

**Zeitschrift:** Helvetica Physica Acta  
**Band:** 9 (1936)  
**Heft:** VII

**Artikel:** Eine neue Methode der interferometrischen Spannungsmessung  
**Autor:** Tank, F.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-110652>

#### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

#### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

#### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 10.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

# Eine neue Methode der interferometrischen Spannungsmessung

von F. Tank.

(5. IX. 36.)

§ 1. Der ebene elastische Spannungszustand zeichnet sich bekanntlich dadurch aus, dass das Feld der inneren Spannungen bei gegebenen äusseren Kräften unabhängig von Materialkonstanten ist. Auf dieser Tatsache beruht die sog. „photoelastische“ oder „spannungsoptische“ Modellmethode. Die Analyse der bei elastischer Beanspruchung an Modellen aus Glas, Zelloid, Bakelit usw. auftretenden akzidentellen Doppelbrechung gestattet einen eindeutigen Rückschluss auf die Spannungen<sup>1)</sup>.

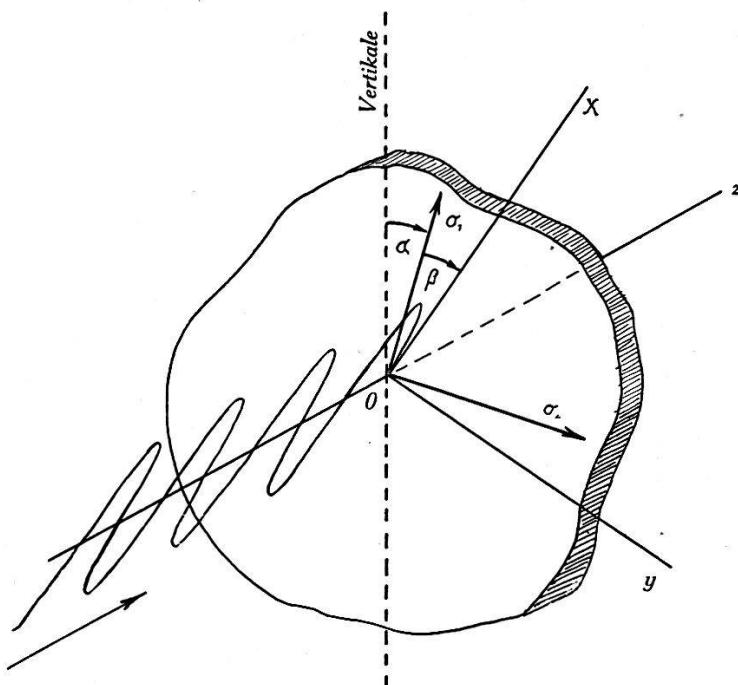


Fig. 1.

Fällt ein monochromatischer und linear polarisierter Lichtstrahl wie in Fig. 1 senkrecht auf das Modell auf, wobei seine Schwingungsebene um den Winkel  $\beta$  gegen die Richtung der elastischen Hauptspannung  $\sigma_1$  geneigt sei, so kann man sich denselben in zwei Komponenten parallel zu  $\sigma_1$  und zu  $\sigma_2$  zerlegt

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. E. G. COKER and L. N. G. FILON, Photo-Elasticity, Cambridge 1931.

denken, die dann innerhalb des Modells mit verschiedener Geschwindigkeit sich fortpflanzen. Die nach Durchlaufen der Modelldicke  $e$  vorhandene Phasendifferenz

$$\delta_3 = \delta_1 - \delta_2$$

dieser beiden Komponenten bewirkt, dass das austretende Licht im allgemeinen elliptisch polarisiert ist. Dabei bedeuten  $\delta_1$  bzw.  $\delta_2$  die Phasendifferenz der zu  $\sigma_1$  bzw. zu  $\sigma_2$  parallelen Komponente gegenüber einem Strahl, der durch das spannungsfreie Modell gegangen wäre. Es gilt<sup>1)</sup>

$$\delta_1 = e(a\sigma_1 + b\sigma_2) \quad (1)$$

$$\delta_2 = e(b\sigma_1 + a\sigma_2) \quad (2)$$

$a, b$  Materialkonstanten

FAVRE war der erste, der mit Hilfe eines Vierplatten-Interferometers nach MACH-ZEHNDER die absoluten Phasendifferenzen  $\delta_1$  und  $\delta_2$  mass und daraus die elastischen Spannungen  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  bestimmte<sup>2)</sup>. Seine Methode lässt sich noch erweitern, wie im folgenden gezeigt werden soll.

Gemäss Fig. 1 entspreche die Schwingungsebene des einfallenden Strahles der  $x, z$ -Ebene. Wird die Lichtwelle beim Eintritt in das Modell durch den Ausdruck

$$s = S \sin \omega t$$

dargestellt, so besitzen die zu  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  parallelen Komponenten beim Austritt die Form

$$\begin{aligned} s_1 &= S \cos \beta \sin (\omega t - \delta_1) \\ s_2 &= S \sin \beta \sin (\omega t - \delta_2). \end{aligned}$$

Es steht nichts im Wege, diese beiden Komponenten in zwei andere Komponenten  $x$  und  $y$  zu transformieren, welche parallel bzw. senkrecht zur Ebene des einfallenden Lichtes schwingen. Man berechnet für diese

$$\begin{aligned} x &= S \{ \cos^2 \beta \sin (\omega t - \delta_1) + \sin^2 \beta \sin (\omega t - \delta_2) \} \\ y &= S \sin \beta \cos \beta \{ \sin (\omega t - \delta_1) - \sin (\omega t - \delta_2) \} \end{aligned}$$

und daraus, wenn man allgemein setzt

$$\begin{aligned} x &= X \sin (\omega t - \varphi) \\ y &= Y \sin (\omega t - \psi), \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> Vgl. H. FAVRE, Schweiz. Bauzeitung, Bd. 90, Nr. 23 und 24, 3./10. Dez. 1927; Revue d'Optique 1929. Diss. Zürich 1929.

<sup>2)</sup> H. FAVRE, l. c. — Vgl. auch F. TANK, Schweiz. Bauzeitung, Bd. 104 (1934), S. 45, Nr. 5.

ergeben sich die Amplituden und Phasen

$$X^2 = S^2 \{ \sin^4 \beta + \cos^4 \beta + 2 \sin^2 \beta \cos^2 \beta \cos(\delta_1 - \delta_2) \}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\cos^2 \beta \sin \delta_1 + \sin^2 \beta \sin \delta_2}{\cos^2 \beta \cos \delta_1 + \sin^2 \beta \cos \delta_2},$$

und

$$Y = S \sin 2 \beta \sin \left( \frac{\delta_1 - \delta_2}{2} \right) \quad \operatorname{tg} \psi = -\operatorname{cotg} \left( \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \right).$$

Besondere Einfachheit wird erzielt, wenn  $\beta = 45^\circ$  gesetzt wird; für die praktische Anwendung kommt auch nur dieser Fall in Betracht. Man erhält

$$X = S \cos \left( \frac{\delta_1 - \delta_2}{2} \right) \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \left( \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \right) \quad (4)$$

$$Y = S \sin \left( \frac{\delta_1 - \delta_2}{2} \right) \quad (5)$$

$$\operatorname{tg} \psi = -\operatorname{cotg} \left( \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} \right) \quad (6)$$

Diese Beziehungen sind für das Folgende grundlegend, denn sie werden uns zur Ermittlung von  $\delta_1$  und  $\delta_2$  und damit von  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  dienen.

§ 2. Zu diesem Zwecke verfährt man wie folgt. Ähnlich wie F'AVRE verwendet man ein Vierplatten-Interferometer (Fig. 2), das mit monochromatischem, linear-polarisiertem Lichte von vertikaler Schwingungsebene beschickt wird. An einem bestimmten Punkte 0 des Modells  $M$ , der in den Strahlengang gebracht wird, soll der elastische Spannungszustand analysiert werden. Die Messung zerfällt in

- Bestimmung der Neigung  $\alpha$  der Hauptspannungsrichtungen gegenüber der Vertikalen.
- Bestimmung der Differenz des Betrages der Hauptspannungen ( $\sigma_1 - \sigma_2$ ).
- Bestimmung der Summe des Betrages der Hauptspannungen ( $\sigma_1 + \sigma_2$ ).

a) Bestimmung der Richtung der Hauptspannungen. Der Lichtstrahl II im Interferometer wird abgeblendet; man arbeitet nur mit Strahl I. Das NICOL'sche Prisma  $N_2$  im Okular des Beobachtungsfernrohres wird zu  $N_1$  gekreuzt, so dass bei spannungsfreiem Modell  $M$  Dunkelheit im Gesichtsfelde herrscht. Bei Belastung des Modells tritt Aufhellung des Gesichtsfeldes ein, die erst dann wieder verschwindet, wenn die Schwingungsebene des einfallenden Lichtes in eine der Hauptspannungsrichtungen hin-

eingedreht und nachher wieder in die Vertikalebene zurückgedreht wird. Diese Funktion wird durch die beiden  $\lambda/2$ -Glimmerplatten  $L_1$  und  $L_2$  ausgeübt. An der Einstellung dieser  $\lambda/2$ -Glimmerplatten ist somit die Neigung  $\alpha$  der Hauptspannungsrichtungen gegenüber der Vertikalebene ablesbar.

b) Bestimmung der Differenz des Betrages der Hauptspannungen ( $\sigma_1 - \sigma_2$ ).  $L_1$  wird nun um  $22,5^\circ$  weitergedreht und damit die Schwingungsebene des einfallenden Lichtes unter  $\beta = 45^\circ$

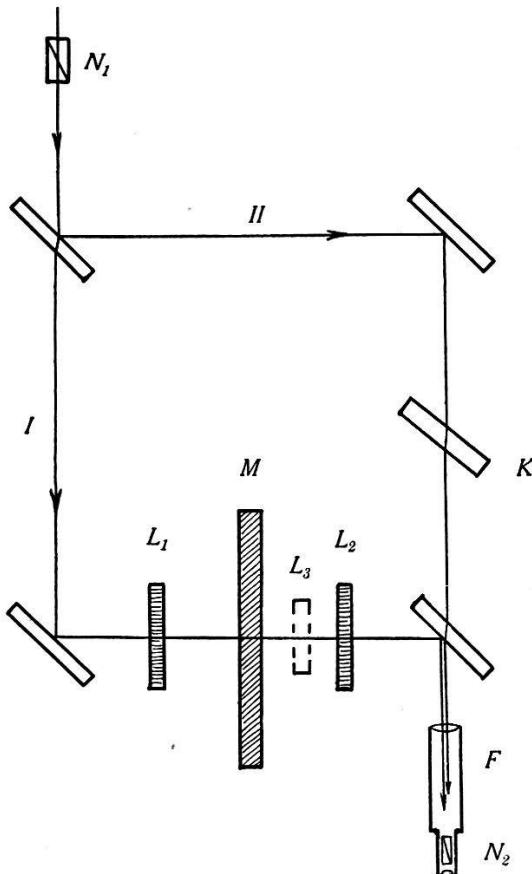


Fig. 2.

symmetrisch zu den beiden Hauptspannungsrichtungen gelegt. Hinter dem Modell treten jetzt die beiden Komponenten  $x$  und  $y$  auf, deren Amplituden und Phasen in den Gleichungen (3) bis (6) berechnet sind. Die relative Phasendifferenz  $\varphi - \psi$ , die ja immer  $90^\circ$  beträgt, wird nun durch eine zusätzliche  $\lambda/4$ -Glimmerplatte  $L_3$  aufgehoben. Es entsteht daher ein linear polarisierter Lichtstrahl, dessen Schwingungsebene, wie aus Fig. 3 zu ersehen ist, um den Winkel  $\left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2}\right)$  verschoben ist. Mit Hilfe von  $L_2$  wird die Schwingungsebene des Lichtes wieder in die Vertikalebene zurückgestellt, was man daran erkennt, dass im Gesichtsfeld des Beobachtungsfernrohres Dunkelheit eintritt. Der Unterschied der

Winkelstellungen von  $L_1$  und  $L_2$  beträgt  $\frac{1}{4}(\delta_1 - \delta_2)$ , und mit der Messung dieser Grösse hat man auch  $(\sigma_1 - \sigma_2)$  ermittelt.

c) Bestimmung der Summe der Beträge der Hauptspannungen  $(\sigma_1 + \sigma_2)$ . Nach Ausführung der unter b) erwähnten Einstellungen tritt in das Beobachtungsfernrohr ein Lichtstrahl mit der vollen Amplitude  $S = \sqrt{X^2 + Y^2}$ , mit vertikal stehender Schwingungsebene und der absoluten Phasendifferenz  $\left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right)$  gegenüber einem Strahl, welcher das unbelastete Modell passieren würde. Man dreht jetzt das NICOL'sche Prisma im Beobachtungsfernrohr um  $90^\circ$ , stellt es also auf maximale Durchlässigkeit für das ein-

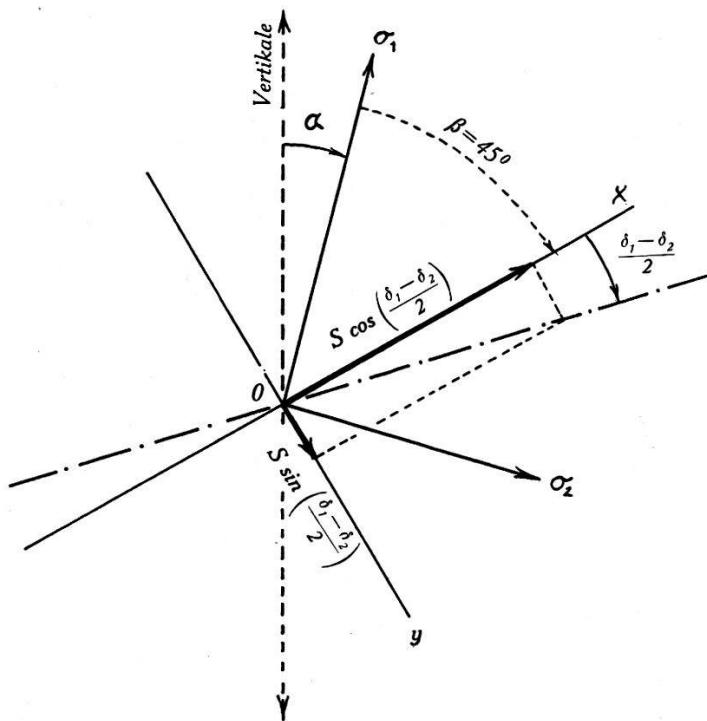


Fig. 3.

fallende Licht ein, gibt den Weg des Interferometerstrahles II frei und beobachtet das auftretende Interferenzsystem. Die Streifenverschiebung, welche beim Übergang vom belasteten zum unbelasteten Zustande des Modelles oder umgekehrt stattfindet, ergibt ein Mass für  $\left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right)$  und damit auch für  $(\sigma_1 + \sigma_2)$ . Die Messung geschieht in bekannter Weise mit dem optischen Kompenator  $K$ ; die Materialkonstanten werden durch Eichung bestimmt.

Es ist klar, dass die interferometrischen Messungen von  $\delta_1$  und  $\delta_2$  nach FAVRE noch zusätzlich ausgeführt werden können, sofern man ihnen nicht von vornherein den Vorzug gibt. Beach-

tenswert ist, dass zur Ermittlung von  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  vier Beziehungen aufgestellt werden können, nämlich

$$\left. \begin{array}{l} \delta_1 = e(a\sigma_1 + b\sigma_2) \\ \delta_2 = e(b\sigma_1 + a\sigma_2) \\ \delta_3 = (\delta_1 - \delta_2) = e(a - b)(\sigma_1 - \sigma_2) \\ \delta_4 = (\delta_1 + \delta_2) = e(a + b)(\sigma_1 + \sigma_2) \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{nach FAVRE} \\ \text{nach dem neuen Vorschlag,} \end{array}$$

welchen unabhängige Messungen entsprechen. Die Grösse  $(\delta_1 - \delta_2)$  lässt sich aber noch auf einer Reihe anderer Wege bestimmen, z. B. mit einem Kompensator nach SOLEIL-BABINET, nach der Isochromaten-Methode, oder, worauf wir hier nachdrücklich hinweisen wollen, durch Photometrieren der durch die Gleichungen (3) und (5) dargestellten Amplituden, z. B. mit Hilfe einer Photozelle. Ferner kann bekanntlich  $(\delta_1 + \delta_2)$  aus der Dickenänderung des Modelles oder nach der Methode der Potentialfeldmessung im elektrolytischen Trog<sup>1)</sup> gefunden werden, so dass heute ein grosser Reichtum an photoelastischen Methoden besteht und es nun vor allem die Aufgabe der Laboratorien ist, die Auslese unter den zweckmässigsten und am raschesten arbeitenden Methoden zu treffen.

Zürich, Physikal. Institut der E. T. H.,

---

<sup>1)</sup> H. MEYER und F. TANK, Helv. Phys. Acta, Vol. VIII (1935) S. 315.