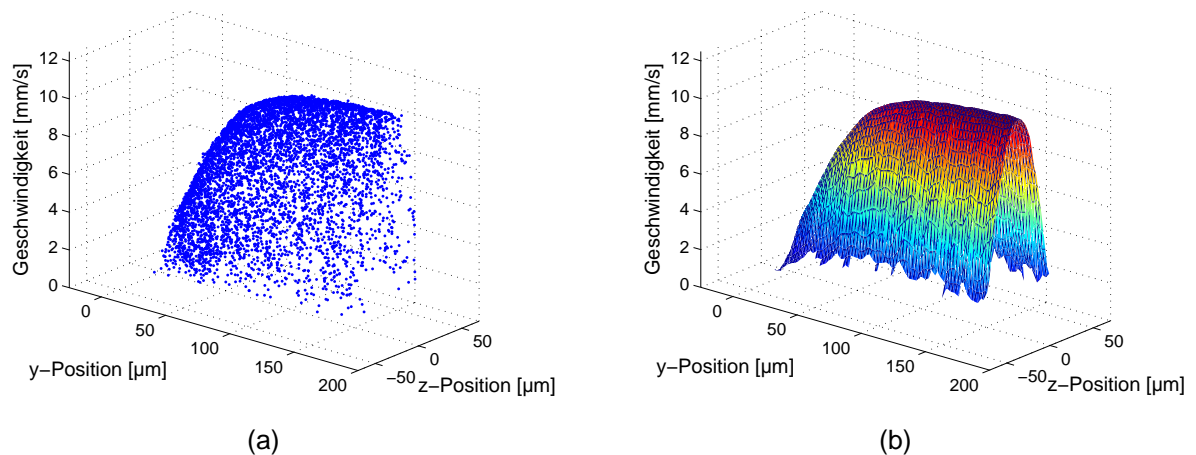


Abb 6: gemessenes Strömungsfeld am seitlichen Rand des Mikrokanals (a) Einzelpartikeldarstellung und (b) gemittelte Darstellung

Außerdem wurde eine Erweiterung des Laser-Doppler-Profilsensors zur 2-dimensionalen Messung von Strömungsverteilungen vorgestellt und an einer einfachen Mikrokanalströmung erstmalig erprobt. Durch Hinzufügen eines dritten Interferenzstreifensystems und einer kombinierten Phasen-Frequenz-Auswertung der zugehörigen Dopplerbursts signale, wird eine bildgebende Strömungsmessung ohne Kamera erreicht. Kalibriermessungen zeigen, dass dieser Sensor, selbst mit einer numerischen Apertur von ca. 0,1, Ortsauflösung im Submikrometerbereich für die axiale und laterale Partikelposition bietet. Der Vorteil des neuen Sensors besteht darin, dass dieser nur einen einzigen optischen Zugang benötigt. Daher lassen sich nun Strömungsphänomene ohne notwendige Anpassung der bisherigen experimentellen Aufbauten in zwei Dimensionen erfassen. Seine Eigenschaft einer sehr hohen Ortsauflösung trotz eines langen Arbeitsabstandes befähigt gerade diesen Sensor zu örtlich hochauflösenden 2D-Strömungsmessungen in schwer zugänglichen Messregionen, wie z.B. innerhalb der Konzentrationsgrenzschicht in einer Elektrolysezelle.

## Dankesworte

Die Arbeit wurde von der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 609 „Elektromagnetische Strömungsbeeinflussung in Metallurgie, Kristallzucht und Elektrochemie“ (Teilprojekt A8) gefördert.

## Literatur

König, J., Voigt, A., Büttner, L., Czarske, J., 2010: "Precise micro flow rate measurements by a laser Doppler velocity profile sensor with time division multiplexing", Meas. Sci. Technol., 21, Seiten 9

König, J., Tschulik, K., Büttner, L., Uhlemann, M., Czarske, J., 2013: "Analysis of the Electrolyte Convection inside the Concentration Boundary Layer during Structured Electrodeposition of Copper in High Magnetic Gradient Fields", Anal. Chem., 85, 3087-3094

Lindken, R., Rossi, M., Große, S., Westerweel, J., 2009: "Micro-Particle Image Velocimetry ( $\mu$ PIV): Recent developments, applications, and guidelines, Lab Chip, 9, 2551-2567

Tschulik, K., Cierpka, C., Gerbert, A., Schultz, L., Kähler, C.J., Uhlemann, M., 2011: "In Situ Analysis of Three-Dimensional Electrolyte Convection Evolving during the Electrodeposition of Copper in Magnetic Gradient Fields", Anal. Chem., 83, 3275-3281