

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 88 (1970)  
**Heft:** 43

**Artikel:** Optische Messung von lokalen Geschwindigkeiten in Strömungen  
**Autor:** Müller, Andreas  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-84647>

#### 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:** 29.01.2026

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

# Optische Messung von lokalen Geschwindigkeiten in Strömungen

Von Andreas Müller, Zürich

DK 531.76:532.5

Die Messung der Dopplerverschiebung von Laserlicht, das aus einem strömenden Medium gestreut wird, bietet eine Möglichkeit, die Strömungsgeschwindigkeit optisch zu messen [1], [2]. Im folgenden soll zuerst das Messprinzip erklärt werden. In einem zweiten Teil wird gezeigt, wie diese Messmethode in einem Instrument verwendet wird, das an der Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau der ETH (VAWE) gebaut wurde, und schliesslich soll diese optische Methode mit den bekannten Methoden zur Messung lokaler Strömungsgeschwindigkeiten verglichen werden.

## 1. Messprinzip

### 1.1 Doppler-Effekt

Wenn eine ruhende Quelle eine Welle mit der Frequenz  $f_0$  aussendet, so beobachtet ein ruhender Beobachter die gleiche Frequenz  $f_0$  (Bild 1a). Bewegt sich aber der Beobachter auf die Quelle zu, so nimmt er mehr Schwingungen pro Zeiteinheit wahr, d.h. er beobachtet eine Frequenz  $f_0 + \Delta f$  (Bild 1b). Wird die Quelle auf den ruhenden Beobachter hin bewegt, so werden die Wellen gewissermassen zusammengestaucht, so dass die Wellenlänge  $\lambda_0$  um  $\Delta \lambda$  verkleinert wird, was der ruhende Beobachter als Erhöhung der Frequenz wahrnimmt (Bild 1c).

Dieser Dopplereffekt, der an Schallwellen leicht beobachtet werden kann, tritt auch beim Licht auf und kann zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit verwendet werden: Fällt der Lichtstrahl in ein strömendes Medium ein, dem Teilchen von der Grössenordnung der Wellenlänge  $\lambda_0$  des Lichtes beigegeben sind, so wird Licht von diesen Teilchen aus dem Strahl gestreut. Bei diesem Streuprozess tritt der Dopplereffekt zweimal in Erscheinung. Einmal ist das Teilchen ein bewegter Beobachter, der den Laser als ruhende Lichtquelle sieht, dann sendet das Teilchen dieses Licht als bewegte Quelle wieder aus, und wir nehmen das Streulicht als ruhende Beobachter wahr. Auf die Frage, weshalb für dieses Experiment ein Laser verwendet werden muss, soll weiter unten eingegangen werden.

Der mathematische Zusammenhang der Dopplerverschiebung mit der Geschwindigkeit  $v$  der Streuteilchen soll anhand der Messsituation nach Bild 2a gegeben werden. Der einfallende Laserstrahl habe die Frequenz  $f_0$  und einen Lichtvektor  $\vec{k}_e$ , welcher die Richtung des Lichtstrahles angibt und den Betrag  $|\vec{k}_e| = 2\pi/\lambda$  hat. Streut ein Teilchen mit der Geschwindigkeit  $v$  Laserlicht in die Richtung  $\vec{k}_s$  ( $\vec{k}_s$ : Lichtvektor des Streulichtes), so ist die Dopplerverschiebung  $\Delta f$ , abgesehen vom Faktor  $1/2\pi$ , gleich dem Skalarprodukt der Geschwindigkeit  $v$  mit der Differenz  $(\vec{k}_s - \vec{k}_e)$  der Lichtvektoren, also

$$(1) \quad \Delta f = \frac{1}{2\pi} (\vec{k}_s - \vec{k}_e, v)$$

Um die Grössenordnung von  $\Delta f$  zu bestimmen, soll der Proportionalitätsfaktor für einen He-Ne-Laser und einen Streuwinkel  $\Theta$  von  $6^\circ$  berechnet werden. Die Wellenlänge  $\lambda_0$  im Vakuum für einen He-Ne-Laser beträgt  $0,633 \mu\text{m}$ , so dass wegen des Brechungsexponenten  $n = 1,33$  des Wassers die Wellenlänge  $\lambda$  im Wasser gleich

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} = 0,475 \mu\text{m}$$

wird. Da  $|\vec{\Delta k}| = (2\pi/\lambda) 2 \sin \Theta/2$  ist, folgt aus Gleichung (1):

$$(2) \quad \Delta f = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{2\pi}{\lambda} 2 \sin \frac{\Theta}{2} \right) v_1$$

wobei  $v_1$  die Geschwindigkeitskomponente in Richtung  $\vec{\Delta k}$  bezeichnet.

Setzt man die gewählten Grössen für  $\lambda$  und  $\Theta$  ein, so erhält man

$$(3) \quad \Delta f = 2,2 \cdot 10^3 \left[ \frac{\text{Hz}}{\text{cm/s}} \right] v_1$$

d.h. eine Geschwindigkeit  $v_1 = 1 \text{ cm/s}$  verursacht eine Dopplerverschiebung von  $2,2 \cdot 10^3 \text{ Hz}$ . Vergleicht man diese Grösse mit der Frequenz  $f_0 = 4,75 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$ , so wird

$$\frac{\Delta f}{f} = 10^{-11}$$

### 1.2 Optische Mischung

Für die Messung der Dopplerverschiebung  $\Delta f$  stellen sich zwei Probleme.

1. Da die Strömungsgeschwindigkeit an einem bestimmten Ort gemessen werden soll, darf man die Dopplerverschiebung nur von dem Streulicht messen, das von diesem Ort in eine bekannte Richtung gestreut wird. Da aber von jedem Punkt des einfallenden Strahles in jede Richtung Licht gestreut wird, muss das Streulicht, dessen Dopplerverschiebung man messen will, vom restlichen Streulicht getrennt werden.
2. Es stellt sich das Problem, eine Frequenzverschiebung so empfindlich zu messen, dass ein Teil in  $10^{11}$  noch feststellbar ist.

In Bild 2b ist eine Möglichkeit gezeigt, wie man diese zwei Probleme lösen kann: Ein zweiter Strahl des gleichen Lasers fällt so in die Strömung ein, dass er den ersten Strahl kreuzt. Dadurch mischt sich der zweite Strahl mit jenem Streulicht aus dem ersten Strahl, das aus dem Kreuzungsgebiet in die Richtung des zweiten Strahles gestreut wird. Das Streulicht hat die Frequenz  $f_0 + \Delta f$  und das direkte Licht hat die Frequenz  $f_0$ . Mit einem Photodetektor kann die Schwebung zwischen diesen zwei Strahlen gemessen werden. Die Schwebung bewirkt eine Modulation der Lichtintensität mit der Differenz der Frequenzen der beiden Strahlen, und diese Differenzfrequenz, die elektronisch gemessen werden kann, ist gerade gleich der Dopplerfrequenz.

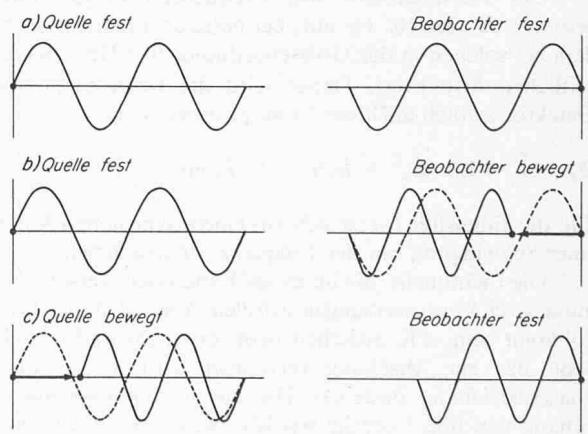


Bild 1. Schematische Darstellung des Doppler-Effekts

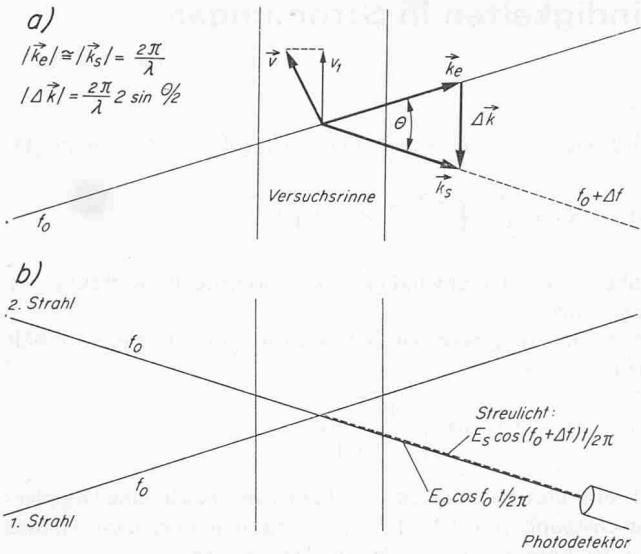


Bild 2. Mess-Situation  
a Doppler-Effekt im Streulicht  
b Optische Messung

In der Gleichung (4) sind diese Zusammenhänge dargestellt. Zur Amplitude  $E_s \cos [(f_0 + \Delta f)/2\pi] t$  des gestreuten Laserlichtes wird die Amplitude  $E_0 \cos [f_0/2\pi] t$  des direkten Laserlichtes addiert. Da die Intensität dem Quadrat der Amplitude proportional ist, wird mit dem Photodetektor die folgende Intensität  $I$  gemessen:

$$(4) \quad I \sim [E_0 \cos f_0 t/2\pi + E_s \cos (f_0 + \Delta f) t/2\pi]^2 \\ = E_0^2 \cos^2 \frac{f_0}{2\pi} t + E_s^2 \cos^2 \left( \frac{f_0 + \Delta f}{2\pi} \right) t + \\ + 2 E_0 E_s \cos \frac{f_0}{2\pi} t \cos \left( \frac{f_0 + \Delta f}{2\pi} \right) t = \\ E_0^2 \cos^2 \frac{f_0}{2\pi} t + E_0^2 \cos^2 \left( \frac{f_0 + \Delta f}{2\pi} \right) t + \\ + E_0 E_s \left[ \cos \frac{1}{2\pi} (f_0 + \Delta f + f_0) t + \right. \\ \left. + \cos \frac{1}{2\pi} (f_0 + \Delta f - f_0) t \right] = \\ = E_0^2 \cos^2 \frac{f_0}{2\pi} t + E_s^2 \cos^2 \left( \frac{f_0 + \Delta f}{2\pi} \right) t + \\ + E_0 E_s \left[ \cos \frac{1}{2\pi} (2f_0 + \Delta f) t + \cos \frac{1}{2\pi} \Delta f t \right]$$

Der Photodetektor löst Frequenzen in der Größenordnung  $10^3$  bis  $10^5$  Hz auf, bei höheren Frequenzen, besonders bei solchen in der Größenordnung  $10^{14}$  Hz, misst er den zeitlichen Mittelwert. Damit wird die Intensität  $\bar{I}$ , die der Detektor zeitlich auflösen kann, proportional

$$(5) \quad \bar{I} \sim 1/2 (E_0^2 + E_s^2) + E_0 E_s \cos \Delta f t/2\pi,$$

d.h. die Intensität  $\bar{I}$  setzt sich aus einem konstanten Anteil und einer Schwingung mit der Frequenz  $\Delta f$  zusammen.

Die Lichtquelle, die für dieses Experiment verwendet wird, muss zwei Voraussetzungen erfüllen. Einmal muss das Licht kohärent sein, d.h. zwischen dem Streulicht und dem Laserlicht, das zur Mischung verwendet wird, muss eine feste Phasenbeziehung bestehen. Die zweite Voraussetzung kann anhand von Bild 3 gezeigt werden, das das Frequenzspektrum der zwei überlagerten Strahlen des Streulichts mit der Frequenz

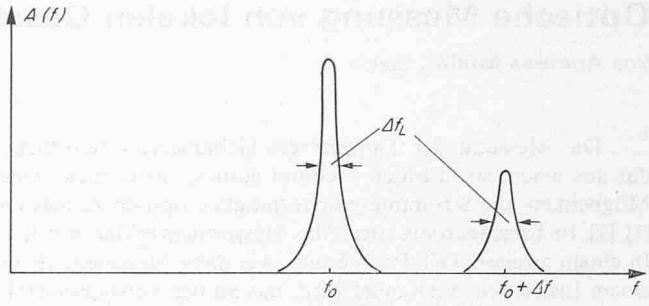


Bild 3. Frequenzspektrum des Streulichtes und des direkten Laserlichtes

$f_0 + \Delta f$  und des direkten Laserlichts mit der Frequenz  $f_0$  zeigt. Damit die in Gleichung (4) berechnete Modulation der Intensität zustande kommt, muss die Breite  $\Delta f_L$  der Laserlinie kleiner als die Dopplerverschiebung  $\Delta f$  sein. Ein Gas-Laser ist die einzige Lichtquelle, die beide Anforderungen erfüllt, weshalb es notwendig ist, einen solchen Laser zu verwenden.

## 2. Das Instrument der VAWE

### 2.1 Die optische Anordnung

Für das Instrument, das an der VAWE gebaut wurde, ist die in Bild 4 dargestellte optische Anordnung gewählt worden. Der Laser-Strahl wird durch die Linse  $L_1$  auf ein optisches Gitter fokussiert, das den Laser-Strahl in die Strahlen der verschiedenen Beugungsordnungen aufspaltet, wie es in Bild 4 angedeutet ist. Durch eine Blende werden alle bis auf zwei Strahlen, das nulle und eines der beiden ersten Beugungsmaximum, ausgeblendet. Die Linse  $L_2$  erzeugt in der Rinne ein Bild des Beugungsgitters. Da das nulle und das erste Beugungsmaximum ihren Ursprung im gleichen Punkt auf dem Beugungsgitter haben, müssen sich diese zwei Strahlen im Bild dieses Punktes kreuzen. Auf diese Weise erhält man die in Bild 2 gezeigte Messsituation: Das Licht des ersten Beugungsmaximums mischt sich mit dem Streulicht des nullten Beugungsmaximums. Mit dem Photodetektor, einem Photofeldeffekt-Transistor, wird die Intensität  $\bar{I}$  des Lichtes gemessen (Gl. 5).

Die Grösse des Messgebietes ist durch die Durchmesser  $d$  der zwei Strahlen und den Winkel, den sie einschliessen, bestimmt. Bei einem Winkel von  $6^\circ$  und einem Durchmesser  $d$  von 0,1 mm wird das Messgebiet 1 mm lang mit einem grössten Durchmesser von 0,1 mm.

### 2.2 Messung von $\Delta f$

Es ist beabsichtigt, mit dem Instrument turbulente Geschwindigkeiten zu messen, d.h. die zu messende Geschwindigkeitskomponente  $v_1$  setzt sich aus einem zeitlichen Mittelwert  $\bar{v}_1$  und den turbulenten Schwankungen  $v'_1$  zusammen:

$$v_1 = \bar{v}_1 + v'_1$$

Entsprechend setzt sich die Dopplerverschiebung  $\Delta f$ , die proportional  $v_1$  ist, aus  $\bar{\Delta f}$  und  $\Delta f'$  zusammen.

$$\Delta f = \bar{\Delta f} + \Delta f'$$

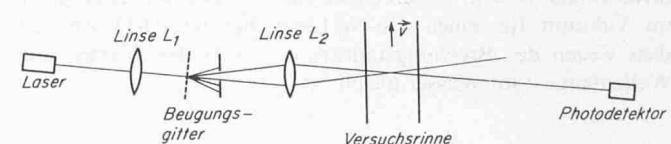


Bild 4. Optische Anordnung

Wenn durch die Messung die Frequenzschwankungen  $\Delta f'$  aufgelöst werden sollen, müssen die Frequenzmessungen genügend oft vorgenommen werden, d.h. die Zeit, die für eine Messung gebraucht wird, muss entsprechend kurz gewählt werden.

Eine Möglichkeit, die Frequenz eines periodischen Signals rasch zu messen, besteht darin, dass zuerst die Periodenlänge  $T$  dieses Signals gemessen wird, indem die Zeit zwischen den Nulldurchgängen, die einer Periode entsprechen, gemessen wird. Die Frequenz  $\Delta f$  des Signals kann in einem zweiten Schritt bestimmt werden, da  $\Delta f$  proportional zu  $1/T$  ist.

Nun ist aber das Signal am Ausgang des Photodetektors zu stark mit Rauschen behaftet, als dass die Nulldurchgänge genügend genau bestimmt werden könnten. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wird das Signal auto-korriert. Die Autokorrelation  $R(\tau)$  eines Signals  $u(t)$  ist definiert durch

$$(6) \quad R(\tau) = \frac{1}{P} \int_0^P u(t) u(t - \tau) dt$$

wobei bedeuten:  $P$  die Integrationszeit und  $\tau$  das Zeitintervall, über das korreliert wird.

Ist  $u(t)$  eine harmonische Funktion,  $u(t) = A \cos \omega t$ , so kann leicht gezeigt werden, dass  $R(\tau)$  wieder eine harmonische Funktion mit der gleichen Frequenz  $\omega$  ist.

$$(7) \quad R(\tau) = \frac{A^2}{P} \int_0^P \cos \omega t \cos \omega(t - \tau) dt \\ = \frac{A^2}{P} \int_0^P \cos \omega t (\cos \omega t \cos \omega \tau + \sin \omega t \sin \omega \tau) dt \\ = \frac{A^2}{P} \left[ \cos \omega \tau \int_0^P \cos^2 \omega t dt + \right. \\ \left. + \sin \omega \tau \int_0^P \cos \omega t \sin \omega t dt \right] \\ = \frac{A^2}{2} \cos \omega \tau$$

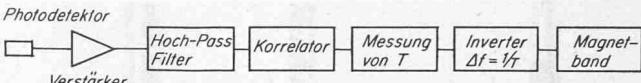


Bild 5. Blockschema der Messung der Dopplerfrequenz  $\Delta f$

Da durch die Autokorrelation der Rausch-Anteil des Signals verkleinert wird, hat  $R(\tau)$  ein genügendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, um die Nulldurchgänge messen zu können.

Das Blockschema Bild 5 zeigt, wie die Dopplerfrequenz nach diesem Messprinzip elektronisch gemessen wird. Die Ausgangsspannung des Photodetektors, die mit der Dopplerfrequenz moduliert ist, wird zuerst verstärkt. Dann wird mit dem Hochpassfilter der niederfrequente Teil des Rauschens abgeschnitten, bevor das Signal im Korrelator autokorriert wird. Der Korrelator rechnet je einen Wert der Autokorrelationsfunktion  $R(\tau)$  für  $\tau = 0,1\tau_0, 2\tau_0, \dots, 99\tau_0$ . Diese hundert Werte von  $R(\tau)$  werden gespeichert und können alle 2,5 ms aus dem Speicher herausgelesen werden, um die Periode  $T$  der Funktion  $R(\tau)$  zu messen. Der Messwert für  $T$ , eine zu  $T$  proportionale Spannung, wird invertiert, so dass eine Spannung proportional  $1/T$ , d.h. proportional zu  $\Delta f$  erhalten wird. Mit dieser Methode erhält man einen Spannungsverlauf mit 400 Messpunkten pro Sekunde, so dass, wenn die Integrationszeit  $P$  am Korrelator entsprechend gewählt wird, Schwankungen der Geschwindigkeiten bis etwa 100 Hz aufgelöst werden können.

### 3. Vergleich der optischen Methode mit anderen Messmethoden für lokale Strömungsgeschwindigkeiten

In diesem Abschnitt sollen einige Eigenschaften der Doppler-Geschwindigkeitsmessung mit den Eigenschaften anderer Methoden verglichen werden. In der Tabelle 1 ist dieser Vergleich zusammengestellt, der nach folgenden sieben Merkmalen erfolgt:

1. Welches ist die Messgröße, und wie ist der Zusammenhang der Messgröße mit der Geschwindigkeit gegeben?
2. Einfluss der Messung auf die Strömung
3. Die zeitliche Auflösung, d.h. welche Frequenzen von Geschwindigkeitsschwankungen können aufgelöst werden?
4. Die räumliche Auflösung, d.h. welche Größe hat der Messbereich, über den gemittelt wird?
5. Die Auflösung der Strömungsrichtung, d.h. wie ist die Abhängigkeit der Messgröße von der Richtung der Strömung?

Tabelle 1. Vergleich der Eigenschaften verschiedener Messmethoden

	Staudruckrohr	Gesamtdrucksonde	Messflügel	Heiss-Film-Sonde	Doppler-Methode (Instrument der VAWE)
Messgröße	Staudruck = $p_g - p_s$ Gesamtdruck $p_g$				Doppler-Verschiebung
Zusammenhang der Messgröße mit der Geschwindigkeit	- in 1. Näherung: Gleichung von Bernoulli - für grosse Messgenauigkeit: Eichung		Umlaufgeschwindigkeit Eichung	abgeführt Wärme Eichung	Gesetz für Doppler-Verschiebung (keine Eichung)
Einfluss der Messung auf die Strömung	Störung	Störung	Störung	Störung	keine Störung
Grenzfrequenz	pneumatische Druckmessung: 1 Hz elektrische Druckmessung: bis 1 kHz	0,1 Hz	30 k Hz	100 Hz	
Größenordnung des Messbereichs	3–100 mm	0,1–1 mm	20 mm bis 30 cm	0,1 × 1 mm	0,1 × 1 mm
Auflösung der Strömungsrichtung	innerhalb $\pm 10^\circ$ kein Einfluss der Strömungsrichtung			innerhalb $\pm 5^\circ$ kein Einfluss der Strömungsrichtung	Messung der Geschwindigkeitskomponente in einer Richtung
Grenzen des Messbereiches (Größenordnung)	untere Grenze: pneumatische Druckmessung 1 cm/s elektrische Druckmessung 10 cm/s	untere Grenze 3 cm/s	untere Grenze: 1 cm/s obere Grenze: 25 m/s	untere Grenze: 1 cm/s obere Grenze: 25 m/s	untere Grenze: 0,05 cm/s obere Grenze: 1 m/s
Bedingungen für den Einsatz		entlüftetes und gefiltertes Wasser	entlüftetes und gefiltertes Wasser	Laserlicht muss durch optische Fenster in die Strömung eintreten	

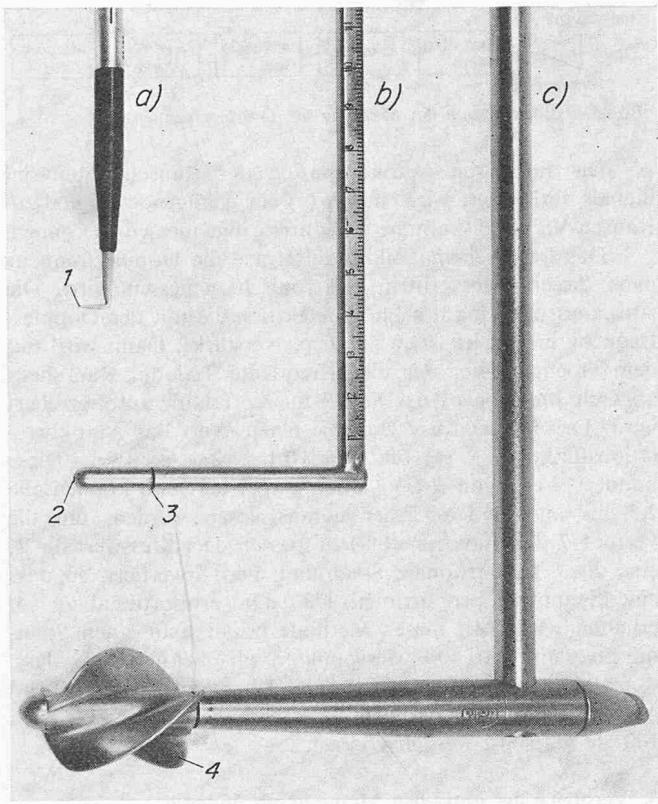


Bild 6. Heissfilmsonde (a), Staudruckrohr (b), Messflügel (c)  
 1 Scheitel des Keiles, wo ein geheizter Metallfilm angebracht wird  
 2 vordere Öffnung zur Messung des Gesamtdruckes  $p_g$   
 3 seitliche Druckentnahme zur Messung des statischen Druckes  $p_s$   
 4 Flügelrad

6. Wo liegen die Grenzen des Messbereichs?
7. Besondere Bedingungen für die Anwendung der Methode.

Die zum Vergleich herangezogenen Messmethoden sollen im folgenden kurz charakterisiert werden.

#### 1. Druckmessungen (Bild 6b)

Durch die Gleichung von Bernoulli

$$(8) \quad \rho/2 v^2 = p_g - p_s$$

wird eine Beziehung zwischen der Geschwindigkeit  $v$ , dem statischen Druck  $p_s$  und dem Gesamtdruck  $p_g$  gegeben. Wenn man vom Einfluss der Sonde auf die Strömung absieht, so wird in einem Staudruckrohr in der vorderen Öffnung 2 der Gesamtdruck  $p_g$  gemessen, in der seitlichen Druckentnahme (Schlitz 3 oder Bohrung) der statische Druck  $p_s$ . Aus der Differenz  $p_g - p_s$  kann die Geschwindigkeit bestimmt werden.

Kennt man den statischen Druck am Ort der Sonde, so kann mit einer Gesamtdrucksonde, die wesentlich kleiner als das Staudruckrohr gebaut werden kann, nur  $p_g$  gemessen werden, woraus man dann die Differenz  $p_g - p_s$  erhält.

Ein Nachteil dieser Methode liegt in der quadratischen Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Druckdifferenz  $p_g - p_s$ . Daraus ergeben sich für kleine Geschwindigkeiten sehr kleine Druckdifferenzen (z.B. erhält man für  $v = 1 \text{ cm/s}$   $1/2 \text{ dyn/cm}^2 = 0,005 \text{ mm WS}$ ), was entsprechend schwierig zu messen ist.

#### 2. Messflügel (Bild 6c)

Die Umlaufgeschwindigkeit des Flügelrades 4 ist eine Funktion der Anströmgeschwindigkeit; durch Eichen kann diese Funktion ermittelt werden.

#### 3. Heissfilm-Anemometer (Bild 6a)

Ein geheizter Metallfilm, der auf dem Scheitel 1 eines Keiles (Bild 6) aufgebracht ist, wird je nach der Strömungsgeschwindigkeit mehr oder weniger gekühlt. Die abgeföhrte Wärme kann dadurch bestimmt werden, dass der Film durch einen Regelkreis auf konstanter Temperatur gehalten wird, und man die dazu notwendige Heizleistung misst. Der Zusammenhang zwischen dieser Heizleistung und der Geschwindigkeit ist nicht linear und zudem abhängig von der Geometrie der Sonde und den Wärmeleitfähigkeiten der verwendeten Materialien. Aus diesem Grund muss jede Sonde einzeln geeicht werden. Der Messbereich ist nach unten beschränkt, da sich bei kleinen Geschwindigkeiten die natürliche Konvektion um den geheizten Film bemerkbar macht. An die Qualität des strömenden Mediums müssen besondere Anforderungen gestellt werden, da sich auf der Sonde keine Gasblasen bilden dürfen, und da der Metallfilm durch feste Partikel in der Strömung leicht beschädigt werden kann (z.B. entlüftetes, gefiltertes Wasser).

Auf zwei weitere Methoden, die Messung des Doppler-Effektes an Ultraschallwellen [3] und die Messung der durch ein Magnetfeld quer zur Strömungsrichtung verursachten Spannung (Faraday-Effekt) [4] soll hier nicht eingegangen werden.

Ein Vergleich dieser Messmethoden mit der Doppler-Methode, wie er in Tabelle 1 zusammengestellt ist, zeigt folgende Vor- und Nachteile der optischen Methode:

1. Ein grosser Vorteil der Doppler-Methode ist der einfache Zusammenhang der Geschwindigkeit mit der Dopplervonfrequenz: die beiden Größen sind zueinander proportional, und der Proportionalitätsfaktor lässt sich aus Winkelmessungen ermitteln; eine Eichung erübrigtsich
2. Durch die Messung wird die Strömung nicht gestört
3. Die zeitliche Auflösung, wie sie das Instrument der VAWE zeigt, erreicht nicht die Auflösung eines Heissfilmanemometers, ist aber für Messungen in Wasser in vielen Fällen genügend
4. Die Grösse des Messpunktes ist von der gleichen Größenordnung wie bei Gesamtdruck- und Heissfilm-Sonden
5. In der Auflösung der Strömungsrichtung weist die Dopplermethode die Besonderheit auf, dass die Geschwindigkeitskomponente in einer bekannten Richtung gemessen wird. Mit den anderen Methoden wird im wesentlichen der Betrag der Geschwindigkeit gemessen. Da eine Änderung der Strömungsrichtung eine andere Umströmung der Sonde zur Folge hat, ist die Messgrösse auch von der Strömungsrichtung abhängig
6. Die untere Grenze des Messbereiches liegt mit  $0,05 \text{ cm/s}$  etwa einen Faktor 20 unter der Grenze der anderen Methoden. Nach oben ist die Grenze durch das zeitliche Auflösungsvermögen des Photodetektors gegeben. Im Instrument der VAWE liegt diese Grenze gegenwärtig bei  $1 \text{ m/s}$ ; sie lässt sich aber mit anderen Detektoren bis zu sehr hohen Geschwindigkeiten verschieben, wobei aber turbulente Schwankungen nur mit grossem Aufwand aufgelöst werden können
7. Dass die Messstelle «optisch zugänglich» sein muss, ist ein Nachteil der Methode. Für den Einsatz in einer Laborrinne fällt dieser Nachteil nicht ins Gewicht, aber für die Verwendung in einem natürlichen Gerinne müssten besondere Vorkehrn getroffen werden.

Herrn Prof. G. Schnitter sei für die Unterstützung, die er dieser Arbeit zukommen liess, bestens gedankt.

Adresse des Verfassers: Andreas Müller, dipl. Phys. Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau (VAWE) an der ETH Zürich.

## Literaturverzeichnis

- [1] Yeh, Y., and Cummins, H.Z.: Localized fluid flow measurements with an He-Ne Laser Spectrometer. «Appl. Phys. Lett.» 4, (1964) 176.
- [2] Angus, J.C., Morrow, D.L., Dunning, J.W. and French, M.J.: Motion Measurement by Laser Doppler Techniques. «Industrial and Engineering Chemistry» 61, (1969) 8. (Übersichtsartikel).
- [3] Knapp Boetticher, C.: Geschwindigkeits- und Mengenmessung strömender Flüssigkeiten mittels Ultraschall. Dissertation ETH Nr. 2795 (1958).
- [4] Dag, H.J. and Villemonte, J.R.: Liquid turbulent investigations with an electromagnetic probe. 9th Midwestern Mech. Conf. 1965, p. 473.
- [5] Wuest, W.: Strömungsmesstechnik. Braunschweig 1969, Vieweg-Verlag.

## Quellung in Mergel, Opalinuston und Anhydrit

Von J. Huder und G. Amberg

### Zusammenfassung

Die Quellung von stark vorbelasteten Tonen wird als rheologischer Vorgang erklärt und es werden anhand von Messergebnissen an einem Mergel aus der Süßwassermasse und an einem Opalinuston das Quellmass und die Quelldrucke besprochen. Weiter wird die Grösse des Quelldruckes eines Anhydrites, der sich bei Wasserzufuhr chemisch in Gips umwandelt, anhand von Beispielen erläutert. Die Untersuchungen umfassen sowohl Laboratoriumsversuche als auch Messungen im Felde.

### 1. Quellmass und Quelldruck

Mit zunehmender Bautätigkeit wächst auch die Anzahl der Baugruben in quellfähigen Materialien. Die Versuchsanstalt für Wasserbau und Erdbau (VAWE) wird immer häufiger mit der Messung von Quellungen betraut. Der Jubilar als ihr Direktor war an den Ergebnissen solcher Messungen stets stark interessiert und unterstützte jeden Versuch, dem Verständnis dieser komplexen Erscheinung durch Untersuchungen im Laboratorium und im Felde näher zu kommen. Über einige interessante Beispiele soll hier berichtet werden.

Unter Quellung wird die Volumenänderung verstanden, die ein Material bei Zutritt von Wasser erleidet. Wird die Quellung ganz oder teilweise verhindert, so stellt sich im Material eine Druckspannung ein, die man als Quelldruck bezeichnet. Sowohl das Quellmass als auch der Quelldruck müssen in ihrer Größenordnung bekannt sein, soll der Ingenieur ein Bauwerk in einem quellfähigen Material sicher und wirtschaftlich erstellen können. Während die Quellung in Mergel und Opalinuston einen rheologischen Vorgang der stark verdichteten Tone darstellt, ist sie im Anhydrit ein chemischer Prozess, bei dem Anhydrit und Wasser in Gips umgewandelt werden. Sowohl der Mergel (hier sei nur der Mergel aus der Süßwassermasse betrachtet) als auch der Opalinuston sind Tone, die unter grossen Drücken belastet worden sind. Findet dabei keine Diagenese statt, dann wird ein Teil der beim Zusammendrücken aufgewendeten Energie bei der Entlastung wieder frei und zwar in Form einer Entlastungsdeformation, durch welche das Material seine inneren Spannungen verliert. Schon bei kleiner Diagenese kann eine Entlastungsdeformation nicht oder nur teilweise erfolgen, wobei die remanente Zusammendrückungsenergie durch Anziehungskräfte aufgenommen werden muss. Diese Kräfte können durch Wasserzutritt aufgehoben werden, wodurch die Quellung entsteht. Ändern sich dagegen die Kräfte bei Wasserzutritt nicht, d.h. handelt es sich um Bindungen, dann bleibt das Quellen. So wie die Zusammendrückungszahl eines Tones von seiner Plastizität abhängt, wird auch der Verlauf der Entlastung davon beeinflusst. Dieser weist je nach Material unterschiedlichen Charakter auf, der a priori nicht bekannt ist. Hinzu kommt, dass die Grösse der Anziehungskräfte bzw. der diagenetischen Bindungen des Materials, die der Volumenvergrösserung während der Entlastung entgegenwirken, unbekannt sind, so dass eine Prognose über den Quellvorgang nur anhand umfangreicher Untersuchungen möglich ist.

Solche Untersuchungen können wertvolle Hinweise auf das Verhalten des Materials liefern. Dies darf aber nicht darüber hinwegtäuschen, dass die Messungen nur am entlasteten Verband oder an entlasteten Proben vorgenommen werden können. Die Deformation, die durch das Freilegen des Materials, sei es in einer Baugrube oder in einem Stollen oder bei der Gewinnung von Bohrkernen, eintritt, ist unbekannt. Je nach Verspannungsart kann die horizontale Dehnung die vertikale überwiegen. Obwohl der jeweils herrschende Spannungszustand des entlasteten Materials vor dem Eingriff weitgehend unbekannt ist, müssen die Grundwasserverhältnisse in den verschiedenen Schichten genau ermittelt werden.

Durch den Quellvorgang wird die Scherfestigkeit stark vorbelasteter Tone herabgesetzt, so dass Böschungen leicht instabil werden. Das Kriechen von Böschungen aus solchen Tonen ist also eng mit deren Quellung verbunden [1].

Wohl sind die Auswirkungen der Quellung eines Mergels oder Opalinustones gross, nehmen sich aber im Vergleich zur Quellung eines Anhydrits relativ bescheiden aus. Durch die chemische Umwandlung von reinem Anhydrit ( $\text{CaSO}_4$ ) und Wasser in Gips ( $\text{CaSO}_4 + 2\text{H}_2\text{O}$ ) vergrössert sich das Volumen um rund 60%. Von den Schwierigkeiten, die beim Durchstossen von Schichten mit Anhydrit aufgetreten sind, wird in der Literatur wohl berichtet, doch fehlen weitgehend Angaben über die Größenordnung der Drücke, die auftreten und die kompensiert werden müssen, will man der Deformation Herr werden.

### 2. Laboratoriumsversuche

Die Versuchsanordnung im Laboratorium ist auf das gestellte Problem auszurichten. Interessiert man sich nur für das Quellmass, so kann dies durch die Messung der Längenänderung am Probekörper senkrecht, parallel oder schief zur Schichtung bestimmt werden. Dazu werden die Proben vor und während ihrer Lagerung im Wasser gemessen, wobei die Quellung unbehindert eintreten kann. Ist dagegen der Quelldruck zu bestimmen, wird der Probekörper so eingebaut, dass bei der Lagerung im Wasser eine Volumenänderung weit-

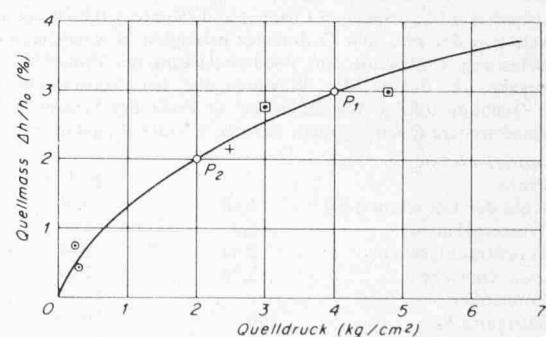


Bild 1. Wechselbeziehung zwischen Quellmass und Quelldruck an entlasteten Mergelproben.  $h_0$  ist die Höhe der unbelasteten Probe,  $\Delta h$  die Höhenzunahme infolge Quellung.