6 Laser-Speckle

H. J. Tiziani

6.1 Entstehung und einige Eigenschaften der Laser-Speckle

Die Granulation (Speckle) stellt eine kontrastreiche körnige Struktur dar, die überall im Raum auftritt. Laser-Speckle treten auf, wenn eine optisch rauhe Oberfläche mit kohärentem Laser-Licht beleuchtet wird. Sie tritt immer auf bei einer optischen Abbildung eines mit kohärentem Licht beleuchteten diffus streuenden Gegenstandes.
Optisch rauh ist eine Oberfläche, wenn die Unebenheiten in der Größenordnung der Wellenlänge oder größer sind. Die kohärenten Wellen, die an den einzelnen unebenen Objektelementen gestreut werden, interferieren im Raum und bilden die Speckle-Muster. Die Wellen, die von der optisch rauhen Oberfläche gestreut werden, haben zufällige reelle Amplituden und Phasen. Laue hat schon früh ähnliche Erscheinungen studiert im Zusammenhang mit der Beugung an zufällig in einer Ebene verteilten Löchern. Ähnliche statistische Phänomene können auch bei der Ausbreitung von Radiowellen gefunden werden.
Obwohl das Speckle-Phänomen überall im Raum auftritt, interessieren wir uns speziell für die Auswirkungen in der Fourier- und Bildebene. Im folgenden Abschnitt werden phänomenologisch die wichtigsten Eigenschaften der Speckle diskutiert.
In Bild 6.1 wird ein optisch rauhes Objekt mit einer kohärenten Kugelwelle mit Zentrum in E beleuchtet. Zur Vereinfachung der Skizze wird ein transparentes Objekt mit den Unebenheiten auf der Austrittsfläche gewählt. Stellen wir uns vor, die Unebenheiten seien zufällig verteilte positive und negative Linsenelemente. Je nach der Krümmung der Linsenelemente wird das Licht unter kleinerem oder größerem Winkel gestreut. Die Strahlen mit zwei Pfeilen verlaufen unbeeinflußt zu E. Das konvexe Linsenelement fokussiert im Punkt P_1 und divergiert ein relativ schmales Strahlenbündel mit der Wellenfront W_1. Mit Hilfe von Bild 6.1 wird die Entstehung der sog. objektiven Speckles in der Ebene durch E diskutiert.
Das konvexe Linsenelement in O_2 erzeugt ein durch stärkere Krümmung stärker divergierendes Strahlenbündel mit der Wellenfront W_2. In der Beugungsebene entstehen Beugungsbilder, bedingt durch Interferenz der verschiedenen kohärenten Wellen. Die Wellen haben aber jeweils eine zufällige Phase, die von der jeweiligen Dickenvariation der Objektoberfläche abhängt.
Zum Punkt Q_1 trägt das Licht der verschieden rauhen Oberflächenelemente bei. Im Punkt Q_2 tragen nur stark gekrümmte Elemente des Objektes bei. Demzufolge ist die Einhüllende der Intensität des Beugungsbildes in Q_1 größer als in Q_2. Für eine Gaußsche Rauhigkeitsverteilung im Objekt wird im Beugungsbild eine von der Mitte zum Rand kontinuierlich abnehmende Intensitätsverteilung

der Einhüllenden erwartet. Die Standardabweichung von Größe und Krümmung der rauhen Elemente bestimmt die Einhüllende des Intensitätsverlaufes im Beugungsbild. Beispielsweise würde eine über das ganze Objekt identische Rauhigkeit einen abrupten Abfall des Intensitätsverlaufes der Einhüllenden zur Folge haben. In Bild 6.2 sind zwei Beispiele einer mehr (A) und weniger (B) rauhen Oberfläche gezeigt. Die entsprechenden Frequenzspektren sind in Bild 6.2 (C) bzw. (D) aufgetragen.

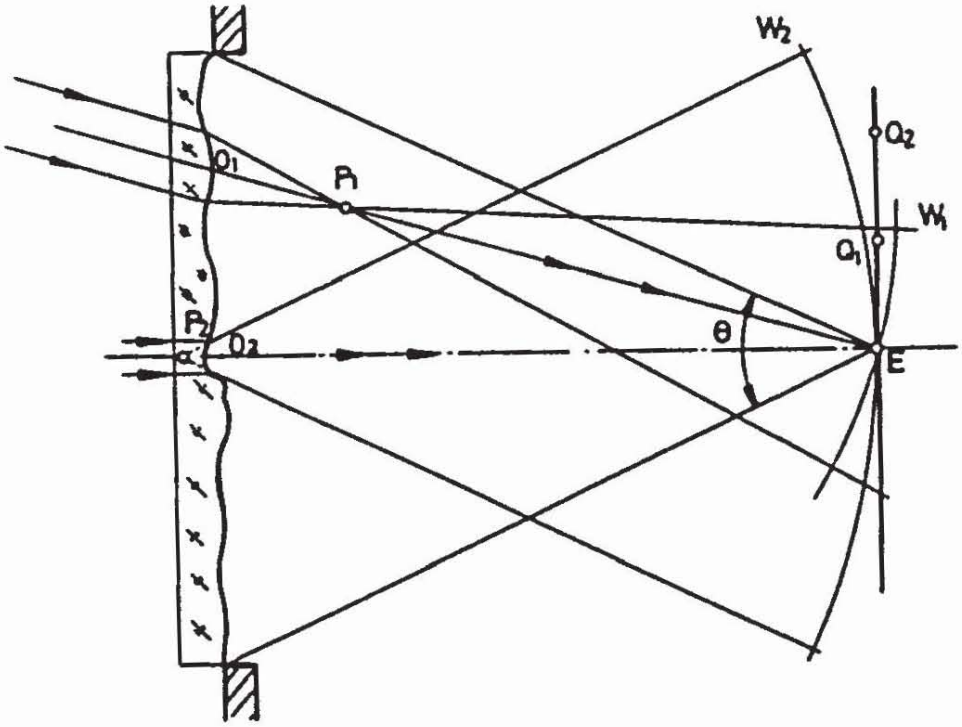


Bild 6.1: Speckleentstehung

Bei kohärenter Beleuchtung werden die von einzelnen Oberflächenpunkten kommenden Lichtwellen zunächst, unter Berücksichtigung ihrer ortsabhängigen Phasen und Amplituden addiert. Es gilt für einen Punkt Q (siehe Kap. 3).

$$I(Q) = \frac{1}{2} \vec{E}\vec{E}^* = \frac{1}{2} \sum_n E_n \sum_n E^*_n$$

Die Phase φ_n ist bei rauhen Oberflächen zufällig und Werte zwischen 0 und 2π treten gleich häufig auf. Eine resultierende Intensität mit kleineren Werten von I (Q) tritt häufiger auf als mit großen (für weitere Erläuterungen siehe Ref. 12). Die Häufigkeitsverteilung oder Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist nach der Statistik 1. Ordnung.

$$p(I) = \frac{1}{\langle I \rangle} \exp\left[-\frac{I}{\langle I \rangle}\right] .$$

$$\text{mit dem Mittelwert } \langle I \rangle = \frac{\sum_{1}^{N} I_n}{N}$$

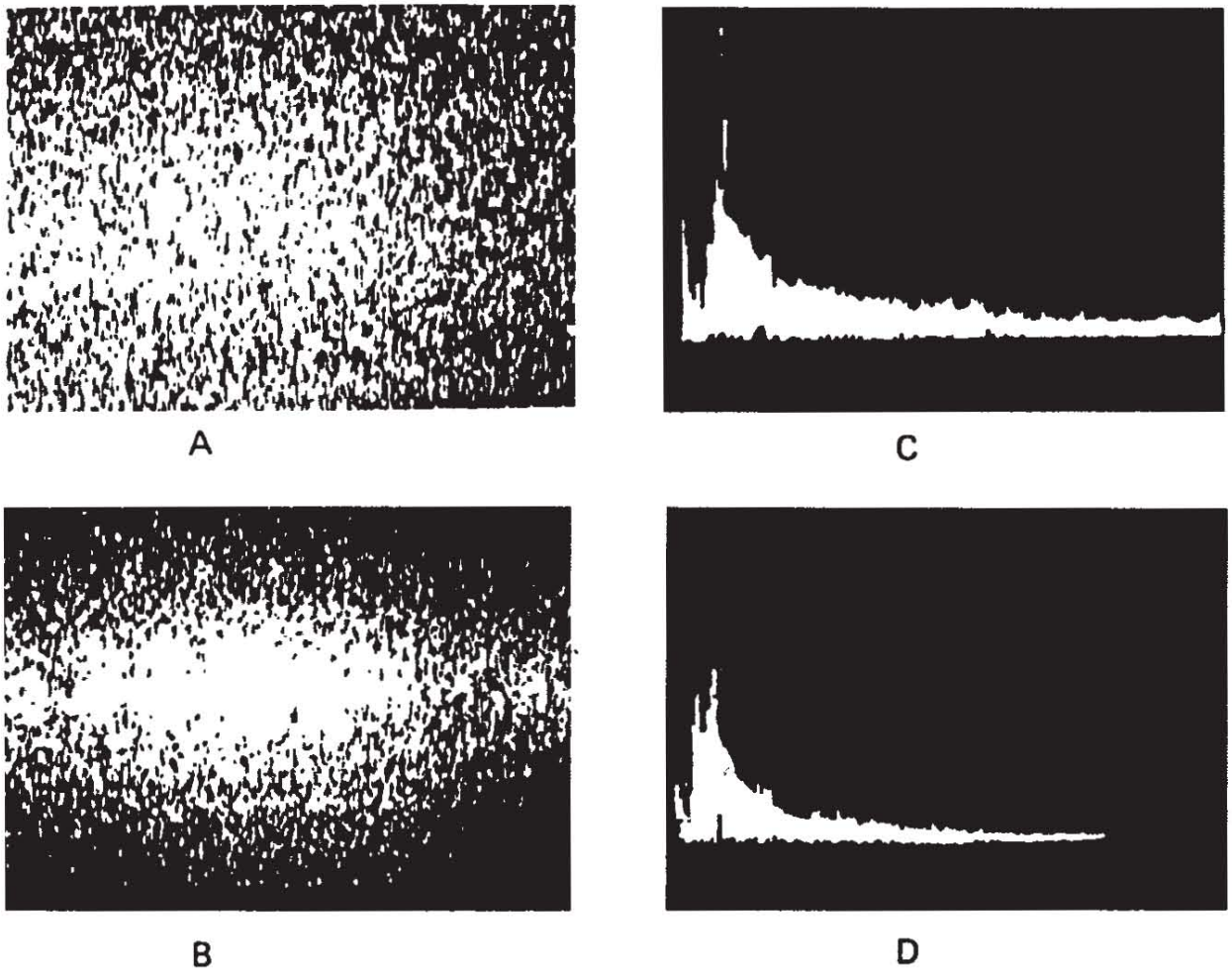


Bild 6.2: A, B: Speckleverteilung bei rauheren, bzw. glatteren Oberflächen-Strukturen
C, D: Entsprechende Spektren der Mikrorauheit

Bild 6.3 gibt die Häufigkeitsverteilung oder Wahrscheinlichkeitsfunktion p(I) bei kohärenter Beleuchtung wieder.
Die Häufigkeitsverteilung bei inkohärenter Beleuchtung, wenn viele streuenden Elemente beitragen, wird sich enger um den arithmetischen Mittelwert $\langle I \rangle$ konzentrieren. Die Standardabweichung wird mit zunehmender Anzahl von Streuelementen kleiner.
Wie groß ist jetzt die feinste Struktur dieser Speckles? Sie ist gegeben durch Interferenz der Wellen vom Rand der Objektausdehnung. Die Beugung kann als Überlagerung der paarweise interferierenden Wellen betrachtet werden. Die feinste Struktur ergibt sich aus dem Interferenzbild der zwei Wellen mit größtem

Winkel zueinander. Diese feinste Interferenzstruktur folgt aus $\frac{\lambda}{\theta}$ im entsprechenden Azimuth, wenn θ von E aus gesehen der größte Winkel ist, unter dem das begrenzte Objekt gesehen wird. Mit statistischen Methoden kann gezeigt werden, daß die vorwiegend vorkommenden Speckles die laterale Ausdehnung $\frac{\lambda}{\theta}$ haben. Die axiale Speckleausdehnung ergibt sich zu $\frac{\lambda}{\theta^2}$;

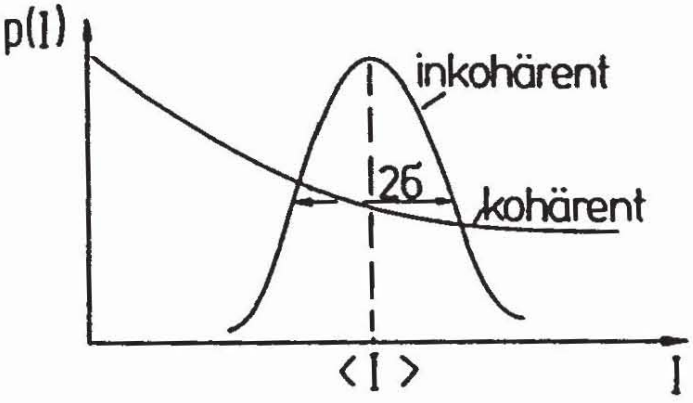


Bild 6.3: Häufigkeitsverteilung bei kohärenter und inkohärenter Beleuchtung

Aus diesen einfachen phänomenologischen Zusammenhängen kann sowohl die Intensität der Einhüllenden als auch die Struktur der Speckles abgeschätzt werden. Die Einhüllende läßt Rückschlüsse auf die Rauheit zu. Eine Reduktion des Objektfeldes führt zu größeren Speckles entsprechend $\frac{\lambda}{\theta}$, ohne daß die Einhüllende wesentlich geändert wird. Bei diesen einfachen Überlegungen wird vorausgesetzt, daß das Objekt noch groß genug ist, um ein repräsentatives Muster mit zufällig verteilter Struktur zu besitzen. Es kann auch demonstriert werden, daß der Speckle-Kontrast eins werden kann (1, 2).

Die Abbildung optisch rauher Flächen ist ebenfalls von Bedeutung (Bild 6.4). Dabei soll aber die Rauhigkeit kleiner als die Auflösungsgrenze sein. Es soll noch darauf hingewiesen werden, daß zwischen Objekt und Eintrittspupille bzw. zwischen Austrittspupille und Bild eine Fourier-Transformationsbeziehung existiert.

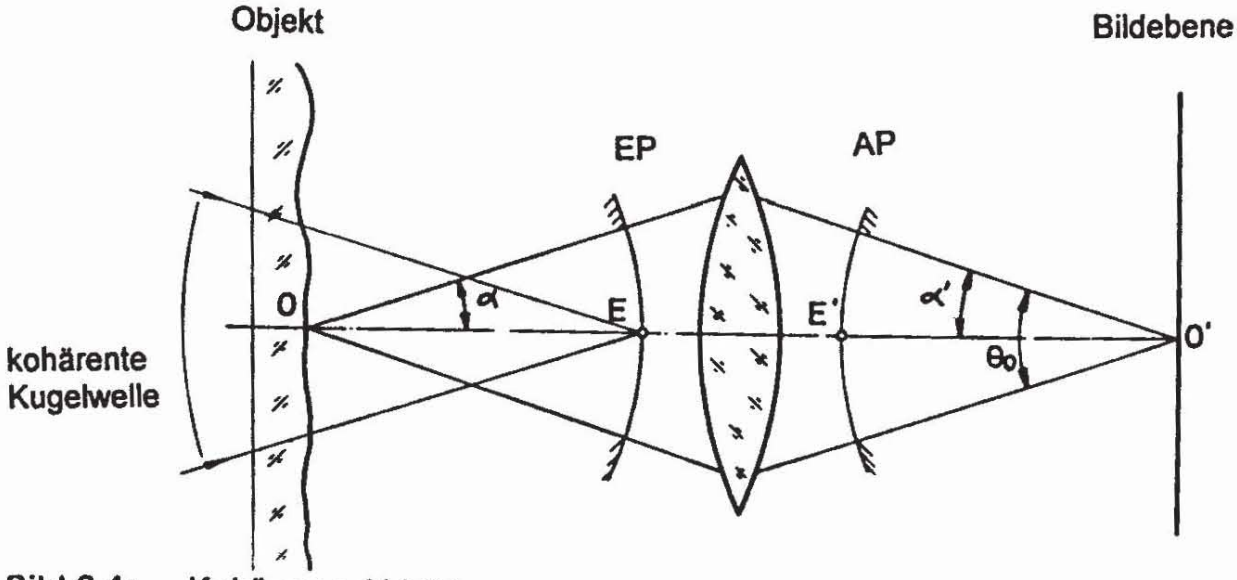


Bild 6.4: Kohärente Abbildung

Eine mit kohärentem Licht beleuchtete rauhe Oberfläche erzeugt in der Eintrittspupille ein zufällig verteiltes Specklemuster, welches von der Optik leicht modifiziert in der Austrittspupille erscheint. In der Bildebene erscheint durch Überlagerung der zufällig verteilten Phasenelemente von der Austrittspupille ein Specklemuster. Die kleinste und gleichzeitig dominierende laterale Ausdehnung ergibt sich durch Interferenz der Randstrahlen. Sie ist näherungsweise gegeben durch $\frac{\lambda}{\theta_0}$, wenn θ_0 der Konvergenzwinkel des Strahlenbüschels zur Bildentstehung ist. Die Specklegröße und Form kann durch Variieren der Linsen-Apertur geändert werden. Gelegentlich bezeichnen wir diese als subjektive Speckle.
Anhand der bisherigen und nachfolgenden Beobachtungen können die Speckles als Informationsträger betrachtet werden und nicht als Rauschen. Wichtige technische Anwendungen sind in jüngster Zeit möglich geworden: Rauhigkeitsmessung, berührungslose Deformationsmessung, Schwingungsmessung.

6.2 Speckle-Fotografie

Das Speckle-Phänomen oder die Granulation ist bei all denen bekannt, die mit Lasern arbeiten. In der Holografie oder bei kohärenter Bildverarbeitung ist Speckling sehr störend. Es ist außerordentlich schwierig, das Speckle-Phänomen zu eliminieren. Es läßt sich allerdings reduzieren durch Überlagerung mehrerer Specklemuster oder im Zeitmittel durch zeitlich variierende Phase.
Das Speckle Phänomen kann aber in der Meßtechnik eingesetzt werden. Es kann gezeigt werden, daß sich die Speckles bei Verschiebung der rauhen Oberfläche mitbewegen – und zwar genau so, als ob die Speckles Teil des Objektes wären –, mindestens für kleine Bewegungen. Dies trifft zu, obwohl die Detailstruktur der rauhen Oberfläche nicht aufgelöst wird. In Bild 6.5 ist dies veranschaulicht. Während einer kleinen Bewegung der rauhen Oberfläche wurde das Bild registriert (b). Für stationäre Teile des Objektes ist das Specklemuster unverändert (a), bei bewegten wandern die Speckles mit.
Dieses Verhalten wird ausgenutzt zur Bewegungs-, Deformations- und Schwingungsmessung.

a b

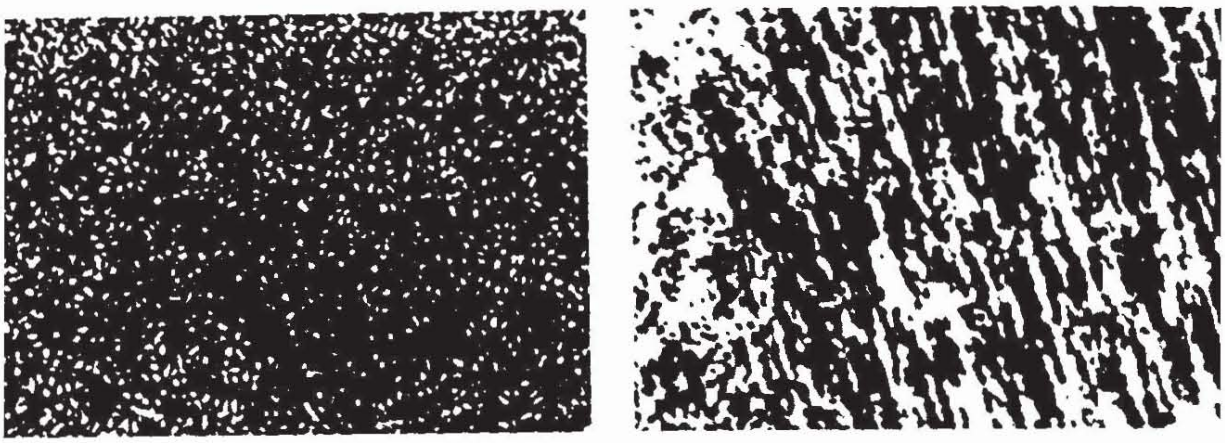


Bild 6.5: Bewegung des Specklemusters

6.2.1 Bewegungsmessung mittels Speckle Fotografie

Das optisch rauhe Objekt wird mit kohärentem Licht, z. B. von einem Laser beleuchtet (Bild 6.6).

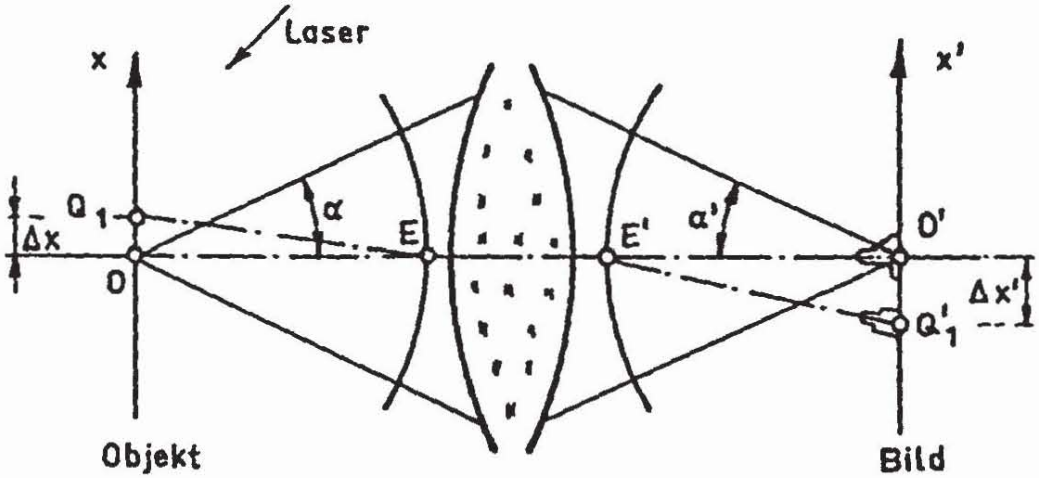


Bild 6.6: Prinzip der Specklebewegung

Bewegt sich das Objekt oder ein Teil des Objektes von 0 nach Q_1, wandert das entsprechende Specklemuster ebenfalls von 0' nach Q'_1, dabei ist $\overline{0'Q'_1} = \overline{\beta' 0Q_1}$ (β' = Abbildungsmaßstab).

Registrieren wir die Specklemuster vor und nach der Bewegung, z. B. auf einer feinkörnigen Fotoemulsion, so erhalten wir paarweise identische Speckle. Wegen der Integrationseigenschaft der Fotoschicht können zeitlich nacheinander Specklemuster registriert werden, die später zusammen ausgelesen und verglichen werden können.

Vergleichen wir das Beugungsbild dieser Specklepaare, so unterscheidet es sich unwesentlich vom Beugungsbild von zwei mit kohärentem Licht beleuchteten

Punkten oder Spalte. Solche Beugungsbilder wurden schon von Thomas Young analysiert. In Bild 6.7 wird das Beugungsbild in der hinteren Brennebene beobachtet.
In der hinteren Brennebene der Linse erhalten wir die Fourier-Transformation eines kohärent beleuchteten Objektes in der vorderen Brennebene. Wir interessieren uns aber nur für die Intensität, so daß die Objektposition unkritisch ist.

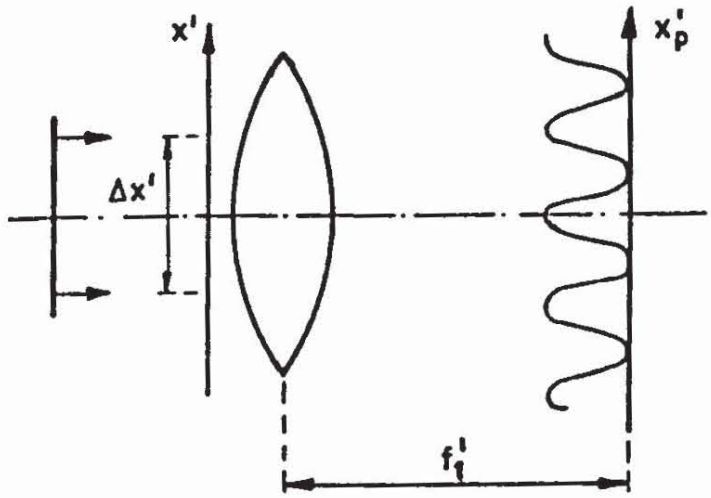


Bild 6.7:
Prinzip des Young'schen Experiments mit paarweise auftretenden Speckles

Die beiden identischen Speckle beschreiben wir mit

$$B'(x', y') * \left\{ \delta\,(x', y') + \delta\,(x' - \Delta x', y') \right\} . \tag{6.1}$$

* bedeutet Faltung

Das Beugungsbild in der Brennebene ist die Fourier-Transformation von (6.1).

Setzen wir hier reduzierte Raumfrequenzen $\begin{cases} f_x = \dfrac{x'_p}{\lambda f'_1} \\ f_y = \dfrac{y'_p}{\lambda f'_1} \end{cases}$, so wird

$$\begin{aligned} a\,(f_x, f_y) &= \iint \left[B'\,(x', y') * \left\{ \delta\,(x', y') + \delta\,(x' - \Delta x', y') \right\} \right] \cdot \\ &\quad \cdot\, e^{-i2\pi\,(x' f_x + y' f_y)}\, dx'\, dy' \\ &= FT\,[B'\,(x', y')] \cdot \left\{ 1 + e^{-i2\pi \Delta x' f_x} \right\} \end{aligned} \tag{6.2}$$

Die Intensität ist (Bild 6.8a)

$$|a\,(f_x, f_y)|^2 = |FT\,[B'\,(x', y')]|^2 \cdot 2\,\left\{ 1 + \cos\,(2\pi \Delta x' f_x) \right\} \tag{6.3}$$

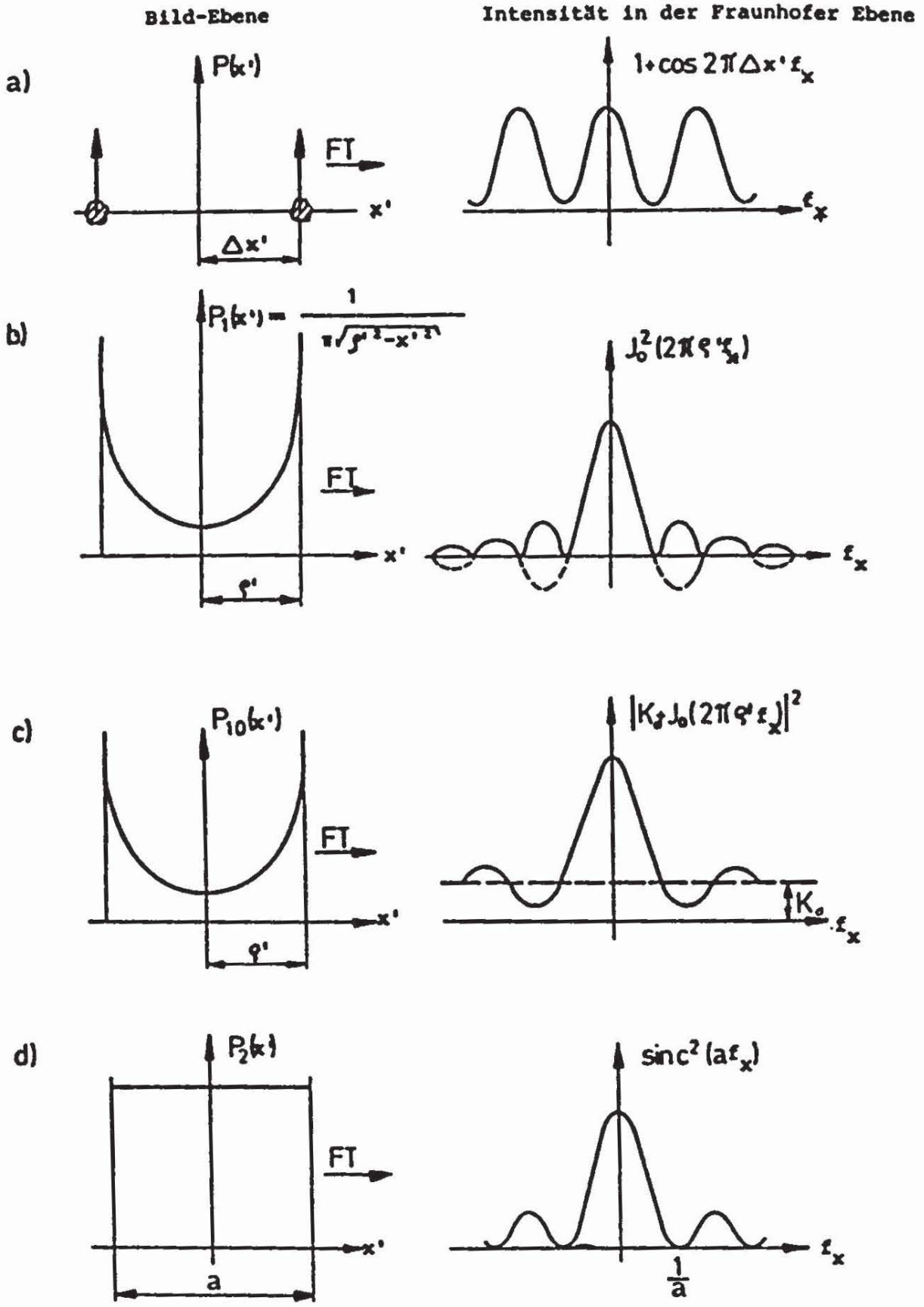


Bild 6.8: Specklebewegung mit entsprechender Intensitätsverteilung in der Fraunhofer Ebene

FT $\{B'(x', y')\}$ ist im wesentlichen die Fourier-Transformation der Intensität des Punktbildes. Dies ist aber die Autokorrelation der Pupillenfunktion des abbildenden optischen Systems. Der zweite Faktor liefert die Interferenzstreifen mit den Maxima für

$$2\pi \Delta x' f_x = m\, 2\pi\,; \qquad m = 0, 1, 2 \ldots M.$$

Mit m = 1 ergibt sich der Streifenabstand x'_p, wenn wir noch die Normierung von f_x berücksichtigen:

$$f_{x_1} = \frac{x'_p}{\lambda f'_1}$$

$$\Delta x' = \frac{1}{f_{x_1}} = \frac{\lambda f'_1}{x'_p} \tag{6.4}$$

Der Streifenabstand ist umgekehrt proportional der Verschiebung:

$$x'_p = \frac{\lambda f'_1}{\Delta x'} \text{ bzw. } x'_p = \frac{\lambda f'_1}{\beta' \Delta x} \quad (\beta' = \text{Abbildungsmaßstab}).$$

6.2.2 Analyse von harmonischen Schwingungen

In der Objektebene liege eine harmonische, laterale Schwingung vor (Bild 6.7). Betrachten wir jetzt die Specklepaare nur in den Extremstellen, die durch stroboskopische Beleuchtung (synchron zur Schwingung erzeugte Blitze) eingefroren werden.
Die fotografische Schicht registriert dann nur die Specklepaare in den Extremstellen. Die mechanische Schwingung ist auf eine Verschiebung reduziert.
Belichten wir aber die Fotoplatte ohne stroboskopische Beleuchtung während einer Anzahl Schwingungen der Schwingungsamplitude ρ, so ist einleuchtend, daß die Aufenthaltsdauer der Speckles im Umkehrpunkt am größten, in der Mitte, wo die größte Geschwindigkeit vorherrscht, am kleinsten ist.
Wir können die eigentliche Aufenthaltsdauer zur mittleren eindimensional schreiben als

$$p_1(x') = \frac{1}{\pi \sqrt{\rho'^2 - x'^2}} \tag{6.5}$$

Die auftretende Schwärzung ist proportional zu $p_1(x')$, sofern ein linearer fotografischer Prozeß vorausgesetzt wird. Die Fourier-Transformation wird:

$$a(f_x) = \int \frac{1}{\pi \sqrt{\rho'^2 - x'^2}} \exp.[-i2\pi f_x x']\, dx'$$

$a(f_x) = J_0\,[2\pi\rho' f_x]$ [, J_0 = Besselfunktion nullter Ordnung und 1. Art

und die Intensität ist (Bild 6.8b)

$$|a(f_x)|^2 = J_0^2\,[2\pi\rho' f_x] \tag{6.6}$$

Die Nullstellen der Besselfunktion J_0 sind bei $2\pi f_x \rho' = 2{,}40;\ 5{,}52$. Bezeichnen wir den Abstand bis zum ersten Minimum mit $\frac{x'\rho}{2}$, und setzen wir für $f_x = \frac{xf}{\lambda f'}$ ein, so wird

$$\rho' = \frac{2{,}40}{2\pi} \quad \frac{\lambda f'_1}{x'\rho/2} = 0{,}76\ \frac{\lambda f'_1}{x'\rho} \tag{6.7}$$

Durch zusätzliche Überlagerung des Bildes des stationären Schwingers auf die Zeitmittelaufnahme ergibt sich im Beugungsbild (eindimensional)

$$a(f_x) = \mathrm{FT}\left\{\delta(x') + \frac{1}{\pi\sqrt{\rho'^2 - x'^2}}\right\}$$

$$a(f_x) = K_0 + J_0\,[2\pi\rho' f_x]$$

und die Intesität wird (Bild 6.8c)

$$|a(f_x)|^2 = |K_0 + J_0\,[2\pi\rho' f_x]|^2 \tag{6.8}$$

Die Besselfunktion ist einem Untergrund überlagert, der mit der Belichtungszeit gesteuert werden kann.

6.2.3 Analyse von rauhen Oberflächen mit konstanter Geschwindigkeit

Bei der Analyse der konstanten Geschwindigkeit wird das Specklemuster während der Zeit τ belichtet, so daß der zurückgelegte Weg $a = v\tau$ ist.
Die Fouriertransformation liefert ein Beugungsbild

$$a(f_x) = \int_{-a/2}^{a/2} 1 \exp[-i2\pi x' f_x]\, dx' = a\ \frac{\sin \pi a f_x}{\pi a f_x}$$

und die Intensität wird (Bild 6.8d)

$$|a(f_x)|^2 = a^2 \operatorname{sinc}^2 (af_x). \tag{6.9}$$

Daraus kann die Geschwindigkeit errechnet werden.

6.4 Untersuchung von Verkippungen von optisch rauhen Oberflächen

Wird eine optisch rauhe Oberfläche mit einer Planwelle beleuchtet, und werden die Specklemuster nicht in der Bildebene, sondern in der Brennebene der Linse registriert, können kleinste Kippungen aus der Objektebene bzw. Rotation genau gemessen werden. Dies auch in der Gegenwart von Verschiebungen in der Ebene.
Bei senkrechtem Lichteinfall (Bild 6.9) werden nach einer Verkippung die entsprechenden Speckle in der Brennebene für kleine Verkippungen um $2f'\gamma$ seitlich verschoben. Eine genauere Analyse der Verschiebung der Speckles in der Fourier-Ebene folgt anhand von Bild 6.10.

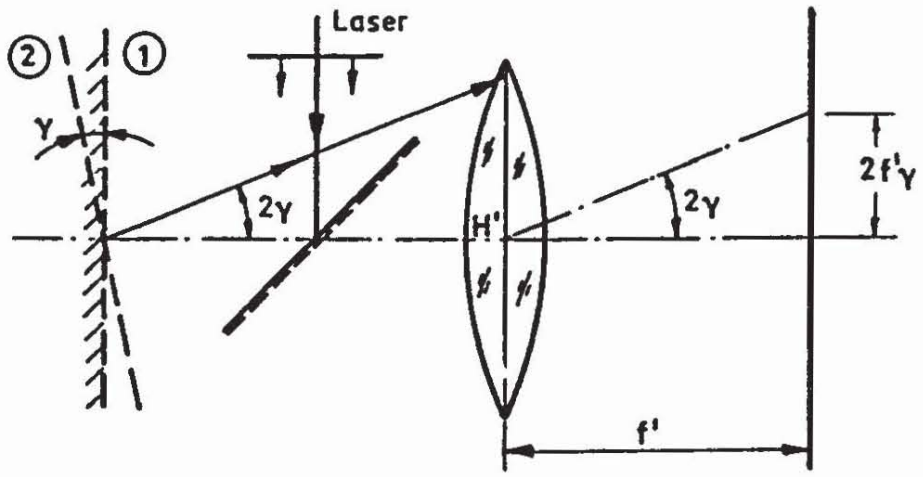


Bild 6.9: Speckleaufnahme für Verkippungsmessung bei senkrechtem Lichteinfall

Beim Verkippen der rauhen Oberfläche um einen Winkel γ ändert sich der optische Weg bezogen auf zwei identische Punkte der rauhen Oberfläche vor und nach der Verkippung. Durch die Verwendung einer kohärenten Planwelle wird die Analyse vereinfacht. Das Rotationszentrum ist in H angenommen, die Brechzahl $n = 1$.

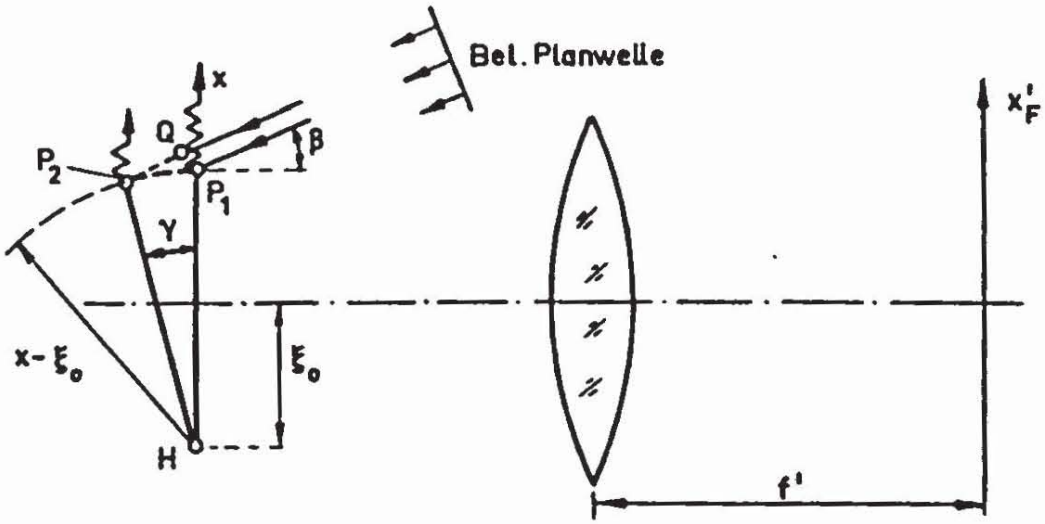


Bild 6.10: Speckleaufnahme für Verkippungsmessung bei schrägem Lichteinfall

Durch Verkippung um den Winkel γ wandert der identische Punkt P_1 nach P_2, so daß der optische Weg ändert nach

$$[QP_2] = 2\,(x - \xi_0)\,\sin\frac{\gamma}{2}\cos\left(\beta - \frac{\gamma}{2}\right)$$

und für kleine Winkel γ

$$[QP_2] \approx 2\,(x - \xi_0)\,\frac{\gamma}{2}\cos\beta \tag{6.10}$$

Der gesamte optische Weg hat sich geändert um näherungsweise

$$[QP_2] + (x - \xi_0)\,\gamma \approx \gamma\,(x - \xi_0)\,(1 + \cos\beta).$$

Das Specklemuster des Objektes vor der Verkippung in der Fourier-Ebene sei $a\,(x'_F, y'_F)$, nach der Verkippung

$$a_1\,(x'_F, y'_F) = FT\left\{A(x, y)\,e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}\gamma\,(x - \xi_0)\,(1 + \cos\beta)}\right\}$$

$$a_1\,(x'_F, y'_F) = e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}\gamma\,\xi_0\,(1 + \cos\beta)}\;a\left\{x'_F - \gamma\,(1 + \cos\beta)\,f', y'_F\right\} \tag{6.11}$$

Das entsprechende Speckle erscheint demnach um die Strecke $\gamma\,(1 + \cos\beta)\,f'$ verschoben,

Wird das Specklemuster vor und nach der Verkippung registriert, registrieren wir paarweise Speckle, die jeweils um $\gamma\,(1 + \cos\beta)\,f'$ seitlich verschoben sind. Unter der Voraussetzung eines linearen fotografischen Prozesses sind die registrierten Specklemuster, wenn für $|a_1|^2 = b_1$ geschrieben wird

$$b_1\,(x'_F, y'_F) * \left\{ \delta\,(x'_F, y'_F) + \delta\,[x'_F - \gamma(1 + \cos\beta)\,f', y'_F] \right\} \qquad (6.12)$$

Die Fourier-Transformation des entwickelten Films in einer in Bild 6.7 skizzierten Anordnung ergibt

$$B_1\,(x_P, y_P) = \iint_{-\infty}^{+\infty} b_1\,(x'_F, y'_F) * \left\{ \delta\,(x'_F, y'_F) + \delta[x'_F - \gamma\,(1 + \cos\beta)\,f', y'_F] \right\} \cdot e^{-i\,\frac{2\pi}{\lambda f'_1}(x'_F x_P + y'_F y_P)}\,dx'_F\,dy'_F$$

$$= FT\left\{b_1\,(x'_F, y'_F)\right\} \cdot \left\{ 1 + e^{i\frac{2\pi}{\lambda f'_1}\gamma\,(1 + \cos\beta) f'\,x_P} \right\}$$

und die Intensität ist

$$I(x_P, y_P) = |\,FT\,[b\,(x'_F, y'_F)]\,|^2 \cdot 2\left\{1 + \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda f'_1}\gamma\,(1 + \cos\beta)\,f'\,x_P\right]\right\} \qquad (6.13)$$

Bei der Beleuchtung der entwickelten Fotoplatte ergeben sich wieder Interferenzstreifen, die ein genaues Maß der Verkippung ergeben mit dem Streifenabstand

$$\frac{2\pi}{\lambda f'_1}\gamma\,(1 + \cos\beta)\,f'\,\overline{x_P} = 2\pi$$

$$\gamma = \frac{\lambda f'_1}{(1 + \cos\beta)\,f'\,\overline{x_P}} \qquad (6.14)$$

$\overline{x_P}$ = Streifenabstand
f'_1 = Abstand der Aufnahmeplatte (Holografie-Material) zum Beugungsbild

Verkippungen können auch in der Gegenwart von Verschiebungen gemessen werden (1).

Wird als Beleuchtung der rauhen Oberfläche eine Kugelwelle angewandt, ist das Specklemuster für die Verkippungsmessung im Spiegelbild der Lichtquelle zu registrieren. Als Speichermaterial für die Specklefotografie wird eine hochauflösende, fotografische Schicht, Holografie-Emulsion, thermoplastisches oder fotorefraktives Material verwendet.

6.5 Meßverfahren mit Speckle-Fotografie

Der experimentelle Aufwand für die Speckle-Fotografie ist relativ klein, verglichen mit holografischen Verfahren (vgl. Kap. hologr. Interferometrie). Das Objekt wird mit kohärentem Licht beleuchtet. Das Speckle-Muster wird vor und nach der Bewegung oder Deformation in der Bild- oder Fourierebene registriert. Nach der Entwicklung wird das Speckle-Muster z. B. mit einem konvergierenden Laserstrahl beleuchtet und die Interferenzstreifen analysiert. Bild 6.11 veranschaulicht Anordnungen zur Aufzeichnung der Interferenzstreifen. Die Speckle-Fotografie kann die holografische Interferenz ergänzen. Die Streifenauswertung kann automatisiert werden.

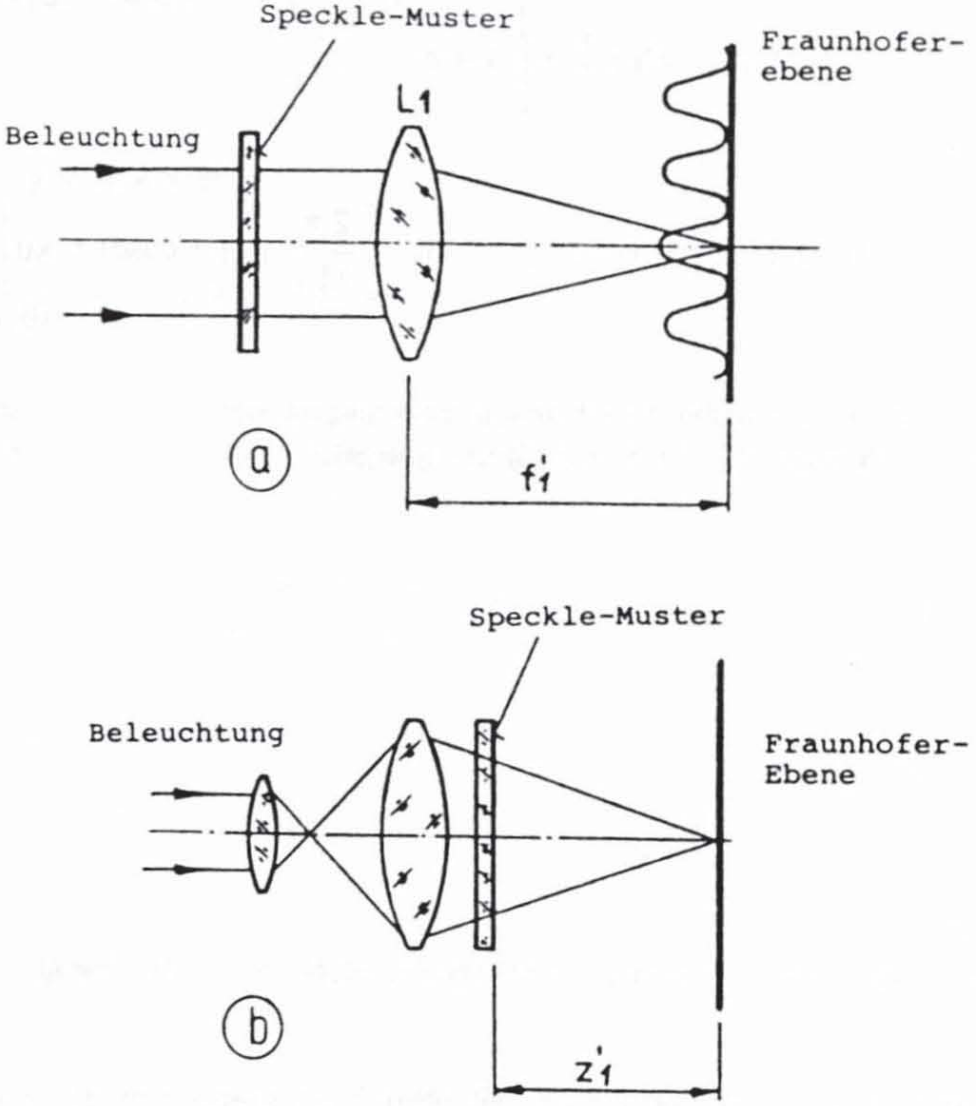
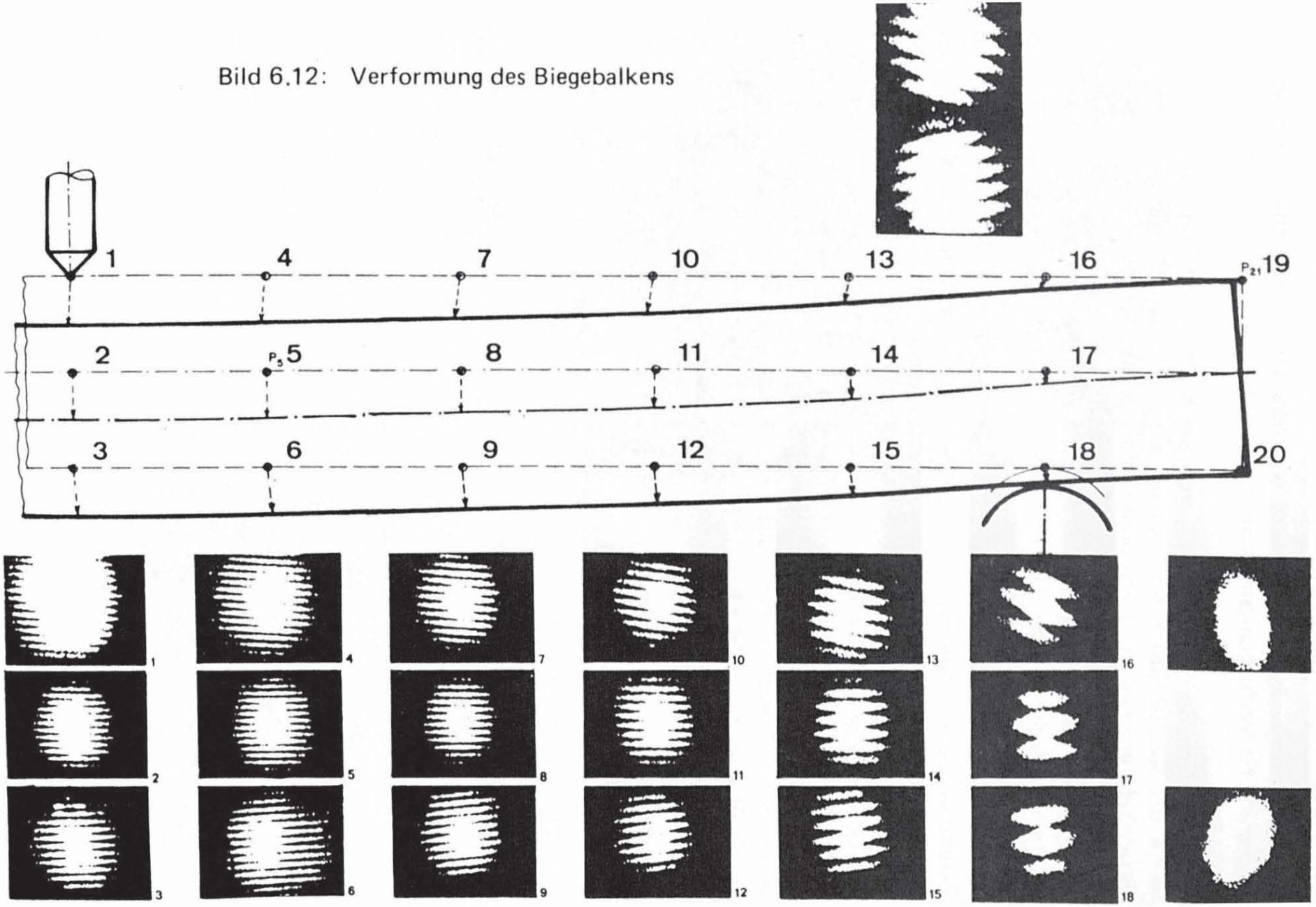


Bild 6.11: Anordnung zur Auswertung Young'schen Streifen der Specklegramme

Bild 6.12: Verformung des Biegebalkens



Beispiele:
An der Verformung eines Balkens wird die Einsatzmöglichkeit der Speckle-Fotografie für Verformungsmessung vorgestellt.
Vorgang:
Vor und nach der Verformung durch die Kraft, angedeutet durch den Pfeil, wurde das Specklemuster des Balkens auf einer Fotoplatte registriert. Nach dem Entwickeln entstanden, durch punktweises Beleuchten der in der Bildebene registrierten Speckle-Paare, die Young'schen Streifen nach Bild 6.12. Die Verformung an den einzelnen markierten Punkten kann durch Ausmessen der Streifenabstände einfach erfolgen. Der Streifenabstand ist umgekehrt proportional zur Verformung.
Am Beispiel einer schwingenden Stimmgabel (Bild 6.13) soll das Ergebnis der Zeitmittel-Specklephotographie vorgeführt werden; anhand von Bild 6.15a für Schwingungen in der Ebene und 6.15b für Verkippungsschwingung des markierten Punktes in Bild 6.13. Das Verfahren ist in Bild 6.8 schematisch angedeutet. Für Schwingungen in der Ebene wird das Specklemuster im Zeitmittel in der Bildebene und für Verkippungsschwingungen in der Fourier-Ebene registriert. Die ansschließende Aufzeichnung der Young'schen Streifen erfolgt beispielsweise durch Beleuchten der registrierten Specklemuster mit einer Kugelwelle. Durch Ausmessen der Streifen, deren Amplitudenverteilung einer Besselfunktion 0. Ordnung folgt, ergibt sich die Schwingungsamplitude nach Gl. 6.7. Sie beträgt 9 μm in Bild 6.15a. Bild 6.14 veranschaulicht zum Vergleich das Ergebnis der Zeitmittel-Holografie des Stimmgabelausschnittes.
Meßbereich:
Für seitliche Bewegungen $\geqslant$ Specklegröße (2 μm bis 0,5 mm)
Verkippungen: Bogensekunden bis 30 Bogenminuten.

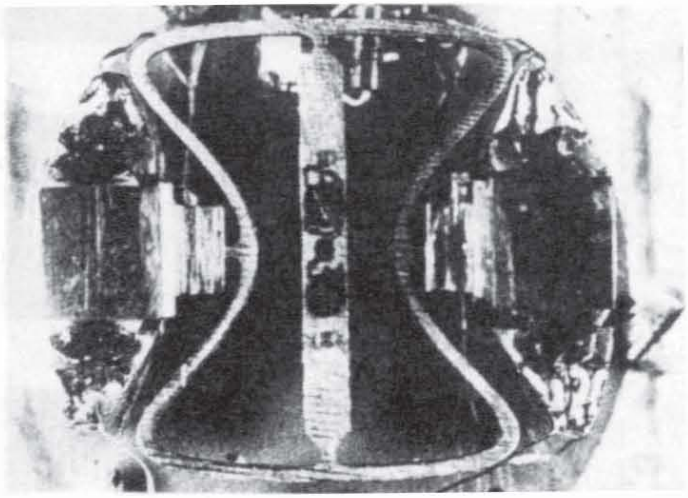


Bild 6.13: Testobjekt

Verkippungen reduzieren den Kontrast der Interferenzstreifen für Verschiebungsmessung. Die Analyse von zusammengesetzten Bewegungen ist mit Speckle-Fotografie relativ einfach.

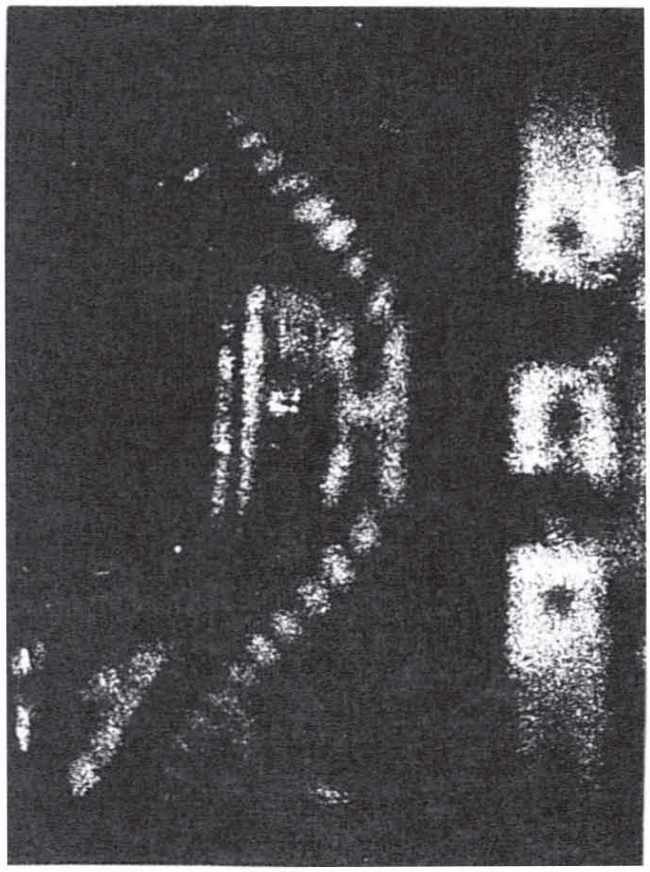


Bild 6.14:
Rekonstruktion des Zeitmittelhologramms

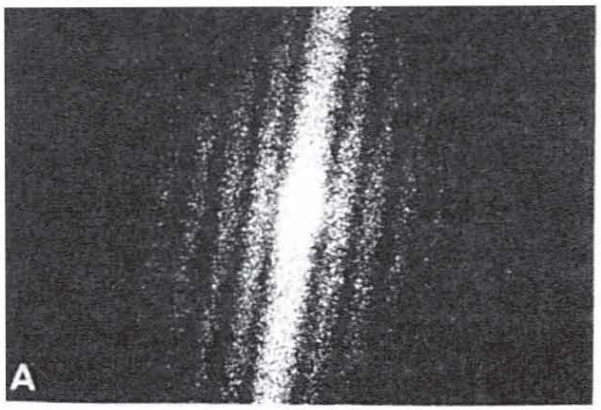


Bild 6.15a:
Young'sche Streifen des Zeitmittelspecklegramms in P_1 von Bild 6.13 zur Schwingungsuntersuchung in der Ebene

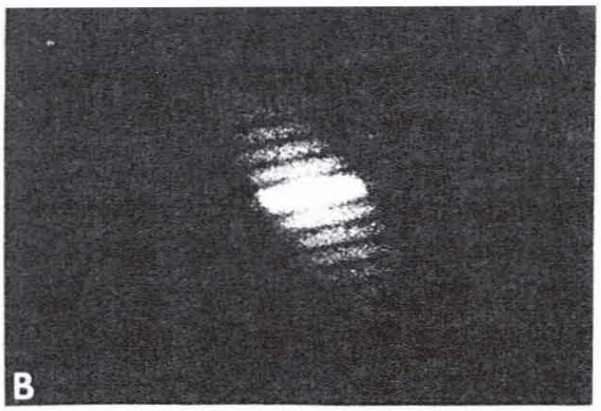


Bild 6.15b:
Young'sche Streifen des Zeitmittelspecklegramms für Verkippungsmessung

6.6 Untersuchung der Fehlsichtigkeit des Auges mittels Speckling

Wird ein Schirm mit einem Laser beleuchtet, so sieht das entspannte, bewegte Auge das auf ∞ akkomodiert, die Speckle stationär.
Beim kurzsichtigen Auge (Auge ist zu lang) bewegen sich die Speckle nach unten, wenn sich das Auge nach oben bewegt, entgegen Bewegungsrichtung.
Bei Weitsichtigkeit (zu kurzes Auge) bewegen sich bei Kopfbewegung nach oben die Speckle nach oben, in Bewegungsrichtung.

Erklärung:
- Beim normalsichtigen Auge ist das Specklemuster immer auf der Netzhaut fokussiert; eine Kopfbewegung bewirkt keine Specklebewegung.
- Beim kurzsichtigen Beobachter wandert der identische Speckle bei der Kopfbewegung nach oben von A nach B (Bild 6.16), d. h. die Specklebewegung ist in Pfeilrichtung, so daß die Specklebewegung entgegen Kopfbewegung ist.

6.7 Speckleverfahren zur Geschwindigkeits- und absoluten Abstandsmessung

Die berührungslose optische Abstandsmessung einer Werkstücksoberfläche bezüglich eines Tastkopfes bedingt Meßverfahren mit eindeutiger absoluter Meßwertanzeige. Dazu bietet das Specklephänomen eine interessante Alternative. Bisher eingesetzte Meßverfahren basieren auf der Interferometrie, der Moire-Technik oder der Triangulation. Weiter werden einfache astigmatische und dispersive Fokussierverfahren sowie das Lichtwaagenprinzip eingesetzt (16).
Zwei Speckle-Effekte stehen vorerst für die Bestimmung der Lage einer rauhen Oberfläche zum Fokus eines Laserstrahles zur Verfügung:
(1) Laterale Ausdehnung der Speckles (Specklegröße) und
(2) Laterale Bewegung der Speckles infolge einer lateralen Relativbewegung zwischen fokussiertem Laserstrahl und angetasteter Oberfläche.

Abstandsmessungen duch Auswertung der fokusabhängigen Specklegrößen sind z. B. in (12, 13, 14) beschrieben. Eine Schaltung zur Auswertung der Specklegeschwindigkeit als Funktion von Geschwindigkeit und Fokusabstand einer Oberfläche wird in (13) angegeben. Die Signale von zwei versetzt angeordneten Fotodioden werden elektronisch kreuzkorreliert zur Ermittelung der Zeit, die ein Speckle von einer Fotodiode zur anderen benötigt.

6.7.1 Erzeugung bewegter Speckles

Zur Erzeugung bewegter Speckles wird eine mit Laserlicht beleuchtete rauhe Oberfläche oder die Beleuchtungswelle bewegt. Das in einer Beobachtungsebene

aufgefangene Speckle-Muster wird eine entsprechende Veränderung erfahren. Von einer möglichen dreidimensionalen Objektbewegung soll hier nur der eindimensionale Fall, die gleichförmige Bewegung in einer Ebene senkrecht zur optischen Achse, betrachtet werden. Idealerweise lassen sich dabei, je nach Auslegung der optischen Schaltung, drei Effekte unterscheiden:

1) Reine translatorische Bewegung des Specklefeldes ohne Änderung der internen Struktur der einzelnen Speckles,
2) reines Quellen der einzelnen Speckles ohne irgendeine erkennbare Bewegung des gesamten Specklefeldes und
3) ein Bereich dazwischen, wo eine Gesamtbewegung mit allmählicher Strukturänderung existiert.

Bei vielen praktischen Anwendungen wird meist der Fall 3) zutreffen, da die fallunterschiedlichen Grenzbedingungen selten streng erfüllbar sind.

Die in einer Beobachtungsebene mit dem Abstand L zum Objekt resultierende Speckle-Bewegung wird durch die Beziehung

$$x_s = x_o \left(1 + \frac{L}{z}\right) \tag{6.18}$$

beschrieben. Dabei bedeuten x_s: Speckle-Verschiebung, x_o: Objekt-Verschiebung, L: Abstand Objekt-Beobachtungsebene, z: Abstand Objekt – Lichtquelle oder Laser-Strahltaille.

Diese Gleichung gilt allerdings nur für die Näherungen $L \geqslant z$ und $z/z_o \geqslant 1$, mit dem axialen Strahlparameter z_o eines Gaußschen Strahles. Ein Gaußscher Strahl wird näherungsweise durch einen Laser erzeugt, der im Grundmode (Tem_{00}) schwingt. Die Größen w_0 und z_0 sind die kennzeichnenden Strahlparameter eines Gaußschen Strahles: in der Ebene z =) hat der Strahlradius ein Minimum, Strahltaille (beam waist) genannt. Der Taillenradius wird mit W_0 bezeichnet. Der Abstand $z = z_0$ von der Taille ist gekennzeichnet durch den Amplitudenabfall $1/\sqrt{2}$ auf der Achse. In der Strahlentaille ist die Fläche gleicher Phase oder die Wellenfront eben (Bild 6.16) und auch für große Abstände von der Taille nähern sich die Wellenfronten einer Ebene. Eine zweite Bedeutung der Bezugskoordinate z_0 ist der Ort, an dem die Wellenfronten extremale Krümmung besitzen.

In den praktischen Versuchen zeigt sich, daß ein verläßlicher Specklebewegungs-Effekt ab etwa 3 z_0 zu erwarten ist; in dieser Fokusentfernung kann auch eine weitgehend sphärische Wellenfront angenommen werden. Hat die Oberfläche innerhalb der beleuchteten Fläche selbst eine einheitliche Krümmung, so bildet sich aus beiden Einflüssen eine resultierende Phasenkrümmung, die im Extremfall auch ganz verschwinden kann (reines Quellen). Ideale Verhältnisse vorausgesetzt, ist es gleichwertig, eine Speckledynamisierung durch eine bewegte Oberfläche oder durch eine bewegte Lichtquelle zu erzeugen. Bei den Versuchen in unseren Labors wird ein akusto-optischer Strahlablenker (Deflektor) zur Erzeugung der Specklebewegung eingesetzt. Akusto-optische Bauteile, auch Bragg-Zellen genannt, basieren auf der Beugung des Lichts durch Ultraschall erzeugte Dichteänderungen.

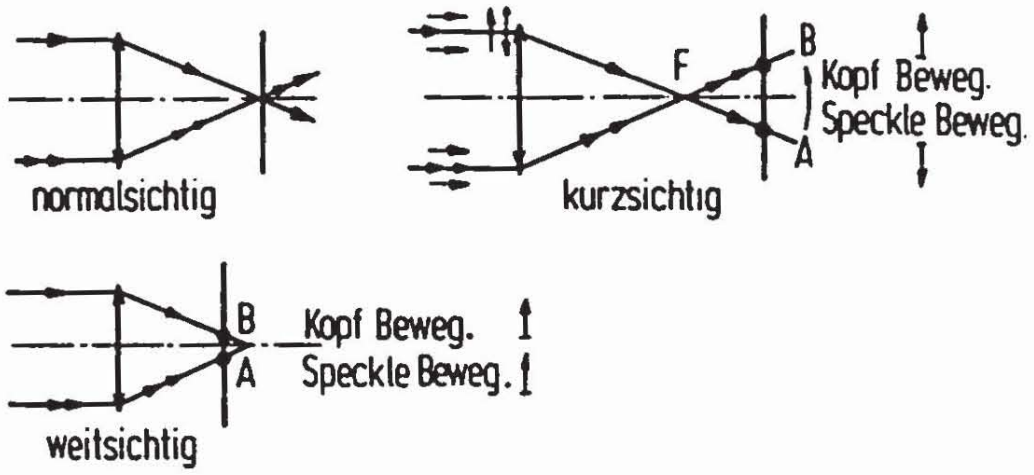


Bild 6.16: Untersuchung der Fehlsichtigkeit des Auges

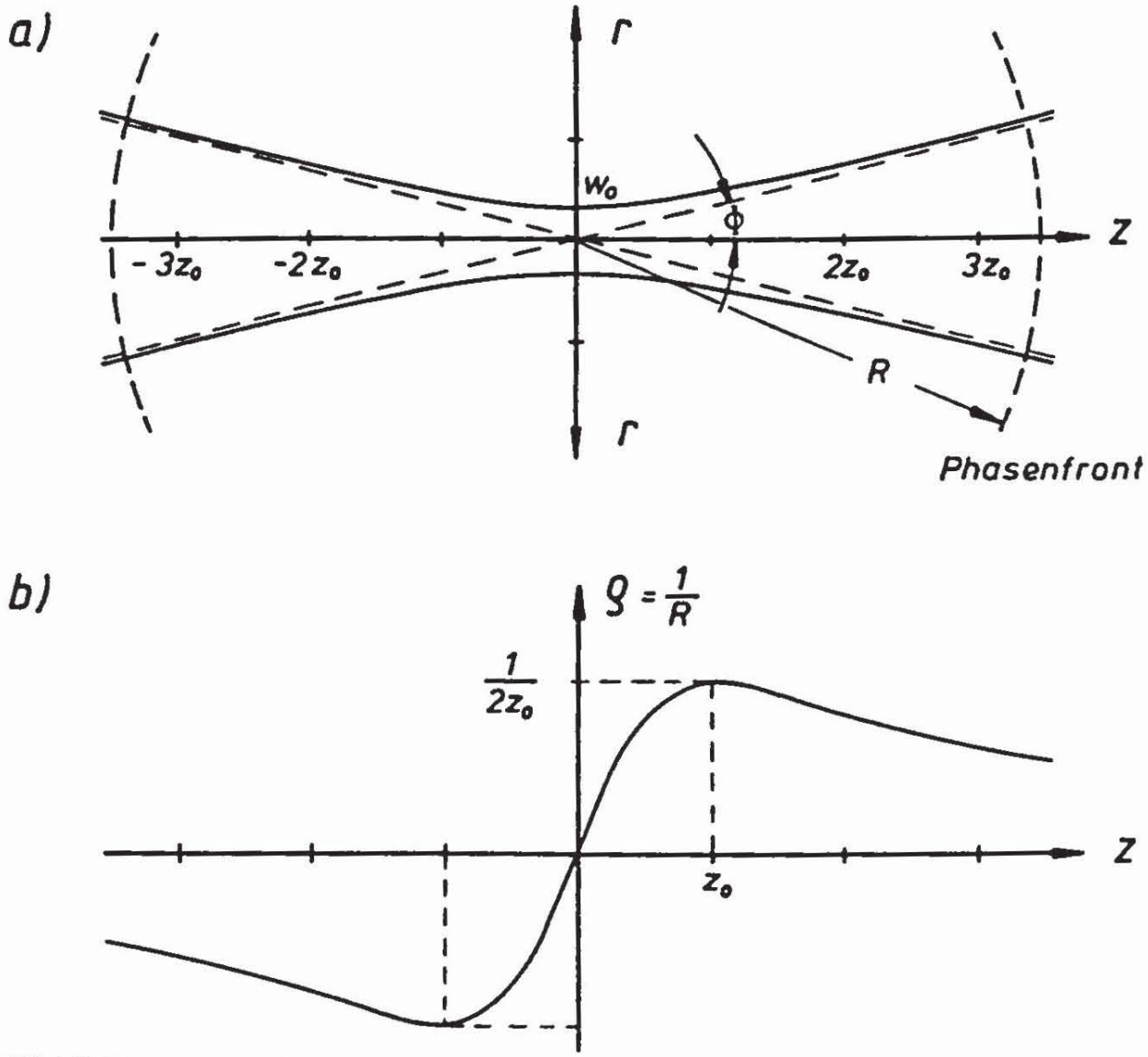


Bild 6.17: Axiale Strahlstruktur mit dem Strahltaillenradius W_0, dem axialen Strahlparameter z_0, dem Radius der Wellenfront R und dem halben Öffnungswinkel Ø (a) und axialer Wellenfrontkrümmung (b)

6.7.2 Messen der Specklegeschwindigkeit

In einfacher Weise läßt sich die Specklegeschwindigkeit aus der Phasendifferenz der Signale zweier dicht nebeneinander liegender Fotodioden gemäß Bild 6.18 ermitteln. Gleichzeitig sind aus diesem Bild aber auch die Schwierigkeiten ersichtlich, die durch die Strukturänderung der Speckles hervorgerufen werden: in vielen Fällen ist aus den Signalverläufen der beiden Fotodioden nicht eindeutig zu erkennen, ob es sich um eine echte Phasendifferenz aufgrund translatorischer Bewegung oder um einen Amplitudenunterschied aufgrund der Strukturänderung der Speckles handelt. Zwei Fotoempfänger in der Beobachtungsebene gewährleisten keine optimale Auswertung der vorhandenen Information. Mehrfachempfänger-Anordnungen sind vorzuziehen.
Die Geschwindigkeitsmessung einer rauhen Oberfläche mit einem Speckleverfahren und einem Amplitudengitter ist sehr aussichtsreich (15). Das Verfahren wurde bei uns weiterentwickelt (12) wie kurz beschrieben wird.

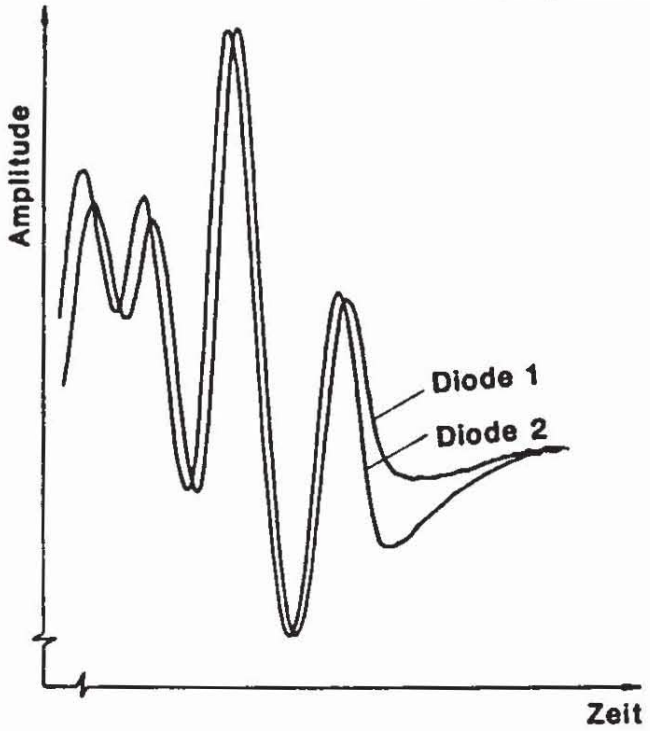


Bild 6.18:
Bestimmen der Specklegeschwindigkeit aus der Phasendifferenz der Signale zweier Fotodioden, die in einer Ebene senkrecht zur optischen Achse dicht nebeneinander liegen. Der Abstand der Beobachtungsebene von der Werkstückoberfläche beträgt $L = 1m$, die Diodenfläche $A_d = 0{,}1\ mm \times 0{,}1\ mm$, der Diodenmittenabstand $x_d = 0{,}1\ mm$

Aus Energiegründen wird das Gitter, ein Prismengitter der Firma Leica Wetzlar, das mit der Feldlinse zusammen eine Einheit bildet, eingesetzt. Die Gitterkonstante beträgt $g = 0{,}8$ mm und der Durchmesser $D_g = 32$ mm; daraus folgt die Zahl der Gitterperioden mit $N_g = 40$. Eine schematische Darstellung zeigt Bild 6.19. Bei der Auswertung der Specklegeschwindigkeit mit dieser Differenzgitterschaltung entsteht ein periodisches Signal ohne störenden Gleichlichtanteil aufgrund schwankender Lichtintensitäten (12). Ein gültiger Signalabschnitt begrenzter Dauer wird in Anlehnung an den angelsächsischen Sprachgebrauch auch Burst genannt; das geschwindigkeitsproportionale Signal zeigt eine Einhüllende, vergleichbar einer Amplitudenmodulation, allerdings nicht in vorsehbarer oder regelmäßiger Anordnung und Dauer (Bild 6.20). Die Frequenzbestimmung im Zeit-

bereich ist grundsätzlich unabhängig von der Zahl ausgewerteter Signalperioden, und die systembedingte Schnelligkeit von Zähltechniken gestattet die Erfassung kurzer gültiger Signalabschnitte oder Bursts bei beliebiger Signalausfallrate. Eine hohe Auflösung ist dann aber nur mit einem Periodendauer-Zähler zu erreichen, der mit einem hochfrequenten Quarzoszillator die Zeitintervalle zwischen aufeinanderfolgenden Nulldurchgängen auszählt.
Speziell für die Auswertung dieser Signale ist ein Zählprozessor interessant. Der Zählprozessor ist so ausgelegt, daß damit sowohl ein Burst, ein Signalzug begrenzter Dauer, als auch Einzelperioden ausgezählt werden können. Dabei steuert der Zählprozessor seinen Zugriff auf das Signal selbst in der Weise, daß nur Signalperioden mit ausreichender Amplitude berücksichtigt werden; diese Methode wird auch „burst gating" genannt. Den Laboraufbau in schematischer Darstellung zeigt Bild 6.21.

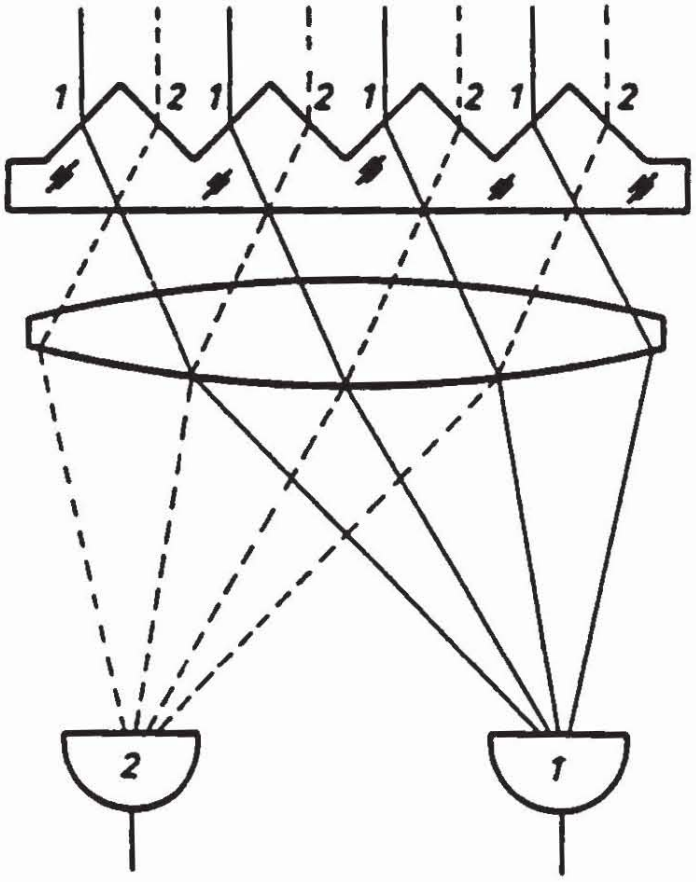


Bild 6.19: Schematische Darstellung des Prismengitters mit Feldlinse und zwei Fotodioden

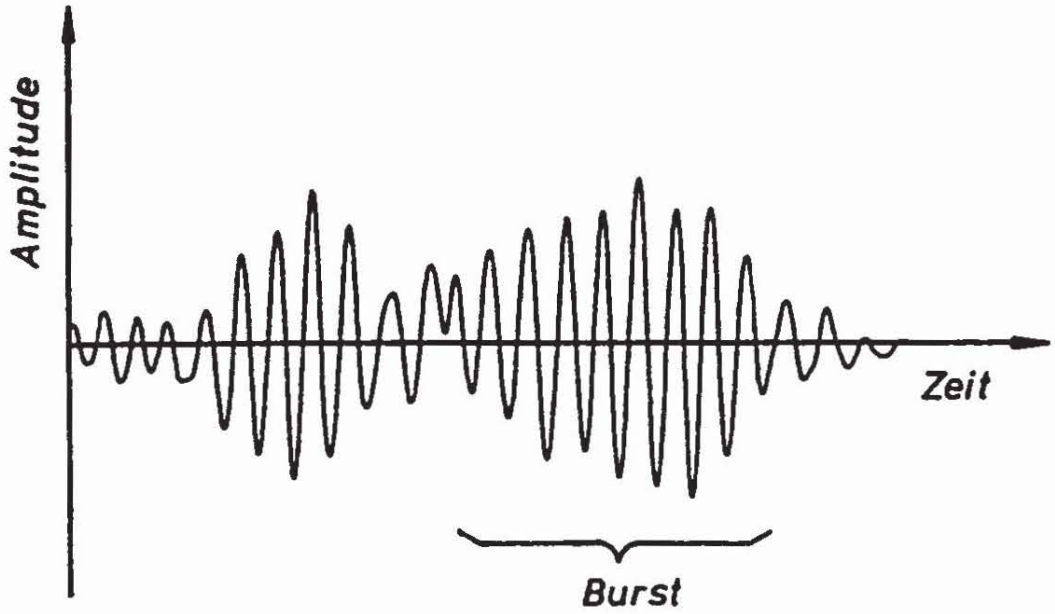


Bild 6.20: Amplituden- und frequenzmodulierter Signalzug begrenzter Dauer oder *Burst*, gemessen durch Auswerten bewegter Speckles mit einem Gittersensor

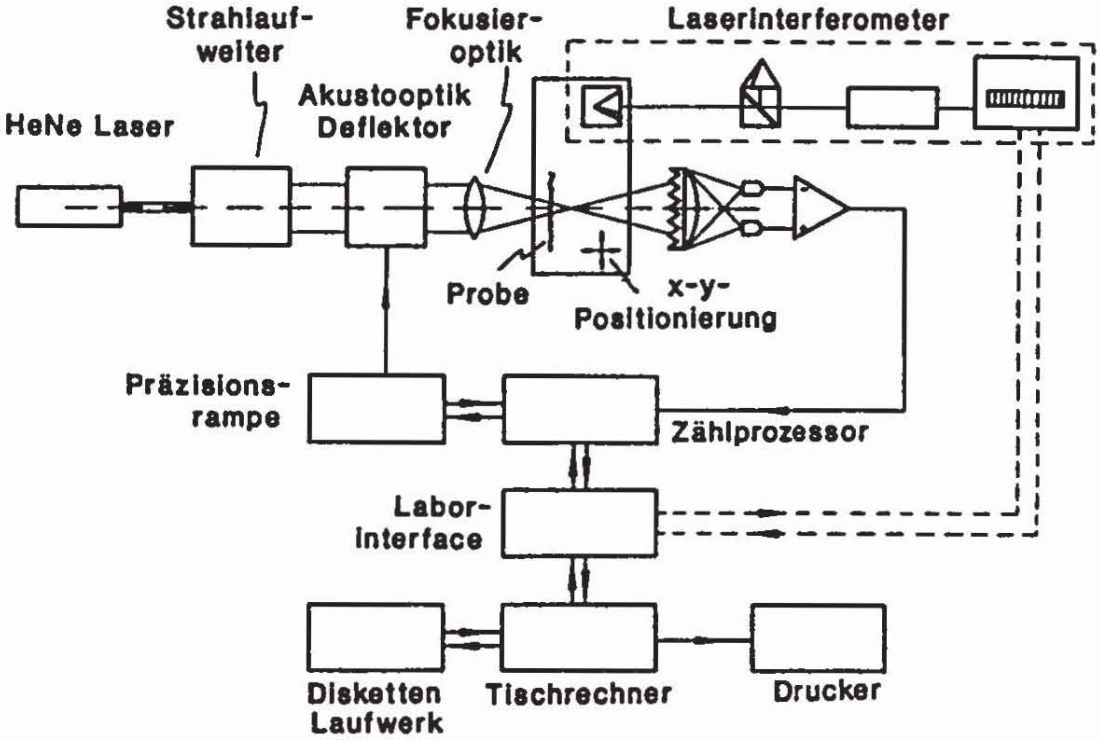


Bild 6.21: Blockschaltbild des Laboraufbaus zur Abstandsmessung durch Auswertung der Specklegeschwindigkeit. Das Laserinterferometer dient als genaue Referenz und kann zur Dokumentation ebenfalls an den Rechner angeschlossen werden

6.7.3 Anwendung der Specklegeschwindigkeitsmessung

Im Gegensatz zu den anderen genannten Speckle-Auswertemethoden ergibt die Periodendauermessung einen nahezu linearen Meßbereich von etwa ± 0,2 mm bis zu ± 1,5 mm (der genaue Meßbereich ist abhängig von den Daten der optischen Schaltung, vor allem der von der Gitterkonstanten). Werden die Versuchsbedingungen sehr sorgfältig überwacht und wird gewährleistet, daß die ausgewertete Periodenzahl während der axialen Verlagerung der Probe konstant bleibt (das geht natürlich nur über kleine Bereiche $\Delta z \approx 10\ \mu m$), erhält man Ergebnisse wie in Bild 6.22 dargestellt.
Ausgewertet wird ein einzelner wohldefinierter Burst mit 16 Perioden. Nach der Übergabe der Daten an den Rechner wird der Mittelwert aus 22 Bursts berechnet. Der Mittelwert aus jeweils 5 voneinander unabhängigen Messungen mit der zugehörigen Unsicherheit ist im Diagramm eingetragen. Die Unsicherheit einer Einzelmessung aus 22 Bursts zu jeweils 16 Perioden liegt typischerweise bei $1\sigma < 0{,}2$ %, die Unsicherheit des Mittelwertes aus 5 unabhängigen Messungen typisch bei $1\sigma \approx 0{,}05$ %. Eine schnelle Abschätzung der axialen Auflösung ergibt

$$\Delta z \approx \Delta\tau\nu_0\ L/g \approx \Delta\tau \cdot 770\ \text{mm}$$

mit L = 55 mm, g = 0,8 mm und ν_0 = 11 mm/s. Wird die Probe axial verschoben und interferometerkontrolliert repositioniert, so ist der Antastfehler der gesamten Meßordnung kleiner als 10^{-3} (Wiederholbarkeit).
Großer geforderter Arbeitsabstand und mäßige Apertur bei guter Empfindlichkeit und möglichst großem Meßbereich lassen wenig Spielraum für die Optimierung der Antastgeometrie. Damit überhaupt brauchbare Signale zustande kommen, muß der Tastfleck größer als die Korrelationslänge der Oberflächenstrukturen sein. Das ist jedoch nur eine notwendige und meist keine hinreichende Bedingung. Für eine Normalverteilung der Rauhigkeiten und folglich der Speckles muß der Tastfleck sehr viel größer als die Korrelationslänge sein. Eine „tote" Zone um den engen Fokusbereich ist unvermeidlich. Die eigentliche Maßverkörperung für die Meßverfahren mit Specklebewegung ist die Krümmung der Phasen- bzw. Wellenfront $\rho = 1/z$; jede ungewollte und unkontrollierte Änderung gegenüber der idealen sphärischen Wellenfront durch optische Bauteile oder die Oberfläche selbst führt zu schlechten Signalen.
Eine grobe Angabe der Einsatzgrenzen des Meßverfahrens ist anhand des Mittenrauheitswertes R_a möglich; auswertbare Signale werden mit Oberflächennormalen von $R_a = 0{,}0125\ \mu m$ bis $R_a = 1{,}6\ \mu m$ gewonnen. Bei $R_a = 1{,}6\ \mu m$ ist die Signalausfallrate allerdings schon erheblich.
Mit Specklegeschwindigkeitsmessung zur Abstandsmessung lassen sich Auflösungen von $\leqslant 1\ \mu m$ erreichen bei lateralen Tastwegen von etwa 100 μm bis 200 μm. Bezogen auf 35 mm freien Arbeitsabstand entspricht das einer Auflösung von 3×10^{-5}, bezogen auf ± 1mm Meßbereich, einer Auflösung von 5×10^{-4} (12).

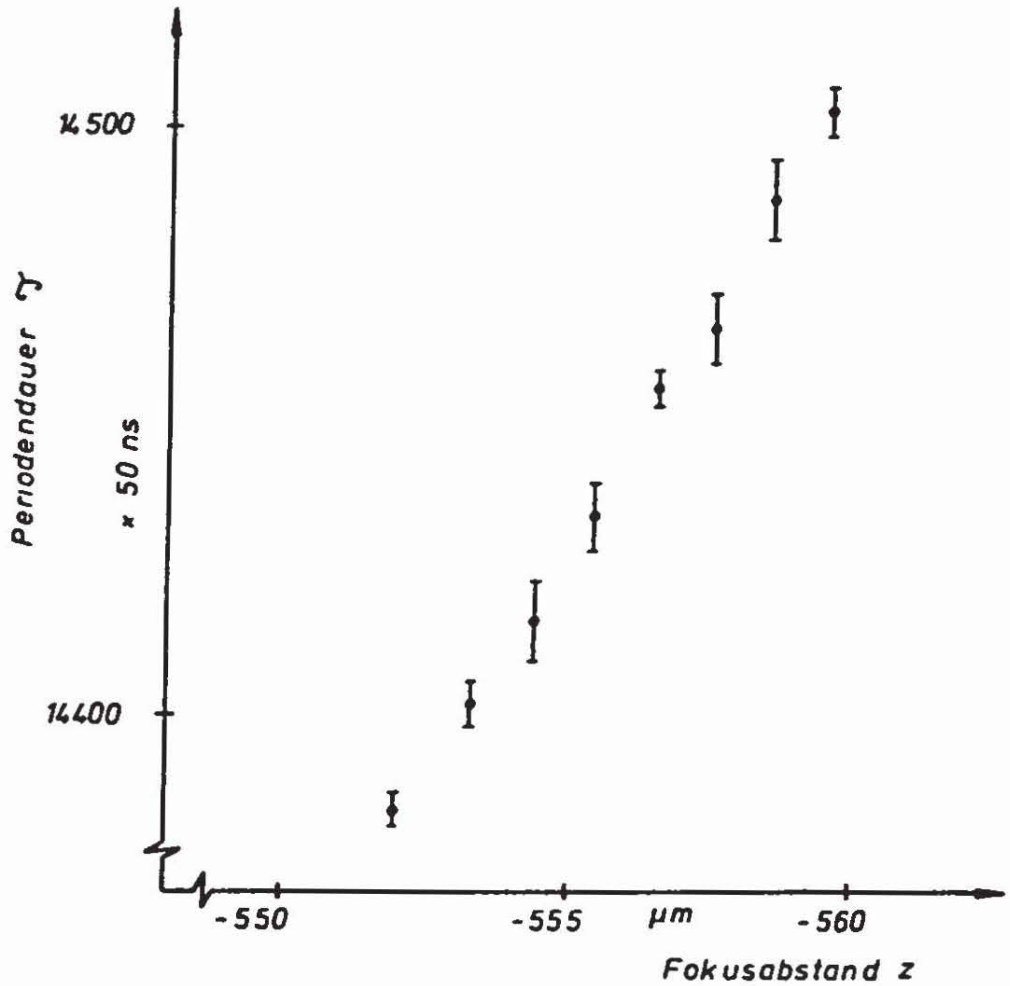


Bild 6.22: Fokusabhängige Periodendauermessung an einer flachgeschliffenen Metalloberfläche. R_a = 0,2 μm. Mikroskopobjekt 3, 2-fach, L = 55 mm. Axialer Auflösungstest für einen wohldefinierten Burst

6.8 Speckle-Interferometrie

Speckle-Interferometrie war eine der ersten Anwendungen des Speckle Phänomens (1970). Das Grundexperiment zur Messung kleiner longitudinaler Bewegungen basiert auf einer Interferenzordnung z. B. nach Michelson (Bild 6.23). Allerdings sind die Spiegel durch ebene, optisch rauhe Oberflächen ersetzt.
Ein Objektiv bildet die Fläche S_1 ab, deren Bewegung gemessen werden soll. Das Interferometer wird vorerst so abgestimmt, daß der Wegunterschied zwischen Strahlteiler und den beiden rauhen Flächen minimal ist. Bei der Verschiebung von S_1 um $k \cdot \frac{\lambda}{2}$ (k = 0, 1, 2, 3...) ändert der optische Weg um $k \cdot \lambda$. Daraus resultiert ein Interferenzmuster, das zum ursprünglichen (vor der Verschiebung) unverändert ist.
Bei einer Änderung der optischen Weglänge um $(2\,k + 1)\,\lambda/2$ erscheint anstelle eines hellen Speckles ein dunkles (an derselben Stelle).

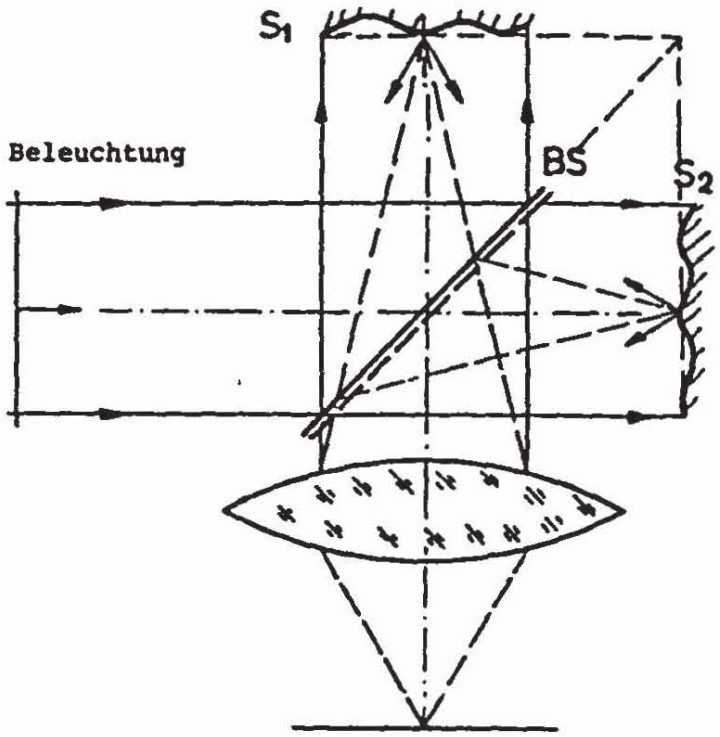


Bild 6.23:
Prinzipskizze der Speckleinterferometrie

Grundsätzlich wird Interferometrie innerhalb eines Speckles betrieben und nicht zwischen zwei benachbarten Speckles, die unkorreliert sind. Durch entsprechende Vergrößerung der Speckles zur Anpassung an die Ortsauflösung des Detektors kann darauf ein praktisches Meßverfahren aufgebaut werden. Darauf basiert ein TV-Speckle-Interferometer (Bild 6.24), bei dem die optisch rauhe Oberfläche überlagert und auf ein Vidikon abgebildet wird. Die mittlere Specklegröße ist bestimmt durch die Apertur der abbildenden Optik und kann deshalb der Auflösung der Vidikon-Kamera angepaßt werden. Anstelle vom Vidikon bietet sich eine CCD-Kamera an.
Im Gegensatz zu der holografischen Interferometrie ermöglicht die Speckle-Interferometrie eine reine elektrooptische Datenaufzeichnung mit fernsehtechnischen Mitteln.
Die zumeist fotografische Aufzeichnung und umständliche, aber auch zeitintensive Entwicklung der Speckle-Interferogramme kann entfallen. Dies wird möglich weil in der Speckle-Interferometire die Specklegröße der Ortsauflösung des Speichers angepaßt werden kann. Damit bietet sich die Speckle-Interferometrie für die industrielle Prüf- und Meßtechnik an, zumal die Empfindlichkeit vergleichbar ist mit der holografischer Verfahren (Bildebenenholografie).
Die elektronische Specklemuster-Interferometrie (ESPI: electronic speckle pattern interferometry) wird in letzter Zeit zunehmend eingesetzt bei Schwingungs- und Verformungsmessungen. Noch bleiben aber einige Probleme zu lösen. Dazu gehören die Verbesserung des Kontrastes und der Qualität der Interferenzstreifen sowie die Filterung und Auswertung der erhaltenen Streifenmuster. Verschiedene Autoren präsentieren Techniken und Systeme zur Kontraststeigerung und Streifenauswertung. In jüngster Zeit wird der digitalen

Speckleinterferometrie großes Interesse geschenkt; sie wird für vermehrte industrielle Einsätze weiterentwickelt.

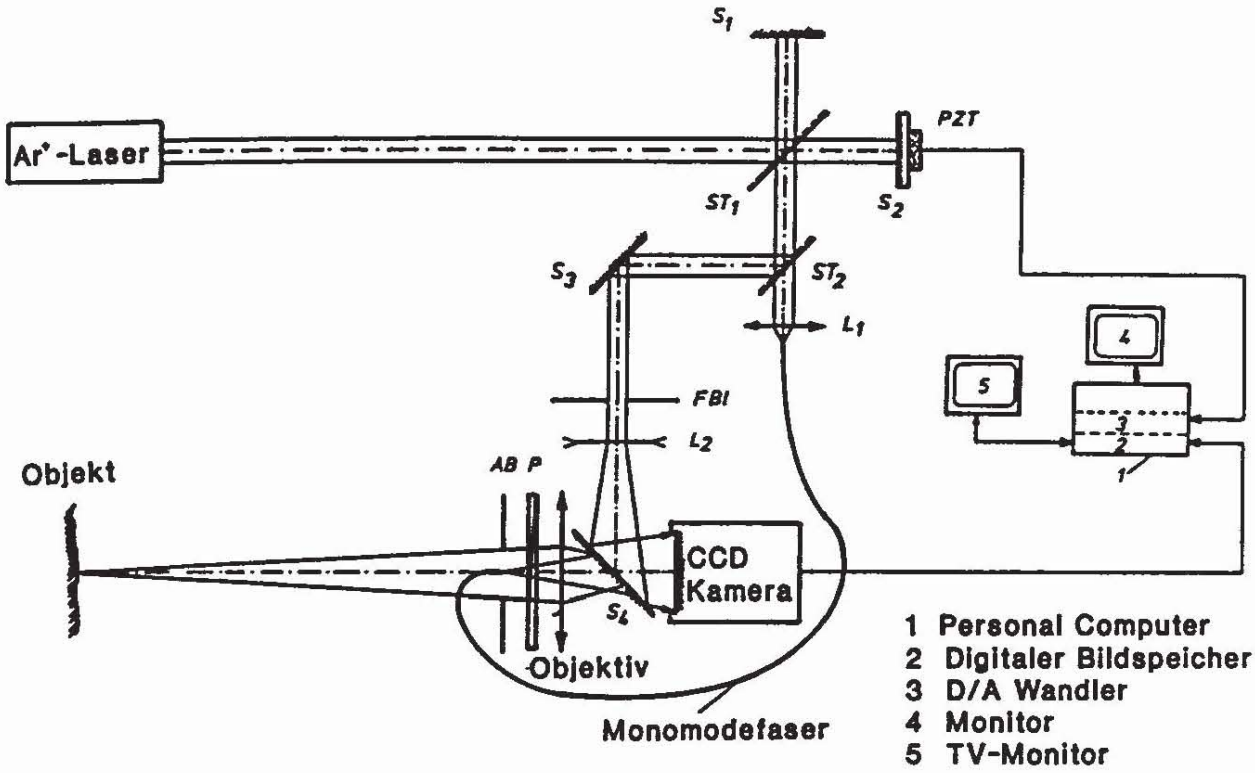


Bild 6.24: Anordnung zur Speckleinterferometrie

Durch die Überlagerung eines Specklefeldes in der Bildebene $a_S(x, y)$ mit einer Referenzwelle $a_R(x, y)$ ergibt sich in der Empfängerebene ein Intensitätsmuster

$$I_1(x, y) = I_s(x, y)\,[\,1 + m_s(x, y)\cos\emptyset_1(x, y)] \qquad (6.15)$$

wobei $I_s = \frac{1}{2}\left\{|a_R(x, y)|^2 + |a_s(x, y)|^2\right\}$

und $$m_s = \frac{2\,|a_R(x, y)|\,|a_s(x, y)|}{|a_R(x, y)|^2 + |a_s(x, y)|^2}$$

$a_R(x, y)$ und $a_s(x, y)$ beschreiben die Referenzwelle bzw. das Specklefeld in der Detektorebene; durch eine Veränderung des Objektes parallel zur optischen Achse ändert sich die Phase in einem spezifischen Speckle um $\Delta\emptyset(x, y)$, wobei $\Delta\emptyset(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda}\,2\,d\,(x, y)$ ist (d = Wegänderung in Beobachtungsrichtung), analog zur Interferometrie oder Holografie. Es entsteht ein zweites Specklemuster mit der Intensität (bezogen auf dieselben Speckles)

$$I_2(x, y) = I_s(x, y)\,[1 + m_s(x, y)\cos\left\{\emptyset_1(x, y) + \Delta\emptyset(x, y)\right\}] \qquad (6.16)$$

Die beiden Specklemuster können elektronisch oder rechnerisch addiert oder subtrahiert werden. Die Subtraktion führt zu kontrastreicheren Interferenzstreifen bei reduziertem Rauschen. Die Subtraktion führt zu

$$I_1 - I_2 = m_s \left\{\cos(\emptyset_1) - \cos(\emptyset_1 + \Delta\emptyset)\right\}$$

$$I_1 - I_2 = 2\, m_s \sin\left(\emptyset_1 + \frac{\emptyset}{2}\right) \sin\left(\frac{\Delta\emptyset}{2}\right) \qquad (6.17)$$

Das Empfänger-Signal wird gleichgerichtet und gemittelt entlang von Linien konstanter Phase.
Maxima erscheinen bei $\Delta\emptyset = (2\,m + 1)\,\pi$; $(m = 0, 1, 2...)$ bzw. bei optischen Wegänderungen von $\Delta\,\omega = (2\,m + 1)\,\frac{\lambda}{2}$. Auf dem Monitor erscheinen entsprechende helle Streifen, aber auch dunkle Streifen bei den Minima, wenn $\Delta\,\emptyset = 2\,m\pi$. Maxima und Minima sind abhängig vom Phasenunterschied, der durch die Objektbewegung bedingt ist. Zur automatischen Streifenanalyse wird im Aufbau im Bild 6.24 im Referenzstrahl die Phase jeweils z. B. um 90° geschoben, z. B. mit dem mit Piezoelement verschiebbaren Spiegel PZT. Die Referenz im Bild 6.24 wird über die Glasfaser eingekoppelt. Es konnte gezeigt werden, daß mit der Speckleinterferometrie sowohl Deformation als auch harmonische Schwingungen relativ einfach ermittelt werden können, ohne daß dabei ein herkömmlicher Speicherprozeß nötig wird. Das Verfahren kann in Video-Echtzeit betrieben werden. Allerdings sind bei der Streifenauswertung zusätzliche Filteroperationen erforderlich, um zu einer Reduktion des Speckleraus chens zu gelangen. Als Filteroperationen werden z. B. Faltungen und Mitteilungsprozesse gewählt. In Bild 6.25 ist ein Ergebnis der Verformungsmessung beispielhaft dargestellt. Bild 6.25a zeigt das Echtzeit Subtraktion und die Bilder 6.25b und 6.25c jeweils die Konturlinien der Verformung (Konturlinienabstand 0,81 μm), bzw. eine Pseudo-3-D-Darstellung der Verformung.
Die Speckleinterferometrie ist am empfindlichsten für Bewegungen in Richtung der optischen Achse. Zur Untersuchung von Bewegungen in der Ebene wird das Objekt von der gleichen Seite mit zwei Wellen aus unterschiedlichen Richtungen beleuchtet (3). Darüber hinaus können auch Konturlinien in Fernsehechtzeit erstellt werden, ähnlich wie in der Holografie.
Mit der Entwicklung der schnellen leistungsfähigen Kleinrechner und der Speicher werden die Verfahren in bezug auf Streifenkontrast, Unterdrückung des Rauschens und Reduzierung der Auswertezeiten weiterentwickelt werden. Die Speckleinterferometrie ist für zukünftige Anwendungen in der Industrie auch deshalb sehr interessant, weil keine speziellen Speicher nötig werden. Die heute üblichen CCD's sind schon ausreichend.

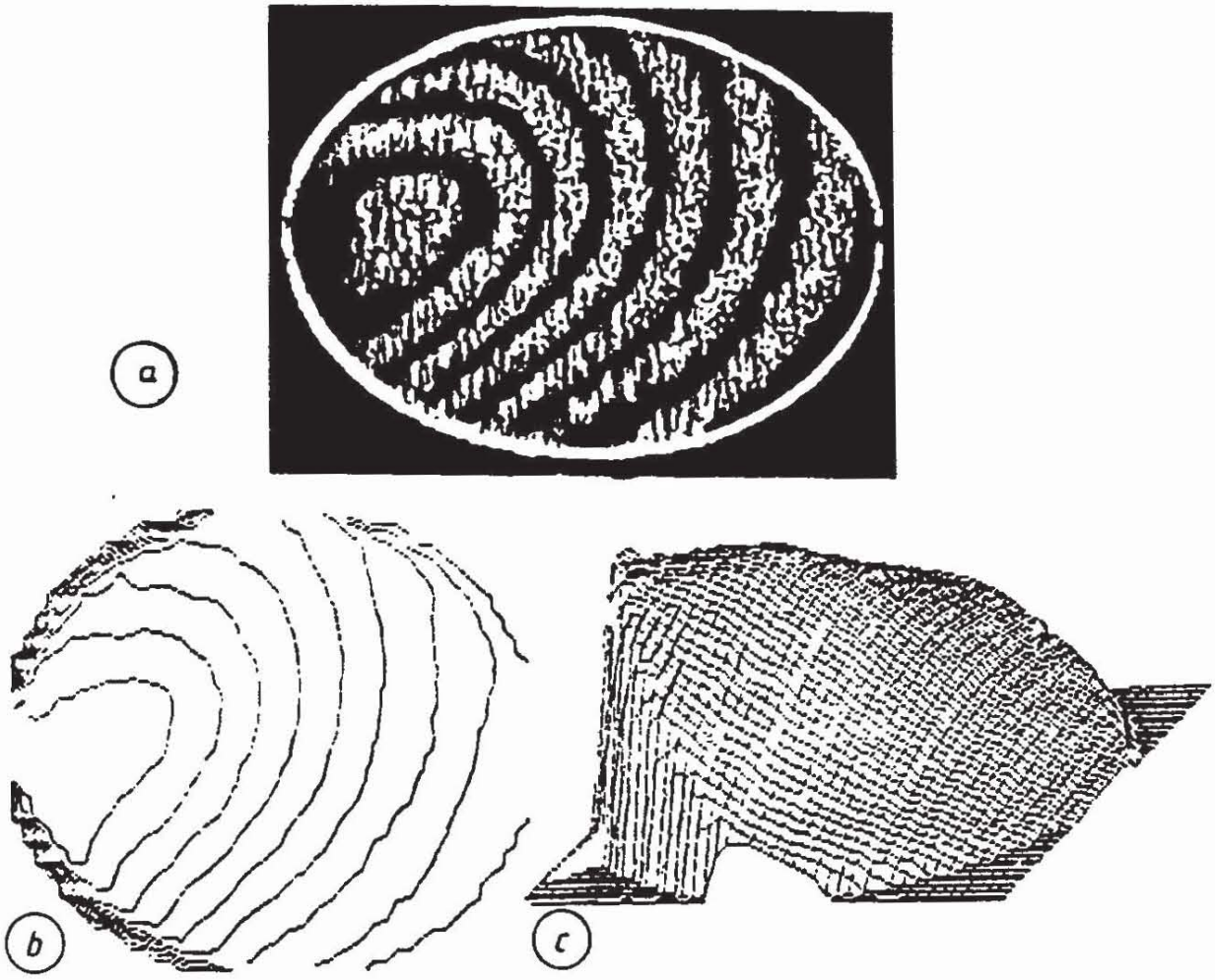


Bild 6.25: Auswertung einer Verformungsmessung
a) Streifenbild nach Subtraktion von zwei Specklefelder
b) Konturlinien der Verformung
c) Pseudo 3-D-Darstellung der Verformung