

# Anmerkungen zu Laser-Doppler-Sensoren

JÜRGEN CZARSKÉ | LARS BÜTTNER | THORSTEN PFISTER

Dieses Dokument enthält Ergänzungen zum Artikel „Berührungslos messen mit Licht“ in **Physik in unserer Zeit** 2007, 38 (6), 282.

## Spektroskopische Messung der Doppler-Frequenzverschiebung

Der optische Doppler-Effekt für bewegte Streuteilchen kann für technisch relevante, nicht-relativistische Geschwindigkeiten in linearer Approximation betrachtet werden:

$$f_D = f_0 \frac{(\mathbf{o} - \mathbf{i}) \cdot \mathbf{v}}{c}$$

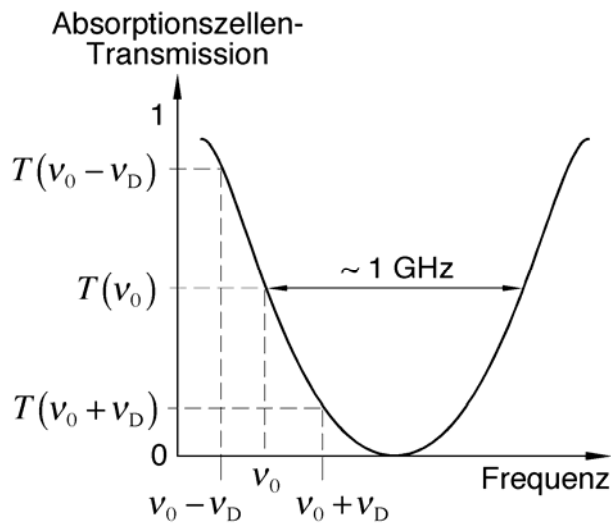
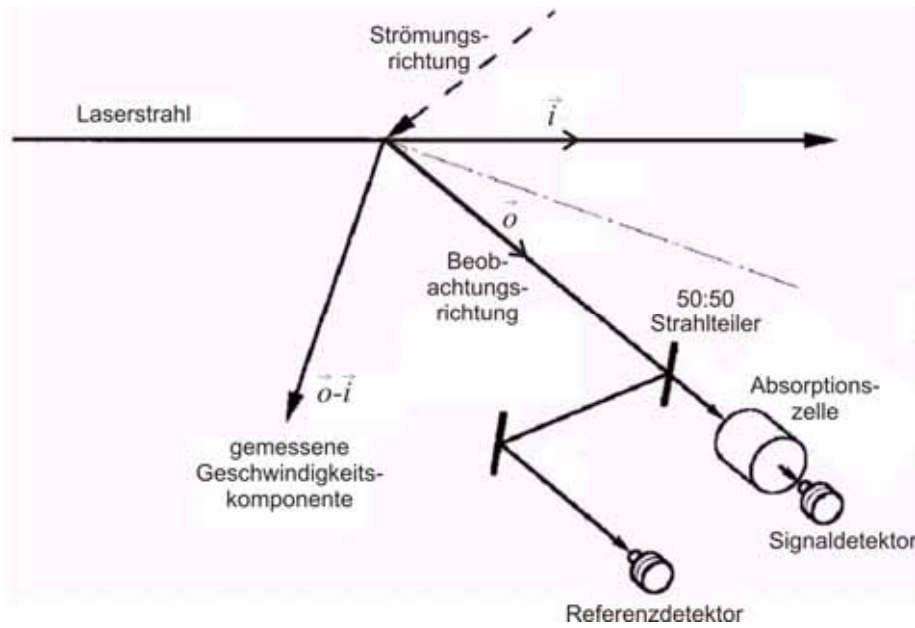
mit  $f_D$ : Doppler-Frequenzverschiebung,  $f_0$ : Laserfrequenz,  $\mathbf{o}$ : Beobachtungsrichtung (Einheitsvektor),  $\mathbf{i}$ : Einstrahlrichtung des Lasers (Einheitsvektor),  $\mathbf{v}$ : Geschwindigkeitsvektor,  $c$ : Lichtgeschwindigkeit. Der auf den Empfindlichkeitsvektor  $\mathbf{o} - \mathbf{i}$  projizierte Geschwindigkeitsvektor  $\mathbf{v}$  ergibt die Frequenzverschiebung  $f_D$ , die spektroskopisch gemessen werden kann (Abbildung 1 auf der nächsten Seite).

Dazu werden Gase aus zweiatomigen Molekülen verwendet, die ausgeprägte Rotations- und Vibrationsniveaus und damit Absorptionslinien im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich besitzen. Die Linien sind dopplerverbreitert und haben bei Raumtemperatur typische Linienbreiten um 1 GHz. Zur Messung der Frequenzverschiebung lassen sich nun derartige Absorptionszellen nutzen, indem ein Single-frequency-Laser mit einer Linienbreite im Megahertzbereich auf die Flanke der Absorptionskurve stabilisiert wird. Die Frequenzverschiebung lässt sich dann als Änderung der Intensität hinter der Zelle registrieren. Die Absorptionszelle fungiert bei diesem Verfahren als sehr schmalbandiger Filter mit Frequenz-Intensitäts-Konvertierung.

Da die von der Strömung gestreute Intensität schwanken kann, wird diese als Referenzsignal ebenfalls mit aufgenommen. Aus der Normierung folgt die frequenzabhängige Transmission  $T$  als Messgröße:

$$\frac{A_{\text{Signal}}}{A_{\text{Ref}}} = \frac{\frac{1}{2} I_0 T(f_0 + f_D)}{\frac{1}{2} I_0} = T(f_0 + f_D)$$

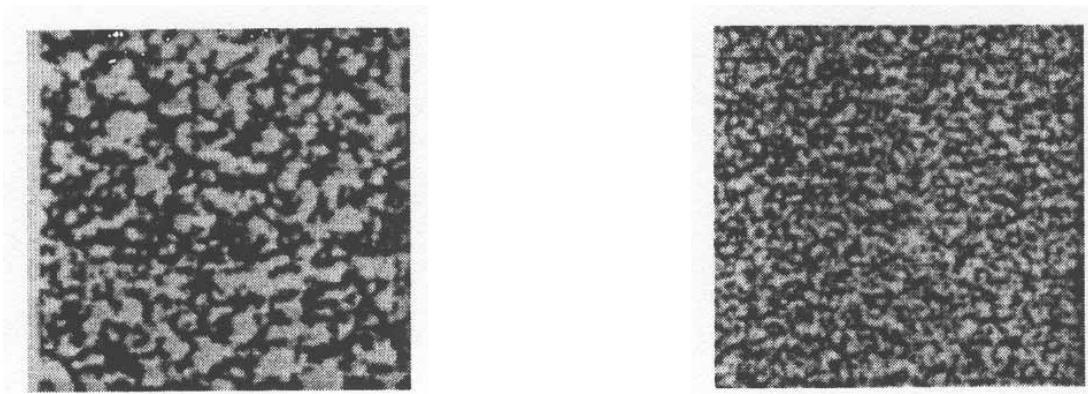
mit der Intensität des Streulichts  $I_0$ .



**Abb. 1** Planar-Doppler-Velozimetrie. Oben: Geometrie der Messanordnung, unten: Absorptionszelle als Frequenz-Intensitäts-Umsetzer.

## Der Speckle-Effekt

Aufgrund der statistischen Oberflächenrauheit und der für das Streulicht damit verbundenen optischen Weglängenunterschiede treten statistische Phasendifferenzen zwischen den einzelnen Sekundärwellen auf, die für optisch raue Oberflächen im Mittel größer als  $\pi$  sind. Eine mit kohärentem Licht beleuchtete raue Oberfläche weist daher ein Fleckenmuster auf (engl. speckle).



**Abb. 2** Speckle-Muster für eine kleine (links) und eine große (rechts) numerische Apertur des Abbildungsobjektivs ( $AN = n \sin \Theta \approx 1/(2F)$ ; mit  $n$ : Brechungsindex,  $\Theta$ : halber Öffnungswinkel des Objektivs und  $F$ : Blendenzahl des Objektivs).

Wird eine optische Abbildung der beleuchteten rauhen Oberfläche in eine Detektionsebene vorgenommen, so ist die numerische Apertur  $A_N$  des abbildenden Systems für die Speckle-Größe maßgeblich. Für eine kreisförmige Apertur folgt für den mittleren Speckle-Durchmesser:

$$d_{\text{sp}} = 1,22 \frac{\lambda}{A_N} .$$

Der Speckle-Kontrast, also die Sichtbarkeit des Speckle-Bildes, ist abhängig von den Kohärenzeigenschaften des verwendeten Laserlichtes und wird umso höher je größer die Kohärenzlänge des beleuchtenden Laserstrahls ist.