

# Specklephotografie mit Impulslasern zur Messung mechanischer Größen an dynamischen Objekten

D. Vogel

## 1. Einleitung

Die Specklephotografie ist ein etabliertes optisches Feldmeßverfahren der experimentellen Mechanik. Sie beruht auf der Erzeugung einer zufallsverteilten Intensitätsfluktuation des Lichtes auf der Abbildungsebene eines optischen Empfängers. Bei der kohärent-optischen Abbildung eines diffus streuenden Objektes entsteht eine solche fleckenartige Hell-Dunkel-Struktur (Specklestruktur) über ein Objektbild infolge der Interferenz der, von verschiedenen Objektbereichen stammenden, Lichtwellen unterschiedlicher Intensität und Phase. Diese für eine konkrete Objektoberfläche charakteristische Specklestruktur bleibt, in gewissen Grenzen, bei einer Objektbewegung oder -deformation erhalten, bei gleichzeitiger, der Objektveränderung entsprechenden, Verschiebung der Struktur im Raum. Mit optischen oder numerischen Methoden der Korrelationsanalyse lassen sich die Specklemuster verschiedener Objektzustände vergleichen und über die Verschiebung des Specklemusters Rückschlüsse auf die Objektbewegung bzw. -deformation ziehen. Die theoretischen Grundlagen und verschiedenen Techniken der Specklephotografie sind u. a. in den Übersichten [1] bis [5] enthalten. Wesentliche Einsatzgebiete sind die Vermessung von Starrkörperbewegungen [6], die Deformationsanalyse an Modellen und Realbauteilen unter mechanischer und thermischer Belastung [7] bis [9], die Schwingungsanalyse von in-plane-Schwingungen zur Messung von Schwingungsmoden und Amplituden [10], [11], die Ermittlung bruchmechanischer Kenngrößen [12], [13], sowie die zerstörungsfreie Prüfung von Bauteilen [27].

tuden [10], [11], die Ermittlung bruchmechanischer Kenngrößen [12], [13], sowie die zerstörungsfreie Prüfung von Bauteilen [27].

Bei Verwendung von Dauerstrichlasern zur Beleuchtung des Objektes sind die Verfahren der Specklephotografie auf den Vergleich zweier statischer Objektzustände (Doppelexpositionstechnik) oder auf stationäre Objektschwingungen (Zeitmittelungstechnik) begrenzt. Der Einsatz gepulster Laser, i. a. gütegeschalteter Rubin- oder Neodymlaser erweitert die Anwendungsbreite auf dynamische Objekte, wie z. B. auf die Untersuchung von Deformationswellen [14] oder die Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern in Strömungen [15], [16].

Ziel dieses Beitrages ist es, einige festkörpermechanische Meßmöglichkeiten der abbildenden kohärent-optischen Specklephotografie an nichtstatischen, diffus streuenden Objekten aufzuzeigen, sowie die Grenzen des Meßverfahrens unter Berücksichtigung üblicher Leistungsparameter genutzter Impulslaser zu diskutieren.

## 2. Grundlagen der specklephotografischen Messung

Der specklephotografische Meßprozess setzt sich aus zwei Teilschritten zusammen. Im ersten wird das Specklegramm erzeugt, d. h. die inkohärente Überlagerung der Abbildung in der Regel zweier Objektzustände auf ein- und demselben fotografischen Aufzeichnungsträger (Bild 1). Die Verschiebung  $u(r)$  der Objektoberfläche zwischen beiden Objektzuständen ruft dabei eine ent-

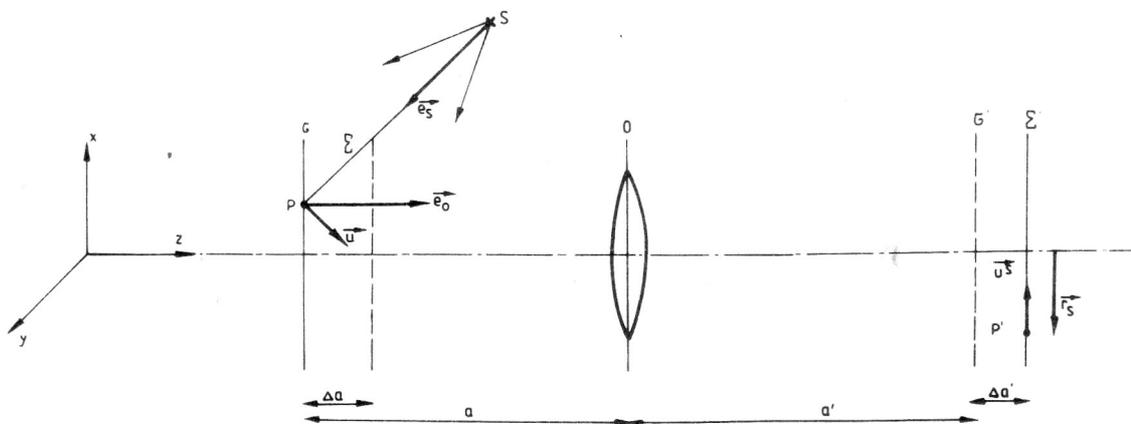


Bild 1

Specklegrammaufnahme

- $\sigma$  - Objektebene der Objektpunkte P
- $\Sigma'$  - Aufnahmeebene des Specklegramms mit unscharf abgebildeten Objektpunkten P'

$\sigma, \sigma'$  und  $\Sigma, \Sigma'$  - zusammengehörige Objekt- und Bildebenen der optischen Abbildung

- S - Beleuchtungsquelle
- O - Hauptebenen der abbildenden Optik

sprechende lokale Verschiebung  $\mathbf{u}^s(\mathbf{r}_s)$  der Specklestruktur auf dem Specklegramm hervor. Der Zusammenhang zwischen Objektveränderung und Specklebewegung ergibt sich aus dem Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion der Specklestrukturen beider Zustände [17], [26]. Für ein normales abbildendes System ist die Speckleverschiebung in der Ebene des Specklegramms gleich [17]

$$\mathbf{u}^s = -M_d(\mathbf{u}_x + \mathbf{u}_y) - M/a' |\mathbf{u}_z| \mathbf{r}_s + M_d \Delta a \nabla(e_o - e_s) \mathbf{u} \quad (1)$$

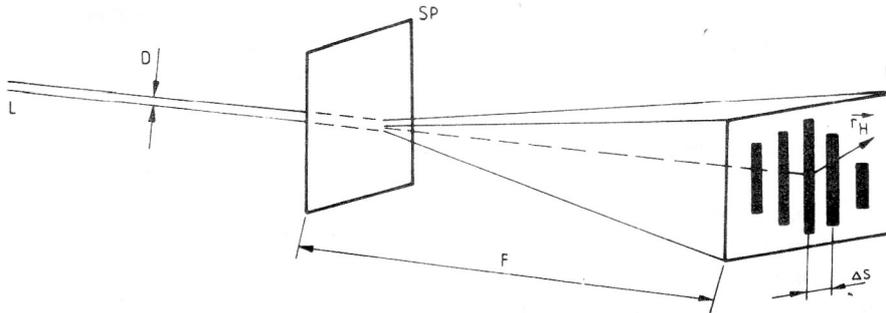
$\mathbf{u}_{x,y,z}$  bezeichnet die kartesischen Komponenten der Objektverschiebung,  $\mathbf{e}_o$  und  $\mathbf{e}_s$  die Einheitsvektoren entlang der optischen Achse des abbildenden Systems bzw. vom Beleuchtungsquellpunkt zum Objektpunkt,  $\mathbf{r}_s$  den von der optischen Achse ausgehenden Ortsvektor der Specklelage auf dem Specklegramm und  $M_d = (a' + \Delta a)/(a - \Delta a)$  den Vergrößerungsmaßstab bei defokussierter Abbildung des Objektes (s. Bild 1).

Für den Fall fokussierter Abbildung des Objektes erhält man wegen  $\Delta a = \Delta a' = 0$  entsprechend (1)

$$\mathbf{u}_s = -M(\mathbf{u}_x + \mathbf{u}_y) - M/a' |\mathbf{u}_z| \mathbf{r}_s \quad (2)$$

mit  $M = a'/a$ . Auf der optischen Achse ( $\mathbf{r}_s = 0$ ) ist bei fokussierter Abbildung das Verfahren folglich nur für in-plane-Verschiebungen der Objektoberfläche  $\mathbf{u}_x$  und  $\mathbf{u}_y$  sensitiv. Bei größeren Abständen von der optischen Achse des abbildenden Systems ist der wachsende Einfluß der out-of-plane-Komponente  $\mathbf{u}_z$  zu berücksichtigen. Für eine defokussierte Objektabbildung ist die Specklebewegung zusätzlich noch durch Starrkörperrotationen und Objektdeformationen beeinflusst. Die fokussierte Abbildung mit (2) entspricht den gebräuchlichen Meßanordnungen zur Ermittlung der in-plane-Verschiebungen, während die defokussierte Abbildung bei fehlender in-plane-Verschiebung zur unmittelbaren Messung von Oberflächenverkippen (out-of-plane-Bewegungskomponente) benutzt werden kann.

Die Bestimmung der ortsabhängigen Speckleverschiebung auf dem Specklegramm wird im zweiten Verfahrensschritt – von einigen ersten Ansätzen zur direkten Bestimmung der Kreuzkorrelationsfunktion elektronisch aufgenommener Specklebilder [18], [19] abgesehen – optisch unter Nutzung zweier Methoden erreicht. Bei der punktwisen Abrasterung des Specklegramms (Bild 2) mit einem unaufgeweiteten Laserstrahl entsteht im Fernfeld das Fourierdiffraktionsspektrum der zueinander verschobenen lokalen, korrelierten Specklefelder mit der Intensitätsverteilung [21]



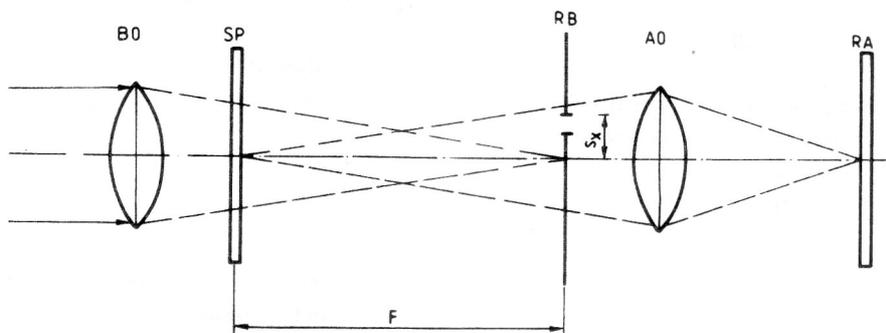
**Bild 2**

Punktweise Auswertung der Specklegramme

L – unaufgeweiteter Laserstrahl der Wellenlänge  $\lambda$  und des Durchmessers D

SP – Specklegramm

H – Beobachtungsebene des Beugungshalos (in der Entfernung F zum Specklegramm)



**Bild 3**

Specklegrammauswertung mittels Raumfilteraufnahme

BO – Beleuchtungsoptik

SP – Specklegramm

RB – Raumfilterblende

AO – Abbildungsoptik des Specklegramms

RA – Raumfilteraufnahme des Specklegramms

$$I(\mathbf{r}_H) = 4 I_S(\mathbf{r}_H) \cos^2[k/2F(\mathbf{u}^s \mathbf{r}_H)] \quad (3)$$

$I(\mathbf{r}_H)$  ist die Intensitätsverteilung im Beugungshalo für das Spektrum einer Einzelexposition des Specklegramms.  $k = 2\pi/\lambda'$  und  $\mathbf{r}_H$  ist der von der Strahlachse ausgehende Ortsvektor im Beugungshalo. Die Doppelexposition mit einer Verschiebung des Specklemusters führt zur  $\cos^2$ -Modulation der Intensität im Beugungshalo. Die entstandenen  $\cos^2$ -Streifen (Youngsche Streifen) sind senkrecht zur Speckleverschiebung  $\mathbf{u}^s$  im Specklegramm orientiert, und ihr Abstand ist gleich

$$\Delta s = F\lambda'/|\mathbf{u}^s| \quad (4)$$

$F$  ist hierbei der Abstand der Beobachtungsebene der Streifen vom Specklegramm,  $\lambda'$  die Wellenlänge des benutzten Lasers. In der zweiten Methode zur Bestimmung von  $\mathbf{u}^s$  wird eine Abbildung des Specklegramms, welches mit einer konvergenten Welle beleuchtet wird, erzeugt (Bild 3). In der Fourierebene der Beleuchtungslinse wird eine Raumfilterung der Youngschen Streifen vorgenommen, und im Ergebnis entstehen auf der Abbildung Isotheten für die Speckleverschiebung  $\mathbf{u}^s$ . Befindet sich z. B. die Raumfilteröffnung auf der x-Achse im Abstand  $s_x$  von der optischen Achse des Beleuchtungssystems, so sind die hellen Streifen Gebiete gleicher x-Komponente von  $\mathbf{u}^s$  mit

$$u_x^s = n F \lambda' / s_x \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

Entsprechendes gilt für die Komponente in Richtung der y-Achse.

### 3. Specklefotografie dynamischer Objekte

Gepulste Laser erlauben es, die zeitlich veränderlichen Specklestrukturen sich bewegendere Objekte für ausgewählte Zeitpunkte einzufrieren und somit Doppel- oder Mehrfachexpositionsspecklegramme aufzunehmen. Die interessierende, im Specklegramm registrierte, Objektverschiebung zwischen zwei Laserimpulsen läßt sich als Reihenentwicklung darstellen

$$\mathbf{u}(t_2) - \mathbf{u}(t_1) = \dot{\mathbf{u}}(t_1)(t_2 - t_1) + 1/2 \ddot{\mathbf{u}}(t_1)(t_2 - t_1)^2 + \dots \quad (6)$$

Geht man im einfachsten Fall von verhältnismäßig gleichmäßiger Bewegung aus, so können nichtlineare Glieder in (6) entfallen, und nimmt man der Einfachheit halber eine kollimierte Objektbeleuchtung an, d. h.  $\mathbf{e}_s$  ist objektpunktunabhängig, so ergibt (6) in (1) eingesetzt und in Komponentenschreibweise wiedergegeben

$$u_x^s = -M_d \Delta t \dot{u}_x - M/a' \Delta t \dot{u}_z r_{sx} + M_d \Delta a \Delta t [e_{sx} \dot{\epsilon}_{xx} + e_{sy} \dot{\epsilon}_{xy} + (\dot{\epsilon}_{xz} - \dot{\Omega}_y)(1 + e_{sz}) + \dot{\Omega}_z e_{sy}]$$

$$u_y^s = -M_d \Delta t \dot{u}_y - M/a' \Delta t \dot{u}_z r_{sy} \quad (7)$$

$$+ M_d \Delta a \Delta t [e_{sx} \dot{\epsilon}_{xy} + e_{sy} \dot{\epsilon}_{yy} + (\dot{\epsilon}_{yz} + \dot{\Omega}_x)(1 + e_{sz}) - \dot{\Omega}_z e_{sx}]$$

$\Delta t = t_2 - t_1$  steht für den Impulsabstand der Laserimpulse; mit  $\dot{u}_i$  sind die Komponenten der Verschiebungsgeschwindigkeit, mit  $\dot{\epsilon}_{ik} = 1/2 [\partial \dot{u}_i / \partial x_k + \partial \dot{u}_k / \partial x_i]$  die Deformationsraten (Zeitableitungen des Verzerrungstensors) und mit  $\dot{\Omega}_i = 1/2 [\partial \dot{u}_i / \partial x_k - \partial \dot{u}_k / \partial x_i]$  die Starrkörperrotationsgeschwindigkeiten bezeichnet.

Für die fokussiert abbildende Specklefotografie mit  $\Delta a = 0$  und  $M_d = M$  erhält man entsprechend

$$u_x^s = -M \Delta t \dot{u}_x - M/a' \Delta t \dot{u}_z r_{sx}$$

$$u_y^s = -M \Delta t \dot{u}_y - M/a' \Delta t \dot{u}_z r_{sy} \quad (8)$$

Der Einfluß der out-of-plane-Komponente der Verschiebungsgeschwindigkeit auf die Speckleverschiebung  $u_{x,y}^s$  ist bei

$$\frac{r_{sx}}{f} \frac{1}{1+M} \frac{\dot{u}_z}{\dot{u}_x} \ll 1$$

$$\frac{r_{sy}}{f} \frac{1}{1+M} \frac{\dot{u}_z}{\dot{u}_y} \ll 1 \quad (9)$$

gering, d. h. entweder für Messung in Nähe der optischen Achse ( $r_{s,x,y}$  klein) oder für genügend kleine  $\dot{u}_z/\dot{u}_x$  und  $\dot{u}_z/\dot{u}_y$ . (9) wurde aus (8) unter Berücksichtigung der Beziehung der geometrischen Optik  $a' = f(1+M)$ , mit  $f$  als Brennweite der Aufzeichnungsoptik, gewonnen. Werden die Meßbedingungen so installiert, daß der Einfluß der Komponente  $\dot{u}_z$  in (8) vernachlässigbar ist, dann kann bei fokussierter Abbildung die specklefotografische Aufnahme zur Messung der Verschiebungsgeschwindigkeiten  $\dot{u}_x$  und  $\dot{u}_y$  senkrecht zur optischen Achse benutzt werden. Besonders geeignet ist diese Methode daher offensichtlich für relativ flache Objekte. Darüber hinaus kann bei gleichzeitiger Aufnahme fokussierter und defokussierter Specklegramme  $\dot{\epsilon}_{xz} - \dot{\Omega}_y$  und  $\dot{\epsilon}_{yz} + \dot{\Omega}_x$  aus (7) ermittelt werden, da  $\dot{u}_x$ ,  $\dot{u}_y$  und folglich die Ortsableitungen  $\dot{\epsilon}_{xx}$ ,  $\dot{\epsilon}_{xy}$ ,  $\dot{\epsilon}_{yy}$ ,  $\dot{\Omega}_z$  aus (8) bekannt sind. Bei ausgeschlossener Rotation  $\dot{\Omega}_y$  bzw.  $\dot{\Omega}_x$  ist  $\dot{\epsilon}_{xz}$  und  $\dot{\epsilon}_{yz}$  direkt meßbar. Generell kein Zugriff besteht zur Deformationsratenkomponente  $\dot{\epsilon}_{zz}$ , da die Specklefotografie ein reines Oberflächenmeßverfahren ist. Die Komponente  $\dot{u}_z$  der Verschiebungsgeschwindigkeit läßt sich auf der Objektoberfläche bis auf eine Konstante durch Integration

$$\dot{u}_z = \int_1 (\dot{\epsilon}_{yz} + \dot{\Omega}_x) dy + \int_1 (\dot{\epsilon}_{xz} - \dot{\Omega}_y) dx \quad (10)$$

berechnen.

Möglichkeiten der gleichzeitigen Aufnahme eines fokussierten und defokussierten Specklegramms eines Prozesses bestehen durch Nutzung halbdurchlässiger Spiegel oder durch Gewinnung der Specklegramme aus einem Doppelpulsehologramm des Objektes [22]. Im letzteren Fall ist allerdings der Einfluß der Objektverzerrung bei der Hologrammrekonstruktion mit anderen Wellenlängen zu beachten.

Zeitlich veränderliche Geschwindigkeitsfelder erfordern eine Einbeziehung von Gliedern höherer Ordnung aus (6). Für ein beschleunigtes Geschwindigkeitsfeld und fokussiert abbildende Specklephotografie ergibt sich beispielsweise eine Speckleverschiebung in der Nähe der optischen Achse von

$$\begin{aligned} u_x^s &= -M \Delta t \dot{u}_x - 1/2 M \Delta t^2 \ddot{u}_x \\ u_y^s &= -M \Delta t \dot{u}_y - 1/2 M \Delta t^2 \ddot{u}_y \end{aligned} \quad (11)$$

Zur Berechnung der Verschiebungsgeschwindigkeiten  $\dot{u}_i$  und Verschiebungsbeschleunigungen  $\ddot{u}_i$  müssen zwei unterschiedliche Impulsabstände  $\Delta t$  realisiert werden. Da in einigen kommerziell verfügbaren gütegeschalteten Festkörperimpulslasern (Rubin- und Neodymlaser) 3fach oder Mehrfach-Impulsregime vorgesehen sind [20], besteht demzufolge auch für nichtreproduzierbare Prozesse die Möglichkeit der Messung von Beschleunigungen bzw. noch höherer Ableitungen.

#### 4. Verfahrensgrenzen

Die Diskussion der Verfahrensgrenzen sei im folgenden auf die punktweise Auswertungsmethode (Bild 2) sowie auf die oben betrachtete gleichförmige Bewegung des Objektes (ohne signifikante Beschleunigung) begrenzt.

##### Untere Meßgrenze

Die untere Meßgrenze der Meßmethode ist erreicht, sobald der Abstand benachbarter Youngscher Streifen die Größe des Diffractionshalos nicht überschreitet und damit Streifenabstand und -richtung vermessen werden können. Das heißt gleichbedeutend, daß die Speckleverschiebung mindestens in der Größe der Speckle auf dem Specklegramm liegt [1], [21], d. h.

$$|\mathbf{u}_x^s + \mathbf{u}_y^s| \gtrsim 1.22 \lambda / \alpha \quad (12)$$

Ersetzt man den Aperturwinkel  $\alpha$  (von der Abbildungsebene aus gesehen) durch die Blendenzahl des verwendeten Objektivs  $b_z$  und die Vergrößerung  $M_d$  der Specklegrammaufnahme, so ergibt sich

$$|\mathbf{u}_x^s + \mathbf{u}_y^s| \gtrsim 2.5 \lambda b_z (1 + M_d) \quad (13)$$

Die Empfindlichkeit für die Messung von in-plane-Geschwindigkeiten bzw. Deformationsraten  $\dot{\epsilon}_{yz}$ ,  $\dot{\epsilon}_{xz}$  und reine Rotationen (achsennahe Aufnahme) erhält man folglich mit

$$\begin{aligned} [(\dot{u}_x)^2 + (\dot{u}_y)^2]^{1/2} &\gtrsim 2.5 / \Delta t \quad b_z (1 + 1/M_d) \\ [(\dot{\epsilon}_{yz} + \dot{\Omega}_x)^2 + (\dot{\epsilon}_{xz} - \dot{\Omega}_y)^2]^{1/2} \\ &= [(\partial \dot{u}_z / \partial y)^2 + (\partial \dot{u}_z / \partial x)^2]^{1/2} \\ &\gtrsim \frac{2.5 \lambda b_z (1 + M_d)}{M_d \Delta t \Delta a (1 + e_{sz})} \end{aligned} \quad (14)$$

##### Obere Meßgrenze

Die obere Meßgrenze der Specklephotografie wird von einer ganzen Reihe von Faktoren beeinflusst [17], [22].

Dazu gehören

- Dekorrelationserscheinungen des Specklemusters bei Objektveränderung (und somit fehlende Zuordnungsmöglichkeit der Muster verschiedener Objektzustände) (A)
- Verschiebung korrelierter Specklebereiche senkrecht zur fotografischen Schicht und Verlassen dieser bei der Objektveränderung (B)
- fehlende zusammengehörige Specklepaare über den Durchmesser des sondierenden Laserstrahles bei der Erzeugung Youngscher Streifen (C)
- unterschiedliche Speckleverschiebungen für verschiedene Specklepaare innerhalb des sondierenden Laserstrahlquerschnittes (D)
- verrauschtes Youngsches Streifenmuster durch Sekundärspeckle (E).

Eine detaillierte Diskussion aller aufgezählten Einflußfaktoren ist im Rahmen dieses Beitrages nicht möglich. Es sei daher auf die ursprünglichen Arbeiten zu den verschiedenen Dekorrelationseffekten bei der Specklegrammaufnahme und -auswertung verwiesen [17], [22], [23]. Die folgende Betrachtung der Einflußfaktoren (A) – (E) beschränkt sich auf die optische Anordnung mit kollimierter Objektbeleuchtung und fokussierter Abbildung zur Bestimmung der Komponenten  $\dot{u}_x$  und  $\dot{u}_y$ ,  $\dot{\epsilon}_{xx}$ ,  $\dot{\epsilon}_{yy}$ ,  $\dot{\epsilon}_{xy}$ ,  $\dot{\Omega}_z$ :

- (A) Dekorrelationserscheinungen bei Objektveränderung treten im Resultat einer Verschiebung des optischen Specklefeldes über die Eingangspupille der abbildenden Optik (bei der Specklegrammaufnahme) und damit unterschiedlicher genutzter Anteile des optischen Feldes bei der Abbildung auf. Sie führen jedoch erst bei Verschiebungen in der Größenordnung des Pupillendurchmessers (einige mm bis cm) und i. a. bei Gliedern des Verschiebungstensors der Größenordnung  $10^{-2}$  zur sichtbaren Kontrastminderung der Youngschen Auswertestreifen [17],

$$\text{d. h. bei } |\dot{\mathbf{u}}| \Delta t > 1/2 f/b_z \text{ und } |\dot{\epsilon}_{ik} +/\!-\ \dot{\Omega}_j| \Delta t; |\dot{\epsilon}_{yy}| \Delta t; |\dot{\epsilon}_{xx}| \Delta t; |\dot{\epsilon}_{xy}| \Delta t > 10^{-2}.$$

- (B) Eine longitudinale Objektbewegung  $|\mathbf{u}_z| = \delta a$  ist gleichbedeutend einer neuen Objektweite  $a + \delta a$  der optischen Abbildung (Bild 1). Das zugehörige, fast unveränderte Specklefeld erscheint in der neuen Bildebene mit  $a' + \delta a'$ . Damit in der räumlich fixierten Aufnahmeebene des Specklegramms ein korreliertes Specklefeld verbleibt, muß die Differenz  $\delta a'$  klein gegen die Specklelänge sein ( $\delta a' \ll 2\lambda/\alpha^2$ ) [1], [17]. Unter Nutzung der üblichen Beziehungen der geometrischen Optik erhält man

$$\delta a = |\dot{\mathbf{u}}_z| \Delta t < 4 \lambda b_z^2 (1 + 1/M)^2 \quad (15)$$

- (C) Wegen der endlichen Fläche des sondierenden Laserstrahls bei der Erzeugung des Spektrums nach (3)

und der gegenseitigen Verschiebung der Specklestrukturen verschiedener Objektzustände liegt während der Specklegrammauswertung keine vollständige Korrelation der beiden Specklemuster vor. Ist die Speckleverschiebung  $u^s > D/2$  ( $D$  – Durchmesser des Laserstrahles), dann tritt eine unzulässige Reduzierung des Streifenkontrastes in (3) ein.

Folglich muß:

$$\sqrt{(u_x^s)^2 + (u_y^s)^2} < D/2$$

$$\text{d.h. } \sqrt{\dot{u}_x^2 + \dot{u}_y^2} < D/2 \quad 1/(\Delta t M) \quad (16)$$

- (D) Deformation und Rotation des Objektes erzeugen eine Ortsabhängigkeit der Specklemusterverschiebung auf dem Specklegramm und führen dadurch für eine wesentliche Änderung von  $u^s$  innerhalb des sondierenden Laserstrahls zur Kontrastreduzierung der Youngschen Streifen. Nach [22] verhält sich der Streifenkontrast beim kreisförmigen Laserstrahl des Durchmessers  $D$  wie

$$\Psi = 2 J_1(\rho) / \rho \quad (17)$$

wo  $J_1$  die Besselfunktion 1. Ordnung und 1. Art ist und für

$$\rho = \frac{\pi |r_H| |\epsilon'| D}{\lambda' F}$$

$$\epsilon' = \begin{pmatrix} \epsilon'_x \\ \epsilon'_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \partial u_x^s / \partial x & \partial u_y^s / \partial x \\ \partial u_x^s / \partial y & \partial u_y^s / \partial y \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}$$

$$\alpha = \arctan(r_{Hx} / r_{Hy}) \quad (18)$$

gilt. Man kann bedingt davon ausgehen, daß  $\Psi$  nicht stark unter 1 fallen darf, d. h.  $\rho \ll 4$  sein muß, und daß diese Bedingung für den zentralen Teil der Youngschen Streifen (mindestens für die 4 zentralen  $\cos^2$ -Streifen) gelten muß. Dann läßt sich unter Verwendung von (4), (8) und (18) zeigen, daß die Bedingungen

$$\sqrt{(\partial \dot{u}_y / \partial x)^2 + (\partial \dot{u}_y / \partial y)^2} < 2/(\pi\sqrt{3}) 1/D |\dot{u}_x + \dot{u}_y|$$

$$\sqrt{(\partial \dot{u}_x / \partial x)^2 + (\partial \dot{u}_x / \partial y)^2} < 2/(\pi\sqrt{3}) 1/D |\dot{u}_x + \dot{u}_y|$$

erfüllt sein müssen. (19)

- (E) Die punktweise Auswertung der Specklegramme mit einem Laserstrahl kleinen Durchmessers  $D$  führt zu verhältnismäßig großen Sekundärspeckle über dem Bild der Youngschen Streifen. Gerät die charakteristische Specklegröße  $2.5 \lambda' F / D$  in die Größenordnung des Streifenabstandes  $F \lambda' / |u^s|$ , so ist eine Auswertung bedeutend erschwert, obwohl sie nicht prinzipiell unmöglich wäre. Folglich sollte der Forderung

$$\sqrt{(u_x^s)^2 + (u_y^s)^2} \ll 0.4 D \quad (20)$$

genügt werden. Sie ist in etwa gleich der Bedingung (16) und muß wegen letzterer immer erfüllt sein.

### Benötigte Laserenergie

Eine brauchbare Abschätzung der Beleuchtungsstärke  $E$  des Specklegramms bei fokussierter Abbildung erhält man unter Voraussetzung eines idealen diffusen Strahlers als Objekt (Lambertscher Strahler mit winkelunabhängiger Leuchtdichte) und dessen gleichmäßige Ausleuchtung bei der Aufnahme. Die Leuchtdichte  $B_o$  des vom Objekt ausgesandten Lichtes ist gleich

$$B_o = 1/\pi P_L / S_o V \quad (21)$$

mit  $P_L$  als Laserleistung,  $S_o$  als ausgeleuchtete Objektfläche und  $V$  als Verlustfaktor der Strahlung bei der Streuung am Objekt. Da für eine ideale Optik die Leuchtdichte des Objektes gleich der des Bildes ist [24], ergibt sich nach Integration von  $B_o$  über den Raumwinkel der Apertur  $\Omega_A$  die Beleuchtungsstärke  $E$  des Specklegramms zu

$$E = 1/\pi P_L / S_o V \int \cos \Theta d\Omega_A$$

$$= 1/4 P_L / S_o V d^2 / a^2 =$$

$$= 1/4 P_L / S_o V 1/b_z^2 (1+M)^{-2} \quad (22)$$

$d$  steht in (22) für den Durchmesser der Aperturpille der Aufnahmeoptik.

Die maximal ausleuchtbare Fläche bei gegebener Impulsenergie des Lasers  $P_L \tau$  und Empfindlichkeit des optischen Aufzeichnungsträgers  $E_D \tau$  ist entsprechend (22)

$$S_{o \max} = 1/4(1+M)^{-2} 1/b_z^2 V (P_L \tau) / (E_D \tau) \quad (23)$$

Wie aus (23) ersichtlich ist, hängt die ausleuchtbare Fläche  $S_{o \max}$  bei vergrößerter Abbildung empfindlich vom Vergrößerungsfaktor  $M$  der Specklegrammaufnahme ab.

Auf die Anforderungen an die Kohärenz der Laserstrahlung soll in diesem Beitrag nicht näher eingegangen werden. Vermerkt sei nur, daß bei der fokussierten Abbildung keine besonderen Forderungen an die einzusetzenden Laser gestellt sind. Wesentlicher wird jedoch der Einfluß der Kohärenz bei defokussierter Specklegrammaufnahme.

## 5. Untersuchung von Schwingungen

Hinsichtlich einer Schwingungsanalyse an festkörpermechanischen Objekten bietet die dynamische Specklephotografie eine Reihe Vorteile. Dies sind insbesondere der Zugriff zu nichtstationären Schwingungsvorgängen, aber auch zu in-plane-Schwingungen, die anderen experimentellen Techniken nur schwer zugänglich sind.

Für den einfachsten Fall einer harmonischen Schwingung ortsunabhängiger Frequenz und Phase  $\mathbf{u} = \mathbf{a}_0 \sin(\omega t + \varphi_0)$  ist nach Beziehung (2) bei scharfer Abbildung der Objektoberfläche die Verschiebung des Specklemusters gleich

$$\mathbf{u}^s = -M(\mathbf{a}_{0x} + \mathbf{a}_{0y}) [\sin(\omega \Delta t + \varphi_0) - \sin \varphi_0] \quad (24)$$

D. h., bei bekannter Frequenz  $\omega$  und Phase  $\varphi_0$  der Eintriggerung des ersten Laserimpulses sind die Komponenten der Schwingungsamplitude entlang der Objektoberfläche (bei optischer Achse parallel zur Oberflächennormale) bestimmbar. Bei Anwendung von 3fach- oder 4fach-Pulstechnik können zusätzlich die Phase  $\varphi_0$  oder die Frequenz  $\omega$  direkt aus dem Experiment bestimmt werden.

Liegen reine out-of-plane-Schwingungen vor, so besteht die Möglichkeit der Amplitudenbestimmung über die defokussierte Abbildung mit (vgl. Formeln (1) und (7))

$$u_x^s = M_d \Delta a (1 + e_{sz}) \partial a_{oz} / \partial x [\sin(\omega \Delta t + \varphi_0) - \sin \varphi_0]$$

$$u_y^s = M_d \Delta a (1 + e_{sz}) \partial a_{oz} / \partial y [\sin(\omega \Delta t + \varphi_0) - \sin \varphi_0] \quad (25)$$

Voraussetzung ist hierbei allerdings, daß mit einer anderen unabhängigen Methode der Absolutwert von  $a_{oz}$  in einem Punkt bestimmt wurde.

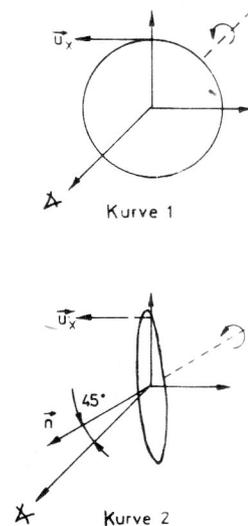
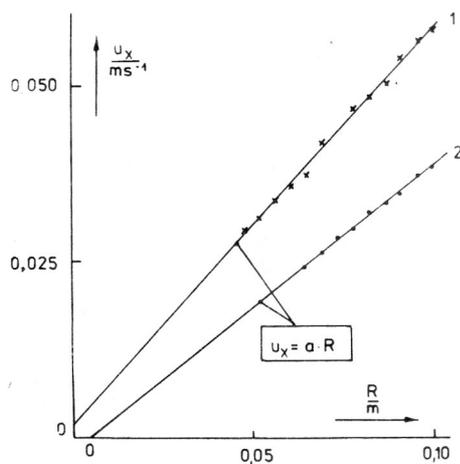
## 6. Experimentelle Beispiele

Zur Einschätzung einiger praktisch relevanter Möglichkeiten der dynamischen Specklephotografie mit handelsüblichen, gütegeschalteten Rubinlasern ( $\lambda = 694 \text{ nm}$ ,

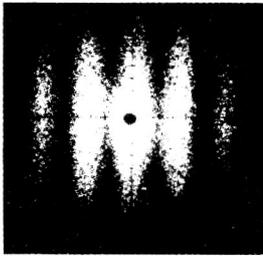
$\Delta t = 1 \dots 1000 \mu\text{s}$ ,  $P_L \tau = 1 \text{ J}$ ) sei von einer gebräuchlichen Geometrie der Specklegrammaufnahme und -auswertung ausgegangen (Aufnahme mit  $b_z = 1.4$ ;  $M_d = 1$ ;  $\Delta a = 5 \text{ cm}$ ,  $f = 80 \text{ mm}$  auf Hologrammplatten des Types 10 E 75 mit  $E_D \tau = 2 \cdot 10^{-2} \text{ J/m}^2$  [25] und  $V = 4 \cdot 10^{-2}$ ; Auswertung mit He-Ne-Laser  $\lambda' = 633 \text{ nm}$  und  $D = 1 \text{ mm}$ ).

Folgende Bedingungen lassen sich fixieren:

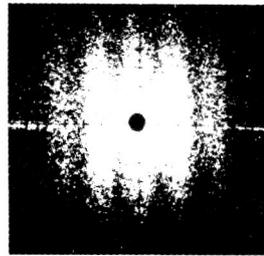
- untere Meßgrenze der in-plane-Verschiebungsgeschwindigkeit  $|\dot{\mathbf{u}}_x + \dot{\mathbf{u}}_y|$   
 $5 \cdot 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$
- untere Meßgrenze der Rotationsgeschwindigkeit/Deformationsrate  
 $[(\dot{\epsilon}_{yz} + \dot{\Omega}_x)^2 + (\dot{\epsilon}_{xz} - \dot{\Omega}_y)^2]^{1/2}$   
 $10^{-1} \text{ s}^{-1}$
- obere Meßgrenze für in-plane-Verschiebungsgeschwindigkeit  $|\dot{\mathbf{u}}_x + \dot{\mathbf{u}}_y|$   
 $3 \cdot 10^4 \text{ ms}^{-1}$  (A)  
 $5 \cdot 10^2 \text{ ms}^{-1}$  (C, E)
- maximal zulässige Größen während der Messung einer in-plane-Verschiebungsgeschwindigkeit:
  - out-of-plane-Verschiebungsgeschwindigkeit  $\dot{\mathbf{u}}_z$   
 $0.02 \dots 20 \text{ ms}^{-1}$  (B) (je nach  $\Delta t$ )
  - Rotationsgeschwindigkeit/Deformationsrate  $\dot{\epsilon}_{ik} +/\dot{\Omega}_j, \dot{\epsilon}_{xx}, \dot{\epsilon}_{yy}$   
 $10 \dots 10^4 \text{ s}^{-1}$  (A)
  - relativer in-plane-Gradient der x,y-Komponenten der Verschiebungsgeschwindigkeit  $|\nabla_u \dot{\mathbf{u}}_i| / |\dot{\mathbf{u}}_i|$  ( $i = x, y$ )  
 $400 \text{ m}^{-1}$  (D)



**Bild 4**  
Specklefotografische Bestimmung der Verschiebungsgeschwindigkeit auf einer rotierenden Kreisscheibe entlang des Kreisradius R



Hologramm - Platten  
Holotest 10E75

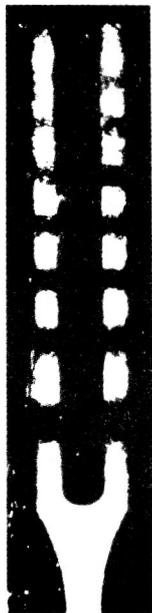


Feinkornfilm  
ORWO MA 8

**Bild 5**  
Youngsche Streifenmuster von Doppelimpulsspecklegrammen,  
auf verschiedenen Aufzeichnungsträgern aufgenommen

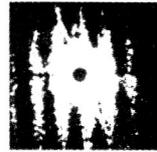
Raumfilter -  
aufnahme

Fourierspektrum einzelner  
Objektbereiche

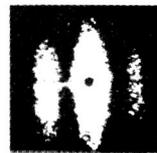


Auslenkung

138 µm



78 µm



27 µm

Impulsabstand : 600 µs

Pulse - Energie : 20 m J

**Bild 6**  
Mit Doppelimpulsspecklephotografie aufgenommene schwingende  
Stimmgabel

— maximal ausleuchtbare Fläche  $S_0$   
600 cm<sup>2</sup>

Die Abschätzung der ausleuchtbaren Fläche ist wegen der Unschärfe der Empfindlichkeitsdaten der Hologrammplatten für den Impulsbetrieb nur sehr grob; experimentelle Befunde haben jedoch gezeigt, daß die angegebene Größe realistisch ist.

Die nachfolgenden Prinzipversuche demonstrieren specklephotografische Messungen an bewegten Objekten. Bild 4 zeigt die Vermessung der Verschiebungsgeschwindigkeit einer rotierenden Kreisscheibe entlang des Kreisradius. Die Verschiebungsgeschwindigkeit ist eine lineare Funktion des Abstandes R vom Drehzentrum.

Der unterschiedliche Anstieg der Kurven 1 und 2 dokumentiert die reine in-plane-Sensitivität der Messung (d. h. senkrecht zur optischen Achse). Zugehörige Youngsche Streifenmuster zeigt Bild 5. Neben hochauflösenden Holografieaufzeichnungsträgern lassen sich bei etwas verringerter Qualität der Streifen ebenfalls weniger kostenaufwendige Materialien, wie z. B. der handelsübliche Feinkornfilm ORWO MA 8, verwenden.

Bild 6 enthält das Specklegramm einer in der Objekt-oberfläche schwingenden Stimmgabel. Die Raumfilteraufnahme zeigt Streifen gleicher in-plane-Verschiebungskomponente. Daneben sind die zugehörigen Youngschen Streifen desselben Specklegramms gezeigt.

## 7. Zusammenfassung

In einer Übersicht wurden einige wesentliche specklephotografische Möglichkeiten zur Bestimmung von Verschiebungsgeschwindigkeiten, Deformationsraten, Rotationsgeschwindigkeiten und Schwingungsamplituden an dynamischen festkörpermechanischen Objekten unter Zuhilfenahme gepulster Laser dargestellt. Entscheidende das Meßverfahren eingrenzende Faktoren, wie die Auflösungsgrenze, die obere Grenze des Meßintervalls für Verschiebungsgeschwindigkeiten, Einschränkungen der zulässigen Verschiebungsgeschwindigkeiten und deren Gradienten, sowie die geforderte Laserenergie wurden diskutiert. Beispiele specklephotografischer Messungen demonstrieren die Nutzung des Verfahrens zur Ermittlung der in-plane-Verschiebungsgeschwindigkeit und zur Untersuchung von in-plane-Schwingungen.

## LITERATUR

- [1] Francon, M.: Laser Speckle and Applications in Optics, Academic Press, New York, 1979.
- [2] Speckle Metrology, ed. by Erf R. K., Academic Press, New York, 1978.
- [3] Yamaguchi, I.: Fringe formation in deformation and vibration measurements using laser light. Progress in Optics, Vol. XXII, Elsevier Science Publishers B. V., North-Holland, 1985.
- [4] Клименко, И. С.: Голография сфокусированных изображений и спеклинтерферометрия. Изд. Наука, Москва, 1985.
- [5] Höfling, R.: Möglichkeiten der Specklemeßtechnik in der Festkörpermechanik unter Einbeziehung eines digitalen Bildverarbeitungssystems, Akademie der Wissenschaften der DDR, Institut für Mechanik FMC-Serie Nr. 18, Karl-Marx-Stadt, 1985.
- [6] Barker: Exp. Mech. 16 (1976), 203 ff.
- [7] Yamaguchi, I.: Accelerated laser-speckle strain gauge. Proc. of SPIE Vol. 556 (1985), 132 - 138.
- [8] Matthys, D. R., Dudderar, T. D., Gilbert, J. A., Taher, H. A., Johnson, H. S.: Speckle metrology combined with finite-element modeling for stress analysis. Opt. Eng. 25 (1986), No. 6, 749 - 753.
- [9] Großer, V., Aswendt, P.: Thermische Verformungsuntersuchungen an Ilmavit mittels Specklephotografie, Silikattechnik 38 (1987), Nr. 10, 356 - 358.
- [10] Tiziani, H. J.: Vibration analysis and deformation measurement. In [2]

- [11] Großer, V., Vogel, D., Höfling, R., Chmielewski, R., Meisel, U.: Some aspects of vibration analysis by laser metrology, Int. Conf. Measurement of Static and Dynamic Parameters of Structures and Materials, Plzen, 26. – 28. 5. 1987.
- [12] Ansari, F.: Analysis of micro-cracked zone in concrete, in „Fracture Toughness and Fracture Energy of Concrete, ed. by Wittmann, F. H., Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam, 1986.
- [13] Mozga, Z.: Speckle photography method of analysis of displacements at the crack tips developing in brass specimens subject to tension, Arch. Mech. 38 (1986), Nr. 4, 359 – 367.
- [14] Chiang, F. P., Kao, T. Y.: Mapping in-plane stress waves in solids by laser speckles, Mech. Res. Comm. 5 (1978), Nr. 3, 133 – 137.
- [15] Trolinger, J. D.: Particle and flow field holography – a critical survey. Proc. of SPIE Vol. 532 (1985), 40 – 62.
- [16] Pickering, C. J. D., Halliwell, N. A.: Particle image velocimetry: fringe visibility and pedestal removal. Appl. Opt. 24 (1985), No. 16, 2474 – 2476.
- [17] Yamaguchi, I.: Fringe formation in speckle photography. J. Opt. Soc. Am. A 1(1984), No. 1, 81 – 86.
- [18] Yamaguchi, I.: Automatic measurement of in-plane translation by speckle correlation using a linear sensor, J. Phys. E: Sci. Instrum. 19 (1986), 944 – 949.
- [19] Chu, T. C., Ranson, W. F., Sutton, M. A., Peters, W. H.: Application of digital-image-correlation techniques to experimental mechanics. Exp. Mech. 25 (1985), 232 – 244.
- [20] Pitlak, R. T., Page, R.: Pulsed lasers for holographic interferometry. Opt. Eng. 24 (1985), No. 4, 639 – 644.
- [21] Chiang, F. P., Adachi, J., Anastasi, R., Beatty, J.: Subjective laser speckle method and its application to solid mechanics problems. Opt. Eng. 21 (1982), No. 3, 379 – 390.
- [22] Chiang, F. P., Li, D. W.: Random (speckle) patterns for displacement and strain measurement: some recent advances. Opt. Eng. 24 (1985), No. 6, 936 – 943.
- [23] Li, D. W., Chen, J. B., Chiang, F. P.: Statistical analysis of one-beam subjective laser speckle interferometry, J. Opt. Soc. Am. A 2 (1985), No. 5, 657 ff.
- [24] Зайдель, А. Н., Островская, Г. В., Островский, Ю. И.: Техника и практика спектроскопии, тл. 5.1, изд. Наука, Москва, 1976.
- [25] Vest, Ch. M.: Holographic Interferometry, John Wiley & Sons, New York, 1979.
- [26] Chiang, F. P., Li, D. W.: Laws of speckle movement in space. Opt. Eng. 25 (1986), No. 5, 667 – 670.
- [27] Gregory, D. A.: Speckle photography in engineering applications, in „The Engineering Uses of Coherent Optics”, Cambridge University Press, London, 1976.

Anschrift des Verfassers:

Dr. D. Vogel  
 Akademie der Wissenschaften der DDR  
 Institut für Mechanik  
 PF 408  
 Karl-Marx-Stadt  
 9010