

Verallgemeinerte Reib- und Adhäsionsgesetze für den Kontakt mit Elastomeren: Theorie und Experiment

vorgelegt von
Dipl.-Ing.
Lars Bastian Voll
geb. in Bad Neustadt an der Saale

von der Fakultät V - Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
-Dr.-Ing. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. rer. nat. W. H. Müller
Gutachter: Prof. Dr. rer. nat. Valentin Popov
Prof. Dr.-Ing. Matthias Kröger
Prof. Dr.-Ing. habil. Manfred Zehn

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 11. Juli 2016

Berlin 2016

*»Grau, teurer Freund, ist alle Theorie,
und grün des Lebens goldner Baum«*

Mephisto in Goethe, „Faust“

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. Alle Ausführungen, die anderen veröffentlichten oder nicht veröffentlichten Schriften wörtlich oder sinngemäß entnommen wurden, habe ich kenntlich gemacht.

Die Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Fassung noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

Ort, Datum

Unterschrift

Kurzfassung

Die vorliegende Forschungsarbeit behandelt zwei zusammenhängende Themen aus dem Bereich der Tribologie: Elastomerreibung und Adhäsion von Elastomeren. Trotz enormer praktischer Bedeutung und mehrjähriger Forschungen bleiben auf diesen Gebieten immer noch viele Fragen ungeklärt. So konnte bisher kein Konzept zu einer einheitlichen Beschreibung der Elastomerreibung in einem breiten Intervall von *Gleitgeschwindigkeiten*, *Temperaturen* und *Normalkräften* gefunden werden. In der vorliegenden Arbeit sind wir systematisch der Frage nachgegangen, ob es möglich ist, das sehr verbreitete und in der Praxis etablierte „Masterkurvenverfahren“, welches eine einheitliche Beschreibung der Reibkraft von der Gleitgeschwindigkeit und der Temperatur erlaubt, um die Abhängigkeit von der Normalkraft zu erweitern. Aus den theoretischen Überlegungen folgt, dass es vorteilhaft ist, anstelle der Normalkraft die Indentierungstiefe zu benutzen, welche die aktuelle Kontaktkonfiguration am unmittelbarsten charakterisiert. Aufgrund von theoretischen Modellen wurde eine Hypothese über die allgemeine Struktur des Reibgesetzes aufgestellt, welches die Abhängigkeiten von der Geschwindigkeit, der Temperatur und der Indentierungstiefe berücksichtigt. Auf dieser Basis wurde das verallgemeinerte Masterkurvenverfahren formuliert. Zur experimentellen Verifikation des vorgeschlagenen Verfahrens musste eigens ein weggesteuertes Tribometer entwickelt und gebaut werden.

Die Adhäsion zwischen Elastomeren und festen Körpern – und ganz besonders unter ihrer dynamischen Beanspruchung – liefert zahlreiche unbeantwortete Fragen, was zum Teil an der realen Komplexität der Prozesse liegt, die sich bei der Trennung in der Grenzfläche abspielen. In der vorliegenden Arbeit wurde die Adhäsionskraft zwischen Polyurethan und verschiedenen Indentern aus Stahl untersucht. Hierzu wurden systematische Untersuchungen der Abhängigkeiten von der zuvor angelegten Normalkraft, der Abzugsgeschwindigkeit, der Form und der Größe des Indenters sowie die der Oberflächenrauheit durchgeführt. Die Untersuchungen mit verschiedenen Indentern haben gezeigt, dass die gängigen Adhäsionstheorien bei der Interpretation der Messergebnisse versagen. Basierend auf der Vor-

stellung, dass das Ablösen eines adhäsiven Kontaktes als Ausbreitung eines Risses stattfindet, wurden verschiedene Bruchkriterien formuliert. Das in dieser Arbeit gemessene Adhäsionsverhalten konnte vollständig unter Verwendung eines „deformationsgesteuerten Bruchkriteriums“ beschrieben werden.

Abstract

This research work deals with two related issues in the field of tribology: elastomer friction and adhesion of elastomers. Despite enormous practical importance and several years of research many questions still remain unanswered in these areas. So far no concept for a consistent description of elastomeric friction exists for a wide range of sliding velocities, temperatures and normal forces. In the present work, the common and in practice established "master curve method", which allows a uniform description of the friction force as a function of the sliding velocity and temperature, is extended to the dependence of the coefficient of friction on the normal force. According to theoretical considerations, the current contact configuration is characterized most directly by the indentation depth instead of the normal force. Using theoretical models, a general structure of the friction law has been hypothesized, which takes the velocity, temperature and indentation depth into account. On this basis, the generalized master curve procedure was formulated. The verification of the proposed procedure was performed experimentally using a specially developed indentation-controlled tribometer.

Also for the adhesion between elastomers and solid bodies – and especially for dynamic loads – there are a lot of unanswered questions. This is partly due to the complexity of the processes that take place in the separation at the interface. In the present work the adhesion force between polyurethane and various indenters of steel has been systematically studied as a function of the exerted normal force, the pull-off velocity, the shape, size and surface roughness of the indenter. The results of the performed experiments with indenters of various sizes have shown that the known adhesion theories fail. Based on the idea, that the separation of an adhesive contact corresponds to crack propagation, different fracture criteria could be formulated. In the investigated systems the measured adhesion behavior could be described completely by the "deformation controlled fracture criterion".

Danksagung

Mein größter Dank gehört meinen Eltern Edwin und Dagmar. Ich stehe in ewiger Schuld für alles, was ihr mir ermöglicht habt. Von euch habe ich das Gottesvertrauen, dass alles wird, wie es sein soll. Meiner lieben Eva bin ich für Ihre Ratschläge und für ihr Verständnis sehr dankbar.

In ewiger Verbundenheit bin ich meinem Vorgesetzten, Kollegen und Freund Prof. Valentin Popov dankbar. Die Arbeit an seinem Fachgebiet, mit ihm und allen anderen Kollegen hat mir größte Freude bereitet und sie wird mir immer in sehr guter Erinnerung bleiben.

Meiner liebsten Arbeitskollegin Jasminka danke ich für ihren stets positiven Zuspruch, ihre Art mich zu motivieren und ihre Loyalität. Ganz herzlich danke ich für das Korrekturlesen meiner Arbeit meinem Kollegen und Freund Michael.

Im Rahmen meiner 5-jährigen Tätigkeit am Fachgebiet habe ich 21 verschiedene Messapparaturen gebaut und Modifizierungen der bestehenden Messtechnik vorgenommen. Hierbei will ich allen Werkstattmitarbeitern meinen ganz großen Dank aussprechen. Sie haben mir nicht nur bei der Umsetzung geholfen, sie haben sich mit ihrer langjährigen Erfahrung mit großem Ehrgeiz und Ideenreichtum beteiligt. Insbesondere möchte ich Bernhard Kreft meinen großen Dank aussprechen – Danke Bernhard.

In meiner Zeit am Fachgebiet Systemdynamik und Reibungsphysik habe ich zahlreiche bemerkenswerte Menschen kennengelernt, die alle zu nennen, fällt schon schwer. Um keinen zu vergessen, lasse ich es so stehen...

Dankeschön

Lars

Symbolverzeichnis

Symbol	Bezeichnung
A, B, C	Verschiebungsfunktionen
A_1	Anpassungsparameter
a	Kontaktradius
a_1	Kontaktradius des Einlaufgebiets
a_2	Kontaktradius des Auslaufgebiets
a_c	Kritischer Radius
B_1	Anpassungsparameter
b	Molekularer Radius
b_{\perp}	Molekulare Verschiebung (senkrechter Anteil)
b_c	Kritische molekulare Verschiebung
c_n	Parameter der 1D-Profilfunktion
c	Steigung des kegelförmigen Indenters
D	Durchmesser
d	Eindrücktiefe
d_i	Feste Eindrücktiefe bei der Messung der Reibung
Δd	Schrittweite der Eindrücktiefe
d_G	Gesamte Verschiebung des Indenters
E	Elastizitätsmodul

Symbolverzeichnis

E^*	Effektives Elastizitätsmodul
F_A	Adhäsionskraft
F_N	Normalkraft
F_X	Tangentialkraftkraft
f_X	Elementbezogene Tangentialkraft
f_N	Elementbezogene Normalkraft
$F_{Kohäsion}$	Kohäsionsanteil der Reibkraft
F_R	Reibkraft
$F_{Hysterese}$	Hystereseanteil der Reibkraft
E	Elastizitätsmodul
E^*	Effektiver Elastizitätsmodul
E', G'	Speichermodul
E'', G''	Verlustmodul
G	Schubmodul
G^*	Effektiver Schubmodul
G_0	Statischer Schubmodul
\hat{G}	Komplexes Schubmodul
G_1	Schubmodul der Hooke'schen Feder
G_2	Schubmodul der Hooke'schen Feder
$g_n(\cdot)$	Allgemeine 1D-Profilfunktion
$g(x)$	Spezielle 1D-Profilfunktion
$g'(x)$	Ableitung der 1D-Profilfunktion
h	Quadratische Mittelwert der Höhenverteilung

Symbolverzeichnis

i	Imaginäre Einheit
k_x	Steifigkeit in x-Richtung
k_z	Steifigkeit in z-Richtung
Δk	Ersatzsteifigkeit
L_k	Kontaktlänge
L	Länge der Walze
p	Druck im Kontaktgebiet
p_0	Druck im Zentrum des Kontaktgebiets
p_{\max}	Maximaler Druck
M	Modelfunktion
$Q(\cdot)$	Allgemeine Funktion des Reibungskoeffizienten
q_{\max}	Oberer cut-off der Wellenzahl
R	Krümmungsradius
R_a	Mittlere Rauheit
r	Radialkoordinate
Δr	Risslänge
T	Temperatur
T_i	Feste Temperatur bei der Messung der Reibung
T_M	Messtemperatur
T_G	Glasübergangstemperatur
T_0	Zieltemperatur
t	Zeit
t_u	Start der Messung

Symbolverzeichnis

t_o	Ende der Messung
t_h	Haltezeit
u_A	Verschiebung welche zum Ablösen führt
u_{\max}	Maximale Verschiebung
u_z	Verschiebung
\dot{u}_z	Verschiebungsgeschwindigkeit
V^{λ_1}	Koeffizient der Modelfunktion
v	Reibgeschwindigkeit
v_n	Feste Reibgeschwindigkeit bei der Messung
v_0	Konstante Abzugsgeschwindigkeit
\bar{v}	Reduzierter Geschwindigkeit
W_c	Kritische Bruchenergie
$\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$	Koordinate im körperfesten Koordinatensystem
x, y, z	Koordinate im raumfesten Koordinatensystem
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Schrittweite der Diskretisierung
∇z	Oberflächengradient
β	Potenz
$\tilde{\beta}$	Globaler Fehler des Optimierungsverfahrens
$\tilde{\beta}_{\min}$	Minimaler globaler Fehler der Optimierung
$\Delta \gamma_z$	Ersatzdämpfung in z-Richtung
$\Gamma(\cdot)$	Gammafunktion

Symbolverzeichnis

ε_{\max}	Maximale Dehnung
ε	Dehnung
η	Viskosität
η^*	Effektive Viskosität
θ	Winkel (Indenter)
κ_n	Koeffizienten Funktion
$\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2$	Anpassungsparameter der Modelfunktion
λ_{12}	Relative Oberflächenenergie
μ	Gleitreibungskoeffizient
$\bar{\mu}$	Reduzierter Gleitreibungskoeffizient
$\tilde{\mu}$	Gemittelter Gleitreibungskoeffizient
$\tilde{\mu}_i$	Gemessener Gleitreibungskoeffizient
ν	Querkontraktionszahl
ξ	Dimensionslose Geschwindigkeit
τ	Relaxationszeit
$\Phi(\cdot)$	Funktion
$\Psi(\cdot)$	Funktion
$\tilde{\omega}$	Charakteristische Frequenz der Kontaktbildung
ω	Frequenz
ω_0	Referenzfrequenz

Abkürzungsverzeichnis

TTS	Zeit-Temperatur-Superpositionierungsprinzip
PU	Polyurethan
DMA	Dynamische mechanische Analyse
MDR	Methode der Dimensionsreduktion
DMS	Dehnungsmessstreifen
WLF	Williams-Landel-Ferry-Gleichung

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung.....	I
Danksagung.....	III
Symbolverzeichnis	IV
Abkürzungsverzeichnis	IX
Inhaltsverzeichnis	X
1 Einleitung.....	1
Die Welt der Polymere	1
Stand der Technik und wissenschaftliche Einordnung.....	4
Elastomerreibung.....	5
Adhäsion.....	8
Aufgabenstellung.....	10
Aufbau dieser Arbeit.....	11
2 Elastomerreibung	13
Theoretische Grundlagen der Elastomerreibung	14
Theoretische Grundlagen zum Masterkurvenverfahren	24
Experimentelle Untersuchung der Elastomerreibung.....	27
Versuchsaufbau zur experimentellen Untersuchung der Elastomerreibung.....	27
Versuchsdurchführung und Versuchsablauf.....	30
Messergebnisse der experimentellen Untersuchung.....	34
Auswertung der experimentellen Untersuchung	41

Alternatives Masterkurvenverfahren.....	44
Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung zur experimentellen Untersuchung	45
Auswertung der experimentellen Untersuchung.....	47
3 Adhäsion	51
Theorie der mechanischen Adhäsion	52
Linear viskoelastische Adhäsionstheorie für Elastomere	60
Einfluss der Temperatur auf die mechanische Adhäsion.....	65
Einfluss der Oberflächenrauheit auf die mechanische Adhäsion.....	65
Experimentelle Untersuchung der Adhäsion	67
Versuchsapparaturen zur experimentellen Untersuchung der Adhäsion	68
Versuchsablauf und Versuchsdurchführung für Variante A und B	76
Messergebnisse der experimentellen Untersuchung	77
4 Zusammenfassung.....	87
5 Ausblick.....	91
Literaturverzeichnis.....	93
Abbildungsverzeichnis.....	99
Anhang	107
A1. Zusätzliche Messergebnisse zur Bestimmung der Elastomerreibung.....	107
A2. 3D-Diagramme der Elastomerreibung	111
A3. Zusätzliche Bilder vom Versuchsaufbau.....	114
A4. Mikroskopische Aufnahme der Oberfläche des Elastomers	115

1 Einleitung

Die Welt der Polymere

Polymere gehören zu den wichtigsten Werkstoffen der heutigen Zeit. Sie sind vielseitig einsetzbar, haben außergewöhnliche Eigenschaften, wie zum Beispiel: dehnbar um das 10-fache ihrer Ausgangslänge, durchsichtig oder farbig, langlebig, äußerst wirtschaftlich in ihrem Gebrauch und unbegrenzt verfügbar, um nur einige zu nennen. Ihre physikalischen Eigenschaften machen sie einzigartig, sodass sie als Werkstoff in der heutigen Zeit unersetzlich und nicht mehr wegzudenken sind. In allen Bereichen des täglichen Lebens haben Polymere althergebrachte Materialien ersetzt. Für die heutigen ingenieurmäßigen Entwicklungsprozesse sind Polymere als konstruktive Werkstoffe von zentraler Bedeutung. Dabei sind Kenntnisse der tribologischen Besonderheiten von Polymeren für viele Anwendungen eine Voraussetzung für die erfolgreiche Umsetzung einer Entwicklung. So sind zum Beispiel in der Fördertechnik die reibphysikalischen Eigenschaften der Förderbänder, der Umlenkrollen oder der Spannrollen wichtige Aspekte für die Konzeption der Produktentwicklung. Bei verschleißbeständigen Polymerbeschichtungen, bei Elastomerdichtungen, bei Elektronikgehäusen oder z.B. bei Kletterschuhen sind tribologische Kenntnisse über die verwendeten Materialien mitentscheidend für den Erfolg eines Produkts.

Polymere werden klassisch in drei Gruppen eingeteilt: Thermoplaste, Elastomere und Duroplaste (Bergmann, Leyens, & Fleck, 2013). Die kleinsten Bausteine, aus denen Polymere aufgebaut sind, werden Monomere oder auch Repetiereinheiten genannt. Aus diesen sich wiederholenden Struktureinheiten werden Moleküle aufgebaut. Diese wiederum bilden Makromoleküle, welche auch als Kettenmoleküle bezeichnet werden (Ashby & Jones, 2006). Die Art der Verknüpfung zwischen den Kettenmolekülen kann geometrisch-mechanisch oder chemisch sein und hat erheblichen Einfluss auf die Eigenschaften des Polymers (Elias, 2001, S. 10-15). Werden diese Verknüpfungen durch chemische Bindungen mit kovalentem Charakter gebildet, so sind sie relativ fest und stark. Mit steigendem Vernetzungsgrad nimmt die Beweglichkeit der Moleküle ab (Kolew, 2012, S. 8). Erreicht der Vernetzungsgrad eine gewisse Größe, so ist es selbst durch die Zufuhr von Wärme

nicht mehr möglich, das Polymer aufzuschmelzen. Dieses hat zur Folge, dass die Schmelztemperatur oberhalb der Zersetzungstemperatur liegt. Aus diesem Grund verbrennen bzw. zersetzen sich Elastomere und Duroplaste im Normalfall, bevor sie sich verflüssigen (Hornbogen, 1973). Für die Herstellung von Elastomeren wird Naturkautschuk oder Synthesekautschuk mit verschiedenen Zusatzstoffen gemischt und mittels Wärmezufuhr vulkanisiert. Dadurch verknüpfen sich die Moleküle untereinander, sodass das plastische Ausgangsmaterial seinen gummielastischen Charakter erhält. Je länger das Elastomer vulkanisiert wird, desto größer wird der Grad der Vernetzung. Hierbei nimmt mit steigendem Vernetzungsgrad die Dehnfähigkeit ab und der Elastizitätsmodul des Elastomers nimmt zu (Rösler, Harders, & Bäker, 2008, S. 274). Auf die Prozesse, Synthesen und Reaktionen, welche zur Bildung von Polymeren führen, wird hier nicht eingegangen. Dass Polymere so spezifische temperaturabhängige Eigenschaften besitzen, liegt am Vernetzungsgrad. Die nächste Abbildung veranschaulicht den Zusammenhang zwischen Vernetzungsgrad und thermomechanischem Verhalten.

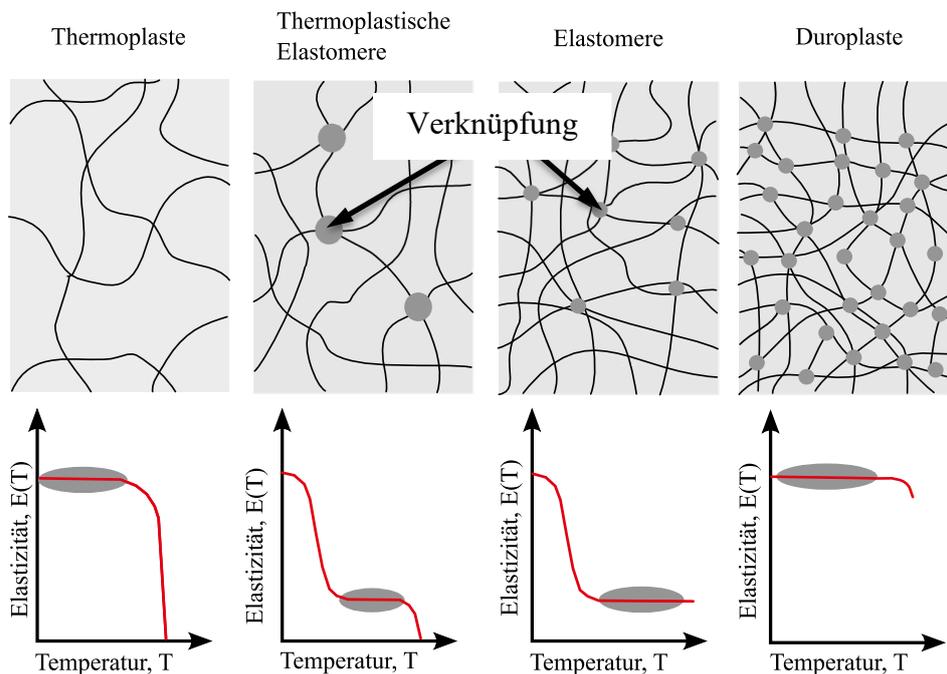


Abbildung 1: *Oben:* Schematische Molekularstruktur von Polymeren und deren Einteilung in die verschiedenen Polymergruppen, Vernetzungspunkte sind durch kreisförmige Symbole (•) dargestellt. *Unten:* Üblicher Temperaturbereich (graue Zone), in welchem die verschiedenen Polymere zum Einsatz kommen (Rinnbauer, 2006).

Auf Grund der fehlenden chemischen Vernetzung zwischen den Makromolekülen ist es bei Thermoplasten möglich, durch Energiezufuhr die physikalischen Bindungen der Makro-

moleküle sukzessive zu lösen (Rösler, Harders, & Bäker, 2008). Diese Polymerart wird durch Erhitzen erst plastisch formbar und bei weiterer Energiezufuhr vollständig aufgeschmolzen. In der nächsten Tabelle werden typische Werte für verschiedene Polymerarten aufgeführt.

Tabelle 1: Vernetzungsgrad und Elastizitätsmodul für verschiedene Polymerarten (Rösler, Harders, & Bäker, 2008, S. 275)

Materialtyp	Vernetzungsgrad	Elastizität [GPa]
Thermoplaste	0	0,1 ... 5
Elastomere	$10^{-4} \dots 10^{-3}$	0,001 ... 0,1
Duroplaste	$10^{-2} \dots 10^{-1}$	1 ... 10
Diamant	1	1000

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Elastomere bei verschiedenen Temperaturen untersucht. Ihre Gebrauchstemperatur liegt normalerweise oberhalb der Glasübergangstemperatur T_G im elastischen Bereich (Gohl & Spies, 2003). In der nächsten Abbildung wird das Temperatur-Elastizitätsverhalten qualitativ dargestellt.

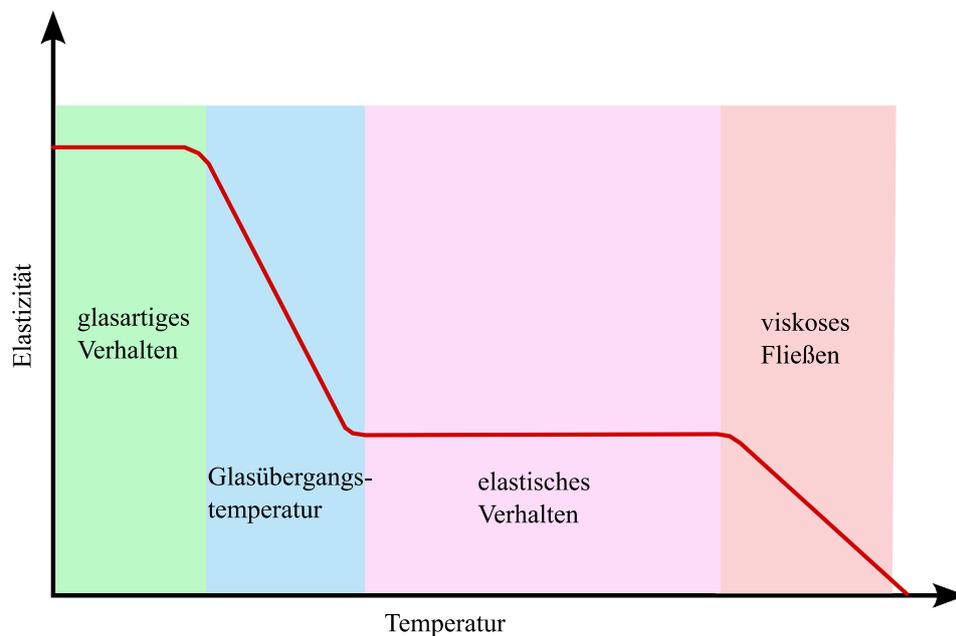


Abbildung 2: Temperaturabhängigkeit von thermoplastischen Elastomeren. Typischerweise werden Elastomere oberhalb der Glasübergangstemperatur im elastischen Bereich verwendet (Rinnbauer, 2006) (Grellmann & Seidler, 2011).

Stand der Technik und wissenschaftliche Einordnung

Wissenschaftliche Einordnung

Das Forschungsziel der vorliegenden Arbeit war es, für Elastomere eine einheitliche Beschreibung der Reibung und eine Beschreibung der Adhäsion zu finden, welche neben den üblichen Einflussfaktoren wie Temperatur und Geschwindigkeit auch die Normalkraft sowie die Geometrie (Form und Größe) der kontaktierenden Körper berücksichtigt. In diesem Zusammenhang wurden experimentelle und theoretische Studien mit dem Ziel durchgeführt, das tribologische Verhalten und dessen physikalische Ursachen zu verstehen. Für die theoretischen Studien wurden klassische und moderne Ansätze unter Verwendung der Methode der Dimensionsreduktion (MDR) (Popov & Heß, 2013) verglichen und experimentell verifiziert. Die Forschungsarbeit wurde in zwei separate Studien aufgeteilt, entsprechend den zwei wichtigsten Mechanismen, die für die Elastomerreibung ursächlich sind. Die folgende Abbildung illustriert die Hauptursachen für das Entstehen der Reibung bei Elastomeren.

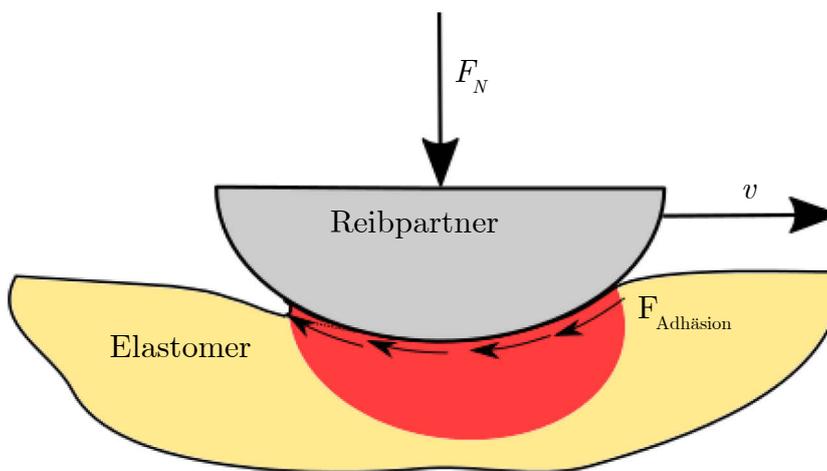


Abbildung 3: Reibvorgang bei Elastomeren: Deformation des Kontaktgebietes (rot) und Darstellung der Adhäsion (Pfeile) zwischen den Reibpartnern.

Werden ein Elastomer und ein Reibpartner mit einer Kraft F_N zusammengedrückt und anschließend mit einer Reibgeschwindigkeit v gegeneinander verschoben, so ist es üblich, die Reibkraft in verschiedene Komponenten aufzuteilen

$$F_R = F_{\text{Hysteresis}} + F_{\text{Adhäsion}} + F_{\text{Kohäsion}} . \quad (1)$$

Auch wenn diese additive Zerlegung sich strenggenommen nicht beweisen lässt, ist sie sehr weit verbreitet und erinnert letztlich an die physikalisch unterschiedlichen Beiträge zur Elastomerreibung. Der Hystereseanteil ist mit der Viskosität verbunden und wird meistens als der Hauptanteil der Elastomerreibung - mindestens in den relevanten technischen Anwendungen - angesehen (Schrage, 1981, S. 40). Der adhäsive Anteil spielt eine wichtige Rolle besonders bei weichen Elastomeren und der kohäsive Anteil beschreibt die Energieverluste beim Bruch innerhalb des Volumens eines Elastomers. Dieser Beitrag zur Reibkraft tritt nur in Erscheinung, wenn Abrieb entsteht. In unserem Fall spielt der Verschleiß keine Rolle, sodass der Fokus dieser Arbeit auf der Beschreibung der Adhäsion und der Hysterese liegt. In dieser Arbeit wird die Adhäsion getrennt von der Elastomerreibung untersucht, da bei dieser der Anteil der Hysterese dominant ist. Die Gleichung (1) enthält zunächst keine Aussage über die Abhängigkeit der Reibkraft von der Normalkraft. Auch bei Elastomeren wird in aller Regel eine Proportionalität zwischen der Normalkraft F_N und der Reibkraft F_R vorausgesetzt, wie von Amontons in seinem Gesetz postuliert (Amontons, 1699). Diese Abhängigkeit lässt sich für die meisten Polymere nicht feststellen. Die korrekte Berücksichtigung der Normalkraftabhängigkeit der Reibkraft spielt daher bei Elastomeren eine besonders große Rolle. Der nächste Abschnitt gibt einen Überblick über den aktuellen Stand der Forschung.

Stand der Forschung

Elastomerreibung

Werden zwei Körper zunächst kontaktiert und anschließend in tangentialer Richtung relativ zu einander verschoben, so bildet sich ein Reibkontakt aus. Die Form der Körper und die Normalkraft, mit der die Körper zusammen gepresst werden, bestimmt wesentlich die „Kontaktkonfiguration“ während des Reibvorgangs. Im Weiteren wird von der in (Popov, 2015) begründeten Hypothese ausgegangen, dass die Kontaktkonfiguration im Wesentlichen von der Indentierungstiefe bestimmt wird. Für die Beschreibung der Elastomerreibung wird der Normalkontakt zwischen einem beliebig geformten starren Körper und einer zuvor deformationsfreien Oberfläche eines linear viskoelastischen Elastomers im quasistatischen Fall betrachtet. Es kann gezeigt werden, dass die Kontaktkonfiguration während der Belastungsphase nur von der Eindringtiefe des Körpers abhängig ist, nicht aber von den elastischen Eigenschaften des Materials. Dies gilt auch für beliebige lineare viskoelas-

tische Medien: Bei einer gegebenen Eindringtiefe ist die Kontaktkonfiguration unabhängig von den viskoelastischen Eigenschaften des Materials. Diese keineswegs triviale Tatsache wurde von Lee (Lee, 1955) und Radok (Radok, 1957) festgestellt und mathematisch bewiesen. Diese gilt allerdings strenggenommen nur während der Belastungsphase. Dieselbe Abhängigkeit der Kontaktkonfiguration (des Kontaktgebietes, der Deformation der Oberfläche außerhalb des Kontaktes usw.) wie bei einem rein elastischen Material liegt ebenfalls bei der Indentierung in ein rein viskoses Medium vor. Für fraktale raue Oberflächen konnte dieser Zusammenhang zwischen der Kontaktkonfiguration und der Eindringtiefe mittels computergestützter numerischer Simulation überprüft und bestätigt werden (Kürschner & Popov, 2013). Für heterogene Stoffe oder für den Tangentialkontakt ist diese Abhängigkeit der Kontaktkonfiguration alleine von der Indentierungstiefe nicht mehr streng gegeben, sie bleibt aber eine gute Näherung. Auch für Medien mit einer dünnen Beschichtung ist die Kontaktkonfiguration bei gegebener Eindringtiefe ebenfalls vollständig definiert (Argatov & Sabina, 2012). Der robuste Zusammenhang zwischen Kontaktkonfiguration und Eindringtiefe ist ebenfalls für mehrschichtige Systeme unter der Voraussetzung gültig, dass sich die Materialeigenschaften der verschiedenen Schichten nicht zu stark ändern (Gao, Chiu, & Lee, 1992). In einer Arbeit von Popov wurde gezeigt, dass dies für Medien, die eine Heterogenität in ihrer Querrichtung (entlang der Kontaktebene) aufweisen, ebenfalls zutreffend ist (Popov V. L., 2013). Die Kontaktkonfiguration bzw. die Kontakteigenschaften der realen Kontaktfläche (Kontaktlänge, Kontaktsteifigkeit sowie der quadratische Mittelwert der Oberflächensteigung in einem rauen Kontakt) sind hierbei eindeutige Funktionen der Eindringtiefe. Aus dem Genannten lässt sich die Schlussfolgerung ziehen, dass für Medien mit linearer Rheologie die Eindringtiefe eine robuste Kenngröße für verschiedene Kontaktprobleme ist.

Dass dies nicht nur für den Normalkontakt zutrifft, sondern auch für den Tangentialkontakt gültig ist, wird an einem Beispiel gezeigt und veranschaulicht. Wird ein starrer Körper in einen inkompressiblen elastischen Halbraum gedrückt, so ergibt sich für eine kreisförmige Kontaktfläche mit beliebigem Radius a ein Verhältnis der Steifigkeiten in normaler und tangentialer Richtung von $k_z/k_x = 1.5$. Dieser Quotient wird als Cattaneo-Mindlinscher Faktor bezeichnet (Cattaneo, 1935), (Mindlin, 1949). Wird dieser Faktor und die Haftbedingung verwendet, so ergibt sich die maximale tangentialer Verschiebung bis zum Beginn des vollständigen Gleitens allein durch die Eindringtiefe d . Die maximale Verschiebung

ist gleich $u_{\max} = 1.5 \mu d$ (Popov & Hess, 2014), (Popov & Heß, 2013). Dieses Ergebnis hängt nicht von der Form des Körpers ab und ist für beliebige Rotationskörper genau und für zufällig raue fraktale Oberflächen in guter Näherung gültig (Grzempa, Pohrt, Teidelt, & Popov, 2014). Dies ist ein weiteres Beispiel dafür, dass die Eindringtiefe oft die Hauptkenngröße in Kontakten ist. Aufgrund dieser Sachverhalte wurde von Popov ein verallgemeinertes Reibgesetz vorgeschlagen (Popov V. L., 2015). Dieses Reibgesetz in seiner allgemeinen Form beinhaltet neben der Abhängigkeit des Reibkoeffizienten von der Eindringtiefe und der Reibgeschwindigkeit die Abhängigkeit von der Viskosität, welche ihrerseits von der Temperatur abhängig ist (Popov & Heß, 2013, S. 174-188). Das allgemeine Reibgesetz wurde unter der Annahme entwickelt, dass lokale Temperaturerhöhungen keine Rolle spielen. Allerdings kann gezeigt werden, dass das Reibgesetz seine Gültigkeit auch im Fall einer großen Veränderung der Temperatur im Kontakt behält (Dimaki & Popov, 2015). Zum selben Schluss kam Heise bei seiner numerischen Untersuchung von Blitztemperaturen zwischen viskoelastischen Körpern und zufällig rauen fraktalen Oberflächen (Heise, 2015). Es konnte von Voll gezeigt werden, dass ein experimenteller Zugang zur Bestimmung der Elastomerreibung gemäß des verallgemeinerten Gesetzes möglich ist (Voll & Popov, 2015).

Die Ideen, welche zur Verallgemeinerung des Reibgesetzes führten, wurden für einfache geometrische Formen unter Benutzung der Methode der Dimensionsreduktion hergeleitet. Die Simulation des Reibungsverhaltens zwischen einem viskoelastischen Medium und einem rotationssymmetrischen Indenter zeigt aber auch ohne Verwendung der Methode der Dimensionsreduktion – durch eine direkte dreidimensionale Simulation – eine sehr gute Übereinstimmung mit dem verallgemeinerten Reibgesetz von Popov (Kusche, 2015).

Das vorgeschlagene verallgemeinerte Reibgesetz stellt im Wesentlichen eine Verallgemeinerung des bekannten Masterkurvenverfahrens dar. In den Arbeiten von Geyer, Freitag und Lorenz wurden geschwindigkeitsabhängige Reibkurven bei verschiedenen Temperaturen in eine Reibmasterkurve überführt (Geyer, 1971), (Freitag, 1987), (Lorenz, 2012). Der Geschwindigkeitsbereich der (Teil-) Reibkurven, die zusammen eine Masterkurve ergeben können, blieb hier allerdings stark eingeschränkt (Heipl, 2013). Vor allem aber wird im Standardverfahren die recht starke Abhängigkeit von der Normalkraft völlig außer Acht gelassen, obwohl diese Abhängigkeit der Elastomerreibung von der Normalkraft bekannt ist. Es ist physikalisch einfach zu verstehen, dass die Normalkraft die Reibung nicht alleine

sondern im Zusammenspiel mit der Rheologie bestimmt, da z.B. die Indentierungstiefe und somit die Kontaktkonfiguration von der Steifigkeit (und somit von der Temperatur und der Gleitgeschwindigkeit) abhängt. Aus der theoretischen Sicht muss es im Fall, dass alle Systemgrößen sich durch Potenzgesetze beschreiben lassen (Potenzform des Indenters, „fraktale“, Potenzabhängigkeit des komplexen Schubmoduls von der Frequenz), möglich sein, ein Reibmasterkurvenverfahren in den Parametern Reibgeschwindigkeit, Temperatur und Normalkraft abzuleiten. Hierbei wird die normalkraftabhängige Reibkurve für verschiedene Reibgeschwindigkeiten in eine Masterkurve überführt (Popov V. L., Voll, Li, Chai, & Popov, 2014). Eine Verallgemeinerung dieses Masterkurvenverfahrens liegt vor, wenn die (Teil-) Reibkurven, die von der Eindringtiefe, Reibgeschwindigkeit und Temperatur abhängen, verwendet werden (Popov V. L., 2015).

Adhäsion

Im Fall, dass Elastomere bei einem Kontaktvorgang als Kontaktpartner beteiligt sind, muss in der Regel die Adhäsionskraft berücksichtigt werden, jedenfalls bei sehr weichen Elastomeren. Der Grund hierfür ist die relativ große Nachgiebigkeit und die große Deformierbarkeit von Elastomeren (Popov V. L., 2010, S. 259-261). Diese Eigenschaften sind dafür verantwortlich, dass sich Elastomere an gegebene Oberflächenstrukturen bzw. Oberflächenrauheiten sehr gut anschmiegen, sodass die reale Kontaktfläche relativ groß sein kann. Es scheint logisch zu sein, dass die Adhäsionskraft mit der Vergrößerung der Kontaktfläche sich ebenfalls vergrößert. Erstmals wurde von Bradley eine mathematische Beschreibung des adhäsiven Normalkontakts zwischen starrer Ebene und starrer Kugel vorgestellt (Bradley, 1932). Ein wichtiger Beitrag zur Adhäsionsmechanik lieferten Johnson, Kendall und Roberts, als sie den adhäsiven Kontakt einer großen elastischen Kugel mit einer starren Ebene untersuchten. Nach ihnen wurde die sogenannte JKR-Theorie benannt (Johnson, Kendall, & Roberts, 1971). Kleine Kugeln, welche sich im adhäsiven Kontakt mit einer starren Ebene befinden, haben Derjaguin, Müller und Toporov untersucht (Derjaguin, Müller, & Toporov, 1975). Nach ihnen wurde die sogenannte DMT-Theorie benannt. Die Diskrepanzen zwischen den verschiedenen vorgeschlagenen Adhäsionstheorien wurden von Tabor ausgeräumt (Tabor, 1977). Die verschiedenen Gültigkeitsbereiche der jeweiligen Theorie wurden von Johnson und Greenwood analysiert (Johnson & Greenwood, 1997). Eine besonders elegante Möglichkeit zur mathematischen Beschreibung des adhäsiven Kontaktproblems unter den Annahmen der JKR-Theorie für den Fall von rotationsymmetrischen Körpern liefert die Methode der Dimensionsreduktion (Heß

M., 2012). Die Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Abzugsgeschwindigkeit, Temperatur, Normalkraft, Haltezeit und Kontaktradius wurde für ein Elastomer von Voll untersucht. Im Rahmen dieser experimentellen Untersuchung konnte gezeigt werden, dass die bestehende JKR-Theorie und die DMT-Theorie für viskoelastische Medien in einer dynamischen Belastung ungeeignet sind (Voll & Popov, 2014).

Es ist allgemein bekannt, dass die Rauheit einen wesentlichen Einfluss auf das Adhäsionsphänomen hat. Sind beide Körper aus sehr steifen Materialien, wie z. B. aus Metall oder aus Keramiken so treten auf Grund der Rauheit faktisch keine oder nur eine geringe Adhäsionskraft auf. Dieser Einfluss wird im Rahmen der sogenannten „Asperitentheorien“ sehr gut beschrieben. Auf die Wichtigkeit der Rauheit für viele tribologische Erscheinungen haben bereits Bowden und Tabor hingewiesen. Sie haben den Einfluss der Rauheit in der Kontaktmechanik ausführlich theoretisch und experimentell untersucht (Bowden & Tabor, 1986). Einen entscheidenden Beitrag zum Verständnis der Kontaktmechanik rauer Oberflächen hat Archard geliefert. Insbesondere hat er festgestellt, dass die Normalkraft und die Kontaktfläche bei Körpern mit rauen Oberflächen ungefähr proportional zueinander sind (Archard, 1957). Einen experimentellen Zugang zur Adhäsion lieferte Kröger durch die Untersuchung der Kraft, welche zur Trennung eines Schlagpendels vom Prallkörper nötig ist. Er stellte experimentell fest, dass die Rauheit und das Vorhandensein einer wässrigen Zwischenschicht einen negativen Einfluss auf die Adhäsionskraft haben (Kröger, 2004). Bei wesentlich geringeren Abzugsgeschwindigkeiten wurden für verschiedene raue zylindrische Indenter die von Kröger festgestellten Zusammenhänge bestätigt und die Gültigkeit eines Deformationskriteriums zum Beschreiben des Ablösevorgangs für viskoelastische Medien aufgezeigt (Voll L. B., 2015).

Aufgabenstellung

Das Ziel dieser Forschungsarbeit war es, das tribologische Verhalten von Elastomeren theoretisch und experimentell zu untersuchen. Besonderes Interesse galt der Abhängigkeit der Reibkraft und der Adhäsionskraft von der Normalkraft und der Form des Indenters. Diese Ziele wurden im Rahmen von zwei Hauptstudien verfolgt.

Zum einen sollte ein allgemeines Reibgesetz für Elastomere experimentell verifiziert werden und ein erweitertes Masterkurvenverfahren zur Anwendung kommen. Für die theoretische Beschreibung der Elastomerreibung wurde die Methode der Dimensionsreduktion verwendet, wobei ihre Ergebnisse bei Bedarf mit den vorhandenen vollständigen dreidimensionalen Simulationen verglichen wurden.

Zum anderen sollte das Adhäsionsverhalten von Elastomeren untersucht werden. Klassische Theorien sagen bestimmte Abhängigkeiten der Adhäsionskraft von der Geometrie des Indenters voraus. Die Adhäsionskraft wurde für verschiedene Indentergeometrien gemessen und die Ergebnisse mit der Theorie verglichen. Erstaunlicherweise konnte auf diesem Weg keine der gängigen Theorien bestätigt werden, so dass nach neuen theoretischen Ansätzen gesucht wurde. Für die theoretischen Studien wurden klassische und moderne Ansätze unter Verwendung der Methode der Dimensionsreduktion (MDR) herangezogen und mit den Experimenten verglichen.

Alle hierfür nötigen Messapparaturen, Messmethoden und Verfahren müssen neu konzipiert werden. Zur Messung der Adhäsionskraft in Abhängigkeit der Temperatur, Abzugsgeschwindigkeit und Normalkraft muss ein Versuchskonzept entwickelt werden. Zur Messung der Rheologie wird ein Torsionsrheometer mit Stickstoffkühlung benötigt, welches gebaut werden soll. Üblicherweise werden Tribometer für die Untersuchung des Reibungsphänomens kraftgesteuert. Im Rahmen dieser Arbeit muss ein weggesteuertes Tribometer entwickelt und gebaut werden.

Aufbau dieser Arbeit

Diese Arbeit gliedert sich in zwei Hauptteile, die Elastomerreibung und die Adhäsion von Elastomeren. Auf Grund der methodischen Herangehensweise werden die einzelnen Themenkomplexe getrennt voneinander behandelt.

Der Einleitungsteil im Kapitel 1 gibt einen Allgemeinen Einblick in die Klassifizierung von Polymeren und deren thermische und mechanische Eigenschaften. Des Weiteren wird die Aufgabenstellung vorgestellt und die Relevanz dieser Forschungsarbeit für den Anwender herausgestellt.

Das Kapitel 2 beschäftigt sich mit der Elastomerreibung, welche unter Verwendung der Methode der Dimensionsreduktion anhand von Beispielen theoretisch untersucht wird. Hierbei wird ein allgemeines Reibgesetz vorgeschlagen, welches von der Eindringtiefe, Reibgeschwindigkeit und von der dynamischen Viskosität abhängt. Die für die Verifikation dieses Gesetzes nötigen Experimente werden vorgestellt. Diese charakterisieren die Reibpartner bei verschiedenen Temperaturen und Reibgeschwindigkeiten mit einem weggesteuerten Tribometer. Das Endziel ist es, mittels des verallgemeinerten Masterkurvenverfahrens die gemessenen Teilkurven zu einer gemeinsamen Masterkurve zusammenzusetzen.

Das Kapitel 3 beschäftigt sich mit dem Thema der Adhäsion. Es werden verschiedene Adhäsionstheorien und Bruchkriterien vorgestellt. Hierbei werden das Deformationskriterium, das Spannungskriterium und ein energetisches Bruchkriterium ausgehend von molekularen Modellen präsentiert. Für das Auffinden der zur Beschreibung des Adhäsionsphänomens nötigen Abhängigkeiten wurden zwei verschiedene Messapparaturen entwickelt und gebaut. Diese werden detailliert vorgestellt.

Das Kapitel 4 beinhaltet eine Zusammenfassung aller neuen Erkenntnisse und Zusammenhänge, welche im Rahmen dieser Arbeit gefunden wurden. In Kapitel 5 werden verschiedene interessante Möglichkeiten zur Weiterführung dieser Arbeit vorgestellt.

2 Elastomerreibung

Dieser Teil der vorliegenden Arbeit beschäftigt sich mit der Elastomerreibung. Zur Beschreibung der tribologischen Eigenschaften wird das verallgemeinerte Reibgesetz unter Verwendung der Methode der Dimensionsreduktion vorgestellt (Popov V. L., 2015) (Popov & Heß, 2013) (Voll & Popov, 2015). Eines der Hauptziele dieser Arbeit ist es, dieses Reibgesetz experimentell zu verifizieren. Die Reibgeschwindigkeit, die Konfigurations- und die Temperatur sind die hauptsächlichen Bestimmungsgrößen der Reibung. In dieser Arbeit wird argumentiert, dass der wichtigste Parameter zur Beschreibung der Reibungserscheinung die Eindringtiefe bzw. die Indentierungstiefe der beteiligten Körper ist. Dies wurde in der Einleitung kurz erwähnt und soll in den folgenden Abschnitten ausführlich anhand von Beispielen diskutiert werden. Zahlreiche Versuche wurden durchgeführt, um den Reibungskoeffizienten als Funktion der Eindringtiefe des Indenters, der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit zu bestimmen. Aus den temperatur- und indentierungsabhängigen Messungen wird bei verschiedenen Reibgeschwindigkeiten mittels Superpositionierung eine Masterkurve konstruiert. Auf die zur Konstruktion nötige Vorschrift des erweiterten TTS (Zeit-Temperatur Superpositionierungsprinzip) wird im Theorieteil näher eingegangen. Für die Experimente wurde ein weggesteuertes Tribometer¹ entwickelt, welches eine große Bandbreite von verschiedenen Parametern abdeckt. Um eine Versuchsmethodik festzulegen, welche möglichst effizient, robust und interpretierbar ist, wurden Vorversuche durchgeführt. Hierbei wurde die allgemeine Funktionssicherheit der Apparatur geprüft, die Kalibrierung der Sensoren und Aktoren vorgenommen und die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse getestet. Aufgrund der Vorversuche wurden verschiedene Verbesserungen, wie zum Beispiel die Verwendung von Luftleitblechen zur homogenen und schnelleren Erwärmung der Materialprobe vorgenommen. Nach der erfolgreichen Testpha-

¹ Die Bezeichnung Tribometer für eine Apparatur zur Messung der Reibkraft stammt vom Charles Augustin de Coulomb (Coulomb, 1781).

se wurden die nötigen Versuche durchgeführt. Hierzu wurden kugelförmige Indenter in ein Elastomer definiert eingedrückt und anschließend bei konstanter Temperatur horizontal relativ zueinander mit konstanter Geschwindigkeit verschoben. Der genaue Versuchsablauf wird im Experimententeil vorgestellt. Im folgenden Abschnitt wird das generalisierte Reibgesetz hergeleitet.

Theoretische Grundlagen der Elastomerreibung

In diesem Abschnitt wird das zur Interpretation der experimentellen Untersuchung der Elastomerreibung herangezogene Reibgesetz vorgestellt (Voll & Popov, 2015). Es wird der Frage nachgegangen, ob die Eindringtiefe, mit welcher ein beliebig geformter Indenter in ein viskoelastisches Medium eingedrückt wird und im Anschluss daran horizontal mit einer konstanten Reibgeschwindigkeit verschoben wird, der wahre Steuerparameter für den Reibprozess ist. Hierzu werden zuerst analytisch lösbare Beispiele unter Verwendung der Methode der Dimensionsreduktion betrachtet (Popov & Heß, 2013, S. 174-177). Im Anschluss werden die für das Experiment nötigen Spezialisierungen vorgenommen und diskutiert. Der Einfachheit halber wird mit einem keilförmigen Indenter, welcher durch die Gleichung

$$\hat{z} = g(\hat{x}) = c|\hat{x}| \quad (2)$$

beschrieben wird, begonnen (Popov & Heß, 2013). Dieser wird in eine eindimensionale viskoelastische Bettung bis zu einer Tiefe d eingedrückt und anschließend tangential mit der Geschwindigkeit v horizontal verschoben. Die Eindringtiefe soll während dieser Verschiebung konstant sein. Der Indenter wird als starr und vorerst als glatt modelliert, sodass die Kontaktkonfiguration während des Eindrückens nur von der Eindringtiefe abhängt (Lee, 1955), (Radok, 1957). In der folgenden Grafik werden die Kontaktkonfiguration während der horizontalen Verschiebung des Indenters und eine viskoelastische Bettung dargestellt.

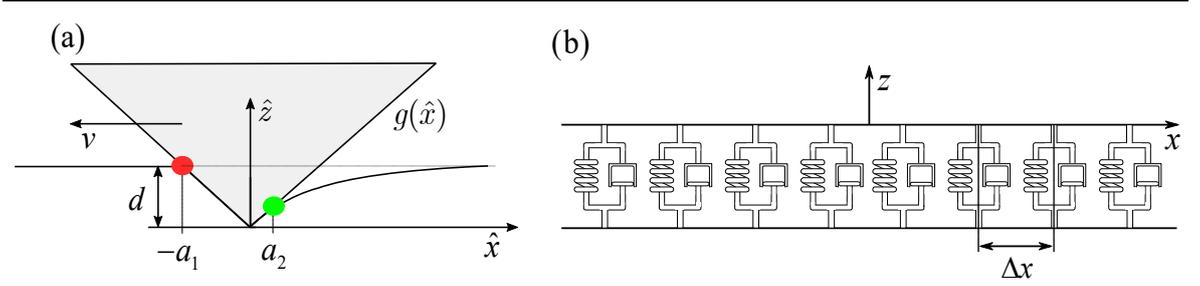


Abbildung 4: (a) Kontakt zwischen einem Elastomer und einem kegelförmigen Indenter, welcher mit einer Tangentialgeschwindigkeit v verschoben wird. (b) Rheologisches Modell der viskoelastischen Bettung, welches aus Kelvinkörpern mit einem Diskretisierungsabstand Δx aufgebaut ist.

Die Koordinate des ersten Kontakts $\hat{x} = -a_1$ (rot) und die des letzten Kontakts $\hat{x} = a_2$ (grün) zwischen Indenter und viskoelastischer Bettung sind im körperfesten Bezugssystem farblich hervorgehoben. Um die Deformation der viskoelastischen Bettung zum Zeitpunkt t zu berechnen, wird der Indenter im raumfesten Koordinatensystem wie folgt beschrieben

$$z = g(x + vt) = g(\hat{x}). \quad (3)$$

Zur Berechnung der geschwindigkeitsabhängigen Kontaktkonfiguration müssen die Verschiebung und die Verschiebungsgeschwindigkeit in vertikaler Richtung berechnet werden. Die vertikale Verschiebung der viskoelastischen Bettung ergibt sich aus geometrischen Überlegungen:

$$u_z(x, t) = d - g(x + vt) = d - g(\hat{x}). \quad (4)$$

Durch zeitliche Ableitung dieser Verschiebung ergibt sich die Verschiebungsgeschwindigkeit gemäß der folgenden Gleichung:

$$\dot{u}_z = \frac{\partial u_z(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t}(-g(x + vt)) = -vg'(\hat{x}). \quad (5)$$

Aus dem Kräftegleichgewicht am einzelnen Kelvin-Element der viskoelastischen Bettung gemäß Abbildung 4 ergibt sich die folgende Beziehung für die elementbezogene Normalkraft

$$f_N(\hat{x}) = \Delta k_z u_z + \Delta \gamma \dot{u}_z. \quad (6)$$

Hierfür werden aus den effektiven Materialgrößen E^* und η^* die Ersatzfedersteifigkeit Δk_z und die Ersatzviskosität $\Delta \gamma_z$ der viskoelastischen Bettung gemäß den folgenden Gleichungen

$$\Delta k_z = E^* \Delta x \quad (7)$$

$$\Delta \gamma_z = \eta^* \Delta x \quad (8)$$

berechnet (Popov & Heß, 2013, S. 20), wobei $E^* = E / (1 - \nu^2)$. Elastomere werden oft zu den inkompressiblen Materialien gezählt, sodass ihre Querkontraktionszahl mit $\nu = 0,5$ angenommen werden kann. Somit ergibt sich die folgende Relation

$$E^* = \frac{1}{1 - \nu^2} E = \frac{2(1 + \nu)}{1 - \nu^2} G = 4G, \quad (9)$$

die für inkompressible Elastomere verwendet werden kann. Dadurch ergibt sich

$$\Delta k_z = E^* \Delta x = 4G \Delta x \quad (10)$$

für die Ersatzsteifigkeit in Normalenrichtung, welche nur noch vom Schubmodul G und von der Diskretisierung abhängt. Für die Ersatzviskosität ergibt sich

$$\Delta \gamma_z = \eta^* \Delta x = 4\eta \Delta x, \quad (11)$$

wobei η die dynamische Viskosität ist. Werden diese Beziehungen für die Beschreibung der Normalkraft entsprechend Gleichung (6) verwendet, folgt

$$f_N(\hat{x}) = 4(Gu_z + \eta \dot{u}_z) \Delta x = 4(G(d - g(\hat{x})) - \eta v g'(\hat{x})) \Delta x. \quad (12)$$

Wie in der Abbildung 4 dargestellt, hat der erste Kontaktpunkt (rot) keine Vertikalverschiebung, sodass hieraus die Bedingung $u_z(\hat{x} = -a_1) = 0$ ableiten werden kann. Im Gegensatz hierzu verschiebt sich der letzte Kontaktpunkt (grün) in Abhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der materiellen Relaxation. Da dieser Kontaktpunkt sich an der freien Oberfläche befindet, wirkt keine Normalkraft, sodass sich eine weitere Bedingung

$f_N(\hat{x} = a_2) = 0$ ergibt. Aus diesen Bedingungen, sowie den Gleichungen (12), (2) und (3) folgt für die Kontaktradien

$$a_1 = \frac{d}{c} \text{ und } a_2 = \frac{d}{c} - \tau v, \quad (13)$$

wobei

$$\tau = \frac{\eta}{G} \quad (14)$$

als Relaxationszeit bezeichnet wird. Für den gesamten Kontaktradius ergeben sich mehrere Möglichkeiten, sodass eine Fallunterscheidung durchgeführt werden muss. Im einfachsten Fall, wenn die Gleitgeschwindigkeit $v = 0$ ist, sind die beiden Radien gleich $a_1 = a_2$ und gleich dem Kontaktradius:

$$a = a_1 = a_2 = \frac{d}{c}. \quad (15)$$

Im dynamischen Fall müssen zwei Geschwindigkeitsbereiche getrennt voneinander betrachtet werden.

$$\text{Fall a: } v \leq \frac{d}{c\tau}, \quad (16)$$

$$\text{Fall b: } v > \frac{d}{c\tau}. \quad (17)$$

Im Fall **a** verschiebt sich der letzte Kontaktpunkt (siehe Abbildung 4) des Kontaktgebietes mit steigender Reibgeschwindigkeit nach links in Richtung der Keilspitze. Um die Normalkraft zu berechnen, müssen alle elementbezogenen Kräfte im gesamten Kontaktgebiet summiert werden:

$$\begin{aligned}
 F_N &= 4 \int_{-a_1}^{a_2} \left(G(d - g(\hat{x})) - \eta v g'(\hat{x}) \right) d\hat{x} \\
 &= 4 \int_{-a_1}^0 \left(G(d + c\hat{x}) + \eta v c \right) d\hat{x} + 4 \int_0^{a_2} \left(G(d - c\hat{x}) - \eta v c \right) d\hat{x} \\
 &= 4G \left(d(a_1 + a_2) + \tau v c (a_1 - a_2) - \frac{c}{2} (a_1^2 + a_2^2) \right) \\
 &= \frac{4G}{c} \left(d^2 + \frac{1}{2} (c v \tau)^2 \right)
 \end{aligned} \tag{18}$$

Die gesuchte Kraft in tangentialer Richtung ergibt sich aus der Halbraumnäherung unter Berücksichtigung der Tatsache, dass sich die Oberfläche nur gering deformiert. Unter dieser Annahme ergibt sich

$$f_x(\hat{x}) = g'(\hat{x}) f_N(\hat{x}). \tag{19}$$

Analog zu Gleichung (18) werden die Tangentialkräfte in allen einzelnen Kelvin-Elementen im Kontaktgebiet summiert, um die gesamte Tangentialkraft zu erhalten:

$$\begin{aligned}
 F_X &= -4 \int_{-a_1}^{a_2} g'(\hat{x}) \left(G(d - g(\hat{x})) - \eta v g'(\hat{x}) \right) d\hat{x} \\
 &= 4c \int_{-a_1}^0 \left(G(d + c\hat{x}) + \eta v c \right) d\hat{x} + 4c \int_0^{a_2} \left(G(d + c\hat{x}) + \eta v c \right) d\hat{x} \\
 &= 4Gc \left(d(a_1 - a_2) + \tau v c (a_1 + a_2) - \frac{c}{2} (a_1^2 - a_2^2) \right) \\
 &= 4Gc \left(2d v \tau + \frac{c}{2} (v \tau)^2 \right)
 \end{aligned} \tag{20}$$

Aus dem Quotienten zwischen der Tangentialkraft und der Normalkraft ergibt sich der gesuchte Reibkoeffizient

$$\mu = \frac{F_X}{F_N} = c \frac{\left(2 \left(\frac{c v \tau}{d} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{c v \tau}{d} \right)^2 \right)}{\left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c v \tau}{d} \right)^2 \right)}. \tag{21}$$

Der Fall **b** gemäß Gleichung (17) tritt anschaulich ein, wenn eine Erhöhung der Reibgeschwindigkeit keinen Einfluss auf die Kontaktgeometrie mehr hat. Die Kegelspitze und der Ablösepunkt fallen zusammen, sodass der rechte Kontaktradius $a_2 = 0$ ist (siehe Abbildung 4). Wird dieses bei der Berechnung der Normalkraft berücksichtigt, ergibt sich:

$$\begin{aligned}
 F_N &= 4 \int_{-a_1}^0 \left(G(d - g(\hat{x})) - \eta v g'(\hat{x}) \right) d\hat{x} \\
 &= 4 \int_{-a_1}^0 \left(G(d + c\hat{x}) + \eta v c \right) d\hat{x} \\
 &= 4G \left(d a_1 + \tau v c a_1 - \frac{c}{2} a_1^2 \right) \\
 &= \frac{4G}{c} \left(\frac{1}{2} d^2 + c v \tau d \right)
 \end{aligned} \tag{22}$$

Analog zu Gleichung (19) folgt für die Tangentialkraft die folgende Beziehung:

$$\begin{aligned}
 F_X &= -4 \int_{-a_1}^0 g'(\hat{x}) \left(G(d - g(\hat{x})) - \eta v g'(\hat{x}) \right) d\hat{x} \\
 &= 4c \int_{-a_1}^0 \left(G(d + c\hat{x}) + \eta v c \right) d\hat{x} \\
 &= 4Gc \left(d a_1 + \tau v c a_1 - \frac{c}{2} a_1^2 \right) \\
 &= 4G \left(\frac{1}{2} d^2 + c v \tau d \right)
 \end{aligned} \tag{23}$$

sodass sich für den Reibungskoeffizienten im Geschwindigkeitsbereich gemäß Fall **b** das folgende Ergebnis ergibt

$$\mu = \frac{F_X}{F_N} = c. \tag{24}$$

Dieser Grenzfall tritt dann ein, wenn der Ablösepunkt die Spitze des Keils erreicht hat. Der Reibungskoeffizient ist dann konstant und hängt nur noch von der Geometrie des Indenters ab (siehe Gleichung (2)). Allerdings werden die Tangentialkraft und die Normalkraft mit steigender Reibgeschwindigkeit im gleichen Verhältnis größer.

Wenden wir uns wieder dem wesentlich interessanteren Fall **a** zu. Aus Gleichung (21) ist ersichtlich, dass der Reibungskoeffizient zum einen von der Geometrie des Indenters $c = \nabla z$ und zum anderen vom Quotienten

$$\frac{cv\tau}{d} \approx \frac{v\tau}{a} \quad (25)$$

abhängt. Die hier erfolgte Abschätzung ist für kleine Deformationen bzw. kleine Kontaktflächen gültig. Die Kontaktradien a_1 und a_2 sind in diesem Fall ungefähr gleich groß, so dass eine Unterscheidung nicht nötig ist und

$$a = a_1 \approx a_2 \quad (26)$$

geschrieben werden kann. Die Gleichung (21) kann unter Verwendung von Gleichung (25) in die allgemeine funktionale Form

$$\mu = \nabla z \cdot \Psi \left(\frac{v\tau}{a} \right) \quad (27)$$

überführt werden. τ wird als Relaxationszeit, a als Kontaktradius und ∇z als Oberflächengradient bezeichnet (Popov V. L., 2015).

Im nächsten Schritt wird die kugelförmige Indentergeometrie betrachtet, mit dem Ziel eine entsprechende allgemeine funktionale Form wie in Gleichung (27) zu erhalten. In der folgenden Abbildung wird ein solcher Kontaktvorgang dargestellt.

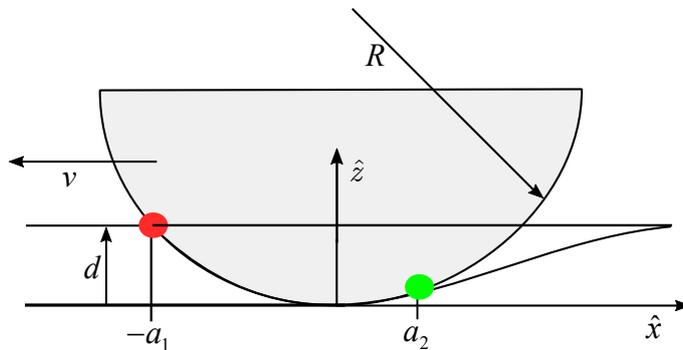


Abbildung 5: Kontakt zwischen einem kugelförmigen Indenter, welcher mit einer Tangentialgeschwindigkeit v verschoben wird. Die Koordinaten der Kontaktränder sind im körperfesten Bezugssystem farblich hervorgehoben (erster Kontakt $\hat{x} = -a_1$ in rot und der letzter Kontakt $\hat{x} = a_2$ in grün).

Für die Modellierung der Kontaktkonfiguration eines kugelförmigen Indenters wird die folgende Profilform

$$\hat{z} = \frac{\hat{x}^2}{2R} \quad (28)$$

verwendet, wobei R der Radius des Indenters ist. Aus der Verschiebung der Oberfläche im Kontaktgebiet ergibt sich unter der Beibehaltung der Bedingungen $u_z(x = -a_2) = 0$ und $f_N(\hat{x} = a_1) = 0$ (siehe Gleichung (12)) die Kontaktradien. Für den Radius im Einlauf des Kontaktgebietes folgt

$$a_1 = \sqrt{2Rd} \quad (29)$$

und für den im Auslauf ergibt sich

$$a_2 = \sqrt{2Rd + (v\tau)^2} - v\tau. \quad (30)$$

Für die Berechnung des Reibungskoeffizienten werden analog zu Gleichung (22) und Gleichung (23) die Normalkraft und die Tangentialkraft berechnet. Für die Normalkraft ergibt sich unter Verwendung von Gleichung (29) und Gleichung (30) die folgende Beziehung

$$F_N = \frac{4G}{3R} \left((2Rd)^{3/2} - (v\tau)^3 + \left(2Rd + (v\tau)^2 \right)^{3/2} \right) \quad (31)$$

und für die Tangentialkraft

$$F_X = \frac{2Gv\tau}{3R^2} \left(2(2Rd)^{3/2} - 3(2Rd)v\tau - 2(v\tau)^3 + 2 \left(2Rd + (v\tau)^2 \right)^{3/2} \right). \quad (32)$$

Durch Bildung des Quotienten zwischen der Tangentialkraft und der Normalkraft ergibt sich der Reibungskoeffizient

$$\mu = \nabla z \frac{\xi \left(2 - 3\xi - 2\xi^3 + 2(1 + \xi^2)^{3/2} \right)}{\left(1 - \xi^3 + (1 + \xi^2)^{3/2} \right)^{4/3}}, \quad (33)$$

wobei aus Gründen der Übersichtlichkeit die folgende Abkürzung

$$\xi = \frac{v\tau}{\sqrt{2Rd}} \approx \frac{v\tau}{a} \quad (34)$$

(wie in Gleichung (25)) eingeführt. Das Ergebnis hat wieder die allgemeine Form gemäß Gleichung (27). Der funktionale Zusammenhang konnte demnach auch für kugelförmige Indenter mittels der Methode der Dimensionsreduktion gefunden werden (Popov & Heß, 2013). Hierbei berücksichtigt ∇z den Einfluss der mittlere Steigung der Oberfläche.

Im Fall des Kontakts zwischen einem Kegel und einer viskoelastischen Bettung, welche durch Maxwell-Elemente modelliert wird, ergibt sich für den Reibkoeffizienten (Popov & Heß, 2013)

$$\mu = c \frac{\frac{d}{cv\tau} - 2 \left(1 - e^{-\frac{d}{cv\tau}} \right) + \ln \left(2 - e^{-\frac{d}{cv\tau}} \right)}{\frac{d}{cv\tau} - \ln \left(2 - e^{-\frac{d}{cv\tau}} \right)}. \quad (35)$$

Eine Rückführung auf die allgemeine Form gemäß der Gleichung (27) ist ebenfalls möglich. Ein Grund hierfür ist die Abhängigkeit der aktuellen Kontaktkonfiguration von der Eindringtiefe (Popov V. L., 2015). Die allgemeine Form des Reibgesetzes lässt sich mit der folgenden Gleichung darstellen:

$$\mu = \nabla z(d) \cdot \Psi \left(\frac{v\tau(T)}{a(d)} \right) \quad (36)$$

Hierbei sind $\nabla z(d)$ und $a(d)$ (schwache) explizite Funktionen von der Eindringtiefe. Die Relaxationszeit τ als Materialparameter ist nicht von der Kontaktkonfiguration abhängig, sondern nur von der Temperatur T . Durch das Logarithmieren ergibt sich eine Gleichung

für den Reibungskoeffizienten, welche nur durch Addition und Subtraktion der verschiedenen Einflussgrößen aufgebaut ist

$$\ln(\mu) = \ln(\nabla z(d)) + \ln \Psi \left(\exp \left(\ln(v) + \ln(\tau(T)) - \ln(a(d)) \right) \right). \quad (37)$$

Unter der Verwendung der Funktion $\Phi(\cdot) = \ln \Psi(\exp(\cdot))$ kann diese Gleichung umgeschrieben werden zu

$$\ln(\mu) - \ln(\nabla z(d)) = \Phi \left(\ln(v) + \ln(\tau(T)) - \ln(a(d)) \right). \quad (38)$$

Hieraus lässt sich ein verallgemeinertes Masterkurvenverfahren ableiten.

Eine alternative Gleichung für den Reibungskoeffizienten bei Elastomeren kann wie folgt angegeben werden

$$\mu = \xi \nabla z \frac{G''(\tilde{\omega})}{|\hat{G}(\tilde{\omega})|} \quad (39)$$

(Popov V. L., 2010, S. 258-262). Wird das Standardmodell (siehe Abbildung 28) für Elastomere verwendet und weiterhin angenommen, dass das Verlustmodul G'' viel größer ist als das Speichermodul G' , dann ergibt sich für den komplexen Schubmodul

$$\hat{G}(\tilde{\omega}) = G_2 \frac{G_1 + i \eta \tilde{\omega}}{G_2 + i \eta \tilde{\omega}}. \quad (40)$$

Wird der Betrag und der Imaginäranteil des komplexen Schubmoduls in die Gleichung (39) eingesetzt, folgt:

$$\mu \approx \nabla z \frac{\tilde{\omega} \tau}{\sqrt{\left(1 + (\tilde{\omega} \tau)^2\right) \left(\left(G_1/G_2\right)^2\right) + (\tilde{\omega} \tau)^2}}. \quad (41)$$

Wie leicht zu erkennen ist liegt in diesem Fall der Reibungskoeffizient als Funktion der charakteristischen Frequenz $\tilde{\omega}$ und der Relaxationszeit τ vor, sodass dies in die folgende implizite Gleichung überführt werden kann:

$$\mu \approx \nabla z \bar{\Phi}(\tilde{\omega}\tau). \quad (42)$$

Unter der Annahme, dass sich die Frequenz $\tilde{\omega}$ aus der Reibgeschwindigkeit v und dem charakteristischen Durchmesser r eines Mikrokontrakts berechnen lässt, ergibt sich die folgende Gleichung

$$\mu \approx \nabla z \bar{\Phi}\left(\frac{v\tau}{r}\right). \quad (43)$$

Damit ergibt sich auf einem anderen Weg dieselbe Abhängigkeit wie in der Gleichung (27).

Zur Verifizierung dieser Theorie wurden Reibungsexperimente bei verschiedenen Temperaturen, Eindrücktiefen und Reibgeschwindigkeiten durchgeführt. Es wurde ein Masterkurvenverfahren entwickelt, welches zwei Verschiebungsfunktionen in Abhängigkeit der Eindrücktiefe und eine Verschiebungsfunktion in der Abhängigkeit der Temperatur liefert. Im nächsten Abschnitt werden physikalische Ursachen für die Existenz von Reibmasterkurven diskutiert.

Theoretische Grundlagen zum Masterkurvenverfahren

Bei der experimentellen Bestimmung der frequenzabhängigen Module bzw. bei der Untersuchung der materialspezifischen Eigenschaften von viskoelastischen Materialien wird sich das Zeit-Temperatur-Superpositionierungsprinzip (TTS) zu Nutze gemacht. Das Prinzip basiert auf der Hypothese, dass der komplexe Schubmodul eines realen Elastomers nicht unmittelbar von der Frequenz sondern von dem Produkt aus der Frequenz und einer materialabhängigen Relaxationszeit abhängt, wobei diese temperaturabhängig ist. Üblicherweise werden zur Beschreibung des viskoelastischen Materialverhaltens von Elastomeren mehrere Relaxationszeiten benötigt. Um den Temperatureinfluss zu berücksichtigen, wird davon ausgegangen, dass alle Relaxationszeiten die gleiche multiplikative Temperaturabhängigkeit besitzen. Diese wahrscheinlich sehr hypothetische Annahme bedeutet, dass nur eine einzige Aktivierungsenergie für die Konfigurationsänderung der Monomere existiert. Für die praktische Anwendung ist diese starke Vereinfachung des realen Materialverhaltens ausreichend und mit genügender Genauigkeit erfüllt.

Dies ermöglicht es, die Abhängigkeit des komplexen Moduls von der Frequenz und der Temperatur in der Form $G = G(\omega \cdot \tau(T))$ zu schreiben. Demnach vergrößert sich der Schubmodul bei der Erhöhung der Frequenz oder der Relaxationszeit bzw. mit dem Verringern der Temperatur ($\tau \propto \exp(T^{-1})$). Wird der Schubmodul als Funktion des Logarithmus der Frequenz grafisch dargestellt, so stellen die Kurven horizontal verschobene Teile derselben Kurve dar. Durch passende horizontale Verschiebungen können sie zu einer gemeinsamen „Masterkurve“ zusammengeführt werden (Abbildung 6). Durch eine geeignete Verschiebungsfunktion lassen sich die einzelnen Messergebnisse zu einer gemeinsamen Kurve überlagern (Grellmann & Seidler, 2011, S. 103-106), (Williams, Landel, & Ferry, 1955). Diese Verschiebungsfunktion beschreibt die Konstruktion der Masterkurve für eine feste Temperatur vollständig (Bsp.: Abbildung 6, 25 °C).

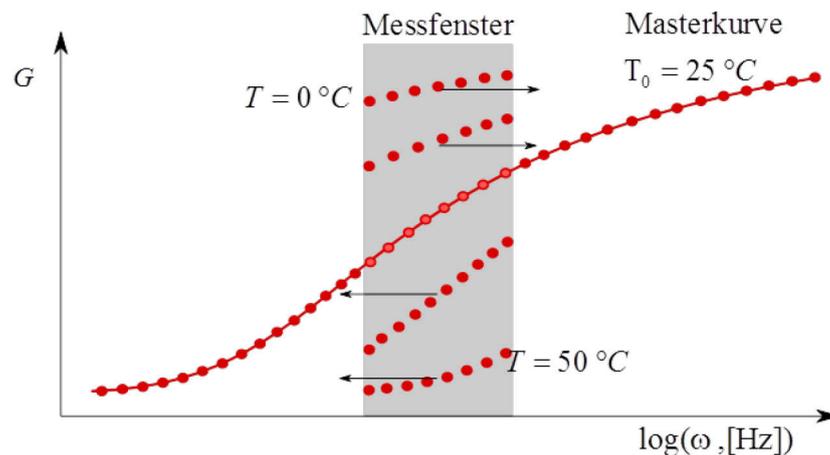


Abbildung 6: Darstellung des Masterkurvenverfahrens in einem Temperaturbereich von 0 °C – 50 °C, die fünf Teilkurven des Moduls in einem Frequenzband (grau) bilden durch horizontale Verschiebung eine gemeinsame Kurve, in diesem Fall bei einer Temperatur von $T_0 = 25\text{ °C}$.

Um das Materialverhalten bei hohen Frequenzen zu bestimmen, kann die Temperatur des Materials abgesenkt werden. Für den Fall, dass das Materialverhalten bei niedrigen Frequenzen benötigt wird, ist es möglich, die Materialprobe zu erwärmen

$$\frac{1}{\omega} \propto \tau(T) \propto \exp\left(\frac{1}{T}\right). \quad (44)$$

Der Vorteil an diesem Verfahren ist es, dass Messungen in einem relativ kleinen Frequenzband genügen, um mittels TTS eine Erweiterung des Frequenzbereiches um einige

Größenordnungen durchzuführen. Es lassen sich die natürlichen Grenzen der Messwerterfassung geschickt umgehen. Ein ähnliches Verfahren existiert für die Messung der Elastomerreibung (Grosch, 1963). Der Grund dafür ist die Abhängigkeit der Reibkraft von den Materialeigenschaften, welche von der Temperatur und der Belastungsgeschwindigkeit bzw. der Reibgeschwindigkeit $v = r \tilde{\omega}$ (r charakteristische Größe der Mikrokontakte) abhängen (Gleichung (42), Gleichung (36)). Dies lässt auf die Existenz einer Geschwindigkeits-Temperatur-Superpositionierung schließen. Nichtsdestotrotz gelang bisher keine eindeutige Transformation von der Reibmasterkurve zur Masterkurve des Schubmoduls und zurück. Ein wichtiger Schritt in diese Richtung ist es, die Reibmasterkurve mit allen Abhängigkeiten zu erfassen. Für Elastomere ist die Reibung abhängig von der Reibgeschwindigkeit, Eindrücktiefe und Temperatur. Als nächstes wird das verallgemeinerte Masterkurvenverfahren vorgestellt. Um die Prozedur zu veranschaulichen, wird die Gleichung (38) als Ausgangspunkt verwendet

$$\log_{10}(\mu) - \log_{10}(\nabla z(d)) = \Psi\left(\log_{10}(v) + \log_{10}(\tau(T)) - \log_{10}(a(d))\right). \quad (45)$$

Auf der linken Seite der Gleichung haben wir den Term $\log_{10}(\nabla z(d))$, welcher einer vertikalen Verschiebung in Abhängigkeit der Eindrücktiefe entspricht. Allgemein kann dies geschrieben werden als:

$$\log_{10}(\bar{\mu}) = \log_{10}(\mu) - A(d_i) \quad (46)$$

Die rechte Seite der Gleichung (45) enthält eine Abhängigkeit vom Kontaktradius $\log_{10}(a(d))$, welcher ebenfalls als Funktion der Eindrücktiefe eine horizontale Verschiebung der Kurve bewirkt. Zusammen mit den anderen Faktoren (Geschwindigkeit und Temperatur), können wir die folgende horizontale Verschiebungsfunktion (für eine geschwindigkeitsabhängige Reibmasterkurve) postulieren:

$$\log_{10}(\bar{v}) = \log_{10}(v_n) - B(d_i) + C(T_i). \quad (47)$$

In Abhängigkeit von der Eindrücktiefe werden zwei Verschiebungen vorgenommen, die eine vertikal und die andere horizontal. Die so erhaltenen Kurven beschreiben das geschwindigkeitsabhängige Reibverhalten für eine „feste“ Eindrücktiefe bei verschiedenen Temperaturen. Die rechte Seite der Gleichung (45) enthält die temperaturabhängige hori-

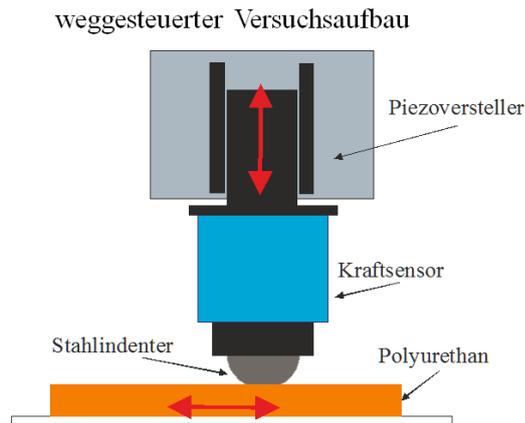
zontale Verschiebung $\log_{10}(\tau(T))$. Durch diese Verschiebung ergibt sich für eine feste Temperatur und eine feste Eindrücktiefe die geschwindigkeitsabhängige Reibkurve. Die Reibmasterkurve für andere Eindrücktiefen und Temperaturen wird nach diesem Prinzip relativ einfach berechnet. Da die Verschiebungsfunktionen in der Praxis nicht von vorneherein bekannt sind, bietet sich für die Konstruktion der Masterkurve ein Optimierungsalgorithmus (Minimierung des Fehlerquadrats) an.

Das durch die Gleichungen (46) und (47) definierte verallgemeinerte Masterkurvenverfahren ist – genauso wie das traditionelle Masterkurvenverfahren (Geschwindigkeit, Temperatur) – nur annähernd korrekt. Das Prüfen auf Richtigkeit der Theorie und die praktische Anwendbarkeit auf reale Elastomere kann nur experimentell erfolgen. Zum Zwecke der Verifizierung wurde eine spezielle Versuchsanordnung entwickelt, welche zusammen mit dem Versuchsablauf im nächsten Abschnitt vorgestellt wird. Die Konstruktion der resultierenden Masterkurve wird in einem späteren Abschnitt durchgeführt.

Experimentelle Untersuchung der Elastomerreibung

Versuchsaufbau zur experimentellen Untersuchung der Elastomerreibung

Für die Untersuchung der Elastomerreibung wurde ein Tribometer entwickelt, welches nachfolgend ausführlich in seiner Arbeitsweise und seinem Aufbau dargestellt und erläutert wird. Aus den vorangegangenen Erläuterungen zur Elastomerreibung ist es klar, dass die Reibung in Abhängigkeit der Reibgeschwindigkeit, Temperatur, Indentergeometrie und der Eindrücktiefe untersucht werden muss. Um eine Rückwirkung des Tribometers auf das Messergebnis auszuschließen bzw. möglichst gering zu halten, muss die Apparatur eine robuste, kompakte und eine äußerst steife Bauweise haben. In der nächsten Abbildung werden eine Prinzipskizze und die wichtigsten Anforderungen an die Kraftmessung und an den Piezoverstärker aufgeführt.



Piezoversteller:

- hohe Steifigkeit ($4000 \text{ N}/\mu\text{m}$)
- kleine Schrittweite ($0,2 \mu\text{m}$)
- einfache Steuerung bzw. Regelung

Kraftsensor (3-D Piezosensor):

- hohe Steifigkeit, verformungsfreies Messprinzip
- maximaler Drift ($F_x, F_y = 5 \text{ mN/s}$; $F_z = 10 \text{ mN/s}$)
- robust und kompakt
- großer Messbereich

Abbildung 7: Prinzipskizze der Indentierungseinheit, Technische Eckdaten der Kraftmessung und des Piezoverstellers.

Die Versuchsapparatur wurde so konzipiert, dass die Kontaktstelle eine weitaus geringere Steifigkeit aufweist, als die Apparatur. Für einen Versuchsaufbau zur Untersuchung von Elastomeren ist diese Forderung einfach zu realisieren, zumal ein quasi verformungsfreies Messprinzip (Piezokraftsensor) und ein relativ steifer Piezoversteller verwendet wurden. Die Experimente wurden an Materialproben aus Polyurethan (PU) durchgeführt. Es hat sich gezeigt, dass auf Grund seiner Verschleißfestigkeit dieses Elastomer für die Versuchsdurchführung sehr gut geeignet ist. Zur genauen Glasübergangstemperatur der untersuchten Materialproben aus Polyurethan lagen keine Informationen vor. Recherchen zufolge liegt die untere Anwendungstemperatur bei -40°C , sodass die Glasübergangstemperatur niedriger sein muss. Die Untersuchung der Elastomerreibung im Rahmen dieser Arbeit erfolgte im Temperaturbereich von 30°C bis 60°C . Das Adhäsionsphänomen wurde im Temperaturbereich von -40°C bis 20°C experimentell untersucht. Durch eine rheometrische Untersuchung mittels Torsionsrheometer konnte festgestellt werden, dass sich das Polyurethan in einem Temperaturintervall von -40°C bis 60°C im elastischen Bereich (siehe Abbildung 2) befindet.

Im experimentellen Maschinenbau sind die erforderlichen Belastungen und die erwarteten Messgrößen oftmals nicht bzw. nur teilweise bekannt, sodass bei der konstruktiven Umsetzung genügend Spielraum eingeplant werden muss, um den zu untersuchenden Parameterraum im ausreichenden Maß abtasten zu können. Das für diese Arbeit entwickelte weggesteuerte Tribometer, wurde entsprechend konzipiert und ist auf den folgenden Abbildungen dargestellt.

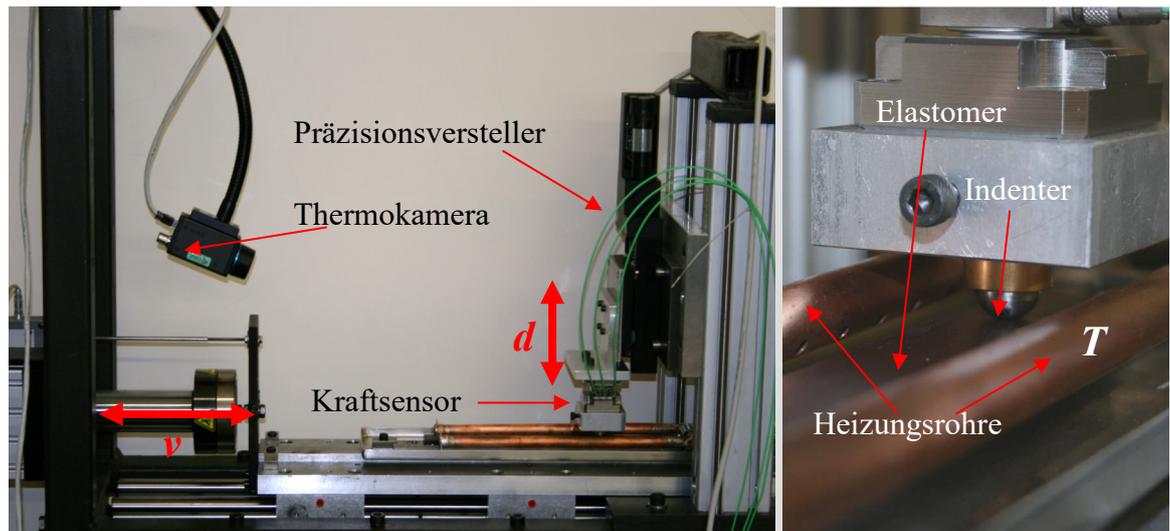


Abbildung 8: *Links*: Gesamtansicht der Versuchsanordnung mit Thermokamera und Präzisionsverstärker zur Steuerung der Eindringtiefe. Direkte Messung der Kontaktkraft mittels Piezokraftsensor am Präzisionsverstärker. *Rechts*: Teilausschnitt des kugelförmigen Indenters und der kupferfarbenen Heizungsrohre, Elastomer und Indenter befinden sich im Kontakt.

Die Abtastfrequenz, mit der die Kontaktkräfte, die horizontale Verschiebung und die Verschiebungsgeschwindigkeit des Schlittens gemessen wurden, beträgt 20 kHz . Der Indenter wird mittels Präzisions-Mikrotisch in die Materialprobe eingedrückt. Die kleinste mögliche Schrittweite Δd des Mikrotisches beträgt $0,2 \mu\text{m}$, die maximale Belastbarkeit von 200 N begrenzt die realisierbare Eindringtiefe des Indenters. Die Eindringtiefe ist unregelt und wird anfänglich durch Bestimmung einer Referenzposition als relative Eindringtiefe realisiert. Als Referenzposition wurde die Materialoberfläche gewählt. Hierzu wurde die Indentierungseinheit sukzessive bis zur Registrierung eines Kraftanstiegs nach unten gefahren. Im Anschluss daran wurde die Indentierungseinheit mit einer kleineren Schrittweite solange angehoben, bis die Kontaktkraft verschwindet. Der auf diese Weise bestimmte Punkt dient als Referenzpunkt für den Eindruckvorgang. Die relative horizontale Verschiebung der Materialprobe gegenüber der Indentierungseinheit wird hydraulisch bewerkstelligt. Hierbei lassen sich Verschiebungsgeschwindigkeiten von $v = 0,01 \text{ mm/s}$ bis $v = 500 \text{ mm/s}$ realisieren. Für die Erfassung der Kräfte wurde ein 3D-Piezokraftmesser verwendet. Die Vorteile hohe Steifigkeit und quasi verformungsfreies Messprinzip dieser Kraftmessung überwiegen die Nachteile. Der ermittelte maximale Drift der Messkette lag mit 15 mN/s für eine Messdauer von 10 s in einer vertretbaren Grö-

ßenordnung. Für die experimentelle Untersuchung der Temperaturabhängigkeit wurde eine thermooptische Regelung aufgebaut, welche aus einem Hochleistungsheizlüfter und einer Thermokamera besteht. Mit der Thermokamera wurden die aktuelle Probentemperatur (als Mittelwert der Oberflächentemperatur) und die Temperatur am Auslauf des Kontaktgebiets mit einer Genauigkeit von $0,05\text{ K}$ gemessen. Die mittlere Oberflächentemperatur wurde als Istwert zur Regelung verwendet. Die nächsten Abbildungen zeigen die Luftleitbleche und die dadurch erreichte homogene Temperaturverteilung.

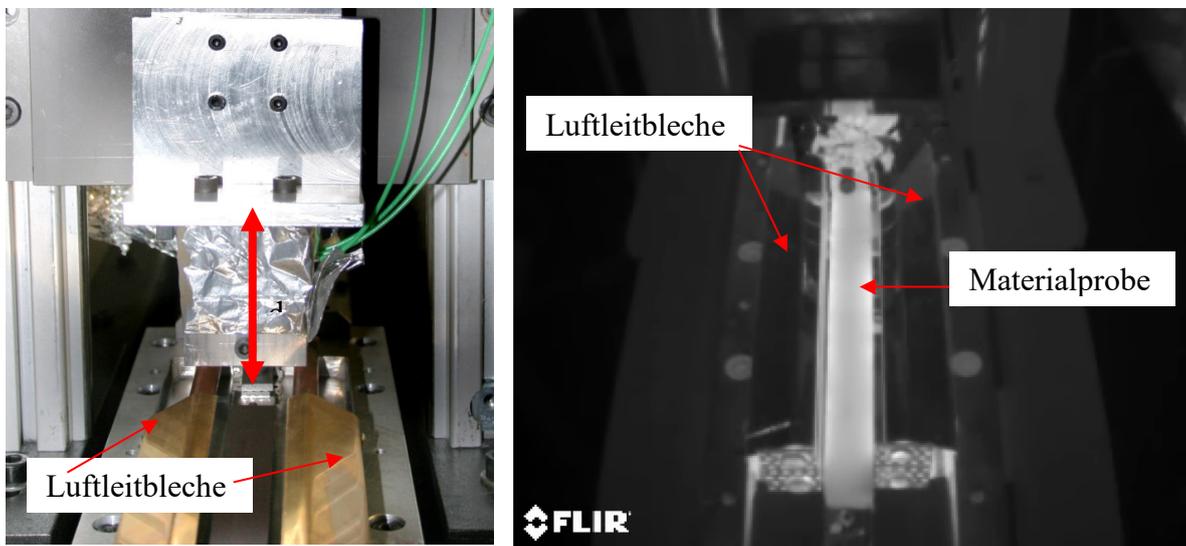


Abbildung 9: *links*: Darstellung der Luftleitbleche zur verbesserten Anströmung und homogenen Temperaturverteilung. *rechts*: Thermographische Darstellung der Temperaturverteilung, wobei die hellen Bereiche wärmer sind als die dunklen.

Die Materialprobe wird über ein Rohrleitungssystem mit geheizter Luft auf die gewünschte Temperatur gebracht. Der so konzipierte Aufbau lässt es zu, die Eindrücktiefe, Temperatur und Gleitgeschwindigkeit zu variieren und hierbei die Kontaktkräfte in Normal-, Längs- und Querrichtung zu erfassen.

Versuchsdurchführung und Versuchsablauf

Die erste Versuchsreihe wurde mit einem kugelförmigen Indenter mit dem Radius von 6 mm durchgeführt. Vor dem Start der ersten Versuchsreihe wurde die neue Materialprobe durch zyklische Reibversuche konditioniert. Hierbei wurden 300 Belastungszyklen durch-

geführt. Diese Maßnahme ist notwendig, um den Einfluss des sogenannten Einlaufens zu minimieren. Die Gründe hierfür können beispielsweise Verschmutzungen an den Oberflächen der Reibpartner, Orientierung bzw. Neuordnung der Kettenmoleküle und eventuell auftretende Verschleißvorgänge sein. Diese Konditionierung wurde bei einer Temperatur von $30\text{ }^{\circ}\text{C}$ durchgeführt, sodass diese thermisch sensitiven Prozesse schnell und einfach ablaufen können. Die Versuchsreihe wird mit dem Erreichen der gewünschten Temperatur des Elastomers gestartet. Im Rahmen dieser Studie wurde die Elastomerreibung bei $30\text{ }^{\circ}\text{C}$, $40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ und $60\text{ }^{\circ}\text{C}$ untersucht. Nach dem Erreichen der gewünschten Prüftemperatur wurde die Referenzkonfiguration des Indenters zur Vermessung der Eindrücktiefe d durch einen kraftgesteuerten Regelkreis bestimmt. Diese Position wurde dann für eine Versuchsreihe ($T = \text{fest}$) beibehalten. Im nächsten Schritt wurde die gewünschte Eindrücktiefe angefahren und für 10 s gehalten. Nach dieser Haltezeit wurde der Schlitten, auf dem die Materialprobe befestigt ist, mit einem elektro-hydraulischen Zylinder horizontal mit konstanter Geschwindigkeit v bewegt. Hierbei wurden die Kontaktkräfte (Normal-, Tangential-, Querkraft) gemessen. Die Kraft quer zur Fahrtrichtung des Schlittens war für alle Messungen Null, sodass diese nicht berücksichtigt wird. Die Messung endete nach einer festen Messdauer von 10 s . Die Vorgabe eines Zeitfensters zur Messung hat zur Folge, dass mit steigender horizontaler Geschwindigkeit die Reiblänge größer wird. Der Reibungskoeffizient wird als Quotient der Reibkraft und der Normalkraft berechnet. Zur Bestimmung der Abhängigkeiten des Gleitreibungskoeffizienten

$$\mu_1 = f(d, v, T), \quad (48)$$

welcher bei gegebener Eindrücktiefe, Geschwindigkeit, und Temperatur der Materialprobe gemessen wird, wurde der Mittelwert zwischen $t_u = 4\text{ s}$ und $t_o = 14\text{ s}$ gebildet. Jeder Versuch wurde für einen Satz an Parametern 6-mal durchgeführt, sodass der Reibungskoeffizient sich aus dem Mittelwert ergibt. Im folgenden Diagramm wird ein gemessener Kraftverlauf als Beispiel dargestellt.

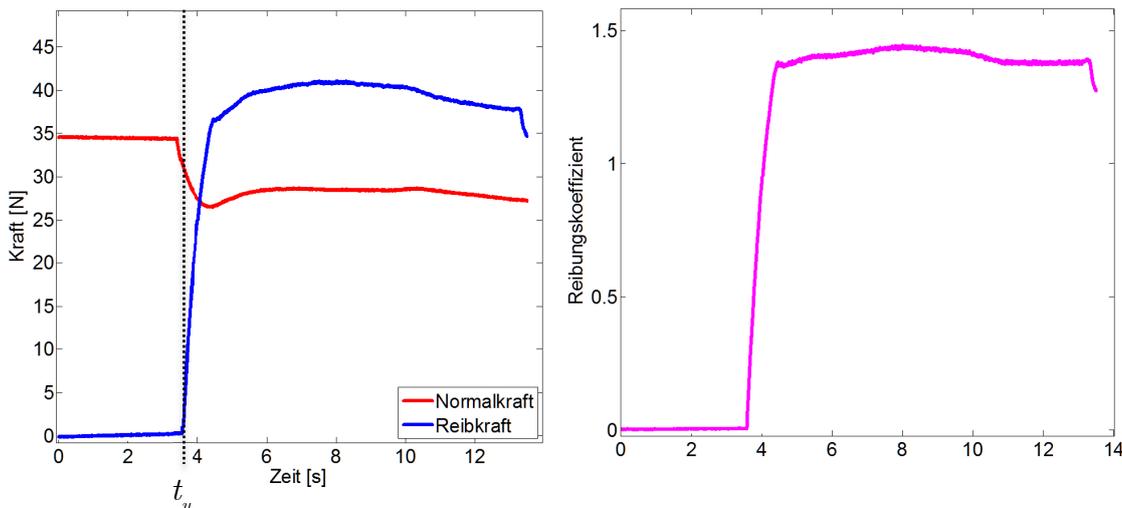


Abbildung 10: links: Normalkraftverlauf (rot) und Reibkraft bzw. Tangentialkraft (blau) über Messdauer; rechts: Reibungskoeffizient (magenta) über Messdauer.

Die Messwerte, welche sich vor t_u befinden, wurden vernachlässigt. Dieser transiente Teil der Messung hat seinen Ursprung in der anfänglich noch nicht stationären Kontaktkonfiguration. Die Abnahme der Normalkraft im Messverlauf ist für konstante Eindringtiefe durch die sich erst noch einzustellende Kontaktkonfiguration erklärbar. Die Eindringtiefe wurde mit der Schrittweite von $\Delta d = 0,1 \text{ mm}$ bis zur einer Indentierung von $0,8 \text{ mm}$ variiert. Größere Eindringtiefen wurden nicht untersucht, weil die plattenförmige Materialprobe aus Polyurethan mit einer Dicke von 8 mm sonst zu dünn relativ zur Größe des Kontaktgebiets wäre. Für den kugelförmigen Indenter mit dem Radius $R = 6 \text{ mm}$ ergibt sich bei einer Eindringtiefe von $d = 0,8 \text{ mm}$ ein Kontaktdurchmesser von $D = 4,38 \text{ mm}$. Das maßgeblich deformierte Volumen reicht infolgedessen bis in eine Tiefe von ca. $4,5 \text{ mm}$. Auf Grund der Oberflächenwelligkeit der Materialprobe erwiesen sich Eindringtiefen unterhalb von $d = 0,1 \text{ mm}$ als unpraktisch und sehr zeitaufwendig für die Initialisierung. Der Einfluss der Reibgeschwindigkeit v auf die Elastomerreibung wurde bei 9 verschiedenen Geschwindigkeiten im Intervall von $0,1 \text{ mm/s}$ bis 20 mm/s untersucht. In der folgenden Grafik wird der Versuchsablauf schematisch als Ablaufplan dargestellt.

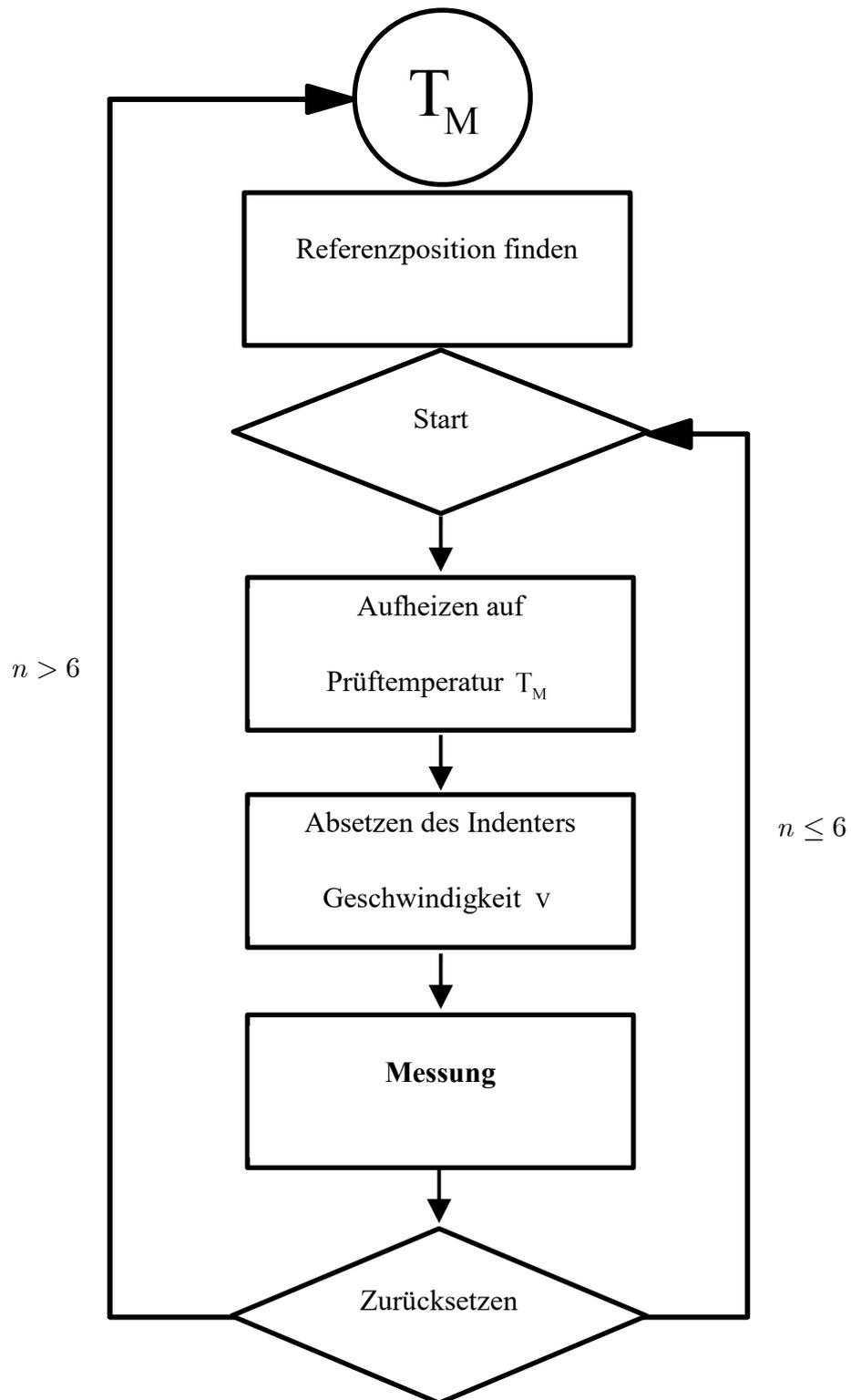


Abbildung 11: Ablaufplan der Versuchsdurchführung zur Elastomerreibung, die Referenzposition wurde nach 6 Messungen neu eingestellt, für eine feste Geschwindigkeit wurden alle Temperaturen untersucht.

Messergebnisse der experimentellen Untersuchung

Messung des Reibungskoeffizienten bei einer Temperatur von 30 °C

Für die Messung der Abhängigkeiten des Reibungskoeffizienten von der Geschwindigkeit und der Eindringtiefe bei einer festen Temperatur $T = 30^\circ\text{C}$ wurden 6 Einzelmessungen pro Parametersatz durchgeführt. Die Geschwindigkeit wurde im Intervall von $v = [0.1\text{ mm/s}, \dots, 20\text{ mm/s}]$ variiert. Im Bereich der kleinen Geschwindigkeiten ändert sich der Reibungskoeffizient stark, sodass dort eine kleinere Schrittweite Δv gewählt wurde. Die Eindringtiefen wurden im Intervall von $d = [0.1\text{ mm}, \dots, 0.8\text{ mm}]$ verändert. Im folgenden Diagramm sind die Messergebnisse dargestellt.

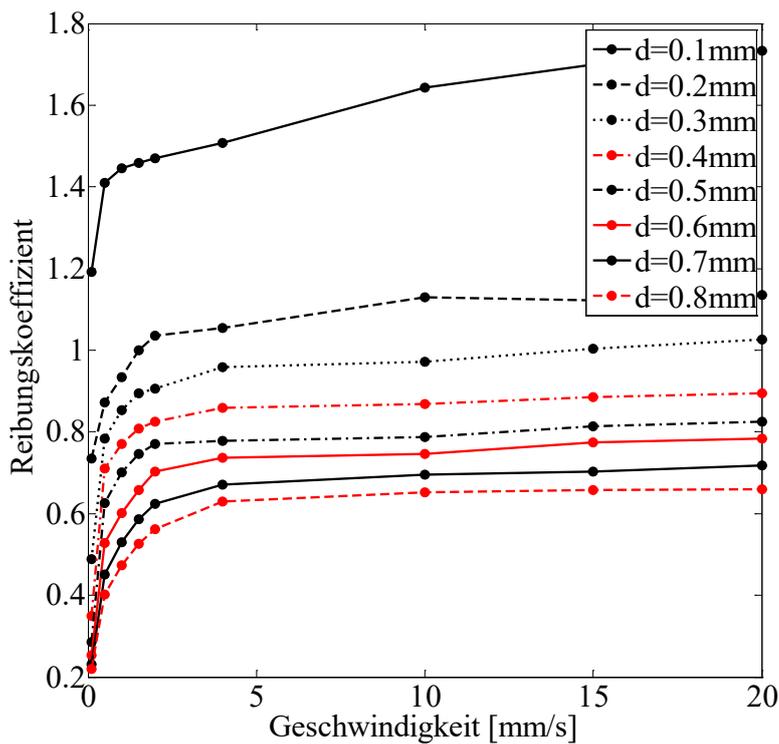


Abbildung 12: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Eindringtiefe d und der Reibgeschwindigkeit v , (●, ●) Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Probentemperatur $T = 30^\circ\text{C}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu\text{m}$.

Es ist zu erkennen, dass mit steigender Eindringtiefe der Reibungskoeffizient kleiner wird. Das bedeutet, dass die Normalkraft, welche zum Eindringen des kugelförmigen Indenters nötig ist, schneller anwächst als die Tangentialkraft. Des Weiteren kann festgestellt werden, dass mit steigender Geschwindigkeit der Reibungskoeffizient größer wird.

Messung des Reibungskoeffizienten bei einer Temperatur von 40 °C

Für die Messung der Abhängigkeiten des Reibungskoeffizienten von der Geschwindigkeit und der Eindringtiefe bei einer festen Temperatur von $T = 40^\circ\text{C}$ wurden 6 Einzelmessungen je Parametersatz durchgeführt. Die Geschwindigkeit wurde im Intervall von $v = [0.1\text{ mm/s}, \dots, 20\text{ mm/s}]$ variiert. Die Eindringtiefen wurden im Intervall von $d = [0.1\text{ mm}, \dots, 0.8\text{ mm}]$ verändert. Im folgenden Diagramm sind die Messergebnisse dargestellt.

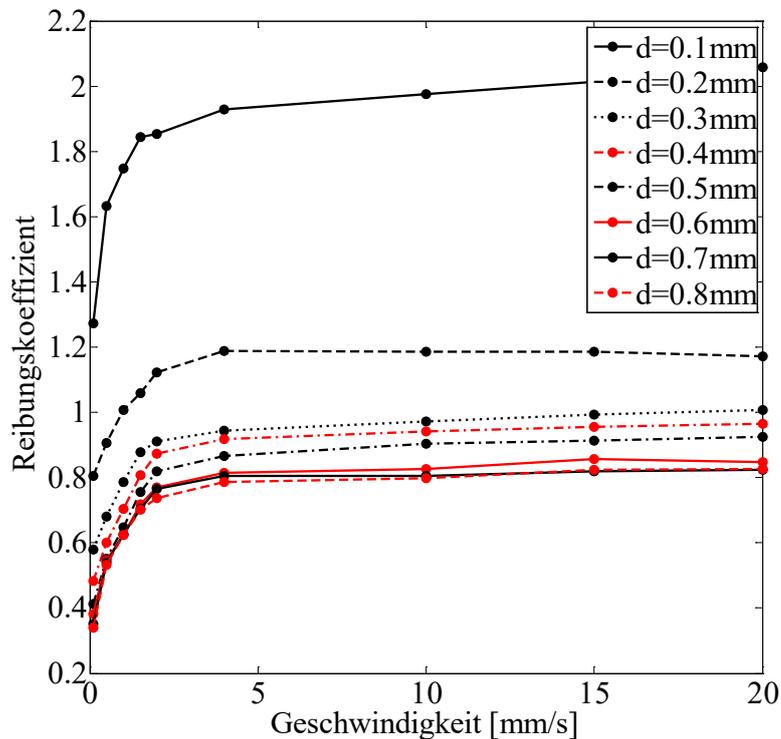


Abbildung 13: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Eindringtiefe d und der Reibgeschwindigkeit v , (\bullet , $\color{red}\bullet$) Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Probentemperatur $T = 40^\circ\text{C}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu\text{m}$.

Wie schon in der Messung zuvor ist zu erkennen, dass mit steigender Eindrücktiefe der Reibungskoeffizient kleiner wird. Ebenfalls wird der Reibungskoeffizient mit steigender Geschwindigkeit größer. Im Vergleich zwischen der Messung bei $T = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$ und der Messung bei $T = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ ist zu erkennen, dass mit steigender Temperatur der Reibungskoeffizient größer wird.

Messung des Reibungskoeffizienten bei einer Temperatur von $50\text{ }^{\circ}\text{C}$

Für die Messung der Abhängigkeiten des Reibungskoeffizienten von der Geschwindigkeit und der Eindrücktiefe bei einer festen Temperatur $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ wurden 6 Einzelmessungen pro Parametersatz durchgeführt. Die Geschwindigkeit wurde im Intervall von $v = [0.1\text{ mm/s}, \dots, 20\text{ mm/s}]$ variiert. Die Eindrücktiefen wurden im Intervall von $d = [0.1\text{ mm}, \dots, 0.8\text{ mm}]$ verändert. Im folgenden Diagramm sind die Messergebnisse dargestellt.

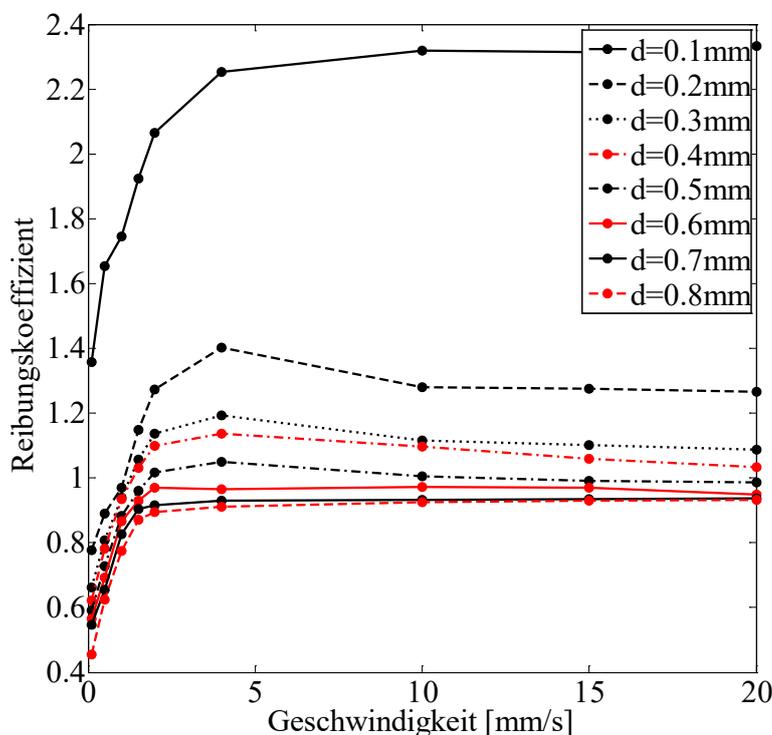


Abbildung 14: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Eindrücktiefe d und der Reibgeschwindigkeit v , (●, ●) Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Probentemperatur $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\text{ }\mu\text{m}$.

Wie schon in der Messung zuvor ist zu erkennen, dass mit steigender Eindringtiefe der Reibungskoeffizient kleiner wird. Des Weiteren kann festgestellt werden, dass mit steigender Geschwindigkeit der Reibungskoeffizient tendenziell größer wird. Im Vergleich zwischen der Messung bei $T = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$ und der Messung bei $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ ist zu erkennen, dass mit steigender Temperatur der Reibungskoeffizient größer wird.

Messung des Reibungskoeffizienten bei einer Temperatur von $60\text{ }^{\circ}\text{C}$

Für die Messung der Abhängigkeiten des Reibungskoeffizienten von der Geschwindigkeit und der Eindringtiefe bei einer festen Temperatur $T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ wurden 6 Einzelmessungen pro Parametersatz durchgeführt. Die Geschwindigkeit wurde im Intervall von $v = [0.1\text{ mm/s}, \dots, 20\text{ mm/s}]$ variiert. Die Eindringtiefen wurden im Intervall von $d = [0.1\text{ mm}, \dots, 0.8\text{ mm}]$ verändert. Im folgenden Diagramm sind die Messergebnisse dargestellt.

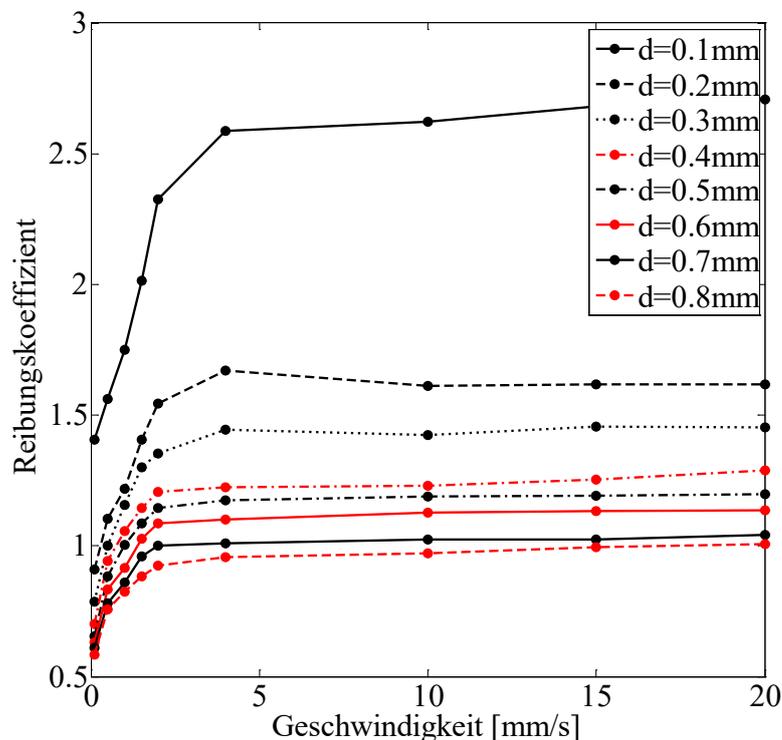


Abbildung 15: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Eindringtiefe d und der Reibgeschwindigkeit v , (\bullet , \bullet) Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Proben temperatur $T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\text{ }\mu\text{m}$.

Wie schon in den vorhergehenden Messungen ist zu erkennen, dass mit steigender Eindringtiefe der Reibungskoeffizient kleiner wird. Des Weiteren kann festgestellt werden, dass mit steigender Geschwindigkeit der Reibungskoeffizient größer wird. Im Vergleich zwischen der Messung bei $T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$ und der Messung bei $T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$ ist zu erkennen, dass mit steigender Temperatur der Reibungskoeffizient größer wird. Um den Einfluss der Temperatur besser aufzuzeigen, wurden die durchgeführten Messungen diesbezüglich ausgewertet. Die Ergebnisse werden in den folgenden Diagrammen dargestellt. Eine alternative Darstellung als 3D-Plot der bereits gezeigten Messergebnisse (Reibkoeffizient über Geschwindigkeit und Eindringtiefe für jede Temperatur) sind im Anhang A2 zu finden.

Messung des Reibungskoeffizienten bei einer Eindrücktiefe von $d=0.1\text{mm/s}$

Für die Messung der Abhängigkeiten des Reibungskoeffizienten von der Temperatur $T = [30^\circ\text{C}, 40^\circ\text{C}, 50^\circ\text{C}, 60^\circ\text{C}]$ und der Reibgeschwindigkeit $v = [0.1\text{mm/s}, \dots, 20\text{mm/s}]$ wurden Experimente bei einer festen Eindrücktiefe durchgeführt. Es wurden 6 Einzelmessungen je Parametersatz durchgeführt. Die Eindrücktiefe betrug $d = 0.1\text{mm}$ für die erste Messung. Im folgenden Diagramm sind die Ergebnisse dargestellt.

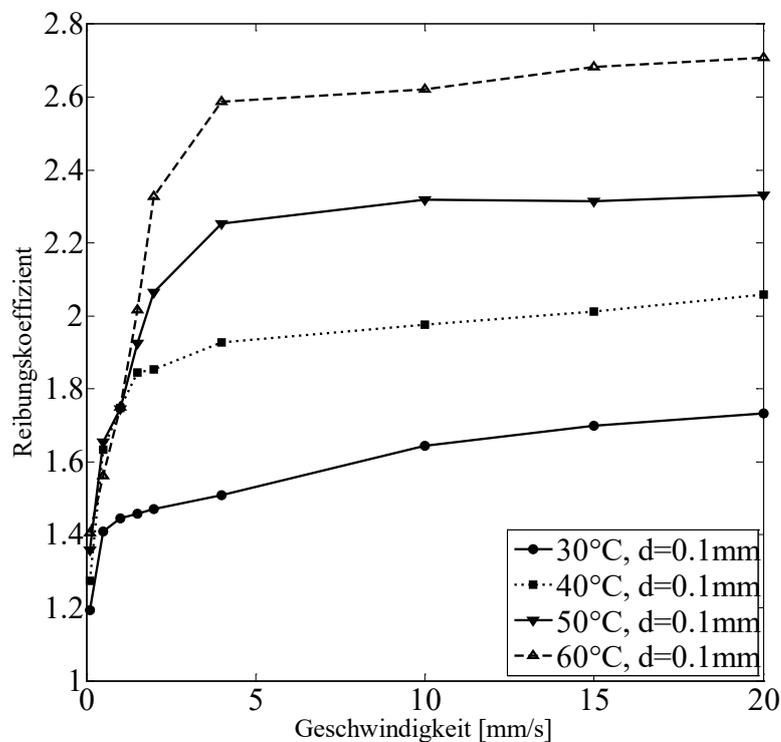


Abbildung 16: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , (\bullet , \blacksquare , \blacktriangledown , \blacktriangle) Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,1\text{mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu\text{m}$.

Wie erwartet ist zu erkennen, dass der Reibungskoeffizient sowohl mit steigender Temperatur als auch mit steigender Geschwindigkeit größer wird. Eine alternative Darstellung als 3D-Plot dieser Messergebnisse (Reibkoeffizient über Geschwindigkeit und Temperatur) sind im Anhang A2 zu finden.

Messung des Reibungskoeffizienten bei einer Eindringtiefe von $d=0.8\text{ mm/s}$

Für die Messung der Abhängigkeiten des Reibungskoeffizienten von der Temperatur $T = [30^\circ\text{C}, 40^\circ\text{C}, 50^\circ\text{C}, 60^\circ\text{C}]$ und der Reibgeschwindigkeit $v = [0.1\text{ mm/s}, \dots, 20\text{ mm/s}]$ wurden Experimente bei einer festen Eindringtiefe $d = 0.8\text{ mm}$ durchgeführt. Es wurden 6 Einzelmessungen je Parametersatz durchgeführt. Im folgenden Diagramm sind die Ergebnisse dargestellt.

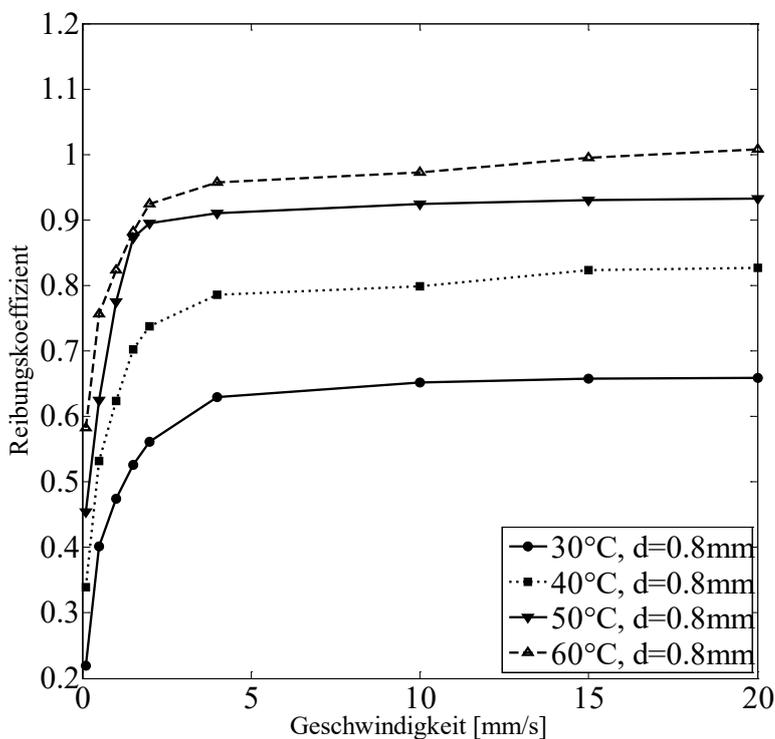


Abbildung 17: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , (●, ■, ▼, ▲). Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindringtiefe $d = 0,8\text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu\text{m}$.

Auch hier ist die Erhöhung des Reibungskoeffizienten mit zunehmender Temperatur und Geschwindigkeit zu beobachten. Im Vergleich zur vorherigen Messung lässt sich erkennen, dass mit steigender Eindringtiefe der Reibungskoeffizient kleiner wird.

Die hier gezeigten Ergebnisse für die Eindringtiefen $d = 0,1\text{ mm}$ und $d = 0,8\text{ mm}$ sind die Grenzwerte der untersuchten Abhängigkeit. Alle Ergebnisse der dazwischen liegenden

Messungen befinden sich im Anhang als 2D- und als 3D-Diagramm (Anhang A1, A2). Zur weiteren Auswertung wird im Folgenden das allgemeine Masterkurvenverfahren angewendet.

Auswertung der experimentellen Untersuchung

Für die Anwendung des Masterkurvenverfahrens werden horizontale und vertikale Verschiebungsfunktionen bestimmt, welche von der Eindrücktiefe abhängig sind (Gleichung (46), Gleichung (47)). Im Anschluss werden die resultierenden temperaturabhängigen Teilkurven zur Bestimmung einer weiteren horizontalen Verschiebungsfunktion zu einer gemeinsamen Kurve überlagert, welche für eine bestimmte Temperatur und eine bestimmte Eindrücktiefe gültig ist. Der Ausgangspunkt sind die oben beschriebenen Messergebnisse, welche im folgenden Diagramm (Abbildung 18) zusammen dargestellt sind. Weitere statistische Bearbeitungen der Ergebnisse und die Methode zur Bestimmung der Verschiebungsfunktionen und der Masterkurve wird in Anlehnung an Publikation (Popov V. , Voll, Kusche, Li, & Rozhkova, 2016) durchgeführt.

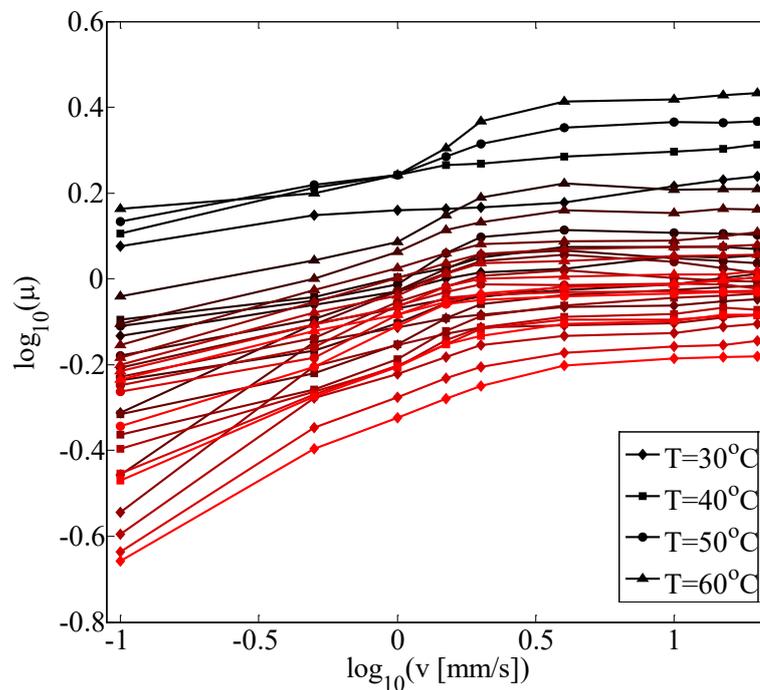


Abbildung 18: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur ($\blacklozenge T = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\blacksquare T = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\bullet T = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$, $\blacktriangle T = 60\text{ }^{\circ}\text{C}$), Eindrücktiefe von $d_1 = 0,1\text{ mm}$ (schwarz) bis $d_8 = 0,8\text{ mm}$ (hellrot)

und der Reibgeschwindigkeit v . Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 \text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02 \text{ }\mu\text{m}$.

Für die Minimierung des Fehlers wurde die Methode der kleinsten Quadrate verwendet. Hierzu muss der Fehler

$$\tilde{\beta} = \sum (\log_{10} \mu - M)^2 \quad (49)$$

zwischen den Messwerten und der folgenden Modellfunktion

$$M = \frac{\lambda_0 \cdot V^{\lambda_1}}{1 + \lambda_2 \cdot V^{\lambda_1}} \quad (50)$$

minimiert werden. Diese Modellfunktion wurde gewählt, weil sie dem theoretisch erwarteten Kurvenverlauf entspricht und durch eine Anpassung der Parameter eine optimale Übereinstimmung zum gesuchten Ergebnis liefert. Im folgenden Diagramm werden die verschobenen Teilkurven und die gefundene Modellkurve dargestellt.

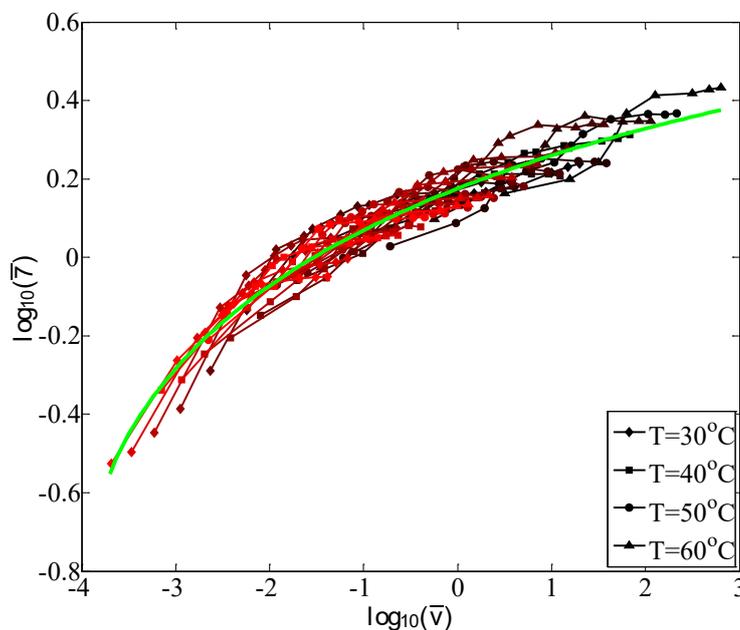


Abbildung 19: Reibmasterkurve für eine Eindringtiefe von $d = 0,1 \text{ }\mu\text{m}$ und einer Temperatur von $T = 30^\circ\text{C}$. Kugelförmiger Indenter mit dem Radius $R = 6 \text{ mm}$ mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02 \text{ }\mu\text{m}$. Die grüne Kurve ist eine angepasste Modellkurve.

Die gesuchten Verschiebungsfunktionen A, B und C, welche wie folgt eingeführt wurden:

$$\log_{10}(\bar{\mu}) = \log_{10}(\mu) - A(d_i) \quad (51)$$

$$\log_{10}(\bar{v}) = \log_{10}(v_n) - B(d_i) + C(T_j), \quad (52)$$

konnten mit einem globalen Fehler von $\tilde{\beta}_{\min} = 0,45$ berechnet werden. Die gefundenen Verschiebungsfunktionen sind in den nachfolgenden Diagrammen dargestellt.

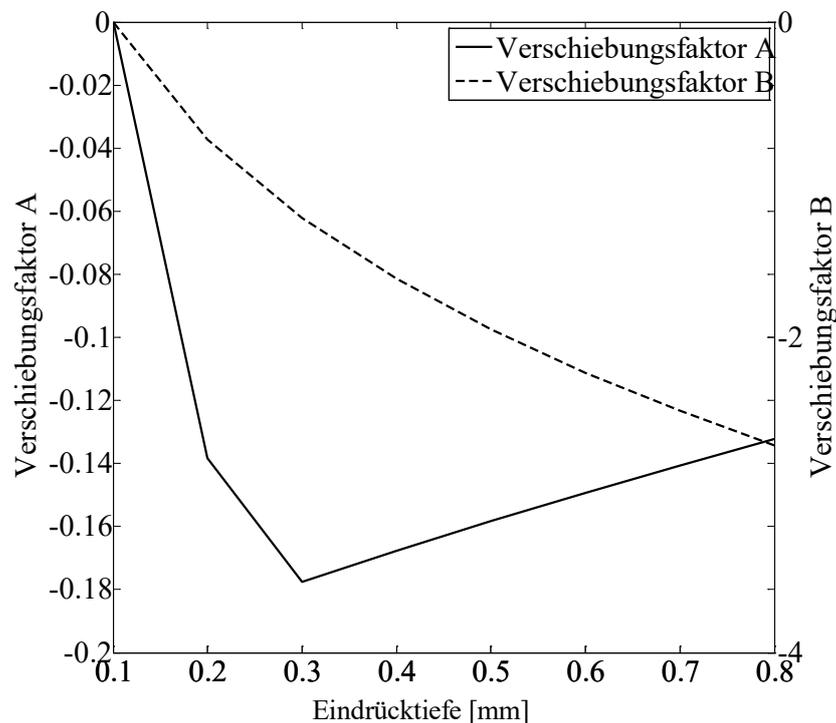


Abbildung 20: Verschiebungsfunktion A und B bezüglich der Referenz-Eindringtiefe von $0,1 \text{ mm}$.

Die Verschiebungsfunktionen verknüpfen eindeutig die gemessenen Teilkurven mit der Masterkurve. Die Verschiebungsfunktion A und die Verschiebungsfunktion B sind abhängig von der Eindringtiefe. Die Masterkurve wurde für eine Eindringtiefe von $0,1 \text{ mm}$ erstellt, sodass die Verschiebungsfunktionen an dieser Stelle Null sind.

Die temperaturabhängige Verschiebungsfunktion C verknüpft eindeutig die Messergebnisse mit der Masterkurve. Die Masterkurve wurde für eine Temperatur von $30 \text{ }^\circ\text{C}$ erstellt, sodass die Verschiebungsfunktion an dieser Stelle Null ist.

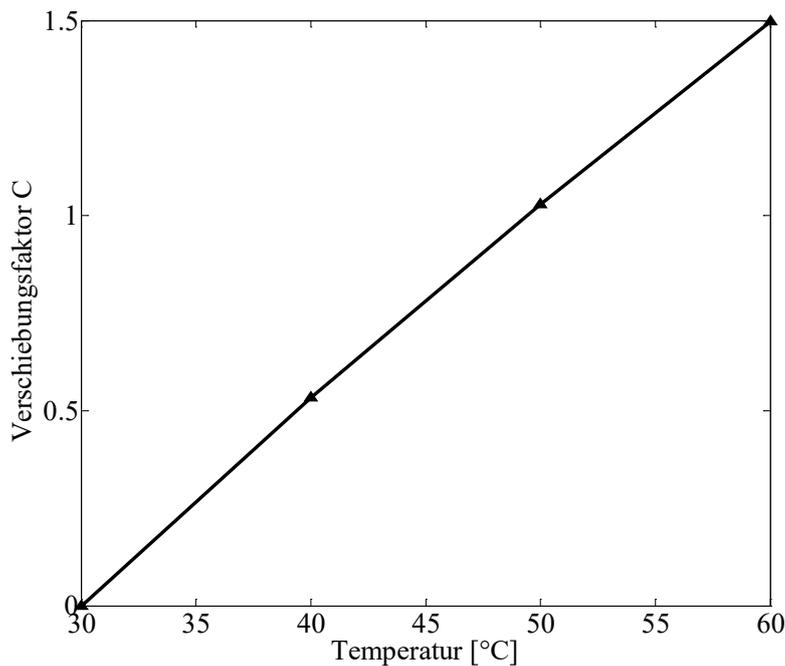


Abbildung 21: Verschiebungsfunktion C bezüglich der Referenz-Temperatur von 30 °C.

Alternatives Masterkurvenverfahren

Im vorangegangenen Teil der Arbeit wurde argumentiert, dass das echte Reibmasterkurvenverfahren die Eindrücktiefe als Parameter zur Erfassung des Reibungskoeffizienten aufweisen muss. Der experimentelle Zugang zu dieser Abhängigkeit ist allerdings nicht immer einfach bzw. möglich. In solchen Fällen lässt sich eine modifizierte Methode anwenden, bei welcher die Normalkraft und nicht die Eindrücktiefe als Steuerparameter kontrolliert wird. Ein entsprechendes Verfahren wird in dieser Arbeit in Bezug auf: (Popov V. L., Voll, Li, Chai, & Popov, 2014) präsentiert. Es wurde gezeigt, dass die allgemeine Gleichung für den Reibungskoeffizienten die folgende Form besitzt:

$$\mu \approx Q(F_N \cdot p(v)). \quad (53)$$

Die Funktion $p(v)$ ist durch die Abhängigkeit des Verlustmoduls G'' von der Geschwindigkeit ebenfalls von dieser abhängig. Um dieses zu veranschaulichen, wurde in (Popov, Voll, Li, Young, & Popov, 2014) eine numerische Simulation des Reibungskoeffizienten zwischen einem Elastomer und einer fraktalen rauen Oberfläche durchgeführt. Es konnte

gezeigt werden, dass der auf seinen Maximalwert normierte Reibungskoeffizient in der folgenden Form mit $\alpha \approx 1,5$ dargestellt werden kann:

$$\frac{\mu}{\sqrt{2\nabla z}} \approx \left(1 + \left[\frac{q_{\max} F_N}{2\sqrt{2}G''(q_{\max} v)\nabla z} \left(\frac{8G_0 c_n n}{F_N (n+1)} \right)^{\frac{1}{n+1}} \right]^\alpha \right)^{-1/\alpha} \quad (54)$$

Es zeigt sich, dass die Gleichung des Reibungskoeffizienten von einer einzigen dimensionslosen Variable abhängt, welche eine Potenzfunktion der Kraft ist. Aus der Beziehung

$$F_N \cdot p(v) = \exp(\log F_N + \log p(v)) \quad (55)$$

ist ersichtlich, dass die Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Normalkraft, gemessen bei verschiedenen Gleitgeschwindigkeiten, die gleiche Form haben und lediglich entlang der $\log F_N$ -Achse verschoben sind. Es lässt sich hieraus ein Masterkurvenverfahren ableiten, welches eine geschwindigkeitsabhängige Verschiebungsfunktion liefert.

Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung zur experimentellen Untersuchung

Für die experimentelle Bestimmung des Reibungskoeffizienten in Abhängigkeit der Normalkraft, Reibgeschwindigkeit und der Temperatur musste eine spezielles Tribometer (Abbildung 22) entwickelt werden. Ein kugelförmiger Indenter mit dem Radius $R = 25 \text{ mm}$ wurde mit einer vorgegebenen Normalkraft ($F_N = 1\text{N}, \dots, 100\text{N}$) in ein Elastomer eingedrückt und anschließend bei konstanter Proben temperatur horizontal verschoben. Die Reibung wurde im Geschwindigkeitsintervall vom $3 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$ bis $2 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$ messtechnisch erfasst. Für jeden festen Parametersatz, bestehend aus Normalkraft und Reibgeschwindigkeit, wurden 6 Messungen durchgeführt. Der untersuchte Geschwindigkeitsbereich ergab sich aus einer Vorstudie, welche zeigte, dass für kleinere Geschwindigkeiten ein instationäres Verhalten (Slip-Stick) vorlag und für größere Geschwindigkeit der Einfluss der Temperaturerhöhung im Kontakt sich auf die Rheologie des Elastomers signifikant auswirkte. Um reproduzierbare Umgebungsbedingungen zu schaffen, wurde die Materialprobe (PU) mit der Größe $300 \times 50 \times 5 \text{ mm}$ mittels Pel tier-Elemente auf die Messtemperatur $T = 25^\circ\text{C} \pm 0,5$ aufgewärmt. Das untersuchte Po-

lyurethan hatte ein statisches Schermodul von etwa 3 MPa und eine Reiß- und Druckfestigkeit von 48 MPa . Der maximale Druck im Kontaktbereich war in allen Experimenten mindestens eine Größenordnung kleiner, so dass es keine bzw. nur eine sehr geringe plastische Verformung gab. Die Materialprobe wurde mittels lösungsfreiem Zwei-Komponenten Epoxidharzkleber auf eine Trägerplatte geklebt, welche ihrerseits auf eine Reihe von Peltier-Elementen mittels Verschraubung befestigt wurde. In der nächsten Abbildung wird der Versuchsaufbau vorgestellt.

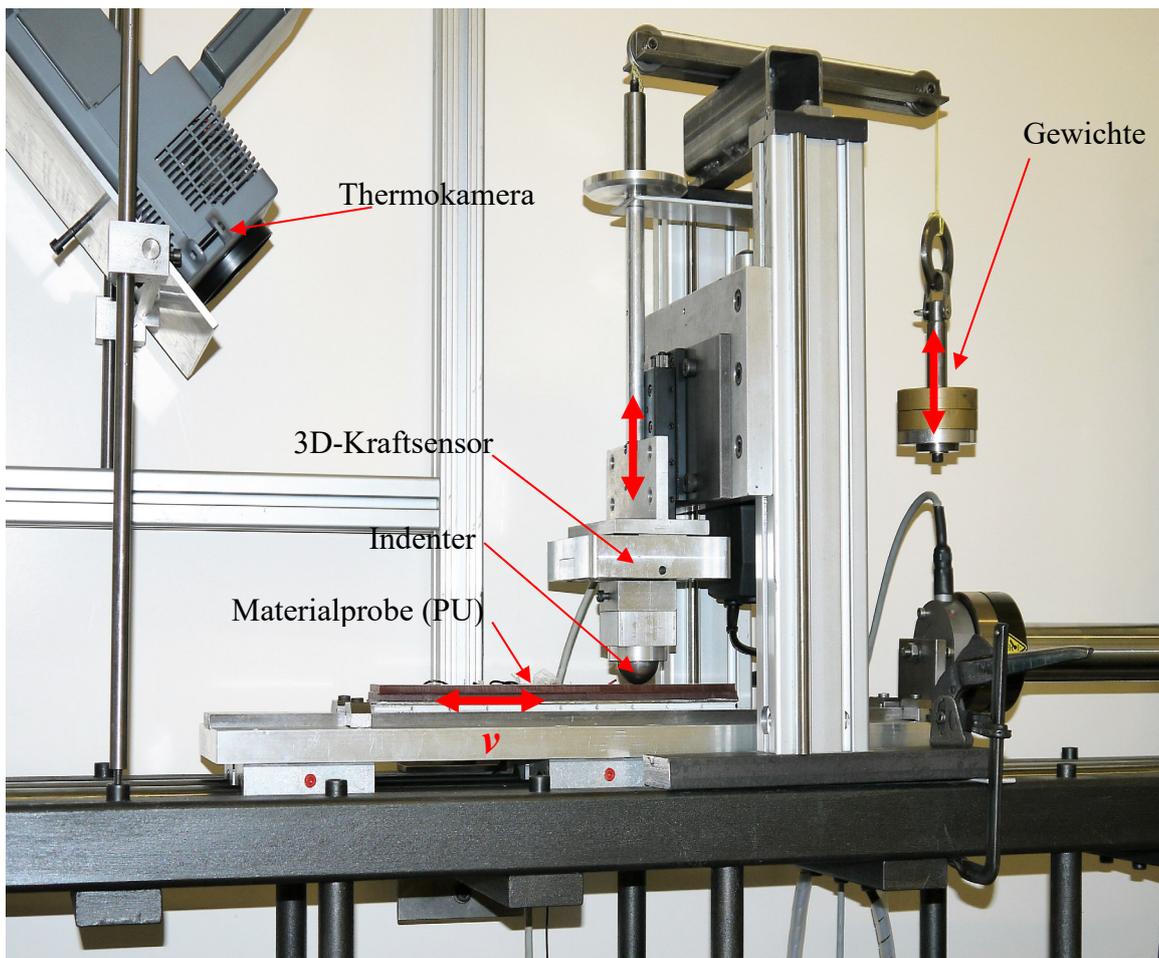


Abbildung 22: Versuchsaufbau zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten in Abhängigkeit der Normalkraft, Reibgeschwindigkeit und der Temperatur. Die Normalkraft wird über das Auflegen von Gewichten realisiert. Die Temperatur wird über parallelgeschaltete Peltier-Elemente eingestellt (im Bild schwer erkennbar).

Die Versuchsreihe wurde mit der kleinsten Normalkraft begonnen, wobei der gesamte Geschwindigkeitsbereich (28 Einzelversuche) abgefahren wurde. Nach jeder Versuchsreihe wurde die Materialprobe durch Sichtkontrolle und mit dem Mikroskop auf Verschleißspuren untersucht. Die Oberfläche vom Elastomer wurde mittels Druckluft gereinigt, sodass

die nächste Versuchsreihe mit einer höheren Normalkraft durchgeführt werden konnte. Bei niedrigen Normalkräften zeigten sich keine Verschleißerscheinungen (Furchung). Das Material erwies sich während der gesamten Versuchsdurchführung als verschleißfest. Im Anhang (A.4) befindet sich eine Aufnahme der Oberfläche nach der gesamten Versuchsdurchführung.

Auswertung der experimentellen Untersuchung

Die gemessenen Reibungskoeffizienten als Funktion der Kraft bei verschiedenen Reibgeschwindigkeiten sind in der Abbildung 23 dargestellt.

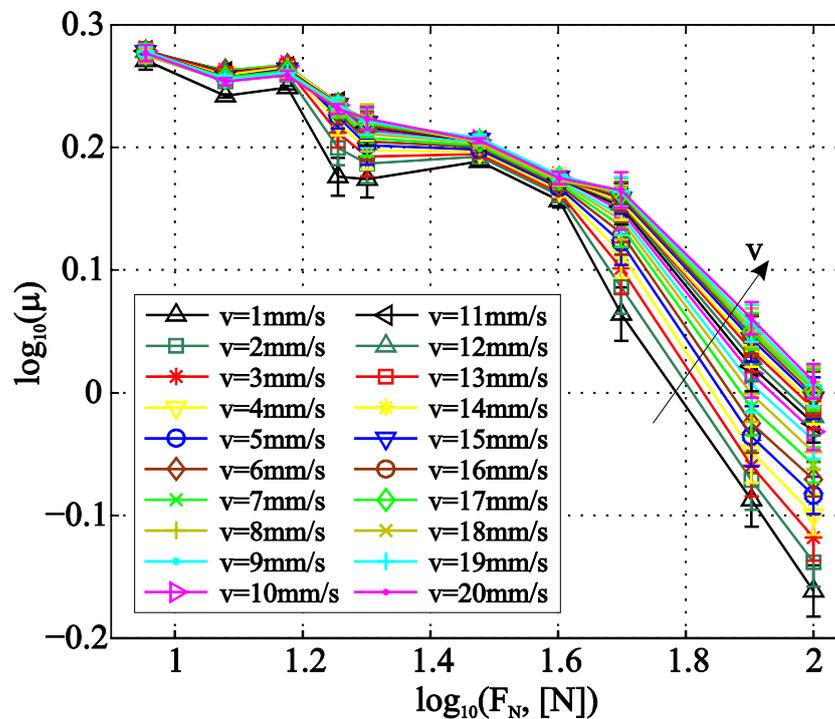


Abbildung 23: Darstellung der Messergebnisse, welche bei einer Proben temperatur von $T = 25^\circ\text{C} \pm 0,5$ erfasst wurden. Für jeden Parametersatz wurden $n=6$ Messungen durchgeführt.

Wenn eine Verschiebungsfunktion, wie im letzten Abschnitt formuliert, existiert bzw. gültig ist, dann lassen sich alle Kurven, welche in Abbildung 23 dargestellt sind, zu einer gemeinsamen Kurve durch Verschiebung entlang der $\log F_N$ -Achse überführen. Die Abbildung 24 zeigt, dass es tatsächlich möglich ist, durch Verschieben der Kurven eine einzige Masterkurve zu konstruieren.

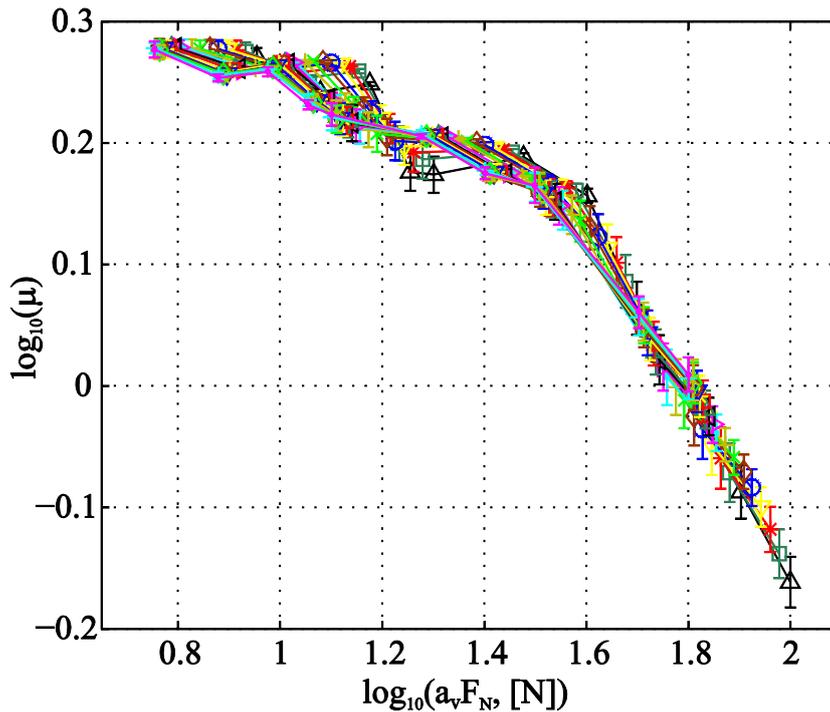


Abbildung 24: Masterkurve, welche sich durch horizontale Verschiebung für eine Reibgeschwindigkeit von 1 mm/s ergibt, die Materialtemperatur wurde auf $T = 25^\circ\text{C}$ konstant eingestellt.

Es ist interessant festzustellen, dass sich die erzeugte Masterkurve aus zwei linearen Bereichen zusammensetzt. Dies bedeutet, dass für den Reibungskoeffizienten zwei unterschiedliche Potenzgesetze für dessen Normalkraftabhängigkeit vorliegen. Der Übergang zwischen den linearen Bereichen ($F_N \approx 40\text{N}$) stimmt mit der Kraft $F_N^* \approx (2/3)G_0 D^3 / R \approx 40\text{N}$ überein, an dem der Kontaktdurchmesser $2a$ die Dicke der Materialprobe erreicht. Für größere Normalkräfte ($F_N > 40\text{N}$) wird der Einfluss der Steifigkeit der Trägerplatte, auf welche der Elastomer befestigt wurde, messbar. Die Trägerplatte wurde aus Werkzeugstahl hergestellt, sodass eine Änderung der Steifigkeits-Kraftrelation von der bekannten Hertzschen Beziehung gemäß $k \propto F^{1/3}$ hin zum steiferen Zusammenhang $k \propto F^{1/2}$ zu erwarten war.

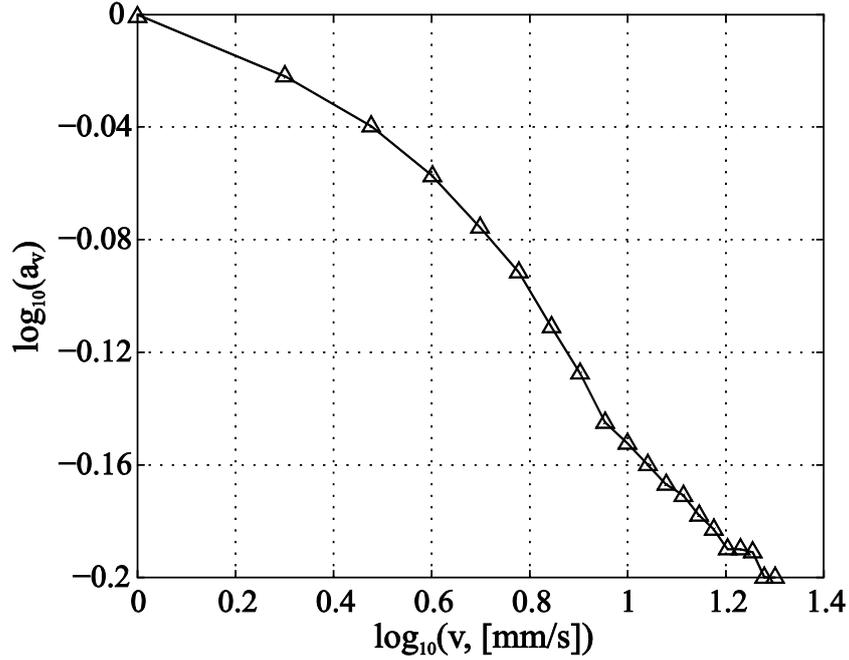


Abbildung 25: Verschiebungsfunktion in Abhängigkeit der Reibgeschwindigkeit.

Die logarithmische Verschiebungsfunktion ist grob als eine lineare Funktion der logarithmischen Gleitgeschwindigkeit mit einem Anstieg von $-0,15$ anzusehen. Dieses Ergebnis kann wie folgt interpretiert werden. Im mittleren Frequenzbereich ist das Verlustmodul eine Potenzfunktion, welche allgemein gegeben wird durch

$$G''(\omega) = \tilde{G} \cdot (\omega / \omega_0)^\beta. \quad (56)$$

Hier ist ω_0 eine Referenzfrequenz und β hat eine für Elastomere typische Potenz, welche zwischen 0,1 und 0,5 liegt. In diesem Fall ergibt sich aus der Gleichung (54) spezialisiert auf kugelförmige Indenter mit dem Radius R , $n = 2$ und $c_n = 1/R$ das Folgende:

$$\frac{\mu}{\sqrt{2\nabla z}} \approx \left\{ 1 + \left[\frac{q_{\max}^{1-\beta}}{2\sqrt{2\tilde{G}\nabla z}} \left(\frac{16G_0}{3R} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{F_N^2}{v^{3\beta}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^\alpha \right\}^{-1/\alpha} \quad (57)$$

Wird die logarithmierte Form dieser Gleichung betrachtet, so lässt sich erkennen, dass die Verschiebungsfunktion als Funktion von $\log v$ einen Anstieg von $-3\beta/2$ aufweist. Hieraus lässt sich unter Verwendung des Anstiegs aus Abbildung 25 von $-0,15$ die Größe

$\beta = 0,1$ bestimmen, was mit den rheologischen Daten aus der Literatur übereinstimmt (Popov V. L., Voll, Li, Chai, & Popov, 2014).

3 Adhäsion

In diesem Kapitel werden verschiedene Ansätze zur physikalischen Beschreibung des adhäsiven Kontaktproblems für viskoelastische Medien diskutiert. Unter Verwendung der Methode der Dimensionsreduktion werden Bruchmechanismen zur Beschreibung des Ablösens eines zylindrischen Indenters aufgezeigt. Ausgehend von einer molekularen Betrachtung werden verschiedene Bruchkriterien vorgestellt, welche zur Beschreibung des Ablösens eines Indenters von einem viskoelastischen Medium verwendet werden können. Anhand des Deformations- und Spannungskriteriums werden die Adhäsionskräfte und deren Abhängigkeiten hergeleitet und diskutiert (Popov & Heß, 2013, S. 134-139). Des Weiteren wird der Temperatureinfluss auf das Abzugsverhalten untersucht. Für die Beschreibung der Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Rauheit wird ein kontaktmechanisches Modell herangezogen und mit bestehender Theorie verknüpft, sodass ein allgemeines Modell zur Beschreibung des Adhäsionsphänomens für viskoelastische Medien für unsere Untersuchung zu Verfügung steht (Voll L. B., 2015). Für die Verifizierung des Modells wurde experimentell die Adhäsion von Polyurethan untersucht, sodass das zur mathematischen Beschreibung des Bruchvorgangs nötige Kriterium identifiziert werden konnte. Die hierzu nötigen Apparaturen, Messtechniken und Software sind allesamt Eigenentwicklungen, sodass diese etwas ausführlicher dargestellt werden. Speziell für die Messung der Adhäsionskraft in Abhängigkeit der Oberflächenrauheit musste eine eigenständige Versuchsvorrichtung entwickelt und hergestellt werden. Diese ermöglichte eine direkte Messung des Hubwegs und eine exakte Ausrichtung und Fixierung der Materialprobe. Auf die Unterschiede der Messapparaturen wird noch im Detail eingegangen. Um die mechanische Adhäsion für viskoelastische Medien zu studieren und deren Abhängigkeiten von der Abzugsgeschwindigkeit, Temperatur, Normalkraft, Haltezeit, Oberflächenrauheit und verschiedenen Indenterformen zu untersuchen, wurden zahlreiche Versuchsreihen durchgeführt, deren Ergebnisse in diesem Kapitel ebenfalls vorgestellt werden.

Theorie der mechanischen Adhäsion

Klassische Formulierung der Adhäsion

Um das Adhäsionsverhalten zwischen einem Elastomer und verschieden geformten Indentern zu untersuchen, wird zunächst das rein elastische Adhäsionsproblem mit einem beliebigen rotationssymmetrischen starren Körper mit der Profillinie

$$g_n(r) = c_n r^n \quad (58)$$

betrachtet. Die Haftkraft, welche überwunden werden muss, um diesen Indenter von einem ideal-elastischen Halbraum abziehen, wird als mechanische Adhäsionskraft bezeichnet. Die allgemeine mathematische Formulierung dieser Haftkraft gemäß der JKR-Theorie lässt sich wie folgt schreiben

$$F_A = \frac{2n-1}{n+1} \left[\left(\frac{3}{2nc_n \kappa_n} \right)^3 (2\pi\gamma_{12})^{n+1} E^{*n-2} \right]^{\frac{1}{2n-1}}, \quad (59)$$

wobei E^* der effektive Elastizitätsmodul und γ_{12} die relative Oberflächenenergie ist (Johnson, Kendall, & Roberts, 1971), (Yao & Gao, 2006). Für den kritischen Radius ergibt sich die folgende allgemeine Gleichung (Yao & Gao, 2006)

$$a_c = \left(\frac{9\pi\gamma_{12}}{2n^2 c_n^2 \kappa_n^2 E^*} \right)^{\frac{1}{2n-1}}. \quad (60)$$

Wird während des Abzugs des Indenters vom elastischen Halbraum der kritische Kontaktradius erreicht, dann separiert sich der Verbund schlagartig. Die eingeführte Größe

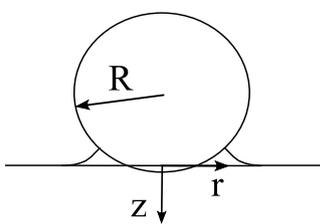
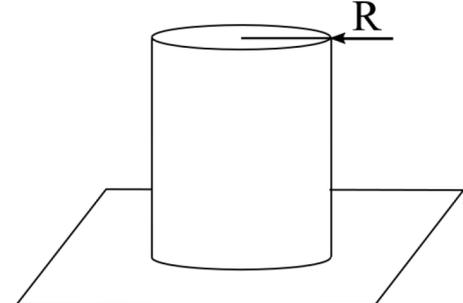
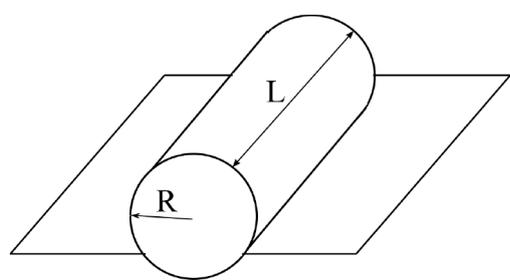
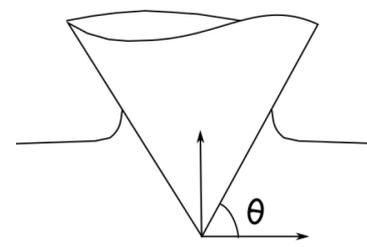
$$\kappa_n = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{n\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} + \frac{n}{2}\right)} \quad (61)$$

ist ein dimensionsloser Formfaktor (Yao & Gao, 2006), wobei $\Gamma(n)$ die Gammafunktion ist, welche wie folgt definiert wird:

$$\Gamma(n) = \int_0^{\infty} t^{n-1} e^{-t} dt. \quad (62)$$

Aus dieser allgemeinen Form der Adhäsionskraft lassen sich für rotationssymmetrische Körper (Kugel, stehender Zylinder, Kegel) die Gleichungen in Tabelle 2 herleiten.

Tabelle 2: Adhäsionskräfte für verschiedene Indenterformen (Popov V. L., 2010). *Oben links:* kugelförmiger Indenter mit dem Krümmungsradius R ; *oben rechts:* zylindrischer Indenter mit dem Radius R ; *unten links:* walzenförmiger Indenter mit der Länge L und dem Radius R ; *unten rechts:* kegelförmiger Indenter mit dem Winkel Θ .

			
$n = 2$	$F_A = \frac{3}{2} \pi R \gamma_{12}$	$n \rightarrow \infty$	$F_A = \sqrt{8\pi E^* \gamma_{12} a^3}$
			
$F_A = 3,16 \cdot \left(\frac{4}{3} E^* \gamma_{12}^2 R \right)^{\frac{1}{3}} L$		$n = 1$	$F_A = \frac{54}{\pi} \frac{\gamma_{12}^2}{E^* \tan^3 \Theta}$

Die Adhäsionskraft und der kritische Kontaktradius sind nach der JKR-Theorie für elastische Materialien gültig und lassen sich nicht ohne weiteres auf Elastomere anwenden. Der Grund hierfür ist in den Materialgleichungen zu finden. Im einfachen elastischen Fall sind Spannung und Dehnung eindeutig durch die Materialgesetze verknüpft (z.B. Hook'sches Materialgesetz). Im Gegensatz hierzu stehen die für Elastomere häufig verwendeten viskoelastischen Modelle. Bei diesen sind die Spannungen nicht nur abhängig von den

Dehnungen sondern auch von den Dehnungsgeschwindigkeiten. Zur Beschreibung des adhäsiven Kontakts lassen sich für viskoelastische Medien demzufolge verschiedene Bruchkriterien formulieren. Im nächsten Abschnitt werden ausgehend von einer molekularen Betrachtung ein Deformations-, Spannungs- und Energiekriterium vorgestellt.

Die JKR-Theorie basiert auf einer energetischen Bilanzierung für kleine Verschiebungen des Grenzgebiets des adhäsiven Kontakts. Dieser theoretische Zugang eignet sich für die Betrachtung von rein elastischen Körpern hervorragend und ist sehr effizient. Auf viskoelastische Medien ist die JKR-Theorie nicht direkt anwendbar, da in diesen Fällen die Energie nicht nur zum Trennen der Körper aufgewendet wird, sondern auch bei der viskosen Deformation dissipiert wird. In diesen Situationen ist es vorteilhaft, ein mikroskopisches Bild des adhäsiven Kontaktes zu betrachten, welches einen späteren Übergang zur Adhäsion von viskoelastischen Materialien erlaubt. Der nächste Abschnitt ist daher einer Analyse der Adhäsion aus mikroskopischer Sicht gewidmet.

Adhäsion aus mikroskopischer Sicht

Zur Veranschaulichung wird ein starrer zylindrischer Indenter auf die Oberfläche eines Elastomers aufgesetzt. Zunächst wird angenommen, dass der Indenter ausreichend glatt ist, so dass die Oberflächenrauheit keinen Einfluss auf das Adhäsionsphänomen hat. Der Indenter wird zunächst mit einer bestimmten Normalkraft eingedrückt und anschließend mit einer konstanten Kraft nach oben gezogen. Solange das gesamte ursprüngliche Kontaktgebiet weiterhin in Kontakt bleibt, hat die dabei entstehende Druckverteilung die Form

$$p = -p_0 \left(1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (63)$$

und ist unabhängig von den elastischen bzw. viskoelastischen Eigenschaften des Mediums (Popov V. L., 2010). Der Druck p_0 im Zentrum der Kontaktfläche (bei $r = 0$) hängt von der angelegten Normalkraft gemäß der folgenden Gleichung ab (Popov V. L., 2010):

$$p_0 = \frac{F}{2\pi a^2}. \quad (64)$$

Betrachtet wird vorerst ein molekulares rein elastisches Medium, welches sich adhäsiv mit einem starren nicht rauen Indenter im Kontakt befindet.

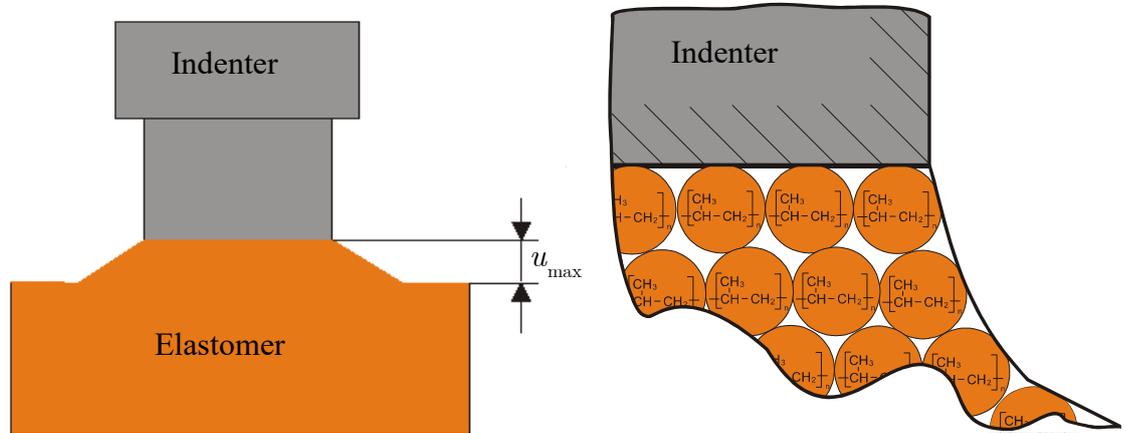


Abbildung 26: *links*: makroskopischer Abzugsvorgang eines zylindrischen Indenters, *rechts*: modellhafte molekulare Struktur, welche sich aus Monomeren aufbaut.

Nach dem Erreichen bzw. Überschreiten einer kritischen Beanspruchung werden sich bestimmte molekulare Bindungen des adhäsiven Kontaktgebietes lösen. Für zylindrische Indenter liegt in der Nähe der Risspitze, im Abstand Δr vom Rand des Kontaktes, $r = a - \Delta r$ eine Druckverteilung mit einer Singularität der folgenden Art vor

$$p = p_0 \sqrt{\frac{a}{2\Delta r}}. \quad (65)$$

Hierin liegt die physikalische Ursache für das Aufreißen des adhäsiven Kontakts (Griffith, 1921), (Prandtl, 1933). Allerdings kann Δr aufgrund der molekularen Struktur des Elastomers nicht beliebig klein sein. Die Spannung am Rand kann maximal von der Größenordnung

$$p_{\max} \approx p_0 \sqrt{\frac{a}{2b}} \quad (66)$$

sein, wobei b wie in Abbildung 27 dargestellt, die charakteristische Größe der kontaktierten Moleküle ist (Maugis, 2000). Die maximale Spannung, welche zum Bruch führt, erreicht im Gegensatz zu Gleichung (65) eine endliche Größe. In Anlehnung an diese Gleichung

chung für die Spannungsspitze am Rande eines adhäsiven Kontaktes werden in den folgenden Abschnitten verschiedene Bruchkriterien für Elastomere vorgestellt.

Deformationskriterium

Die maximale Spannung gemäß Gleichung (66) ruft im elastischen Fall eine Deformation des Elastomers von der Größenordnung

$$\varepsilon_{\max} \approx \frac{p_{\max}}{E^*} = \frac{p_0}{E^*} \sqrt{\frac{a}{2b}} \quad (67)$$

hervor (Popov & Heß, 2013, S. 135). Falls der Kontakt beim Erreichen einer bestimmten kritischen relativen Verschiebung b_c der kontaktierten Moleküle in vertikaler Richtung verloren geht, lässt sich eine Abschätzung für den kritischen Zustand unter Verwendung von Gleichung (66) wie folgt vornehmen:

$$\varepsilon_{\max} = \frac{b_c}{b} \approx \frac{p_0}{E^*} \sqrt{\frac{a}{2b}}. \quad (68)$$

Daraus lässt sich der kritische Wert für

$$p_0 \approx E^* \sqrt{\frac{2b}{a} \frac{b_c}{b}} = \sqrt{\frac{2E^*}{a} \frac{E^* b_c^2}{b}} \quad (69)$$

bestimmen (Popov & Heß, 2013, S. 135). Der Quotient

$$\frac{E^* b_c^2}{b} \quad (70)$$

kann als effektive Oberflächenenergie γ_{12} identifiziert werden. Diese ist von der gleichen Größenordnung wie die zum homogenen Trennen der Körper erforderliche Energie. Die Gleichung (69) kann daher wie folgt

$$p_0 \approx \sqrt{\frac{2E^* \gamma_{12}}{a}} \quad (71)$$

umgeschrieben werden. Für die Adhäsionskraft ergibt sich dabei die klassische Form

$$F_A = 2\pi a^2 p_0 \approx \sqrt{8\pi E^* \gamma_{12} a^3}. \quad (72)$$

Unter Verwendung der mikroskopischen Bezeichnungen gemäß Gleichung (71) lautet das Ergebnis für die Adhäsionskraft wie folgt

$$F_A = 2^{3/2} \pi E^* b c^{-1/2} a^{3/2}. \quad (73)$$

Für zylindrische Indenter ist die Normalkraft proportional zur makroskopischen Verschiebung u_z und zum Kontaktradius a (Popov & Heß, 2013, S. 135). Für die Normalkraft ergibt sich:

$$F_N = 2E^* a u_z. \quad (74)$$

Hier werden die Systemgrößen zusammengefasst und als Kontaktsteifigkeit

$$c = 2E^* a \quad (75)$$

eingeführt (Popov V. L., 2010, S. 18). Für den quasistatischen Abzugsvorgang des Indenters vom Elastomer folgt aus dem Kräftegleichgewicht kurz vor dem Abreißen die kritische vertikale Verschiebung. Wird diese Verschiebung erreicht, geht der adhäsive Kontakt verloren. Aus der Gleichung (73) und der Gleichung (74) folgt:

$$u_A = \frac{F_A}{c} = \frac{F_A}{2E^* a} = 2^{1/2} \pi b c^{-1/2} a^{1/2}. \quad (76)$$

Interessanterweise ist die Verschiebung bis zum vollständigen Verlust des Kontaktes unabhängig von den mechanischen Materialeigenschaften. Dies hat zur Folge, dass die Gleichung (76) universell auf Medien mit einer linearen oder stückweise linearen Rheologie angewendet werden kann. Als Voraussetzung muss hierfür lediglich die Richtigkeit des angenommenen Deformationskriteriums für den Bruchvorgang erfüllt sein (Popov & Heß, 2013, S. 135). Wie schon in der Gleichung (66) für die Spannungssingularität lässt sich auch hier für die Deformationssingularität eine entsprechende Formulierung finden

$$\varepsilon = \frac{b_{\perp}}{b} = \frac{u_A}{2^{1/2} \pi b c^{1/2} a^{1/2}}. \quad (77)$$

Hierbei ist b_{\perp} die molekulare Verschiebung in vertikaler Richtung und b der molekulare Durchmesser. Dieser gibt den kleinstmöglichen Abstand vom Kontaktrand an. In der nächsten Abbildung werden diese Zusammenhänge zur Veranschaulichung dargestellt.

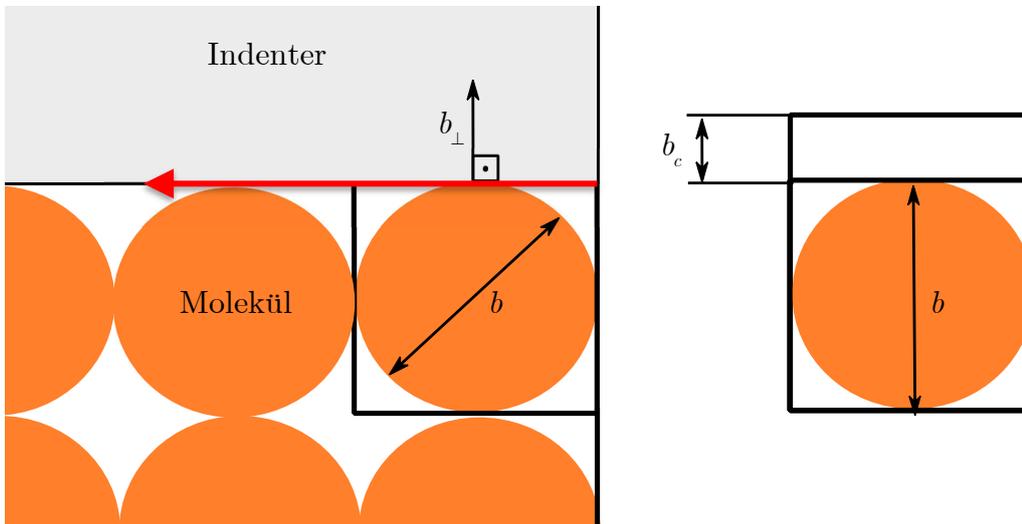


Abbildung 27: Schematische Darstellung des molekularen Durchmesser b und des Deformationsverhaltens eines kontaktierten Moleküls. *links:* kontaktierte Moleküle, die Bruchzone wird als roter Pfeil dargestellt, senkrecht zum Bruchverlauf verschiebt sich die Bruchzone vertikal um b_{\perp} , *rechts:* kritische Verschiebung b_c bevor das Molekül sich vom Indenter losreißt.

Mit den hier vorgestellten Gleichungen für das Deformationskriterium kann das Adhäsionsphänomen für rein elastische Materialien oder für quasistatische Prozessabläufe beschrieben werden. Eine Erweiterung auf viskoelastische Medien wird später folgen.

Spannungskriterium

Ein weiterer Bruchmechanismus kann in der Form eines Spannungskriteriums formuliert werden. Hierbei wird der Kontakt zwischen Elastomer und Indenter gelöst, wenn die Spannung gemäß Gleichung (66) in der Risspitze einen kritischen Wert erreicht (Popov & Heß, 2013, S. 136):

$$\sigma_c = p_{\max} \approx p_0 \sqrt{\frac{a}{2b}}. \quad (78)$$

Die Gleichung (72) ist für alle Medien mit linearer oder stückweise linearer Rheologie gültig, sodass sich für die Adhäsionskraft der folgenden Zusammenhang ergibt:

$$F_A = 2\pi a^2 p_0 = 2^{3/2} \pi a^{3/2} b^{1/2} \sigma_c. \quad (79)$$

Dieses Bruchkriterium beschreibt den Bruchvorgang entsprechend der Adhäsionstheorie nach dem JKR-Modell (vgl. Tabelle 2). Für zylindrische Indenter ergibt sich für die Verschiebung bis zum Eintreten des Bruchs unter Verwendung der Gleichung (76) der folgende Zusammenhang:

$$u_A = \frac{F_A}{2aE^*} = \frac{2^{1/2} \pi \sigma_c b^{1/2} a^{1/2}}{E^*}. \quad (80)$$

Für Medien mit linearer bzw. stückweise linearer Rheologie lässt sich dieses Ergebnis ebenfalls auf die Gleichung (77) für die Deformationssingularität anwenden. Es ergibt sich die folgende Beziehung für die Deformation:

$$\varepsilon = \frac{\sigma_c}{E^*} = \frac{u_A}{2^{1/2} \pi b^{1/2} a^{1/2}} = \frac{b_{\perp}}{b}. \quad (81)$$

Im nächsten Abschnitt wird das letzte Bruchkriterium für diese Untersuchung vorgestellt.

Energetisches Bruchkriterium

Ein weiteres Bruchkriterium lässt sich für zylindrische Indenter unter der Annahme finden, dass die kontaktierten Bindungen nach einer gewissen Energiedissipation aufbrechen. Die spezifische Bruchenergie lässt sich aus dem Produkt der kritischen Spannung gemäß Gleichung (66) und der Dehnung abschätzen:

$$W = p_{\max} \varepsilon \approx p_0 \frac{a^{1/2}}{2^{1/2} b^{1/2}} \frac{u_A}{2^{1/2} \pi b^{1/2} a^{1/2}} = \frac{p_0 u_A}{2\pi b} = W_c \quad (82)$$

oder

$$W_c = \frac{F_N u_A}{4\pi^2 b a^2}. \quad (83)$$

Ist die Normalkraft F_N zeitabhängig, so ergibt sich ein integrales energetisches Bruchkriterium in der folgenden Form:

$$W_c = \frac{1}{4\pi^2 b a^2} \int F_N du_A. \quad (84)$$

Hierzu muss die Substitution $du_A = v_0 dt$ und $t = u_A/v_0$ verwendet werden. Eine weitere Betrachtung des energetischen Bruchkriteriums für molekular lineare bzw. stückweise linear rheologische Medien wird nicht vorgenommen. Im nächsten Abschnitt wird die Annahme der rein elastischen adhäsiven Kontaktmechanik fallen gelassen und auf das für unsere Anwendung besser geeignetere viskoelastische Modell übergegangen.

Linear viskoelastische Adhäsionstheorie für Elastomere

Adhäsiver Kontakt ohne Vorspannung

Im Unterschied zu rein elastischen Materialien kann die Belastungsgeschichte eines Elastomers Einfluss auf das Adhäsionsphänomen haben. Inwiefern das der Fall ist, wird hier untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit werden Elastomere durch ein klassisches viskoelastisches Modell beschrieben. Die Normalkraft beim Eindruck in ein linear elastisches, nicht kompressibles Medium mit dem Schubmodul G wird gegeben durch $F_N = 8aGu$, wobei u die vertikale Verschiebung ist. Nach Radok lässt sich bei viskoelastischen Medien der Zusammenhang zwischen Normalkraft und Verschiebung durch die Verwendung eines Integraloperators für das Schubmodul wie folgt angeben:

$$F_N(t) = 8a \int_{-\infty}^t G(t-t') \frac{du}{dt'} dt', \quad (85)$$

wobei $G(t)$ der zeitlich abhängige Schubmodul (Relaxationsfunktion) des Elastomers ist (Radok, 1957). Diese Gleichung folgt aus der Vorstellung, dass das Eindringen des Indenters aus einer Abfolge von infinitesimalen Indentierungen zum jeweiligen Zeitpunkt t' besteht. Der Druck im Zentrum des Kontaktgebiets kann für linear viskoelastische Medien unter Verwendung der Gleichungen (63) und (64) wie folgt berechnet werden:

$$p_0 = \frac{4}{\pi a} \int_{-\infty}^t G(t-t') \frac{du}{dt'} dt'. \quad (86)$$

Am Rand des Kontaktgebietes bildet sich eine Spannungssingularität

$$p = \frac{2^{3/2}}{\pi a^{1/2} \Delta r^{1/2}} \int_{-\infty}^t G(t-t') \frac{du}{dt'} dt'. \quad (87)$$

Wird das Deformationskriterium gemäß Gleichung (76) als Bruchkriterium zugrunde gelegt, so findet das Ablösen immer beim Erreichen der kritischen vertikalen Verschiebung u_A statt. Wird nun angenommen, dass die Abzugsgeschwindigkeit des Indenters vom Elastomer bis zum Ablösen konstant ist, dann kann die Geschwindigkeit in folgender Form

$$v(t) = \begin{cases} v(t \leq 0) = 0 \\ v(t > 0) = v_0 \end{cases} \quad (88)$$

geschrieben werden. Die Normalkraft während des Abzugs wird ihr Maximum gemäß Gleichung (76) zum Zeitpunkt

$$t = \frac{u_A}{v_0} \quad (89)$$

erreichen (Popov & Heß, 2013). Die Normalkraft zu diesem Zeitpunkt kann als Adhäsionskraft interpretiert und mittels

$$F_A = 8av_0 \int_0^{u_A/v_0} G(\xi) d\xi \quad (90)$$

berechnet werden. Für spätere Diskussionen ist es nötig, diese Gleichung in expliziter Form darzustellen, hierzu wird ein konkretes Materialmodell benötigt. Für die Beschreibung der mechanischen Materialeigenschaften wird das folgende Materialmodell verwendet (Nasdala, 1954, S. 187).

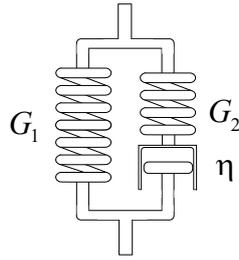


Abbildung 28: Standardmodell oder auch 3-Parametermodell zur materiellen Beschreibung von Elastomeren.

Dieses Modell wird aus einer Feder und einem zur Feder parallelen Maxwell-Element aufgebaut. G_1 und G_2 sind Steifigkeiten und η die Viskosität. Der zeitabhängige Schubmodul für dieses Modell hat die folgende Form

$$G(t) = G_1 + G_2 e^{-t/\tau}. \quad (91)$$

Hierbei ist

$$\tau = \frac{\eta}{G_2} \quad (92)$$

die Relaxationszeit (Popov V. L., 2010, S. 247). Werden die getroffenen Annahmen in der Gleichung (90) berücksichtigt, so ergeben sich die folgenden Zusammenhänge für die Adhäsionskraft:

$$\begin{aligned} F_A &= 8av_0 \int_0^{u_A/v_0} (G_1 + G_2 e^{-\frac{\xi}{\tau}}) d\xi \\ &= 8av_0 \left(\frac{G_1 u_A}{v_0} + \tau G_2 \left(1 - e^{-\frac{u_A}{v_0 \tau}} \right) \right) \\ &= 8G_1 a u_A + 8G_2 a v_0 \tau \left(1 - e^{-\frac{u_A}{v_0 \tau}} \right) \end{aligned} \quad (93)$$

Wird das Deformationskriterium für den Bruch nach Gleichung (76) berücksichtigt, folgt aus der Gleichung (93) die folgende explizite Form:

$$F_A = 2^{7/2} \pi G_1 b_c b^{-1/2} a^{3/2} + 8G_2 a v_0 \tau \left(1 - e^{-\frac{2^{1/2} \pi b_c b^{-1/2} a^{1/2}}{v_0 \tau}} \right). \quad (94)$$

Für den Fall, dass sich der Wert des Exponenten im folgenden Bereich befindet

$$1 \ll \frac{2^{1/2} \pi b_c b^{-1/2} a^{1/2}}{v_0 \tau} \ll \frac{G_2}{G_1}, \quad (95)$$

kann Gleichung (94) wesentlich vereinfacht werden, weil der erste und der dritte Term in dieser Gleichung vernachlässigt werden können. Es ergibt sich dann unter der Berücksichtigung von Gleichung (92) die folgende Gleichung:

$$F_A \approx 8\eta a v_0. \quad (96)$$

Hier ist bemerkenswert, dass die Adhäsionskraft nicht vom mikroskopischen Deformationsbruchkriterium abhängt (Popov & Heß, 2013, S. 139). Die Adhäsionskraft ist in diesem Fall proportional zum Radius a des Stempels und zur Abzugsgeschwindigkeit v_0 .

Adhäsiiver Kontakt mit Vorspannung

Für die Untersuchung des Einflusses der Vorspannung wird das Standardmodell aus Abbildung 28 verwendet. Es wird angenommen, dass der zylindrische Indenter zunächst mit einer Kraft F_N eingedrückt wird. Nachdem dieser seine Endposition erreicht hat, wird er mit einer konstanten Geschwindigkeit v_0 abgezogen. Wurde der Indenter ausreichend lange mit konstanter Normalkraft in das Material eingedrückt, sodass dieser seine Endposition erreicht hat, so wird dieses rein elastisch mit der Steifigkeit G_1 bzw. mit dem Speichermodul G' antworten. Für den zeitabhängigen Schubmodul kann in diesem Fall der zweite Teil vernachlässigt werden

$$G(t \rightarrow \infty) = G_1 + \underbrace{G_2 e^{-t/\tau}}_{\rightarrow 0}. \quad (97)$$

Die Eindringtiefe d_1 des zylindrischen Stempels in den Elastomer lässt sich direkt aus der elastischen Deformation gemäß Gleichung (74) berechnen:

$$d_1 = \frac{F_N}{8aG_1}. \quad (98)$$

Zur Berücksichtigung dieser anfänglichen Indentierung muss Gleichung (90) wie folgt modifiziert werden:

$$\begin{aligned} F_A &= -F_N + 8av_0 \int_0^{u_A/v_0+d_1/v_0} G(\xi)d\xi \\ &= -F_N + 8av_0 \int_0^{u_A/v_0+d_1/v_0} \left(G_1 + G_2 e^{-\xi/\tau} \right) d\xi \\ &= 8G_1 a u_A + 8G_2 a v_0 \tau \left(1 - e^{-\frac{u_A+d_1}{v_0\tau}} \right) \\ &= 8G_1 a u_A + 8G_2 a v_0 \tau \left(1 - e^{-\frac{2^{1/2} \pi b_c^{-1/2} a^{1/2} + F_N/8G_1 a}{v_0\tau}} \right) \end{aligned} \quad (99)$$

Unter der Voraussetzung, dass die Abzugsgeschwindigkeit nicht zu groß ist und die Ungleichung

$$v_0\tau \ll 2^{1/2} \pi b_c^{-1/2} a^{1/2} + F_N/8G_1 a \quad (100)$$

erfüllt ist, wird aus der Gleichung (99) unter der Verwendung des Deformationskriteriums gemäß der Gleichung (76) der folgende vereinfachte Zusammenhang

$$F_A = 2^{7/2} G_1 \pi b_c^{-1/2} a^{3/2} + 8G_2 a v_0 \tau. \quad (101)$$

Auf Grund der Tatsache, dass bei Elastomeren die Steifigkeit G_1 um einige Zehnerpotenzen kleiner ist als die Steifigkeit G_2 , kann eine weitere Vereinfachung durchgeführt werden. Es ergibt sich derselbe Zusammenhang wie in Gleichung ((96)):

$$F_A \approx 8G_2 a v_0 \tau = 8\eta v_0 a. \quad (102)$$

Eine Konsequenz aus der obigen theoretischen Betrachtung ist, dass für ausreichend lange Haltezeiten und kleine Abzugsgeschwindigkeiten die Belastungsvorgeschichte keinen Einfluss auf das Abzugsverhalten des zylindrischen Stempels hat.

Einfluss der Temperatur auf die mechanische Adhäsion

Um den Einfluss der Temperatur auf das Abzugsverhalten bzw. auf die mechanische Adhäsionskraft zu berücksichtigen, wird die temperaturabhängige dynamische Viskosität gemäß der ANDRADE'schen Gleichung

$$\eta(T) = Ae^{B/T} \quad (103)$$

verwendet (da Costa Andrade, 1934). A und B sind hierbei empirische Konstanten, welche durch Versuche bestimmt werden müssen. Die Richtigkeit dieser Arrhenius-Beziehung konnte für Schmelzen und teilkristalline Thermoplaste bei höheren Temperaturen als der Glasübergangstemperatur nachgewiesen werden (Grellmann & Seidler, 2011). Wird diese Gleichung logarithmisch dargestellt

$$\frac{1}{B} \log(\eta) = \frac{1}{T} + \frac{\log(A)}{B}, \quad (104)$$

ist zu erkennen, dass die logarithmische dynamische Viskosität linear mit der reziproken absoluten Temperatur ansteigt. Wird Gleichung (103) in Gleichung (102) eingesetzt folgt direkt

$$F_A = 8av_0 Ae^{B/T}. \quad (105)$$

In diesem Modell hängt die Adhäsionskraft in einfacher Weise vom Kontaktradius, der Abzugsgeschwindigkeit und der Temperatur ab.

Einfluss der Oberflächenrauheit auf die mechanische Adhäsion

Die bisher vorgestellten Gleichungen wurden unter der Voraussetzung hergeleitet, dass die Oberflächen kontaktierender Partner glatt sind. Für die experimentelle Untersuchung des Einflusses der Rauheit auf die Adhäsionskraft ist es notwendig, die Gleichung (105) anzupassen. Ein Vorversuch hat gezeigt, dass die Adhäsionskraft für zylindrische Indenter unter bestimmten Voraussetzungen unabhängig von der Normalkraft ist. Diese Abhängigkeit stellte sich in den durchgeführten Versuchen ein, wenn der Durchmesser des Indenters größer als 14 mm war. Mit der Vergrößerung der Kontaktfläche nimmt die Eindringtiefe

des Indenters ab, sodass sich der Einfluss der Oberflächenrauheit zeigt. Für kleine Normalkräfte kann für die reale Kontaktlänge L_k in einem rauen Kontakt die folgende Gleichung geschrieben werden (Popov & Hess, 2014, S. 143)

$$L_k \approx \frac{F_N}{hG}. \quad (106)$$

Hierbei ist h die mittlere Rauheit der Oberfläche und G der Schubmodul. In der nächsten Abbildung wird die reale Kontaktlänge, welche sich aus der Summe der Durchmesser der einzelnen Asperiten ergibt, dargestellt.

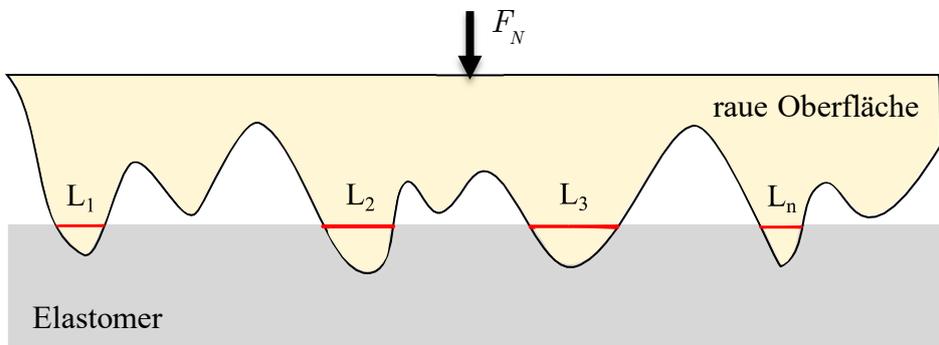


Abbildung 29: Schematische Darstellung der realen Kontaktlänge, welche sich aus der Summe der einzelnen Durchmesser der Asperiten ergibt.

In ähnlicher Weise lassen sich der reale Kontaktdurchmesser und der reale Kontaktradius definieren:

$$D = 2a = \sum_n L_n. \quad (107)$$

Zur Veranschaulichung der Gleichung (106) ist Abbildung 29 hilfreich. Wird die Normalkraft, welche auf die obere raue Oberfläche wirkt, vergrößert, so wird sich der reale Kontaktdurchmesser ebenso vergrößern. Für steifere Medien oder rauere Oberflächen muss bis zum Erreichen des gleichen Kontaktdurchmessers mehr Kraft aufgebracht werden. Eingesetzt in Gleichung (105) ergibt sich für die Adhäsionskraft:

$$F_A = \frac{4v_0 F_N}{hG} A e^{B/T} \quad (108)$$

Die Adhäsionskraft ist umgekehrt proportional zur Rauheit und zum Schubmodul und proportional zur Normalkraft. Um die Adhäsionskraft experimentell zu untersuchen und eine geeignete Theorie zur Beschreibung des Adhäsionsphänomens vorzuschlagen, wurden verschiedene Versuchsapparaturen entwickelt und validiert. Im nächsten Abschnitt werden diese Messapparaturen zur Bestimmung der Abzugskraft vorgestellt.

Experimentelle Untersuchung der Adhäsion

In den folgenden Abschnitten wird die experimentelle Untersuchung des Adhäsionsphänomens von Polyurethan vorgestellt. Die Konzipierung der Studie, der Bau der experimentellen Vorrichtungen und die Durchführung der Experimente sind ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit, sodass hier der eigentliche Schwerpunkt liegt. Die Abhängigkeit der mechanischen Adhäsion von der Temperatur, Abzugsgeschwindigkeit, Normalkraft, Haltezeit, Indentergeometrie mussten im richtigen Parameterintervall untersucht werden. Die große Anzahl von Abhängigkeiten erforderte eine große Anzahl von Vorversuchen, um den gewünschten Parameterraum zu finden und um ihn anschließend zu untersuchen. Es wurde hierfür zuerst eine Messapparatur Variante A entwickelt. Der Wunsch nach der Untersuchung der Adhäsionskraft bei größeren Abzugsgeschwindigkeiten bei gleichzeitiger Erfassung des Hubwegs machte es nötig, eine weitere Messapparatur (Variante B) zu entwickeln. Die Erfahrungen aus der Entwicklung der ersten Messapparatur (Variante A) ermöglichten einige Verbesserungen. U.a. wurde die Probenausrichtung und Probenfixierung nachhaltig verbessert. Der Übergang von einer verformungsbehafteten zur einer verformungsfreien Kraftmessung sowie eine exakte Messung des Hubwegs wurden beim Aufbau der Versuchsapparatur B umgesetzt. Im Verlauf der Vorversuche wurden diese Messapparaturen A und B von Versuchsreihe zu Versuchsreihe weiterentwickelt, bis letztlich hervorragende Messgeräte für die Bewältigung der Messaufgabe entstanden sind. Die anfänglich rein gesteuerte Apparatur wurde bis zur fast vollständig geregelten Versuchsapparatur sukzessive weiterentwickelt. Hierzu wurden Messprogramme in LabView entwickelt und eine nachgeschaltete Auswertung in Matlab verwendet. Das Erreichen einer Messtemperatur (z.B. $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$) und das anschließende Halten dieser Temperatur (um sicher zu stellen, dass die Materialprobe die gewünschte Temperatur angenommen hat) dauerte bis zu $t_h = 1200\text{ s}$. Es wird hier bewusst auf die Beschreibung der Entstehungshisto-

rie der Messapparaturen verzichtet, obgleich der experimentelle Maschinenbau sehr spannende Geschichten bereithält.

Versuchsapparaturen zur experimentellen Untersuchung der Adhäsion

Variante A der Messapparatur

Die Messapparatur wurde mit dem Ziel gebaut, die Adhäsionskraft in einem breiten Bereich von Temperaturen, Normalkräften und Abzugsgeschwindigkeiten zu messen. Durch das Auflegen von Gewichten, welche mit einer Genauigkeit von $0,1\text{ g}$ gefertigt wurden, lässt sich die Normalkraft variieren. Die Nennlast des verformungsbehafteten Kraftsensors (DMS-Prinzip) von 50 N begrenzt die maximal realisierbare Normalkraft (Parhier, 2001, S. 145-150). In der folgenden Abbildung werden die wichtigsten Bauteile mit ihrer Funktion als Prinzipskizze dargestellt.

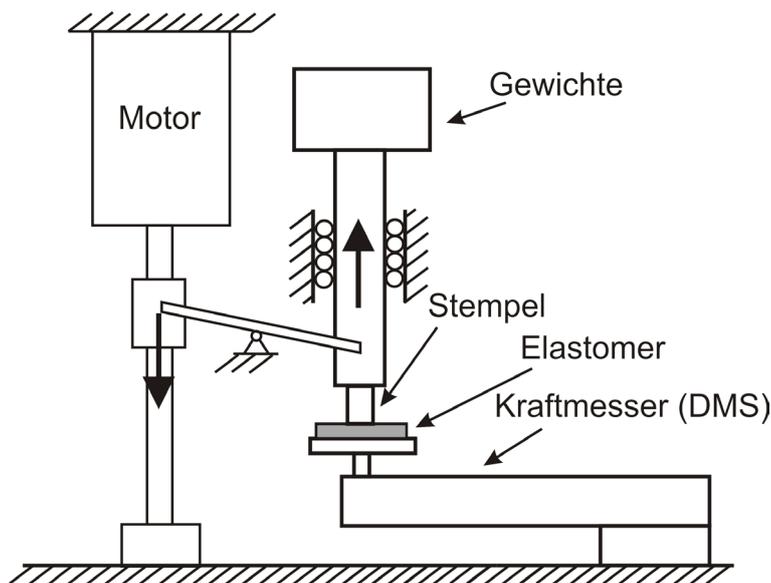


Abbildung 30: Prinzipskizze der Messapparatur Variante A zur Messung der Adhäsionskraft. Die Kühlvorrichtung ist nicht dargestellt.

Nach unten wird die Normalkraft durch die Gewichtskraft der Hubeinheit begrenzt, sodass Normalkräfte kleiner als $1,5\text{ N}$ nicht realisierbar sind. Das Absetzen bzw. das Hochheben des Indenters wird mit einem Schrittmotor, der eine Gewindespindel antreibt, bewerkstelligt. Ein spezielles Hebelsystem gewährleistet hierbei, dass der Stempel bzw. die gesamte Hubeinheit nur vertikal angehoben werden kann. Ebenso wird über das Hebelsystem si-

chergestellt, dass die gesamte Gewichtskraft in Normalenrichtung wirkt. Die Hubeinheit wird durch ein Kupplungselement mit dem Schrittmotor verbunden. Auf der folgenden Abbildung ist ein Bild der Variante A der Messapparatur zu sehen.

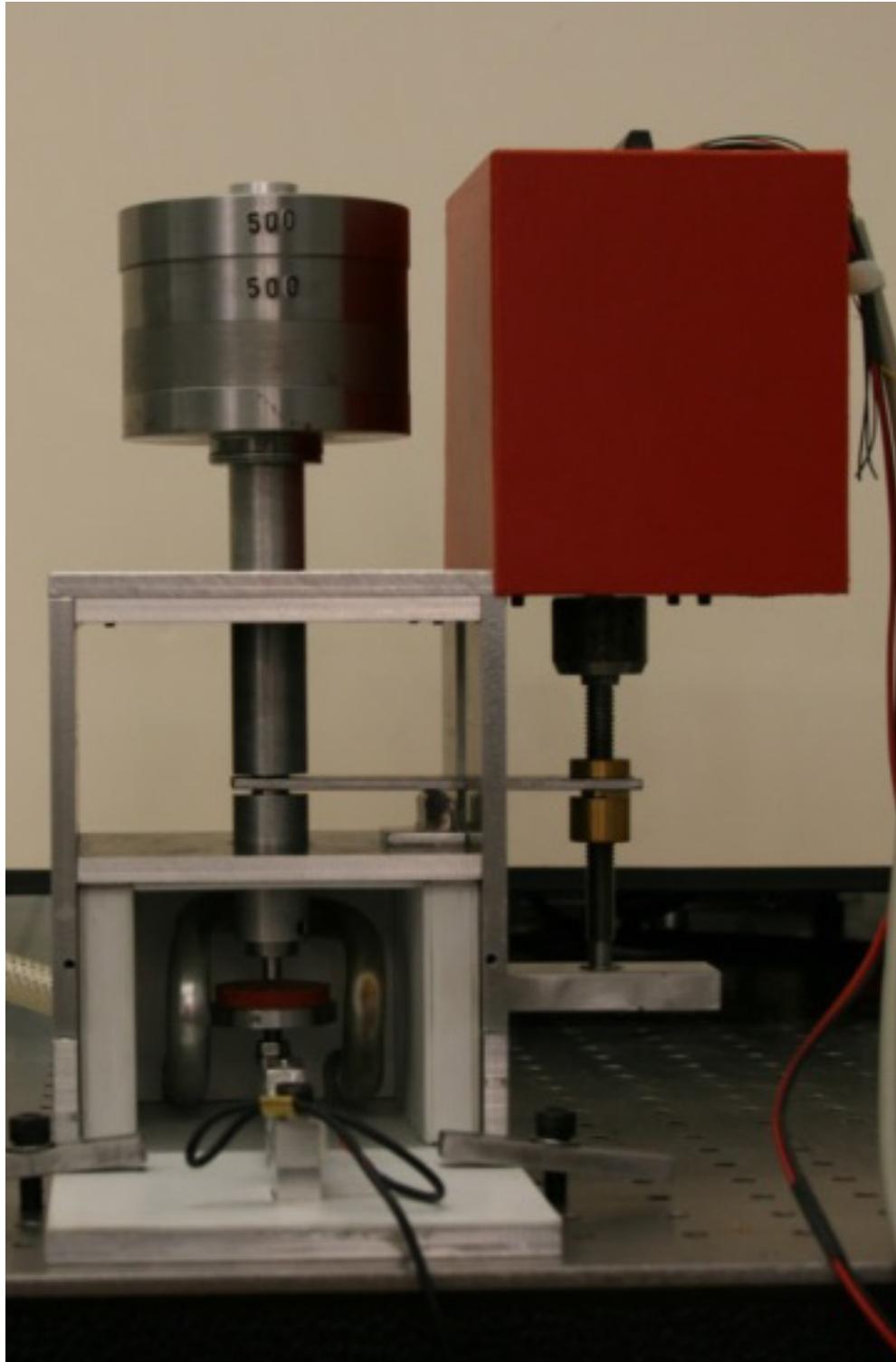


Abbildung 31: Versuchsapparatur Variante A, Schrittmotor befindet sich unter der roten Abdeckung, in der Prüfkammer befinden sich die Materialprobe (rot) und ein zylindrischer Indenter mit dem Radius $1,5 \text{ mm}$. Die

Schaumstoffisolierung und Heiz-/Kühl-Röhren sind ebenfalls sichtbar. Der einstellbare Temperaturbereich reicht von ca. -80°C bis 80°C , Kühlung erfolgt durch gasförmigen Stickstoff, welcher über ein Rohrleitungssystem um den Probenhalter geführt und direkt in die Prüfkammer eingeleitet wird.

Bei der baulichen Umsetzung des Motorantriebs musste die Resonanzfrequenz des Kraftsensors berücksichtigt werden, sodass eine Begrenzung der Abzugsgeschwindigkeit vorgenommen werden musste. Des Weiteren wurde eine Entkopplung des Schrittmotors von der Gewindespindel bzw. von der gesamten Hubeinheit mittels einer Kupplung vorgenommen. Dies garantierte ein ruhiges und rückwirkungsfreies Anheben des Indenters. Der Schrittmotor lässt sich mit variabler Geschwindigkeit und Beschleunigung betreiben, eine Steuerung des Hubwegs ist allerdings in dieser Konfiguration nicht möglich. Die Kühlung erfolgt durch gasförmigen Stickstoff, welcher über ein Rohrleitungssystem um den Probenhalter geführt wird. Durchgeführte Vorversuche haben gezeigt, dass zwischen direkter und indirekter Abkühlung mit Stickstoff kein messbarer Unterschied im Abzugsverhalten besteht. Die direkte Zuführung von Stickstoff hätte den Vorteil, dass die feuchte Umgebungsluft aus der Prüfkammer gedrückt wird und keine Reifbildung einsetzt (Böge & Pläßmann, 2004, S. 227, 233). Zur Befestigung der Materialprobe wurde eine kardanische Lagerung entworfen, welche sicherstellt, dass die Probe horizontal ausgerichtet wird. Diese wird in der folgenden Abbildung dargestellt.

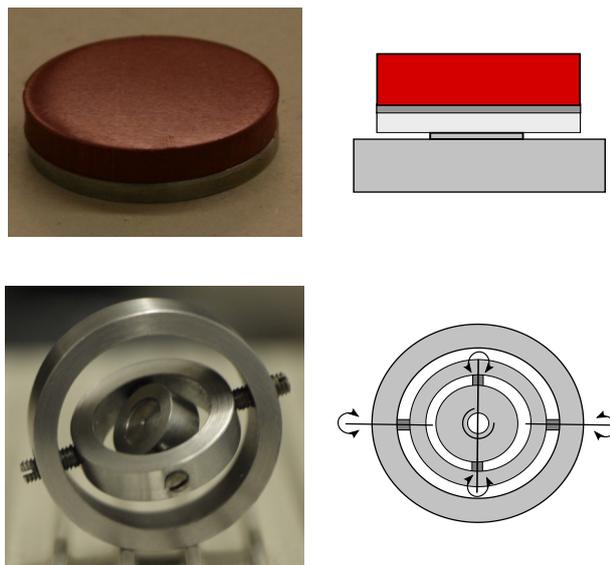


Abbildung 32: *links oben*: Materialprobe aus Polyurethan auf Trägerplatte. *rechts oben*: Prinzipskizze der eingelegten Materialprobe. *links u. rechts unten*: spitzengelagerte kardanische Aufhängung zur horizontalen Ausrichtung der Materialprobe; der Schwerpunkt muss unterhalb der Drehachsen liegen (Graf von Seherr-Thoss,

Schmelz, & Aucktor, 2002); die Lagerung wird direkt an der Kraftmessung befestigt und verwendet (siehe Anhang A3)

Die Messprozedur beginnt mit dem Einlegen und Ausrichten der Materialprobe und dem Verschließen der Messapparatur. Im Anschluss wird die Normalkraft durch das Auflegen von Gewichten eingestellt. Nach dem Initialisieren der Normalkraft wird die gewünschte Prüftemperatur eingestellt. Hat die Materialprobe diese erreicht, wird der Indenter langsam und definiert auf das Elastomer abgesetzt. Mit dem Absetzen beginnt die Haltezeit, welche durch das Abziehen des Indenters beendet wird. Die Abzugskraft, die zum Ablösen des Indenters vom Elastomer nötig ist, wird gemessen. Im nächsten Diagramm wird ein typischer Kraftverlauf aus einer Messung dargestellt.

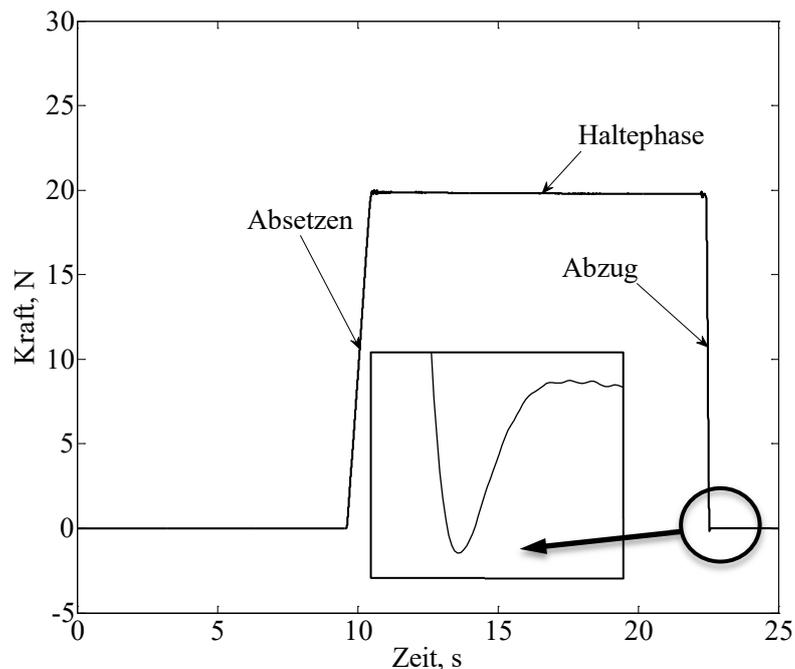


Abbildung 33: Beispielmessung mit Variante A, Normalkraftverlauf während einer Versuchsdurchführung, Normalkraft 20 N, zylindrischer Indenter und Elastomer.

Die im Beispiel gemessene Adhäsionskraft des zylindrischen Indenters lag bei 0,14 N. Als Abtastfrequenz für die Erfassung der Adhäsionskraft wurde 50 kHz gewählt. Im Rahmen der Voruntersuchungen wurde der Phasenwinkel zwischen Hubeinheit und Kraftsensor bei unterschiedlichen Abzugsgeschwindigkeiten gemessen, um sicherzustellen, dass

der Kraftsensor nicht überschwingt. Für diese Messungen wurde die Materialpaarung Stahl-Stahl (keine messbare Adhäsionskraft) verwendet. Es ergab sich ein Phasenwinkel von Null, sodass die gemessene Kurve (Abbildung 33) bzw. die Adhäsionskraft kein Artefakt sein kann. Die Eigenfrequenz des balkenförmigen Kraftsensors wurde bestimmt und mit der Frequenz des Ablösens des Indenters vom Elastomer verglichen. Ein Einfluss des dynamischen Abzugs auf die Messung konnte experimentell nicht gefunden werden. Nach der Vorstudie, welche zur Überprüfung der Messapparatur und zur Festlegung des Versuchsablaufs diente, konnte mit der eigentlichen Untersuchung begonnen werden. Für jeden festen Parametersatz wurde der Mittelwert aus sechs Messungen bestimmt. Bevor auf die Ergebnisse der Messungen eingegangen wird, folgt erst die Vorstellung der Variante B der Messapparatur.

Variante B der Messapparatur

Die wesentlichen Veränderungen der Messapparatur sind die Messung der Kraft mittels 3D-Piezosensor, Probenausrichtung und Probenfixierung, höhere Abzugsgeschwindigkeiten und Aufbringung der Normalkraft mit einer Vorspannfeder. Des Weiteren wird der Hubweg mittels induktiver Wegmessung erfasst. Das Ausrichten der Materialprobe wird über einen Kugelkopf, welcher durch das Anlegen eines Unterdrucks arretiert werden kann, bewerkstelligt. Im drucklosen Zustand lässt sich der Kugelkopf frei verdrehen, so dass eine Ausrichtung der Materialprobe sehr einfach erfolgen kann. In der folgenden Abbildung werden Prinzipskizzen der Messapparatur vorgestellt.

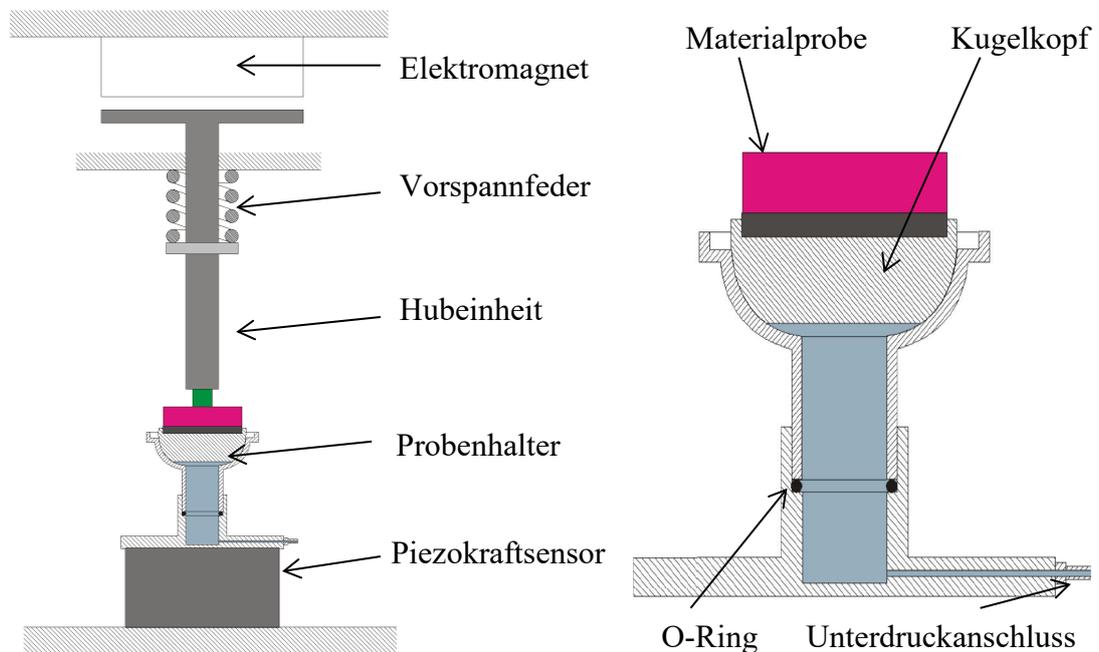


Abbildung 34: *Links:* Prinzipskizze der Messapparatur Variante B zu Messung der Adhäsionskraft. *Rechts:* Vergrößerte Darstellung des Probenhalters zur Ausrichtung und zur Arretierung der Materialprobe.

Die gewünschte Normalkraft wird hierbei durch eine Vorspannfeder erzeugt. Das Abziehen des Indenters geschieht elektromagnetisch mit einem maximalen Kraftanstieg von $50 \cdot 10^3 \text{ N/s}$. Der Elektromagnet erzeugt eine Haltekraft von 200 N bei einer Einschalt-dauer (ED) von 100%. Die folgende Abbildung zeigt ein Bild der Variante B der Messapparatur.



Abbildung 35: Versuchsapparatur Variante B, geöffnete Prüfkammer mit eingelegter Materialprobe, Hubeinheit bestückt mit einem zylindrischen Indenter mit dem Radius $2,5\text{ mm}$, der Indenter und die Materialprobe befinden sich im Kontakt. Der einstellbare Temperaturbereich reicht von ca. -80 °C bis 80 °C , Kühlung erfolgt durch gasförmigen Stickstoff, welcher über ein Rohrleitungssystem um den Probenhalter geführt und direkt in die Prüfkammer eingeleitet wird.

Es ist wie bei der Variante A der Messapparatur möglich, die Adhäsionskraft in einem Temperaturbereich von ca. -80 °C bis 80 °C zu messen. Die Kühlung erfolgt auch hier durch gasförmigen Stickstoff, welcher über ein Rohrleitungssystem um den Probenhalter geführt und direkt in die Prüfkammer eingeleitet wird. Die Messprozedur beginnt ebenfalls mit dem Einlegen und Ausrichten der Materialprobe und dem Verschließen der Messapparatur. Im Anschluss daran wird die Normalkraft durch das Verdrehen der Stellmutter, welche den Federweg der Vorspannfeder begrenzt, eingestellt. Nach dem Initialisieren der Normalkraft wird die gewünschte Prüftemperatur gewählt und mit dem Abkühlen begonnen. Nachdem die Materialprobe die Zieltemperatur angenommen hat, wird der Indenter langsam und definiert abgesetzt. Mit dem Absetzen beginnt die Haltezeit, welche durch das Abziehen der Hubeinheit beendet wird. Als Abtastfrequenz für die Erfassung der Adhäsionskraft und zur Messung des Hubwegs wurde 50 kHz gewählt.

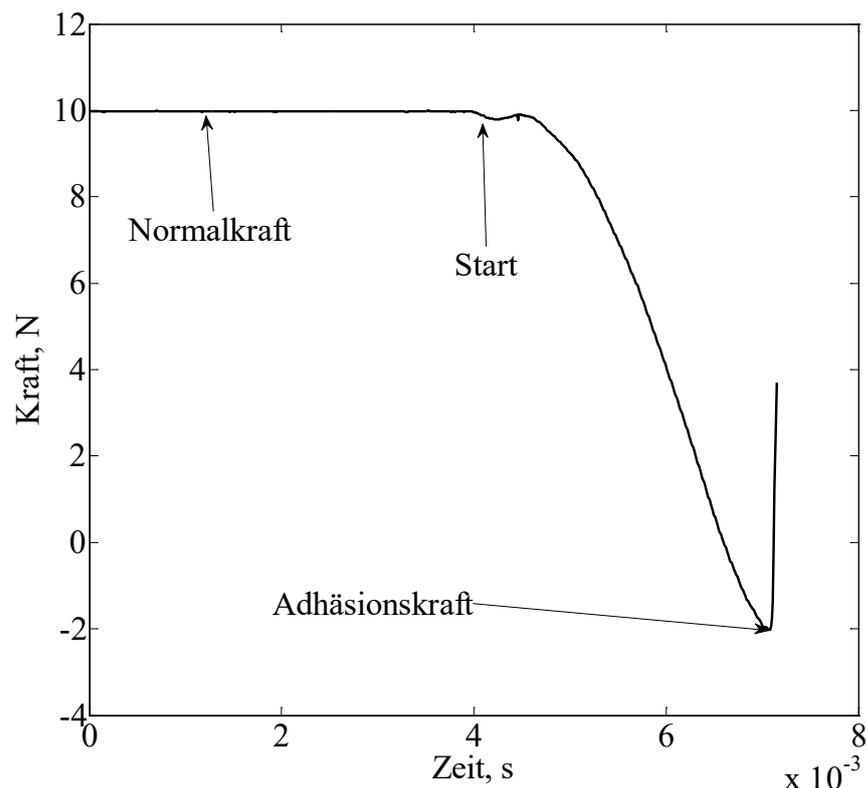


Abbildung 36: Beispielmessung mit Variante B, Normalkraftverlauf während einer Versuchsdurchführung, Normalkraft 10 N , zylindrischer Indenter und Elastomer.

Die Auswertung und die Versuchsdurchführung erfolgen wie bei der Variante A.

Versuchsablauf und Versuchsdurchführung für Variante A und B

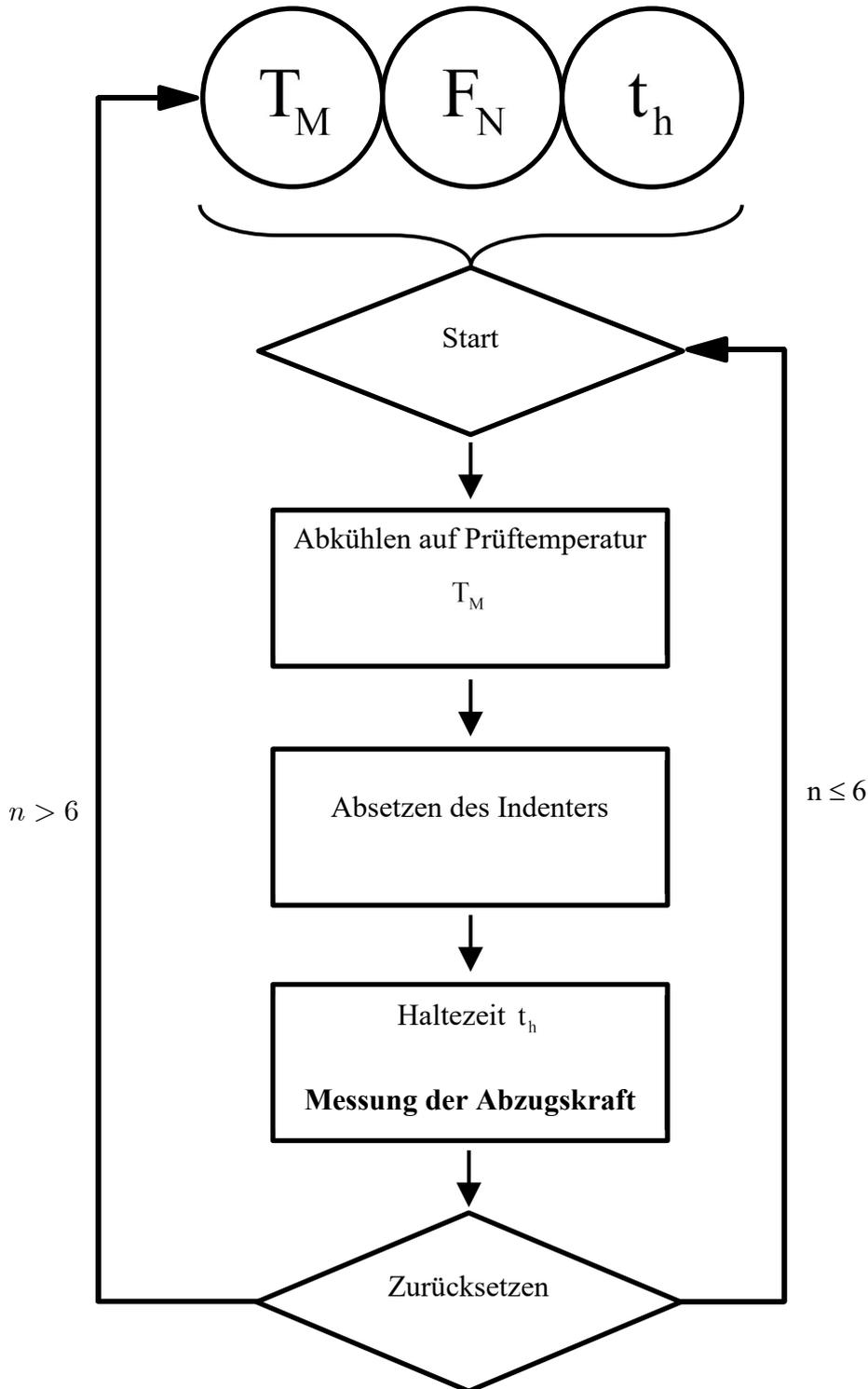


Abbildung 37: Ablaufplan der Versuchsdurchführung zur Adhäsionsmessung, (gleich für Variante A und Variante B der Messapparatur), bei Variante B wurde die Anzahl der Versuche pro Parameterkombination auf $n = 10$ Einzelmessungen erhöht.

Messergebnisse der experimentellen Untersuchung**Messergebnisse mit der Variante A****Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Normalkraft**

Für die Untersuchung der Normalkraftabhängigkeit der Adhäsionskraft wurden vier verschiedene Anpresskräfte $F_N = 5\text{ N}, 10\text{ N}, 15\text{ N}, 20\text{ N}$ eingestellt. Nach einer Haltezeit von 10 s wurde der zylindrische Indenter mit dem Radius $a = 5\text{ mm}$ bei einer Probentemperatur von $T = 20^\circ\text{C}$ mit der Abzugsgeschwindigkeit von $2,5\text{ mm/s}$ abgezogen. Im nächsten Diagramm wird die Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Normalkraft dargestellt.

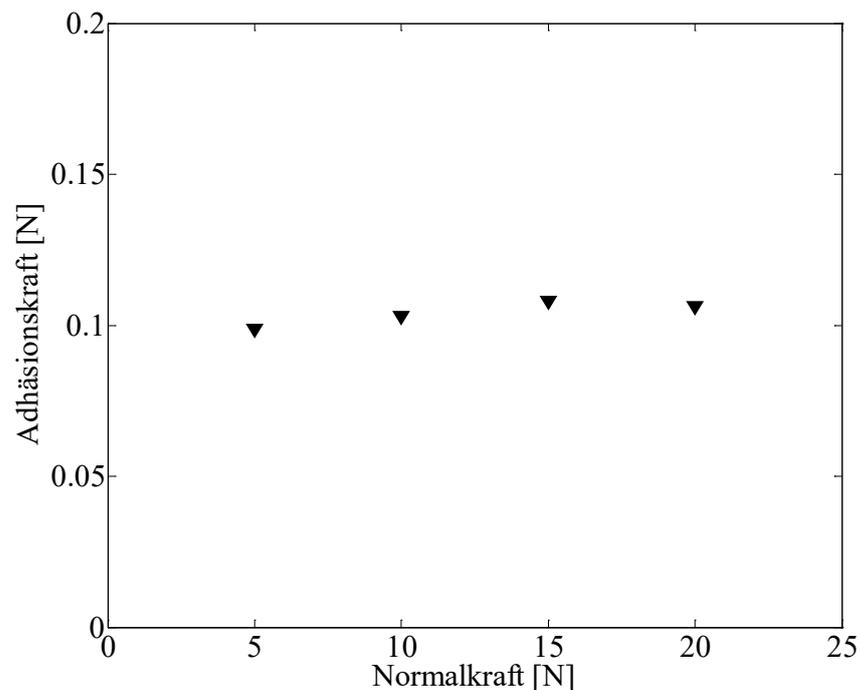


Abbildung 38: Messergebnis zur Bestimmung der Normalkraftabhängigkeit der Adhäsionskraft. Mittlerer Messwert ▼ ($n=6$), Haltezeit 10 s , zylindrischer Indenter mit dem Radius $a = 5\text{ mm}$, Messtemperatur $T = 20^\circ\text{C}$, Abzugsgeschwindigkeit $2,5\text{ mm/s}$, Variante A.

Die Messung zeigt, dass die Adhäsionskraft unabhängig von der Normalkraft ist. Die Messung wurde in einem Normalkraftbereich durchgeführt, in dem die reale Kontaktfläche ihre maximale Größe erreicht hat. Die Kontaktlänge hat in diesem Fall schon die Größenord-

nung des makroskopischen Durchmessers des zylindrischen Indenters. Des Weiteren wurde die Hypothese bestätigt, dass die Vorspannung keinen Einfluss auf die Adhäsionskraft haben wird. Auf Grund der Gewichtskraft der Hubeinheit (siehe Abbildung 31) können keine sehr kleinen Normalkräfte realisiert werden. Eine genauere Untersuchung des Einflusses der Oberflächenrauheit und der Normalkraft wird später mit der Variante B vorgestellt.

Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Haltezeit

Für die Untersuchung der Zeitabhängigkeit der Adhäsionskraft wurden Haltezeiten von $t_h = 1\text{ s}, 10\text{ s}, 100\text{ s}, 600\text{ s}$ untersucht. Der zylindrische Indenter mit dem Radius $a = 5\text{ mm}$ wurde bei einer Probertemperatur von $T = 20^\circ\text{C}$ mit 20 N in den Elastomer eingedrückt und nach unterschiedlichen Haltezeiten mit der Abzugsgeschwindigkeit von 7 mm/s abgezogen. Im folgenden Diagramm wird die Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Haltezeit dargestellt.

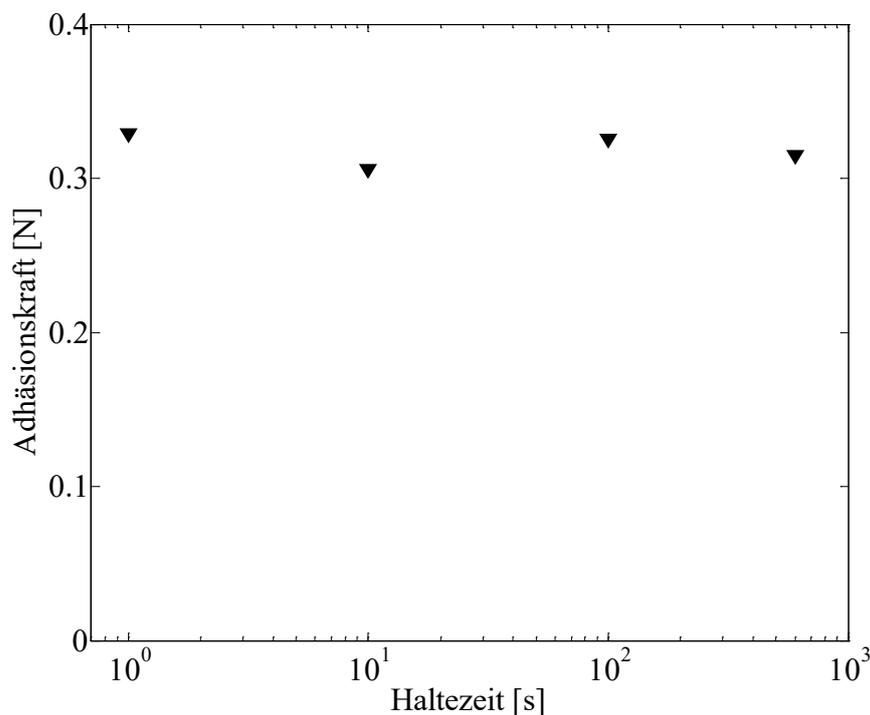


Abbildung 39: Messergebnis zur Bestimmung der Kontaktzeitabhängigkeit der Adhäsionskraft. Mittlerer Messwert \blacktriangledown ($n=6$), Normalkraft $N = 20\text{ N}$, zylindrischer Indenter mit dem Radius $a = 5\text{ mm}$, Messtemperatur $T = 20^\circ\text{C}$, Abzugsgeschwindigkeit 7 mm/s , Variante A.

Dieses Messergebnis bestätigt zum einen die vorangegangene Untersuchung zur Normalkraftabhängigkeit. Zum anderen lässt sich erkennen, dass das Elastomer bereits bei der kleinsten Haltezeit ($t_h = 1\text{ s}$) sich „vollständig“ an die Oberfläche des Indenters angepasst hat. Das Fließverhalten bzw. die Relaxationszeit (Gleichung (92)) des Elastomers ist die bestimmende Materialgröße, welche das schnelle Anpassen an eine gegebene raue Oberfläche bestimmt. Für zylindrische Indenter kann sich eine Zeitabhängigkeit der Adhäsionskraft nur dann ergeben, wenn die reale Kontaktfläche noch nicht ihre maximale Größe erreicht hat.

Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Abzugsgeschwindigkeit

Für die Untersuchung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Adhäsionskraft wurden die Abzugsgeschwindigkeiten des Indenters variiert $v = [1, 25\text{ mm/s}, \dots, 10\text{ mm/s}]$. Nach einer Haltezeit von 10 s wurde der zylindrische Indenter mit dem Radius $a = 5\text{ mm}$ bei einer Proben temperatur von $T = 20^\circ\text{C}$ mit 20 N in den Elastomer eingedrückt und mit unterschiedlichen Geschwindigkeit abgezogen. Im folgenden Diagramm wird die Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Abzugsgeschwindigkeit dargestellt.

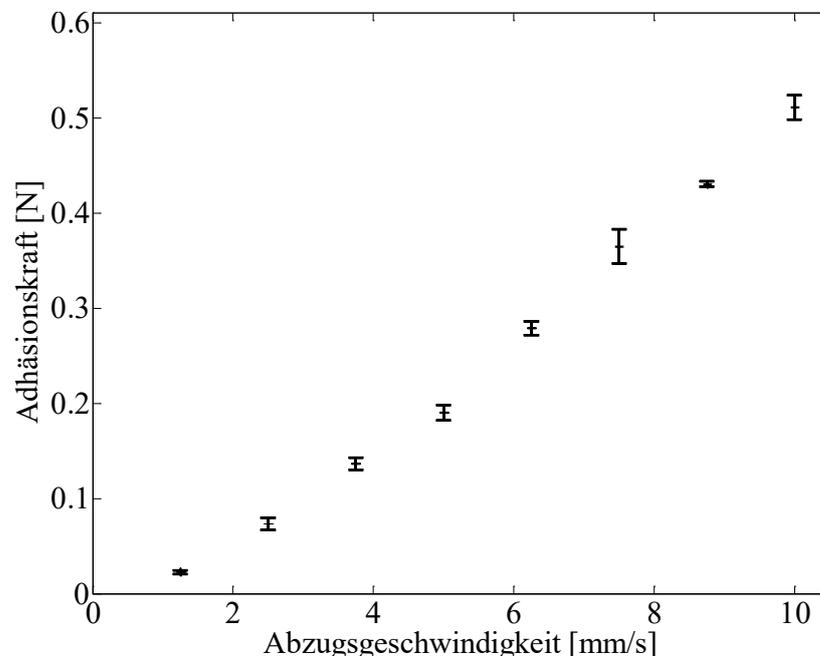


Abbildung 40: Messergebnis zur Bestimmung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Adhäsionskraft. Mittlerer Messwert ($n=6$) mit Darstellung der Standardabweichung, Normalkraft 20 N , zylindrischer Indenter mit dem Radius $a = 5\text{ mm}$, Messtemperatur $T = 20^\circ\text{C}$, Haltezeit 10 s , Variante A.

Dieses Experiment zeigt, dass bei der Variation der Abzugsgeschwindigkeit von $1,25 \text{ mm/s}$ bis 10 mm/s die Adhäsionskraft linear mit der Geschwindigkeit ansteigt. Dieses Verhalten lässt sich nicht mit der JKR-Theorie gemäß Gleichung (72) erklären. Wird allerdings das deformationsgesteuerte Bruchkriterium gemäß Gleichung (76) zugrunde gelegt, dann ergibt sich für die Adhäsionskraft (Gleichung (96))

$$F_A \approx 8\eta a v_0. \quad (109)$$

Mit dieser Gleichung lässt sich eine Geschwindigkeitsabhängigkeit der Adhäsionskraft erklären. Eine weitere Bestätigung dieser Gleichung wird durch die experimentelle Untersuchung der Abhängigkeit der Adhäsionskraft vom Kontaktradius a geliefert.

Abhängigkeit der Adhäsionskraft vom Kontaktradius und von der Temperatur

Für die Untersuchung der Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Temperatur und vom Kontaktradius wurden fünf verschiedene zylindrische Indenter mit $a = [1 \text{ mm}, \dots, 5 \text{ mm}]$ verwendet. Mit jedem Radius wurden Versuche bei $T = [20^\circ\text{C}, 0^\circ\text{C}, -20^\circ\text{C}, -40^\circ\text{C}]$ durchgeführt. Der Versuchsablauf, Haltezeit 10 s und Normalkraft 20 N blieben unverändert.

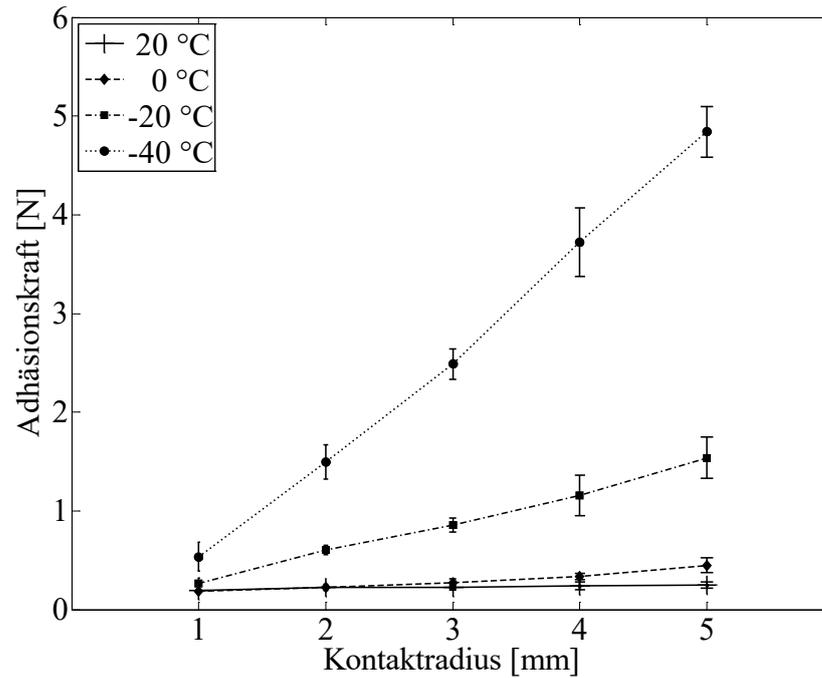


Abbildung 41: Messergebnis zur Bestimmung der Adhäsionskraft in Abhängigkeit von der Temperatur $T = [20^{\circ}C, 0^{\circ}C, -20^{\circ}C, -40^{\circ}C]$ und vom Radius $a = [1\text{ mm}, \dots, 5\text{ mm}]$ der zylindrischen Indenters. Mittlerer Messwert ($n=10$) mit Messfehler, Normalkraft 20 N , Haltezeit 10 s , Variante A.

Für diese Messung wurden die Mittelwerte aus 10 Einzelmessungen gebildet. Der lineare Zusammenhang zwischen der Adhäsionskraft und den Radien der zylindrischen Indenter bestätigt die Gültigkeit eines deformationsgesteuerten Bruchkriteriums. Aus den Ergebnissen der Messung ist erkennbar, dass je tiefer die Probestemperatur ist, desto größer wird die Adhäsionskraft. Unter Verwendung der Gleichung (96) lässt sich hieraus die Viskosität als Funktion der Temperatur berechnen. Im nächsten Diagramm wird dieses Ergebnis dargestellt.

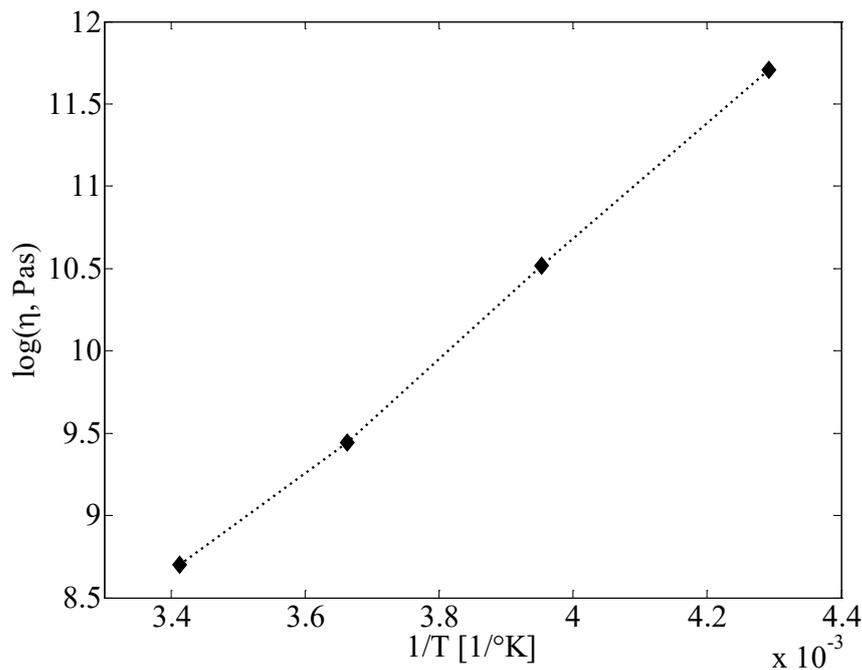


Abbildung 42: Abhängigkeit der logarithmierten Viskosität von der reziproken absoluten Temperatur.

Die Viskosität des Elastomers (PU) zeigt im untersuchten Bereich ein Temperaturverhalten, welches sich mit der ANDRADE'schen Gleichung beschreiben lässt. Die aus der Gleichung (104) bestimmten Viskositäten liegen im Bereich von $1,21 \cdot 10^5 Pa s$ bei einer Temperatur von $-40^\circ C$ bis zu $6 \cdot 10^3 Pa s$ bei einer Temperatur von $20^\circ C$. Die getroffenen Annahmen, die zur Gleichung (105) führten, konnten durch die Messung bestätigt werden (Voll & Popov, 2014). Die Abhängigkeiten der Adhäsionskraft von der Temperatur, Abzugsgeschwindigkeit, Kontaktradius des zylindrischen Indenters und von der Haltezeit können mit der Gleichung (105) beschrieben werden. Für die Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Adhäsionskraft und Rauheit wurde eine neue Apparatur gebaut. Im nächsten Abschnitt werden die Messergebnisse der Variante B vorgestellt.

Messergebnisse Variante B

Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Oberflächenrauheit und der Normalkraft

Für die Untersuchung dieser Abhängigkeiten wurden verschieden raue Indenter hergestellt, welche alle einen Radius von $7 mm$ hatten. Zur Charakterisierung der Oberfläche wird die mittlere Rauheit R_a verwendet. Die Adhäsionskraft wurden hierbei für vier verschiedene

Normalkräfte $F_N = 5\text{ N}, 10\text{ N}, 15\text{ N}, 20\text{ N}$ ermittelt. Nach einer Haltezeit von 10 s wurde der zylindrische Indenter bei einer Proben­temperatur von $T = 0^\circ\text{C}$ abgezogen. Im folgenden Diagramm wird die Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Normalkraft und Rauheit dargestellt.

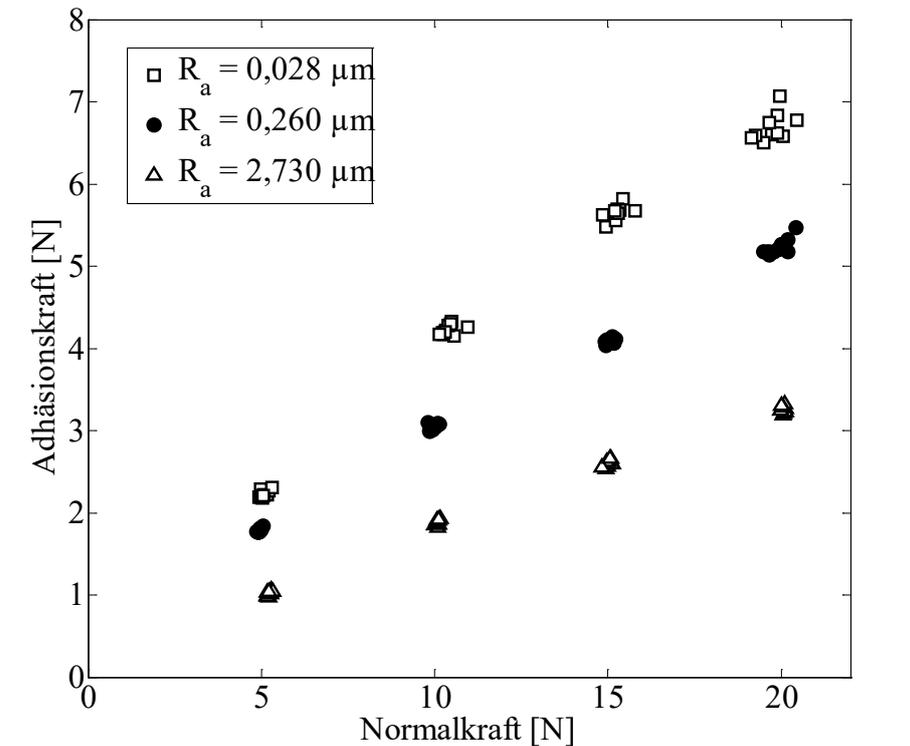


Abbildung 43: Messergebnis zur Bestimmung der Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Normalkraft und der Oberflächenrauheit, (\square) $R_a = 0,028\ \mu\text{m}$, (\bullet) $R_a = 0,26\ \mu\text{m}$; (Δ) $R_a = 2,73\ \mu\text{m}$, Versuche je Parametersatz $n=10$, Haltezeit 10 s , zylindrische Indenter mit dem Radius $a = 7\text{ mm}$, Messtemperatur $T = 0^\circ\text{C}$, Variante B.

Der Fall, dass mit steigender Normalkraft die Abzugskraft größer wird, kann nur dann auftreten, wenn Rauheit im Spiel ist. Im Gegensatz zur Untersuchung der Adhäsionskraft mit der Messapparatur Variante A (siehe Abbildung 38) wurde für diese Untersuchung der Durchmesser der zylindrischen Indenter von 10 mm auf 14 mm vergrößert. Hierdurch hat sich die Eindringtiefe der Indenter verkleinert, sodass die Oberflächenrauheit eine größere Rolle spielt und sich eine Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Normalkraft zeigt (Voll L. B., 2015). Im Diagramm ist zu sehen, dass die Adhäsionskraft umgekehrt proportional zur Rauheit und proportional zur Normalkraft ist. Mit der Gleichung (108) lässt sich

diese Abhängigkeit von Rauheit und Normalkraft beschreiben. Wenn das Deformationskriterium für die Beschreibung des Bruchs im Fall des adhäsiven Kontakts von rauen Oberflächen anwendbar ist, würde dies folgendes bedeuten. Nachdem das Elastomer zunächst mit einer bestimmten Normalkraft belastet wurde, sodass sich eine entsprechende Eindringtiefe $d(F_N)$ eingestellt hat, wird der Indenter beim Abzug zunächst diese Eindringtiefe zurücklegen und sich dann nach einer kritischen Verschiebung u_A ablösen. Die gesamte Verschiebung des Indenters ergibt sich aus

$$d_G = d(F_N) + u_A. \quad (110)$$

Die kritische Verschiebung ist unabhängig von der Belastungsvorgeschichte (Voll L. B., 2015). Die folgende Abbildung soll diesen Vorgang veranschaulichen. Als Nächstes wird geprüft, ob dies experimentell verifiziert werden kann.

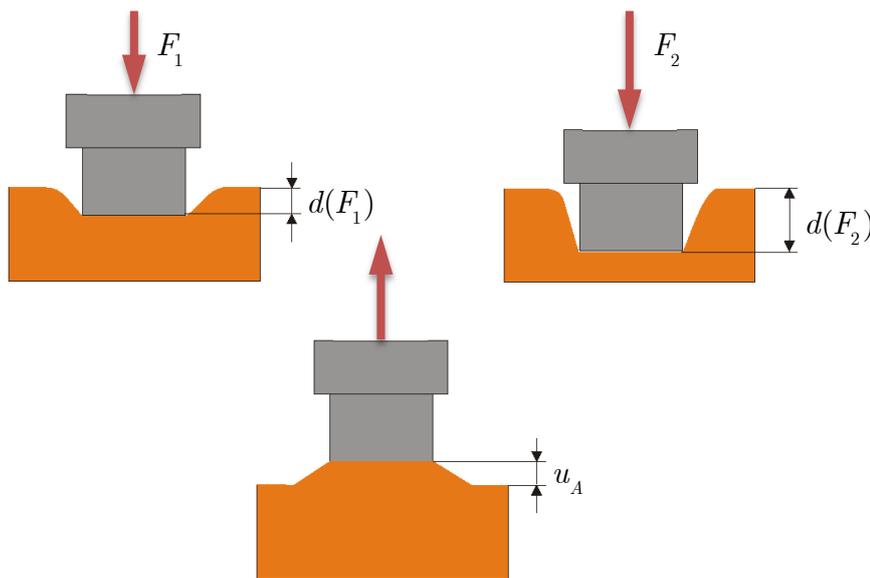


Abbildung 44: Schematische Darstellung der Verschiebung des Indenters bis zum Abreißen, von der Belastung unabhängige kritische Verschiebung u_A .

Abhängigkeit der gesamten Verschiebung von der Normalkraft für raue Oberflächen

Für die Untersuchung dieser Abhängigkeit wurden verschieden raue Indenter hergestellt, welche alle einen Radius von 7 mm hatten. Die gesamte Verschiebung d_G wurde für vier verschiedene Normalkräfte $F_N = 5\text{ N}, 10\text{ N}, 15\text{ N}, 20\text{ N}$ ermittelt. Nach einer Haltezeit

von 10 s wurden die zylindrischen Indenter bei einer Probentemperatur von $T = 0^\circ\text{C}$ abgezogen. Im folgenden Diagramm wird die Abhängigkeit der Verschiebung von der Normalkraft und der Rauheit dargestellt.

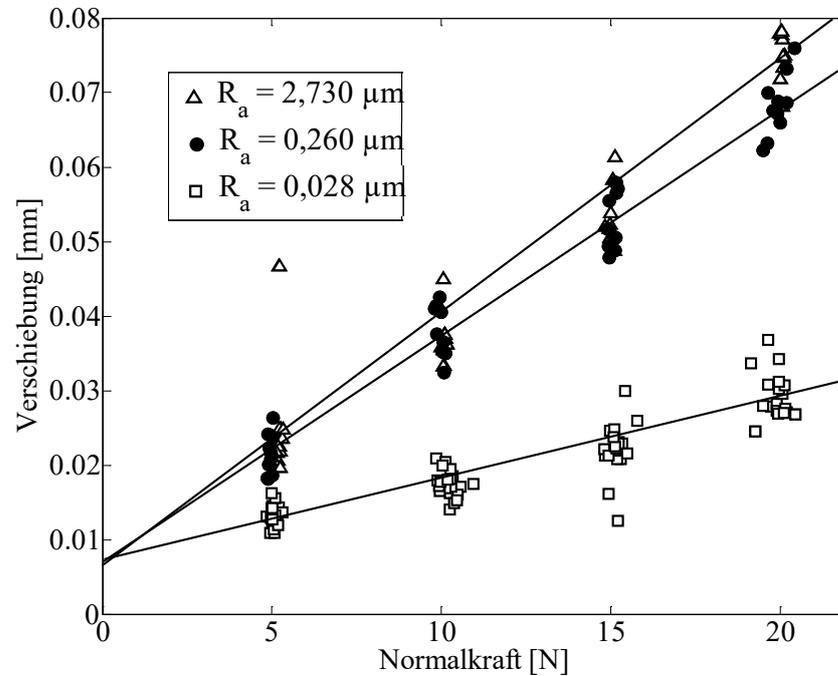


Abbildung 45: Messergebnis zur Bestimmung der kritischen Verschiebung aus der gesamten Verschiebung des Indenters, (\square) $R_a = 0,028 \mu\text{m}$, (\bullet) $R_a = 0,26 \mu\text{m}$; (Δ) $R_a = 2,73 \mu\text{m}$, Versuche je Parametersatz $n=10$, Haltezeit 10 s, zylindrische Indenter mit dem Radius $a = 7 \text{ mm}$, Messtemperatur $T = 0^\circ\text{C}$, Variante B.

Aus dem Schnittpunkt mit der Verschiebungsachse ($F_N \rightarrow 0$) ergibt sich die kritische Verschiebung. In diesem Fall (Indenterdurchmesser $D = 14 \text{ mm}$) ergab sich für die kritische Verschiebung ein Wert von ungefähr $6 \mu\text{m}$ (Voll L. B., 2015). Dies deutet darauf hin, dass das Deformationskriterium für den rauen adhäsiven Kontakt von Polyurethan anwendbar ist.

Abhängigkeit der Adhäsionskraft vom Kontaktradius für raue Oberflächen

Für diese Untersuchung wurde ein rauher Indenter verwendet, welcher während der Durchführung der Versuchsreihe sukzessive abgedreht wurde. Dadurch konnte ein einziger Indenter mit einer identischen Oberflächeneigenschaften und unterschiedlichen Durchmes-

sen verwendet werden. Die Adhäsionskraft wurde hierbei für die Normalkraft $F_N = 15\text{ N}$ ermittelt. Nach einer Haltezeit von 10 s wurde der raue zylindrische Indenter bei einer Proben temperatur von $T = -40^\circ\text{C}$ abgezogen. Im folgenden Diagramm wird die Abhängigkeit der Adhäsionskraft vom Durchmesser des Indenters dargestellt.

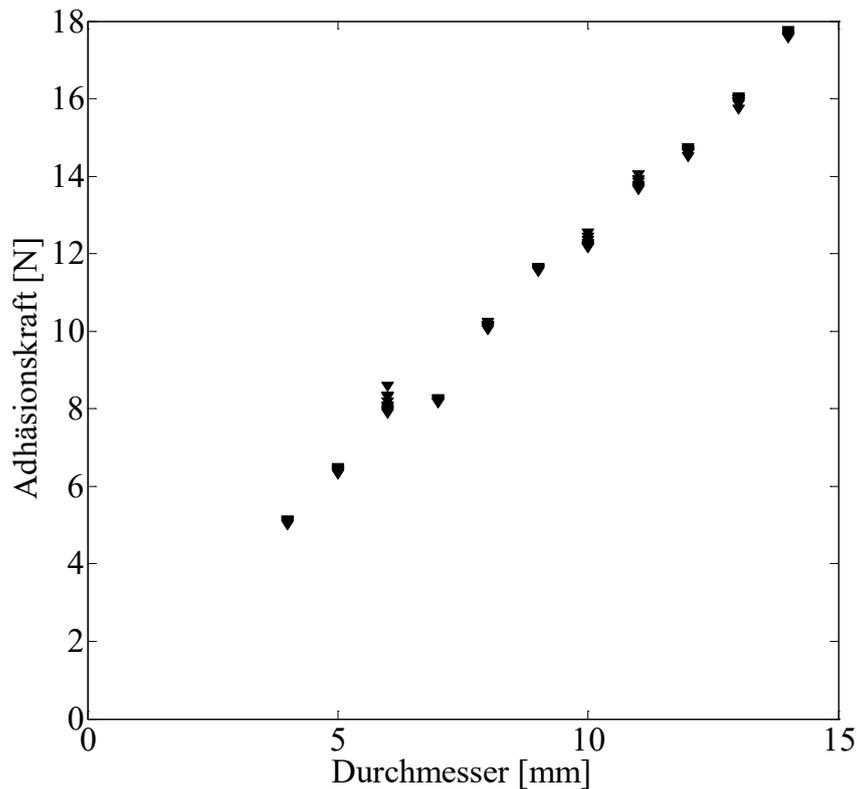


Abbildung 46: Messergebnis zur Bestimmung der Abhängigkeit der Adhäsionskraft vom Kontaktdurchmesser (▼), $R_a = 0,028\ \mu\text{m}$, Versuche je Parametersatz $n=10$, Haltezeit 10 s , Messtemperatur $T = -40^\circ\text{C}$, Variante B.

Durch die Verringerung des Durchmessers des Indenters nimmt die Adhäsionskraft linear ab. Dieses Verhalten konnte ebenfalls bei der Versuchsdurchführung mit der Messapparatur Variante A festgestellt werden.

4 Zusammenfassung

Die vorliegende Forschungsarbeit behandelt zwei Themen aus dem Bereich der Tribologie. In der ersten Studie wurde die Elastomerreibung und in der zweiten die Adhäsion von Elastomeren theoretisch und experimentell erforscht. Die Kontaktpartner für alle experimentellen Untersuchungen waren Polyurethan und Stahl.

Es hat sich gezeigt, dass die aus der empirischen Tribologie bekannten Abhängigkeiten der Elastomerreibung durch das verallgemeinerte Reibgesetz gemäß Gleichung (36) beschreibbar sind. Für die experimentelle Verifizierung dieses Reibgesetzes wurden Messapparaturen (Abbildung 8, Abbildung 22) und Messmethoden (Abbildung 11) entwickelt. Das Ziel der durchgeführten Messungen war es, die Abhängigkeit der Elastomerreibung von der Reibgeschwindigkeit, Temperatur und Eindrücktiefe bzw. von der Normalkraft zu bestimmen. Ein kugelförmiger Indenter wurde definiert in Polyurethan eingedrückt und nach Ablauf einer Haltezeit mit konstanter Geschwindigkeit horizontal verschoben (Abbildung 7). Als Steuerparameter zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten wurde die Eindrücktiefe verwendet. Das hier vorgestellte weggesteuerte Tribometer liefert einen völlig neuen Zugang zur Elastomerreibung.

Aus Abbildung 12 bis Abbildung 15 ist ersichtlich, dass mit steigender Eindrücktiefe der Reibungskoeffizient kleiner wird und mit steigender Reibgeschwindigkeit anwächst. Diese Tatsachen sind in dem vorgeschlagenen Reibgesetzes (Gleichung (36)) berücksichtigt. Bei Elastomeren nimmt mit steigender Temperatur die Viskosität ab, sodass die Reibkraft bzw. die Tangentialkraft kleiner wird. Die Normalkraft nimmt allerdings für eine konstante Eindrücktiefe mit steigender Temperatur ebenfalls ab, sodass der Reibungskoeffizient insgesamt größer wird (Abbildung 16).

Um diesen nicht trivialen Zusammenhang auf Richtigkeit zu überprüfen, wurde ein allgemeines Masterkurvenverfahren gemäß der Gleichung (38) entwickelt. Hierbei werden zuerst Teilkurven ermittelt (Abbildung 17), welche den Reibkoeffizienten in Abhängigkeit von der Reibgeschwindigkeit und Eindrücktiefe bei verschiedenen Temperaturen darstellen. Durch horizontale Verschiebung (Gleichung (47)) und vertikale Verschiebungen

(Gleichung (46)), die von der Eindrücktiefe abhängen, ergeben sich Teilkurven für eine festgelegte Eindrücktiefe bei verschiedenen Temperaturen. Im Anschluss werden diese durch eine horizontale Verschiebung in Abhängigkeit der Temperatur (Gleichung (47)) zu einer gemeinsamen Masterkurve (Abbildung 19) überlagert. Eine durch Parameteroptimierung an die Messwerte angepasste Modellfunktion ergibt dann eine praktisch verwendbare Masterkurve.

Die Messung der Adhäsionskraft zwischen Polyurethan und verschieden geformten Indentern aus Stahl hat gezeigt, dass die gängigen Adhäsionstheorien bei der Interpretation der Messergebnisse versagen. In unserem Fall konnte das gemessene Adhäsionsverhalten vollständig unter Verwendung eines deformationsgesteuerten Bruchkriteriums (Gleichung (76)) beschrieben werden. Zur Messung der Adhäsionskraft wurden zwei verschiedene Messapparaturen entwickelt und gebaut. Die Variante A wird in Abbildung 31 und die Variante B in Abbildung 35 dargestellt.

Mit der Variante A wurde die Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Normalkraft untersucht. Hierzu wurde ein zylindrischer Indenter in das Elastomer gedrückt und nach dem Ablauf einer Haltezeit abgezogen. Das Ergebnis dieser Messung wird in der Abbildung 38 dargestellt. Hier zeigte sich entsprechend der viskoelastischen Adhäsionstheorie eine Unabhängigkeit der Adhäsionskraft von der Normalkraft (Seite 60). Voraussetzung hierfür ist, dass die Haltezeit des eingedrückten Indenters ausreichend lang ist, sodass keine Relaxationsprozesse mehr stattfinden und das Material mit einer konstanten Kraft auf den Indenter wirkt. Des Weiteren muss die reale Kontaktlänge von der gleichen Größenordnung wie der makroskopische Durchmesser (Gleichung (107)) sein, sodass die Oberflächenrauheit des Indenters keinen Einfluss auf das Abzugsverhalten hat.

Zur Bestimmung der Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Haltezeit wurde ein zylindrischer Indenter auf das Elastomer abgesetzt, eingedrückt und nach unterschiedlich langen Haltezeiten abgezogen. Diese Messung wurde mit der Variante A der Messapparatur durchgeführt. In der Abbildung 39 wird dieses Ergebnis dargestellt. Für den gewählten Radius des zylindrischen Indenters hat sich keine Abhängigkeit von der Haltezeit gezeigt. Die in dieser Arbeit vorgeschlagene Gleichung (96) zur Beschreibung der Adhäsionskraft zwischen Polyurethan und Stahl enthält keine zeitabhängigen Größen, unter der Voraussetzung, dass die Adhäsionskraft nicht von der Normalkraft abhängt.

Die Versuche zur Bestimmung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Adhäsionskraft wurden mit der Variante A der Messapparatur durchgeführt (Abbildung 40). Hierzu wurden zylindrische Indenter mit einer konstanten Kraft in das Elastomer eingedrückt und nach einer Haltezeit mit verschiedenen Geschwindigkeiten abgezogen. Hier konnte eine lineare Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Abzugsgeschwindigkeit festgestellt werden. Dieser lineare Zusammenhang lässt sich mit Gleichung (76) beschreiben.

Der Einfluss des Kontaktradius auf die Adhäsionskraft wurde für glatte zylindrische Indenter mit der Variante A der Messapparatur (Abbildung 41) und für verschiedene raue zylindrische Indenter mit der Variante B (Abbildung 46) untersucht. In beiden Fällen zeigte sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Adhäsionskraft und dem Kontaktradius. Diese Linearität zwischen Adhäsionskraft und Kontaktradius ist in Gleichung (96) erfasst. Dies steht im Gegensatz zur JKR-Theorie, welche von einer nichtlinearen Abhängigkeit der Adhäsionskraft vom Kontaktradius $F_A \sim a^{3/2}$ ausgeht.

Für die experimentelle Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Adhäsionskraft wurden Versuche mit der Variante A der Messapparatur durchgeführt. Hierzu wurden verschieden große zylindrische Indenter bei unterschiedlichen Temperaturen vom Elastomer abgezogen (Abbildung 41). Temperatureffekte wurden durch eine temperaturabhängige Viskosität (Gleichung (103)) unter Zuhilfenahme der ANDRADE'schen Gleichung berücksichtigt. Um den Einfluss der Temperatur im Bereich $[-40^\circ\text{C} \dots 20^\circ\text{C}]$ auf das Adhäsionsverhalten zu beschreiben, hat sich Gleichung (105) als zielführend erwiesen.

Das Elastomer bzw. seine Rheologie während des Abzugsvorgangs kann näherungsweise als Newtonsches Fluid mit der Viskosität η beschrieben werden. Anschaulich bedeutet dies, dass sich das Elastomer in Bezug auf sein Adhäsionsverhalten wie eine Flüssigkeit verhält. Wird ein zylindrischer Indenter auf ein Elastomer bzw. eine Flüssigkeit abgesetzt, wächst die Kraft, welche für das Abreißen des Indenters von der Oberfläche nötig ist, mit dem Radius, der Geschwindigkeit und der Viskosität an. Es hat sich gezeigt, dass die in dieser Arbeit vorgestellte Theorie sich sehr gut für die Beschreibung der viskoelastischen Adhäsionsmechanik und deren Abhängigkeiten eignet. Auf Grund der Tatsache, dass bisher nur die Kombination Polyurethan / Stahl untersucht wurde, kann zu diesem Zeitpunkt noch nicht von einem allgemeinen Gesetz ausgegangen werden, sodass im Ausblick ausdrücklich auf die Weiterführung dieser Forschung hingewiesen wird.

5 Ausblick

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen haben interessante Ergebnisse geliefert und neuartige Versuchsapparaturen wurden entwickelt und gebaut, sodass eine Weiterführung dieser Arbeit lohnenswert wäre.

Für die durchgeführten Untersuchungen der Elastomerreibung wurde ein Indenter mit dem Radius 6 mm verwendet. Die experimentelle Untersuchung unter Wahrung der Halbraumtheorie könnte das Ergebnis erheblich verbessern. Hier wären Versuche mit kleineren Indentern und dickeren Elastomeren denkbar. Ebenfalls wäre eine Untersuchung der Kontaktkonfiguration in Abhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Relaxationszeit interessant. Es kann davon ausgegangen werden, dass wenn der letzte Kontaktpunkt im Auslauf und die maximale Eindringtiefe zusammenfallen, der Einfluss der Adhäsion geringer wird. Hier wäre ein vorgegebener Gültigkeitsbereich der Reibgeschwindigkeit für das Masterkurvenverfahren denkbar. Ein weiterer Schritt zur vollständigen Beschreibung der physikalischen Vorgänge wäre die erfolgreiche Transformation zwischen den beiden Masterkurvenarten. Hier könnte die Berücksichtigung der Temperatur im Kontaktgebiet ein Schritt in diese Richtung sein.

Die von uns betrachtete Adhäsionsmechanik von viskoelastischen Medien hat gezeigt, dass die durchgeführten Messungen mit einem Deformationskriterium hervorragend zu beschreiben sind. Es wäre interessant, diese Messungen für eine größere Anzahl verschiedener Elastomere durchzuführen. Hier sollte der Frage nachgegangen werden, ob die verschiedenen Fälle, die im Buch zur Methode der Dimensionsreduktion diskutiert werden, messtechnisch erfassbar sind (Popov & Heß, 2013, S. 139).

Ein nächster Arbeitsschritt wäre die Simulation des viskoelastischen adhäsiven Kontakts mittels der Methode der Dimensionsreduktion. Alle hierzu nötigen Systemparameter wurden in den durchgeführten Experimenten extrahiert und stehen für weitere Untersuchungen zur Verfügung. Das Ergebnis dieser Simulation könnte mit den Ergebnissen der gängigen numerischen Simulationsmethoden verglichen werden.

Literaturverzeichnis

- Amontons, G. (1699). De la resistance cause'e dans les machines, tant par let frottements des parties qui les component, que par la roideur des cordes qu'on y employe, et la maniere de calculer l'un et l'autre. *Mem. l'Academie R.*
- Archard, J. F. (1957). Elastic Deformation and the Laws of Friction. *Proc. R. Soc. London A 243*, S. 190-205.
- Argatov, I. I., & Sabina, F. J. (2012). Spherical indentation of a transversely isotropic elastic half-space reinforced with a thin layer. *International Journal of Engineering Science*, 50, S. 132-143.
- Ashby, M. F., & Jones, D. R. (2006). *Werkstoffe 2: Metalle, Keramiken und Gläser, Kunststoffe und Verbundwerkstoffe*. Heidelberg: Springer Spektrum.
- Bergmann, W., Leyens, C., & Fleck, C. (2013). *Werkstofftechnik I*. München: Hanser Verlag.
- Böge, W., & Pläßmann, W. (2004). *Handbuch Elektrotechnik: Grundlagen und Anwendungen für Elektrotechniker*. Wiesbaden: Vieweg.
- Bowden, F. P., & Tabor, D. (1986). *The Friction and Lubrication of Solids*. Clarendon Press.
- Bradley, R. S. (1932). *Philosophical Magazine* 13, S. 583.
- Cattaneo, C. (1935). Sul conatatto di due corpi elastici: distribuzione locale degli sforzi (On a contact of two elastic bodies: the distribution of local stresses). *Rendiconti dell'Accademia Nazionale dei lincei*, S. 342-348, 434-436, 474-478.
- Coulomb, C. A. (1781). *Theorie des machines simple*. Bachelier.

- da Costa Andrade, E. N. (1934). A Theory of the Viscosity of Liquids.-Part I. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 17(112), 497-511.
- Derjaguin, B. V., Müller, V. M., & Toporov, Y. P. (1975). Effect of Contact Deformations on the Adhesion of Particles. *Journal of Colloid and Interface Science Vol. 53, (2)*, S. 314-326.
- Dimaki, A. V., & Popov, V. L. (2015). Coefficient of friction between a right conical indenter and a model elastomere: influence of local frictional heating. *Physical Mesomechanics*, S. 75-80.
- Dimaki, A. V., & Popov, V. L. (2015). Coefficient of Friction between a Rigid Conical Indenter and a Model Elastomer: Influence of Local Frictional Heating. *Physical Mesomechanics, Vol 18*, S. 75-80.
- Elias, H. G. (2001). *Makromoleküle: Industrielle Polymere und Synthesen*. Weinheim: Wiley-vch.
- Freitag, E. (1987). Tribotechnische Untersuchungen von NBR-Dichtungskautschuk auf ausgewählten, mit Haftschrift versehenen. *Erfurt, Päd. Hochsch., Diss.,*
- Gao, H. J., Chiu, C. H., & Lee, J. (1992). Elastic contact versus indentation modeling of multi-layered materials. *International Journal of Solids and Structures*, 29, S. 2471-2492.
- Geyer, W. (1971). Beitrag zur Gummireibung auf trockenen und insbesondere. *München, Techn. Univ., Diss.,*
- Gohl, W., & Spies, K. H. (2003). *Elastomere - Dicht- und Konstruktionswerkstoffe*. Esslingen: expert .
- Graf von Seherr-Thoss, H.-C., Schmelz, F., & Aucktor, E. (2002). *Gelenke und Gelenkwellen: Berechnung, Gestaltung, Anwendungen*. Heidelberg: Springer.
- Grellmann, W., & Seidler, S. (2011). *Kunststoffprüfung*. München: Hanser.
- Griffith, A. A. (1921). The phenomena of rupture and flow in solid. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A 221*, S. 163-198.
-

- Grosch, K. A. (1963). The relation between the friction and visco-elastic properties of rubber. *Proceedings of the Royal Society*, 21, S. A2 74.
- Grzempa, B., Pohrt, R., Teidelt, E., & Popov, V. L. (2014). Maximum micro-slip in tangential contact of randomly rough self-affine surfaces. *Wear*, 309, S. 256-258.
- Heipl, O. P. (2013). Experimentelle und numerische Modellbildung zur Bestimmung der Reibkraft translatorischer Dichtungen. *Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, Diss.*
- Heise, R. (2015). Flash Temperatures Generated by Friction of a Viskoelastic Body. *Facta Universitatis, Series: Mechanical Engineerin*, 13, S. 47-65.
- Heß, M. (2011). *Über die exakte Abbildung ausgewählter dreidimensionaler Kontakte auf Systeme mit niedrigerer räumlicher Dimension*. Göttingen: Cuvillier Verlag.
- Heß, M. (2012). On the reduction method of dimensionality: The exact mapping of axisymmetric contact problems with and without adhesion. *Physical Mesomechanics* 15., S. 264-269.
- Hornbogen, E. (1973). *Werkstoffe*. Berlin, Heidelberg: Springer.
- Johnson, K. L., & Greenwood, J. A. (1997). An Adhesion Map for the Contact of Elastic Spheres. *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol 192, (2), S. 326-333.
- Johnson, K. L., Kendall, K., & Roberts, A. D. (1971). Surface Energy and the Contact of Elastic Solid. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 324, No. 1558, S. 301-313.
- Kolew, A. (2012). *Heißprägen von Verbundfolien für mikrofluidische Anwendungen*. Karlsruhe: KIT Scientific Publishing.
- Kröger, M. (2004). Rauheitseinfluss auf die Adhäsion von Elastomeren. *PAMM, Proc. Appl. Math. Mech*, S. 99-100.
- Kürschner, S., & Popov, V. L. (2013). Penetration of self-affine fractal rough rigid bodies into a model elastomer having a linear viscous rheology. *Physical Review E*. 87, S. 132-143.

- Kusche, S. (2015). Applying the method of dimensionality reduction to calculate the friction force between a rotationally symmetric indenter and a viscoelastic half-space. *Physical Mesomechanics (in process)* .
- Lee, E. H. (1955). Stress analysis in viscoelastic bodies. *Quarterly of applied mathematics*, 13, S. 183-190.
- Lorenz, B. (2012). Contact Mechanics and Friction of Elastic Solids on Hard and Rough Substrates. *Aachen, Techn. Hochsch., Diss.*
- Maugis, D. (2000). *Contact Adhesion and Rupture of Elastic Solids*. Berlin Heidelberg: Springer.
- Mindlin, R. D. (1949). Compliance of elastic bodies in contact. *American Society of Mechanical Engineers (ASME) Journal of Applied Mechanics*, 16, S. 259-262.
- Nasdala. (1954). *FEM-Formelsammlung Statik und Dynamik*. Wiesbaden: Springer Vieweg.
- Parthier, R. (2001). *Messtechnik*. Braunschweig: Viewegs .
- Person, B. N. (1999). *Sliding friction: Physical Principles and Applications*. Berlin: Springer.
- Popov, V. L. (2010). *Kontaktmechanik und Reibung, Von der Nanotribologie bis zur Erdbebendynamik, Auflage 2*. Springer.
- Popov, V. L. (2012). Basic ideas and applications of the method of reduction of dimensionality in contact mechanics. *Physikal Mesomechanics, Vol.15(N.5-6)*, 254-263.
- Popov, V. L. (2013). Methode of dimensionality reduction in contact mechanics: heterogeneous systems. *Physical Mesomechanics*, 16, S. 97-104.
- Popov, V. L. (2015). What does friction really depend on? (Robust governing parameters in contact mechanics and friction). *Physikal Mesomechanics*, S. 5-11.
- Popov, V. L. (2015). What does friction really depend on? Robust governing parameters in contact mechanics and friction. *Physical Mesomechanics, Vol 18, N. 4*, S. 5-11.
-

- Popov, V. L., & Heß, M. (2013). *Methode der Dimensionsreduktion in Kontaktmechanik und Reibung. Eine Berechnungsmethode im Mikro- und Makrobereich*. Berlin: Springer.
- Popov, V. L., & Hess, M. (2014). Method of dimensionality reduction in contact mechanics and friction: a user handbook. I. Axially-symmetric contacts. *Facta Universitatis Mechanical Engineering*, 12, S. 1-14.
- Popov, V. L., Voll, L., Li, Q., Chai, S. C., & Popov, M. (2014). Generalized law of friction between elastomers and differently shaped rough bodies. *Scientific Reports* 4,, S. Article number: 3750.
- Popov, V., Voll, L., Kusche, S., Li, Q., & Rozhkova, S. (2016). Generalized master curve procedure for elastomer friction taking into account dependencies on velocity, temperature and normal force. *arXiv:1604.03407 [cond-mat.mtrl-sci]*.
- Prandtl, L. (1933). *J. Appl. Math. Mech.* 13, S. 129-133.
- Radok, J. R. (1957). Visco-elastic stress analysis. *Quarterly of Applied Mathematics*, 15(2), 198.
- Rinnbauer, M. (2006). *Technische Elastomerwerkstoffe*. München: Verlag Moderne Industrie.
- Rösler, J., Harders, H., & Bäker, M. (2008). *Mechanisches Verhalten der Werkstoffe* . Wiesbaden: Vieweg + Teubner.
- Schrage, I. (1981). *Reibungsverhalten elastomerer Lagerwerkstoffe*. Opladen: Westdeutscher Verlag.
- Tabor, D. (1977). Surface forces and surface interactions. *Journal of Colloid and Interface Science*, Vol 58, (1), S. 2-13.
- Voll, L. B. (2015). Experimental Investigation of the Adhesive Contact with Elastomers: Effect of Surface Roughness. *Facta Universitatis, Mechanical Engineering*, Vol. 13, 1, S. 33-38.
- Voll, L. B., & Popov, V. L. (2015). Wovon hängt der Reibungskoeffizient wirklich ab. *Tribologische Fachtagung*, (S. 6 II). Göttingen.
-

Voll, L. B., & Popov, V. L. (2015). Wovon hängt der Reibungskoeffizient wirklich ab? Robuste Steuerparameter in der Kontaktmechanik und in der Reibung von Elastomeren. *GFT*. Göttingen.

Voll, L. V., & Popov, V. L. (2014). Experimental Investigation of the Adhesive Contact of an Elastomer. *Physical Mesomechanics, Vol. 17, 3*, S. 88-91.

Williams, M. L., Landel, R. F., & Ferry, J. D. (July 1955). The Temperature Dependence of Relaxation Mechanisms in Amorphous Polymers and Other Glass-forming Liquids. *Journal of the American Chemical Society*, S. 3701-3707.

Yao, H., & Gao, H. (2006). Optimal shapes for adhesive binding between two elastic bodies. *Journal of Colloid and Interface Science* 298, S. 564-572.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: *Oben:* Schematische Molekularstruktur von Polymeren und deren Einteilung in die verschiedenen Polymergruppen, Vernetzungspunkte sind durch kreisförmige Symbole (●) dargestellt. *Unten:* Üblicher Temperaturbereich (graue Zone), in welchem die verschiedenen Polymere zum Einsatz kommen. 2

Abbildung 2: Temperaturabhängigkeit von Elastomeren. Typischerweise werden Elastomere oberhalb der Glasübergangstemperatur im elastischen Bereich verwendet (Grellmann & Seidler, 2011). 3

Abbildung 3: Reibvorgang bei Elastomeren: Deformation des Kontaktgebietes (rot) und Darstellung der Adhäsion (Pfeile) zwischen den Reibpartnern. 4

Abbildung 4: (a) Kontakt zwischen einem Elastomer und einem kegelförmigen Indenter, welcher mit einer Tangentialgeschwindigkeit v verschoben wird. (b) Rheologisches Modell der viskoelastischen Bettung, welches aus Kelvinkörpern mit einem Diskretisierungsabstand Δx aufgebaut ist. 15

Abbildung 5: Kontakt zwischen einem kugelförmigen Indenter, welcher mit einer Tangentialgeschwindigkeit v verschoben wird. Die Koordinaten der Kontaktränder sind im körperfesten Bezugssystem farblich hervorgehoben (erster Kontakt $\hat{x} = -a_1$ in rot und der letzter Kontakt $\hat{x} = a_2$ in grün). 20

Abbildung 6: Darstellung des Masterkurvenverfahrens in einem Temperaturbereich von $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ - $50\text{ }^{\circ}\text{C}$, fünf Messungen des Speichermoduls (gemessen mit DMA) in einem Frequenzband (grau) bilden durch horizontale Verschiebung eine gemeinsame Kurve bei einer Temperatur von $T_0 = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$. 25

Abbildung 7: Prinzipskizze der Indentierungseinheit, Technische Eckdaten der Kraftmessung und des Piezoverstellers. 28

Abbildung 8: *Links*: Gesamtansicht der Versuchsanordnung mit Thermokamera und Präzisionsversteller zur Steuerung der Eindringtiefe. Direkte Messung der Kontaktkraft mittels Piezokraftsensor am Präzisionsversteller. *Rechts*: Teilausschnitt des kugelförmigen Indenters und der kupferfarbigen Heizungsrohre, Elastomer und Indenter befinden sich im Kontakt. 29

Abbildung 9: *links*: Darstellung der Luftleitbleche zur verbesserten Anströmung und homogeneren Temperaturverteilung. *rechts*: Thermographische Darstellung der Temperaturverteilung, wobei die hellen Bereiche wärmer sind als die dunklen. 30

Abbildung 10: *links*: Normalkraftverlauf (rot) und Reibkraft bzw. Tangentialkraft (blau) über Messdauer; *rechts*: Reibungskoeffizient (magenta) über Messdauer. 32

Abbildung 12: Ablaufplan der Versuchsdurchführung zur Elastomerreibung, die Referenzposition wurde nach 6 Messungen neu eingestellt, für eine feste Geschwindigkeit wurden alle Temperaturen untersucht. 33

Abbildung 12: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Eindringtiefe d und der Reibgeschwindigkeit v , (\bullet , \bullet). Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Proben temperatur $T = 30^\circ C$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu m$. 34

Abbildung 13: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Eindringtiefe d und der Reibgeschwindigkeit v , (\bullet , \bullet). Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Proben temperatur $T = 40^\circ C$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu m$. 35

Abbildung 14: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Eindringtiefe d und der Reibgeschwindigkeit v , (\bullet , \bullet). Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Proben temperatur $T = 50^\circ C$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu m$. 36

Abbildung 15: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Eindringtiefe d und der Reibgeschwindigkeit v , (\bullet , \bullet). Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen,

Probentemperatur $T = 60^\circ\text{C}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu\text{m}$. 37

Abbildung 16: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , (\bullet , \blacksquare , \blacktriangledown , \blacktriangle) Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,1\text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu\text{m}$. 39

Abbildung 17: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , (\bullet , \blacksquare , \blacktriangledown , \blacktriangle). Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,8\text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu\text{m}$. 40

Abbildung 18: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur ($\blacklozenge T = 30^\circ\text{C}$, $\blacksquare T = 40^\circ\text{C}$, $\bullet T = 50^\circ\text{C}$, $\blacktriangle T = 60^\circ\text{C}$) und der Reibgeschwindigkeit v . Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6\text{ mm}$) mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu\text{m}$. 41

Abbildung 19: Reibmasterkurve für eine Eindrücktiefe von $d = 0,1\ \mu\text{m}$ und einer Temperatur von $T = 30^\circ\text{C}$. Kugelförmiger Indenter mit dem Radius $R = 6\text{ mm}$ mit einer mittleren Rauheit $R_a = 0,02\ \mu\text{m}$. Die grüne Kurve ist eine angepasste Modellkurve. 42

Abbildung 20: Verschiebungsfunktion A und B bezüglich der Referenz-Eindrücktiefe von $0,1\text{ mm}$. 43

Abbildung 21: Verschiebungsfunktion C bezüglich der Referenz-Temperatur von 30°C . 44

Abbildung 22: *links*: makroskopischer Abzugsvorgang eines zylindrischen Indenters, *rechts*: modellhafte molekulare Struktur, welche sich aus Monomeren aufbaut. 55

Abbildung 23: Schematische Darstellung des molekularen Radius b und des Deformationsverhaltens eines kontaktierten Moleküls. *links*: kontaktierte Moleküle, die Bruchzone wird als roter Pfeil dargestellt, senkrecht zum Bruchverlauf verschiebt sich die

- Bruchzone vertikal um b_{\perp} , *rechts*: kritische Verschiebung b_c bevor das Molekül sich vom Indenter losreißt. 58
- Abbildung 24: Standardmodell oder auch 3-Parametermodell zur materiellen Beschreibung von Elastomeren. 62
- Abbildung 25: Schematische Darstellung der realen Kontaktlänge, welche sich aus der Summe der einzelnen Durchmesser der Asperiten ergibt. 66
- Abbildung 26: Prinzipskizze der Messapparatur Variante A zur Messung der Adhäsionskraft. Die Kühlvorrichtung ist nicht dargestellt. 68
- Abbildung 27: Versuchsapparatur Variante A, Schrittmotor befindet sich unter der roten Abdeckung, in der Prüfkammer befindet sich die Materialprobe (rot) und ein zylindrischer Indenter mit dem Radius $1,5\text{ mm}$. Die Schaumstoffisolierung und heiz/kühl-Röhren sind ebenfalls sichtbar. Der einstellbare Temperaturbereich reicht von ca. -80 °C bis 80 °C , Kühlung erfolgt durch gasförmigen Stickstoff, welcher über ein Rohrleitungssystem um den Probenhalter geführt und direkt in die Prüfkammer eingeleitet wird. 69
- Abbildung 28: *links oben*: Materialprobe aus Polyurethan auf Trägerplatte. *rechts oben*: Prinzipskizze der eingelegten Materialprobe. *links u. rechts unten*: spitzengelagerte kardanische Aufhängung zur horizontalen Ausrichtung der Materialprobe; der Schwerpunkt muss unterhalb der Drehachsen liegen (Graf von Seherr-Thoss, Schmelz, & Aucktor, 2002); die Lagerung wird direkt an der Kraftmessung befestigt und verwendet (siehe Anhang A3) 70
- Abbildung 29: Beispielmessung mit Variante A, Normalkraftverlauf während einer Versuchsdurchführung, Normalkraft 20 N , zylindrischer Indenter und Elastomer. 71
- Abbildung 30: *Links*: Prinzipskizze der Messapparatur Variante B zu Messung der Adhäsionskraft. *Rechts*: Vergrößerte Darstellung des Probenhalters zur Ausrichtung und zur Arretierung der Materialprobe. 73
- Abbildung 31: Versuchsapparatur Variante B, geöffnete Prüfkammer mit eingelegter Materialprobe, Hubeinheit bestückt mit einem zylindrischen Indenter mit dem Radius $2,5\text{ mm}$, der Indenter und die Materialprobe befinden sich im Kontakt. Der einstellbare

Temperaturbereich reicht von ca. $-80\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $80\text{ }^{\circ}\text{C}$, Kühlung erfolgt durch gasförmigen Stickstoff, welcher über ein Rohrleitungssystem um den Probenhalter geführt und direkt in die Prüfkammer eingeleitet wird. 74

Abbildung 32: Beispielmessung mit Variante B, Normalkraftverlauf während einer Versuchsdurchführung, Normalkraft 10 N , zylindrischer Indenter und Elastomer. 75

Abbildung 34: Ablaufplan der Versuchsdurchführung zur Adhäsionsmessung, (gleich für Variante A und Variante B der Messapparatur), die Anzahl der Versuche pro Parameterkombination wurde bei Variante B auf 10 Einzelmessungen erhöht. 76

Abbildung 34: Messergebnis zur Bestimmung der Normalkraftabhängigkeit der Adhäsionskraft. Mittlerer Messwert \blacktriangledown ($n=6$), Haltezeit 10 s , zylindrischer Indenter mit dem Radius $a = 5\text{ mm}$, Messtemperatur $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, Abzugsgeschwindigkeit $2,5\text{ mm/s}$, Variante A. 77

Abbildung 35: Messergebnis zur Bestimmung der Kontaktzeitabhängigkeit der Adhäsionskraft. Mittlerer Messwert \blacktriangledown ($n=6$), Normalkraft $N = 20\text{ N}$, zylindrischer Indenter mit dem Radius $a = 5\text{ mm}$, Messtemperatur $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, Abzugsgeschwindigkeit 7 mm/s , Variante A. 78

Abbildung 36: Messergebnis zur Bestimmung der Geschwindigkeitsabhängigkeit der Adhäsionskraft. Mittlerer Messwert ($n=6$) mit Darstellung der Standardabweichung, Normalkraft 20 N , zylindrischer Indenter mit dem Radius $a = 5\text{ mm}$, Messtemperatur $T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, Haltezeit 10 s , Variante A. 79

Abbildung 37: Messergebnis zur Bestimmung der Adhäsionskraft in Abhängigkeit von der Temperatur $T = [20\text{ }^{\circ}\text{C}, 0\text{ }^{\circ}\text{C}, -20\text{ }^{\circ}\text{C}, -40\text{ }^{\circ}\text{C}]$ und vom Radius $a = [1\text{ mm}, \dots, 5\text{ mm}]$ der zylindrischen Indenter. Mittlerer Messwert ($n=10$) mit Messfehler, Normalkraft 20 N , Haltezeit 10 s , Variante A. 81

Abbildung 38: Abhängigkeit der logarithmischen Viskosität von der reziproken absoluten Temperatur. 82

Abbildung 39: Messergebnis zur Bestimmung der Abhängigkeit der Adhäsionskraft von der Normalkraft und der Oberflächenrauheit, (\square) $R_a = 0,028 \mu m$, (\bullet) $R_a = 0,26 \mu m$; (Δ) $R_a = 2,73 \mu m$, Versuche je Parametersatz $n=10$, Haltezeit $10 s$, zylindrische Indenter mit dem Radius $a = 7 mm$, Messtemperatur $T = 0^\circ C$, Variante B. 83

Abbildung 40: Schematische Darstellung der Verschiebung des Indenters bis zum Abreißen, von der Belastung unabhängige kritische Verschiebung u_A . 84

Abbildung 41: Messergebnis zur Bestimmung der kritischen Verschiebung aus der gesamten Verschiebung des Indenters, (\square) $R_a = 0,028 \mu m$, (\bullet) $R_a = 0,26 \mu m$; (Δ) $R_a = 2,73 \mu m$, Versuche je Parametersatz $n=10$, Haltezeit $10 s$, zylindrische Indenter mit dem Radius $a = 7 mm$, Messtemperatur $T = 0^\circ C$, Variante B. 85

Abbildung 42: Messergebnis zur Bestimmung der Abhängigkeit der Adhäsionskraft vom Kontaktdurchmesser (\blacktriangledown), $R_a = 0,028 \mu m$, Versuche je Parametersatz $n=10$, Haltezeit $10 s$, Messtemperatur $T = -40^\circ C$, Variante B. 86

Abbildung 44: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,2 mm$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 mm$). 107

Abbildung 45: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,3 mm$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 mm$). 108

Abbildung 46: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,4 mm$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 mm$). 108

Abbildung 47: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,5 mm$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 mm$). 109

- Abbildung 48: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,6 \text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 \text{ mm}$). 109
- Abbildung 49: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,7 \text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 \text{ mm}$). 110
- Abbildung 50: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Anhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Eindrücktiefe bei einer Temperatur von $T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$. 111
- Abbildung 51: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Anhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Eindrücktiefe bei einer Temperatur von $T = 40 \text{ }^\circ\text{C}$. 111
- Abbildung 52: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Anhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Eindrücktiefe bei einer Temperatur von $T = 50 \text{ }^\circ\text{C}$. 112
- Abbildung 53: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Anhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Eindrücktiefe bei einer Temperatur von $T = 60 \text{ }^\circ\text{C}$. 112
- Abbildung 54: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Anhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Temperatur bei einer Eindrücktiefe von $d = 0,1 \text{ mm}$. 113
- Abbildung 55: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Anhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Temperatur bei einer Eindrücktiefe von $d = 0,8 \text{ mm}$. 113
- Abbildung 56: Kardanische Lagerung im Einbauzustand, Rohrleitung zur Kühlung der Materialprobe, Bild eines Vorversuches für die Auslegung der Lagerung Variante A der Messapparatur. 114
- Abbildung 57: Induktiver Wegmesser, erfasst direkt den Verschiebungsweg an der Hubeinheit der Variante B der Messapparatur. 114

Anhang

A1. Zusätzliche Messergebnisse zur Bestimmung der Elastomerreibung

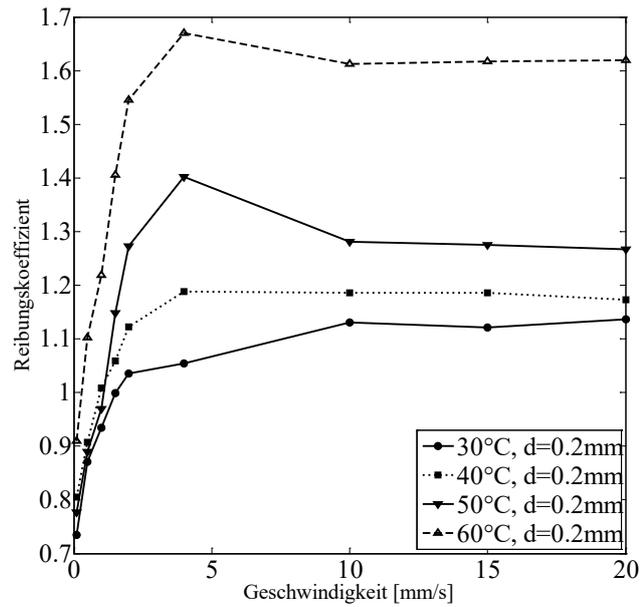


Abbildung 47: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindringtiefe $d = 0,2 \text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 \text{ mm}$).

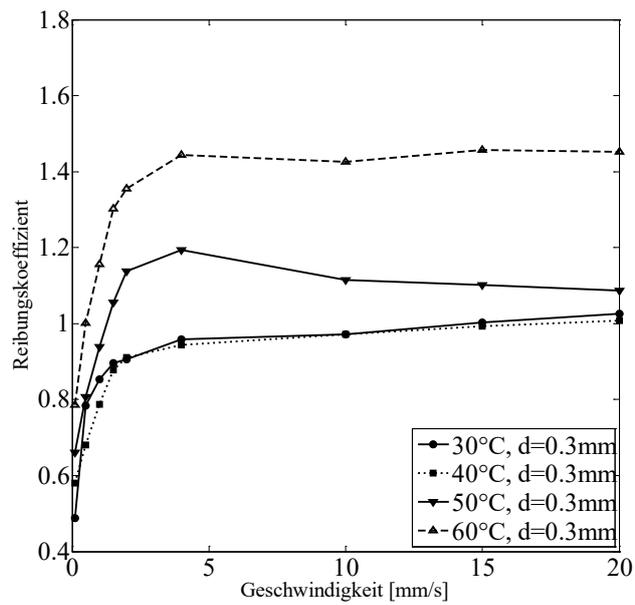


Abbildung 48: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,3 \text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 \text{ mm}$).

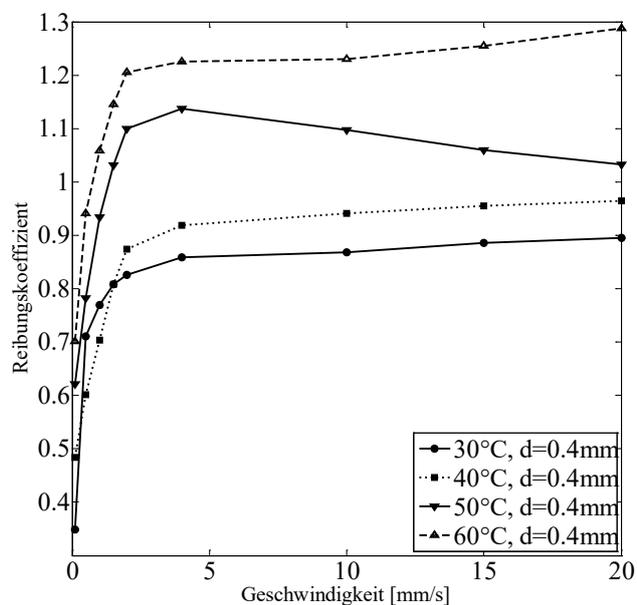


Abbildung 49: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,4 \text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 \text{ mm}$).

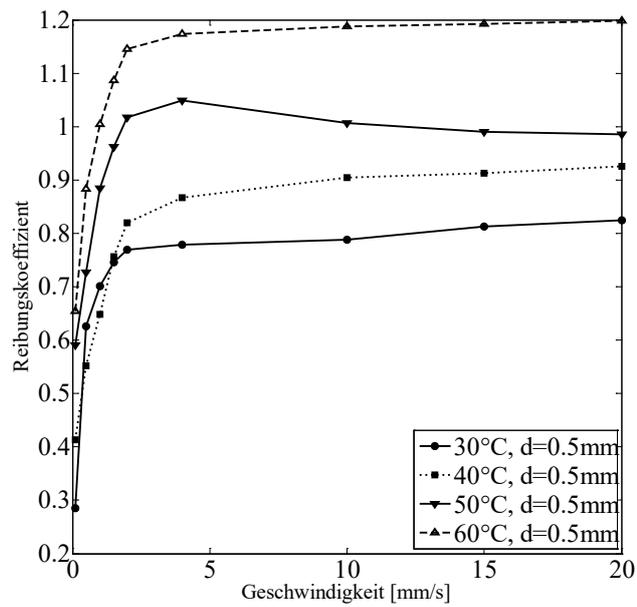


Abbildung 50: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,5 \text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 \text{ mm}$).

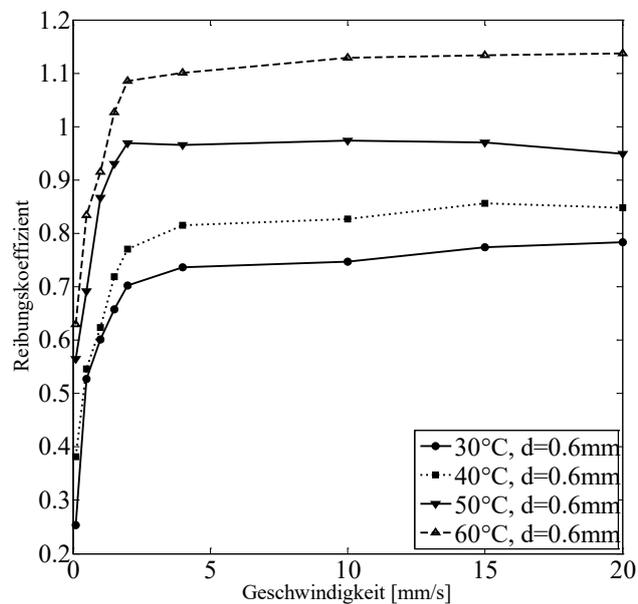


Abbildung 51: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindrücktiefe $d = 0,6 \text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 \text{ mm}$).

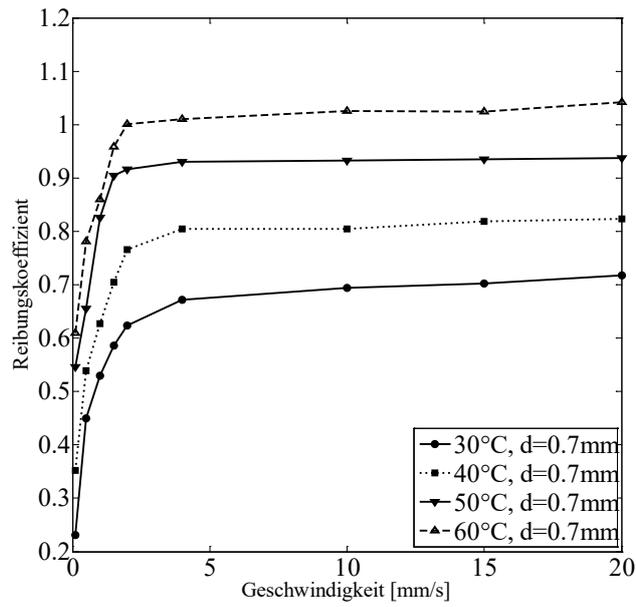


Abbildung 52: Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Temperatur und der Reibgeschwindigkeit v , Mittelwerte aus $n = 6$ Einzelmessungen, Eindringtiefe $d = 0,7 \text{ mm}$, kugelförmiger Indenter aus Stahl ($R = 6 \text{ mm}$).

A2. 3D-Diagramme der Elastomerreibung

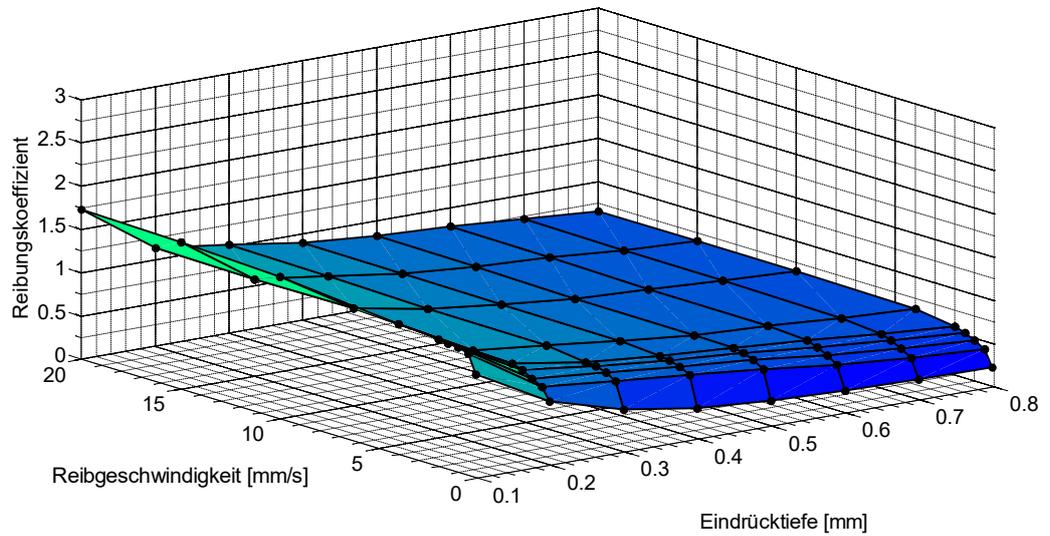


Abbildung 53: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Anhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Eindrücktiefe bei einer Temperatur von $T = 30\text{ }^{\circ}\text{C}$.

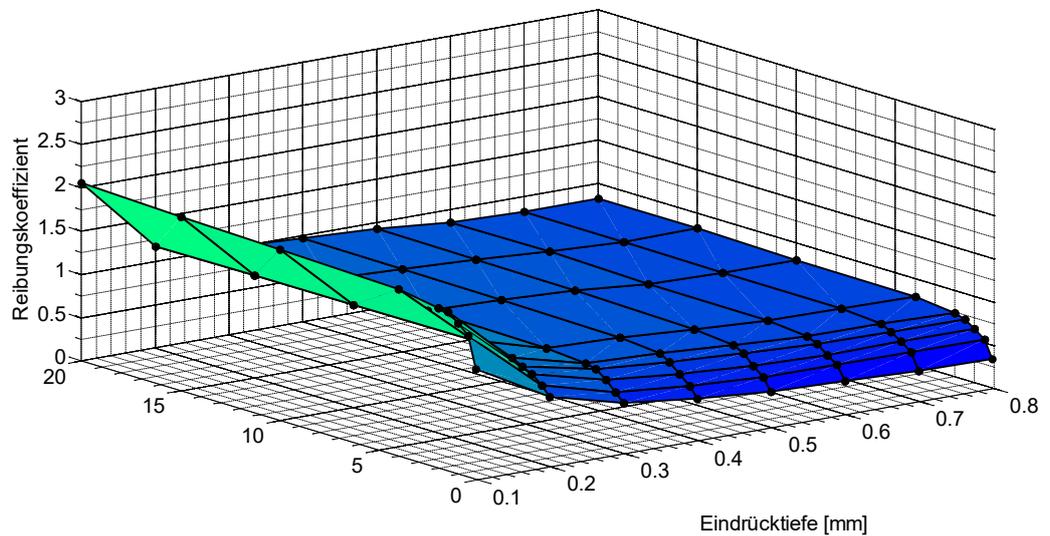


Abbildung 54: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Anhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Eindrücktiefe bei einer Temperatur von $T = 40\text{ }^{\circ}\text{C}$.

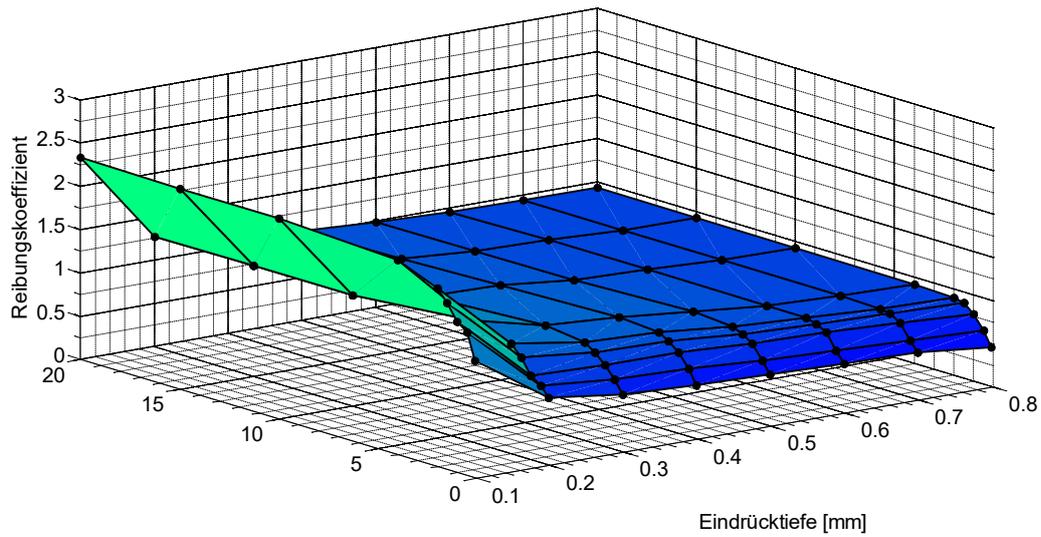


Abbildung 55: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Anhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Eindrücktiefe bei einer Temperatur von $T = 50 \text{ }^\circ\text{C}$.

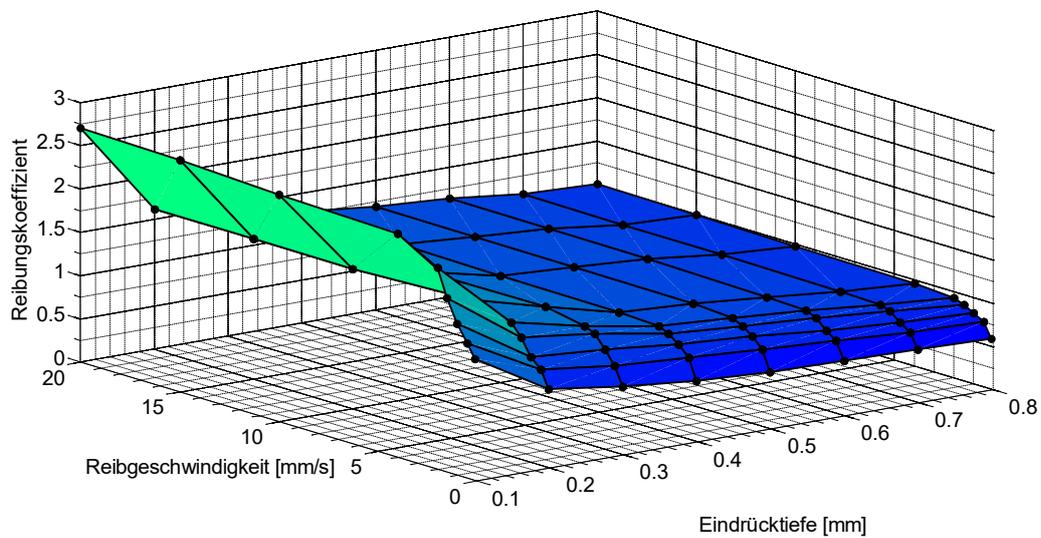


Abbildung 56: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Anhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Eindrücktiefe bei einer Temperatur von $T = 60 \text{ }^\circ\text{C}$.

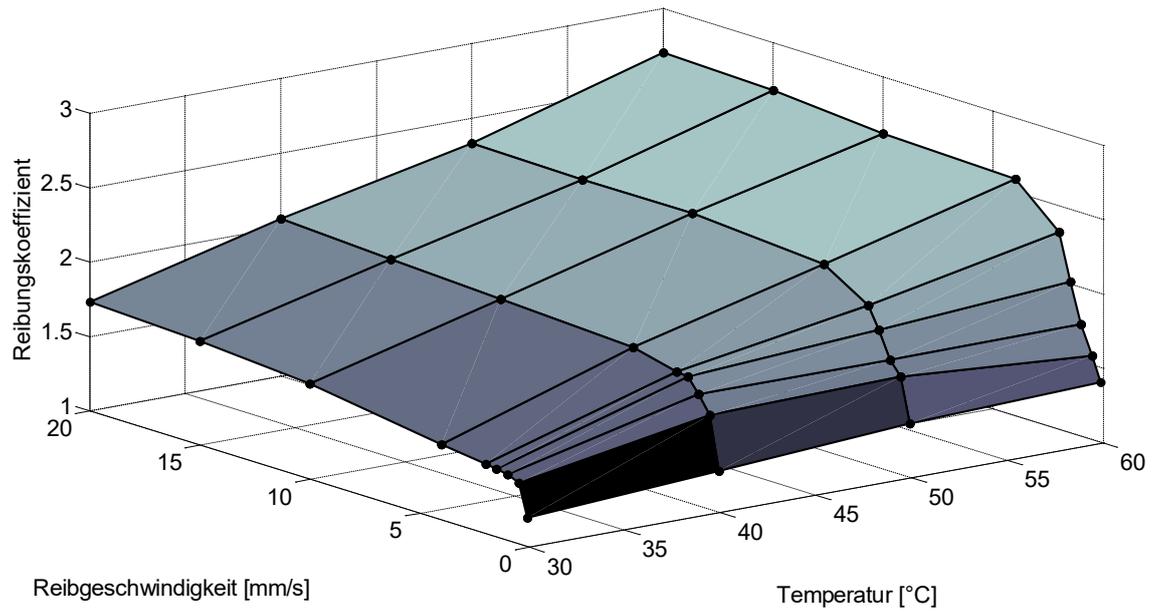


Abbildung 57: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Abhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Temperatur bei einer Eindringtiefe von $d = 0,1 \text{ mm}$.

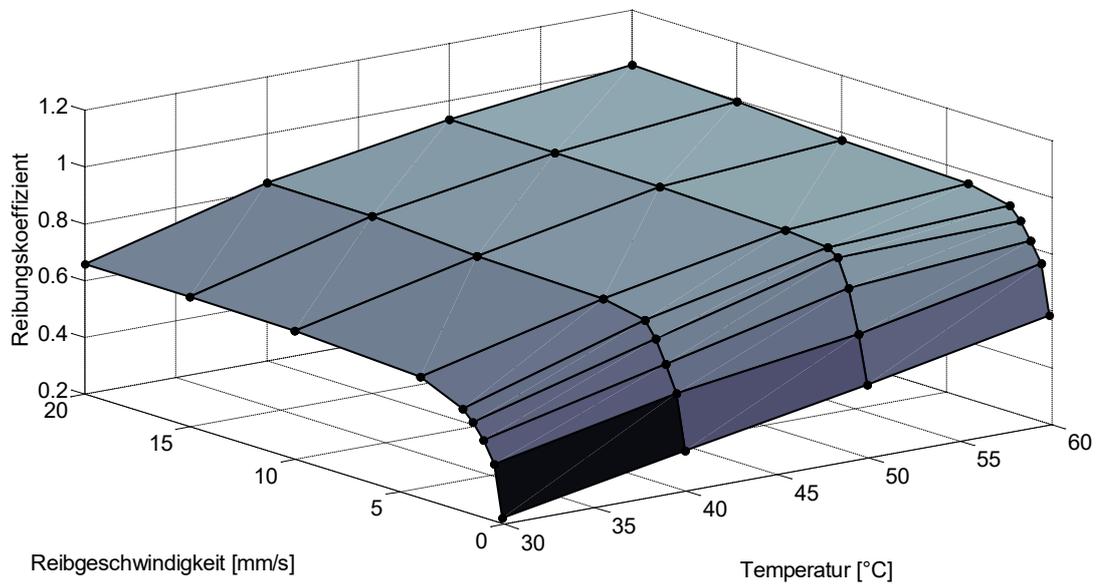


Abbildung 58: 3D-Darstellung des Reibungskoeffizienten in Abhängigkeit der Reibgeschwindigkeit und der Temperatur bei einer Eindringtiefe von $d = 0,8 \text{ mm}$.

A3. Zusätzliche Bilder vom Versuchsaufbau

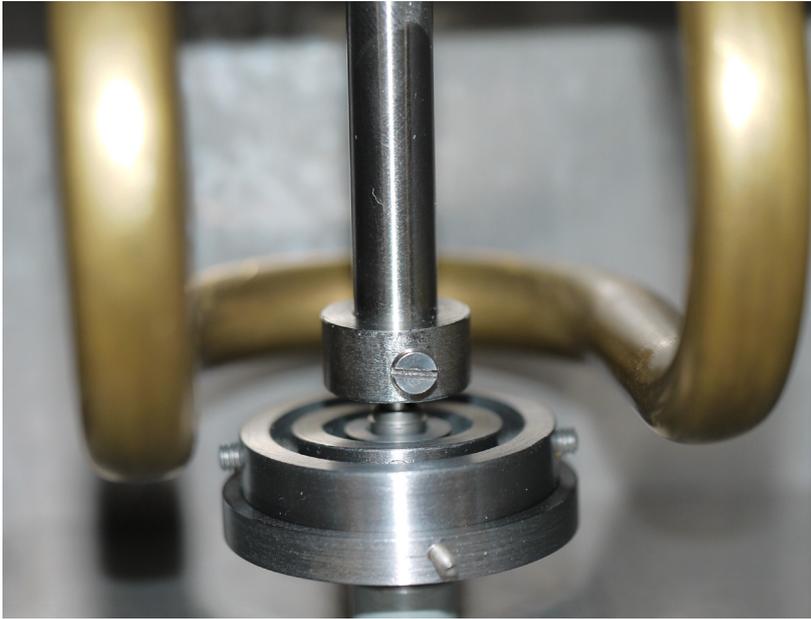


Abbildung 59: Kardanische Lagerung im Einbauzustand, Rohrleitung zur Kühlung der Materialprobe, Bild eines Vorversuchs für die Auslegung der Lagerung Variante A der Messapparatur.

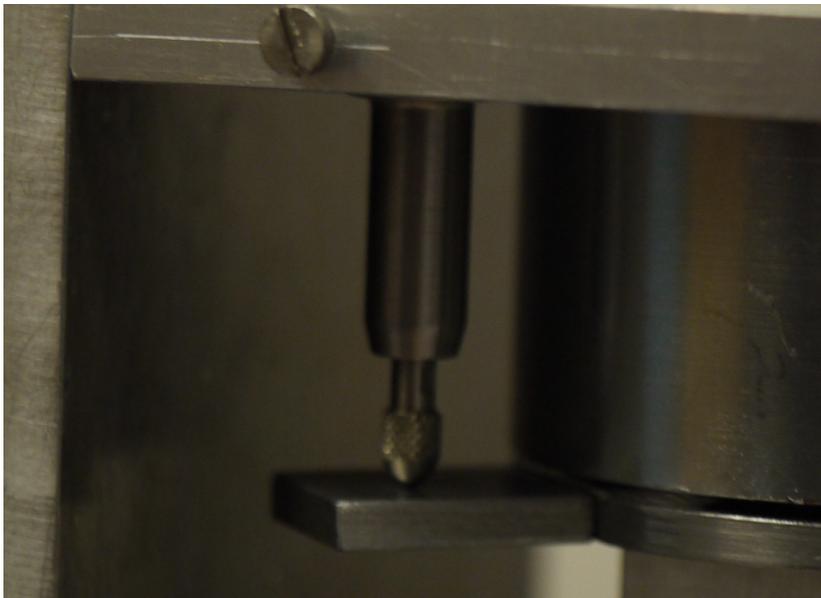


Abbildung 60: Induktiver Wegmesser, erfasst direkt den Verschiebungsweg an der Hubeinheit der Variante B der Messapparatur.

A4. Mikroskopische Aufnahme der Oberfläche des Elastomers

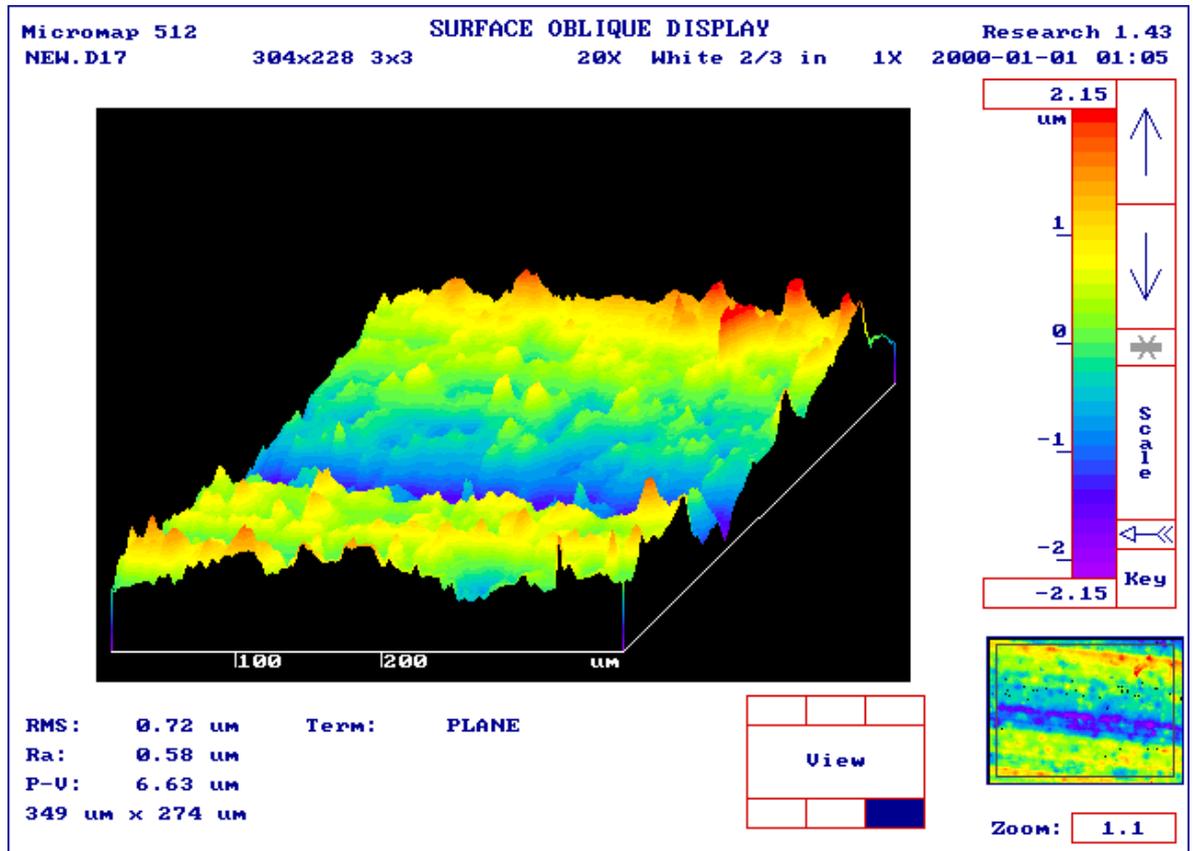


Abbildung 61: Aufnahme mit dem Mikroskope, Oberfläche des Elastomers nach der Versuchsdurchführung, insgesamt wurden 1680 Versuche durchgeführt. Die Furche bildete sich erst bei größeren Normalkräfte aus.-