

# Fehlerkompensation beim Einsatz von Dünnschichtsensoren im elastohydrodynamischen Kontakt

O. Dauber, A. Albers

Institut für Maschinenkonstruktionslehre und Kraftfahrzeugbau, Universität Karlsruhe (TH)

## 1 Einleitung

Zur Untersuchung elastohydrodynamisch geschmierter Kontakte sind neben optischen Messverfahren der Einsatz von aufgedampften oder gesputterten Dünnschichtsensoren sehr gebräuchlich. Der Einsatz solcher Sensoren erfolgt oftmals in Zwei-Scheiben-Prüfständen, die einen stationären Linienkontakt nachbilden. Dabei erfolgt die Erfassung von Druck- und Temperaturverteilungen im Kontakt durch die Widerstandsänderungen in einem dünnen Messfaden der durch den Kontakt läuft. Die Schmierfilmdicke wird in der Regel kapazitiv über einen dünnen Messfaden erfasst. Bild 1 zeigt einen ohmschen Druck-, bzw. Temperatursensor sowie einen kapazitiven Schmierfilmdickesensor, wie sie am Institut für Maschinenkonstruktionslehre und Kraftfahrzeugbau hergestellt und eingesetzt werden.

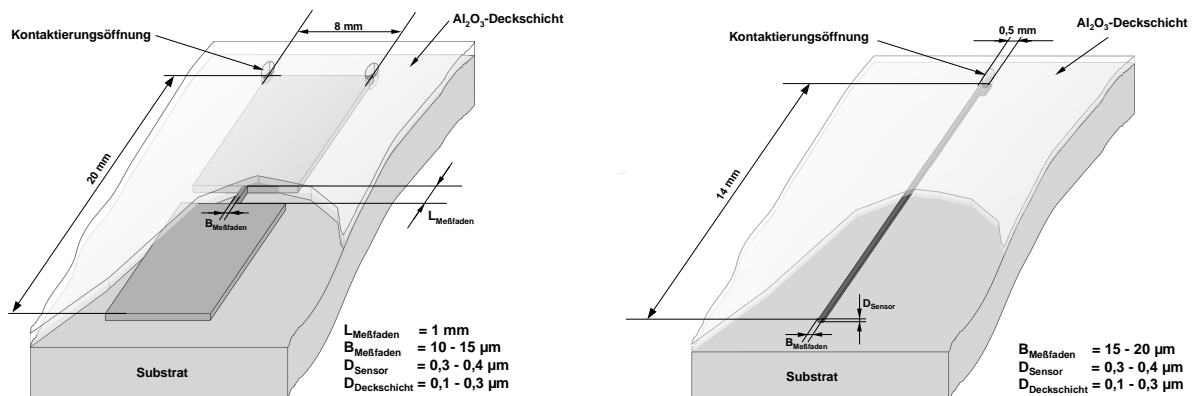


Bild 1: ohmscher Druck-, bzw. Temperatursensor (links), kapazitiver Schmierfilmdickesensor (rechts)

## 2 Druck- und Temperaturmessung

Die Schwierigkeit die bei ohmschen Druck- und Temperaturmessungen in elastohydrodynamisch geschmierten Kontakten besteht, ist das gleichzeitige Ansprechen des ohmschen Widerstandes auf Druck

und Temperatur. Hierdurch entsteht im Temperatursignal ein Druckfehler und im Drucksignal ein Temperaturfehler.

Wie **Knauß** [1] in umfangreichen Untersuchungen zeigen konnte, lässt sich der Fehlereinfluss durch eine geeignete Materialauswahl für die Sensoren zwar minimieren (Drucksensoren: Manganin (Cu86Mn12Ni2), Temperatursensoren: hochreines Titan), jedoch nicht vollständig beseitigen. **Sperrfechter** [2] schlägt zur Lösung dieses Problems eine gegenseitige iterative Fehlerkorrektur des Druck- und Temperatursignals vor. Hierzu werden nach **Baumann** [3] aus den Druck-, bzw. Temperaturwiderstandskoeffizienten,  $\alpha_p$  bzw.  $\alpha_T$ , die über eine 4-Draht-Widerstandskalibrierung für die Druck- und Temperatursensoren ermittelt werden, die Druckfehlerkoeffizienten  $\beta_{Tp}$  für die Temperatursensoren bzw. die Temperaturfehlerkoeffizienten  $\beta_{pT}$  für die Drucksensoren bestimmt.

$$\beta_{Tp} = \frac{\alpha_p}{\alpha_T} \left[ \frac{^\circ\text{C}}{\text{bar}} \right] \qquad \beta_{pT} = \frac{\alpha_T}{\alpha_p} \left[ \frac{\text{bar}}{^\circ\text{C}} \right]$$

Die der Korrektur zugrunde gelegten Iterationsbeziehungen sind

$$T_{i+1} = T_0 - (\beta_{Tp} \cdot p_i) \qquad p_{i+1} = p_0 - (\beta_{pT} \cdot T_{i+1})$$

für  $i = 0, \dots, n$

Um sowohl für Druck- und Temperatursignal exakt gleiche Bedingungen zu haben müssen diese während eines Messvorganges aufgenommen werden.

Zur Durchführung dieses Korrekturverfahrens ist jedoch die Frage nach der Lagezuordnung der beiden erfassten Verläufe von Druck und Temperatur von grundlegender Bedeutung. Aufgrund der extrem hohen Druck- und Temperaturgradienten führen bereits minimale Fehler in der Lagezuordnung der Verläufe zu gravierenden Fehlern und Messwertverfälschungen, wie dies auch von **Baumann** [3] betont wird.

Zur Klärung dieser Frage wurden im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen mehrere Lagezuordnungskonzepte diskutiert [4] und umfangreiche Messungen durchgeführt bei denen unter anderem die Abtastrate für die Signale sukzessive von 200 kHz bis auf 1 MHz gesteigert wurde. Bild 2 zeigt jeweils die korrespondierenden Druck- und Temperaturverläufe eines  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -100Cr6-Linienkontaktes bei Kontaktbelastungen von  $F = 2000 \text{ N}$ ,  $F = 4000 \text{ N}$ ,  $F = 6000 \text{ N}$ .

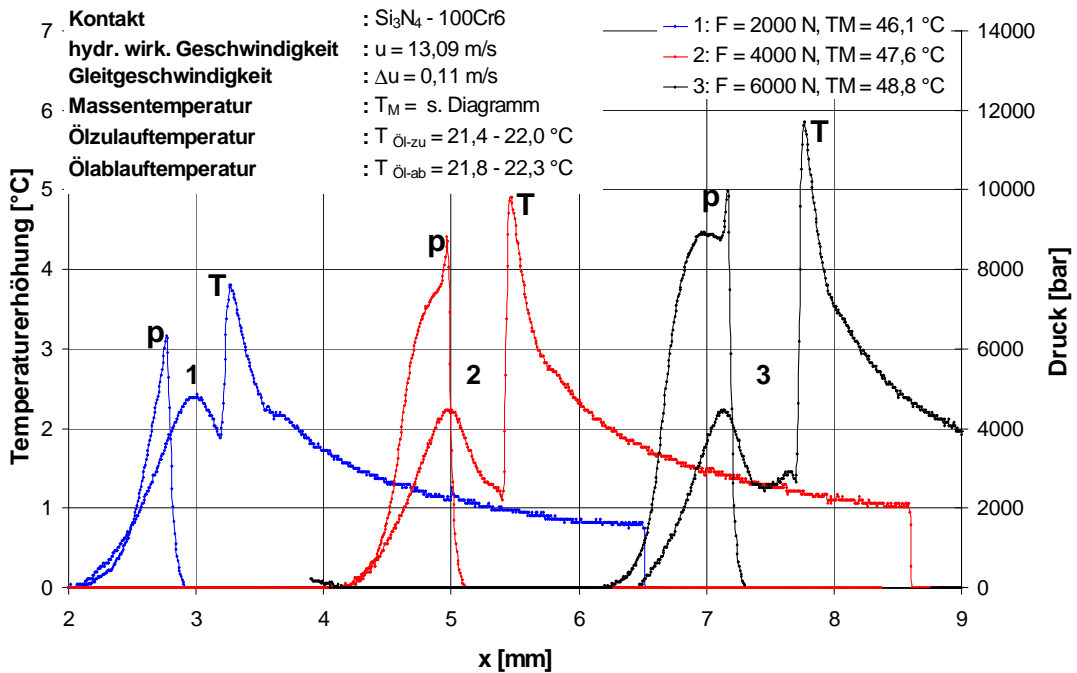


Bild 2: Ausbildung der zweiten Druckspitze im Temperatursignal

Deutlich erkennt man, daß sich in der Temperaturabsenkung zwischen den beiden Temperaturmaxima das Drucksignal widerspiegelt. Aufgrund des negativen Druckfehlerkoeffizienten  $\beta_{Tp}$  der eingesetzten Temperatursensoren bewirkt der Druckanstieg im Kontakt eine Absenkung des Widerstandes des Temperatursensors, gleichzeitig steigt der Widerstand des Temperatursensors aufgrund der Temperaturerhöhung an. Diese gegenläufigen Effekte sind ursächlich für die Widerspiegelung des Drucksignals im Temperaturverlauf. Durch die um einen Faktor fünf gesteigerte Abtastrate konnte dieser Effekt aufgelöst werden und somit das Ausrichtungskriterium für die iterative Fehlerkorrektur aufgezeigt werden.

Bild 3 zeigt die nicht-korrigierten und korrigierten Druck- und Temperaturverteilungen eines Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-100Cr6-Linienkontaktes und ihre Lagezuordnung.

Deutlich zeigt sich der verfälschende Einfluß des Drucks auf das Temperatursignal, die im Bereich der maximalen Hertz'schen Pressung über 100 % betragen kann. Dagegen ist der verfälschende Einfluß der Temperatur auf das Drucksignal vernachlässigbar gering. Die maximalen Fehler in der Druckspitze lagen bei den durchgeführten Messungen bei weniger als 0,4 % und somit im Rahmen der Messgenauigkeit.

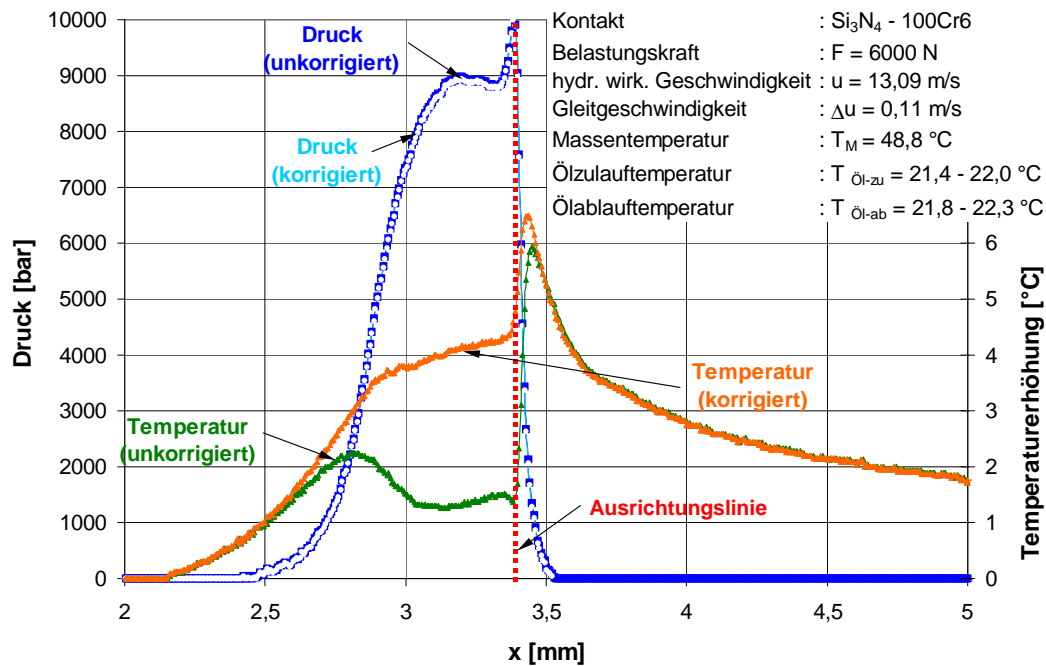


Bild 3: Korrigierte und unkorrigierte Druck- und Temperaturverteilungen in einem  $\text{Si}_3\text{N}_4$ -100Cr6-Linienkontakt

### 3 Schmierfilmdickemessung

#### 3.1 Newton'sches Ölverhalten

In Analogie zur Druck- und Temperaturmessung lässt sich auch die Schmierfilmdickeverteilung eines elastohydrodynamisch geschmierten Kontaktes kapazitiv nicht ohne nachträgliche Signalaufbereitung erfassen. Grund hierfür sind eben die Druck- und Temperaturverteilungen im Kontakt, da sie einen erheblichen Einfluss auf die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  des Versuchsöls haben.

Über die Beziehung von Clausius-Mosotti (Gl. 2-1) lässt sich die Änderung Dielektrizitätskonstante für apolare Flüssigkeiten in Abhängigkeit von der Dichte angeben zu.

$$\epsilon_{2(p)} = \frac{(\epsilon_1 + 2) + 2 \cdot (\epsilon_1 - 1) \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1}}{(\epsilon_1 + 2) - (\epsilon_1 - 1) \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1}} \quad (\text{Gl. 2-1})$$

Die Dichte ihrerseits ändert sich in Abhängigkeit von Druck und Temperatur. **Bode** [5] leitete aus der Tait-Gleichung eine Beziehung ab, mittels derer die Dichte in Abhängigkeit von Druck und Temperatur angegeben lässt:

$$\rho_{(p,T)} = \frac{\rho^* \cdot (1 - \alpha^* \cdot T)}{1 - A_1 \cdot \ln \frac{B_1 + B_2 \cdot T + p}{B_1 + B_2 \cdot T + p_0}} \quad (\text{Gl. 2-2})$$

Die Koeffizienten werden von Bode empirisch aus der Tait-Konstanten abgeleitet und ergeben sich für das Versuchsöl FVA Nr. 4 zu

$$A_1 = 0,0844 \quad B_1 = 1326,58 + 9,233 \times 10^{-4} \cdot \frac{\rho^*}{\alpha^*} \quad B_2 = -5,628$$

mit

$$\alpha^* = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 \cdot T_1 - \rho_1 \cdot T_2} \quad \rho^* = \frac{\rho_1}{1 - \alpha^* \cdot T_1}$$

Zur Bestimmung der Größen  $\alpha^*$  und  $\rho^*$  wurden die Dichten bei  $T_1 = 40^\circ\text{C}$  und  $T_2 = 80^\circ\text{C}$  herangezogen.

Tabelle 1: Dichte für FVA Referenzöl Nr. 4 [6]

Temperatur [°C]	Dichte [kg/m <sup>3</sup> ]
40	890,3
80	866,8

Hiermit ergibt sich für

$$\alpha_{(40-80^\circ\text{C})}^* = 5,47 \times 10^{-4} \text{ [1/K]} \quad \rho_{(40-80^\circ\text{C})}^* = 1074,3 \text{ [kg/m}^3\text{]}$$

Zur Bestimmung des Dielektrizitätskonstantenverlaufs  $\epsilon_{R(p,T)}$  mit den oben angegebenen Beziehungen ist die Dielektrizitätskonstante bei Umgebungsbedingungen erforderlich. Hierzu wurden Messungen mittels eines einfachen Plattenkondensators durchgeführt. Die Dielektrizitätskonstanten für das verwendete Referenzöl FVA Nr. 4 wurde bei Raumtemperatur bestimmt zu:

$$\epsilon_R = 2,32$$

Soll nun mittels dieser Verteilung der Dielektrizitätskonstanten das gemessene Schmierfilmdickesignal korrigiert werden, so ergibt sich auch hier, analog zur Druck-Temperaturkorrektur, die Frage nach

Lagezuordnung der Dielektrizitätskonstantenverteilung zum gemessenen Schmierfilmdickesignal. Bild 4 zeigt ein Schmierfilmdickesignal für einen  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -100Cr6-Kontakt bei einer Belastungskraft von  $F = 6000 \text{ N}$  und einer hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit von  $u = 15,71 \text{ m/s}$ .

Da der Druck an der engsten Stelle des Spaltes aus Gleichgewichtsgründen auf Umgebungsdruck abgefallen sein muß, und die Dielektrizitätskonstante an den Druck- und Temperaturverlauf gekoppelt ist, folgt über die Druckverteilung die Ausrichtung des Dielektrizitätskonstantenverlaufs am Schmierfilmdickenverlauf. Dieser Sachverhalt ist ebenfalls in Bild 4 dargestellt.

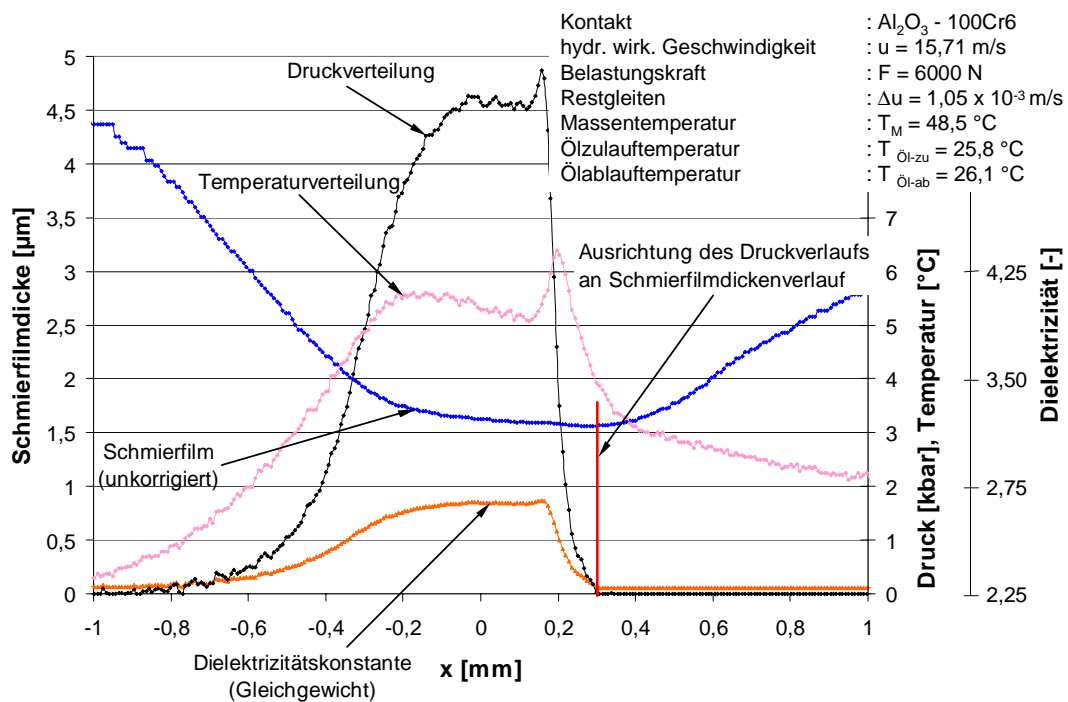


Bild 4: Ausrichtung des Dielektrizitätskonstantenverlauf am gemessenen Schmierfilmdickenverlauf

Bild 5 zeigt die Auswirkung des Einflusses der Änderung der Dielektrizitätskonstanten unter Druck- und Temperatur im Kontakt auf die Schmierfilmdickemessung unter der Voraussetzung von Newton'schem Ölverhalten.

Die Abweichungen zwischen der unkorrigierten und korrigierten Kurve für den Schmierfilmdickenverlauf außerhalb des eigentlichen Kontaktes, ergibt sich aus der Abweichung zwischen Kalibriertemperatur und Massentemperatur. Da nach **Baumann** [3] das Öl auf der Oberfläche der Scheibe in einem dünnen Film sehr rasch die Temperatur der Scheibenmasse annimmt, fällt die Dielektrizitätskonstante in diesem dünnen Ölfilm um einen näherungsweise konstanten Betrag ab und bewirkt den Kurvenversatz.

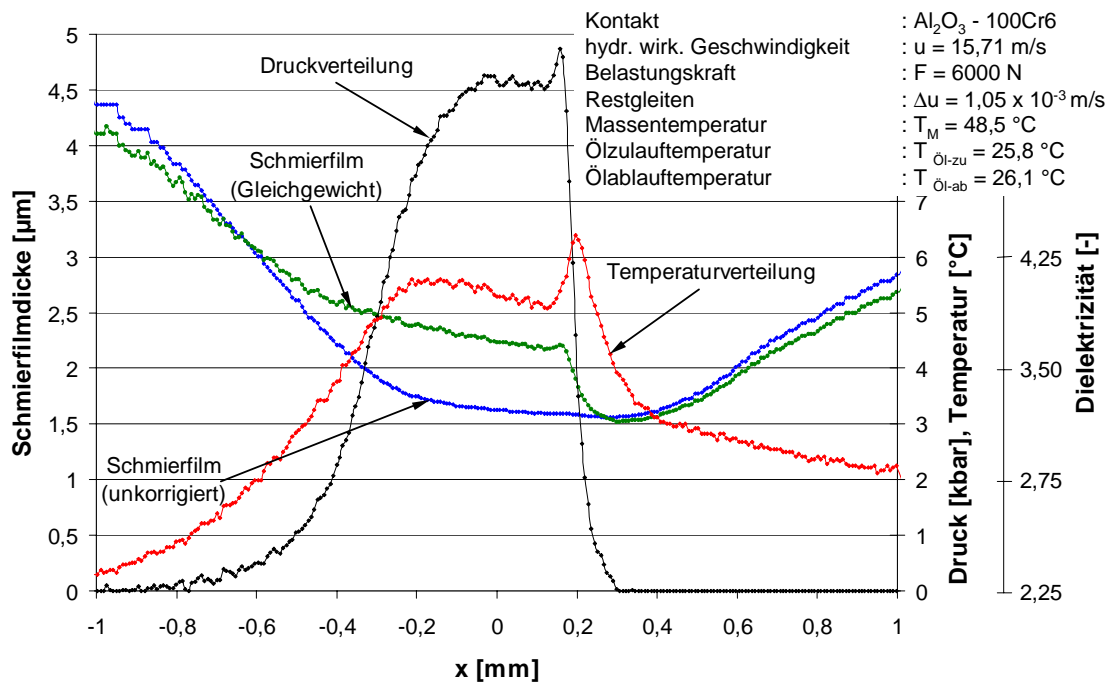


Bild 5: Vergleich zwischen unkorrigiertem und korrigiertem Schmierfilmdickenverlauf

### 3.2 Nicht-Newton'sches Ölverhalten und Relaxation

Die dargestellte Korrektur des Schmierfilmdickesignals basiert auf der Änderung der Dielektrizitätskonstanten hervorgerufen durch eine Änderung der Öldichte während des Kontaktdurchlaufs. Die nach der Beziehung von Bode angegebene Dichteänderung stellt jedoch eine Gleichgewichtsdichteänderung dar, wie sie sich bei newton'schen Fluidverhalten ergibt, das keine Relaxationserscheinungen zulässt, oder wenn das Öl, im Falle nicht-Newton'schen Verhaltens, der Belastung ausreichend lange ausgesetzt ist um den Gleichgewichtsstoffwert einzustellen.

Zur Klärung der Frage ob Relaxationserscheinungen bei einer Körperbelastung zu berücksichtigen sind, definierte **Reiner** [7] eine dimensionslose Kenngröße, die Deborah-Zahl. Nur wenn für die Deborah-Zahl

$$D = \frac{\text{Relaxationszeit}}{\text{Prozesszeit}} \ll 1 \quad (\text{Gl. 2-3})$$

gilt, können Relaxationserscheinungen vernachlässigt werden. Im Falle eines elasto-hydrodynamisch geschmierten Kontaktes ist für die Prozesszeit (Lasteinwirkung auf das Öl) die halbe Kontaktdurchlaufzeit anzusetzen, da in der ersten Kontakthälfte der Druck auf seinen Maximalwert ansteigt. Sie ergibt sich somit

aus dem Verhältnis der Hertz'schen Abplattungsbreite und der halben hydrodynamisch wirksamen Geschwindigkeit.

$$\text{Prozesszeit} = \frac{b_{\text{Hz}}}{u_{\text{H}}/2} \quad (\text{Gl. 2-4})$$

Die Relaxationszeit wird von der klassischen Rheologie als das Verhältnis von Viskosität und Schubmodul definiert [8]

$$\tau = \frac{\eta}{G}$$

In Kombination mit der Barus-Gleichung für die Druckabhängigkeit der Viskosität

$$\eta = \eta_0 \cdot \exp(\alpha \cdot p)$$

gibt **Fein** [9] folgende Beziehung für die Relaxationszeit im elastohydrodynamisch geschmierten Kontakt an:

$$\tau = \frac{\eta_0}{G} \cdot \exp(\alpha \cdot p) \quad (\text{Gl. 2-5})$$

**Trachman** [10] gibt eine Beziehung an, mit der explizit für ein gegebenes Öl die Relaxationszeit berechnet werden kann (Gl. 2-6).

$$\tau = \frac{50 \cdot \eta_{\text{p,Gleichgewicht}}}{2,4 \times 10^{-9} + 9 \cdot p} \quad (\text{Gl. 2-6})$$

$\eta_{\text{p,Gleichgewicht}}$  ist die Gleichgewichtsviskosität, die sich ebenfalls nach der Barus-Gleichung ergibt.

Bild 6 zeigt die sich aus der halben Kontaktdurchlaufzeit und den Gleichungen (Gl. 2-5) und (Gl. 2-6) ergebenden Deborahzahlen in Abhängigkeit von Belastungskraft und Drehzahl. Die der Berechnung zugrunde liegenden Stoffdaten sind in Tabelle 2 angegeben.

Tabelle 2: Berechnungsgrundlage für Bild 6

Ausgangsviskosität $\eta_0$	0,2344 [Ns/m <sup>2</sup> ]	[6]
Schubmodul	1 x 10 <sup>9</sup> [N/m <sup>2</sup> ]	[9]
Druckkoeffizient	2,023 x 10 <sup>-8</sup> [m <sup>2</sup> /N]	[6]



Die beiden Ansätze Fein und Trachman liefern für niedrige Kontaktbelastungen (niedrige Hertz'sche Pressungen) nahezu identische Werte, mit steigender Kontaktbelastung liegen die Relaxationszeiten nach der Beziehung von Fein jedoch etwas höher als die nach der Beziehung von Trachman, was darauf zurückgeführt werden kann das Fein für den Schubmodul einen allgemeinen abgeschätzten Wert für Schmieröle angibt

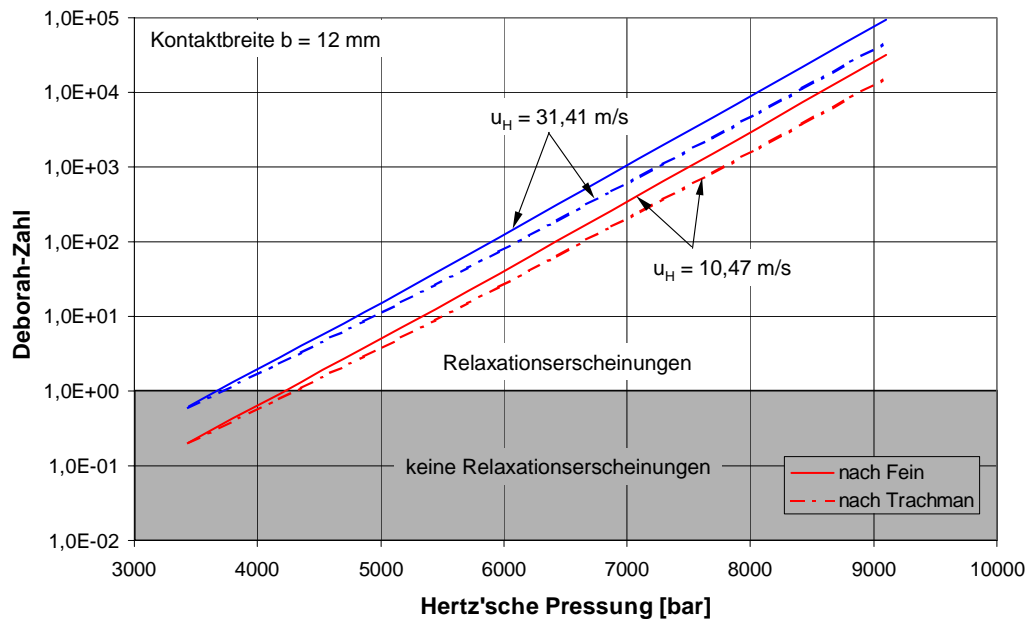


Bild 6: Deborah-Zahl mit Relaxationszeiten nach Fein und Trachman ( $T = 50 \text{ }^\circ\text{C}$ ) für das untersuchte Parameterfeld

Bild 6 zeigt darüber hinaus, daß in dem untersuchten Parameterfeld selbst bei niedrigsten Drehzahlen und geringsten Belastungen die Deborah-Zahlen in der Größenordnung von eins liegen. Die Gleichgewichtswerte für die Dichte und somit für die Dielektrizitätskonstante können daher in dem untersuchten Linienkontakt nicht erreicht werden.

Nach Arbeiten von **Litovitz und Herzfeld** [11], sowie **Tasköprülü, Barlow und Lamb** [12] setzt sich die Dichteänderung eines Öls aus zwei Teildichteänderungen zusammen. Wird das Öl einem schnell aufgeprägten Drucksprung ausgesetzt, kommt es zunächst zu einer sofortigen Dichteänderung, die auf eine Kompression des "Fluidgitters" zurückzuführen ist, gefolgt von einer zeitlich verzögerten Dichteänderung, die durch eine Umordnung der Molekülketten hervorgerufen wird.

Nach **Frenkel** [13] kann ein derartiges Fluidverhalten durch ein Kelvin-Voigt-Modell abgebildet werden (Bild 7). Die Feder repräsentiert die sofortige Körperreaktion, das Feder-Dämpfer-System (Voigt-Modell) die verzögerte Körperreaktion auf eine äußere Belastung. Beide Teilreaktionen addieren sich zur Gesamtreaktion und auf beide Teilmodelle wirkt die gleiche äußere Belastung, woraus sich die

Reihenschaltung ergibt. Sowohl die Betrachtungen von Fein als auch die Betrachtungen von Trachman basieren ebenfalls auf einem Kelvin-Voigt-Modell.

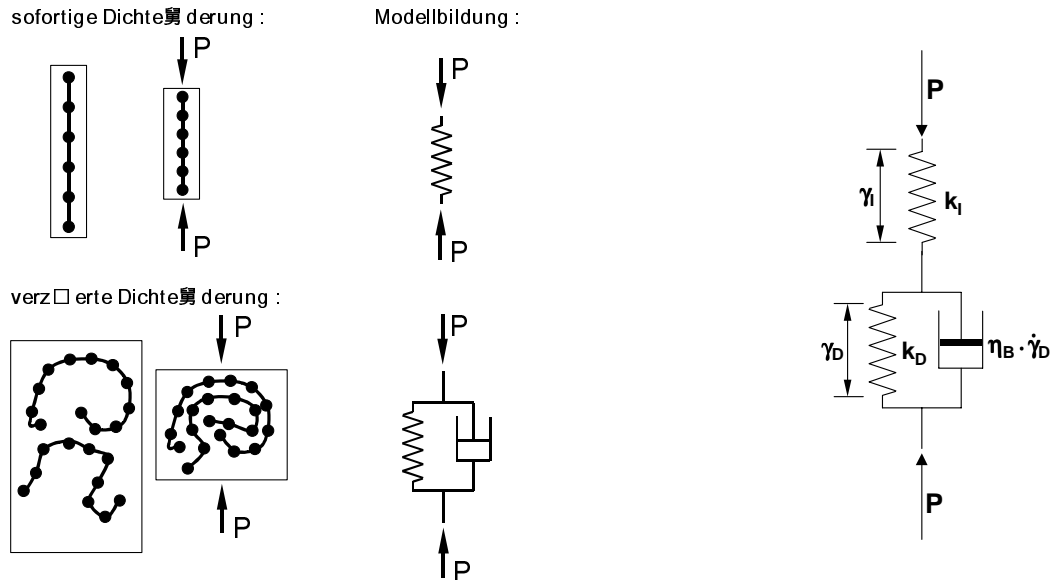


Bild 7: Kelvin-Voigt-Modell zur Beschreibung des Kompressionsverhaltens eines Öls unter kurzzeitiger Normalbelastung

Für die Körperreaktion folgt:  $\gamma_{ges} = \gamma_I + \gamma_D$

Für die sofortige Körperreaktion gilt:  $\gamma_I = \frac{P}{k_I}$

Für die verzögerte Körperreaktion (Voigt-Modell) gilt nach [13]:

$$\gamma_D = \gamma_0 \cdot \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right)$$

Hierbei ist  $\tau$  die Relaxationszeit des Öls. Für unendlich lange Einwirkungsdauer ( $t \rightarrow \infty$ ) geht die Körperreaktion des Voigt-Modell über in:

$$\gamma_D = \gamma_0 = \frac{P}{k_D}$$

da der Lastanteil des Dämpfer auf null relaxiert und die Körperreaktion ausschließlich durch die Feder bestimmt wird. Für die gesamte Körperreaktion unter kurzzeitiger Druckeinwirkung ergibt sich somit (Relaxationszeit nach Fein)

$$\gamma_{\text{ges}} = \frac{P}{k_D} \cdot \left( 1 - \exp\left(-\frac{G \cdot t}{\eta_0 \cdot \exp(\alpha \cdot P)}\right) \right) + \frac{P}{k_I} \quad (\text{Gl. 2-7})$$

und im Falle sehr langer Druckeinwirkungsdauer (Gleichgewicht):

$$\gamma_{\text{ges}} = \frac{P}{k_D} + \frac{P}{k_I} \quad \text{mit} \quad K = \frac{k_I \cdot k_D}{k_I + k_D}$$

$$\gamma_{\text{ges}} = \frac{P}{K} \quad (\text{Gl. 2-8})$$

Mit den Beziehungen (Gl. 2-7) und (Gl. 2-8) lässt sich nun ein Wichtungsfaktor  $z(t)$  definieren, der den Anteil der sich einstellenden Körperreaktion an der Gleichgewichtskörperreaktion für einen Lastsprung wieder gibt.

$$z(t) = \frac{\frac{P}{k_D} \cdot \left( 1 - \exp\left(-\frac{G \cdot t}{\eta_0 \cdot \exp(\alpha \cdot P)}\right) \right) + \frac{P}{k_I}}{\frac{P}{K}} \quad (\text{Gl. 2-9})$$

Nach **Fein** [9] gilt für die Beziehung:

$$\frac{K}{k_I} = 0,5$$

und mit Bezug auf Angaben von **Tasköprülü, Barlow und Lamb** [12] für:

$$k_D = \frac{4}{3} \cdot G$$

Womit sich folgende Stoffrelationen ergeben:

$$k_I = k_D = \frac{4}{3} \cdot G$$

d. h. **Fein** wichtet somit die sofortige und die verzögerte Körperreaktion gleich. Zur Bestimmung der erreichten Kontaktdichte ergibt sich, unter Voraussetzung einer stationären Kontaktdurchströmung, mit der Massenhaltung  $\rho_0 \cdot V_0 = \rho_{(t)} \cdot V_{(t)}$ :

$$z(t) = \frac{1 - \frac{\rho_0}{\rho(t)}}{1 - \frac{\rho_0}{\rho_G}}$$

Mit dieser Beziehung für  $z(t)$  und Gleichung (2-9) folgt für das Verhältnis von Kontaktdichte  $\rho(t)$  zu Umgebungsdichte  $\rho_0$  ( $\rho_G$  Gleichgewichtsdichte im im Kontakt):

$$\frac{\rho(t)}{\rho_0} = \frac{1}{1 - z(t) \cdot \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_G}\right)} \quad (\text{Gl. 2-10})$$

Bild 9 zeigt die sich ergebende Komplettvermessung des diskutierten elastohydrodynamischen Kontaktes mit einem Vergleich der unkorrigierten Schmierfilmdicke, der Gleichgewichtsschmierfilmdicke und der relaxierten Schmierfilmdicke. Es zeigt sich, dass eine Vernachlässigung der auftretenden Relaxationserscheinungen zu erheblichen Abweichungen in den gemessenen Schmierfilmdicken in Bereich des Parallelspaltes führen. Die minimale Schmierfilmdicke bleibt jedoch nahe unbeeinflusst, was jedoch auf das Ausrichtungsprinzip (siehe 3.1) zurückzuführen ist.

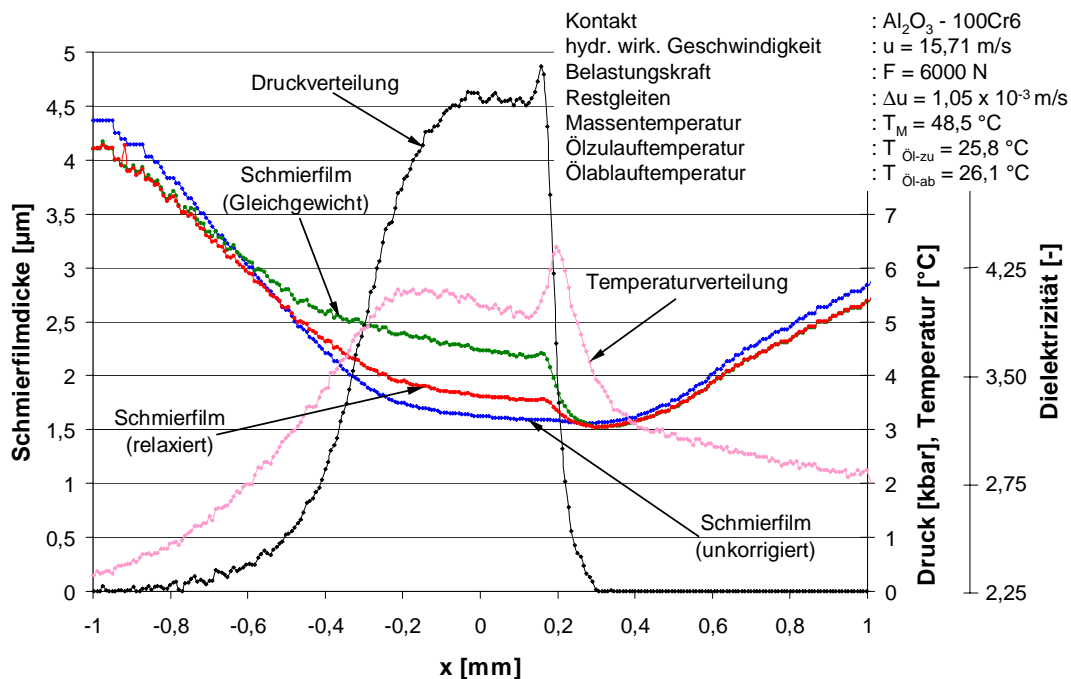


Bild 9: Komplettvermessungen eines elastohydrodynamischen  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -100Cr6-Linienkontaktes unter Berücksichtigung der Ölkompensation sowie der Ölrelaxation

## 4 Literatur

- [1] Knauß, C.: Keramische Werkstoffe unter elastohydrodynamischen Bedingungen, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1994
- [2] Baumann, H. : Druck- und Temperaturmessungen mittels aufgedampfter Dünnschichtaufnehmer in einem elastohydrodynamischen Linienkontakt, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1985
- [3] Sperrfechter, T.: Keramische Bauteile im elastohydrodynamischen Kontakt, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 1998
- [4] Dauber, O.: Elastohydrodynamische Rollreibung in Stahl-Keramik-Kontakten, Dissertation Universität Karlsruhe (TH), 2001 (demnächst)
- [5] Bode, B.: Verfahren zur Extrapolation wichtiger Stoffeigenschaften von Flüssigkeiten unter hohem Druck. Tribologie und Schmierungstechnik, 37 (1990)
- [6] Schilling, M. und Ege: Referenzöle. Forschungsheft der Forschungsvereinigung Antriebstechnik e. V., Heft 41, 1976
- [7] Reiner, M.: Phys. Today, 17, 62 (1962)
- [8] Pahl, M.; Gleißle, W.; Laun, H.-M.: Praktische Rheologie der Kunststoffe und Elastomere, VDI Verlag, Düsseldorf, 1991
- [9] Fein, R. S.: Possible role of compressional viscoelasticity in concentrated contact lubrication, Transactions of the ASME, Journal of lubrication technology, 1967
- [10] Trachman, E. G.: The short-time viscosity behaviour of a lubricant in a hertzian pressure zone, Transactions of the ASME, Journal of tribology, 1975
- [11] Litovitz, T. A.; Herzfeld, K. F.: Absorption and dispersion of ultrasonic waves, Academic Press, New York, 1959
- [12] Tasköprülü, N. S.; Barlow, A.; Lamb, J.: Ultrasonic and visco-elastic relaxation in a lubricating oil, Journal of acoustical society of America, Vol. 33, 1961
- [13] Frenkel, J.: Kinetic theory of liquids, Oxford university press, London, England, 1946