

Reibung und Gleitverschleiss bei Trockenreibung

Citation for published version (APA):

Dautzenberg, J. H. (1977). *Reibung und Gleitverschleiss bei Trockenreibung*. [, Mechanical Engineering]. Technische Hogeschool Eindhoven. <https://doi.org/10.6100/IR130459>

DOI:

[10.6100/IR130459](https://doi.org/10.6100/IR130459)

Document status and date:

Gepubliceerd: 01/01/1977

Document Version:

Uitgevers PDF, ook bekend als Version of Record

Please check the document version of this publication:

- A submitted manuscript is the version of the article upon submission and before peer-review. There can be important differences between the submitted version and the official published version of record. People interested in the research are advised to contact the author for the final version of the publication, or visit the DOI to the publisher's website.
- The final author version and the galley proof are versions of the publication after peer review.
- The final published version features the final layout of the paper including the volume, issue and page numbers.

[Link to publication](#)

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal.

If the publication is distributed under the terms of Article 25fa of the Dutch Copyright Act, indicated by the "Taverne" license above, please follow below link for the End User Agreement:

www.tue.nl/taverne

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us at:

openaccess@tue.nl

providing details and we will investigate your claim.

REIBUNG UND GLEITVERSCHLEISS BEI TROCKENREIBUNG

PROEFSCHRIFT

TER VERKRIJGING VAN DE GRAAD VAN DOCTOR IN DE
TECHNISCHE WETENSCHAPPEN AAN DE TECHNISCHE
HOGESCHOOL EINDHOVEN, OP GEZAG VAN DE RECTOR
MAGNIFICUS, PROF. DR. P. VAN DER LEEDEN, VOOR
EEN COMMISSIE AANGEWEEZEN DOOR HET COLLEGE
VAN DEKANEN IN HET OPENBAAR TE VERDEDIGEN
OP VRIJDAG 14 OKTOBER 1977 TE 16.00 UUR

DOOR

JOHANNES HUBERTUS DAUTZENBERG

GEBOREN TE EYGELSHOVEN

DIT PROEFSCHRIFT IS GOEDGEKEURD DOOR DE PROMOTOREN

Dr.Ir. J.A. Klostermann

en

Prof.Dr. P.C. Veenstra

INHALTSVERZEICHNISS :

SYMBOLLISTE	8
KAPITEL I : EINLEITUNG	14
1. Reibung und Verschleiss	14
2. Bisherige Untersuchungen	15
2.1 Reibung	15
2.1.1 Furchungsmodell	15
2.1.2 Adhäsionsmodell	17
2.2 Verschleiss	21
2.2.1 Modell von Archard	21
2.2.2 "Delamination" Modell	23
3. Aufgabenstellung und Lösungsweg	28
4. Literatur	31
KAPITEL II : SCHALENMODELL	33
1. Das Modell	34
1.1 Bestimmung der Kontaktlänge	34
1.2 Die durch ein Rechteckhindernis verursachte Stiftbeschleunigung als Funktion der Zeit	38
1.3 Vergleich der theoretischen mit den experimentellen Beschleunigungskurven des Stiftes in Stiftachsrichtung als Funktion der Zeit	40
2. Experimentelle Nachweise für das Schalenmodell	42
2.1 Vergleich von experimentellen und theoretischen Kontaktzeitwerten für verschiedene Gleitpaarungen unter sehr verschiedenen Versuchsbedingungen	42

2.2 Vergleich eines theoretisch errechneten und experimentell bestimmten Stiftoberflächenprofils einer Spur in Reibrichtung	45
2.3 Entstehen und Funktion der Hindernisse	48
2.4 Bestimmung vom Anteil des ausgeschobenen Materials, das zur Aufhöhung der Kontaktfläche dient	51
2.5 Bestimmung der Anzahl der Kontaktstellen während des Kontaktes	52
2.6 Freier Fall des Stiftes	54
2.7 Die Beschleunigung des Stiftes in Reibrichtung	54
3. Diskussion	55
3.1 Die Hindernishöhenverteilung	55
3.2 Die elastische Verformung des Stiftes in Stiftachsrichtung während eines Kontaktes	56
3.3 Das Extremalprinzip	57
3.4 Die Form der Hindernisse	58
3.5 Das für den Prozess angenommene Geschwindigkeitsfeld	59
3.6 Beschleunigung des Stiftes in Reibrichtung in Relation mit der Reibungsleistung	59
4. Folgerungen	59
5. Tabellen	61
6. Literatur	69
KAPITEL III : LAMELLENMODELL	70
1. Das Modell	70
1.1 Die Verteilung der Vergleichsspannung im Material	70
1.2 Die Verteilung der Vergleichsformänderung im Material	73

1.3 Die Verteilung der Scherungen als Folge der Verformungen	75
1.4 Energiebilanz und Verschleissgeschwindigkeit	77
1.4.1 Die Abgleitung im Metallkorn	78
1.4.2 Das Korngrenzgleiten oder energetisch ähnliche Prozessen	79
2. Experimentelle Nachweise für das Lamellenmodell	80
2.1 Vergleich vom theoretischen und experimentell möglichen Verschiebungsfeld	80
2.2 Die Eindringtiefe des Verformungsfeldes als Funktion der Spurbreite	82
2.3 Die Eindringtiefe des Verformungsfeldes als Funktion vom Abstand zum Bart	86
2.4 Bestimmung des Verfestigungsexponentes	88
2.5 Die Eindringtiefe des Verformungsfeldes als Funktion vom Verfestigungsexponent bei konstanter Verschiebung	90
2.6 Das Verschiebungsfeld einer Spur	91
2.7 Die Bestimmung der mittleren Lamellenhöhe	94
2.7.1 Die Lamellenhöhenbestimmung mittels des Lamellenmodells	95
2.7.2 Die Lamellenhöhenbestimmung mittels des Schalenmodells	96
2.7.3 Vergleich der Werte beider Modellen	97
2.8 Die Relation zwischen Verschleissgeschwindigkeit und Bartgeometrie	97
3. Folgerungen	99
4. Tabellen	101
KAPITEL IV : METALLKUNDLICHE ASPEKTE DER REIBUNG	110
1. Die Abgleitung innerhalb des Metallkornes	110
1.1 Die Erholung	112

1.1.1 Die dynamische Erholung	112
1.1.2 Statische Erholung während des Gleitprozesses	114
1.1.3 Statische Erholung nach Ab- lauf des Gleitprozesses	117
1.2 Die Rekristallisation	117
1.2.1 Die dynamische Rekristallisa- tion	117
1.2.2 Die statische Rekristallisa- tion	120
1.3 Der experimentelle Nachweis für die Richtigkeit der Korngrössebestimmung	121
2. Das Korngrenzengleiten	124
3. Folgerungen	127
4. Tabelle	129
5. Literatur	130
 ANHANG A : PLASTOMECHANISCHE GRUNDLAGEN UND MESSTECH- NIK	 132
1. Grundlagen	132
1.1 Die Vergleichsformänderung bei reinem Schub	132
1.2 Die Vergleichsspannung bei reinem Schub	134
2. Messtechnik	136
2.1 Experimentelle Bestimmung der Ver- gleichsformänderung	136
2.1.1 Das Abbiegen von Korngrenzen	136
2.1.2 Die Korngrösse	138
2.2 Bestimmung der Vergleichsspannung mittels Härtemessungen	144
2.2.1 Relation zwischen der Vergleichs- spannung während und nach dem Gleitvorgang	144
2.2.2 Relation zwischen Vergleichs- spannung und Vickersmikrohärte	

	nach dem Gleitvorgang	145
	3. Tabelle	147
	4. Literatur	148
ANHANG B	: DIE TEMPERATUR WÄHREND DES GLEITVERSUCHES	150
	1. Die Massentemperatur	150
	2. Die Blitztemperatur	151
	3. Tabelle	153
	4. Literatur	154
ANHANG C	: EXTREMALPRINZIP DER MISESSCHEN PLASTISCHEN THEORIE	155
	Literatur	158
ANHANG D	: DIE STIFT-RING ANORDNUNG	159
	Literatur	162
SAMENVATTING		163
CURRICULUM VITAE		164

SYMBOLLISTE

A_1	<i>beliebige Fläche</i>	(m^2)
A_1^0	<i>Flächeninhalt der i-ten Kontaktstelle unter Wirkung der Normalkraft</i>	(m^2)
A_1'	<i>Flächeninhalt der i-ten Kontaktstelle unter der kombinierten Wirkung von Normalkraft und Reibungskraft</i>	(m^2)
a	<i>Kantenlänge eines Vierecks</i>	(mm)
a_1	<i>Radius eines Kontaktes</i>	(mm)
a_{FN}	<i>Beschleunigung des Stiftes unter Wirkung der Normalkraft</i>	(m/s^2)
a_x	<i>Beschleunigung des Stiftes in Reibrichtung</i>	(m/s^2)
a_x^M	<i>maximale Beschleunigung des Stiftes in Reibrichtung</i>	(m/s^2)
a_z	<i>Beschleunigung des Stiftes in Stiftachsrichtung</i>	(m/s^2)
a_z^M	<i>maximale Beschleunigung des Stiftes in Stiftachsrichtung</i>	(m/s^2)
a_z^N	<i>Beschleunigung des Stiftes in Stiftachsrichtung ohne Berücksichtigung der Verformung in der Kontaktzone</i>	(m/s^2)
b	<i>Furchbreite oder Spurbreite</i>	(μm)
C	<i>Vergleichsspannung für $\bar{\epsilon} = 1$</i>	(N/mm^2)
\bar{c}	<i>Mass für die Endkorngrösse</i>	(m)
c	<i>spezifische Wärme</i>	$(J/gr.^\circ C)$
dV	<i>kleines Volumenelement</i>	(m^3)
\bar{d}	<i>Mass für die Ausgangskorngrösse</i>	(m)
E	<i>Elastizitätsmodul</i>	(N/mm^2)
\bar{F}	<i>mittlere Kontaktfläche während eines Kontaktes</i>	(m^2)
$H.V.$	<i>Vickersmikrohärte</i>	(N/mm^2)
F_N	<i>Normalkraft</i>	(N)
F_{N_0}	<i>Normalkraft durchgeleitet durch eine Kontaktstelle</i>	(N)
F_W	<i>Reibungskraft</i>	(N)
F_W^M	<i>maximale Reibungskraft während eines Kontaktes</i>	(N)

$f(x,y)$	Funktion, welche nur abhängt von den geometrischen Grössen (x,y)	
f	Teil des Materials, das nicht aus der Kontaktfläche herausgequetscht wird.	
h	Eindringtiefe des Ringhindernisses	(μm)
h_0	maximale Eindringtiefe des Ringhindernisses oder die Höhe des Ringhindernisses	(μm)
\bar{h}	mittlere Lamellenhöhe des Lamellenmodells	(μm)
\bar{h}'	mittlere Lamellenhöhe des Schalenmodells	(μm)
\bar{h}_1	mittlere Keilhöhe	(μm)
h_d	Höhe eines Kornes	(μm)
\bar{h}_k	mittlere Höhe eines Kornes	(μm)
J^*	Leistung der inneren Kräfte in einem plastischen Prozess	(N m/s)
K'	"Wear factor"	
l	Länge eines Kontaktes	(μm)
l_1	Länge einer Lamelle	(mm)
l_s	Länge des Stiftes ausserhalb der Stifthalterung	(mm)
Δl_s	elastische Längeänderung von l_s während eines Kontaktes	(mm)
l_v	Abstand von Stiftachse zum Schwerpunkt des Bartkeiles	(mm)
m	Masse der Stifthalterung mit Stift	(kg)
m'	Verhältnisszahl von $\bar{\epsilon}_i$ und $\Delta \bar{\epsilon}_i^P$	
m_0	Verfestigungsexponent der relativen Formänderungsgeschwindigkeit	
M'	Antriebsmoment des Ringes	(Nm)
n	Verfestigungsexponent	
n'	Anzahl der Lamellen	
$n_{1,2}$	Einheitsvektoren	
N^*	Anzahl der linearen Interzepten	
N	Anzahl der Kontakte	
N_f	Anzahl der Belastungswchsel	
N_0	Anzahl der Kontakte zur Zeit $t = 0$	
O	makroskopische Kontaktfläche zwischen Stift und Ring	(mm^2)
p	Normalspannung	(N/ mm^2)
p_0	kritischer Fließdruck	(N/ mm^2)

P_i^e	<i>Furchungskraft eines Kontaktes i</i>	(N)
Q	<i>Verschleissgeschwindigkeit für N Kontaktstellen pro Einheit vom Gleitweg</i>	(mm ³ /m)
q	<i>Wärmeleistung pro Flächeneinheit</i>	(Nm/s m ²)
R	<i>Radius</i>	(m)
R'	<i>Abstand</i>	(m)
S	<i>Fläche</i>	(m ²)
S_0	<i>Gleitweg zur Bildung von n' Lamellen</i>	(m)
S^t	<i>Teil der Fläche S worauf t_i wirkt</i>	(m ²)
$S^{\dot{u}}$	<i>Fläche worauf ein Geschwindigkeitsfeld \dot{u}_i definiert ist</i>	(m ²)
t	<i>Zeit</i>	(s)
t_i	<i>Spannungsfeld</i>	(N/mm ²)
t_L	<i>Hälfte der Zeit des freien Falles des Stiftes</i>	(s)
t_0	<i>Hälfte der Kontaktzeit</i>	(s)
Δt	<i>Zeit zum Durchlaufen des Verformungsfeldes</i>	(s)
ΔT_{B1}	<i>Zunahme der Temperatur durch die Blitztemperatur</i>	(°C)
\dot{u}_i^*	<i>gewähltes Geschwindigkeitsfeld</i>	(m/s)
\dot{u}_i	<i>vorhandenes Geschwindigkeitsfeld</i>	(m/s)
v_0	<i>Gleitgeschwindigkeit</i>	(m/s)
v_z^M	<i>maximale Geschwindigkeit des Stiftes in Stiftachsrichtung</i>	(m/s)
v_z	<i>Geschwindigkeit des Stiftes in Stiftachsrichtung</i>	(m/s)
W^e	<i>äussere Arbeit um eine Lamelle zu bilden</i>	(Nm)
W_g	<i>Leistung für das Abgleiten im Korn</i>	(Nm/s)
W_{gb}	<i>Leistung für das Kornrenzengleiten</i>	(Nm/s)
ΔW^P	<i>Arbeit um eine Lamelle zu bilden</i>	(Nm)
x, y, z	<i>Koordinaten eines rechtwinkligen Kartesischen Koordinatensystems</i>	(m)
x_{\max}	<i>maximale Durchbiegung in Reibungsrichtung</i>	(μ m)
$y_{\bar{\epsilon}=1}$	<i>Eindringtiefe des Verformungsfeldes</i>	(μ m)
$\bar{y}_{\bar{\epsilon}=1}$	<i>Mittelwert der Eindringtiefe</i>	(μ m)
\bar{z}_g	<i>mittlere Verschiebung eines Materialteilchens in Gleitrichtung für eine konstante Schubspannung in der Gleitfläche</i>	(mm)

$Z_g(x)$	Verschiebung eines Materialteilchens in Gleitrichtung als Funktion von x für eine konstante Schubspannung in der Gleitfläche	(mm)
$Z_g^*(x)$	Verschiebung eines Materialteilchens in Gleitrichtung für eine konstante Verschiebung in der Gleitfläche	(mm)
....	zeitliche Ableitungen der zugehörigen Grösse	

α	Konstante einer Gleitpaarung	
$90^\circ - \alpha_1$	Winkel zwischen Stiftoberfläche und Gleitfläche	($^\circ$)
γ	Schubwinkel	($^\circ$)
δ	Lamellenstärke	(μm)
δ_{ij}	Kronecker Delta	
$\bar{\epsilon}$	Vergleichsformänderung	
$\bar{\epsilon}_1$	Vergleichsformänderung eines Belastungswechsels	
$\Delta\epsilon_1^P$	verbleibende Vergleichsformänderung nach einem Belastungswechsel	
$\bar{\epsilon}_D$	Vergleichsformänderung an der Oberfläche	
$\bar{\epsilon}_S$	Vergleichsformänderung an der Gleitfläche	
$\frac{\dot{\bar{\epsilon}}_1}{\bar{\epsilon}_D}$	relative Vergleichsformänderungsgeschwindigkeit	
$\bar{\epsilon}_x$	Vergleichsformänderung an der Stelle x	
$\dot{\bar{\epsilon}}_{ij}$	Formänderungsgeschwindigkeitstensor	(s^{-1})
ζ	Endwinkel zwischen einer Geraden und Gleitflächennormalen	($^\circ$)
θ	Ausgangswinkel zwischen einer Geraden und Gleitflächennormalen	($^\circ$)
k	Wahrscheinlichkeit für das Produzieren eines Verschleissteilchens	
$\lambda_{1,2}$	Konstante	
μ	Reibungskonstante	
ν	Frequenz	(s^{-1})
ρ	Dichte	(mg/cm^3)
σ_{ij}	Spannungstensor	(N/mm^2)
$\bar{\sigma}$	Vergleichsspannung	(N/mm^2)
$\bar{\sigma}_D$	Fliesspannung	(N/mm^2)
$\bar{\sigma}_S$	Vergleichsspannung in der Gleitfläche	(N/mm^2)
$\left. \begin{matrix} \sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{zz} \\ \tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz} \end{matrix} \right\}$	Komponenten des Spannungstensors	(N/mm^2)
τ, τ_D	kritische Schubspannung	(N/mm^2)
τ_m	maximale Schubspannung	(N/mm^2)

$\tau_{yz}(y=0)$	konstante Schubspannungskomponente in der Gleitfläche	(N/mm^2)
$\tau_{yz}^*(x, y=0)$	Schubspannungskomponente in der Gleitfläche für eine konstante Verschiebung in der Gleitfläche	(N/mm^2)
ψ	Winkel zwischen der Fläche mit maximaler Schubspannung und der Gleitoberfläche	$(^\circ)$
ϕ	Winkel zwischen einer willkürlichen Gleitfläche und der Gleitoberfläche	$(^\circ)$
ϕ_b, ϕ_e	Integrationsgrenzen	$(^\circ)$
ϕ_v	Verschleissgeschwindigkeit	(mm^3/s)
ω	Winkelgeschwindigkeit des Ringes	(s^{-1})
ω_{ij}	Rotationsgeschwindigkeitstensor	(s^{-1})

KAPITEL I

EINLEITUNG

1. REIBUNG UND VERSCHLEISS

Obwohl der praktische Begriff der Reibung selbstverständlich viel älter ist, stammt die früheste wissenschaftliche Deutung [1.1] [1.2] von Leonardo da Vinci (1452-1519). Er formulierte, dass die Reibungskraft

- *unabhängig von der Kontaktfläche und*
- *proportional der Normalkraft ist*

Zu den gleichen Aussagen kam, unabhängig von Leonardo da Vinci, 1699 auch Amontons. Um 1780 fand Coulomb eine weitere Gesetzmässigkeit

- *die Reibungskraft ist unabhängig von der Gleitgeschwindigkeit.*

Diese drei Gesetzmässigkeiten wurden zur Grundlage des heutigen Verständnisses von Feststoffreibung und Verschleiss. Naturgemäss stellt sich bei der heutigen Entwicklung der Technik immer deutlicher heraus, dass diese inzwischen klassische Annäherung für viele wichtige Probleme keine Antwort hat. Eine zielgemässere neue Annäherung an die Reibungs- und Verschleissprobleme in der Technik erscheint sinnvoll.

Eine wissenschaftliche relevante Möglichkeit zur Ordnung der Reibungsphänomene in der Technik müsste eine Einteilung nach der Art der physikalischen Folgen einer relativen Verschiebung für zwei einander berührende Körper sein (wobei jede Kombination der Aggregatzustände möglich ist). Entgegengesetzt der historischen Betrachtungsweise, wo fast nur die Reibung zweier Festkörper eine Rolle spielte, sind in der heutigen Technik auch Kombinationen anderer Aggregatzustände von wesentlichem Interesse (z.B. hydrodynamische Schmierung). Betrachtet man eine gegenseitige Verschiebung zweier Kontaktkörper, so setzt die Auswirkung sich in physikalischer Sicht aus zwei Grundphänomenen zusammen :

- *Elastische Verformung*

In diesem Falle gibt es keine bleibenden (entweder makroskopischen oder mikroskopischen) Folgen für die beteiligten Körper, d.h. die Energieeffekte sind vollkommen reversibel.

- *Plastische Verformung*

In reiner Form gibt es ausschliesslich bleibende Folgen für die

beteiligten Körper, d.h. die Energieeffekte sind nicht reversibel.

Generell findet man eines oder beide Grundphänomene im Kontaktbereich von dem einen oder von beiden Reibungskörpern.

Diese Arbeit beschränkt sich auf einseitige plastische Reibung zweier metallischer Festkörper (Trockenreibung). Das bedeutet für die Versuchspraxis, dass der plastische Effekt derart stark überwiegen soll, dass die elastischen Folgen vernachlässigbar klein sind. Dieser Fall wird in der Praxis sehr oft beobachtet z.B. bei spanabhebender Bearbeitung, Reibungsschweißen, Bremsen von Kraftfahrzeugen, Umformprozessen u.s.w..

Obwohl die Bedeutung des Reibungsphänomens im Zusammenhang mit technisch-konstruktiven Funktionselementen kaum übersehbar ist, standen im Laufe dieser Arbeit jedoch nur die Reibung und der Verschleiss mit der damit verbundenen technischen Lebensdauerproblematik im Vordergrund. Die wirtschaftliche Bedeutung des letztgenannten Aspektes wird besonders eindrucksvoll illustriert durch den schätzungsweise festgestellten Betrag in Höhe von 1 Milliarde Pfund für die Ersparnisse Grossbritanniens, welche bei optimaler Verwendung tribologischer Erkenntnisse in 1975 möglich gewesen wären [1.3].

Im nächsten Abschnitt werden die Modelle von Reibung und Verschleiss, welche sich auf das vorher eingeschränkte Gebiet beziehen, näher diskutiert.

2. BISHERIGE UNTERSUCHUNGEN

Dieser Abschnitt wurde zusammengestellt aus 2 Teilabschnitten. Diese befassen sich mit Theorien und Modellen auf den Gebieten von Reibung (siehe 2.1) und Verschleiss (siehe 2.2), die im Laufe dieses Jahrhunderts vorgeschlagen wurden.

2.1 Reibung

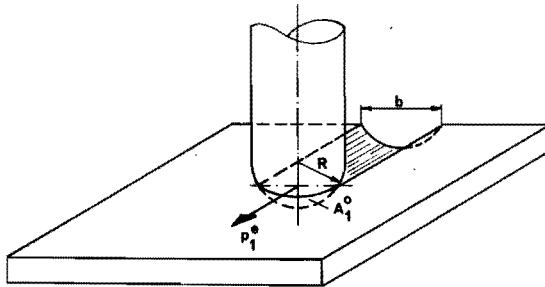
Die bisher bekanntesten Modelle zur Deutung der Trockengleitung stammen von Bowden und Tabor [1.4] [1.5] :

- *Furchungsmodell* (siehe 2.1.1)
- *Adhäsionsmodell* (siehe 2.1.2)

2.1.1 Furchungsmodell [1.4] [1.5]

Die Vorstellung, dass Reibung stark zusammenhängt mit dem plastischen Verhalten der Werkstoffe wurde 1925 zum ersten Mal von Gumbel [1.6] vorgeschlagen.

Eine entsprechende Modellbetrachtung wurde 1943 veröffentlicht von Bowden, Moore und Tabor [1.7]. Sie betrachteten hierbei einen starren kreisförmigen Ritzkörper mit Kopfradius R mit dem über eine Breite b eine Furche in einen weichen Gegenkörper mit "kritischem Fließdruck p_0 " gezogen wird (Bild 1.1).



Das Entstehen einer Furche mit Flächeninhalt A_1^0 (senkrecht zur Gleitrichtung) und Breite b unter Wirkung der Kraft p_1^e .

Bild 1.1

Es gilt für die Reibungskraft p_1^e bei einem Kontakt:

$$p_1^e = A_1^0 p_0 = \frac{1}{12} \frac{b^3}{R} p_0 \quad (1.1)$$

wobei A_1^0 den idealisierten Querschnitt der Furche senkrecht zur Gleitrichtung darstellt.

An Hand von Messungen zeigten Bowden und Tabor [1.4] [1.5], dass die Grösse p_1^e vernachlässigbar klein ist im Vergleich zur tatsächlich gemessenen Reibungskraft F_W .

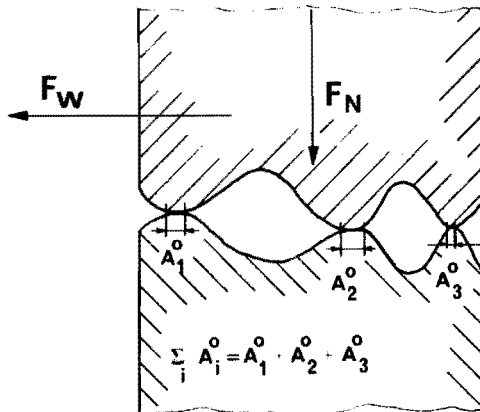
Dazu lässt sich folgendes bemerken:

Bowden und Tabor setzten in fragwürdiger Weise voraus, dass der mittlere Standruck während des Reibens gleich dem mittleren Druck einer Härtemessung ist. Das heisst, dass beide Spannungsverteilungen als gleich gross angenommen werden. Die Verdrängungsweise des Materials

und damit das Geschwindigkeitsfeld ist aber deutlich unterschiedlich. Daraus geht hervor, dass über die dadurch bestimmte unterschiedliche Formänderungsverteilungen auch die Spannungsverteilungen verschieden sein müssen. Deswegen wird der von Bowden und Tabor angeführte und übrigens rein geometrischer Beweis hier ausser Betracht gelassen. Dies um so mehr, da schon Bowden und Tabor selbst, sei es aus anderen Gründen, dieses Modell als unzureichend qualifiziert haben. Dennoch hat diese vermeindliche Beweisführung eine historisch wichtige Rolle gespielt. Sie hat nämlich die Autoren fälschlich dazu geführt die Reibung weiter nicht als plastisches Phänomen, sondern nur als Erscheinungsform der Adhäsion als scheinbar einzig übrig bleibende Möglichkeit zu betrachten. Ein anderer Ausweg wäre aber ein grundsätzlich anderes Modell zu entwickeln, das auch den unterschiedlichen physikalischen Bedingungen genügt. Die vorliegende Arbeit ist im wesentlichen die Entwicklung eines solchen Modelles gewidmet (Kapitel II).

2.1.2 Adhäsionsmodell [1.4], [1.5]

Bowden und Tabor gehen davon aus, dass beim Zusammendrücken zweier Materialien einer Gleitpaarung mit einer Normalkraft F_N Kontakte entstehen, welche bestimmt werden durch das zufällige Zusammentreffen von Unebenheiten beider Materialien (Bild 1.2).



Das Entstehen einer Reibungskraft F_W bei Adhäsion in i Kontaktstellen unter Wirkung der Normalkraft F_N .

Bild 1.2

In diesen Kontakten mit einem gesamten Flächeninhalt $\sum_i A_i^0$, tritt durch wechselseitige Anziehung Adhäsion auf. Gegenseitige Verschiebung beider Materialien kann nur stattfinden durch plastische Verformung in den Kontaktstellen vom schwächeren Material. Ist F_W die Reibungskraft notwendig für diese Verschiebung, so gilt :

$$F_W = \sum_i A_i^0 \tau_0 + \sum_i p_i^e \quad (1.2)$$

wobei τ_0 die kritische Schubspannung und $\sum_i p_i^e$ die resultierende Furchungskraft darstellt. Diese Furchungskraft ist gemäss Bowden und Tabor [1.4], [1.5] vernachlässigbar klein gegen $\sum_i A_i^0 \tau_0$. Für $\sum_i A_i^0$ gilt [1.5]:

$$\sum_i A_i^0 = \frac{F_N}{p_0} \quad (1.3)$$

"wobei p_0 der Fließdruck des schwächeren Materials im Druckversuch darstellt und eventuell ersetzt werden kann durch die Härte dieses Materials." *)

Mit Hilfe der Definition des Reibungskoeffizienten :

$$\mu = \frac{F_W}{F_N} \quad (1.4)$$

wird Gl. (1.4) mit Gl. (1.2) und (1.3) nach Vernachlässigung der Furchungskraft $\sum_i p_i^e$

$$\mu = \frac{\tau_0}{p_0} \quad (1.5)$$

Einsetzen der korrespondierenden Werte τ_0 und p_0 eines beliebigen Materials ergibt nach Bowden und Tabor für μ einen Wert von ca. 0,2. Weil in der Praxis bei Trockenreibung von Metallen für μ meistens Werte von ca. 1 vorliegen, wurde die Theorie weiter ausgebaut. Der Grundgedanke [1.5] war dabei, dass durch die Anwesenheit der Reibungskraft die Kontaktfläche zu $\sum A_i'$ vergrößert wurde - die anfängliche Kontaktflächengrösse wurde durch die Normalkraft bestimmt

*) Zitat aus : *The friction and lubrication of solids*

von : Bowden und Tabor

Seite 53 : "If the load is W and the yield pressure of the metal is p_0 ,.....

Gl.(1.3) -. Diese Vergrößerung könnte man [1.4] [1.5] entnehmen aus einem Fliesskriterium - ähnlich des Fliesskriteriums von von Mises für einen ebenen Spannungszustand - welches lautet :

$$\rho^2 + \alpha\tau^2 = \rho_0^2 \quad (1.6)$$

wobei :

$$\rho = \frac{F_N}{\sum_i A_i}, \quad (1.7)$$

$$\tau = \frac{F_W}{\sum_i A_i}, \quad (1.8)$$

und α eine Konstante für eine gewisse Materialkombination darstellt. Nach Bowden und Tabor wird das Erreichen der Flieessspannung im einfachen Modell nur bestimmt durch die Normalspannung $F_N/\sum_i A_i^0$, während im erweiterten Modell für das Erreichen der gleichen Flieessspannung noch die Schubspannung $F_W/\sum_i A_i^0$ dazu kommt Gl.(1.6). Dies hat eine grössere Kontaktfläche $\sum_i A_i'$ zur Folge. Diese Kontaktvergrößerung beinhaltet eine Erniedrigung der Normalspannung Gl.(1.7), welche durch die Reibungskraft kompensiert werden muss, d.h. die Reibungskraft wächst bei konstanter Normalkraft oder mit Gl.(1.4) der Reibungskoeffizient μ nimmt zu.

- Der Übergang vom einfachen zum erweiterten Modell ist spannungsmässig gesehen ein Übergang von der Linienspannung zur ebenen Spannung, wobei sich die Hauptspannungsrichtungen ändern. -

Im Ultrahochvakuum (UHV ; Druck $< 10^{-7}$ Torr) kann [1.8] eine weitere Zunahme der Kontaktfläche auch auf eine andere Weise zustande kommen. In UHV tritt keine Verschmutzung von sauberen Oberflächen auf, wie normaler Weise beim Reibvorgang in der Atmosphäre.

Diese Verschmutzung findet durch Absorption und Adsorption von Gas-molekülen an der Oberfläche statt (bei 10^{-6} Torr kann eine Oberfläche in 1 Sekunde mit einer einmolekularen Schicht bedeckt werden).

Saubere Oberflächen besitzen bei Metallen eine hohe Oberflächenenergie, welche bei Adhäsion zum grössten Teil freikommt. Denn bei Adhäsion zweier Oberflächen verschwinden zwei Oberflächen und es entsteht eine neue Korngrenze d.h. die Oberflächenenergie einer Fläche wird gewonnen und dazu noch die Differenz von der Oberflächenenergie

und der neu gebildeten Korngrenze. Dieses Phänomen hat eine Kontaktvergrößerung zur Folge und gerade wie beim erweiterten Modell von Bowden und Tabor eine Zunahme von μ .

Die Realitätsaspekte dieses Modells sind :

- Es stimmt überein mit den bekannten experimentellen Gesetzen wie sie durch Leonardo da Vinci und Amontons-Coulomb zum ersten Mal formuliert wurden :
 - μ ist unabhängig von F_N
 - μ ist unabhängig von der makroskopischen Kontaktfläche
 - μ ist unabhängig von der Gleitgeschwindigkeit.
- Es liefert eine Erklärung für den Materialübertrag.

Das Modell sagt über die nachfolgenden Aspekte nichts aus :

- Abgesehen von der Frage ob die Reibungskraft mechanischer oder adhesiver Natur ist, so muss doch die zur Reibung notwendige Verschiebung für das kontaktnahe Material (siehe 2.1.1) plastische Verformungen zur Folge haben.
- Ausser bei Gleitversuchen in UHV [1.9] und in der Luft für niedrig schmelzende Werkstoffe, ist es bisher noch nicht eindeutig gelungen das Auftreten von Adhäsion nach zu weisen.
- Die in Kapitel II und III beschriebenen Experimenten zeigen wichtige prozessbestimmende Zusammenhänge, worüber dieses Modell nichts aussagt z.B. dynamische Vorgänge, Kontaktzeiten u.s.w.
- Auch das Adhäsionsmodell genügt gerade wie das Furchungsmodell nicht die Anforderungen der Plastomechanik.
- Über die wichtige Umsetzung von mechanischer Energie in Wärme sagt das Modell ebenfalls nichts aus.

Bemerkung :

Das Wort Adhäsion wird bei Reibungsbetrachtungen häufig zweideutig benützt :

- Beim Obereinandergleiten zweier Körper tritt in der Kontaktfläche Adhäsion auf, die es möglich macht eine Tangentialkraft in der Kontaktfläche durchzuleiten. Das Auftreten dieser Kraft beinhaltet nicht zwangsläufig, dass diese Kontaktflächen während des Kontaktes eine Zugkraft senkrecht zur Kontaktfläche aufnehmen können (mechanische Adhäsion).
- Auch in der Physik existiert das Wort Adhäsion. Hierunter ver-

steht man das Phänomen, dass nach dem Zusammendrücken zweier Körper eine Zugkraft notwendig ist um die beiden Körper voneinander zu trennen (physikalische Adhäsion).

Diese beiden Begriffe werden öfters nicht klar voneinander getrennt, wodurch bei Reibungsbetrachtungen manchmal ohne ausreichenden Anlass physikalische Adhäsion unterstellt wird.

2.2 Verschleiss

Der Verschleiss von Materialien kann man gemäss Burwell [1.10] in 5 verschiedene Gruppen einteilen :

- adhäsiv
- abrasiv
- korrosiv
- Oberflächenermüdung
- eine Gruppe von Erscheinungen, die man andeutet mit "Minor Types", worunter
 - Erosion
 - Kavitation und
 - Chipping fallen.

Die wichtigsten Modelle für die Klasse von Verschleissphänomenen die man hier betrachtet, sind :

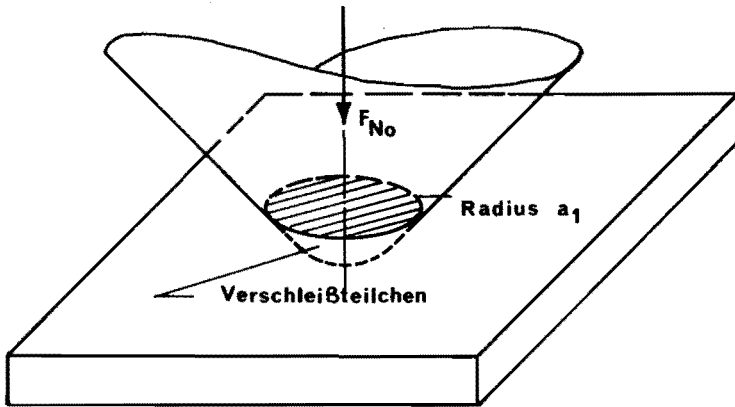
- *Modell von Archard* (siehe 2.2.1)
- *"Delamination" Modell* (siehe 2.2.2)

2.2.1 Model von Archard [1.11] [1.2]

In Anschluss an das Adhäsionsmodell von Bowden und Tabor geht Archard davon aus, dass durch die Rauheiten auf den Kontaktflächen einer Metallpaarung verschiedene grosse kreisförmige Kontaktstellen entstehen mit mittlerem Radius a_1 , worin Adhäsion stattfindet (Bild 1.3) Die Grösse einer Kontaktstelle wird bestimmt durch die örtliche Normalkraft F_{N_0} , wofür gilt :

$$F_{N_0} = \pi a_1^2 p_0 \quad [1.9]$$

Weiter wird davon ausgegangen, dass dieser Kontakt während des Abgleitprozesses über einen Abstand $2a_1$ erhalten bleibt und dass das



Das Entstehen eines Verschleissteilchens mit Volumen $\frac{2}{3} \pi a_1^3$ unter Wirkung der Normalkraft F_{N0} .

Bild 1.3

Volumen des Verschleissteilchens die Hälfte einer Kugel mit dem Volumen $\frac{2}{3} \pi a_1^3$ ist. Jetzt gilt für die Verschleissgeschwindigkeit Q pro Einheit von Gleitweg unter der Annahme von N Kontaktstellen :

$$Q = \frac{\frac{2}{3} N \pi a_1^3}{2a_1} = \frac{\pi a_1^2}{3} N \quad (1.10)$$

Hierbei wird die Anzahl N der Kontakten bestimmt durch :

$$N = \frac{F_N}{\pi a_1^2 p_0} \quad (1.11)$$

mit :

$$F_N = N F_{N0} \quad (1.12)$$

Einsetzen von Gl.(1.11) in Gl.(1.10) ergibt :

$$Q = \frac{F_N}{3p_0} \quad (1.13)$$

Weil nicht jede Kontaktstelle ein Verschleissteilchen produziert sondern nur ein Teil κ (κ = Wahrscheinlichkeit für das Produzieren eines Verschleissteilchens) so gilt für Gl.(1.13) :

$$Q = \kappa \frac{F_N}{3p_0} \quad (1.14)$$

- Die Werte von κ , welche nur experimentell bestimmbar sind, variieren, abhängig von der Gleitpaarung von 10^{-2} bis 10^{-7} [1.12], [1.13], [1.14], [1.15]. -

Aus diesem Modell erhält man den Einfluss von drei Variablen auf dem Verschleissprozess :

- das Verschleissvolumen ist dem Gleitweg proportional (dieses war eine Annahme).
- das Verschleissvolumen ist der Normalkraft proportional.
- das Verschleissvolumen ist dem kritischen Fließdruck umgekehrt proportional.

Bemerkung :

Die Grundlage dieses Modells ist der Adhäsionsgedanke. Hiergegen sind bestimmte Beschwerden anzuführen, welche schon in 2.1.2 erwähnt wurden. Die gleichen Beschwerden gelten also auch für dieses Verschleissmodell. Dazu kommt die grosse Variation in den κ -Werten, welche auch auf die zu starke Vereinfachung hinderten.

2.2.2 "Delamination" Modell [1.17] [1.18]

Etwa die gleichen Gründe, wie schon früher durch Dautzenberg und Zaat erwähnt [1.19] [1.20], führte Suh u.a. dazu neue Wege zu suchen um den Verschleissmechanismus zu deuten. Diese Gründe waren :

- Die Berechnung der notwendigen Arbeit nach dem Adhäsionsmodell um ein Verschleisspartikel zu bilden ist um den Faktor 100 bis 1000 kleiner als die im Experiment gefundenen Werte.
- Das Verhältnis Länge zur Breite eines Verschleisspartikels ist grösser als eins. Dieses ist im Widerspruch zum Adhäsionsmodell von Archard, welches die Grösse eins fordert.
- Die Mikroveränderungen im Material können mit dem Adhäsionsmodell nicht erklärt werden.
- Der Reibungskoeffizient ist manchmal grösser als aus dem Adhäsionsmodell hervorgeht.

Suh u.a. gehen davon aus, dass es verschiedene Mechanismen gibt, die einzeln oder in Kombination mit anderen den Verschleissprozess bestimmen. Diese Mechanismen sind gemäss den Autoren Diffusion, Abrasion, chemische Reaktionen und die "Delamination".

Die Autoren betrachten in ihren Arbeiten nur die "Delamination". Aufgrund dieser Vorstellungsweise entwickeln sie ein neues Modell, was qualitativ erklären soll, wie die Verschleisssteilchen entstehen. Neben diesem Modell zeigen sie auch eine quantitative Beschreibung, welche die Prozessparameter zeigt, die den Verschleissprozess beschreiben sollen.

Das *qualitative* Modell geht von folgenden Gedanken aus :

- Die Normalkraft und die Reibungskraft zweier gleitender Körper werden in den Kontaktstellen durchgeleitet. Die Kontaktstellen des schwächeren Materials werden mehr deformiert und kommen deshalb unter Einfluss einer Wechselbelastung früher zum Bruch. (Diese Wechselbelastung entsteht durch das Belasten und Entlasten des Materials, wodurch die Oberflächenschicht des Materials eine Zug-Druckbelastung erfährt [1.18]). Hierdurch entstehen Partikel, wobei die verbleibende Oberfläche glatter zurückbleibt. Zur gleichen Zeit wird die Oberfläche deformiert.
- Die plastische Verformung findet durch Multiplikation und Bewegung von Versetzungen statt. Die Versetzungen in der Nähe der Kontaktfläche werden durch die freie Oberfläche angezogen. Die Versetzungen, die weiter von der Gleitoberfläche entfernt sind, häufen sich und verfestigen dort das Material. Dieses führt dazu, dass die Fließspannung und deshalb auch die Härte unmittelbar unter der Kontaktfläche ihren höchsten Wert erreicht.
- Hierdurch dringen die harten Unebenheiten weiter im schwächeren Material hervor, wodurch ein Furchungsprozess entsteht, wobei ein Teil der Unebenheiten des schwächeren Materials entfernt wird.
- Im Gebiet mit der erhöhten Fließspannung einige Mikrons unter der Kontaktfläche entstehen kleine Risse.
- Diese kleinen Risse breiten sich aus und bilden lange Risse parallel der Kontaktfläche.
- Wenn diese langen Risse die Oberfläche erreichen, entstehen lange dünne lamellenartige Verschleisspartikeln.

Bei der *quantitativen* Betrachtung gehen Suh u.a. [1.17], [1.18] von etwa den gleichen Ausgangspunkten und Modellen, welche schon früher durch Dautzenberg und Zaat [1.19] [1.20] formuliert und verwendet worden waren, aus :

- die plastische Verformung ist die Ursache für die Reibungsenergie.

- diese Verformung, die sehr gross ist, kann man mittels einer Korngrösse-Bestimmung *) messen.
- Das Material, das dem Verschleissprozess unterliegt, kann in Lamellenform freikommen.
- Eine Energiebilanz dieses Prozesses zeigt, dass die Verformung bestimmte Werte erreichen soll.

Suh u.a. verwenden die gleiche Verformungsbestimmungsmethode wie durch Dautzenberg und Zaat vorgeschlagen und geprüft; sie finden ebenso eine Diskrepanz zwischen gemessenen und berechneten Verformungen. Im Gegensatz zu Dautzenberg und Zaat schreiben sie diese Diskrepanz einem zyklischen Verformungsprozess zu.

Sie gehen davon aus, dass das Material in den Kontaktstellen durch die fortlaufende Spannungswelle - verursacht durch die Normalkraft und Reibungskraft während des Gleitens - eine Wechselbelastung erfährt (Bild 1.4). Hierdurch tritt in Richtung der maximalen Schubspannung τ eine oszillierende Winkelverdrehung γ auf.

Diese beiden Grössen τ bzw. γ sind nun gemäss Suh u.a. fast gleich $\bar{\sigma}/2$ bzw. $\bar{\epsilon}/2$, wobei $\bar{\sigma}$ definiert wird durch Gl. (A.17) (Anhang A).

Geht man Gemäss ihnen von ideal plastischem Material d.h. $\bar{\sigma} =$ konstant aus und setzt weiter voraus, dass das Verhältnis m' zwischen der totalen Vergleichsformänderung $\bar{\epsilon}_1$ eines Belastungswechsels und der nach dem Durchlaufen einer Schwingung verbleibenden Vergleichsformänderung $\Delta\bar{\epsilon}_1^P$ konstant ist, so gilt :

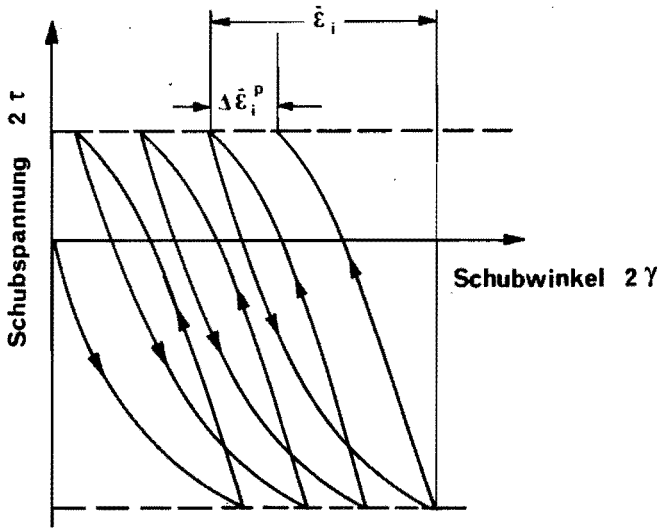
$$m' = \frac{\bar{\epsilon}_1}{\Delta\bar{\epsilon}_1^P} \quad (1.16)$$

Die Arbeit um eine Lamelle mit Schichtdicke δ , Breite b und Länge l , zu bilden ist :

*) Gemäss Dautzenberg und Zaat [1.20] gilt für die Vergleichsformänderung (Anhang A Gl. (A.19)):

$$\bar{\epsilon}_D = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{\bar{D}^2}{\bar{c}^2} - 1 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.15)$$

wobei \bar{D} bzw. \bar{c} ein festes Verhältnis zur Anfangskorngrösse bzw. Endkorngrösse besitzen.



Verlauf der Schubspannung eines ideal plastischen Körpers in einem Kontakt als Funktion des Schubwinkels γ nach Suh u. a.

Bild 1.4

$$\Delta W^p = m' \bar{\sigma}_0 b l_1 \int_0^\delta \bar{\epsilon}^p dx \quad (1.17)$$

wobei :

$$\bar{\epsilon}^p = \sum_{i=1}^{N_f} \Delta \bar{\epsilon}_i^p \quad (1.18)$$

$\bar{\sigma}_0$ die Fließspannung

N_f die Anzahl der Belastungswechsel und

x die Koordinate senkrecht zur Gleitfläche.

Einsetzen der experimentellen Relation :

$$\bar{\epsilon}^p = \bar{\epsilon}_0 - \alpha' x \quad (1.19)$$

, wobei $\bar{\epsilon}_0$ die Vergleichsformänderung an der Oberfläche und α' eine Konstante ist, in Gl.(1.17) ergibt:

$$\Delta W^p = m' \bar{\sigma}_0 b l_1 \left[\bar{\epsilon}_0 \delta - \frac{\alpha' \delta^2}{2} \right] \quad (1.20)$$

Die an das System zugeführte äussere Arbeit um eine Lamelle zu bilden ist :

$$W^e = \frac{\mu F_N S_0}{n'} \quad (1.21)$$

wobei n' die Anzahl der Lamellen und

S_0 der Gleitweg zur Bildung von n' Lamellen.

Wegen der Annahme, dass die äussere Arbeit gleich der plastischen Arbeit um eine Lamelle zu bilden ist, gilt :

$$\frac{\mu}{\kappa'} = m' \bar{\sigma}_0 \left(\bar{\epsilon}_0 - \frac{\alpha' \delta}{2} \right) \quad (1.22)$$

wobei :

$$\kappa' = \frac{n' b l_1 \delta}{F_N S_0} = \text{"Wear factor"} \quad (1.23)$$

Der Wert von m' kann gemäss [1.17] [1.18] mittels Ermüdungsversuchen bestimmt werden.

Aus Gl.(1.23) erhält man, dass μ zu folgende Grössen proportional ist.

- dem "Wear factor"
- der Vergleichsformänderung an der Gleitoberfläche
- der Fließspannung vom Material, welches deformiert
- der Grösse m' (für die Gleitpaarung AISI steel 1045 liegt der Wert von m' zwischen 250 und 500).

Zum "Delamination" Modell von Suh lässt sich folgendes bemerken :

- Der Wert der Grösse m' (250 bis 500 für die Gleitpaarung AISI steel 1045) deutet darauf hin, dass die Differenz in $\bar{\epsilon}$ vor und nach Umdrehen der Schubspannungsrichtung sehr gering ist d.h. das Material läuft einmal mit und einmal entgegengesetzt der Reibrichtung um nahezu den gleichen Abstand wieder zurück. Dieses Verhalten ist unwahrscheinlich auch im Hinblick auf den grossen plastischen Verschiebungen in Reibrichtung.
- Das "Delamination" Modell sagt ebenso wie das Lamellenmodell [1.19] nichts über die dynamischen Vorgängen von Stift und Stifthalterung während des Verschleissprozesses aus (siehe Kapitel III).
- Suh u.a. gehen nicht auf den allgemeinen Mechanismus der Reibung ein. Sie behaupten, dass nur im Falle von "Delamination" der Verschleissmechanismus durch plastische Verformung verursacht

wird. Entsprechend ihrer Auffassung gibt es für andere Fälle von Reibung auch andere Mechanismen.

- Das von Suh u.a. vorgeschlagene Modell ist gut brauchbar in den Fällen vom Gleitverschleiss, wo die plastische Verformung klein ist im Hinblick auf die elastischen Verformungen.

Bemerkung :

Die von Suh u.a. gemessenen $\bar{\epsilon}$ -Werte sind etwas zu niedrig [1.21]. Verantwortlich hierfür kann das geringe Auflösungsvermögen des "Scanning Electron Microscope" sein.

3. AUFGABENSTELLUNG UND LÖSUNGSWEG

Ausgangspunkt dieser Arbeit ist der Gedanke, dass die Verschiebung bei Trockenreibung durch plastische Verformung der Kontaktschichten aufgenommen werden muss.

Dieser Gedanke wird im folgenden Phasen ausgearbeitet :

1. *Plastomechanische Grundlagen und Messtechnik der Formänderungsverteilung*

Ausgehend von einem Verschiebungsfeld, werden generell die notwendigen plastomechanischen Grössen hergeleitet. Ausserdem werden entsprechende Methoden zur Messung dieser Grössen entwickelt (siehe Anhang A).

2. *Entwicklung von Reibungsmodellen*

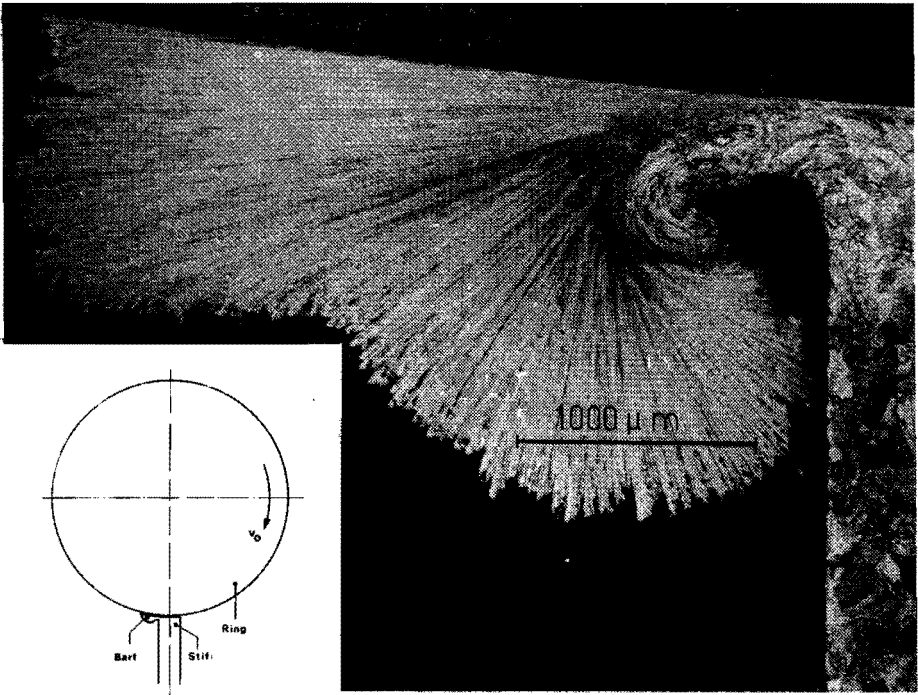
Mit Hilfe der unter 1 gegebenen Grundbegriffe werden zwei Modellbetrachtungen des Reibungsphänomens konzipiert.

2.1 *Schalenmodell* (siehe Kapitel II)

Dieses, ein modifiziertes Furchungsmodell, beschreibt mit Hilfe der Oberschrankentheorie aus der Plastomechanik das Gesamtverhalten der gewählten experimentellen Gleitanordnung. Hiermit lässt sich eine Zahl von bekannten globalen Prozessparametern gegenseitig relatieren wie z.B. Reibungskraft, Kontaktdauer, Maschinenanordnung, Werkstoffeigenschaften, Ringtopographie und einzustellender Grössen wie Normalkraft oder Gleitgeschwindigkeit.

2.2 *Lamellenmodell* (siehe Kapitel III)

In diesem Modell, eine handliche Modifizierung des Schalenmodells, wird von einem quasistationären Zustand ausgegangen.



Querschnitt eines Teiles des Stiftes mit Bart senkrecht zur Gleitfläche und parallel zur Reibrichtung zusammen mit einer schematischen Darstellung der Gleitanordnung.

Bild 1.5

Es beschränkt sich auf Gleitpaarungen, welche Bartbildung zeigen (Bild 1.5).

Es beschreibt die Spannungs- und Verformungsverteilung in Abhängigkeit der Werkstoffeigenschaften. Die Verformungen bei Reibung finden nicht nur mittels Laufen von Versetzungen im Kristall statt, sondern vermutlich auch durch Korngrenzengleiten oder energetisch gleichwertige Prozesse. Zusammen liefern diese Verformungsarten das makroskopisch sichtbare Verschiebungsfeld. Formänderungen und Spannungen führen rechnerisch zu einem Energiebetrag, der übereinstimmt mit der zugeführten

Reibungsenergie d.h. das Modell genügt der Energiebilanz.
Weiter kann man damit einen quantitativen Ausdruck für die Verschleissgeschwindigkeit erhalten.

Beide Modelle wurden weiter experimentell auf ihre Gültigkeit geprüft.

3. *Metallkundliche Aspekte der Reibung* (siehe Kapitel IV)

Aus metallkundlichem Gesichtspunkt werden die Änderungen der plastischen Eigenschaften abgeschätzt wie auch mögliche physikalische Prozesse, die unter den extremen Bedingungen der Reibung auftreten können, näher erläutert.

In den Anlagen wird folgendes näher erläutert :

- Begriffe *Blitztemperatur und Massentemperatur* und deren Abhängigkeit von der Reibungskraft, der Gleitgeschwindigkeit und den Wärmeeigenschaften der Werkstoffe (siehe Anhang B).
- *Extremalprinzip der Misesschen Theorie* mit Erweiterung für Trägheitskräfte (siehe Anhang C).
- *Stift-Ring Anordnung* (siehe Anhang D).

4. LITERATUR KAPITEL I

- 1.1 D. Dowson : The early history of tribology. First European Tribology Congress, September 1973, C 253/73. The Institution of Mechanical Engineers (1975) London.
- 1.2 J. Halling : Principles of Tribology. The Macmillan Press Ltd (1975) London.
- 1.3 K.Gale: Tribologie macht in Grossbritannien Millioneneinsparungen möglich. Schmiertechnik und Tribologie 22, 1975, Dezember.
- 1.4 F.P. Bowden und D. Tabor : The friction and lubrication of solids. At the Clarendon Press (1954) Oxford.
- 1.5 F.P. Bowden and D. Tabor : The friction and lubrication of solids. Part II. At the Clarendon Press (1968) Oxford.
- 1.6 L. Gümbel : Reibung und Schmierung im Maschinenbau. Krayn (1925) Berlin.
- 1.7 F.P. Bowden, A.J. Moore and D. Tabor : The ploughing and adhesion of sliding metals. Journal of applied physics 11 (1943) 80.
- 1.8 E. Rabinowicz : Influence of surface energy on friction and wear phenomena. Journal of applied physics 32 (1961) 1440.
- 1.9 D.H. Buckley : Influence of crystal structure, orientation and solubility on adhesion and sliding friction of metal single crystals in vacuum. Lewis Research Center Cleveland, Ohio Nasa TND-4347.
- 1.10 J.T. Burwell : Survey of possible wear mechanisms. Wear 1 (1957/58) 119.
- 1.11 J.F. Archard : Contact and rubbing of flat surfaces. Journal of applied physics 24 (1953) 981.
- 1.12 E. Rabinowicz : Predicting the wear of metal parts. Production Engineering 29 (1958) 71.
- 1.13 J.T. Burwell and C.D. Strang : On the empirical law of adhesive wear. Journal of applied physics 23 (1952) 18.
- 1.14 J.V. Kragelskii: Friction and wear . Butterworths (1965) London.
- 1.15 J.F. Archard and W. Hirst : The wear of metals under unlubricated

- conditions. Proceedings Royal Society A 236 (1956) 397.
- 1.16 J.T. Burwell and C.D. Strang : Metallic wear. Proceedings Royal Society A 212 (1952) 470.
- 1.17 N.P. Suh, S. Jahanmir and E.P. Abrahamson : The delamination theory of wear. Progress Report to the advanced research project agency, DOD Contract no N00014-67-A-0204-0080 NR. 229-011. Department of mechanical engineering Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass. September 1974.
- 1.18 N.P. Suh, S. Jahanmir , E.P. Abrahamson, N. Saka and J. Teixeira: Second progress report to the advanced research project agency, DOD. Contract no N000 14-67-A-0204-0080 NR. 229-011. Department of mechanical engineering Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass. September 1975.
- 1.19 J.H. Dautzenberg und J.H. Zaat : Modell für Gleitverschleiss bei Trockenreibung. First European Tribology Congress C 276/73, September 1973. The Institution of Mechanical Engineers (1975) London.
- 1.20 J.H. Dautzenberg and J.H. Zaat : Quantitative Determination of deformation by sliding wear. Wear 23 (1973) 9.
- 1.21 J.A.B. van Dijck : The direct observation in the Transmission Electron Microscope of the heavily deformed surface layer of a copper pin after dry sliding against a steel ring. Wear 42 (1977) 109-117.

SCHALENMODELL

Anknüpfend an die Modellvorstellung in Bild 1.1 wird in diesem Kapitel ein Modell ausgearbeitet für den Vorgang welcher beim Verschieben zweier Materialien auftritt, wobei das Hindernis des einen Materiales in das andere hineindringt.

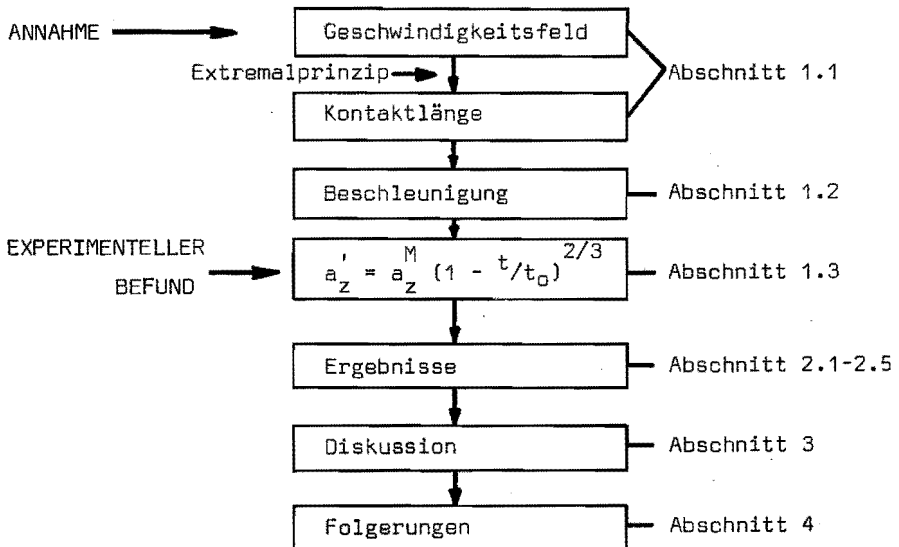
Die Herleitung der für diesen Prozess wichtigen physikalischen Größen ergibt sich aus den folgenden zwei Grundgedanken :

- Bei der Verschiebung des Hindernisses parallel zur Kontaktfläche beider Materialien, werden diese auseinandergedrängt und zwar durch Abgleiten auf einer zylindrischen Gleitfläche in einem der beiden Materialien. Die Länge dieser Gleitfläche wird mit Hilfe des Extremalprinzipes der Plastomechanik bestimmt.
- Beim Auseinanderdrücken der beiden Körper treten so hohe Spannungen auf, dass das mittels Abgleitung aus der Oberfläche herausragende Material über die Kontaktfläche ausgeschmiert wird.

Diese beiden Gedanken lassen eine Anzahl den Prozess beschreibender Größen bestimmen, welche experimentell geprüft werden.

(Für die schematische Darstellung dieses Kapitels siehe Bild 2.1)

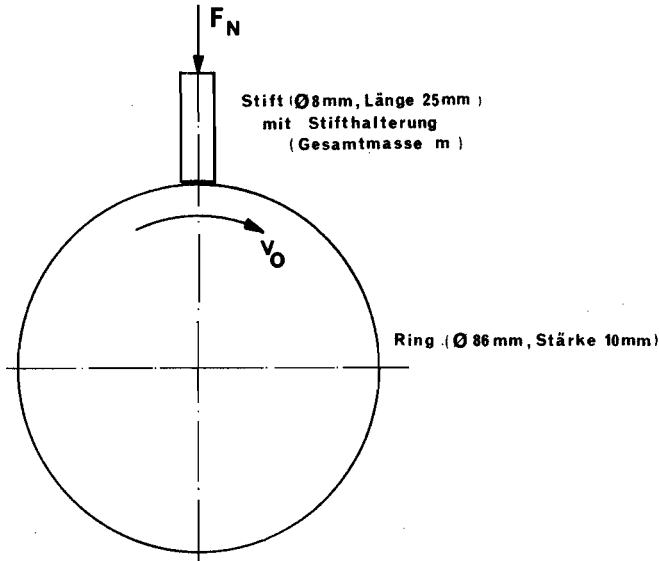
Bild 2.1 *Schematische Darstellung Kapitel II.*



1. DAS MODELL

1.1 Bestimmung der Kontaktlänge

Man betrachte eine Stift-Ring Gleitanordnung (Bild 2.2) [2.1]



Schematische Darstellung der Gleitanordnung.

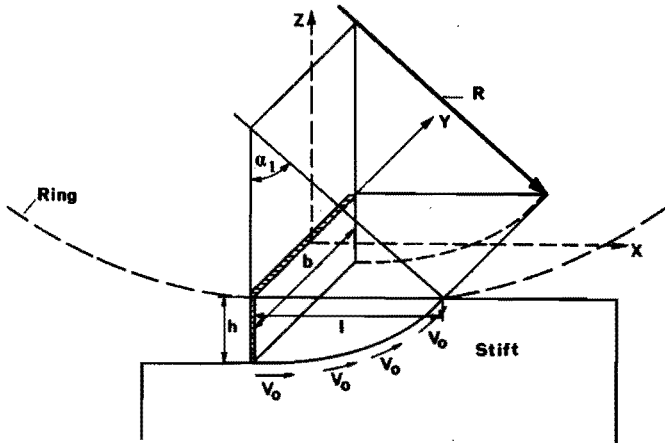
Bild 2.2

In dieser Anordnung rotiert der Ring um eine feste Achse mit einer Umfangsgeschwindigkeit v_0 .

Der Stift, starr eingeklemmt in einer Halterung mit Gesamtmasse m , drückt mit einer Normalkraft F_N gegen den Ring und kann sich nur in seiner axialen Richtung bewegen (Richtung von F_N). In der Kontaktfläche von Stift und Ring bringt man ein rechtwinkliges kartesisches Koordinatensystem an (Bild 2.3) derart, dass die x -Achse mit der Bewegungsrichtung v_0 zusammenfällt, die y -Achse in der Kontaktfläche senkrecht zur Bewegungsrichtung v_0 liegt und die z -Achse in Bewegungsrichtung des Stiftes läuft.

Auf dem Ring befindet sich ein plattenförmiges Hindernis mit der Breite b (in y -Richtung) und der Höhe h_0 (in z -Richtung). Man betrachtet jetzt den Zustand, dass das Ringhindernis um eine Höhe h im Stift eingedrungen ist, wobei das Hindernis sich mit einer Geschwindigkeit

v_0 durch das Stiftmaterial bewegt *). Findet die Ableitung im Stiftmaterial völlig auf einer Zylinderfläche - Radius R und Achse



Schematische Darstellung des Gleitprozesses für eine zylinderförmige Gleitfläche.

Bild 2.3

parallel der y-Richtung - (hier Schalenmodell genannt) statt und bleibt die Geschwindigkeit v_0 auf der Zylinderfläche erhalten ($R \gg h$), so gilt für die Geschwindigkeit des Stiftes in z-Richtung (Bild 2.3):

$$v_z = v_0 \sin \alpha_1 \quad (2.1)$$

und für die Beschleunigung a_z' in z-Richtung :

$$a_z' = v_0 \cos \alpha_1 \dot{\alpha}_1 = \frac{v_0^2}{R} \cos \alpha_1 \quad (2.2)$$

Hierbei wird α_1 definiert durch :

$$\alpha_1 = \arccos \frac{R-h}{R} \quad (2.3)$$

*) Eine derartige Diskontinuität im Geschwindigkeitsfeld vom Material während der Verformung wurde schon in Bezug auf andere Prozessen vorgeschlagen und durch Kudo ausgearbeitet [2.2] [2.3] [2.4] [2.5].

Weiter gilt für die Kontaktlänge l ($R \gg h$) :

$$l \approx \sqrt{2Rh} \quad (2.4)$$

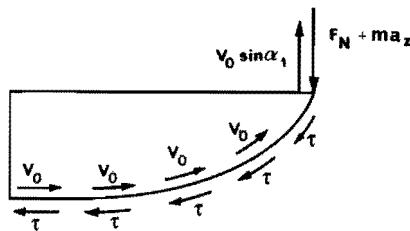
Anwendung der Oberschränkentheorie der Plastomechanik :

[Anhang C ; Gl. (C-1)] :

$$J^* = \int_V \sigma_{ij}^* \dot{\epsilon}_{ij}^* dV + \sum_i \int_{A_i} \tau_V |\Delta \dot{u}_i^*| dA_i - \int_{S^t} t_i \dot{u}_i^* dS \geq \int_{S^u} t_i \dot{u}_i^* dS$$

$$(2.5)$$

liefert für diesen Prozess, wobei nicht ein sondern N (identische) Kontakten vorhanden sind. (Für die schematische Darstellung der auf der Schale wichtigen wirksamen Grössen siehe Bild 2.4).



Schematische Darstellung der auf der Schale wichtigen wirksamen Grössen.

Bild 2.4

- $\int_V \sigma_{ij}^* \dot{\epsilon}_{ij}^* dV = 0 \quad (2.6)$

- $\sum_i \int_{A_i} \tau_V |\Delta \dot{u}_i^*| dA_i = \alpha_1 R N b \tau v_0 \quad (2.7)$

Hierbei stellt Gl.(2.7) die Leistung der Schubspannung auf die Gleitfläche dar.

- $\int_{S^t} t_i \dot{u}_i^* dS = F_N v_0 \sin \alpha_1 + \frac{m v_0^2}{R} \cos \alpha_1 v_0 \sin \alpha_1 \quad (2.8)$

Hierbei ist das erste Glied der rechten Seite der Gl.(2.8) die Leistung der Normalkraft und das zweite die Leistung der Beschleunigung vom Stift mit Stifthalterung (siehe Gl.(2.1)) :

$$\int_S \dot{t}_i \dot{u}_i dS = M' \omega \quad (2.8)$$

Hierin ist M' das Antriebsmoment und ω die Winkelgeschwindigkeit des Ringes.

Aus Gl.(2.3) und Gl.(2.5) bis (2.8) erhält man für J^* :

$$J^* = v_o R N b \tau \sqrt{2h} R^{-\frac{1}{2}} + F_N v_o \sqrt{2h} R^{-\frac{1}{2}} + \frac{m v_o^2}{R} v_o \frac{(R-h)}{R} \sqrt{2h} R^{-\frac{1}{2}} \quad (2.10)$$

wobei :

$$\alpha_1 = \sin \alpha_1 = \frac{\sqrt{2Rh}}{R} = \sqrt{2h} R^{-\frac{1}{2}} \quad (2.11)$$

$$\text{für } \alpha_1 \ll 1 \quad (2.12)$$

Der Ableitprozess bestimmt gemäss dem Extremalprinzip die Geometrie, wofür gilt [Anhang C; Gl.(C-2)] :

$$\frac{dJ^*}{dR} = 0 \quad (2.13)$$

unter der Nebenbedingung [Anhang C; Gl.(C-3)] :

$$\frac{d^2 J^*}{dR^2} > 0 \quad (2.14)$$

Gl.(2.10) mit Gl.(2.13) liefert :

$$N b \tau R^2 - F_N R - 3 m v_o^2 = 0 \quad (2.15)$$

wobei mittels Gl.(2.12) gilt :

$$\frac{h}{R} \ll 1 \quad (2.16)$$

Auflösen von Gl.(2.15) nach R liefert :

$$R = \frac{F_N + \sqrt{F_N^2 + 12 N b \tau m v_o^2}}{2 N b \tau} \quad (2.17)$$

aber für $F_N^2 \ll 12 N b \tau m v_0^2$ (Tabelle 2-1)

- Aus dieser Tabelle kann man weiter entnehmen, wie diese Bedingung sich für höhere Werte von F_N auswirkt - wird Gl.(2.17):

$$R = \sqrt{\frac{3 m v_0^2}{N b \tau}} \quad (2.18)$$

Einsetzen von Gl.(2.18) in Gl.(2.4) liefert :

$$1 = \sqrt[4]{\frac{12 m v_0^2 h^2}{N b \tau}} \quad (2.19)$$

Weiter gilt für Gl.(2.14) mit $F_N^2 \ll 12 N b \tau m v_0^2$:

$$\frac{d^2 J^*}{dR^2} = \frac{1}{4} v_0 \sqrt{2h} R^{-7/2} \left[15 m v_0^2 - N b \tau R^2 \right] \geq 0 \quad (2.20)$$

oder mit Gl.(2.18) :

$$\frac{d^2 J^*}{dR^2} = \frac{1}{4} v_0 \sqrt{2h} R^{-7/2} \cdot 12 m v_0^2 \geq 0 \quad (2.21)$$

d.h. Gl.(2.14) ist erfüllt. Hieraus ergibt sich, dass Gl.(2.19) die beste Lösung für das gewählte Modell darstellt.

Bemerkung

Man kann nachweisen, dass die zylinderförmige Gleitfläche energetisch günstiger wie andere Gleitflächenformen (z.B. ebene Gleitflächenform) ist.

1.2 Die durch ein Rechteckhindernis verursachte Stiftbeschleunigung als Funktion der Zeit

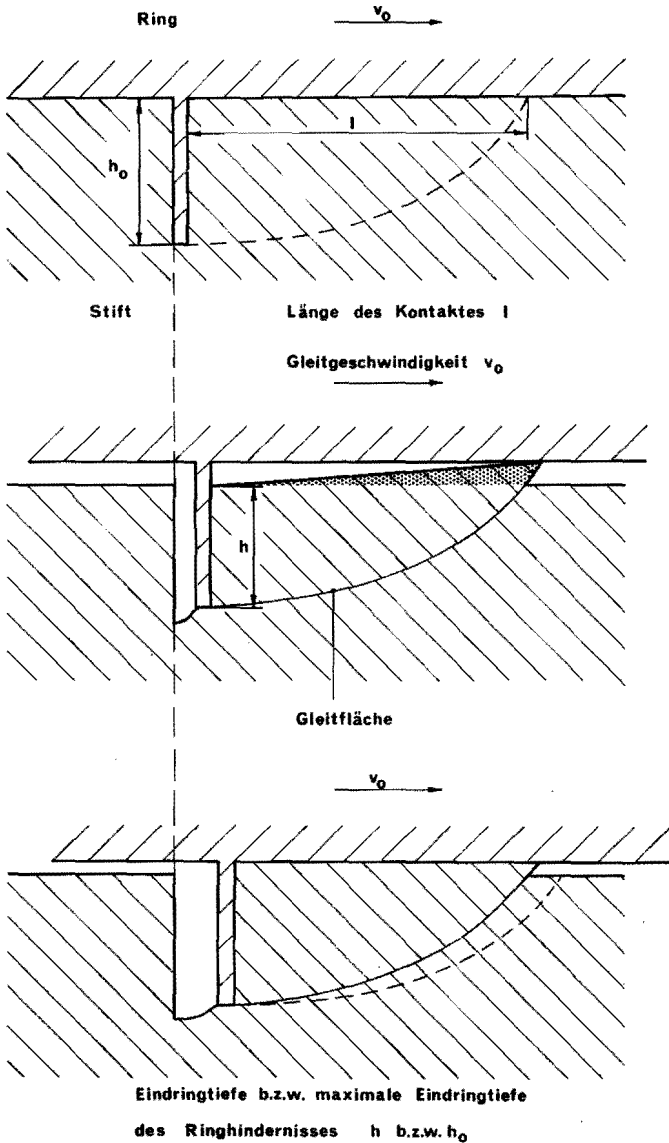
Im vorigen Abschnitt wurde für ein Rechteckhindernis mit dem Extremalprinzip der Plastomechanik nicht nur die Kontaktlänge berechnet, sondern auch der Radius der Zylinderfläche worauf der Abgleitprozess stattfindet. Durch diese Abgleitung (Bild 2.5) werden Stift und Ring auseinandergedrückt.

Weil der Ring keine Ausweichmöglichkeit besitzt, (dieser ist starr mit der Verschleissmaschine verbunden) muss sich der Stift in Stiftachsrichtung mit einer Beschleunigung a_z bewegen, welche sich mit

Gl.(2.2),(2.16) und (2.18) bestimmt zu :

$$a'_z = \sqrt{\frac{Nbt v_0^2}{3m}} \quad (2.22)$$

Die durch diese Beschleunigung verursachte Kraft muss durch den Rand



Das Ausschleiben einer Schale ohne Ausschmierung vom Material in der Kontaktfläche.

Bild 2.5

der Schale (Bild 2.5) durchgeleitet werden, wodurch in der Kontaktzone (einlinienkontakt im dreidimensionalen Raum) eine unendlich hohe Spannung entstehen würde. Diese unendlich hohe Spannung wird nicht erreicht, weil beim Überschreiten der Fließspannung des ausgeschobenen Materials im Kontakt, dieses über die Kontaktfläche ausgeschmiedt wird. Betrachtet man die Geometrie des Ausschubens und den für das ausgeschobene Material verfügbaren Raum in Bild (2.5), so kann man hieraus ersehen, dass für das auszuschmierende Material das doppelte Volumen zur Verfügung steht wie ohne Ausschmieren. Das bedeutet die doppelte Zeit um den vorhandenen Raum auszufüllen. Berücksichtigung dieses Phänomens ergibt mit Gl.(2.2) und (2.18) für die Beschleunigung a'_z in Stiftachsrichtung (In der Diskussion wird hier näher auf eingegangen):

$$a'_z = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{Nbt v_0^2}{3m}} \quad (2.23)$$

Trägt man noch Rechnung, dass ein in der Zeit konstanter Teil (1-f) des Materials aus der Kontaktfläche herausgequetscht wird, so gilt für a'_z mit Gl.(2.23):

$$a'_z = \frac{1}{4} f^2 \sqrt{\frac{Nbt v_0^2}{3m}} \quad (2.24)$$

Aus Gl.(2.24) ergibt sich, dass a'_z während der Kontaktzeit konstant ist.

1.3 Vergleich der theoretischen mit den experimentellen Beschleunigungskurven des Stiftes in Stiftachsrichtung als Funktion der Zeit

In Abschnitt 1.2 wurde für die Beschleunigung des Stiftes in Stiftachsrichtung hergeleitet :

$$a'_z = \frac{1}{4} f^2 \sqrt{\frac{Nbt v_0^2}{3m}} \quad (2.24)$$

Einer der Ausgangspunkte hierbei war die gleiche Grösse und hieraus folgend die Unveränderlichkeit der Zahl der Kontaktstellen während eines Kontaktes. Dies bedeutet, dass die theoretisch berechnete Beschleunigung, wie aus Gl.(2.24) ersichtlich, während der Kontaktzeit konstant ist.

Wie noch nachher an Hand von Messungen gezeigt wird (Bild 2.12) sind

die Hindernishöhen in den beteiligten Kontakten nicht konstant, sondern von Kontakt zu Kontakt verschieden.

Hieraus lässt sich schliessen, dass die Zahl der Kontakte in der Zeit nicht konstant ist. Das hergeleitete Modell ist also eine zuweit durchgeführte Vereinfachung der Realität.

Die hieraus folgenden Probleme konnten beseitigt werden mittels Messung von Beschleunigungskurven. An Hand von diesen gemessenen Beschleunigungskurven (Bild 2.6A), wird in erster Näherung folgende Gleichung vorgeschlagen:

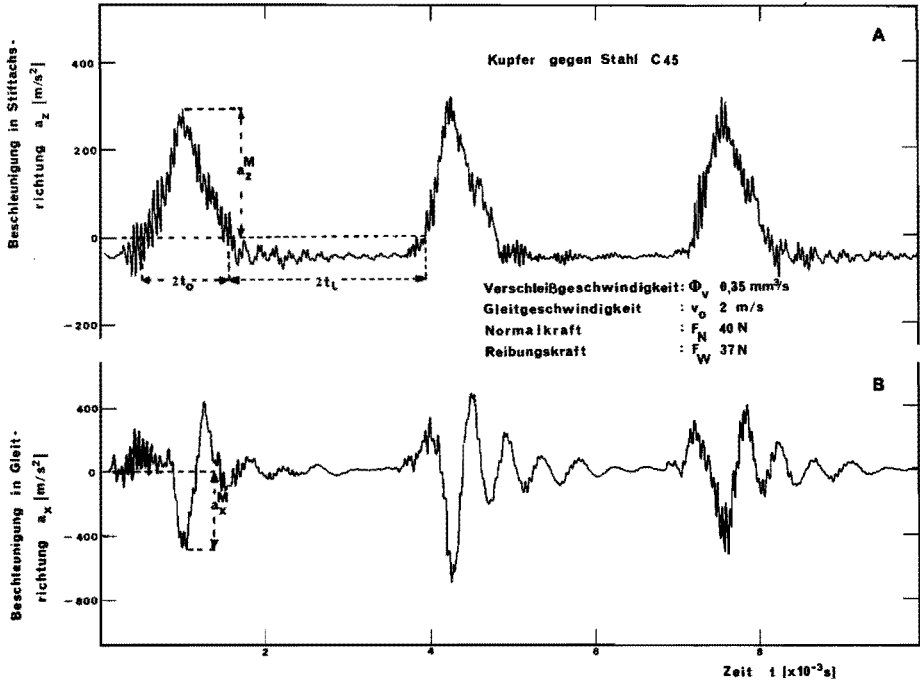


Bild 2.6 Die gleichzeitig aufgenommen Beschleunigungen des Stiftes :

A parallel der Stiftachse (a_z)

B in Reibungsrichtung (a_x)

als Funktion der Zeit

$$a_z = a_z^M \left(1 - \frac{t}{t_0}\right)^{2/3} \quad [2.25]$$

wobei a_z^M = maximale Beschleunigung des Stiftes in Stiftachsrichtung

t_0 = Zeit, worin die Stiftbeschleunigung abklingt vom maximalen Wert auf Null und $0 \leq t \leq t_0$

An Hand dieser Gleichung können in den nun folgenden Abschnitten eine Zahl von wichtigen Daten hergeleitet werden, wie z.B. Kontaktzeiten (siehe Abschnitt 2.1) und Hindernishöhen (siehe Abschnitt 2.2). Setzt man die gemessene maximale Beschleunigung a_z aus Gl.(2.25) gleich der berechneten Beschleunigung a'_z aus Gl.(2.24) so erhält man :

$$a_z = \frac{1}{4} f^2 \sqrt{\frac{N_0 b t v_0^2}{3m}} (1 - t/t_0)^{2/3} = \frac{1}{4} f^2 \sqrt{\frac{N b t v_0^2}{3m}} \quad (2.26)$$

wobei N_0 bzw. N im folgenden die Anzahl der Kontakten zur Zeit $t = 0$ bzw. t darstellt.

Diese Gleichung wird benützt um die Grösse f (siehe Abschnitt 2.4) und N_0 (siehe Abschnitt 2.5) zu bestimmen.

2. EXPERIMENTELLE NACHWEISE FÜR DAS SCHALENMODELL

2.1 Vergleich von experimentellen und theoretischen Kontaktzeitwerten für verschiedene Gleitpaarungen unter sehr verschiedenen Versuchsbedingungen

Ist die Geschwindigkeit des Stiftes mit Stifthalterung beim ersten Kontakt der Unterseite des Hindernisses mit der Stiftgleitoberfläche gleich v_z^M , so gilt mit Gl.(2.25) - der Stift hat jetzt seine grösste Geschwindigkeit - :

$$v_z^M = a_z^M \int_0^{t_0} (1 - t/t_0)^{2/3} dt \quad (2.27)$$

Integration von Gl.(2.27) ergibt :

$$v_z^M = \frac{3}{5} a_z^M t_0 \quad (2.28)$$

Diese Geschwindigkeit von Stift mit Stifthalterung wird abgebremst durch die Normalkraft F_N . Ist die Zeit, die man hierfür braucht t_L , so gilt mit Gl.(2.28) :

$$v_z^M = \frac{F_N}{m} t_L = \frac{3}{5} a_z^M t_0 \quad (2.29)$$

Wird davon ausgegangen, dass man es mit einem in der Zeit symmetrischen Prozess zu tun hat, welcher sich in der Zeit fortlaufend wieder-

holt, so gilt für die Frequenz ν , der jetzt entstandenen Schwingung :

$$\nu = \frac{1}{2t_0 + 2t_L} \quad (2.30)$$

Auflösung von Gl. (2.29) und Gl.(2.30) nach t_0 ergibt :

$$t_0 = \frac{5 \frac{F_N}{m}}{2\nu \left(5 \frac{F_N}{m} + 3 a_z^M \right)} \quad (2.31)$$

Um die theoretischen mit den experimentell bestimmten Kontaktzeiten (= $2t_0$) zu vergleichen wurden 3 Metallpaarungen gewählt, welche sehr unterschiedlich abnutzen :

- Kupfer (Stift) gegen Stahl C 45 (Ring)
Bei dieser Gleitpaarung findet man meistens das abgenutzte Material in Form eines Bartes hinter dem Stift wieder zurück (Bild 1.5). Diesen Verschleissprozess nennt man den Bartbildungsprozess. Er tritt sowohl in Luft wie in Argonatmosphäre auf.
- Stahl C 90 (Stift) gegen Stahl C 45 (Ring) in Argon. Hierbei tritt Materialübertrag auf, wobei fast keine lose Verschleiss-
teilchen produziert werden. Bei diesem Prozess tritt meistens auf Grund des noch vorhandenen Luftgehaltes in Argon etwas Oxidbildung auf.
- Messing 58 mit 2% Blei (Stift) gegen Stahl C 45 (Ring).
Hierbei tritt Materialübertrag auf (vom Stift zum Ring), wobei sehr viele einzelne Verschleiss-
teilchen produziert werden.

Von den drei verschiedenen Metallpaarungen wurden jeweils bei verschiedenen Gleitgeschwindigkeiten ν_0 und Normalkräften F_N die Beschleunigungskurve $a_z(t)$ des Stiftes mit Stifthalterung als Funktion der Zeit aufgenommen (siehe Beispiel Bild 2.6A; Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45). Aus diesen Beschleunigungskurven erhält man a_z^M und ν , womit sich t_0 (Gl.2.31) und t_L (Gl.2.30 und 2.31) bei bestimmten Werten von F_N und m errechnen lässt.

Selbstverständlich kann man die Werte für t_0 und t_L - Mittelwert aus 25-100 Einzelmessungen - auch direkt, wie schon angedeutet, aus den Kurven $a_z(t)$ erhalten. Tabelle 2-2 bis 2-4 gibt die theoretischen und experimentel-

len Werte für t_0 und t_L für die verschiedenen schon aufgeführten Gleitpaarungen an. Aus diesen Tabellen kann man entnehmen, dass die experimentellen und theoretischen Werte für t_0 und t_L recht gut miteinander übereinstimmen.

Weil für die experimentelle Bestimmung dieser Prozessgrösse jedesmal nur ein kurzer Zeitabschnitt betrachtet wird (25 bis 100 Schwingungen, während die Schwingungszahl ca 500 Hz beträgt), sollte man wissen in wiefern diese Grössen sich mit der Zeit ändern. Dazu wurde in einem Verschleissversuch von Kupfer gegen Stahl C 45 (bei konstantem v_0 und F_N) während 10 s fortlaufend $a_z(t)$ registriert. Das Aufzeichnen der Messungen wurde für eine kurze Zeit unterbrochen (ca 30 s), danach wurde die Aufzeichnung wieder fortgesetzt. Eine Wiedergabe dieser Ergebnisse findet man in Tabelle 2-5. Hieraus kann man entnehmen, dass die Werte von t_0 und t_L sich in der Zeit nicht stark ändern.

Bemerkungen

- Bei der Herleitung der Gl.(2.30) und (2.31) wurde davon ausgegangen, dass der Verlauf von $a_z(t)$ symmetrisch war. Genauere Messungen zeigen dass diese Annahme nicht ganz zutrifft; der Zeitverlauf für das Herauskommen des Hindernisses ist etwas länger wie für das Eindringen.
Dieser Unterschied wird sehr wahrscheinlich durch den längeren Weg verursacht, den das Ringhindernis im Stiftmaterial wegen des aufgestauten Materials zurücklegen muss.
- Wie schon durch H. Toersen [2.1] nachgewiesen, besitzt die Stifthalterung mit Stift mehrere Eigenfrequenzen, sowohl in Richtung der Normalkraft wie auch in Richtung der Reibungskraft. Diese Eigenfrequenzen erstrecken sich über ein Gebiet von ca 25 Hz bis 100 kHz. Diese Eigenschwingungen können mit den durch Reibung verursachten Schwingungen (Gl.2.30) in Resonanz kommen, wodurch auf dem $a_z(t)$ Signal ein zweites grosses Signal superponiert wird. Um diesen Einfluss auf die experimentelle und theoretische Werten von t_0 und t_L aus Tabelle 2-2 bis 2-4 nachzugehen, wurde nur das Signal von $a_z(t)$ oberhalb 1500 Hz elektrisch gedämpft. Die in dieser Arbeit beschriebenen durch Reibung verursachten Schwingungen haben alle Frequenzen unterhalb 1500 Hz. Aus Tabelle 2-2 könnte man den Schluss ziehen dass jetzt die Übereinstimmung

zwischen den experimentellen und theoretischen Werten für t_0 und t_L besser wird.

2.2 Vergleich eines theoretisch errechneten und experimentell bestimmten Stiftoberflächenprofils einer Spur in Reibrichtung

Die Bewegungsgleichung des Stiftes mit Stifthalterung wird, so lange das Ringhindernis in der Stiftoberfläche steckt, dargestellt durch die Differentialgleichung (Gl. 2.25) :

$$\ddot{z}(t) = a_z^M (1 - t/t_0)^{2/3} \quad (2.25)$$

Hierbei ist z die Koordinatenachse in Stiftachsrichtung.
Mit den Randbedingungen :

$$\begin{aligned} \dot{z}(t=0) &= 0 \\ z(t=0) &= 0 \end{aligned} \quad (2.32)$$

erhält man durch zweimalige Integration von Gl. (2.25) :

$$z(t) = \frac{3}{5} a_z^M t_0 t + \frac{9}{40} a_z^M t_0^2 (1-t/t_0)^{8/3} - \frac{9}{40} a_z^M t_0^2 \quad (2.33)$$

Weiter gilt :

$$h(t) = h_0 - z(t) \quad (2.34)$$

wobei $h(t)$ bzw h_0 die Eindringtiefe des Hindernisses zum Zeitpunkt t bzw 0 darstellt.

(Neben der Eindringtiefe des Hindernisses zur Zeit $t=0$, stellt h_0 auch die Höhe des Hindernisses auf dem Ring dar.

Diese ergibt sich mit Gl.(2.33) und (2.34) für $t=t_0$ zu

$$h_0 = \frac{3}{8} a_z^M t_0^2 \quad (2.35)$$

(Den Wert von h_0 für die verschiedenen Gleitpaarungen findet man in Tabelle 2-2, 2-4 und 2-7).

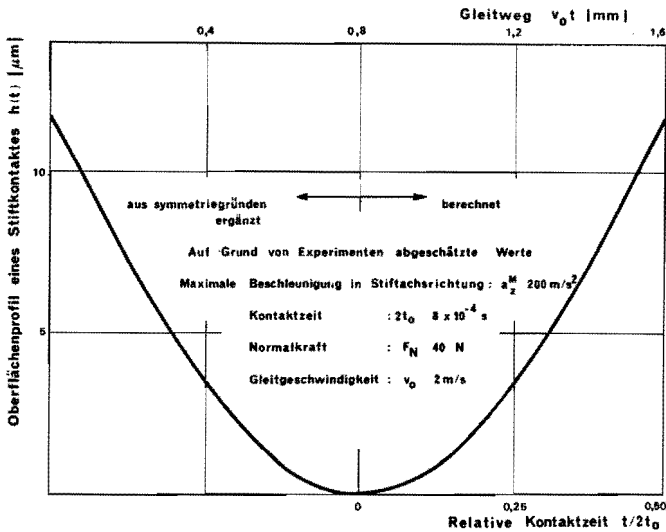
Einsetzen von Gl.(2.35) und (2.33) in (2.34) ergibt :

$$h(t) = \frac{3}{5} a_z^M t_0^2 - \frac{3}{5} a_z^M t t_0 - \frac{9}{40} a_z^M t_0^2 (1-t/t_0)^{8/3} \quad (2.36)$$

Bild (2.7) bzw. (2.8) lässt den berechneten (Gl.2.36) bzw. experimentell *) bestimmten Verlauf von dem Hindernisabdruck als Funktion von t erkennen. Ein Vergleich der beiden Bilder zeigt, dass beide ähnlich sind. Unterschiede sind :

- der experimentell gemessenen $h(t)$ Verlauf ist nicht symmetrisch. Diese Unsymmetrie wird verursacht durch das vom Ringhindernis aufgeschaufelte Stiftmaterial.
- die Abmessungen der gemessenen Stiftoberflächenprofile weisen gerade wie a_z^M eine Verteilung auf.
- die Stiftoberflächenprofile haben meistens nicht die ideale Form wie in Bild (2.8) sondern kommen nur stückweise vor, weil sie meistens übereinander liegen.

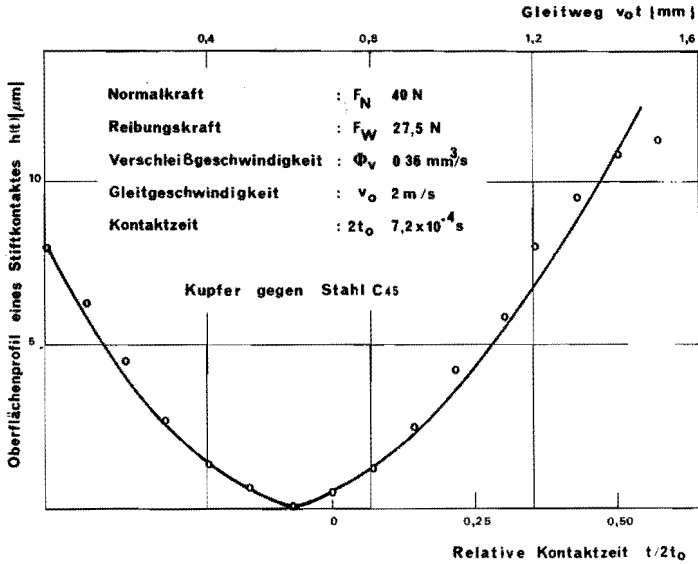
Eine genauere Betrachtung der Stiftgleitfläche in Reibrichtung lässt erkennen, dass an mehreren Stellen dieser Gleitfläche Stufen vorhan-



Das berechnete und aus Symmetriegründen ergänzte Stiftoberflächenprofil einer Spur in Reibrichtung.

Bild 2.7

*) Bild (2.9) erhält man mit einem Profilmessgerät, (Perthometer, Radius der Taste $1,5 \mu\text{m}$) von einem willkürlichen Durchschnitt einer Spur (parallel der Reibrichtung) von einem Kupferstift der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45, wobei $F_N = 40\text{N}$, $v_0 = 2 \text{ m/s}$ und $\phi_D = 0,36 \text{ mm}^3/\text{s}$ betrug. Unter diesen Umständen beträgt die Länge des Hindernisabdrucks im Stiftmaterial ($= 2 v_0 t_0$) ca $1,5 \text{ mm}$.



Das gemessene Stiftoberflächenprofil einer Spur in Reibrichtung.

Bild 2.8

den sind (Bild 2.9). Diese kann man sich entstanden denken an Stellen, wo Stift und Ring beim Auseinanderdrücken sich voneinander trennten.



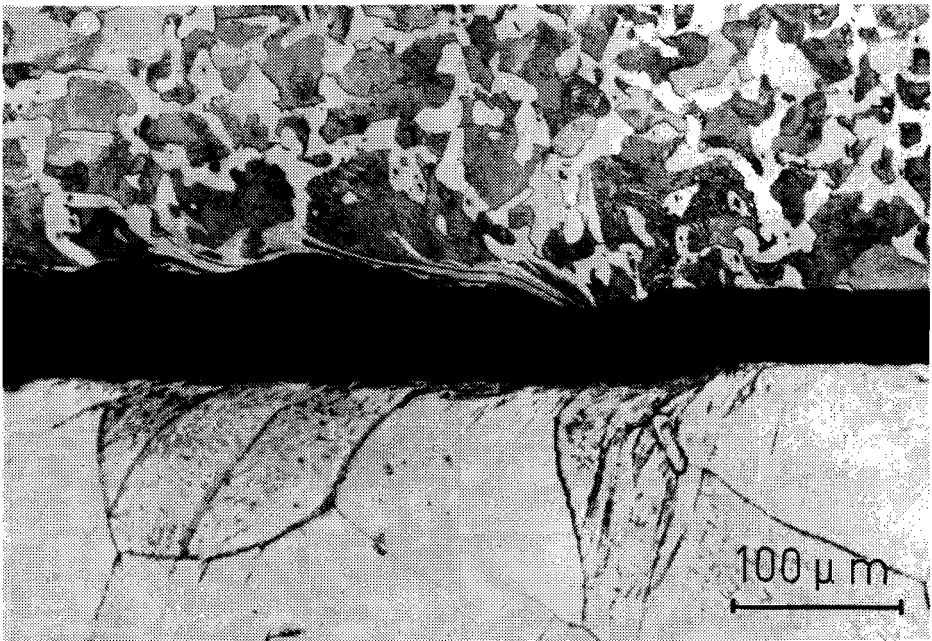
Stufen in einem Kupferquerschnitt senkrecht zur Gleitfläche und parallel zur Reibrichtung.

Bild 2.9

2.3 Entstehen und Funktion der Hindernisse

Geht man von einem glatten Ring aus, d.h. Gleitoberfläche poliert mit Diamantpaste, und einem angepasten Stift, gleichfalls poliert, so fängt nach einer kurzen Zeit, Einlaufphase genannt, plötzlich der abrasive Verschleissprozess an. Es wird angenommen, dass der Grund hierfür ist, dass durch das Verschieben vom Stiftmaterial dieses sich derart verfestigt, dass es in der Kontaktfläche eine grössere Fließspannung hat wie der Stahl. Der Stahl wird nun so weit deformiert (hierbei entstehen die Ringhindernisse) und deshalb verfestigt bis er stärker oder gleich stark dem Stiftmaterial an der Oberfläche ist. Diese Ringhindernisse bestimmen nun den Gleitverschleiss. Dieser Gedankengang lässt sich folgendermassen prüfen.

- Betrachtet man einen Querschnitt eines Kontaktes - senkrecht zur Gleitfläche und parallel der Reibungsrichtung - der Gleitpaarung

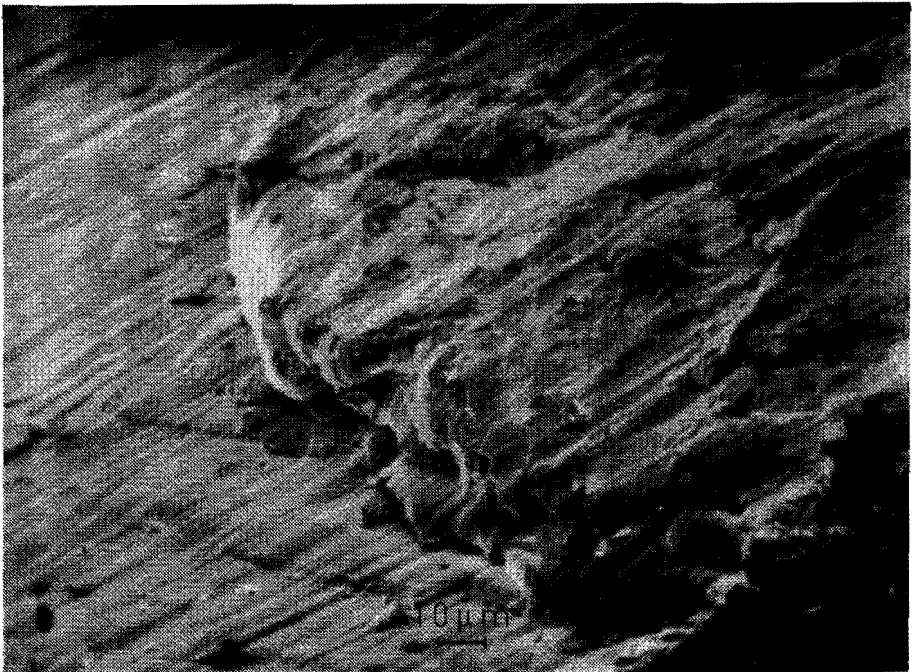


Der durch ein Hindernis bei niedriger Gleitgeschwindigkeit verursachte Abgleitprozess bei der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45. (Das Ringhindernis wurde vorher bei hoher Gleitgeschwindigkeit und beim umgekehrten Drehsinn des Ringes gebildet.)

Bild 2.10

Kupfer gegen Stahl C 45 (Bild 2.10), so ist nicht nur die Anwesenheit eines Hindernisses im Stahl zu erkennen, sondern auch die frühere Plazierung des Hindernisses im Stiftmaterial. Der Ring wurde bei hoher Gleitgeschwindigkeit vorprofiliert um diesen danach mit einem unverformten Kupferstift bei sehr niedriger Gleitgeschwindigkeit und sehr kurzem Gleitweg weitergleiten zu lassen; dadurch erhält man Bild(2.10.) Die Drehrichtung des Ringes wurde im letzten Fall umgedreht um eindeutig festzustellen, dass die Verformungen im Stahl aus dem ersten Prozess stammen. Durch das Gleiten bei niedrigen Geschwindigkeiten ist es möglich Stift und Ring an einer bestimmten Stelle zu fixieren.

- Betrachtet man die Oberfläche des Ringes der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45 mit einem Rasterelektronenmikroskop, so ist deutlich herausragend über die Gleitfläche des Ringes die Anwesenheit mehrerer Hindernisse zu erkennen. Die Breite dieser Hindernisse stimmen überein mit den Spurbreiten, welche man im Kupferstift vorfindet (Kapitel III) (Bild 2.11).

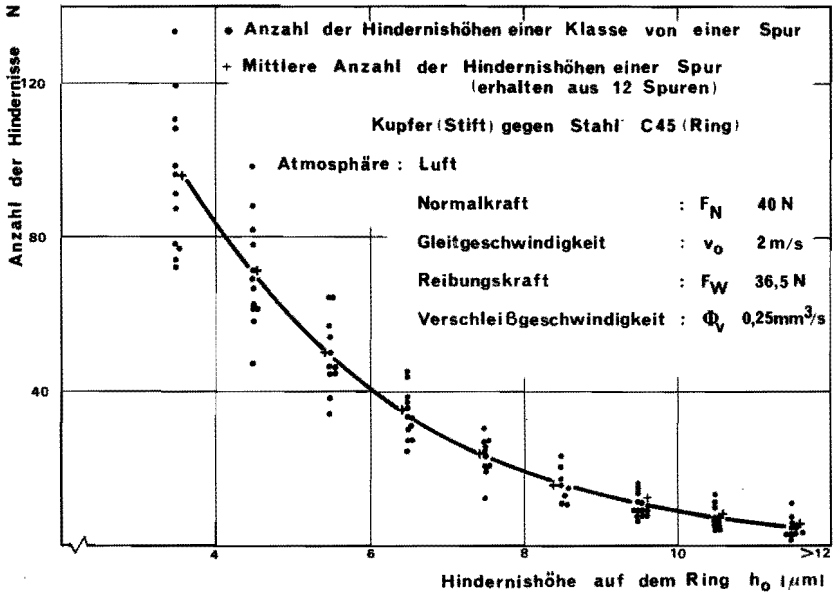


Das Hindernis eines Stahlringes der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45.

Bild 2.11

- Die hohe Spannungen im Stahlhindernis bei jedem Kontakt müssten Ermüdungserscheinungen erwarten lassen.
Tabelle 2-6 lässt erkennen, dass während des Verschleisses der Stahl durch das Kupfer abtransportiert wird und zwar nach einer anfänglichen Anlaufphase mit konstanten Mengen. (Der Eisengehalt wurde jedesmal nach einer Längereduktion des Stiftes von einem halben Millimeter im Bart vom Stift chemisch bestimmt.)
- Wenn man den Kupferstift während des Verschleissversuches ersetzt durch einen Silberstift, (dieses Metall hat bei allen Verformungsgraden eine niedrigere Fließspannung wie Kupfer) so sollte der Eisengehalt im abtransportierten Silber niedriger sein wie im abtransportierten Kupfer. Siehe Tabelle 2-6.
- Ersetzt man den Kupferstift durch Stiftmaterialien mit niedriger Fließspannung (diese Materialien zeigen, wenn man sie nicht auf einem mit Kupfer vorprofilieren Ring gleiten lässt, vollkommen andere Verschleissdaten vor), so sollten die Hindernisse erhalten bleiben und der Prozess gleichartig wie beim Kupfer verlaufen (Bartbildung). In diesem Falle sollten sich auch die Hindernishöhen nicht ändern. Tabelle 2-7 lässt erkennen, dass dieses zutrifft. Weiter erhält man aus dieser Tabelle, dass bei Verwendung von Stiftmaterialien wie Zinn und Zink die Hindernishöhen auf der Ringgleitfläche offenbar abgebaut werden. Die Verwendung der Stiftmaterialien erfolgte in der gleichen Reihenfolge wie Tabelle 2-7 angegeben. Der Ring war bei allen Versuchen gleich.
- Ersetzt man den Kupferstift durch Stiftmaterial mit einer höheren Fließspannung wie Kupfer, (z.B. Messing oder Stahl) so ändert sich der Gleitprozess erwartungsgemäss schlagartig.
- Eine direkte Methode um die Hindernishöhenverteilung zu bestimmen, erhält man durch Abtasten des Oberflächenprofils eines Ringes der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45. Hierzu wurde der Ring auf 12 verschiedenen Stellen ringsherum abgetastet. Das Abtasten geschah mittels eines Perthometers; Radius der Taste 1,5 μm . Geht man von einer häufig vorkommenden Hindernisbreite von 200 μm aus, so ist die Oberfläche einer Spur auf dem Ring 55 mm^2 (Ringdurchmesser 88 mm), was zufällig fast gleich der makroskopischen Kontaktfläche zwischen Stift mit Bart und Ring ist (ca. 54 mm^2).

Bild(2.12) gibt die mittlere Hindernishöheverteilung, hergeleitet aus den 12 Spuren, für eine Spur wieder.



Die Hindernishöhenverteilung eines Ringes.

Bild 2.12

Bemerkung :

Betrachtet man den Wert von h_0 einer Gleitpaarung für die verschiedenen Gleitgeschwindigkeiten und Normalkräfte F_N mit Ausnahme von $F_N = 10$ N (dieser Wert ist die untere Grenze der Anordnung und ist mit Vorsicht zu betrachten), so sieht man aus Tabelle 2-2, dass die berechnete Hindernishöhe in erster Näherung konstant bleibt.

2.4 Bestimmung vom Anteil des ausgeschobenen Materials, das zur Aufhöhung der Kontaktfläche dient

Zur Berechnung dieser Grösse f betrachtet man die mittlere Kontaktflächengrösse \bar{F} von N Kontakten während der Kontaktzeit $2 t_0$. Diese lautet definitionsgemäss :

$$\bar{F} = \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} N b_i dt \quad (2.37)$$

wobei b = Breite des Hindernisses

l = jeweilige Kontaktlänge in Reibungsrichtung.

Mit Gl.(2.19), (2.26) und (2.36) erhält man aus Gl.(2.37) nach Umformung :

$$\bar{F} = b \left[\frac{12 m v_0^2}{b \tau} N_0^3 a_z^M 2 \right]^{\frac{1}{4}} \int_0^{t_0} \left[\frac{3}{5} - \frac{3}{5} t/t_0 - \frac{9}{40} \times \right. \\ \left. (1 - t/t_0)^{\frac{8}{3}} \right]^{\frac{1}{2}} (1 - t/t_0) dt \quad (2.38)$$

wobei N_0 die Anzahl der Kontakte zur Zeit $t=0$ darstellt.

Numerische Lösung von Gl.(2.38) liefert mit Gl.(2.26) für $t=0$:

$$\bar{F} = 0,192 b N_0 t_0 v_0 f \quad (2.39)$$

Weiter gilt:

$$\frac{t_0}{t_0 + t_L} \bar{F} \tau = F_W \quad (2.40)$$

wobei F_W die mittlere Reibungskraft darstellt.

Auflösung von Gl.(2.39) nach f liefert mit Gl.(2.30), (2.26) und (2.40):

$$f = \left[\frac{18,5 v t_0^2 a_z^M 2 m}{F_W \times v_0} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.41)$$

Die mittels Gl.(2.41) auf Grund von experimentellen Daten berechneten Werte von f für die verschiedenen Gleitpaarungen kann man aus Tabelle 2-2 bis 2-5 und 2-7 entnehmen (siehe auch Abschnitt 3.5). Aus Tabelle 2-2 ist zu entnehmen, dass f mit zunehmender Gleitgeschwindigkeit abnimmt d.h. mit zunehmender Reibungsleistung (höhere Temperaturen und damit verbunden niedrigeren t_0) wird das Material mehr aus den Kontakten gequetscht.

2.5 Bestimmung der Anzahl der Kontaktstellen während des Kontaktes

Die Anzahl der Kontaktstellen während des Kontaktes ergibt sich mit Gl.(2.26) und (2.24) zu :

$$N = \frac{48 a_z^M m^2 (1 - t/t_0)^{4/3}}{f^4 \tau b v_0^2} \quad (2.42)$$

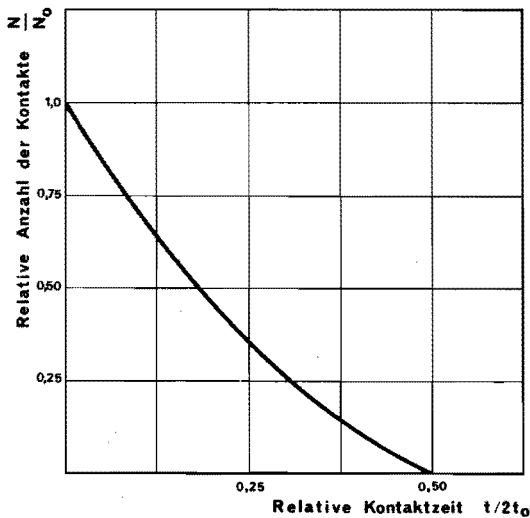
oder :

$$N = N_0 (1 - t/t_0)^{4/3} \quad (2.43)$$

wobei :

$$N_0 = \frac{48 a_z^M m^2}{f^4 \tau b v_0^2} \quad (2.44)$$

d.h. die Anzahl der Kontaktstellen nimmt während eines Kontaktes, nach Erreichen eines Maximums, ständig ab. (Bild 2.13)



Relative Anzahl der Kontakte als Funktion der relativen Kontaktzeit.

Bild 2.13

Auf Grund von Gl. (2.42) kann man mit den Werten von f , bestimmt in Abschnitt (2.4), und bei vorgegebenem $\tau = \frac{\bar{\sigma}}{\sqrt{3}}$, die Anzahl der Kontaktstellen zur Zeit $t = 0$ für verschiedene Gleitpaarungen bestimmen (Tabelle 2-2; 2-4 und 2-5). Die Bestimmung von $\bar{\sigma}$ kann, wie durch u.a. Ramaekers [2.5] für einige Materialien experimentell gezeigt wurde, über Vickersmikrohärtemessungen ermittelt werden.

Aus den erwähnten Tabellen kann man entnehmen, dass, wie allgemein bekannt ist, die Anzahl der Kontaktstellen zunimmt mit steigender Normalkraft F_N .

2.6 Freier Fall des Stiftes

Wenn Stift und Ring keinen Kontakt miteinander machen, so gilt für die Beschleunigung der Stifthalterung mit Stift parallel der Stiftachse in Richtung des Ringes :

$$a_{F_N} = \frac{F_N}{m} \quad (2.45)$$

In allen bisher untersuchten Fällen d.h. verschiedenen Gleitgeschwindigkeiten, Normalkräfte, Gleitpaarungen und Massen der Stifthalterung mit Stift, traf Gl.(2.45) zu.

2.7 Die Beschleunigung des Stiftes in Reibrichtung

Aus den vorherigen Abschnitten ist klar, dass Stift und Ring oberhalb einer bestimmten Gleitgeschwindigkeit nur einen Bruchteil der Zeit Kontakt miteinander haben. Während dieser Kontaktzeit wird die wirkliche Reibungskraft aufgebaut, welche als eine mittlere Kraftgrösse F_W über die ganze Gleitzeit gemessen wird. Es ist verständlich, dass die wirkliche auftretenden Reibungskräfte im Wesen viel grösser sind wie die gemessene mittlere Reibungskraft F_W . Diese Reibungsstösse, deren Werte meist nicht bekannt sind, können u.U. bei bewegenden Teilen einen wesentlichen Teil der Konstruktionsforderungen darstellen. Im Schalenmodell lässt sich die maximal auftretende Reibungskraft wie folgt bestimmen :

$$F_W^M = N_0 \cdot b \cdot l \cdot \tau \quad (2.46)$$

Mit Gl.(2.19), (2.35) und (2.44) ergibt sich aus Gl.(2.46) :

$$F_W^M = \frac{20,8 \cdot a_z^M \cdot t_0^2 \cdot m}{f^3 \cdot v_0} \quad (2.47)$$

Tabelle 2-2 bis 2-5 und 2-7 gibt die Werte von F_W^M für mehrere Gleitpaarungen bei verschiedenen Gleitgeschwindigkeiten und Normalkräften

an. Aus Tabelle 2-2 kann man entnehmen, dass F_W^M mit wachsender F_N zunimmt.

Diese sich während der Kontaktzeit ändernde Reibungskraft (Gl.2.46) lässt den Stift mit Stifthalterung in Gleitrichtung durchbiegen und versetzt beide in eine erzwungene Schwingung, welche nach Beendigung des Kontaktes in eine gedämpfte Schwingung übergeht (Bild 2.6B). Diese Schwingung hat eine grosse Beschleunigung der Stifthalterung mit Stift in Reibungsrichtung zur Folge. Den Messwert der maximalen Beschleunigung ($= a_x^M$) findet man in Tabelle 2-2 und 2-7. Die Abschätzung der maximalen Reibungskraft F_W^M aus dieser Beschleunigung a_x^M mit ihrer Frequenz zusammen mit der Steifheit der Stifthalterung mit Stift in Reibungsrichtung lässt darauf schliessen, dass diese Trägheitskräfte grössenordnungsmässig übereinstimmen mit der mittels Gl.(2.47) geforderten maximalen Reibungskraft. Toersen [2.1] hat für diese Steifheit einen Wert von ca. 100 N/ μ m abgeschätzt. Ein genauerer Vergleich kann nur stattfinden nach einer eingehenden Betrachtung des Schwingungsvorganges.

3. DISKUSSION

3.1 Die Hindernishöhenverteilung

In Bild 2.12 wurde die Hindernishöhenverteilung auf einem Ring der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45 dargestellt.

Hieraus kann man aus mehreren Gründen, nicht die wirkliche Anzahl der Kontakte abschätzen :

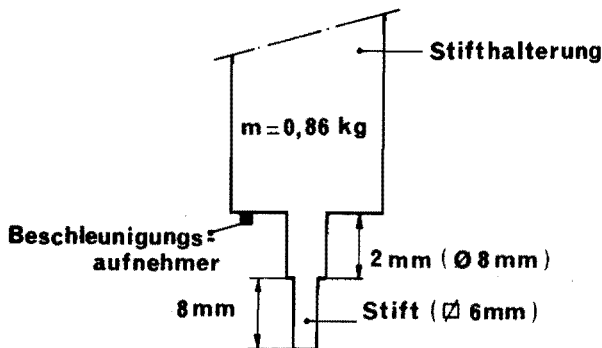
- Neben der Hindernishöhenverteilung ist auch der Abstand zwischen den Hindernissen wichtig.

Wenn ein höheres Hindernis einem kleineren auf kurzem Abstand vorangeht, dann nimmt das kleinere aus geometrischen Gründen nicht am Abgleitprozess teil.

- Die Gleitoberfläche des Stiftes ist keine ebene Fläche. Hierdurch ist eine weitere Schwierigkeit für die Berechnung der wirklichen Anzahl der Kontakte vorhanden.
 - Eine weitere Betrachtung lehrt, dass das niedrige Hindernis eine wesentliche kleinere Kontaktlänge besitzen kann wie aus Gl.(2.19) folgt, sofern zwei in der Höhe sehr unterschiedliche Hindernisse auftreten.
- Führt man für beide Hindernisse die gleiche Verschiebung aus, dieses Verhalten tritt beim Gleitversuch auf, so kann man aus Gl.(2.19) ersehen, dass das grössere Hindernis auf Grund des Materialtransportes das Auseinandertreiben von Ring und Stift bestimmt. Das kleinere Hindernis kann hierbei dieser Geometrie mit einer kleineren Kontaktlänge folgen, wie durch Gl.(2.19) beschrieben.

3.2 Die elastische Verformung des Stiftes in Stiftachsrichtung während eines Kontaktes

Zu der Eindringtiefe des Ringhindernisses im Stift lässt sich nachfolgendes bemerken. Betrachtet man die schematische Darstellung der Stifthalterung mit Stift, (Bild 2.14), so sollte man bei Anwesenheit der grossen gemessenen Trägheitskräfte $m a_z^M$ (Tabelle 2-2) der Grösse der elastischen Kompression Rechnung tragen.



Schematische Darstellung der Stifthalterung mit Stift.

Bild 2.14

Diese beträgt in erster Näherung für einen Kupferstift :

$$\Delta l_s = \frac{m a_z^M + F_N}{E \times O} \times l_s \approx 0,5 \mu\text{m} \quad (2.48)$$

wobei $l_s = 10^4 \mu\text{m}$

$$a_z^M = 200 \text{ m/s}^2$$

$$v_0 = 2 \text{ m/s}$$

$$F_N = 40\text{N}$$

$$E = 120.000 \text{ N/mm}^2$$

$$O = 36 \text{ mm}^2$$

$$m = 0,86 \text{ kg.}$$

Aus Gl.(2.48) ist mit Tabelle 2-2 zu ersehen, dass besonders bei hohen Normalkräften Δl_s hohe Werte annehmen kann. Diesen soll man Rechnung tragen bei der Bestimmung der Eindringtiefe vom Ringhindernis in den Stift.

Das Vorhandensein einer viel kleineren mikroskopischen Kontaktfläche wie die makroskopische führt zu grösseren Kontaktspannungen. Das bedeutet die elastischen Verformungen sind grösser wie sich aus Gl.(2.48) ergeben würde.

3.3 Das Extremalprinzip

In Abschnitt 1.2 wurde gezeigt, dass die Beschleunigung a_z des Stiftes mit Stifthalterung durch das Zusammenquetschen des ausgeschoben Schalenmaterials sich um einen Faktor 4 reduzierte (d.h. diese Beschleunigung genügt nicht mehr dem Extremalprinzip aus Abschnitt 1.1). Die heraus abzuleitende Leistungserniedrigung der Beschleunigung wird teilweise kompensiert durch die Leistung, die notwendig ist für das schon vorher erwähnte Zusammenquetschen vom Stiftmaterial. Die so erhaltenen Werte für die Beschleunigung kann man als untere Grenze ansehen. Trägt man der Beschleunigungsreduktion in Extremalprinzip aus Abschnitt 1.1 Rechnung so folgt für Gl.(2.10) :

$$J^* = \frac{F_N v_0}{2} \sqrt{2h} R^{-\frac{1}{2}} + \frac{m v_0^2}{4R} \cdot \frac{v_0}{2} \sqrt{2h} R^{-\frac{1}{2}} \quad (2.49)$$

$$+ \sqrt{2h} R^{-\frac{1}{2}} R N b \tau v_0$$

Gleichartig wie im Abschnitt (1.1) und (1.2) lässt sich aus Gl.(2.49) herleiten, dass die Beschleunigung in Stiftachserichtung a_z^n wird :

$$a_z^n = 0,71 f^2 \sqrt{\frac{N b \tau v_0^2}{3m}} \quad (2.50)$$

Einsetzen von Gl.(2.24) in Gl.(2.50) ergibt :

$$a_z^n = \frac{0,71}{0,25} \times a_z' \quad (2.51)$$

Der Wert dieser Beschleunigung ist zu hoch, denn hier ist die Leistung für das Zusammenquetschen vernachlässigt.

Man kann diesen Wert der Beschleunigung als obere Grenze ansehen.

In Abschnitt 2.1 und folgenden Abschnitten wurde immer von der unteren Grenze ausgegangen.

3.4 Die Form der Hindernisse

Einer der Ausgangspunkte bei der Anwendung des Extremalprinzips war, dass alle Hindernisse gleich hoch sind. Diese Vereinfachung ist nicht berechtigt wie im Abschnitt 2.3 experimentell nachgewiesen wurde. Die Berücksichtigung dieser Variation wird sehr wahrscheinlich zu anderen nicht wesentlich von Gl.(2.24) verschiedenen Beschleunigungswerten führen.

Eine Grundannahme für den Gleitprozess war, dass die Form der Hindernisse durch Rechtecke ersetzt wurde. Genaue experimentelle Beobachtungen zeigen, dass die Kreissektorhindernisform eine bessere Beschreibung geben würde. Diese Form wurde aber nicht genommen, weil sie - wie man nachweisen kann - einerseits zu erheblichen mathematischen Schwierigkeiten führt, die keine analytische Form der Lösung zulässt und andererseits keine grössere Einsicht im Prozess ermöglicht.

3.5 Das für den Prozess angenommene Geschwindigkeitsfeld

Bei der Herleitung des Schalenmodells wurde angenommen, dass die völlige Abgleitung diskontinuierlich auf einer Zylinderfläche stattfindet. Experimentell kann man aber nachweisen, dass dieses nicht der Fall ist. Die totale Abgleitung findet schätzungsweise zu ca. 80 %, wie noch im nächsten Kapitel III besprochen wird, in der Zylinderfläche statt. Das bedeutet für den Wert v_0 in Gl.(2.49) eine Reduzierung um den Faktor 0,8. Diese Verringerung wird in der Grösse von f^2 in Gl.(2.24) Rechnung getragen. (f wird hierdurch der Korrekturfaktor für ein weiteres Phänomen).

3.6 Beschleunigung des Stiftes in Reibrichtung in Relation mit der Reibungsleistung

In allen vorherigen Betrachtungen wurde davon ausgegangen, dass der Einfluss der Beschleunigung in Gleitrichtung auf die Reibungsleistung vernachlässigbar klein sei.

Eine zweimalige numerische Integration der Beschleunigungskurve a_x über t zeigt, dass für $F_N = 40$ N die maximale Durchbiegung x_{\max} in Reibungsrichtung ca 14 μm beträgt.

Betrachtet man das Verhältnis der Schwingungsarbeit einer Schwingung und die Reibungsarbeit pro Kontakt von Stift und Ring, so gilt, dass dieses Verhältnis kleiner ist als :

$$F_W^M \times x_{\max} \frac{v}{F_W \times v_0} \approx 0,02 \quad (2.57)$$

wobei $F_W^M = 308$ N
 $v = 343$ s⁻¹
 $v_0 = 2$ m/s
 $F_W = 39$ N

Diese Werte wurden aus Tabelle 2.2 entnommen für $F_N = 40$ N und $v_0 = 2$ m/s, d.h. die Arbeit um den Stift in Gleitrichtung zu bewegen ist vernachlässigbar klein gegenüber der Reibungsarbeit.

4. FOLGERUNGEN

- Das Schalenmodell zeigt wie die Schwingungen, die den Verschleiss-

prozess immer begleiten, im Zusammenhang stehen einerseits mit den dynamischen Eigenschaften der Gleitanordnung und den metallkundlichen der Gleitpaarung andererseits mit den von aussen einstellbaren Prozessgrössen wie Normalkraft und Gleitgeschwindigkeit.

- Es gibt die Möglichkeit eine Zahl von wichtigen Prozessgrössen wie Anzahl der Kontaktstellen und Beschleunigungen abzuschätzen.
- Das Modell zeigt, dass der Verschleiss durch die Hindernishohenverteilung auf dem Ring verursacht und bestimmt wird. Hieraus kann man Hinweise für die Bearbeitung von Gleitflächen in der Praxis erhalten.
- Das Modell gibt eine Erklärung für das Ausschmieren des Materials auf der Stiftgleitfläche und erklärt somit auch die dort vorgefundenen Stufen.
- Es gibt eine Erklärung weshalb niedrig schmelzende Materialien, wobei die Fliessspannung nicht stark durch die Änderung der Verformungsgeschwindigkeit beeinflusst wird z.B. Zinn im Gegensatz zum Blei, günstig sind für ungeschmierte Gleitprozesse in Kombination mit einem Material mit hoher Fliessspannung.
- Man kann die Reibungsstösse ermitteln die eine Maschine bei einem derartigen Prozess erfährt und diese bei der Konstruktion berücksichtigen. Die Messung dieser Stösse zeigt, dass diese Zehnerpotenzen höher sein können wie die gemessene mittlere Reibungskraft.
- Das Modell liefert, wie noch in Anhang B gezeigt wird, die Grundlagen zur Berechnung der Blitztemperatur, die während des Verschleisses eines Materiales auftritt.
- Es zeigt dass das plastische Furchungsmodell von Bowden und Tabor eine zu grobe Vereinfachung ist.

5. TABELLEN

Tabelle 2-1

Untere Grenze der Gleitgeschwindigkeit, wobei die Abmessungen der Gleitfläche nur durch die Trägheitskräfte bestimmt werden.

Für $\tau = 350 \times 10^6 \text{ Nm}^{-2}$ (Siehe für diese Werte Tabelle 2-2

$$b = 2 \times 10^{-4} \text{ m}$$

$$m = 0,86 \text{ kg}$$

wird

$$\sqrt{\frac{F_N}{12m v_o^2 N b \tau}} < 0,1 \text{ für}$$

F_N [N]	N	v_o [m/s]
10	15	> 0,03
40	40	> 0,08
70	40	> 0,13
100	40	> 0,19
130	40	> 0,24

τ = kritische Schubspannung [N/mm²]

b = Spurbreite [m]

m = Masse des Stiftes mit Stifthalterung [kg]

F_N = Normalkraft [N]

v_o = Gleitgeschwindigkeit [m/s]

N = Anzahl der Hindernisse

Tabelle 2-2 Die wichtigsten Daten der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C45 unter verschiedenen Gleitbedingungen

F_N	v_o	F_W	ϕ_v	a_z^M	a_x^M	v	gemessen	berechnet	gemessen	berechnet	f	N_o	F_W^M	h_o
[N]	[m/s]	[N]	[mm ³ /s]	[m/s ²]	[m/s ²]	[s ⁻¹]	t_o [x10 ⁻⁴ s]	t_o [x10 ⁻⁴ s]	t_L [x10 ⁻⁴ s]	t_L [x10 ⁻⁴ s]			[N]	[μ m]
10	0,5	13	0,015	83	99	275	5,0	3,44	13,2	14,8	1,05	14	106	7,8
10	6	14,3	0,39	81	162	282	3,5	3,2	14,2	14,5	0,35	7,2	160	3,7
40	0,5	22,5	0,082	189	277	497	3,55	2,9	6,5	7,2	1,47	18	143	8,9
40	2	39	0,315	260	421	343	4,1	3,34	10,5	11,2	0,93	13,5	308	16,4
40	4	38,5	1,08	307	1394	329	3,34	3,1	11,9	12,1	0,71	13,8	394	12,8
40	6	39,5	1,02	290	958	363	3,43	2,9	10,3	10,9	0,62	9,4	361	12,8
40	8	42,5	2,64	350	813	312	3,93	2,9	12,1	13,1	0,65	6,4	392	20,3
70	2	70	0,84	277	600	518	3,46	3,2	6,2	6,5	0,81	26,6	447	12,4
70	4	59	1,98	372	1024	428	3,14	3,12	8,5	8,6	0,73	18,2	500	13,8
70	6	65	3,3	366	927	410	3,4	3,3	8,8	8,9	0,64	13,2	518	15,9
70	8	68	5,28	349	912	440	3,3	3,2	8,1	8,2	0,55	12,4	540	14,3
100	2	96,5	0,96	285	1611	606	3,17	3,3	5,1	5,0	0,74	40,4	568	10,7
100	4	78,5	3,22	383	1076	537	2,72	3,1	6,6	6,2	0,67	27,1	593	10,6
100	6	86	4,7	383	1101	517	3,11	3,3	6,6	6,4	0,61	17,5	596	13,9
100	8	92,5	5,52	360	800	604	2,96	2,9	5,3	5,4	0,53	15,3	576	11,8
130	2	122,5	1,2	330	617	660	3,11	3,3	4,5	4,3	0,77	46,2	663	11,9
130	4	109	3,78	352	1117	673	2,4	3,1	5,0	4,3	0,56	47	757	7,6

Tabelle 2-2 Fortsetzung.

F_N	v_o	F_W	ϕ_v	a_z^M	a_x^M	v	gemessen	berechnet	gemessen	berechnet	f	N_o	F_W^M	h_o	
[N]	[m/s]	[N]	[mm ³ /s]	[m/s ²]	[m/s ²]	[s ⁻¹]	[$t_o \times 10^{-4}$ s]	[$t_o \times 10^{-4}$ s]	[$t_L \times 10^{-4}$ s]	[$t_L \times 10^{-4}$ s]			[N]	[μ m]	
Signal für hohe Frequenzen (> 1500 Hz) gedämpft.															
10	8	9,5		56,5		243	4,8	5,3	15,8	15,3	0,34	2,2	86	4,9	
40	2	36		141		444	3,9	4,0	7,4	7,3	0,67	14,7	230	8,0	
40	8	40		226		384	3,4	3,4	9,6	9,6	0,48	9,0	351	9,8	
100	2	86		282		614	3,4	3,3	4,7	4,8	0,81	27,6	455	12,2	
160	2	150		263		782	3,7	3,5	2,7	2,9	0,73	36,3	588	13,5	
F_N	= Normalkraft [N]							$2t_L$	= Zeit des freien Falls des Stiftes [s]						
v_o	= Gleitgeschwindigkeit [m/s]							N_o	= Anzahl der Kontakte						
F_W	= Reibungskraft [N]							f	= Teil des Materials, das nicht aus der Kontaktfläche herausgequetscht wird						
ϕ_v	= Verschleissgeschwindigkeit [mm ³ /s]							h_o	= Höhe des Ringhindernisses [μ m]						
a_z^M	= Maximale Beschleunigung des Stiftes in Stiftachsrichtung [m/s ²]							F_W^M	= Maximale Reibungskraft während des Kontaktes [N]						
a_x^M	= Maximale Beschleunigung des Stiftes in Gleitrichtung [m/s ²]							b	= Spurbreite [μ m]						
v	= Frequenz des Stiftes mit Stifthalterung							τ	= kritische Schubspannung [N/mm ²]						
$2t_o$	= Kontaktzeit [s]														
Atmosphäre : trockene Luft (100 ppm H ₂ O) $\tau = 346 \text{ N/mm}^2$. $b = 200 \mu\text{m}$															

Tabelle 2-3

Die wichtigsten Daten der Gleitpaarung Stahl C 90 gegen Stahl C 45 unter verschiedenen Gleitbedingungen.

F_N [N]	v_o [m/s]	F_W [N]	a_z^M [m/s ²]	v [s ⁻¹]	gemessen	berechnet	gemessen	berechnet	F_W^M [N]	f
					t_o [$\times 10^{-4}$ s]	t_o [$\times 10^{-4}$ s]	t_L [$\times 10^{-4}$ s]	t_L [$\times 10^{-4}$ s]		
10	0,5	7,5	32,7	560	2,7	3,3	6,2	5,6	56	0,57
10	2	6	103,1	334	2,6	2,4	12,4	12,6	66	0,72
10	8	5	254	194	2,3	1,8	23,4	24,0	110	0,67
40	0,5	27,5	85,6	669	3,6	3,6	3,9	3,9	125	0,91
40	2	23,5	320	346	2,4	2,8	12,1	11,7	323	0,88
40	8	17,5	465	372	2,5	1,9	10,9	11,5	211	0,83
100	2	49	379	1226	1,7	1,4	2,4	2,7	263	0,94
100	8	20	350	797	2,1	2,2	4,2	4,1	136	0,75

F_N = Normalkraft [N]

v_o = Gleitgeschwindigkeit [m/s]

F_W = Reibungskraft [N]

a_z^M = Maximale Beschleunigung des Stiftes in Stiftachsrichtung [m/s²]

v = Frequenz des Stiftes [m/s²]

$2t_o$ = Kontaktzeit [s]

$2t_L$ = Zeit des freien Falls des Stiftes [s]

F_W^M = Maximale Reibungskraft während des Kontaktes [N]

f = Teil des Materials, das nicht aus der Kontaktfläche herausgequetscht wird.

Atmosphäre : Argon mit Luft. (< 100 ppm O₂)

Tabelle 2-4

Die wichtigsten Daten der Gleitpaarung Messing gegen Stahl C 45 bei verschiedenen Gleitbedingungen.

Gleitpaarung: Messung 58 (mit 2% Blei) gegen Stahl C 45.

Atmosphäre : Atmosphäreluft ; H.V. = 3000 N/mm² → $\bar{\sigma}$ = 1100 N/mm²; τ = 635 N/mm²; b = 100 μ m.

F_N	v_o	F_W	Φ_v	a_z^M	v	gemessen	berechnet	gemessen	berechnet	F_W^M	N_o	f	h_o
	[m/s]	[N]	[mm ³ /s]	[m/s ²]	[s ⁻¹]	t_o [x10 ⁻⁴ s]	t_o [x10 ⁻⁴ s]	t_L [x10 ⁻⁴ s]	t_L [x10 ⁻⁴ s]	[N]			[μ m]
10	2	4	0,014	83	321	4,2	3	11,4	12,6	33	0,8	0,92	5,5
40	2	10,5	0,072	111	646	3,3	3,2	4,4	4,5	55	1,7	0,87	4,5
100	2	21	0,48	129	913	3,1	3,3	2,4	2,2	84	3	0,82	4,7

F_N = Normalkraft [N]

v_o = Gleitgeschwindigkeit [m/s]

F_W = Reibungskraft [N]

Φ_v = Verschleissgeschwindigkeit [mm³/s]

a_z^M = Maximale Beschleunigung des Stiftes in
Stiftachsrichtung [m/s²]

v = Frequenz des Stiftes [s⁻¹]

$2t_o$ = Kontaktzeit [s]

$2t_L$ = Zeit des freien Falls des Stiftes [s]

F_W^M = Maximale Reibungskraft [N]

N_o = Anzahl der Kontakte

f = Teil des Materials, das nicht aus der
Kontaktfläche herausgequetscht wird

h_o = Höhe des Ringhindernisses [μ m]

b = Spurbreite [μ m]

H.V. = Vickersmikrohärte [N/mm²]

$\bar{\sigma}$ = Vergleichsspannung [N/mm²]

τ = kritische Schubspannung [N/mm²]

Tabelle 2-5

Der Verlauf der Daten der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45 als Funktion der Zeit.

F_N	v_o	F_W	ϕ_v	a_z^M	v	gemessen [$\times 10^{-4}s$]		berechnet [$\times 10^{-4}s$]		N_o	f	h_o	F_W^M	serie
N [m/s]	[N]	[mm ³ /s]	[m/s ²]	[s ⁻¹]	t_o	t_L	t_o	t_L			[μm]	[N]		
40	2	43,5	0,22	162,7	434	3,47	8,1	3,72	7,8	25,1	0,63	7,3	329	Anfang der 10 Sekunden
40	2	43,5	0,22	178,0	404	3,75	8,6	3,75	8,6	20,8	0,69	9,3	323	
40	2	43,5	0,22	184,1	400	3,69	8,8	3,70	8,8	21,0	0,70	9,4	326	
40	2	43,5	0,22	169	409	3,84	8,4	3,84	8,4	19,9	0,68	9,3	312	
40	2	43,5	0,22	168,5	413	3,84	8,3	3,81	8,3	19,9	0,68	9,3	314	
40	2	43,5	0,22	170,8	423	3,73	8,1	3,69	8,1	20,4	0,68	8,9	310	
40	2	43,5	0,22	155,9	438	3,72	7,7	3,79	7,6	21,6	0,64	8,1	309	Mitte der 10 Sekunden
40	2	43,5	0,22	167,4	429	3,69	8,0	3,69	8,0	21,9	0,66	8,5	320	
40	2	43,5	0,22	176,4	404	3,92	8,5	3,78	8,6	19,2	0,70	10,2	317	Ende der 10 Sekunden
40	2	43,5	0,22	177,1	403	3,65	8,8	3,78	8,6	23,2	0,67	8,8	340	
40	2	43,5	0,22	176,2	415	3,75	8,3	3,68	8,4	20,4	0,69	9,3	316	nach 0,5 mm Stiftverschleiss
40	2	45	0,27	231,8	370	4,0	9,5	3,4	10,1	16,9	0,83	13,9	337	
40	2	45	0,27	226,4	388	3,73	9,2	3,3	9,6	19,6	0,79	11,8	346	
40	2	45	0,27	215,8	394	3,76	8,9	3,35	9,3	19,8	0,77	9,1	344	

Atmosphäre : Atmosphäreluft

$\tau = 346 \text{ N/mm}^2$

$b = 200 \mu m$

Tabelle 2-6

Der Eisengehalt im abtransportierten Kupfer und Silber für die Gleitpaarungen Kupfer bzw. Silber gegen Stahl C 45 nach verschiedenen Längenabnahmen des Stiftes.

Versuchsnummer *)	Totale Längenabnahme des Stiftes mm													
	0,65	1,2	1,8	2,4	3,0	3,5	4,0	4,6	5,2	5,8	6,4	7,0	7,5	
1	0,18%	0,14%	0,10%	0,09%	0,06%	0,06%	0,11%	0,12%	0,05%	0,10%	0,10%	0,08%	0,06%	
2			0,11											
3			0,13											
4			0,12											
5			0,09											

Eisengehalt im unverformten Kupfer 0,0035%

Gleitpaarung : Kupfer gegen Stahl C 45

Atmosphäre : Argon. (< 100 ppm O₂)

$$F_N = 40 \text{ N}$$

$$v_D = 2 \text{ m/s}$$

Eisengehalt im unverformten Silber gleich wie im abtransportierten Silber (0,013% Fe).

Gleitpaarung : Silber gegen Stahl C 45

Atmosphäre : Argon. (< 100 ppm O₂)

$$F_N = 40 \text{ N}$$

$$v_D = 2 \text{ m/s}$$

*) Gleitpaarung : Kupfer gegen Stahl C45

Tabelle 2-7

Der Verlauf der Daten verschiedener Stifte gegen den gleichen mit Kupfer vorausprofilierten Stahlring C 45 unter gleichen Versuchsbedingungen.

	F_N [N]	v_o [m/s]	F_W [N]	ϕ_v [mm ³ /s]	a_z^M [m/s ²]	a_x^M [m/s ²]	v [s ⁻¹]	gemessen [x 10 ⁻⁴ s] t_o t_L		berechnet [x 10 ⁻⁴ s] t_o t_L		f	F_W^M [N]	h_o [µm]
Kupfer	25	2	25,5	0,29	217	367	333	4,1	10,9	2,7	12,3	0,94	208	13,7
Silber	25	2	23	0,32	163	207	371	4,3	9,2	3,1	10,4	0,86	161	11,3
Gold	25	2	21,2	0,47	189	238	335	4,3	10,6	3,0	11,9	0,94	165	13,2
Kupfer	25	2	27,5	0,29	232	385	323	4,0	11,5	2,7	12,8	0,93	239	14,0
Aluminium*	25	2	40	1,44	44,2	-	412	4,7	7,4	6,3	5,8	0,33	230	3,7
Kupfer	25	2	23,8	0,26	253	409	345	3,7	10,8	2,3	12,2	1,00	212	13
Zinn	25	2	21,5	1,35	68	95	432	3,7	7,9	4,8	6,8	0,47	147	3,5
Kupfer	25	2	21,3	0,08	65	97	405	3,7	8,6	5,3	7,0	0,44	164	3,3
Kupfer	25	2	23	0,23	127	155	321	3,8	11,8	4,3	11,3	0,64	209	6,8
Zink	25	2	14,3	0,21	105	148	561	3,4	5,5	2,8	6,1	0,74	83	4,5
Kupfer	25	2	20	0,18	240	350	368	3,5	10,1	2,3	11,3	1,01	180	11,0
Blei	25	2	38,5	2,7	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
Kupfer	25	2	17	0,09	199	330	590	2,9	5,6	1,7	6,8	1,02	103	6,3
Kupfer	25	2	11,3	0,077	146	209	290	4,0	13,2	4,3	12,9	0,89	108	8,8
Guss- bronze	25	2	2	0,037	34,7	-	519	3,0	6,6	5,6	4,0	0,61	14,2	1,2

Alle Stifte glitten in obenstehender Reihenfolge gegen den gleichen Ring.

*) Unregelmässiges Signal.

Atmosphäre : Atmosphäreluft.

6. LITERATUR KAPITEL II

- 2.1 H. Toersen : De drukgroepen en hydrostatisch gelagerde hoofdspil van de grote slijtageopstellingen. Intern Rapport Technische Hogeschool, Eindhoven. (1974)
- 2.2 H. Kudo : An upper-bound approach to plane-strain forging and extrusion I. International Journal of Mechanical Sciences 1 (1960) Pg 57-83.
- 2.3 H. Kudo : An upper-bound approach to plane-strain forging and extrusion II. International Journal of Mechanical Sciences 1 (1960) Pg. 229-252.
- 2.4 H. Kudo : An upper-bound approach to plane-strain forging and extrusion III. Internationaional Journal of Mechanical Sciences 1 (1960) Pg. 366-368.
- 2.5 J.A.H. Ramaekers : Härte und Verformung metallischer Werkstoffe. Dissertation, Technische Hogeschool, Eindhoven (1970).

KAPITEL III

LAMELLENMODELL

Im vorigen Kapitel wurde der Reibungsprozess als dynamischer Vorgang betrachtet und die Änderung der Prozessgrößen hergeleitet, die diesen Prozess im Zeitablauf bestimmen.

In vorliegendem Kapitel wird dieser Prozess als ein stationäre Vorgang betrachtet, wodurch die Spannungsverteilung wie auch die Verformungsverteilung im Material beschrieben werden kann. Aus der Verformungsverteilung kann man das Verschiebungsfeld bestimmen, womit sich, mit Hilfe der Spannungsverteilung, die Energieaufnahme des Prozesses berechnen lässt.

Diese verschiedenen Verteilungen werden experimentell bestätigt.

Schliesslich wird gezeigt, wie sich mit Hilfe dieses Modells die Verschleissgeschwindigkeit bestimmen lässt.

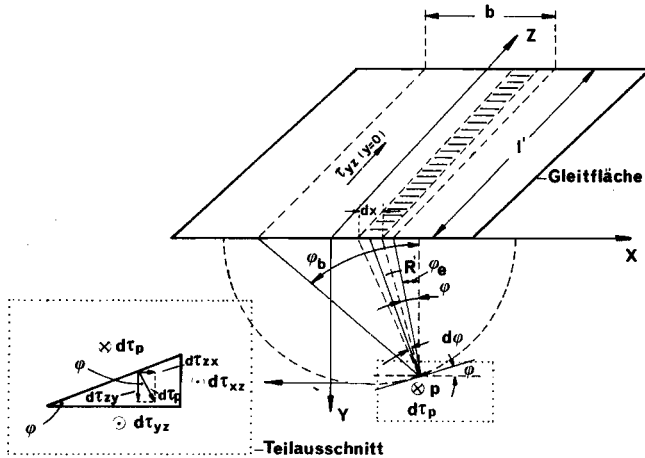
1. DAS MODELL

1.1 Die Verteilung der Vergleichsspannung im Material

Man betrachte in der Gleitfläche einer Gleitpaarung eine Kontaktstelle mit dem Flächeninhalt $b \times l'$, wobei b die Breite der Kontaktstelle (\ll Breite der Gleitfläche) und l' die Länge der Gleitfläche darstellt. Wie in Bild 3.1 dargestellt, wählt man ein rechtwinkeliges kartesisches Koordinatensystem mit dem Ursprung in der Mitte der Spurbreite, die x -Achse in Richtung der Spurbreite, die y -Achse senkrecht zur Gleitfläche und die z -Achse in Gleitrichtung. In dieser Kontaktstelle wird eine konstante Schubspannung $\tau_{yz}(y=0)$ parallel zur Gleitfläche angenommen. Innerhalb der Fläche $b \times l'$ betrachtet man ein Oberflächenelement $l' dx$. Nimmt man jetzt an, dass die Schubspannung in dem Flächenelement $l' dx$ sich kreisförmig fortpflanzt, so gilt für die Schubspannung $d\tau_p$ im Punkt $P(x, y, l')$ bei Kräftegleichgewicht in z -Richtung:

$$\tau_{yz}(y=0)l'dx = \pi R'l'd\tau_p \quad (3.1)$$

Hierbei ist R' der Abstand vom Gleitelement dx zum Materialteilchen $P(x, y, l')$ in der x - y Fläche und steht die Wirkungsfläche von $d\tau_p$ senkrecht auf R' .



Die Schubspannungsverteilung im Material als Folge einer lokalen Schubspannung in der Gleitfläche.

Bild 3.1

Weiter gilt dass (Bild 3.1) :

$$dx = \frac{R' d\phi}{\cos \phi} \quad (3.2)$$

wobei ϕ der Winkel zwischen der Gleitflächennormale und R' ist, und $d\phi$ durch Gl.(3.2) bestimmt wird.

Die jeweiligen Spannungscomponenten $d\tau_{yz}$ und $d\tau_{xz}$ lauten mit Hilfe von Gl.(3.1) und (3.2) [siehe Bild 3.1) :

$$d\tau_{zy} = d\tau_{yz} = \frac{\tau_{yz}(y=0)}{\pi} d\phi \quad (3.3)$$

$$d\tau_{zx} = d\tau_{xz} = \frac{\tau_{yz}(y=0)}{\pi} \operatorname{tg} \phi d\phi \quad (3.4)$$

Die Integration von Gl.(3.3) und (3.4) über die ganze Spurbreite b , d.h. mittels Gl.(3.2) Integration über ϕ mit den Grenzen

$$\begin{aligned}\phi_e &= \text{arc tg} \left[\frac{x-b/2}{y} \right] \\ \phi_b &= \text{arc tg} \left[\frac{x+b/2}{y} \right]\end{aligned}\quad (3.5)$$

liefert für τ_{yz} und τ_{xz} :

$$\tau_{yz} = \frac{\tau_{yz}(y=0)}{\pi} \left[\text{arc tg} \left[\frac{x+b/2}{y} \right] - \text{arc tg} \left[\frac{x-b/2}{y} \right] \right] \quad (3.6)$$

$$\tau_{xz} = \frac{\tau_{yz}(y=0)}{2\pi} \ln \left[\frac{(x+b/2)^2 + y^2}{(x-b/2)^2 + y^2} \right] \quad (3.7)$$

Für diesen Spannungszustand lauten die Differentialgleichungen für das lokale Gleichgewicht

$$\left[\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} = \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} = \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} = 0 \right]$$

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} = 0$$

(3.8)

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = 0$$

Geeignete partielle Differentiation von Gl.(3.6) und (3.7) zeigt, dass diese den lokalen Gleichgewichtsbedingungen Gl.(3.8) genügen.

Für die maximale Schubspannung τ_m im Punkte (x,y) gilt mit Gl.(A.18)*):

$$\tau_m = \sqrt{\tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2} = \sqrt{\frac{\sigma}{3}} \quad (3.9)$$

*) (A.18) d.h. Anhang A; Gleichung 18

wobei $\bar{\sigma}$ durch Gl.(A.17) definiert wird.

Die Wirkungsfläche dieser Schubspannung τ_m läuft parallel zur z-Achse und schneidet die x-z Fläche unter einem Winkel ψ . Für ψ gilt :

$$\psi = \arctg \left[\frac{\tau_{xz}}{\tau_{yz}} \right] \quad (3.10)$$

Einsetzen von Gl.(3.6) und (3.7) in (3.10) ergibt :

$$\psi = \arctg \left\{ \frac{\ln \left[\frac{(x+b/2)^2 + y^2}{(x-b/2)^2 + y^2} \right]^{\frac{1}{2}}}{\left| \arctg \left[\frac{x+b/2}{y} \right] - \arctg \left[\frac{x-b/2}{y} \right] \right|} \right\} \quad (3.11)$$

d.h. ψ ist nur abhängig von den relativen Koordinaten von P $\left(\frac{x}{b}, \frac{y}{b} \right)$ und unabhängig von z.

1.2 Die Verteilung der Vergleichsformänderung im Material

Da die Spannungen von Gl.(3.9) nicht direkt messbar sind, wird die genannte Gleichung mit der erweiterten Nadai Relation umtransformiert. Diese Relation lautet :

$$\bar{\sigma} = C' \epsilon^n \left[\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right]^{m_0} \quad (3.12)$$

wobei: C' Vergleichsspannung für $\bar{\epsilon}=1$ bei $\dot{\epsilon}$

n Verfestigungsexponent

$\left[\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right]$ relative Vergleichsformänderungsgeschwindigkeit

m_0 Verfestigungsexponent der relativen Formänderungsgeschwindigkeit

Geht man wie MacGregor und Fisher [3.1] in erster Näherung davon aus, dass :

$$C' \left[\frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} \right]^{m_0} = C = \text{konstant} \quad (3.12A)$$

so wird Gl.(3.12) :

$$\bar{\sigma} = C \bar{\epsilon}^n \quad (3.13)$$

Einsetzen von Gl. (3.6), (3.7) und (3.13) in (3.9) ergibt für $\bar{\epsilon}$

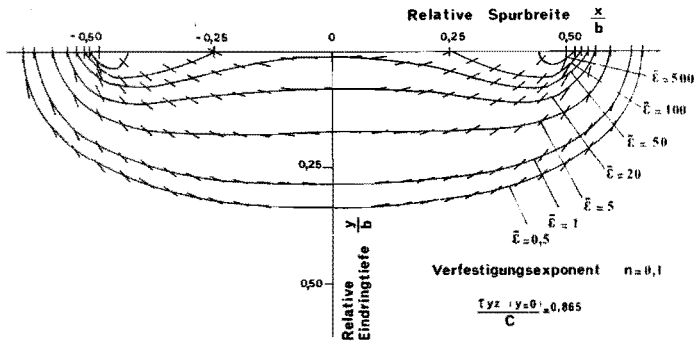
$$\bar{\epsilon} = \sqrt[n]{\frac{\tau_{yz}(y=0) \sqrt{3}}{\pi C} f(x,y)} \quad (3.14)$$

wobei *) :

$$f(x,y) = \left\{ \left[\text{arc tg} \left[\frac{x+b/2}{y} \right] - \text{arc tg} \left[\frac{x-b/2}{y} \right] \right]^2 + \left[\ln \left[\frac{(x+b/2)^2 + y^2}{(x-b/2)^2 + y^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (3.15)$$

Diese Abgleitung findet in einer Fläche statt, welche einen Winkel ψ mit der x-Achse bildet und parallel der z-Achse ist.

Eine graphische Darstellung von diesem Verformungsfeld $\bar{\epsilon}$ findet man in



Die Isovergleichsformänderungskurven mit ihren zugehörigen Gleitflächen für eine konstante Schubspannungskomponente in der Gleitfläche.

(\): Die Durchschneidung der Fläche mit maximaler Schubspannung und der x-y Fläche.

Bild 3.2

*) Die Werte in den Punkten $(x = \pm b/2, y = 0)$ sind ausgeschlossen, weil hier Unstetigkeitsstellen vorliegen.

Bild 3.2 mit $\frac{\tau_{yz}(y=0)}{C} = 0,865$ und $n = 0,1$ (Typisches Beispiel für Kupfer mit $C = 400 \text{ N/mm}^2$ und $\tau_{yz}(y=0) = 346 \text{ N/mm}^2$).

Eine Analyse von Gl. (3.14) und (3.15), zusammen mit der graphischen Wiedergabe dieser Lösung in Bild 3.2, zeigt :

- die Proportionalität zwischen $\bar{\epsilon}$ und $[\tau_{yz}(y=0)]^n$.
- die Spiegelsymmetrie vom Verformungsfeld um die y-Achse.
- das Verschwinden der Spannungskomponente τ_{xz} in der Nähe der y-Achse.
- die Gleichförmigkeit der Verformungsfelder von Spuren mit unterschiedlicher Spurbreite b aber gleicher $\tau_{yz}(y=0)$.
- die Zunahme von $\bar{\epsilon}$ in der Gleitfläche von der Spurmittle aus zum Rand.
- die Zunahme von ψ von der Spurmittle (y-Achse) aus zum Rand.
- das Vorhandensein von Verformungen ausserhalb der Spur.

1.3 Die Verteilung der Scherungen als Folge der Verformungen

Betrachtet man einen Punkt in der Gleitfläche einer Spur, so gilt mit Gl. (3.13), (3.14), (3.15) und (A.10) für die Verschiebung dieses Punktes, wenn er das ganze Verformungsfeld durchlaufen hat (Bild 3.3):

$$\begin{aligned} z_g'(x) &= - \int_{y=\infty}^0 \bar{\epsilon} \sqrt{3} \, dy = - \int_{y=\infty}^0 \bar{\epsilon}_s(x=0) \sqrt{3} \sqrt{\frac{1}{\pi} f(x,y)} \, dy \\ &= - \int_{y=\infty}^0 \sqrt{3} \sqrt{\frac{\tau_{yz}(y=0) \sqrt{3}}{\pi C} f(x,y)} \, dy \end{aligned} \quad (3.16)$$

wobei $\bar{\epsilon}_s(x=0)$ die Vergleichsformänderung in der Kontaktfläche an der Stelle $x=0$ darstellt. Trägt man noch Rechnung, dass die Fläche der maximalen Schubspannung einen Winkel ψ (3.3.10) mit der x-Achse einschliesst, so wird Gl. (3.16) (Bild 3.3) :

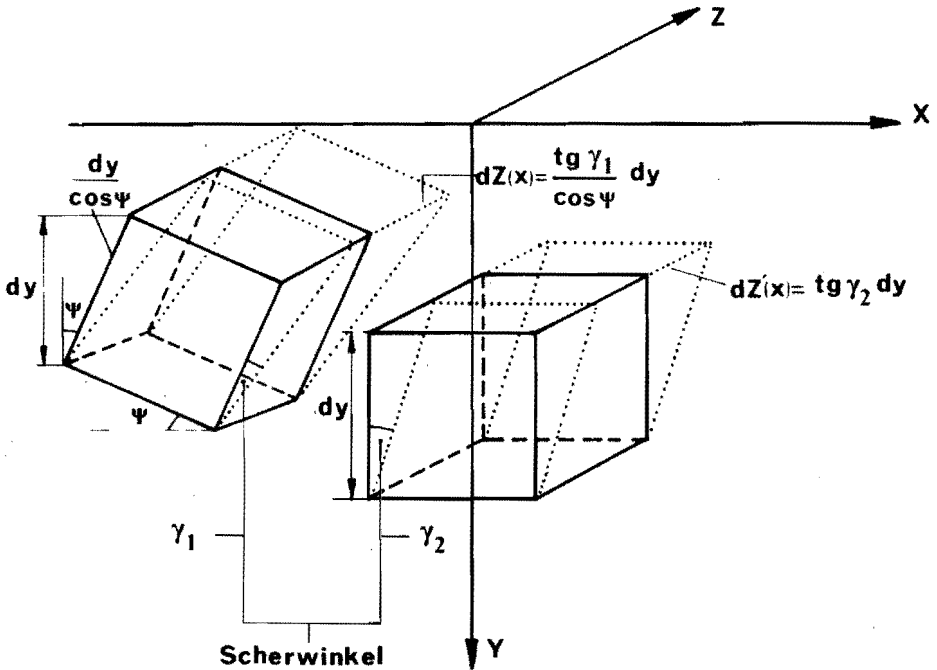
$$\begin{aligned} z_g(x) &= - \int_{y=\infty}^0 \frac{\bar{\epsilon} \sqrt{3}}{\cos \psi} \, dy = - \int_{y=\infty}^0 \frac{\bar{\epsilon}_s(x=0) \sqrt{3}}{\cos \psi} \sqrt{\frac{1}{\pi} f(x,y)} \, dy \\ &= - \int_{y=\infty}^0 \frac{\sqrt{3}}{\cos \psi} \sqrt{\frac{\tau_{yz}(y=0) \sqrt{3}}{\pi C} f(x,y)} \, dy \end{aligned} \quad (3.17)$$

Numerische Integration von Gl.(3.17) mit $n = 0,1$ und

$$\frac{\tau_{yz}(y=0)}{C} = 0,865 \text{ f\u00fcr verschiedene relative Abst\u00e4nde zur Spurmitte } \left(\frac{x}{B}\right)$$

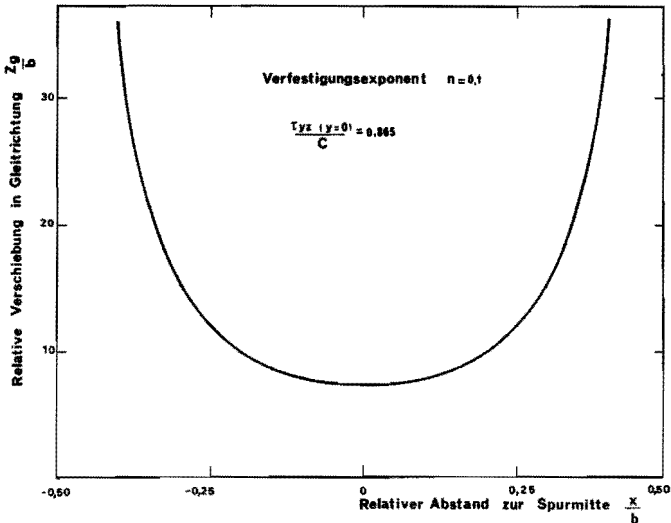
liefert Bild 3.4.

Aus diesem Bild ist ersichtlich, dass das Verschiebungsfeld von der Mitte aus nach den R\u00e4ndern zunimmt. Dieses Verhalten wird in Abschnitt 2.1 n\u00e4her diskutiert.



Die Scherung zweier W\u00fcrfel mit unterschiedlich orientierter Gleitfl\u00e4che bei einer konstanten Schubspannung in der Gleitfl\u00e4che.

Bild 3.3



Das relative Verschiebungsfeld eines Materialteilchens in der Gleitoberfläche als Funktion des relativen Abstandes zur Spurmittle bei konstanter Schubspannungskomponente in der Gleitfläche.

Bild 3.4

1.4 Energiebilanz und Verschleissgeschwindigkeit

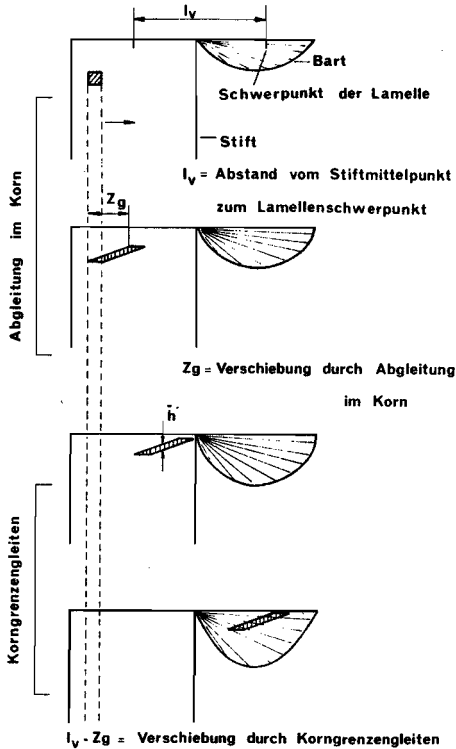
Dieser Abschnitt beschränkt sich auf Gleitprozesse, wobei das vom Stift abgeriebene Material im Bart aufgeschlagen wird (Bild 1.5). In diesem Fall wird nicht nur die Beschreibung, sondern auch die experimentelle Verifikation am einfachsten.

Für die Herleitung der Energiebilanz geht man von folgenden Grundgedanken aus :

- Im betrachteten Gleitprozess findet nur Materialtransport statt vom Stift zum Bart.
- Dieser Transport findet nur statt mittels plastischer Verformung vom Stiftmaterial durch eine Schubspannung parallel zur Gleitfläche in Reibungsrichtung. Die zugeführte Reibungsenergie ist gleich der notwendigen Arbeit für diese plastische Verformung.
- Der Materialtransport findet in Lamellenform statt, wobei die

Breite der Lamelle übereinstimmt mit der Spurbreite b und wobei der Querschnitt (senkrecht zur Reibungsrichtung) ein Rechteck mit der Höhe h darstellt.

- Das Verformen findet in zwei Prozessen statt : Abgleitung in den Metallkörnern (1.4.1) und Abgleitung entlang den Korngrenzen (hierbei sind nicht nur das Korngrenzengleiten, sondern auch alle energetisch ähnlichen Prozesse gemeint (Bild 3.5) (siehe Abschnitt 1.4.2).



Schematische Darstellung der Verformungsarten, das ein stark vergrößertes Materialteilchen auf dem Weg vom Stift zum Bart erfährt.

Bild 3.5

1.4.1 Die Abgleitung im Metallkorn

Für die Energie pro Zeiteinheit W_g , die notwendig ist für die Abgleitung im Korn gilt :

$$W_g = \int_V \bar{\sigma} d\bar{\epsilon} dV \quad (3.18)$$

Hierbei ist V das Volumen des Stiftes, das an der Verformung teilnimmt. Geht man davon aus, dass alles zum Bart transportierte Material die gleiche Vergleichsformänderung $\bar{\epsilon}_s$ erreicht und dass die Vergleichsformänderungsgrösse und -verteilung im Stift sich nicht ändert - während des Gleitprozesses findet nur eine Verschiebung vom Verformungsfeld in Stiftachsrichtung statt - so erhält man nach Einsetzen von Gl.(3.13) in Gl.(3.18) für W_g :

$$W_g = \Phi_V \int_0^{\bar{\epsilon}_s} \bar{\sigma} d\bar{\epsilon} = \Phi_V \frac{C \bar{\epsilon}_s^{n+1}}{n+1} \quad (3.19)$$

wobei Φ_V die Verschleissgeschwindigkeit darstellt, d.h. die vom Stift zum Bart transportierte Materialmenge pro Zeiteinheit.

Aus der Vergleichsformänderung $\bar{\epsilon}_s = \bar{\epsilon}_s(x=0)$ (siehe hierfür Abschnitt 2.1) ergibt sich für die mittlere Verschiebung eines Materialteilchens beim Durchlaufen des ganzen Verformungsfeldes ($y = \infty$ bis $y = 0$)

$$\bar{z}_g = \frac{1}{b} \int_{x=-b/2}^{b/2} z_g(x) dx \quad (3.20)$$

Numerische Auswertung von Gl.(3.20) zeigt, dass der Wert von \bar{z}_g immer kleiner wie l_V (= Abstand vom Stiftgleitflächenmittelpunkt zum Schwerpunkt der Lamelle im Bart) ist. (Bild 3.5)

Dieser Unterschied $l_V - \bar{z}_g$ wird durch das Korngrenzgleiten überbrückt.

1.4.2 Das Korngrenzgleiten oder energetisch ähnliche Prozessen

Ist W_{gb} die Energie notwendig für das Zurücklegen des Weges ($l_V - \bar{z}_g$) mittels Korngrenzgleiten, so gilt gemäss dem Grundgedanken, dass das Stiftmaterial in Lamellen mit Höhe \bar{h} transportiert wird (Bild 3.5):

$$W_{gb} = \frac{\Phi_V}{\bar{h}} \frac{\bar{\sigma}_s}{\sqrt{3}} (l_V - \bar{z}_g) \quad (3.21)$$

Hierbei ist $\bar{\sigma}_s$ die maximale Vergleichsspannung in der Gleitfläche. Kombination vom Gleiten im Metallkorn (Gl.3.19) und Korngrenzengleiten (Gl. 3.21) zusammen mit dem Grundgedanken, dass die totale zugeführte Reibungsenergie notwendig für diese beide Prozesse ist, ergibt:

$$F_W \times v_o = W_g + W_{gb} = \phi_V \left[\frac{C \bar{\epsilon}_s^{n+1}}{n+1} + \frac{\bar{\sigma}_s}{\bar{h} \sqrt{3}} (1_V - \bar{z}_g) \right] \quad (3.22)$$

2. EXPERIMENTELLE NACHWEISE FÜR DAS LAMELLENMODELL

2.1 Vergleich vom theoretischen und experimentell möglichen Verschiebungsfeld

Im Vorhergehenden wurde gezeigt, dass das angenommene Spannungsfeld zwar den Bedingungen des lokalen Gleichgewichtes genügt aber nicht den des kinematisch zulässigen Verschiebungsfeldes (Bild 3.4), d.h. $Z_g(x) = \text{konstant}$. In diesem Abschnitt wird vom kinematisch zulässigen Verschiebungsfeld ausgegangen und gezeigt, dass das zugehörige Spannungsfeld nur wenig von dem angenommenen Spannungsfeld abweicht.

Betrachtet man das Verschiebungsfeld $Z_g(x)$ einer Spur mit konstanter $\tau_{yz}(y=0)$ in der ganzen Gleitfläche an einer willkürlichen Stelle x in der Gleitfläche, so gilt (Gl.3.17):

$$Z_g(x) = \sqrt[n]{\tau_{yz}(y=0)} \cdot k^* \quad (3.23)$$

wobei die Grösse k^* gemäss Gl.(3.17) aus einem geometrischen Anteil und einer Materialkonstante (C) aufgebaut ist.

Geht man aber wieder von dem Grundgedanken aus, dass Reibung durch plastische Verformung von einem oder beiden Materialien der Gleitpaarung entsteht und dass während der ganzen Verformungszeit die Materialien über die volle Spurbreite b Kontakt miteinander haben, so muss die Verschiebung $Z_g^*(x)$ vom Kontaktmaterial in der Gleitoberfläche unabhängig sein vom Abstand zur Spurmitte (kinematisch zulässiges Verschiebungsfeld) d.h. :

$$Z_g^*(x) = Z_g(x=0) \quad (3.24)$$

oder :

$$Z_g^*(x) = \sqrt[n]{\tau_{yz}^*(x, y=0) k^*} \quad (3.25)$$

Die Kombination von Gl.(3.23), (3.24) und (3.25) ergibt :

$$\tau_{yz}^*(x, y=0) = \tau_{yz}(y=0) \left[\frac{Z_g(x=0)}{Z_g(x)} \right]^n \quad (3.26)$$

Die Tabelle 3-1 zeigt die mittels Gl.(3.26) berechneten Werte von

$\tau_{yz}^*(x, y=0)$ für ein Material mit $\frac{\tau_{yz}^*(x=0; y=0)}{C} = 0,865$ und $n = 0,1$.

Aus dem Verlauf der Werte von $\tau_{yz}^*(x, y=0)$ folgt die geringe Abhängig-

keit vom relativen Abstand zur Spurmitte. Mit $\tau_{yz}^*(x, y=0)$ aus Tabelle

3-1 lässt sich mittels $\bar{\epsilon}_s$ (Gl.3.14 und 3.15) $\bar{\sigma}_s$ bestimmen (Gl.3.13)

(Tabelle 3-1). Aus dieser Tabelle (3-1) kann man weiter entnehmen,

dass die Grösse des Wertes $\bar{\sigma}_s$ fast unabhängig vom relativen Abstand

zur Spurmitte ist d.h. $\bar{\epsilon}_s(x) = \bar{\epsilon}_s$ ist an der Gleitoberfläche konstant

(Gl.3.13).

Die experimentelle Bestimmung von $\bar{\epsilon}_s$ einer Spur eines Kupferstiftes

zeigt (Tabelle 3-2), dass in einem Spurquerschnitt senkrecht zur

Reibungsrichtung, $\bar{\epsilon}_s$, innerhalb der Messgenauigkeit der verwendeten

Methode (Anhang A Abschnitt 2.1.2), in der Nähe der Gleitfläche unab-

hängig vom Abstand zur Spurmitte ist.

Geht man davon aus, dass die Schubspannung $\tau^*(x, y=0)$ in der Gleit-

oberfläche der Verteilung von Gl.(3.26) genügt, so kann man mit

Gl.(3.14), (3.15), $n=0,1$ und $\frac{\tau_{yz}^*(x=0, y=0)}{C} = 0,865$ die Vergleichs-

formänderungsverteilung mit ihrem zugehörigen Scherungswinkel (Gl.3.11)

berechnen (Bild 3.6). Vergleicht man dieses Bild mit Bild (3.2) (bei

diesem Bild war $\tau_{yz}(y=0)$ konstant), so sieht man, dass Bild (3.6)

eine grössere Ähnlichkeit mit dem wirklich vorhandenen Verformungs-

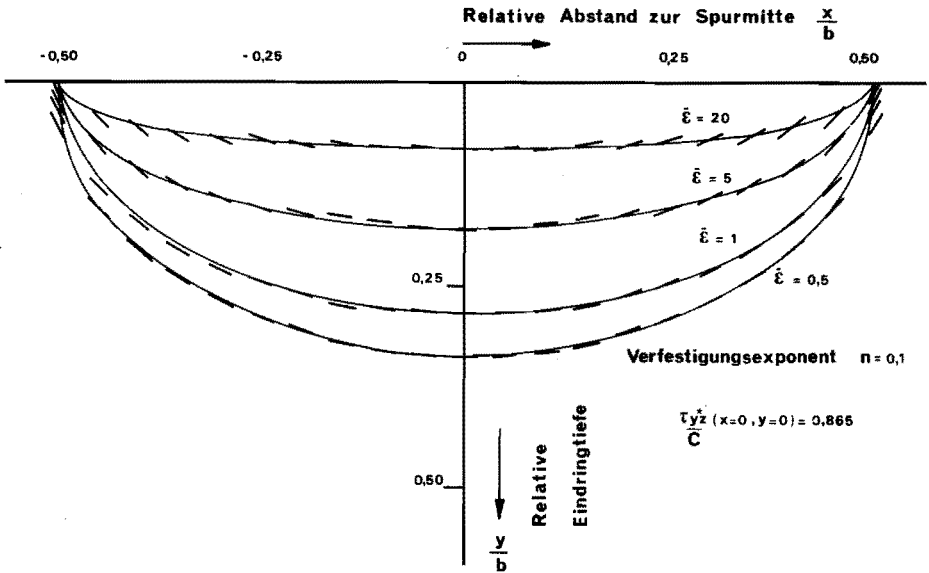
feld (Bild 3.7) wie Bild (3.2) hat.

Bemerkung :

Man sollte darauf Rücksicht nehmen, dass die angenommene Verteilung

$\tau_{yz}^*(x, y=0)$ über die Spurbreite eine erste Näherung ist, da in Wirklich-

keit Gl.(3.14) und (3.15) nur für $\tau_{yz}(y=0) = \text{konstant}$ gilt.



Die Isovergleichsformänderungskurven mit ihren zugehörigen Gleitflächen für eine konstante Verschiebung aller Materialteilchen in der Gleitfläche.

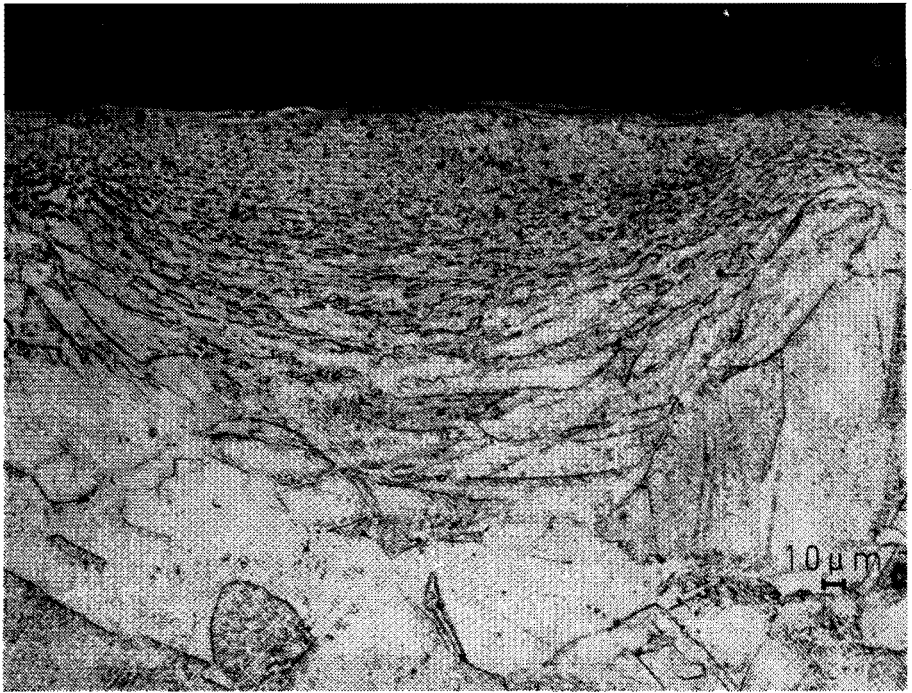
(\): Die Durchschneidung der Fläche mit maximaler Schubspannung und der x-y Fläche.

Bild 3.6

2.2 Die Eindringtiefe des Verformungsfeldes als Funktion der Spurbreite

Bisher wurde in diesem Kapitel einfachheitshalber davon ausgegangen, dass die Spurbreite b konstant sei. Dieses ist, wie man einfach lichtmikroskopisch nachweisen kann, nicht der Fall. Betrachtet man die Eindringtiefe $y_{\bar{\epsilon}=1}$ (hierunter versteht man den Abstand im Spurmittelpunkt ($x=0$) vom Punkte, wo $\bar{\epsilon}=1$, zur Gleitfläche) als Funktion von b , so erhält man mit Gl.(3.9), (3.13), (3.14) und (3.15) für konstante $\tau_{yz}(y=0)$ und n die nachstehende Beziehung :

$$y_{\bar{\epsilon}=1} = \frac{1}{2} b \cotg \left[\frac{\pi}{2} \left[\frac{1}{\bar{\epsilon}} \right]^n \right] \quad (3.27)$$



Querschnitt eines Verformungsfeldes von einer Spur eines Kupferstiftes senkrecht zur Gleitrichtung.

Bild 3.7

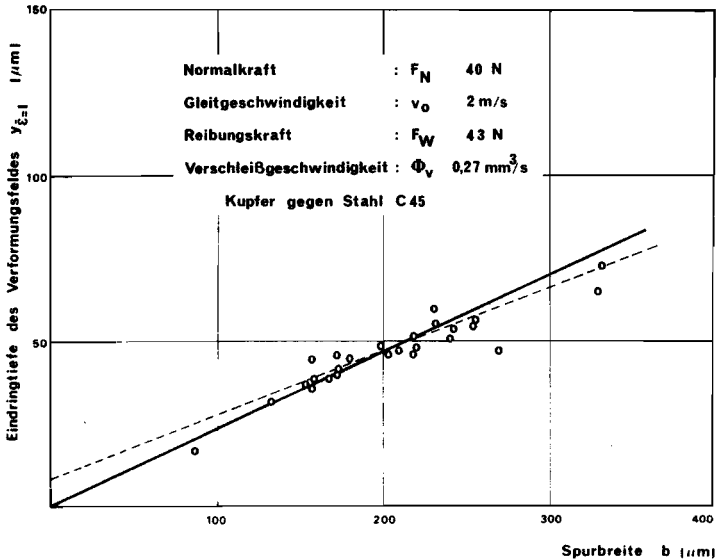
d.h. eine Gerade durch den Ursprung in der $y_{\bar{\epsilon}=1}$ - b Fläche.

Bild (3.8) und (3.9) zeigen für die Gleitpaarung Kupfer bzw Silber gegen Stahl C 45 den experimentellen Zusammenhang zwischen $y_{\bar{\epsilon}=1}$ und b mit der berechneten theoretischen Geraden (bestimmt durch den Ursprung und den Mittelwert von $y_{\bar{\epsilon}=1}$ und b).

Aus diesen Bildern ergibt sich, dass die gemessenen Werte von $y_{\bar{\epsilon}=1}$ bei kleinem b oberhalb und bei grossem b unterhalb der theoretischen Geraden liegen.

Hierzu lässt sich folgendes bemerken.

- Bei der Herleitung der Geraden mittels Gl.(3.27) ging man einfachheitshalber davon aus, dass $\bar{\epsilon}_s = \text{konstant}$ (unabhängig von b). Diese Annahme ist nur bedingt richtig, denn der Ausgangspunkt der beiden Reibungsmodelle war : Reibung entsteht durch das



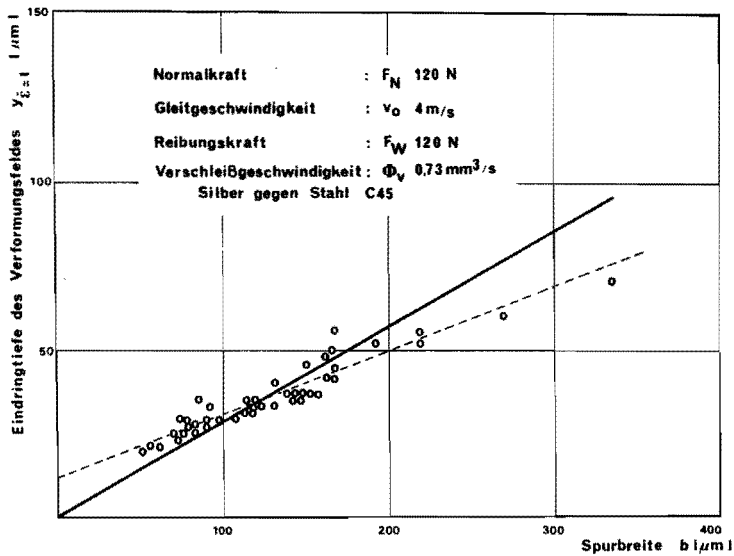
Die Eindringtiefe des Verformungsfeldes in Spurmittle als Funktion der Spurbreite für die Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45.

Bild 3.8

plastische Aufnahmen der Relativbewegung zweier Körper. Aus Gl. (3.17) kann man entnehmen, dass die Verschiebung Z_g vom Material in der Spurmittle proportional der Spurbreite b und $\bar{\epsilon}_s$ ist, d.h. für eine konstante Verschiebung braucht eine schmale Spur eine höhere $\bar{\epsilon}_s$ wie eine breite Spur oder mit Gl.(3.27) die gemessenen Werte von $y_{\bar{\epsilon}=1}$ sollen bei kleinerem b oberhalb und bei grosserem b unterhalb der theoretischen Geraden liegen.

Dieses Verhalten bedeutet, dass die Gerade durch die $y_{\bar{\epsilon}=1} - b$ Messpunkte mit Hilfe der kleinsten Quadrate immer die $y_{\bar{\epsilon}=1} -$ Achse schneidet. Siehe die gestrichelte Gerade in Bild 3.8 und 3.9 . In Tabelle 3-3 findet man die Ergebnisse mehrerer Gleitpaarungen, geprüft unter sehr unterschiedlichen F_N und v_o , die mit diesem Gedanken übereinstimmen.

- Die $y_{\bar{\epsilon}=1}$ - Bestimmung in Spurmittle erhielt man Anfangs aus der Abbiegung der Korngrenzen in einem Stiftquerschnitt senkrecht



Die Eindringtiefe des Verformungsfeldes in Spurmitte als Funktion der Spurbreite für die Gleitpaarung Silber gegen Stahl C 45.

Bild 3.9

zur Gleitfläche aber parallel zur Reibungsrichtung. Diese Methode war sehr zeitraubend und wurde deshalb durch eine andere Methode ersetzt. Hierbei betrachtet man den Querschnitt senkrecht zur Reibungsrichtung und misst die tiefste Stelle einer Spur, wo man optisch deutlich die Verformungen der Metallkörner beobachtet. Beim Vergleich beider Methoden stellte sich heraus, dass die erste sichtbare Verformung der Metallkörner bei $\bar{\epsilon}=1$ auftrat. Die Anwendung dieses letzten schnelleren Verfahrens lieferte die Messpunkte der Bilder (3.8) und (3.9), wie auch die Werte in Tabelle (3-3)

- Die Bestimmung von $y_{\bar{\epsilon}=1}$ hat bei beiden Messmethoden eine gewisse Ungenauigkeit, wodurch sich ein Teil der Messwertstreuung erklären lässt.
- Die Breite der Spuren erhielt man durch optisch, in einem Querschnitt senkrecht zur Reibungsrichtung, die Einhüllende der Flächen mit

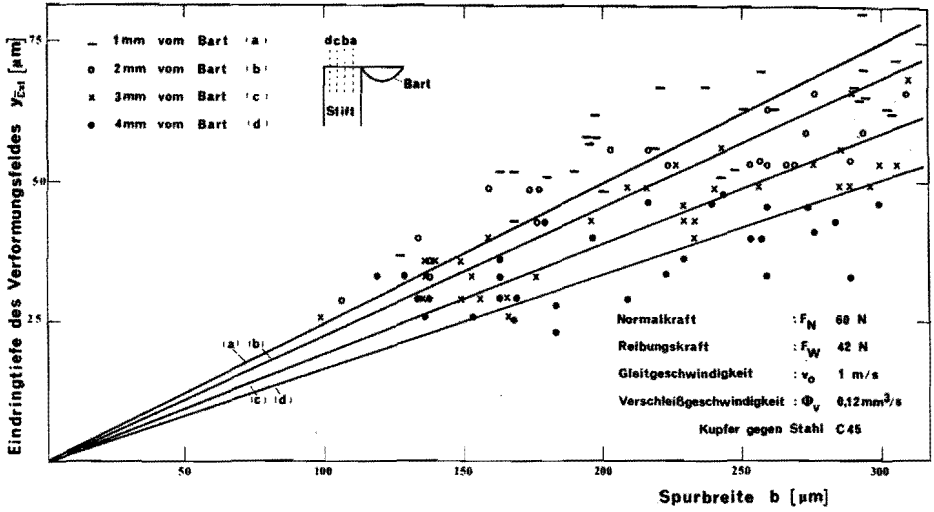
maximaler und gleicher Vergleichsformänderung nach der Gleitoberfläche zu extrapolieren.

- Im Gegensatz zu den bisherigen theoretischen Betrachtungen (hier wurde immer angenommen, dass das Stiftmaterial den ganzen Weg vom Stift zum Bart durchlaufen hatte) wurden für die experimentellen Ergebnisse nur Querschnitte vom Stift in der Nähe des Bartes ausgewählt d.h. dieses Material hat nur einen Teil des Weges zum Bart zurückgelegt. Diese Wahl ist zulässig, weil die Verformung an der Gleitoberfläche während des letzten Stückes zum Bart nur wenig in der Grösse wegen des Korngrenzengleitens zunimmt.

2.3 Die Eindringtiefe des Verformungsfeldes als Funktion vom Abstand zum Bart

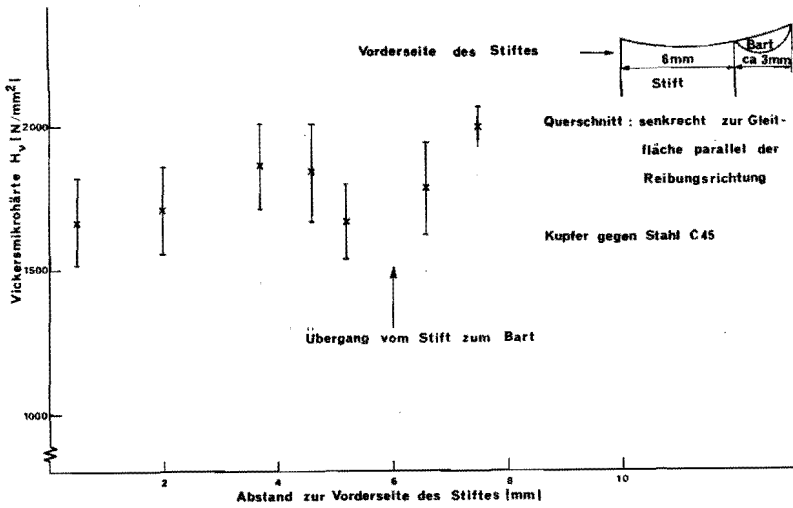
Die Änderung der Eindringtiefe des Verformungsfeldes als Funktion vom Abstand zum Bart kann man auf zwei Weisen erhalten :

- Betrachtet man verschiedene Querschnitte des Stiftes senkrecht zur Reibungsrichtung, so gilt, dass je kürzer man von der Stiftvorderseite entfernt ist, je kleiner $\bar{\epsilon}_s$ ist (Gl.3.17). Dies bedeutet mit Gl.(3.27) ein kleineres Verhältnis $\sqrt{\bar{\epsilon}}=1/b$ oder eine kleinere Richtungstangente der Geraden durch die Messpunkte in der $y_{\bar{\epsilon}=1}$, b Fläche. Bild (3.10) veranschaulicht dieses Verhalten. Zu der starken Streuung der Messwerte lässt sich noch folgendes bemerken. Obwohl in diesem Kapitel von einem kontinuierlichen Prozess ausgegangen wird, liegt in Wirklichkeit ein diskontinuierlicher Prozess vor (Kapitel II). Dies bedeutet, dass $\bar{\epsilon}_s$ in den verschiedenen Spuren auf gleichem Abstand von der Stiftvorderseite eine Verteilung aufweist und hierdurch eine starke Streuung der Messwerte verursacht, besonders in der Nähe der Stiftvorderseite.
- Die Zunahme von $\bar{\epsilon}_s$ in der Gleitfläche beim Vergrössern des Abstandes zur Stiftvorderseite kommt mittels Gl.(3.13) überein mit einer Zunahme von $\bar{\sigma}$. Diese Zunahme kann man experimentell mittels einer Härtemessung nachweisen (Bild 3.11). Jeder Messpunkt in Bild (3.11) wurde als Mittelwert aus 10 Härteindrücken erhalten, welche alle aus einer Spur stammen.



Die Eindringtiefe der Verformung in Spurmittle als Funktion des Abstandes zum Bart.

Bild 3.10



Die Vickersmikrohärte als Funktion des Abstandes zur Stiftvorderseite.

Bild 3.11

2.4 Bestimmung des Verfestigungsexponentes

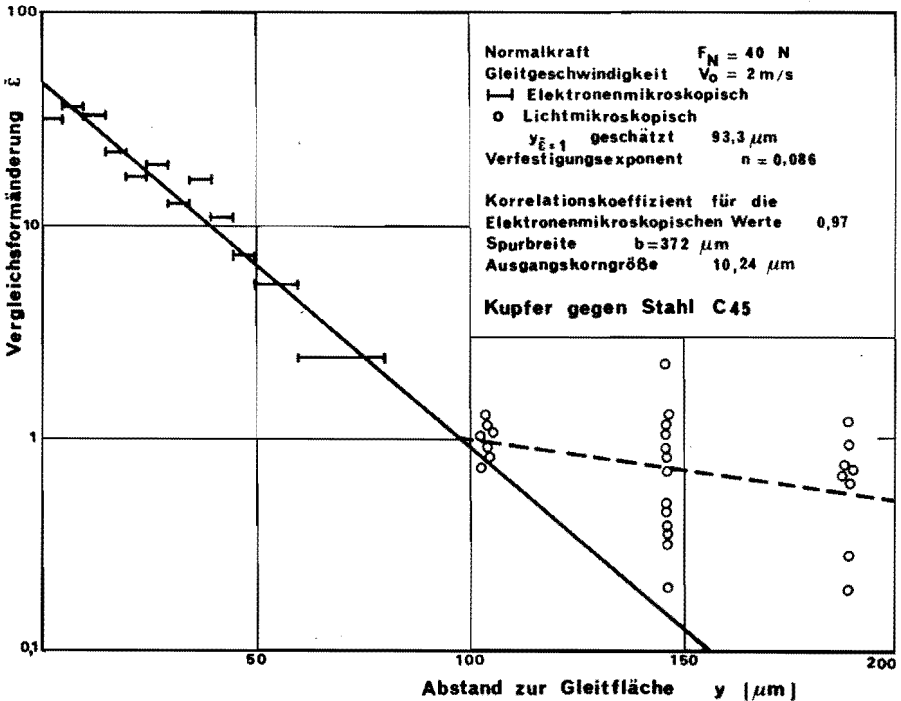
Normalerweise findet die Bestimmung von n mittels des Zugversuches statt. In diesem Falle war dieses u.a. nicht möglich wegen :

- der hohen Temperaturgradienten
- der hohen Temperaturen, welche messtechnisch schwierig zu erfassen sind.

Die Bestimmung von n wurde hier mit Hilfe der gemessenen Daten $\bar{\epsilon}(y)$ (für die Messmethode siehe Anhang A2.1.2) durchgeführt.

Betrachtet man die $\bar{\epsilon}$ -Verteilung in Spurmittle als Funktion von y , so erhält man mit Gl.(3.9), (3.13), (3.14) und (3.15) :

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_S \left[\frac{2}{\pi} \arctan \left[\frac{b}{2y} \right] \right]^{\frac{1}{n}} \quad (3.28)$$



Die Vergleichsformänderung (theoretisch wie experimentell) in der Spurmittle als Funktion des Abstandes zur Gleitfläche.

Bild 3.12

(für reine Abgleitung gilt $\tau = \bar{\sigma}/\sqrt{3}$)

Auflösung von Gl.(3.28) nach n ergibt :

$$n = \frac{\ln \left[\frac{2}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left[\frac{b}{2y} \right] \right]}{\ln \left[\bar{\epsilon} / \bar{\epsilon}_S \right]} \quad (3.29)$$

Für $\frac{2y}{b} < 1$ erhält man aus Gl.(3.29) nach zweimaliger Reihenentwicklung :

$$n = \frac{-4y}{\pi b \ln \left[\bar{\epsilon} / \bar{\epsilon}_S \right]} \quad (3.30)$$

d.h. eine Gerade in der $(y, \ln \bar{\epsilon} / \bar{\epsilon}_S)$ Fläche. *)

Bestimmung der Geraden durch die gemessenen Werte $\bar{\epsilon}(y)$ mit der Methode der kleinsten Quadraten liefert $\bar{\epsilon}_S$ und n (Bild 3.12).

Messung von mehreren Verformungsfeldern ergab 0,1 als besten Wert für n .

Bemerkung :

Die Höhe von n ist konstant für $\bar{\epsilon} > 1$. Unterhalb dieses Wertes braucht man um die experimentell gemessenen Werte (Bild 3.12) zu erklären einen höheren Wert von n . Diese Änderung von n findet man für Kupfer auch zurück in Zug- oder Torsionsversuchen, nur mit dem Unterschied, dass die Änderung von n dort bei niedrigeren $\bar{\epsilon}$ auftritt. Geht man davon aus, dass $n = 0,58$ für $y_{\bar{\epsilon}=1} = 96,5 \mu\text{m}$ (Bild 3.12) bei $\bar{\epsilon} < 1$, so erhält man in Bild (3.12) die gestrichelte Kurve. Diese ist in erster Näherung in Übereinstimmung mit dem Mittelwert der $\bar{\epsilon}$, welche mittels der Methode vom Abbiegen der Korngrenzen erhalten wird (Anhang A, Abschnitt 2.1.1). Die starke Streuung der Messwerte von $\bar{\epsilon}$ unterhalb $\bar{\epsilon} < 1$ wird durch die verwendete Bestimmungsmethodiek von $\bar{\epsilon}$ verursacht (Anhang A, Abschnitt 2.1.1).

*) Eine genaue Betrachtung zeigt, dass der Wert von n in Bild (3.12) durch zweimalige Reihenentwicklung ca 8% gegenüber der nicht entwickelten Kurve aus Gl. (3.29) zu klein ist.

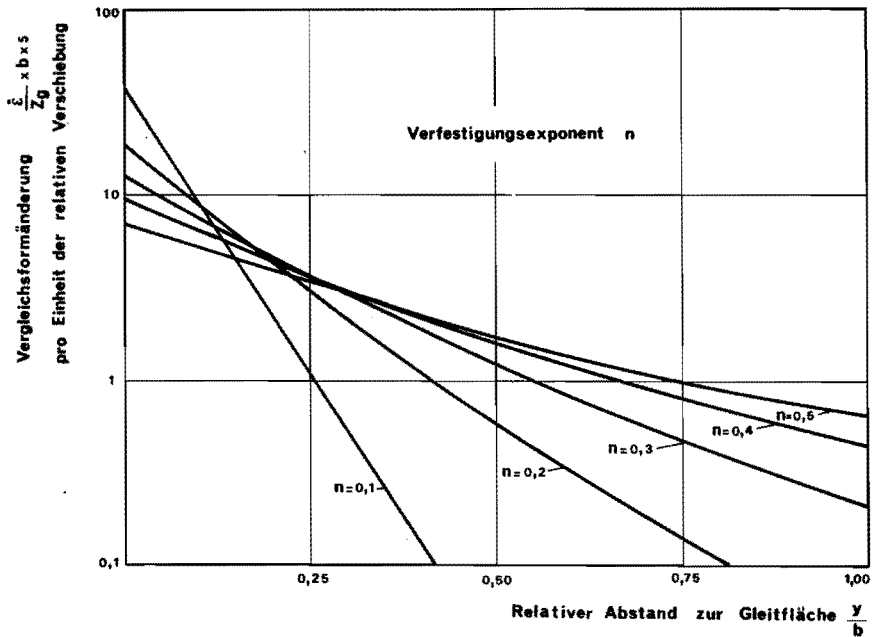
2.5 Die Eindringtiefe des Verformungsfeldes als Funktion vom Verfestigungsexponent bei konstanter Verschiebung

Geht man wieder von dem Grundgedanken aus, dass Reibung durch das plastische Aufnehmen der relativen Bewegung zweier Körper entsteht, so kann man (Gl.3.27), wenn nur ein Körper der Gleitpaarung die vollständige Verschiebung aufnimmt, bei bekanntem b und $\bar{\epsilon}_g$, die Eindringtiefe des Verformungsfeldes als Funktion von n bestimmen.

Entsprechend dieses Grundgedankens gilt (siehe Kapitel III Abschnitt 2.1) :

$$Z_g(x) = Z_g(x=0) = Z_g \quad (3.24)$$

Berücksichtigung von Gl.(3.24) in Gl.(3.17) und Gl.(3.11) liefert:



Die Vergleichsformänderung pro Einheit der relativen Verschiebung als Funktion des relativen Abstandes zur Gleitfläche für verschiedene Verfestigungsexponenten.

Bild 3.13

$$\bar{\epsilon}_s = \frac{z_g/b}{-\frac{\sqrt{3}}{b} \int_{y=\infty}^0 \left[\frac{2}{\pi} \arctan \left[\frac{b}{2y} \right] \right]^{\frac{1}{n}} dy} \quad (3.31)$$

Für die noch durchzuführende Rechnung wird für $\frac{z_g}{b} = 5$ angenommen. Die numerische Integration von Gl.(3.31) liefert den Zusammenhang zwischen $\bar{\epsilon}_s$ und n (Tabelle 3-4). Einsetzen der Werte aus Tabelle 3-4 in Gl.(3.14), (3.15) und (3.17) liefert $\frac{\bar{\epsilon}}{z_g} \times b$ als Funktion von $\frac{y}{b}$ (Bild 3.13). Aus diesem Bild ist ersichtlich, dass die Eindringtiefe des Verformungsfeldes zunimmt mit zunehmendem n , unabhängig von der Grösse der Verschiebung und der Spurbreite b . Diese Abhängigkeit ist praktisch schon länger bekannt.

Bemerkung :

- Betrachtet man die Eindringtiefe des Verformungsfeldes für $n=0$, so kann man mit Gl.(3.28) herleiten, dass diese Null ist, d.h. in diesem Material ($n=0$) kann man, obgleich in der Oberfläche hohe Verformungen vorliegen, keine Verformungen messen. Dieses Verhalten tritt möglicherweise bei dünnen Metallschichten mit niedriger Vergleichsspannung unterstützt durch Materialien mit hoher Vergleichsspannung auf.
- Bei der Herleitung von Gl.(3.31) ist das Korngrenzgleiten ausser Betracht gelassen.

2.6 Das Verschiebungsfeld einer Spur

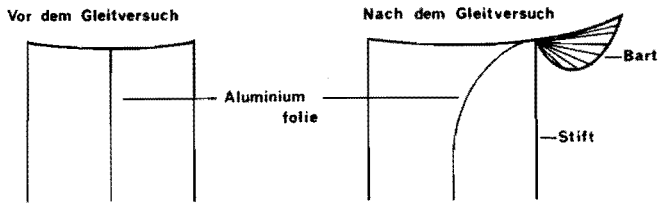
In diesem Abschnitt werden die theoretisch berechneten und experimentell gemessenen Verschiebungsfelder diskutiert.

Eine direkte Kontrolle für die Gültigkeit des Modells erhält man durch Bestimmung des Verschiebungsfeldes einer Spur.

Für das Verschiebungsfeld in der Gleitfläche einer Spur erhält man nach Einsetzen von Gl.(3.25) in (3.17) :

$$z_g = z_g(x=0) = -\bar{\epsilon}_s \sqrt{3} \int_{y=\infty}^0 \left[\frac{2}{\pi} \arctan \left[\frac{b}{2y} \right] \right]^{\frac{1}{n}} dy \quad (3.32)$$

Um die Konstanz des Verschiebungsfeldes einer Spur (d.h. unabhängig von der x-Koordinate der Spur) experimentell nachzuweisen, teilt man den Kupferstift senkrecht zur Gleitrichtung in zwei gleiche Teile auf. Diese zwei Teile drückt man nach Einfügen eines Aluminiumfolienbogens (Stärke ca 30 μm) zusammen und führt mit diesem Stift einen Gleitversuch aus (Längerreduktion des Stiftes 0,5 mm). (Bild 3.14)



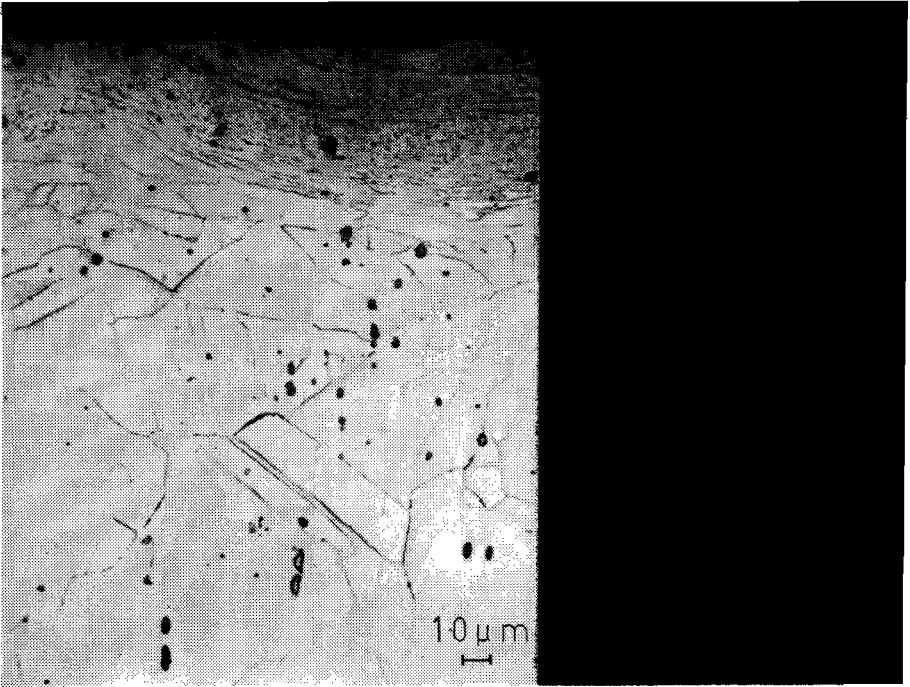
Querschnitt eines Stiftes vor und nach dem Gleitversuch mit Aluminiumfolie senkrecht zur Gleitfläche und parallel zur Gleitrichtung.

Bild 3.14

Nach diesem Versuch betrachtet man einen Querschnitt des Stiftes senkrecht zur Gleitrichtung kurz vor dem Schnitt (in Gleitrichtung gesehen). Man wählt ein Verformungsfeld aus und bringt in der Mitte dieses Feldes einen zweiten Querschnitt senkrecht zur Gleitfläche aber parallel der Reibungsrichtung an. Aus den beiden senkrecht zueinander stehenden Querschnitten (Bild 3.15 und 3.16), kann man nicht nur mit Gl. (3.27) $\bar{\epsilon}_s$ bestimmen, sondern auch das Verschiebungsfeld als Funktion von y (Gl. 3.17).

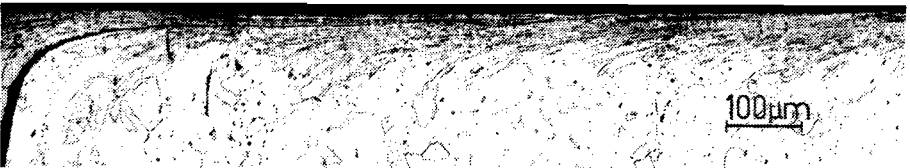
Der Vergleich vom theoretisch erhaltenen und experimentell bestimmten Verschiebungsfeld ist trotzdem auf direkte Weise nicht möglich :

- im Gebiet niedriger Verformung findet weit unter der Gleitfläche, durch das nicht völlig Anpassen der beiden Stifthälften, eine Beeinflussung des Verformungsfeldes statt.



Die Hälfte eines Querschnitts einer Spur von einem Kupferstift senkrecht zur Gleitrichtung.

Bild 3.15



Das Abbiegen einer Aluminiumfolie in einem Kupferstift (rechte Seitenansicht des Querschnitts aus Bild 3.15).

Bild 3.16

- die Grösse des Verschiebungsfeldes macht die Annahme von $\bar{\epsilon}_g =$ konstant in der Gleitfläche in Reibungsrichtung unzulässig, denn die Vergleichsformänderung nimmt im ersten Stück von Stiftvorderseite zum Bart stark zu.
- die Annahme, dass nur reiner Schub parallel zur Gleitfläche vorliegt, ist in der Nähe der Kontaktfläche für das Verschiebungsfeld nicht mehr zulässig (siehe Kapitel II Bild 2.4) und kann, wie experimentell nachzuweisen ist, zu falschen Folgerungen führen.
- die Folie kann, weil sie eine niedrigere Vergleichsspannung hat wie das Kupfer vom Stift, sich wie eine Schmierfilm auswirken.

Wegen der vorhergenannten Gründe ist es daher nur möglich eine Abschätzung vom Verschiebungsfeld zu machen. Für diese Abschätzung berechnet man $\bar{\epsilon}_g$ durch Messung von $\bar{\epsilon}$ ($\bar{\epsilon} > 1$) an irgendeiner Stelle ($x=0$) der abgebogenen Aluminiumfolie (Gl.3.28). Hieraus lässt sich mit Gl.(3.32) Z_g als Funktion von y bestimmen ($n=0$).

Aus dem Vorherstehenden kann man erwarten, dass diese Werte vom Verschiebungsfeld gegenüber den theoretischen zu klein sind. Tabelle 3-5 unterstützt diese Aussage.

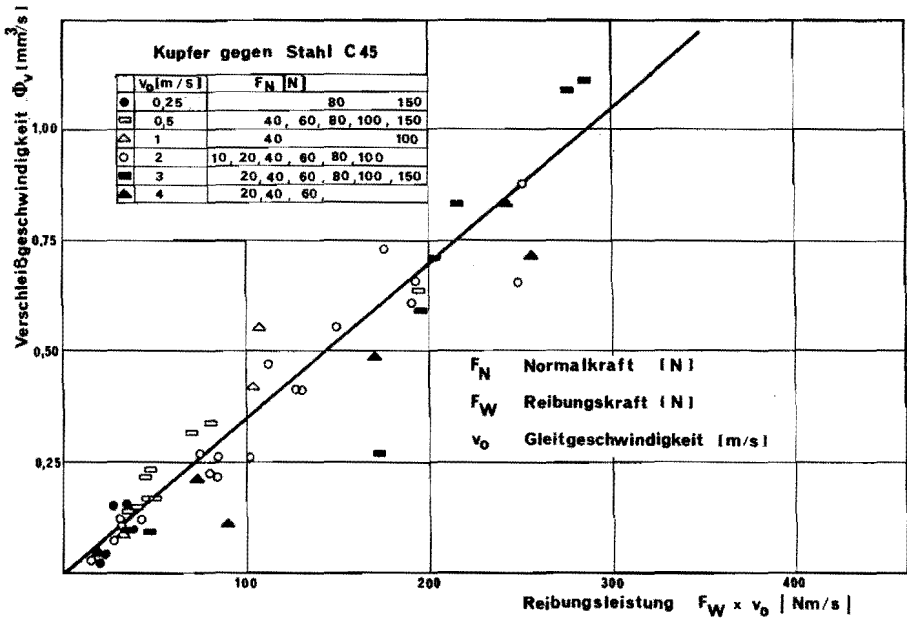
Misst man experimentell die Verschiebung an mehreren Querschnitten der gleichen Spur, so stellt sich heraus, dass die Verschiebungen $Z_g^*(x)$ grössenordnungsmässig konstant bleiben (Varianz bei zwei gemessenen Spuren 10 % und 30 %). Das bedeutet, dass die Annahme $Z_g =$ konstant (Gl.3.24) in erster Näherung richtig war, besonders wenn man weiss, dass das Modell diese Varianz fordert, wenn keine Rechteckhindernisse, sondern andere Hindernisformen (welche anwesend sein können) vorhanden sind.

Die Differenz zwischen dem gemessenen und berechneten Verschiebungsfeld unterstützt den Gedanken vom Auftreten eines weiteren Verformungsmechanismus.

2.7 Die Bestimmung der mittleren Lamellenhöhe.

Dieser Abschnitt ist aufgebaut aus 3 Teilabschnitten :

- *die Lamellenhöhenbestimmung mittels des Lamellenmodells (2.7.1)*
- *die Lamellenhöhenbestimmung mittels des Schalenmodells (2.7.2)*
- *Vergleich der Werte beider Modellen (2.7.3)*



Die Relation zwischen Verschleißgeschwindigkeit und Reibungsleistung für die Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45.

Bild 3.17

2.7.1 Die Lamellenhöhenbestimmung mittels des Lamellenmodells.

Bild 3.17 zeigt die experimentelle Relation zwischen der Verschleißgeschwindigkeit und Reibungsleistung für die Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45. Diese Relation kann man, wie im Abschnitt 1.4 gezeigt wurde, auch auf theoretischem Weg erhalten. Sie lautet mit Gl. (3.22) für $Z_g(x) = \bar{Z}_g = Z_g$:

$$F_W \times v_0 = \Phi_V \left[\frac{C \bar{\epsilon}_s^{n+1}}{n+1} + \frac{\bar{\sigma}_s}{\bar{h} \sqrt{3}} \right] (1 - Z_g) \quad (3.33)$$

Diese Herleitung geschah unter folgenden Annahmen :

- die Verschiebung in einer Spur (mit einer mittleren Breite b) in der Gleitfläche ist unabhängig von dem Abstand zur Spurmitte.
- \bar{h} der Lamellen ist unabhängig von F_N und v_0 .
- der diskontinuierliche Reibungsprozess wird kontinuierlich be-

schrieben.

Die Berechnung von \bar{h} aus Gl.(3.33) läuft auf die Bestimmung von $\bar{\sigma}_s$ hinaus; denn die anderen Grössen sind aus $\bar{\sigma}_s$ herzuleiten oder unmittelbar aus Messungen erhältlich.

Die Bestimmung von $\bar{\sigma}_s$ wurde auf zwei Weisen durchgeführt :

- In Tabelle 3.1 wurde gezeigt, dass durch die Annahme der Konstanz der Verschiebung in einem willkürlichen Querschnitt der Spur senkrecht zur Gleitrichtung die Vergleichsspannung in erster Näherung konstant blieb. Die Bestimmung dieser Vergleichsspannung wurde durchgeführt mittels Härtemessungen [3.1] auf der Gleitoberfläche. Messung dieser Härte an den jeweiligen gleichen Stellen des Stiftes bei verschiedenen Gleitgeschwindigkeiten v_0 und Normalkräften F_N zeigten, dass diese Werte eine von den variablen Grössen F_N und v_0 geringe Variation aufweisen (zwischen 1650 - 1900 N/mm²), die nicht abhängig ist von F_N und v_0 .
- Eine weitere Methode zur Bestimmung der Vergleichsspannung verläuft mittels Messung der mittleren Eindringtiefe $y_{\bar{\epsilon}=1}$ ($x=0$) des Verformungsfeldes einer mittleren Spurbreite, woraus sich mit Gl.(3.27) $\bar{\epsilon}_s$ bestimmt und mit Gl.(3.13) $\bar{\sigma}_s$ (für $n=0,1$ und $C=400$ N/mm²). Tabelle 3-6 zeigt, dass diese Werte $\bar{\sigma}_s$, wenn man die grosse Variation von F_N und v_0 berücksichtigt fast konstant bleiben.

Mit Hilfe der vorhergezeigten Bestimmung von $\bar{\sigma}$ und die hieraus herzuleitenden Grössen kann man, mit Hilfe der einstellbaren Grösse v_0 und die zu messenden Grössen F_W und ϕ_V , den Wert (Gl.3.33) von \bar{h} bestimmen (Tabelle 3-6).

2.7.2 Die Lamellenhöhenbestimmung mittels des Schalenmodells

Im Schalenmodell (Kapitel II) wurde ausgegangen von einer Hindernishöhenverteilung $N(h)$ mit maximaler Höhe h_0 . Betrachtet man den Mittelwert \bar{h}' dieser Verteilung (d.h. die in der Zeit mittlere Einstecktiefe des Ringhindernisses im Stiftmaterial, so gilt

$$\bar{h}' = \frac{1}{N_0} \int_0^{h_0} N \, d h \quad (3.34)$$

Berechnung von Gl.(3.34) mit Gl.(2.43), (2.35) und die einmal nach der Zeit differenzierte Gl.(2.36) ergibt :

$$\bar{h}' = \frac{2}{7} h_0 \quad (3.35)$$

2.7.3 Vergleich der Werte beider Modellen

Vergleicht man jetzt die Werte h_0 aus Tabelle 2.2 mittels Gl.(3.35) umtransformiert in \bar{h}' mit den Werten \bar{h} aus Tabelle 3-6, so stellt sich heraus, dass diese Werte in erster Näherung miteinander übereinstimmen. Das bedeutet, dass die Berechnung der gleichen Grössen mittels zwei verschiedener Modelle (Schalen und Lamellen) die gleichen Werte liefert.

2.8 Die Relation zwischen Verschleissgeschwindigkeit und Bartgeometrie

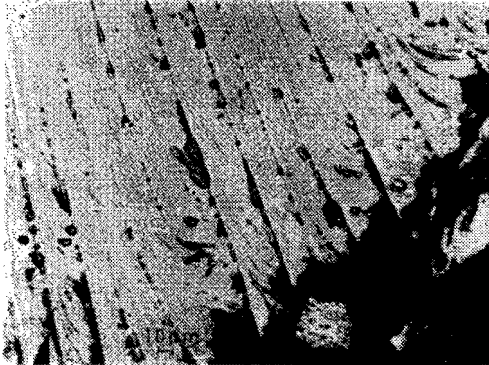
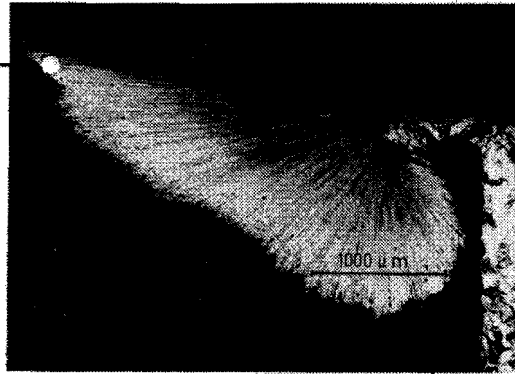
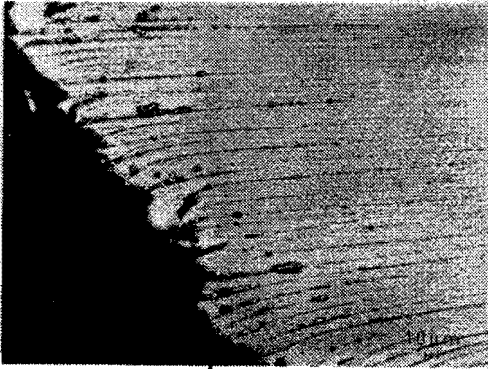
In Abschnitt 1.4 wurde hergeleitet, dass für die Verschleissgeschwindigkeit ϕ_V gilt (Gl. 3.33)

$$\phi_V = \frac{F_W \times v_0}{\frac{C \bar{\epsilon}_s^{n+1}}{n+1} + \frac{\bar{\sigma}_s}{\bar{h} \sqrt{3}} (l_V - Z_g)} \quad (3.33)$$

Geht man von einem Ring (Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45) der schon ein - oder mehrmals für einen Gleitversuch verwendet wurde aus, so sind die Hindernisse, die die Höhe von h_0 (und deshalb auch \bar{h}' und \bar{h}) bestimmen, schon anwesend. Weil das Erreichen der Endwerten von $\bar{\epsilon}_s$ im Bart und F_W , Schwankungen von einigen Prozenten ausser acht gelassen, auch innerhalb sehr kurzen Gleitwegen eintritt d.h. $\bar{\sigma}_s$ und Z_g sind beide konstant, so wird die Verschleissgeschwindigkeit durch den Wert von l_V bestimmt. Diese Grösse (= Abstand zwischen Stiftachse und Schwerepunkt der Lamelle im Bart) nimmt mit zunehmender Längereduktion des Stiftes zu (herzuleiten aus der Bartgeometrie Bild 3.18) und führt (wie aus Gl.(3.33) zu entnehmen) zu der auch experimentell bekannten Abnahme der Verschleissgeschwindigkeit.

Betrachtet man die Bartgeometrie in Bild (3.18) näher, so ist hierin deutlich eine Keilstruktur vorhanden.

Die Menge an Material, die in diesem Keil vorhanden ist, ist sehr wahrscheinlich gleich der durch das Hindernis in einem Kontaktzyklus



Querschnitt des Bartes (senkrecht zur Gleitfläche und parallel zur Gleitrichtung) eines Stiftes der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45 mit zwei Detailaufnahmen aus diesem Querschnitt .

Bild 3.18

aufgeschaufelten Materialmenge d.h. aus Kontinuitätsgründen :

$$2 t_0 v_0 h_0 \frac{2}{3} b = \frac{3}{2} (1_V - 3) \bar{h}_1 \times b \quad (3.36)$$

wobei $\frac{3}{2} (1_V - 3)$ = Länge eines Keiles (Bild 3.5)

\bar{h}_1 = mittlere Höhe eines Keiles.

Für die Form, die das Ringhinderniss im Stiftmaterial in Reibrichtung hinterlässt, wird ein Kreissegment angenommen. Experimente an der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45 und Silber gegen Stahl C 45 zeigen (bei der letzten Gleitpaarung ist \bar{h}_1 ungefähr einen Faktor 10 kleiner), dass die berechnete Werte von \bar{h}_1 , mittels Gl.(3.36) und Tabelle 2-2, mit den bei verschiedenen F_N und v_0 im Mikroskop gemessenen Werten übereinstimmen.

Ein endgültiger Nachweis ist bisher noch nicht durchgeführt. Gründe hierfür sind :

- die Bestimmungen von h_0 und t_0 liefern nur mittlere Werte und variieren während des Gleitversuches etwas (deshalb ungeeignet für eine sehr genaue Kontrolle).
- die Bestimmung von \bar{h}_1 ist schwer durchführbar.
Die Lamellenstärke ist zwar am Ende des Bartes bestimmbar aber sehr schwierig am Anfang (= Übergangsgebiet vom Stift zum Bart).

3. FOLGERUNGEN

Die wichtigsten Folgerungen dieses Lamellenmodells sind :

- Obwohl Schalen- und Lamellenmodell zwei verschiedene Anschauungen vom gleichen Prozess sind, ergänzen sie einander.
- Das für dieses Modell konzipierte Spannungsmodell genügt ohne erste Näherung den Differentialgleichungen des lokalen Gleichgewichtes.
- Es ermöglicht die Bestimmung des Verformungs- und Verschiebungsfeldes.
- Es liefert eine Bestimmungsmöglichkeit für den Verfestigungsparameter bei hohen Vergleichsformänderungen und hohen Vergleichsformänderungsgeschwindigkeiten.

- Es erklärt die schon länger bekannte experimentelle Relation zwischen dem Verfestigungsparameter und der Eindringtiefe des Verformungsfeldes.
- Es gibt den Zusammenhang zwischen der Oberflächengeometrie und der Verschleissgeschwindigkeit.
- Dieses Modell zeigt, dass plastische Verformung eine hinreichende Möglichkeit für die Umsetzung von mechanischer Energie in Wärme ist.

4. TABELLEN

Tabelle 3-1

Die Schubspannungskomponente und die Vergleichsspannung in der Gleitfläche als Funktion des Abstandes zur Spurmitte für konstante Verschiebung.

$\frac{x}{b}$	$\bar{\sigma}_s$ [N/mm ²]	$\tau_{yz}^*(x,y=0)$ [N/mm ²]
0	600	346
0,05	600	346
0,10	601	344
0,15	602	341
0,20	604	337
0,25	606	331
0,30	610	323
0,35	616	312
0,40	625	296
0,45	642	271
0,50 *)	-	-

n = Verfestigungsexponent (0,1)

$\frac{\tau_{yz}^*(x=0,y=0)}{C} = 0,865$ Schubspannungskomponente τ_{yz} in der Gleitfläche an der Stelle $x=0$.

x/b = relativer Abstand zur Spurmitte.

$\bar{\sigma}_s$ = Vergleichsspannung in der Gleitfläche.

$\tau_{yz}^*(x,y=0)$ Schubspannungskomponente τ_{yz} in der Gleitfläche an der Stelle x .

*) Die Werte in diesem Punkt sind nicht berechnet, weil hier eine Unstetigkeitsstelle vorliegt.

Tabelle 3-2

Die Vergleichsformänderung als Funktion des Abstandes zur Spurmitte.

Gleitspaarung: Kupfer gegen Stahl C 45

$$F_N = 40 \text{ N} \quad v_0 = 2 \text{ m/s}$$

Abstand zur Gleitoberfläche $o - 9 \text{ } \mu\text{m}$

b = 148 μm		
x [μm]	$\bar{\epsilon}$	N [*]
6	21,8	120
15	21,9	15
22	25,6	189
31	23,2	38
37	27,2	39
43	28,7	33
49	33,5	39
55	26,8	39
61	23,4	36
67	40,5	48

b = 117 μm		
x [μm]	$\bar{\epsilon}$	N [*]
0	35,1	38
6	33,1	70
12	25,9	54
18	27,1	53
24	23,9	55
30	22,9	47
36	20,6	43
42	12,4	14
48	20,6	22

x = Abstand zur Spurmitte [μm]

$\bar{\epsilon}$ = die Vergleichsformänderung in der Gleitfläche ($\approx \bar{\epsilon}_g$)

N^{*} = Anzahl der linearen Interzepten (siehe Anhang A)

Ausgangskorngrösse : 10,24 μm

F_N = Normalkraft [N]

v₀ = Gleitgeschwindigkeit [m/s]

Tabelle 3-3

Die Relation zwischen Spurbreite und Eindringtiefe des Verformungsfeldes für verschiedene Gleitpaarungen und Einflussfaktoren.

Gleitpaarung: Kupfer gegen Stahl C 45.

F_N [N]	v_o [m/s]	F_W [N]	ϕ_v [mm ³ /s]	\bar{b} [μm]	$\bar{y}_{\varepsilon=1}$ [μm]	$y_{\varepsilon=1} = \dots b + \dots$ [μm]	
80	0,25	80	0,038	266	74	0,25	7,2
80	0,25	82	0,042	249	64	0,18	18,5
150	0,25	137	0,16	267	69	0,12	36,8
150	0,25	150	0,14	275	69	0,16	24,1
40	0,5	38	0,045	170	45	0,17	18,3
60	0,5	79	0,13	207	59	0,19	18,0
60	0,5	71	0,12	213	59	0,19	18,1
80	0,5	88	0,16	243	64	0,18	20,3
80	0,5	100	0,17	221	57	0,14	26,4
100	0,5	116	0,23	250	65	0,19	17,3
100	0,5	111	0,21	242	62	0,15	25,9
150	0,5	162	0,34	268	65	0,09	40,8
150	0,5	139	0,32	248	62	0,19	14,5
40	1	32	0,09	263	61	0,13	26,9
100	1	107	0,56	296	70	0,08	50,7
100	1	104	0,41	254	51	0,13	28,3
40	2	33	0,27	244	68	0,16	29,2
40	2	35	0,33	263	66	0,10	38,6
40	2	35	0,31	245	64	0,14	30,9
20	3	15	0,09	118	37	0,17	16,4
20	3	11	0,09	148	35	0,13	16,7
40	3	57	0,26	115	37	0,19	15,6
60	3	65	0,63	252	49	0,14	13,1
60	3	65	0,58	186	47	0,15	18,7
80	3	67	0,71	183	43	0,14	18,1
80	3	72	0,83	221	52	0,11	27,7

Tabelle 3-3 (Fortsetzung)

Gleitpaarung: Kupfer gegen Stahl C 45

F_N [N]	v_o [m/s]	F_W [N]	ϕ_v [mm ³ /s]	\bar{b} [μm]	$\bar{y}_{\bar{\epsilon}=1}$ [μm]	$y_{\bar{\epsilon}=1} = \dots b + \dots$ [μm]	
100	3	95	1,24	232	52	0,11	27
100	3	92	1,15	228	52	0,11	27,4
150	3	141	1,93	249	57	0,18	11,6
150	3	140	1,94	250	58	0,13	26,4
20	4	22	0,108	98	31	0,24	7,4
20	4	18,3	0,22	192	42	0,11	20,5
40	4	42	0,48	180	41	0,11	20,5
60	4	60	0,83	195	44	0,15	15,7
60	4	62	0,72	187	46	0,14	19,9
100	4	107	1,48	216	52	0,17	14,4

Gleitpaarung: Silber gegen Stahl C 45

F_N [N]	v_o [m/s]	F_W [N]	ϕ_v [mm ³ /s]	\bar{b} [μm]	$\bar{y}_{\bar{\epsilon}=1}$ [μm]	$y_{\bar{\epsilon}=1} = \dots b + \dots$ [μm]	
100	4	79	0,072	201	96	0,35	27,8
100	4	161	0,80	117	36	0,18	13,9
100	4	165	0,82	214	57	0,18	16,1
120	4	225	0,92	396	88	0,13	37,7
120	4	209	0,98	482	105	0,14	36,8

F_N = Normalkraft [N]

v_o = Gleitgeschwindigkeit [m/s]

F_W = Reibungskraft [N]

ϕ_v = Verschleissgeschwindigkeit [mm³/s]

b = mittlere Spurbreite [μm]

$\bar{y}_{\bar{\epsilon}=1}$ = mittlerer Abstand von der Kontaktfläche bis zum Punkte wo $\bar{\epsilon}=1$ [μm]

$y_{\bar{\epsilon}=1} = \dots b + \dots$ [μm] = Gleichung der Geraden aller gemessenen b und $\bar{y}_{\bar{\epsilon}=1}$

Kombinationen eines Stiftes.

Tabelle 3-4

Der Zusammenhang zwischen dem Verfestigungsexponent und der Vergleichsformänderung in der Gleitfläche für eine konstante relative Verschiebung.

$$\frac{Z_g}{b} = 5$$

n	$\bar{\epsilon}_s$
0,1	38,1
0,2	19,5
0,3	12,7
0,4	9,1
0,5	6,8

n = Verfestigungsexponent

$\bar{\epsilon}_s$ = Vergleichsformänderung in der Gleitfläche

Z_g = Verschiebung [mm]

b = Spurbreite [mm]

Tabellē 3-5

Vergleich von theoretisch berechneten und experimentell bestimmten Verschiebungen im Spurmittelpunkt in der Gleitoberfläche.

Gleitpaarung : Kupfer gegen Stahl C 45.

$b [\mu\text{m}]$	$\bar{\epsilon}_s$	$y_{\bar{\epsilon}=1} [\mu\text{m}]$	$Z_g [\text{mm}]$ berechnet	$Z_g [\text{mm}]$ gemessen
200	44,1	54	1,17	2,18
170	88,6	54,2	2,02	2,2
257	14,8	50	0,5	1,68
226	7,4	33	0,22	0,8

b = Spurbreite [μm]

$\bar{\epsilon}_s$ = Vergleichsformänderung in der Gleitfläche

$y_{\bar{\epsilon}=1}$ = Abstand im Spurmittelpunkt von der Gleitfläche bis zum Punkte wo $\bar{\epsilon}=1$ [μm]

Z_g = Verschiebung [mm]

Tabelle 3-6

Die berechneten Werte von der mittleren Lamellenhöhe im Lamellenmodell für die Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45 mittels des Lamellenmodells.

$$l_v = 4,83 \text{ mm} ; C = 400 \text{ N/mm}^2 ; n = 0,1$$

F_N [N]	v_o [m/s]	ϕ_v [mm ³ /s]	F_W [N]	\bar{b} [μm]	\bar{a} [μm]	$\bar{\epsilon}_s$	$\bar{\sigma}_s$ [N/mm ²]	z_g [mm]	\bar{h} [μm]
10	2	$3,3 \times 10^{-3}$	6,3	160	35	20,6	541	0,43	0,36
10	2	35×10^{-3}	9,6	151	37	30,3	563	0,59	2,6
20	2	115×10^{-3}	15,5	210	48	23,8	549	0,65	5,1
20	2	122×10^{-3}	20,6	180	42	25,7	553	0,60	4,1
20	2	108×10^{-3}	15,9	239	57	27,8	558	0,86	3,9
20	2	73×10^{-3}	14,4	215	50	25,7	553	0,72	3,5
20	3	90×10^{-3}	15,5	118	37	81,0	621	1,24	2,7
20	3	90×10^{-3}	11	148	35	27,8	558	0,53	4,0
20	4	108×10^{-3}	22,5	98	31	81,0	621	1,03	1,7
20	4	216×10^{-3}	18,3	192	42	20,6	541	0,51	4,0
40	0,25	28×10^{-3}	37	197	61	81,0	621	2,07	3,5
40	0,5	62×10^{-3}	39,8	196	64	93,5	630	2,38	3,3
40	0,5	45×10^{-3}	38,5	170	45	40,0	578	0,88	3,2
40	1	105×10^{-3}	35,5	237	65	49,3	591	1,52	3,6
40	1	90×10^{-3}	32,5	263	61	25,7	553	0,88	3,6
40	2	103×10^{-3}	19,2	183	44	30,3	563	0,72	3,7
40	2	267×10^{-3}	42,8	207	48	25,7	553	0,69	4,3
40	2	215×10^{-3}	42,8	212	46	20,6	541	0,57	3,4
40	2	275×10^{-3}	37,3	283	67	27,8	558	1,02	4,7
40	3	320×10^{-3}	38,3	220	48	20,6	541	0,59	3,9
40	3	262×10^{-3}	57,5	115	37	93,5	630	1,40	2,0
40	4	477×10^{-3}	42,7	180	41	23,8	549	0,56	3,9
40	4	487×10^{-3}	38,8	206	44	19,3	538	0,52	4,3
60	0,5	127×10^{-3}	79,5	207	59	55,3	597	1,49	4,1
60	0,5	117×10^{-3}	71	213	59	49,3	591	1,36	4,2
60	1	145×10^{-3}	46	251	65,5	40,0	578	1,31	3,9
60	1	115×10^{-3}	42	240	60,5	33,0	567	1,03	3,6

Tabelle 3-6 (Fortsetzung A)

F_N [N]	v_o [m/s]	ϕ_v [mm ³ /s]	F_W [N]	\bar{b} [μm]	\bar{a} [μm]	$\bar{\epsilon}_s$	$\bar{\sigma}_s$ [N/mm ²]	z_g [mm]	\bar{h} [μm]
60	2	432×10 ⁻³	56	336	78	25,7	553	1,12	4,7
60	2	330×10 ⁻³	61	162	44	44,3	584	0,93	3,8
60	2	413×10 ⁻³	66	226	47	18,1	534	0,53	4,3
60	2	395×10 ⁻³	65	189	37	15,1	525	0,37	4,2
60	2	132×10 ⁻³	39	168	48	55,3	597	1,21	2,2
60	2	220×10 ⁻³	45	181	47	40,0	578	0,94	3,7
60	3	630×10 ⁻³	65	252	49	15,1	525	0,49	4,4
60	3	577×10 ⁻³	65	186	47	33,0	567	0,80	4,1
60	4	828×10 ⁻³	60	195	44	23,8	549	0,60	4,8
60	4	720×10 ⁻³	62	187	46	30,3	563	0,74	4,0
80	0,25	38×10 ⁻³	80	266	74	49,3	591	1,70	2,1
80	0,25	42×10 ⁻³	82	249	64	36,3	573	1,17	2,6
80	0,5	162×10 ⁻³	88	243	64	36,3	573	1,15	4,7
80	0,5	172×10 ⁻³	100	221	57	40,0	578	1,15	4,5
80	1	267×10 ⁻³	70	234	66	49,3	591	1,50	4,7
80	1	225×10 ⁻³	67	207	60	55,3	597	1,49	4,3
80	2	648×10 ⁻³	97	208	49	27,8	558	0,75	4,5
80	2	612×10 ⁻³	96	199	47	27,8	558	0,72	4,4
80	2	217×10 ⁻³	41	222	51	24,7	551	0,71	3,5
80	2	252×10 ⁻³	51	216	53	30,3	563	0,85	3,3
80	2	552×10 ⁻³	75	296	73	30,3	563	1,17	4,1
80	3	707×10 ⁻³	67	183	43	25,7	553	0,61	5,0
80	3	828×10 ⁻³	72	221	52	26,7	556	0,77	5,2
80	4	1550×10 ⁻³	70	217	46	19,3	538	0,54	7,8
80	4	1548×10 ⁻³	70	217	46	19,3	538	0,54	7,8
100	0,5	233×10 ⁻³	116	250	65	40,0	578	1,30	3,4
100	0,5	210×10 ⁻³	111	242	62	36,3	573	1,14	4,9
100	1	558×10 ⁻³	107	296	70	27,8	558	1,07	6,7
100	1	413×10 ⁻³	104	254	61	27,8	558	0,92	5,2
100	2	883×10 ⁻³	126	241	51	19,3	538	0,60	4,7
100	2	650×10 ⁻³	125	272	50	12,9	516	0,46	3,4
100	2	738×10 ⁻³	88	244	71	62,3	605	1,98	5,0

Tabelle 3-6 (Fortsetzung B)

F_N [N]	v_o [m/s]	ϕ_v [mm ³ /s]	F_w [N]	\bar{b} [μm]	\bar{a} [μm]	$\bar{\epsilon}_s$	$\bar{\sigma}_s$ [N/mm ²]	z_g [mm]	\bar{h} [μm]
100	3	1188x10 ⁻³	95	232	52	22,1	545	0,67	5,7
100	3	1152x10 ⁻³	92	228	52	23,8	549	0,71	5,7
100	4	1477x10 ⁻³	107	216	52	27,8	558	0,78	4,7
150	0,25	142x10 ⁻³	137	267	69	36,3	573	1,26	5,4
150	0,25	135x10 ⁻³	150	275	69	33,0	567	1,17	4,6
150	0,5	337x10 ⁻³	162	268	65	30,3	563	1,06	5,3
150	0,5	315x10 ⁻³	138	248	62	33,0	567	1,06	6,2
150	2	328x10 ⁻³	197	316	60	13,6	519	0,56	2,8
150	2	3458x10 ⁻³	207	310	59	13,6	519	0,55	2,1
150	3	2355x10 ⁻³	141	249	57	23,8	549	0,77	6,1
150	3	2333x10 ⁻³	140	250	58	25,7	553	0,84	6,4
200	2	2833x10 ⁻³	230	228	50	20,6	541	0,61	2,8
200	2	4500x10 ⁻³	270	241	50	18,1	534	0,57	2,7

F_N = Normalkraft [N]

v_o = Gleitgeschwindigkeit [m/s]

ϕ_v = Verschleissgeschwindigkeit [mm³/s]

F_w = Reibungskraft [N]

\bar{b} = mittlere Spurbreite [μm]

\bar{a} = mittlere Eindringtiefe des Verformungsfeldes [μm]

$\bar{\sigma}_s$ = Vergleichsspannung in der Gleitoberfläche [N/mm²]

z_g = Verschiebung [mm]

\bar{h} = mittlere Lamellenhöhe im Lamellenmodell [μm]

l_v = Abstand Stiftachse zum Schwerpunkt der Bartlamelle

C = Vergleichsspannung bei $\bar{\epsilon}=1$ [N/mm²]

n = Verfestigungsexponent

$\bar{\epsilon}_s$ = Vergleichsformänderung in der Gleitfläche

METALLKUNDLICHE ASPEKTE DER REIBUNG

In den vorigen Kapiteln wurden Modelle vorgeschlagen, die den Reibungsprozess mittels plastischer Verformung näher deuten. Für diese Verformung sind aus physikalischer *) Sicht zwei Mechanismen hauptsächlich verantwortlich :

- innerhalb des Metallkornes, das Laufen von Versetzungen,
- ausserhalb des Metallkornes, das Korngrenzengleiten.

Dieses Kapitel ist eine Aufklärung und eine erste lückenhafte Betrachtung der Folgen vom Auftreten der Verformungsmechanismen, welche direkt die plastische Verformung beschreibende Grösse wie die Vergleichsformänderung und die Vergleichsspannung, beeinflussen.

Weil die quantitative Bestimmung der Verformung in dieser Arbeit mittels Korngrössemessungen verläuft, werden die Prozesse betrachtet, welche die Grösse und Eigenschaften des Metallkornes beeinflussen.

Diese sind (dynamische) Erholung und (dynamische) Rekristallisation.

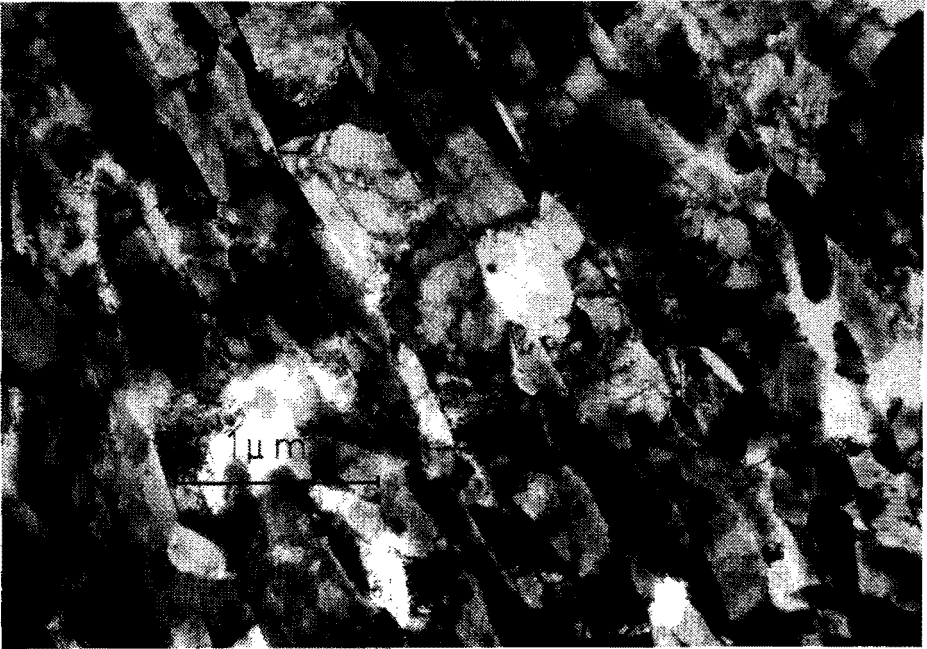
Das Korngrenzengleiten ist bekannt aus Kriechversuchen bei niedrigen Verformungsgeschwindigkeiten und niedrigen Spannungen sowie relativ hohen Temperaturen. Es ist wichtig diesen Prozess näher zu deuten, der einen Teil der Verformung versorgt ohne metallografische Spuren zu hinterlassen.

1. DIE ABGLEITUNG INNERHALB DES METALLKORNES

Die Abgleitung im Korn findet mittels Laufen von Versetzungen statt. Sie sind in diesem Prozess die Ursache für das schmälere und längere Werden der Metallkörner (Bild 4.1). Während dieses Prozesses tritt wegen Versetzungsmultiplikation und durch die gegenseitige Wechselwirkung dieser Versetzungen Verfestigung auf und wird die mechanisch

*) *Im Gegensatz zu der kinematischen Betrachtung in der Kontinuumsmechanik.*

zugeführte Energie zum grössten Teil in Wärme umgesetzt *). Die Versetzungen sind Träger der elastischen Energie im Gitter (Restspannungen). Durch ihre Abgleitung im Korn findet die Rotation und Deformation der Körner statt (Anhang A). Hierdurch erreichen diese eine Endorientierung, welche u.a. in einer Textur [4.1] [4.2] zum Ausdruck kommt. All diese vorhergenannten Vorgänge kann man verwenden um den Reibvorgang und den damit zusammenhängenden Verschleissprozess metallkundlich besser zu verstehen und zu charakterisieren. Deshalb ist es



Elektronendurchstrahlaufnahme von länger und schmaler gewordenen Metallkörner einer dünnen Folie eines Kupferstiftes auf 27 μm von der Gleitfläche.

Bild 4.1

*.) Um einen Eindruck zu geben von den Energieleistungen, die im Reibungsprozess in Wärme umgesetzt werden, kann man die Temperaturerhöhung berechnen, die der Bart eines Kupferstiftes der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45 erhalten würde, wenn der Prozess adiabatisch verlief. Für $F_N = 40 \text{ N}$ und $v_o = 2 \text{ m/s}$ ($E_W = 37,5 \text{ N}$ und $\phi_o = 15 \text{ mm}^3/\text{min}$) ergibt sich eine Temperaturerhöhung von ca. 90.000 °C (die spezifische Wärme von Kupfer wird als 0,4 J/gram °C angesetzt d.h. seine Abhängigkeit von der Temperatur wird vernachlässigt).

wichtig zu wissen wie die Versetzungen sich bei den vorhandenen Temperaturen, hohen Vergleichsformänderungen und hohen Vergleichsformänderungsgeschwindigkeiten können verhalten, und wie sie in diesem Prozess auftreten d.h. ob (dynamische) Erholung (siehe 1.1) oder (dynamische) Rekristallisation (siehe 1.2) auftreten kann. Diese Prozesse können nicht nur eine Änderung der Korngrösse hervorrufen, wodurch man falsche Vergleichsformänderungen erhält, sondern auch eine Erniedrigung der Vergleichsspannung.

1.1 Die Erholung

Bei der Betrachtung des Erholungsprozesses im Verschleiss sollte man drei verschiedene Stadien unterscheiden :

- Die Erholung während der Verformung im Gleitprozess (dynamische Erholung) (siehe 1.1.1).
- Die Erholung im Material, das während des Gleitprozesses eine kurze Zeit nicht verformt wurde z.B. der Stift hat keinen Kontakt mit dem Ring (siehe Schalenmodell) oder der Prozess verläuft an einer anderen Stelle des Stiftes (siehe 1.1.2).
- Die Erholung nach Ablauf des Gleitversuches (siehe 1.1.3).

1.1.1 Die dynamische Erholung

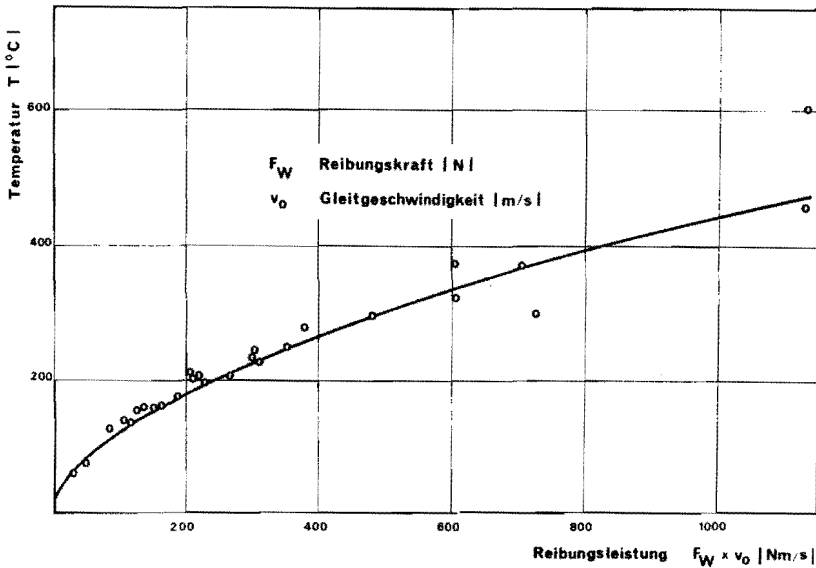
Während der Verformung laufen in der Stiftgleitoberfläche und seiner unmittelbaren Nähe Entfestigungsvorgänge ab, die der Verfestigung durch plastische Verformung entgegenwirken (dynamische Erholung). Nach Stüwe [4.3] [4.4] und [4.5] bestimmt diese dynamische Erholung [4.6] sehr wahrscheinlich bei hohen Vergleichsformänderungsgeschwindigkeiten die Vergleichsspannung. Der erste merkbare Einfluss von dynamischer Erholung soll bei Temperaturen grösser wie $0,1 T/T_M$ stattfinden (beide in K; T_M = Schmelztemperatur) [4.6].

Beim Gleitverschleiss sollte man zwei Temperaturen unterscheiden :

- die Massentemperatur. Diese ist u.a. abhängig von der Gleitgeschwindigkeit, Reibungskraft und Wärmeeigenschaften der Metallpaarung (Bild 4.2). Sie erreicht im Prozess schnell ihren Endwert und bleibt dann konstant.
- die Blitztemperatur. Dieser Temperatursprung wird u.a. bestimmt durch die Gleitgeschwindigkeit, Abmessungen der Quelle, maximale Schubspannung und Wärmeeigenschaften des Materials, welches ab-

gleitet. Diese Temperaturzunahme tritt (Anhang B) nur sehr kurzfristig in einem beschränkten Gebiet auf (wo die Verformungen stattfinden), wobei sie allerdings hohe Werte erreichen kann.

Das Auftreten von dynamischer Erholung im Gleitprozess ist nachträglich nicht mehr nachzuweisen, denn durch die direkte Beeinflussung der Verfestigung wird diesem Prozess sofort Rechnung getragen.

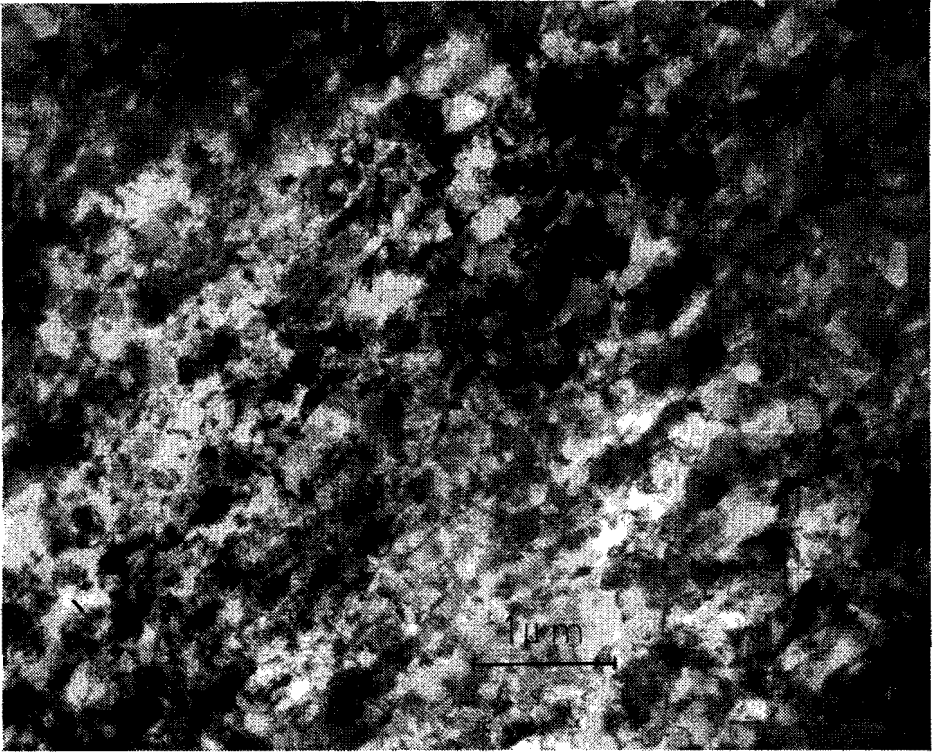


Die Massentemperatur als Funktion der Reibungsleistung.

Bild 4.2

In diesem Zusammenhang sollte man erwähnen, dass der Verfestigungsexponent n vom Kupferstift im Gleitversuch 0,1 beträgt ($F_N = 40$ N und $v_0 = 2$ m/s) im Gegensatz mit 0,2 bei der Torsion. Wenn diese Abnahme durch dynamische Erholung verursacht wird, sollte dieser Wert von n durch eine geeignete Wahl der Reibungsleistung zu beeinflussen sein. Diese Beeinflussung wurde aus Zeitmangel bisher noch nicht experimentell überprüft.

Bei der Betrachtung mehrerer Hellfeld - (Bild 4.3) wie Elektronenbeugungsdurchstrahlungsaufnahmen (Bild 4.4) von dünnen Folien der Gleitoberfläche des Kupferstiftes ist das Vorhanden sein von Kleinwinkel-



*Eine Elektronendurchstrahlaufnahme einer dünnen
Folie von der Gleitoberfläche eines Kupferstiftes.*

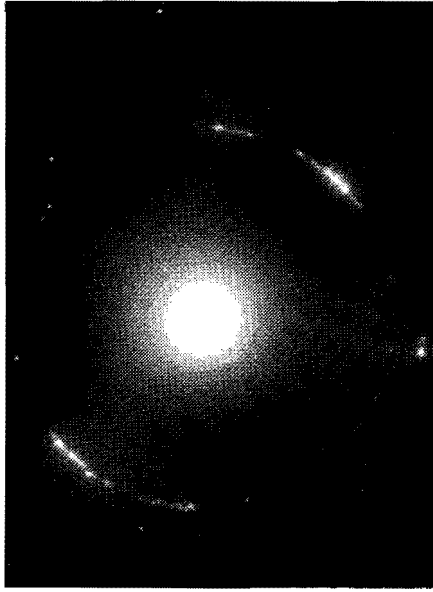
Bild 4.3

korgrenzen nicht auszuschliessen. Diese können entstanden sein durch (dynamische) Erholung von den mittels Verformung langgezogenen Körnern (Bild 4.1). Diese Bilder findet man sehr oft in Abständen von mehr als 10 μm von der Gleitfläche.

1.1.2 Statische Erholung während des Gleitprozesses

Das Auftreten von Erholung während des Gleitprozesses an Stellen im Stiftmaterial, wo zeitlich keine Verformungen stattfinden, ist unwahrscheinlich :

- Vickersmikrohärtemessungen mit verschiedenen Prüflasten (50 und 100 gf) an gleichen Stellen der Gleitoberfläche zeigten, dass die Härte mit der grössten Prüflast immer am kleinsten war, d.h. die Vergleichsspannungen nehmen von der Gleitoberfläche aus in



*Eine Elektronenbeugungsdurchstrahlaufnahme
von Bild 4.3.*

Bild 4.4

Stiftmaterialrichtung hinein ab. Erholung wird am ersten in der Grenzschicht auftreten, denn hier sind die grössten Vergleichsspannungen vorhanden.

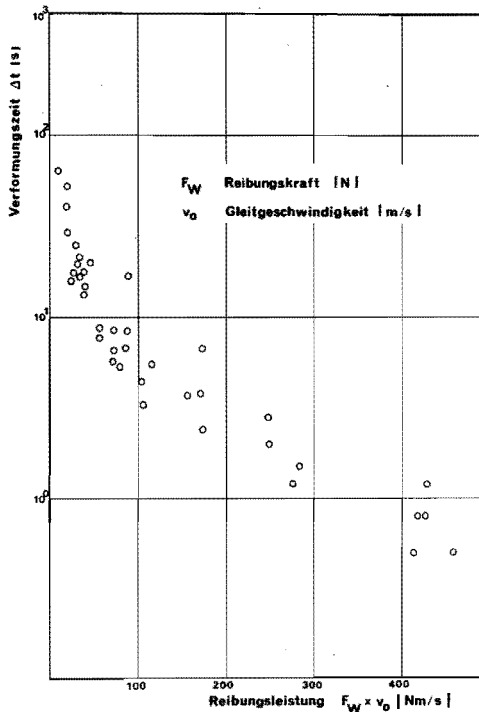
- Bei der Unterbrechung der Verformung an irgendeiner Stelle der Gleitoberfläche des Stiftes, verschwindet schlagartig die Blitztemperatur (siehe Anhang B) d.h. es findet eine Temperatursenkung statt, wodurch die Erholung sehr erschwert wird.
- Vickersmikrohärtemessungen auf den jeweils gleichen Stellen der Gleitfläche von Stiften, welche sehr unterschiedliche Reibungsleistungen ausgesetzt waren, zeigten eine nur geringe Variation. Diese Variation war unabhängig von der Reibungsleistung. Zu dieser geringen Variation lässt sich folgendes bemerken. Die durch die hohe Reibungsleistung verursachte Massentemperatur kann zwar sehr beträchtlich sein, aber die Verweilzeit Δt , die das Stiftmaterial braucht um das ganze Verformungsfeld zu durchlaufen und im Bart seinen Endplatz zu erreichen, ist umgekehrt proportional der Reibungsleistung. Diese Verweilzeit Δt bestimmt sich zu :

$$\Delta t = \frac{\bar{y}_{\varepsilon=1} \cdot 0}{\Phi_V} \quad (4.1)$$

wobei $0 = 36 \text{ mm}^2$ (= Gleitoberfläche des Stiftes)

$\bar{y}_{\varepsilon=1} = 50 \text{ }\mu\text{m}$ (= mittlere Schichtdicke des Verformungsfeldes)

Bild 4.5 gibt graphisch den Zusammenhang zwischen Δt und der Reibungsleistung an.



Die Verformungszeit als Funktion der Reibungsleistung für einen Kupferstift der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45.

Bild 4.5

- Lichtmikroskopische Untersuchungen von wärmebehandelten (150°C bis 180°C) dem Gleitprozess ausgesetzten Kupferstiften zeigten,

dass keine messbare Erholung auftritt, sondern sofort Rekristallisation.

Dieses Verhalten kann man sehr wahrscheinlich der relativ niedrigen Stapelfehlerenergie vom Kupfer zuschreiben [4.6].

1.1.3 Statische Erholung nach Ablauf des Gleitprozesses

Vickersmikrohärtemessungen auf der Gleitoberfläche des Stiftes zu verschiedenen Zeiten nach Ablauf des Gleitversuches zeigten, dass diese im Laufe der Zeit bei Zimmertemperatur etwas abnahmen (in 80 Tagen von 1900 bis 1550 N/mm²). Dieses Verhalten deutet auf Erholung hin und könnte teilweise gerade wie dynamische Erholung (siehe 1.1.1) verantwortlich sein für die Kleinwinkelkorngrenze, welche man bei der Elektronenmikroskopie in der Nähe der Gleitfläche immer vorfindet. Dieses um so mehr, da die Zeit, die zwischen dem Gleitversuch und der Beobachtung im Elektronenmikroskop aus Präparationsgründen liegt, einige Tagen beläuft [4.8].

1.2 Die Rekristallisation

Entsprechend der Erholung sollte man auch bei der Rekristallisation im Gleitversuch verschiedene Stadien unterscheiden :

- die dynamische Rekristallisation. Hierbei tritt die Rekristallisation während des Verformungsvorganges im Gleitprozess auf (siehe 1.2.1).
- die statische Rekristallisation. Dieser Vorgang kann auftreten, einmal während des Gleitvorganges in Gebieten der Gleitoberfläche, wo zeitlich keine Verformungen stattfinden und zum anderen nach Ablauf des Gleitvorganges (siehe 1.2.2).

1.2.1 Die dynamische Rekristallisation

Dieser Prozess ist schon länger bekannt (für Literaturübersicht siehe [4.6]). Ein schlüssiger Beweis um diesen Vorgang im Gleitprozess nachzuweisen wurde bisher noch nicht durchgeführt (die Anzahl der elektronenmikroskopischen Bilder ist zu gering). Daher werden die Gründe für das Auftreten bzw. das nicht Vorhandensein dieses Prozesses im Gleitvorgang erwähnt. Für diesen Prozess sprechen :

- die Zerkleinerung in Längsrichtung von langgezogenen Körnern in der Nähe der Gleitfläche des Kupferstiftes könnte entstanden sein

durch dynamische Rekristallisation (Bild 4.3 und 4.9).

Das langgezogen Sein der Körner könnte entstanden sein durch dynamische Rekristallisation abgewechselt durch plastische Verformung. Normaler Weise erwartet man bei dynamischer Rekristallisation gleichachsige Kristalle.

- Die in Bild 4.4 vorgefundene Korngrösse ist bei dynamischer Rekristallisation möglich [4.6]. Für statische Rekristallisation ist die Korngrösse viel zu klein. Bild 4.6 zeigt die statischen rekristallisierten Körner eines im Gleitversuch verformten Stiftes unter Umständen, wobei diese die kleinsten Abmessungen haben (niedrige Temperaturen).
- Die dynamische Rekristallisation erfordert im Gegensatz zur statischen Rekristallisation gemäss [4.6] keine Inkubationszeit. Dieses ist sehr wichtig, denn der Verformungsprozess, und damit auch das Vorhandensein der Blitztemperaturen, verläuft in Zeiten,

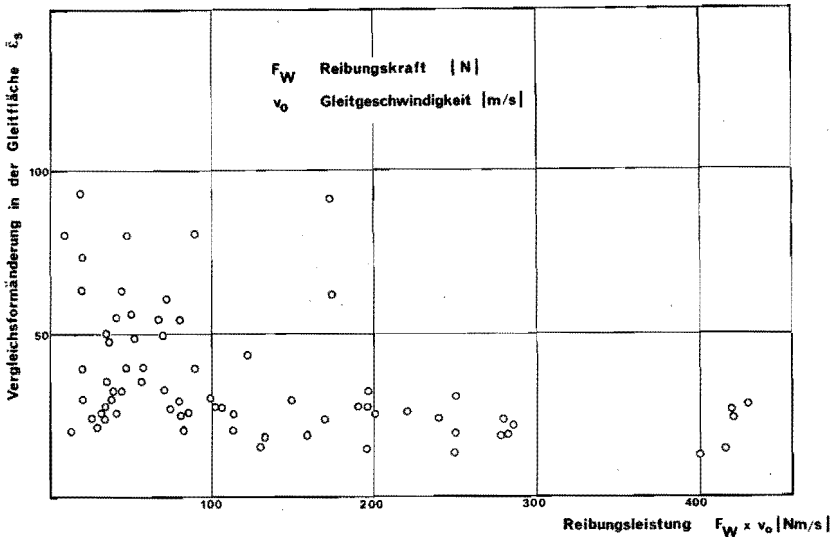


Oberflächenabdruck eines Querschnitts senkrecht zur Gleitrichtung eines bei 150 °C rekristallisierten Kupferstiftes.

Bild 4.6

die kleiner sind als 10^{-3} s (siehe Kapitel II).

- Einen Teil der höheren Härte könnte man, für Korngrösse oberhalb $1\ \mu\text{m}$ [4.9], mittels der Hall-Petch Relation erklären [4.6]. Diese besagt, dass die Vergleichsspannung zunimmt mit dem Abnehmen der Korngrösse.
- Die gemessene positive Differenz zwischen dem gemessenen und berechneten Verschiebungsfeld (siehe Kapitel II Abschnitt 2.6) könnte man mit dynamischer Rekristallisation erklären. Diese Rekristallisation wird nur in der gleitflächennahen Schicht verlaufen; siehe Bemerkungen am Schluss dieses Abschnitts.
- Dynamische Rekristallisation konnte entweder oder in Kombination mit Korngrenzgleiten ein guter Ergänzungs- bzw. Ersatzmechanismus sein. Die modellmässige Beschreibung ist für alle Fälle annähernd gleich.
- Eine Erhöhung der Reibungsleistung d.h. eine Erhöhung der Massentemperatur sollte das Einsetzen dynamischer Rekristallisation bei einer niedrigeren Vergleichsspannung d.h. auch niedrigeren Vergleichsformänderung ermöglichen. Bild 4.7 gibt einen Hinweis



*Die Vergleichsformänderung in der Gleitfläche
als Funktion der Reibungsleistung.*

Bild 4.7

für diesen Gedanken.

Bemerkungen :

- Die Bestimmung von $\bar{\epsilon}$ mittels der Korngrösse ist nur möglich bis zum Abstand zur Gleitfläche, wo das Stiftmaterial zum ersten Mal dynamisch rekristallisiert.
- In Gleichgewicht ergibt das konstante Verhältnis von verformten und dynamisch rekristallisierten Gebieten eine konstante Vergleichsspannung.
- Das Auftreten von dynamischer Erholung wie auch dynamischer Rekristallisation bleibt sehr wahrscheinlich zu den oberen Schichten d.h. innerhalb ca 10 μm von der Gleitfläche beschränkt.

Gründe hierfür sind :

- Grössen, die das Einsetzen von dynamischer Rekristallisation fördern z.B. grosse Vergleichsspannungen, hohe Temperaturen usw. erreichen ihren grössten Wert in der Kontaktfläche.
- Das Einsetzen von dynamischer Rekristallisation bzw. Erholung an irgendeiner Stelle ergibt dort eine Erniedrigung der Vergleichsspannung, wodurch eine Verformungskonzentration stattfindet bis die anfängliche Vergleichsspannung erreicht ist.

1.2.2 Die statische Rekristallisation

Das Auftreten statischer Rekristallisation [4.10] [4.11] während des Gleitvorganges oder kurz danach ist sehr unwahrscheinlich. Gründe hierfür sind :

- Die höheren Härtewerte über die ganze Gleitfläche des Stiftes. Es zeigte sich, dass bei $F_N = 200 \text{ N}$ und $v_0 = 6 \text{ m/s}$ ($F_W = 170 \text{ N}$) und einer Stiftlängereduktion bis 1 mm die Gleitoberfläche des Stiftes, wenn er sofort nach dem Gleitversuch mit Alkohol gekühlt wurde, nicht rekristallisiert war.

Fand die forzierte Kühlung nicht statt, so konnte man unter den gleichen Versuchsbedingungen nicht nur einen deutlichen Unterschied in der Härte mit dem gekühlten Stift feststellen, sondern auch, in einem Querschnitt des Stiftes senkrecht zur Gleitrichtung, rekristallisierte Körner im verformten Gebiet beobachten.

Die rekristallisierten Körner sind mehr als einen Faktor zehn grösser wie die nicht rekristallisierten Körner.

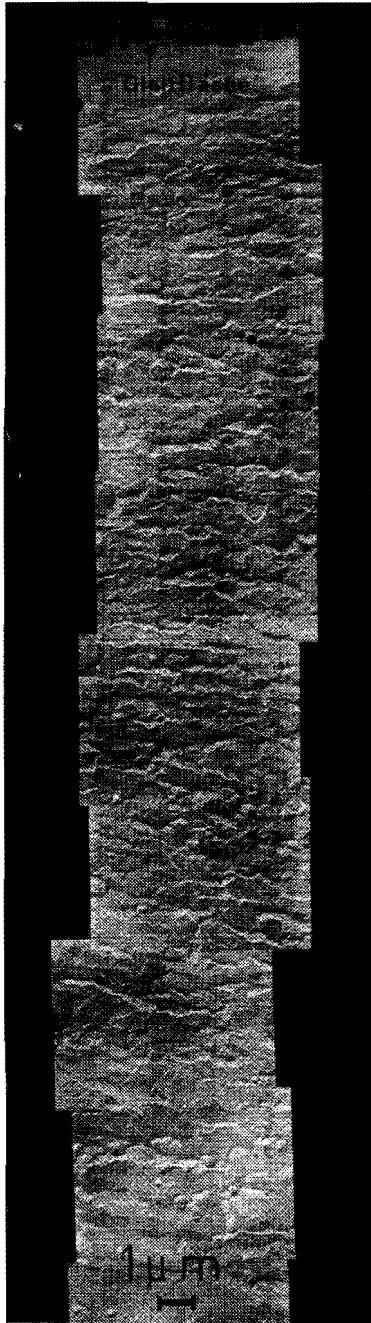
- Man kann die Verformungsfelder der Stifte durch eine nachträgliche Wärmebehandlung bei den üblichen Glüh-temperaturen und Glühzeiten rekristallisieren (Tabelle 4-1) [4.12] [4.13] [4.14]
- Die Verschleisstextur der Gleitfläche eines Kupferstiftes ($F_N = 40 \text{ N}$; $v_0 = 2 \text{ m/s}$) zeigte, dass die dazu gehörige Rekristallisationstextur völlig abwesend war [4.1].
- Die Rekristallisation des verformten Stiftgefüges ergibt Rekristallisationszwillinge (Bild 4.6). Diese sind im verformten Gefüge abwesend.
- Die Aktivierungsenergie für Rekristallisation nach Ablauf des Gleitversuches eines Kupferstiftes erhält man aus der Variation der Zeit, die notwendig ist um bei verschiedenen Temperaturen den gleichen Härte-wert zu erreichen (Tabelle 4-1). Dieser Wert ergab sich zu $128 \cdot 10^3 \text{ kJ/mol}$ und stimmt überein mit den Werten von Clarebrough u.a. $111 \times 10^3 - 128 \times 10^3 \text{ kJ/Mol}$. [4.13] und Scheucher $129 \times 10^3 \text{ kJ/Mol}$. [4.14] für Rekristallisation.

Bemerkung :

Es sei darauf hingewiesen, dass im Gleitversuch die Vergleichsspannung, wie auch die Höhe der Vergleichsformänderung und Temperaturen, die verursacht werden durch die hohe Vergleichsformänderungsgeschwindigkeiten, ein Gebiet in der Metallkunde umfassen was bisher, so weit wie bekannt ist, noch nicht eingehend erforscht ist.

1.3 Der experimentelle Nachweis für die Richtigkeit der Korngrössebestimmung

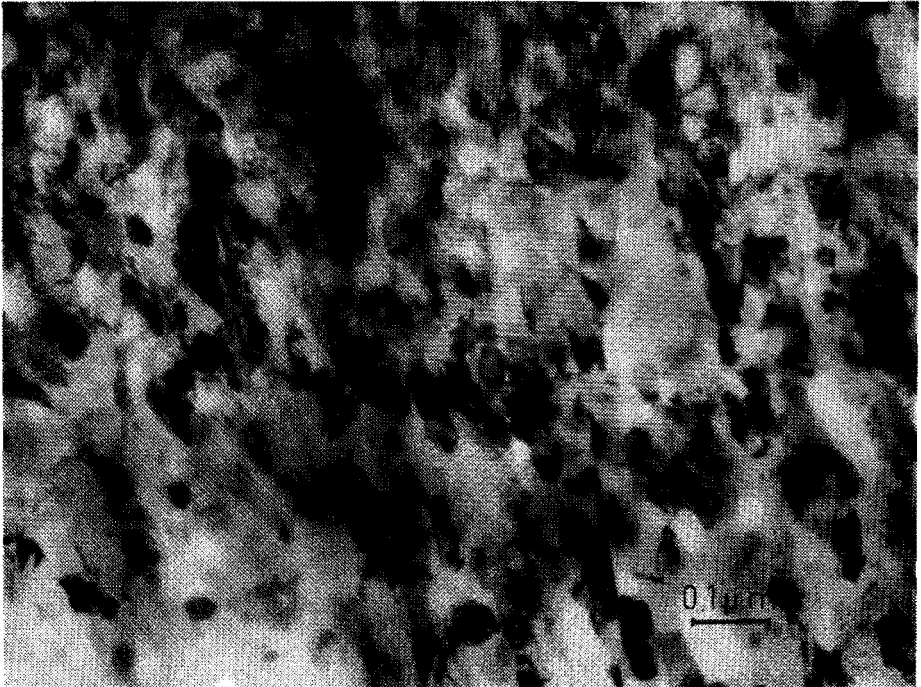
Das Sichtbarmachen der Korngrösse in der deformierten Zone des Stiftes verläuft mittels photographisch festgelegten Oberflächenabdrücken [4.15] Diese werden von einem geätzten Schliff des Stiftes senkrecht zur Gleitfläche und parallel der Reibrichtung hergestellt. Sie werden im Elektronenmikroskop beobachtet und photographisch festgehalten (Bild 4.8). Es zeigte sich dabei, dass die äusserste Kontaktzone, zwischen 0 und 6 μm von der Gleitfläche, meistens nicht zu ätzen war (Bild 4.8) Für diesen Bereich wurde eine dünne Folientechnik entwickelt [4.8], die es ermöglicht dieses Gebiet in Durchsicht im Elektronenmikroskop



Oberflächenabdruck des Querschnitts eines Kupferstiftes senkrecht zur Gleitfläche.

Bild 4.8

zu beobachten. Bild 4.9 bis 4.11 zeigt elektronenmikroskopische Durchstrahlungen von Gebieten aus einem Kupferstift auf verschiedenen Abständen von der Gleitfläche. Aus diesen Bildern folgt, dass die mittels Oberflächenabdrücke erhaltene Korngrösse übereinstimmt mit den der dünnen Folien. Um den Nachweis für die Körner in Bild 4.9 weiter sicherzustellen, wurde von der gleichen Stelle der dünnen Folie (Bild 4.9) eine Elektronenbeugungsaufnahme gemacht (Bild 4.12). Die Grösse des angestrahlten Gebietes betrug ca $1 \mu\text{m}^2$. Aus diesem



*Eine Elektronendurchstrahlungsaufnahme einer dünnen Folie der Gleitfläche eines Kupferstiftes.
(Achte auf Bild 4.12)*

Bild 4.9

Beugungsbild erhält man eine minimale Anzahl von Beugungsreflexen auf einem Beugungsviertelkreis von ca 20. Diese Zahl ist in Wirklichkeit grösser, denn ein Teil des Ringes, worauf sich die Beugungsreflexe befinden, ist nicht aufzulösen d.h. es sind dort noch mehr Kristalle vorhanden. Die nicht gleichmässige Verteilung der Reflexe deutet auf einer Textur. Das nicht Auflösen dieser Beugungsreflexe hängt zusammen mit der minimalen Grösse des angestrahlten Gebietes und



Eine Elektronendurchstrahlungsaufnahme einer dünnen Folie auf 8 μm von der Gleitoberfläche (von der gleichen Stelle wie Bild 4.9).

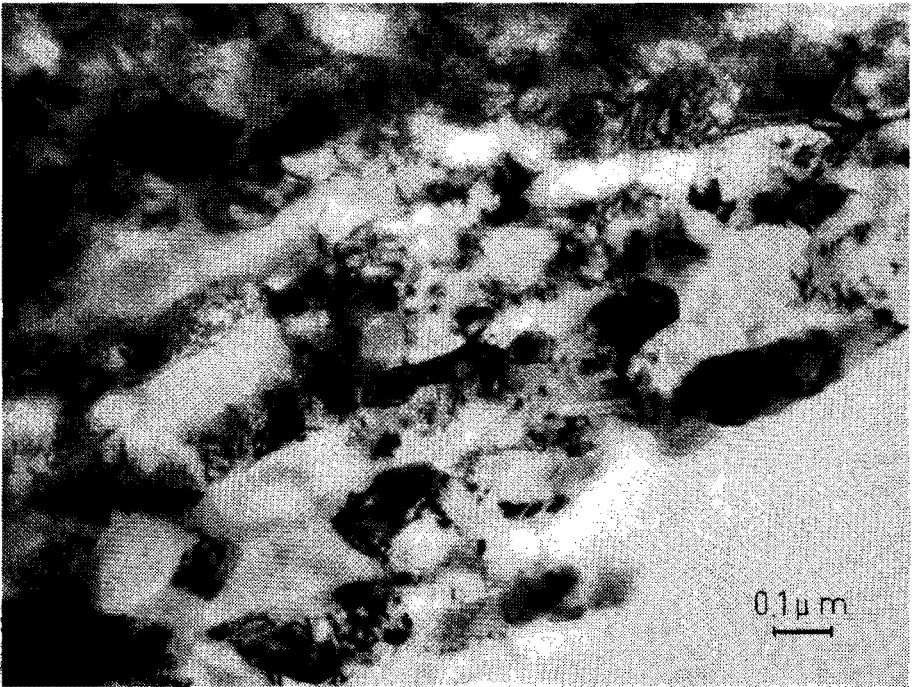
Bild 4.10

ist mit dem hier verwendeten Elektronenmikroskop nicht weiter zu verbessern. Aus dieser Anzahl von 20, einem Länge zu Breite Verhältnis von ca. 3 (dieses Verhältnis ist aus Bild 4.9 zu entnehmen) und eine Folienstärke von einem Korndurchmesser (ca. 0,1 μm) ergibt sich zusammen mit der Größe des angestrahlten Gebietes (ca. 1 μm^2) eine maximale Kornbreite von 0,13 μm .

Dieser Wert ist im Einklang mit den Korngrößen, welche man aus Oberflächenabdrücken erhält.

2. DAS KORNGRENZENGLEITEN

Der Ausgangspunkt bei Reibungsvorgängen, wie schon öfters erwähnt, ist die Grundregel, dass die Verschiebung zwischen zwei Körper mittels plastischer Verformung der Grenzschichten von einem oder beiden Kör-



Eine Elektronendurchstrahlaufnahme einer dünnen Folie auf 11 μm von der Gleitoberfläche eines Kupferstiftes (von der gleichen Stelle wie Bild 4.9 und 4.10).

Bild 4.11

per(n), mit Ausnahme von sehr kleinen Verschiebungen, welche elastisch aufgenommen werden, stattfindet.

Die notwendige Kraft für diese Verformung nennt man die Reibungskraft. Dieser plastische Prozess findet mittels Laufen von Versetzungen statt, welche in diesem Fall eine Korngrössereduktion verursacht. Diese Reduktion wird zur quantitativen Bestimmung der Vergleichsformänderung verwendet. Hiermit lässt sich (Kapitel III) der zurückgelegte Weg des Materials in Bartrichtung und die hierfür notwendige Energie errechnen (Kapitel III). Bei diesen Berechnungen ergaben sich zu kleine Werte d.h. die Verformungen oder die Korngrössereduktionen sind zu gering. Es muss also ein oder mehrere Prozesse vorhanden sein, welche die Korngrösse unverändert oder annähernd unverändert lassen. Ein Prozess, der neben dynamischer Rekristallisa-



Eine Elektronenbeugungsdurchstrahlungsaufnahme von Bild 4.9 (Grösse des angestrahlten Gebietes ca. $1 \mu\text{m}^2$).

Bild 4.12

tion diesen Bedingungen genügt, ist das Korngrenzgleiten [4.16] [4.17] [4.18]. Dieser Prozess ist schon länger beim Kriechvorgang bekannt, nur sind dort die Vergleichsformänderungsgeschwindigkeiten sehr gering ($< 0,01/\text{s}$) und die Vergleichsspannungen verhältnismässig klein. Der Nachweis dieses Korngrenzgleitens *) im Gleitversuch wurde bisher noch nicht durchgeführt, denn die Stelle, wo man den Prozess erwarten kann, ist die obere Grenzschicht der Gleitfläche (höchste Vergleichsspannung). Dieses Gebiet war bis jetzt noch nicht zugänglich für die notwendigen Untersuchungen.

**) Im Walzversuch ist dieser Prozess schon durch Dautzenberg und Zaat nachgewiesen [4.19]. Auch aus Torsionsversuchen ist bekannt dass über eine bestimmte Vergleichsformänderung praktisch keine weitere Verfestigung auftritt [4.7]. Offenbar liegt hier ein ähnlicher Prozess vor.*

Bemerkung :

Abschätzung der Vergleichsformänderungsgeschwindigkeit im Gleitversuch zeigt, dass hier hohe Werte vorliegen (Größenordnung bis $10^4/s$). Diese wurden erhalten aus der Vergleichsformänderung durch innerhalb einer Kontaktzeit ($< 10^{-3}s$) eine Verschiebung von $10 \mu m$ in Gleitflächenrichtung vorzunehmen (Bild 3.12).

Diese höheren Werte könnten in die Richtung von Superplastizität weisen [4.20] [4.21]. In diesem Falle lautet die Nadai'sche Relation :

$$\bar{\sigma} = C \bar{\epsilon}^n \left[\frac{\dot{\epsilon}}{\epsilon_0} \right]^{m_0} \quad (4.2)$$

wobei m_0 den Verfestigungsexponent für die relative Änderung der Vergleichsformänderungsgeschwindigkeit darstellt. Diese Grösse m_0 hat bei Superplastizität einen Wert von minimal 0,2 und ist wenigstens für Kupfer eine Zehnerpotenz zu hoch [4.21].

3. FOLGERUNGEN

- In diesem Kapitel wurde plausibel gemacht, dass für die in Kapitel III genannte Schwierigkeit nämlich die zu geringe Korngrössereduktion wie folgt erklärt werden kann :

dynamische Rekristallisation

Korngranzengleiten

Ein endgültiger Beweis für den einen der beiden oder beide Mechanismen in Gleitverschleiss wurde bisher aus experimentellen Gründen noch nicht durchgeführt.

- Wenn Korngranzengleiten oder dynamische Rekristallisation auftritt so ist :
 - die gemessene Vergleichsformänderung zu klein
 - die aus der Vergleichsformänderung berechnete Verschiebung zu klein
 - das Auftreten dieses (er) Mechanismus (men) ist zu den oberen Schichten begrenzt (bis ma-

ximal 10 μm von der Gleitfläche)

- die Vergleichsspannung nicht wesentlich anders.

- Wenn dynamische Erholung auftritt, so ist dieser Effekt schon im Verfestigungsexponent mit einbezogen.

4. TABELLE

Tabelle 4-1

Die Vickersmikrohärte der Gleitfläche eines Kupferstiftes als Funktion der Glüh­temperatur und Glühzeit.

Gleitpaarung: Kupfer gegen Stahl C 45.

Glüh­temperatur [°C]	Glühzeit [min]	Vickersmikrohärte [N/mm ²] *)
150	0	2040 ± 60
150	15	1470 ± 220
150	30	1220 ± 340
150	45	1230 ± 370
160	0	1850 ± 130
160	3	1400 ± 350
160	5	1320 ± 370
160	7	1220 ± 200
160	9	1140 ± 130
160	11	1060 ± 110
160	13	1120 ± 210
170	0	1920 ± 140
170	2	1560 ± 180
170	4	1440 ± 240
170	6	1250 ± 350
170	8	1190 ± 230
170	12	1140 ± 210
170	16	1120 ± 150
175	0	1740 ± 85
175	2	1190 ± 270
175	4	1140 ± 260

*) Jeder Wert ist ein Mittelwert aus 8 Härteeindrücken.

5. LITERATUR KAPITEL IV

- 4.1 B.J.A.M. de Jongh : Onderzoek van de texturen van gesleten oppervlakte-lagen. Diplomarbeit. Technische Hogeschool Eindhoven (1976)
- 4.2 D.R. Wheeler : Texturing and residual stress in metals as a result of sliding. NASA TN D-7578.
- 4.3 B. Ortner und H.P. Stüwe : Dynamische rekristallisation. Zeitschrift für Metallkunde. 67 (1976) 672-677.
- 4.4 B. Drube und H.P. Stüwe : Das Gefüge kubisch flächenzentrierter Metalle bei der Warmverformung. Zeitschrift für Metallkunde 56 (1965) 799-804.
- 4.5 H.P. Stüwe : Dynamische Erholung bei der Warmverformung. Acta Metallurgica 13 (1965) 1337-1342.
- 4.6 R.J. Arsenault : Treatise on materials science and technology. Volume 6 : Plastic deformation of materials. Chapter : Recovery and recrystallization during high temperature deformation S 393-493. Academic Press (1975), New York.
- 4.7 H.G. Grewe und E. Kappler : Über die Ermittlung der Verfestigungskurve durch den Torsionsversuch an zylindrischen Vollstäben und das Verhalten von vielkristallinem Kupfer bei sehr hoher plastischer Schubverformung. Physica status solidi 6 (1964) 339.
- 4.8 J.A.B. van Dijck : The direct observation in the transmission electron microscope of the heavily deformed surface layer of a copper pin after dry sliding against a steel ring. Wear 42 (1977) 109-117.
- 4.9 N.P. Suh and A.P.L. Turner. Elements of the mechanical behavior of solids. McGraw-Hill (1975).
- 4.10 R.C. Bill and D.W. Wisander : Surface recrystallization theory of the wear of copper in liquid methane. NASA-Technical Note D-7840. Washington dec. 1974.
- 4.11 R.C. Bill and D.W. Wisander : Recrystallization as a controlling process in the wear of some f.c.c. metals. Wear 41 (1977) 351-363.
- 4.12 H.G. Grewe, E. Rappler, H. Pflugmacher, E. Schneider und

- W. Weiser : Zum Einfluss der Versetzungsdichte auf die Primärre-
kristallisation von Kupfer und Silber nach extrem hoher plasti-
scher Verformung. Zeitschrift für Physik. 224 (1970) 85-101.
- 4.13 Recovery and recrystallization of metals. Proceedings of a sympo-
sium, New York, February 20-21, 1962 edited by L. Himmel.
Interscience Publishers (1963).
- 4.14 E. Scheucher : Zur Erholungs- und Rekristallisationskinetik von
Kupfer. Zeitschrift für Metallkunde. 60 (1969) 422-428.
- 4.15 L. Reimer : Elektronenmikroskopische Untersuchungs- und Präpara-
tionsmethoden. Springer Verlag (1967) Berlin.
- 4.16 A.H. Cottrel : An introduction to metallurgy. Edward Arnold
(1967) London.
- 4.17 H. Gleiter, E. Hornbogen und G. Baro : Der Mechanismus des
Korngrenzengleitens. Acta Metallurgica. 16 (1968) 1053-1067.
- 4.18 J.P. Hirth and R.W. Balluffi : On grain boundary dislocations
and ledges. Acta Metallurgica. 21 (1973) 929-942.
- 4.19 J.H. Dautzenberg and J.H. Zaat : Grain boundary sliding of cop-
per in the rolling process. Wear 29 (1974) 355.
- 4.20 B. Chalmers, J.W. Christian and T.B. Massalski : Superplasticity.
Progress in Materials Science : 21 (1976) nr. 2.
- 4.21 H.P. Stüwe : Superplastizität. Zeitschrift für Metallkunde.
61 (1970) 704.

PLASTOMECHANISCHE GRUNDLAGEN UND MESSTECHNIK

Der erste Teil dieses Abschnitts zeigt, wie man aus einem Geschwindigkeitsfeld für reinen Schub theoretisch die Vergleichsformänderung $\bar{\epsilon}$ und die Vergleichsspannung $\bar{\sigma}$ bestimmt und der zweite Teil, wie man diese Grösse misst.

1. GRUNDLAGEN

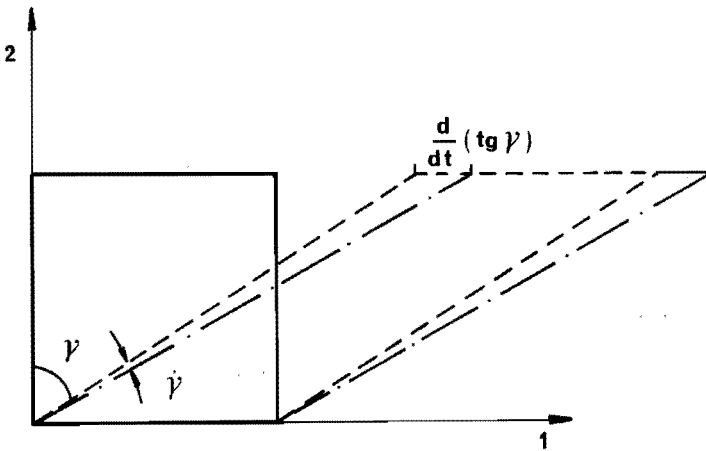
1.1 Die Vergleichsformänderung bei reinem Schub

Geht man von einem Geschwindigkeitsfeld aus, das gegeben wird durch den Vektor \dot{u}_i , so gilt für die momentane Grösse $\dot{\epsilon}_{ij}$ und ω_{ij} [A.1]; [A.2] :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} (\dot{u}_{i,j} + \dot{u}_{j,i}) \quad (A.1)$$

und
$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} (\dot{u}_{i,j} - \dot{u}_{j,i}) \quad (A.2)$$

$$(i, j = 1, 2, 3)$$



Die Verformung eines Vierecks bei reinem Schub.

Bild A.1

wobei $\dot{\epsilon}_{ij}$ und ω_{ij} die Komponente des Formänderungsgeschwindigkeits-tensors bzw. Rotationsgeschwindigkeitstensors darstellen. Betrachtet man nun die ebene Deformation eines Vierecks (Kantenlänge 1) bei reinem Schub (Gleitungswinkel γ) so gilt für \dot{u}_i (Bild A.1):

$$\dot{u}_i = \begin{bmatrix} x_2 \frac{d}{dt} & 0 \\ 0 & \text{tg}\gamma \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

wobei x_2 die Koordinate in der 2-Richtung ist (Bild A.1). Gl. (A.3) eingesetzt in Gl.(A.1) und (A.2) :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\text{tg}\gamma) \\ \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\text{tg}\gamma) & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

$$\omega_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\text{tg}\gamma) \\ \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\text{tg}\gamma) & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Hauptachsentransformation von Gl.(A.4) ergibt als Komponente die Hauptformänderungsgeschwindigkeitskomponente d.h. es sind die Eigenwerte der Gleichung :

$$|\dot{\epsilon}_{ij} - \lambda \delta_{ij}| = 0 \quad (\text{A.6})$$

wobei δ_{ij} das Kronecker Delta ist.

Gl.(A.4) in Gl.(A.6) ergibt :

$$\begin{aligned} \lambda_1 &= \dot{\epsilon}_1 = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\text{tg}\gamma) \\ \lambda_2 &= \dot{\epsilon}_2 = -\frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\text{tg}\gamma) \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Die Vergleichsformänderungsgeschwindigkeit ist nun allgemein definiert wie [A.2] :

$$\bar{\epsilon} = +\frac{2}{3} \left[\frac{1}{2} \{ (\dot{\epsilon}_{11} - \dot{\epsilon}_{22})^2 + (\dot{\epsilon}_{22} - \dot{\epsilon}_{33})^2 + (\dot{\epsilon}_{33} - \dot{\epsilon}_{11})^2 \} + 3(\dot{\epsilon}_{12}^2 + \dot{\epsilon}_{13}^2 + \dot{\epsilon}_{23}^2) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.8})$$

oder Gl.(A.8) nur für Hauptformänderungsgeschwindigkeitskomponenten :

$$\bar{\epsilon} = \frac{\sqrt{2}}{3} \left[(\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2)^2 + (\dot{\epsilon}_2 - \dot{\epsilon}_3)^2 + (\dot{\epsilon}_3 - \dot{\epsilon}_1)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.9})$$

Für reinen Schub wird Gl.(A.9) mit Gl.(A.7) :

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{d}{dt} (\text{tg} \gamma) \quad (\text{A.10})$$

Gl.(A.10) integriert ergibt (dies ist erlaubt weil $\bar{\epsilon}$ ist nur abhängig von Anfang und Endzustand) :

$$\bar{\epsilon} = \frac{\text{tg} \zeta - \text{tg} \theta}{\sqrt{3}} \quad (\text{A.11})$$

wobei θ bzw. ζ der Ausgangs- bzw. Endwinkel zwischen der 2-Achse (Bild A.1) und der betrachteten Geraden im Zeitintervall Δt darstellt. Neben der Grösse $\bar{\epsilon}$ ist es auch wichtig wie sich die Richtungen der Hauptformänderungsgeschwindigkeitskomponenten, d.h. die Eigenvektoren n_i^1 und n_i^2 , ändern.

Man kann sie bestimmen aus :

$$(\dot{\epsilon}_{ij} - \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\text{tg} \gamma) \cdot \delta_{ij}) n_i^1 = 0 \quad (\text{A.12})$$

$$\text{und } (\dot{\epsilon}_{ij} + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\text{tg} \gamma) \cdot \delta_{ij}) n_i^2 = 0$$

$$\text{mit } |n_i^1| = 1 \quad \text{und} \quad |n_i^2| = 1 \quad (\text{A.13})$$

(A.13) in (A.12) ergibt :

$$n_i^1 = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}\sqrt{2} \\ \frac{1}{2}\sqrt{2} \end{bmatrix} \quad n_i^2 = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}\sqrt{2} \\ -\frac{1}{2}\sqrt{2} \end{bmatrix} \quad (\text{A.14})$$

d.h. die Hauptformänderungsgeschwindigkeitskomponenten und damit auch die Hauptspannungen ändern nicht ihre Richtung während des reinen Schubes.

1.2 Die Vergleichsspannung bei reinem Schub

Im Abschnitt 1.1 ist abgeleitet dass für ebene Verformung

($\dot{\epsilon}_{33} = \dot{\epsilon}_{13} = \dot{\epsilon}_{31} = \dot{\epsilon}_{23} = \dot{\epsilon}_{32} = 0$) und reinen Schub gilt :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\text{tgy}) \\ \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (\text{tgy}) & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{A.4})$$

Die konstitutiven Gleichungen, die den Zusammenhang zwischen den Komponenten des Spannungstensors σ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) und den Komponenten des Formänderungsgeschwindigkeitstensors $\dot{\epsilon}_{ij}$ beschreiben, lauten gemäss Levy von Mises [A.1]; [A.2]; [A.3] :

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{3}{2} \frac{\bar{\dot{\epsilon}}}{\bar{\sigma}} (\sigma_{ij} - \sigma_m \delta_{ij}), \quad (\text{A.15})$$

wobei :

$$\sigma_m = \frac{\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}}{3} = \text{hydrostatischer Druck} \quad (\text{A.16})$$

und $\bar{\sigma}$ definiert ist durch :

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{2} \{ (\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + (\sigma_{22} - \sigma_{33})^2 + (\sigma_{11} - \sigma_{33})^2 + 6\sigma_{12}^2 + 6\sigma_{13}^2 + 6\sigma_{23}^2 \}^{\frac{1}{2}}} \quad (\text{A.17})$$

Aus Gl.(A.4) und (A.15) erhält man für Gl.(A.17) :

$$\bar{\sigma} = \sqrt{3} \sigma_{12} \quad (\text{A.18})$$

Die einzige deviatorische Spannungskomponente ist die Schubspannung σ_{12} parallel zur 1-Achse (Bild A.1).

Weil die Hauptrichtungen des Formänderungsgeschwindigkeitstensors (siehe Abschnitt 1.1) ihre Richtungen während des Prozesses nicht ändern, ändern die Spannungstensorkomponenten ihre Richtungen Gl.(A.15) ebenfalls nicht, d.h. σ_{12} bleibt parallel der 1-Achse während der Verformung.

2. MESSTECHNIK

2.1 Experimentelle Bestimmung der Vergleichsformänderung

Die experimentelle Bestimmung von lokalen $\bar{\epsilon}$ verläuft meistens mittels fotografisch aufgebrachtem Raster. Dieses bringt man vor dem Versuch auf den Plätzen an, wo man $\bar{\epsilon}$ bestimmen möchte. Durch Ausmessen des Rasters vor und nach dem Versuch kann man $\bar{\epsilon}$ errechnen. Diese Methode ist nun für den Verschleissversuch ungeeignet weil :

- die Verformungen hier derart hoch sind, dass man die Raster nach dem Versuch nicht mehr zurückfindet.
- die Raster nur auf freien Oberflächen aufgebracht werden können und diese sind im Verschleissversuch nicht repräsentativ für dasjenige was im Materialinnern vorgeht.

Dies führt dazu um für die $\bar{\epsilon}$ -Bestimmung die im Material vorhandenen und zu messenden Grösse, die eindeutig mit $\bar{\epsilon}$ variieren, zu gebrauchen. Geht man aus von reinem Schub (Abschnitt 1.1) so wird gezeigt, dass ein Zusammenhang existiert zwischen :

- dem *Abbiegen von Korngrenzen* und $\bar{\epsilon}$ (siehe 2.1.1)
- der *Korngrösse* und $\bar{\epsilon}$ (siehe 2.1.2).

Beide gehen davon aus, dass die Verformung statt findet mittels Versetzungen im Korninnern und nicht mittels Korngrenzengleiten.

2.1.1 Das Abbiegen von Korngrenzen

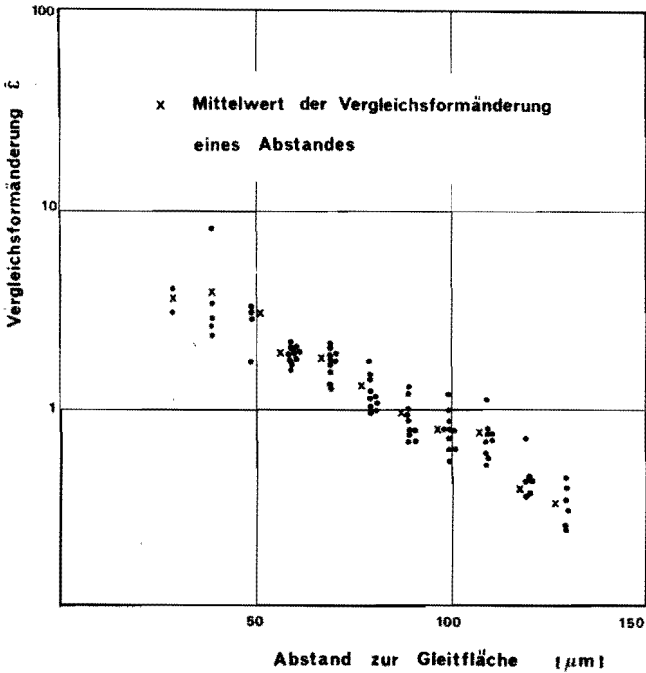
Betrachtet man bei ebener Verformung eine Gerade unter reiner Abgleitung, so ist hergeleitet, dass:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\operatorname{tg}\zeta - \operatorname{tg}\theta}{\sqrt{3}} \quad (\text{A.11})$$

wobei θ bzw. ζ der Winkel zwischen der Kontaktflächennormale und der Ausgangs bzw. Endlage der Gerade ist. Die Bestimmung vom Winkel ζ ist kein Problem. Man braucht dazu nur ein geeignetes metallografisches geätztes Schliffbild zu machen. Der Winkel ζ wird nun bestimmt durch eine Korngrenze und die Kontaktebenenormale. Weil der Winkel θ sich nach dem Verschleissversuch nicht mehr ermitteln lässt, nimmt man bei seiner Bestimmung eine statistische Betrachtung zur Hilfe. Betrachtet man rein hypothetisch eine Anzahl von Korngrenzen vor dem Versuch, so

wird der Winkel θ gleich viele und ebenso grosse positive wie negative Werte aufweisen, davon ausgehend, dass die Anfangsverformung Null ist.

Für den Verschleissversuch heisst das man setze $\theta = 0$, bestimme eine Anzahl von ζ - Werten für Gebiete mit gleichem $\bar{\epsilon}$ und nehme für den richtigen Wert von ζ den mittleren Wert (Bild A.2) an :



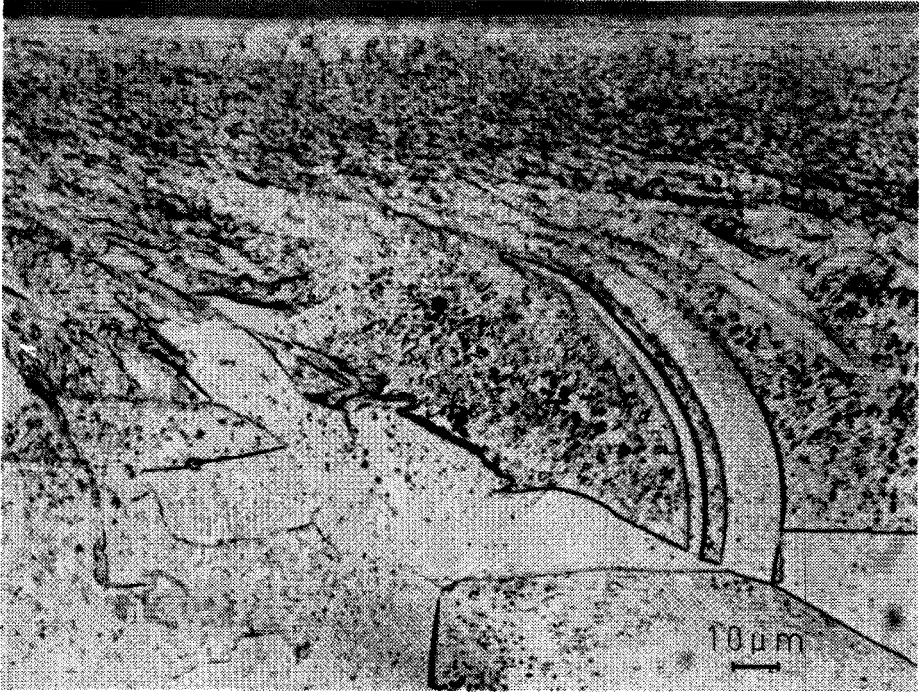
Die Vergleichsformänderung mittels Abbiegen von Korngrenzen eines willkürlichen Spurquerschnitts, senkrecht zur Gleitfläche und parallel zur Gleitrichtung, als Funktion des Abstandes zur Gleitfläche.

Bild A.2

Der Fehler für $\bar{\epsilon}$, wenn man ζ um einen Winkel ω falsch wählt wird dargestellt durch den Verlauf der Funktion $\text{tg} \omega$ und ist, weil ω klein ist, vernachlässigbar.

Die Methode ist ohne Statistik durch zu führen, wenn man mit Rekristallisationszwillinge zu tun hat, welche vom unverformten ins verformte Material übergehen (Bild A.3). In diesem Falle sind die Winkel

ζ und θ eindeutig bestimmbar.



Die Verformung eines Zwillings in einem Querschnitt, senkrecht zur Gleitfläche und parallel der Gleitrichtung, eines Kupferstiftes der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45.

Bild A.3

2.1.2 Die Korngrösse

Man betrachte ein Metallkorn, dessen Form liegt zwischen :

- einem dem Würfel zugehörigen inneren Kugel.

Für das kugelförmigen Metallkorn unter reiner Abgleitung wird die Vergleichsformänderung $\bar{\epsilon}_0$ gegeben durch A.4 :

$$\bar{\epsilon}_0 = \frac{\left[\frac{\bar{D}^2}{\bar{c}^2} - 1 \right]^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{3}} \quad (\text{A.19})$$

wobei \bar{D} und \bar{c} der mittlere Wert der Geradestücke ist, die durch die Durchschneidung von Gleitebenennormale und zwei aufeinander

folgenden Korngrenzen dargestellt vor und nach der Verformung entsteht. Diese Bestimmungsweise heisst die lineare Interzeptmethode. Weiter ist hergeleitet [A.4], dass für $\bar{\epsilon}_0 > 1$ der Fehler von Gl.(A.19) kleiner ist als 1 %.

- einem Würfel.

Für das Würfelmetallkorn unter reiner Abgleitung gilt, dass die mittlere Höhe \bar{h} (diese ist parallel der Kontaktebenenormale) bestimmt wird (Bild A.4) durch - die Koordinate senkrecht zur Verformungsebene ändert sich während der Abgleitung nicht - :

$$\bar{h} = \frac{a}{1 + \operatorname{tg} \gamma} \quad (\text{A.20})$$

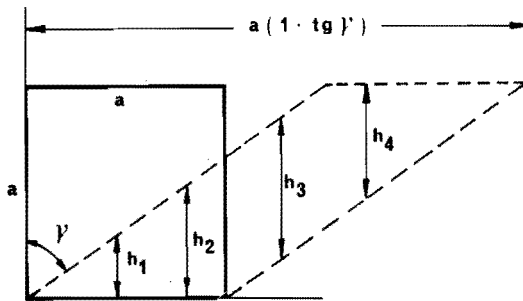
wobei:
$$\bar{h} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N h_i \quad (\text{A.21})$$

a = Kantenlänge des Würfels

γ = Gleitungswinkel

Aus Gl.(A.11) und (A.20) ergibt sich für die Vergleichsformänderung $\bar{\epsilon}_V$ für $\theta = 0$:

$$\bar{\epsilon}_V = \frac{\operatorname{tg} \gamma}{\sqrt{3}} = \frac{\frac{a}{h} - 1}{\sqrt{3}} \quad (\text{A.22})$$



Die Verformung eines Vierecks mit Kantenlänge a .

Bild A.4

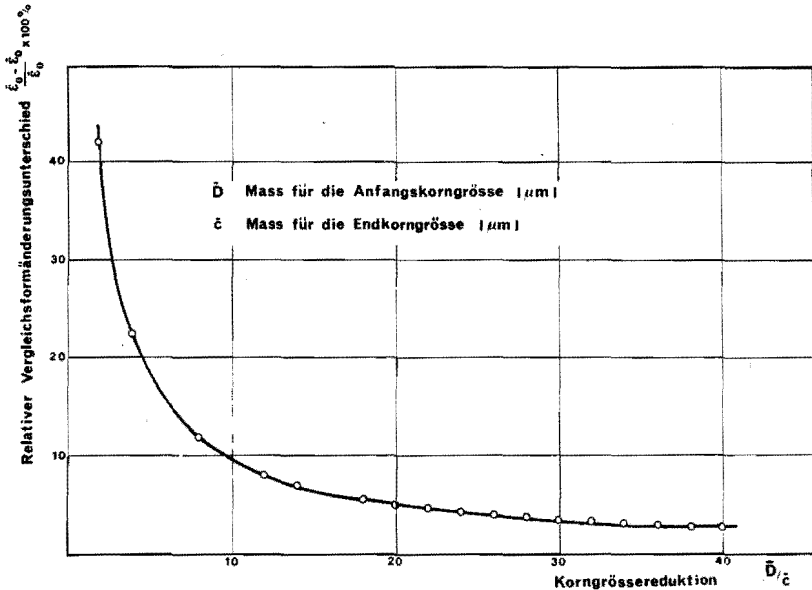
Für $\bar{\epsilon}$ eines willkürlichen Metallkorns, dessen Form zwischen Kugel und

Würfel liegt, gilt bei reinem Schub mit Gl.(A.22) und (A.19) dass :

$$\bar{\epsilon}_0 = \frac{\left[\frac{\bar{D}^2}{\bar{c}^2} - 1 \right]^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{3}} \geq \bar{\epsilon} \geq \frac{\bar{D}}{\bar{c}} - 1 = \bar{\epsilon}_V \quad (\text{A.23})$$

denn nun gilt $\bar{a} = \bar{D} = a$ und $\bar{h} = \bar{c}$ für einen Würfel.

Eine Veranschauligung der relativen Differenz $\frac{\bar{\epsilon}_0 - \bar{\epsilon}_V}{\bar{\epsilon}_0}$ als Funktion von \bar{D}/\bar{c} ergibt Bild A.5.

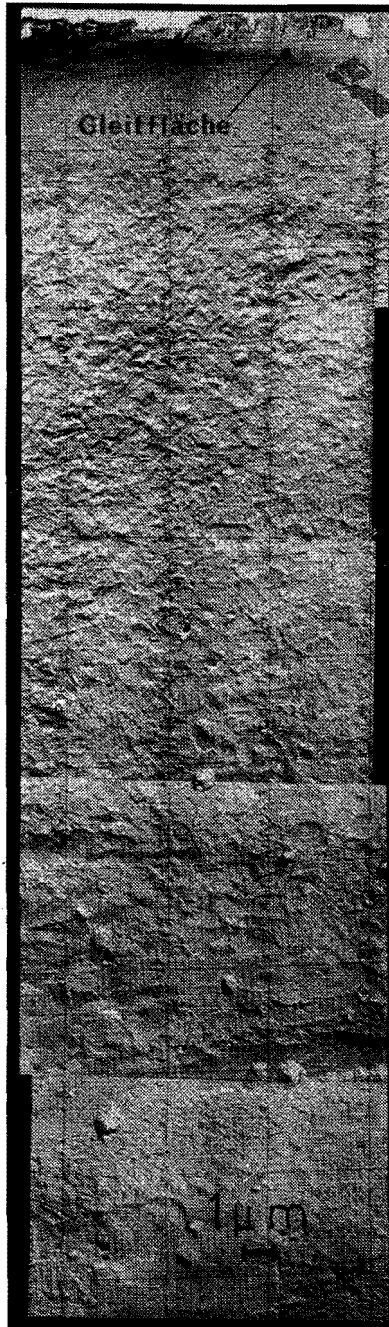


Relativer Vergleichsformänderungsunterschied zwischen Kugel- und Würfelform der Metallkörner als Funktion der Korngrössereduktion.

Bild A.5

Weil die Differenz zwischen $\bar{\epsilon}_0$ und $\bar{\epsilon}_V$ für grössere Werte von \bar{D}/\bar{c} klein ist, wird demnächst bei der Bestimmung von $\bar{\epsilon}$ mittels der Korngrösse nur $\bar{\epsilon}_0 = \bar{\epsilon}$ verwendet Gl.(A.19).

Für das Messen [A.4] der Grösse \bar{c} werden die Korngrenzen eines Querschnitts des Stiftes, senkrecht zur Gleitfläche und parallel der Reibungsrichtung mittels metallografisches Ätzen sichtbar gemacht. Nachdem man diese im Elektronenmikroskop mit Hilfe von Oberflächenabdrück-



Oberflächenabdruck von einem Querschnitt eines Kupferstiftes senkrecht zur Gleitfläche und parallel der Reibungsrichtung.

Bild A.6

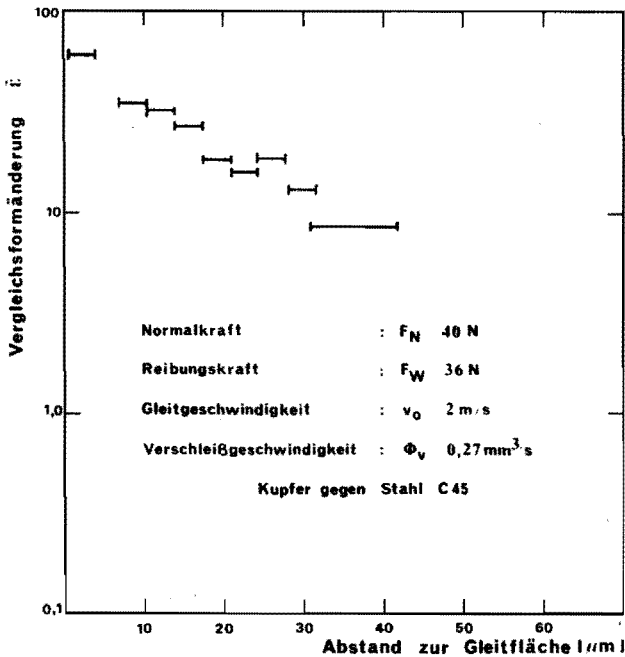
en [A.5] festgelegt hat, bringt man an den Aufnahmen ein Raster an (Maschenweite ca. 6 cm bei einer Vergrößerung von 20.000 x (Bild A.6)). Hierbei geht man davon aus, dass $\bar{\epsilon}$ innerhalb eines Rechtecks des Rasters konstant ist.

Die Grösse, die man berechnet als mittleren Wert von den Durchschneidungstücken von zwei aufeinanderfolgenden Korngrenzen und die zur Kontaktfläche Senkrechte des Rasters, innerhalb eines Rastervierecks, ergeben die Werten $\bar{\epsilon}$ für das betrachte Gebiet (Bild A.7).

Die Maschenweite von ca. 6 cm muss als ein Kompromis gesehen werden. Grosse Maschenweitewerte ergeben einerseits genaue Werte für $\bar{\epsilon}$, aber andererseits ist die Annahme $\bar{\epsilon} = \text{konstant}$ innerhalb eines Rasterrechtecks nicht haltbar.

Weiter ist klar dass für grosse Körner die Bestimmung von \bar{c} sehr ungenau ist d.h. $\bar{\epsilon}$ ungenau.

Für einen guten Mittelwert von \bar{c} braucht man ca. 25 Durchschneidungen.

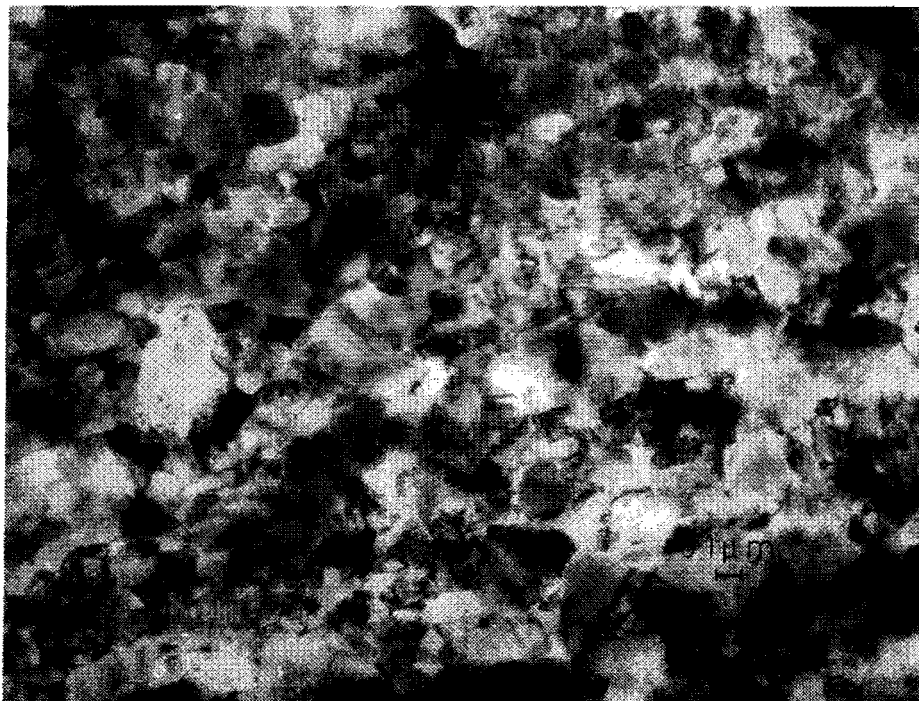


Die mittels Korngrössemessungen bestimmte Vergleichsformänderung als Funktion des Abstandes zur Gleitfläche.

Bild A.7

Das Messen der Grösse \bar{e} mittels Oberflächenabdrücke hat einen Nachteil : man kann ein Gebiet zwischen 0 und ca 6 μm von der Kontaktfläche wegen unerklärlicher Gründe nicht sichtbar machen (offenbar metallografisch nicht ätzbar).

Um dieses Gebiet zugänglich zu machen, wurde eine neue dünne Folientechnik entwickelt [A.6] um diese Körner direkt sichtbar zu machen. Bild A.8 lässt eine Durchstrahlaufnahme von einem Gebiet weniger als 1 μm von der Kontaktfläche sehen. Die Bestimmung von \bar{e} verläuft hier gleichfalls wie bei einer Aufnahme eines Oberflächenabdrucks.



Elektronendurchstrahlaufnahme einer dünnen Folie der Gleitoberfläche eines Kupferstiftes der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45.

Bild A.8

Bemerkungen :

- Bei der Bestimmung von \bar{e} ausserhalb der Spurmitte muss man die Grösse des Winkels ψ Rechnung tragen (ψ ist der Winkel zwischen der Fläche mit maximaler Schubspannung und der Gleitoberfläche;

siehe Kapitel III Gl.(3.11).

- Die Bestimmung von \bar{D} sollte nicht mit dem Lichtmikroskop sondern mit dem Elektronenmikroskop geschehen, weil das Auflösungsvermögen des Lichtmikroskops zu gering ist [A.7].

2.2 Bestimmung der Vergleichsspannung mittels Härtemessungen

Für die Bestimmung von $\bar{\sigma}$, in der Kontaktfläche während des Gleitvorganges mit Hilfe von nach dem Gleitversuch ausgeführten Vickersmikrohärtemessungen, ergeben sich zwei Probleme :

- die Relation zwischen $\bar{\sigma}$ während und nach dem Gleitvorgang (siehe 2.2.1)
- die Relation zwischen $\bar{\sigma}$ und die Vickersmikrohärte nach dem Gleitvorgang (siehe 2.2.2).

2.2.1 Relation zwischen der Vergleichsspannung während und nach dem Gleitvorgang

Hierzu betrachte man die $\bar{\sigma} - \bar{\epsilon}$ - Relation während und nach dem Gleitvorgang.

Im Gleitvorgang wird diese Relation bestimmt durch

$$\bar{\sigma} = C \bar{\epsilon}^n \left[\frac{\dot{\bar{\epsilon}}}{\dot{\bar{\epsilon}}_0} \right]^{m_0} \quad (\text{A.24})$$

- wobei
- C = Materialkonstante
 - n = Verfestigungsexponent
 - $\frac{\dot{\bar{\epsilon}}}{\dot{\bar{\epsilon}}_0}$ = relative Vergleichsformänderungsgeschwindigkeit
 - m_0 = Verfestigungsexponent der relativen Formänderungsgeschwindigkeit

Aus Tabelle A-1 (diese Werte sind errechnet aus Torsionsversuchen [A.8]; [A.9]), kann man ablesen, dass der Wert C von Zimmertemperatur bis 100 °C (für die Temperaturerhöhungen im Gleitverschleiss siehe Appendix B) um ca. 12 % abnimmt und dass die Temperaturabhängigkeit von n vernachlässigbar klein ist.

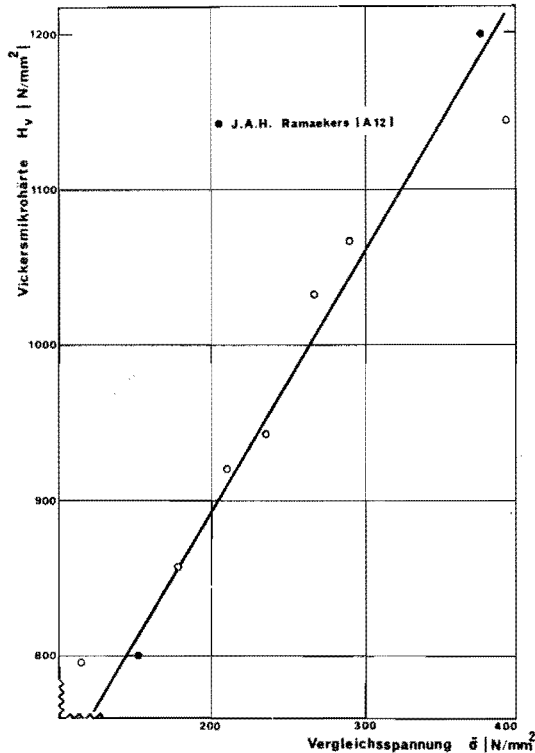
Weiter ist bekannt [A.10], dass im Falle von Kupfer die Grösse $\left[\frac{\dot{\bar{\epsilon}}}{\dot{\bar{\epsilon}}_0} \right]^{m_0}$ bei einem Wert für $\dot{\bar{\epsilon}}$ von ca. $10^4/\text{Sec}$. ca. 1,2 beträgt.

Einsetzen von diesen Abhängigkeiten in Gl.(A.24) ergibt, dass man $\bar{\sigma}$ aus dem Gleitvorgang in erster Näherung durch $\bar{\sigma}$ bei niedrigen Verformungsgeschwindigkeiten und Zimmertemperatur ersetzen kann.

(Dieses Verhalten ist schon länger bekannt unter dem Namen : "velocity modified temperature [A.11]"). Hierdurch reduziert sich das Problem zu : bestimme den Zusammenhang zwischen $\bar{\sigma}$ und der Vickersmikrohärte bei Zimmertemperatur und niedrigen Verformungsgeschwindigkeiten.

2.2.2 Relation zwischen Vergleichsspannung und Vickersmikrohärte nach dem Gleitvorgang

Hierzu benützt man den Zugversuch, wobei man einerseits die $\bar{\sigma}$ bestimmt [A.3] aus dem jeweiligen kleinsten Probequerschnitt, Einschnürungsradius und Ziehkraft und andererseits der Härte mittels einer Vickersmikrohärtemessung in einem Schliff von dem kleinsten Querschnitt.



Zusammenhang zwischen Vickersmikrohärte und Vergleichsspannung.

Bild A.9

Bild A.9 gibt den Zusammenhang zwischen $\bar{\sigma}$ und der Vickersmikrohärte für den Zugversuch von OFHC Kupfer bei einer Prüflast von 25 Pond. Hierbei ergibt sich, dass die Härte, die man beim Verschleissversuch misst weit über der gemessenen maximalen Härte im Zugstab liegt. Der Versuch höhere Werte von $\bar{\sigma}$ zu erreichen, d.h. höhere Werte für $\bar{\epsilon}$, denn beide Grössen sind miteinander verknüpft mittels der Nadai'schen Relation, scheiterte. Dies trifft sowohl beim Torsionsversuch [A.8] (Für die Umrechnung von Scherwinkel in $\bar{\epsilon}$ siehe Gl.(A.9)) wie auch beim Walzversuch [A.12] zu, wo die Härte einen maximalen Wert erreichte, welche bei weiterer Verformung nicht überschritten wurde. Offenbar hängt das zusammen mit dem Übergang von Abgleitung im Korn zum Korngrenzgleiten [A.13]. Dieser Übergang wird offenbar bei zunehmender $\bar{\epsilon}$ nach höheren Werten von $\bar{\sigma}$ verschoben. Aus theoretischen Gründen [A.14] kann nachgewiesen werden, dass man den für höhere Werte von $\bar{\sigma}$ linearen Zusammenhang zwischen $\bar{\sigma}$ und der Vickersmikrohärte ohne weiteres zu höheren Werten extrapolieren darf (Bild A.9).

3. TABELLE

TABELLE A-1

Das Verhältnis der Materialgrößen n und C von Kupfer bei verschiedenen Temperaturen im Verhältnis zur Zimmertemperatur.

$$\frac{C_{90^{\circ}\text{K}}}{C_{293^{\circ}\text{K}}} = 1,52$$

$$\frac{n_{90^{\circ}\text{K}}}{n_{293^{\circ}\text{K}}} = 1,19$$

$$\frac{C_{196^{\circ}\text{K}}}{C_{293^{\circ}\text{K}}} = 1,18$$

$$\frac{n_{196^{\circ}\text{K}}}{n_{293^{\circ}\text{K}}} = 1,0$$

$$\frac{C_{490^{\circ}\text{K}}}{C_{293^{\circ}\text{K}}} = 0,76$$

$$\frac{n_{490^{\circ}\text{K}}}{n_{293^{\circ}\text{K}}} = 0,89$$

n = Verfestigungsexponent

C = Vergleichsspannung bei $\bar{\epsilon} = 1$

Die Werte wurden aus [A.8] und [A.9] errechnet.

4. LITERATUR ANHANG A

- A.1 A. Mendelson : Plasticity Theory and Application. The Macmillan Company, (1968) New York.
- A.2 B. Avitzur : Metal forming : process and analysis. McGraw - Hill Book Company, (1968), New York.
- A.3 E.G. Thomson, Ch.T. Yang, S. Kobayashi : Mechanics of plastic deformation in metal processing. The Macmillan Company (1965) New York.
- A.4 J.H. Dautzenberg and J.H. Zaat : Quantitative Determination of deformation by sliding wear; Wear 23 (1973); 9-19.
- A.5 L. Reimer : Elektronenmikroskopische Untersuchungs- und Präparationsmethoden. Springer Verlag, (1967), Berlin.
- A.6 J.A.B. van Dijck : The direct observation of the by dry wear deformed material in the transmission electronmicroscope near the contact surface. Wear 42 (1977) 109-117.
- A.7 J.P.A. Almering S.I. : Deformatiemechanismen werkzaam bij het koud uitwalsen van koper. Diplomarbeit Technische Hogeschool Eindhoven 1971.
- A.8 H.G. Grewe und E. Kappler : Über die Ermittlung der Verfestigungskurve durch den Torsionsversuch an zylindrischen Vollstäben und das Verhalten von vielkristallinem Kupfer bei sehr hoher plastischer Schubverformung. Phys. Stat. Sol. 6, (1964), 339-354.
- A.9 H.T.T. Leenders : De wringproef in de technische plasticiteitsleer. Diplomarbeit. Technische Hogeschool Eindhoven 1970.
- A.10 Inelastic behaviour of solids by M.F. Ranninen a.o. McGraw - Hill Book Company (1970), New York.
- A.11 C.W. Macgregor and J.C. Fisher : A Velocity-Modified temperature for the plastic flow of metals. Journal of applied mechanics. March 1946, A11-16.
- A.12 J.H. Dautzenberg and J.H. Zaat : Grain boundary sliding of copper in the rolling process. Wear 29 (1974), 355-362.
- A.13 H. Gleiter, E. Hornbogen, G. Baro : Der Mechanismus des Korngrenzengleitens. Acta Metallurgica, 16 (1968) 1053-1067.

A. 14 J.A.H. Ramaekers : Härte und Verformung metallischer Werkstoffe. Doktorarbeit Technische Hogeschool Eindhoven 1970.

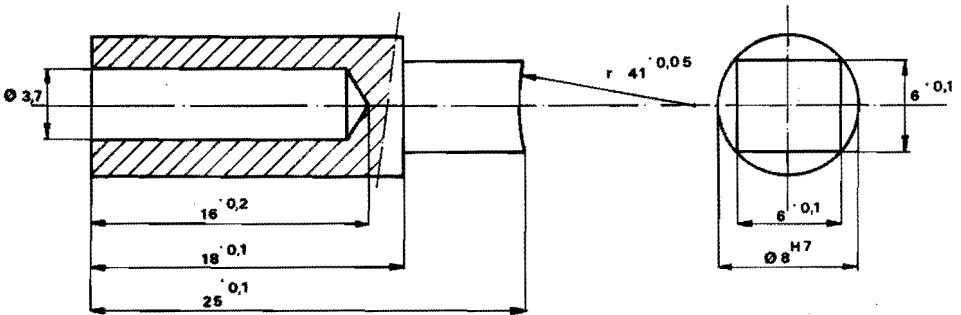
DIE TEMPERATUR WÄHREND DES GLEITVERSUCHES

Wie schon in Kapitel III angedeutet, soll man im Gleitversuch zwei Kategorien von Temperaturen unterscheiden :

- *Massentemperatur* (siehe 1)
- *Blitztemperatur* (siehe 2)

1. DIE MASSENTEMPERATUR

Die Massentemperatur des Stiftes wurde experimentell bestimmt als Funktion der Reibungsleistung (Bild 4.2). Für die Temperaturmessung benutzte man ein Thermoelement, das sich in einer Bohrung des Stiftes unterhalb weniger mm von der Gleitfläche befand (Bild B.1). Die in



Schematische Darstellung des Stiftes mit Bohrung für das Thermoelement.

Bild B.1

Bild 4.2 eingetragenen Temperaturwerte waren Gleichgewichtstemperaturen, welche der Stift, nach einer anfänglichen Einlaufphase, erhält. Diese Einlaufzeit nimmt zu mit steigender Leistung. Die Schwankungen in der Stifttemperatur bei der gleichen Leistung (Bild 4.2) sind teilweise auf den sich änderenden Abstand vom Thermoelement zur Gleitfläche durch die Stiftlängereduktion (Verschleiss) im Gleitverschleiss zurückzuführen.

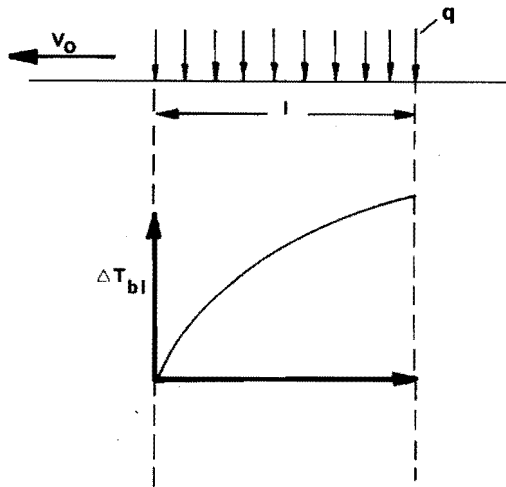
2. DIE BLITZTEMPERATUR

Betrachtet man eine sich in der Längstrichtung (Länge \gg) mit einer Geschwindigkeit v_0 bewegend Wärmequelle mit einer Wärmeleistung q pro Flächeneinheit und einer unendlichen Breite, so kann man herleiten, dass die maximale Oberflächentemperaturzunahme auf Grund dieser Quelle sich wie folgt bestimmt (Bild B.2) [B.1] :

(Für die Herleitung von Gl. (B.1) wird eine eindimensionale Wärmeströmung senkrecht zur Gleitfläche angenommen.)

$$\Delta T_{bl} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{q}{\sqrt{\lambda \rho c v_0}} \sqrt{l} \quad (B.1)$$

wobei λ = Wärmeleitfähigkeit
 ρc = spezifische Wärme pro Volumeneinheit.



Die Geometrie einer sich bewegend Wärmequelle und die durch diese Wärmequelle verursachte Temperaturzunahme.

Bild B.2

Für die Grösse q gilt im Gleitversuch :

$$q = \tau v_0 \quad (\text{B.2})$$

Einsetzen von Gl.(B.2) in Gl.(B.1) gibt zusammen mit Gl.(2.19) :

$$\Delta T_{bl} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\tau}{\sqrt{\lambda \rho c}} \sqrt[4]{v_0^3} \sqrt[8]{\frac{12 m h_0^2}{N b \tau}} \quad (\text{B.3})$$

Für die numerische Auswertung von Gl.(B.3) siehe Tabelle B-1

Bemerkungen :

- Gl.(B.1) und deshalb auch (B.3) wurden hergeleitet für eine unendlich breite Quelle und bleibt weiter gültig für :

$$\frac{v_0 l \rho c}{\lambda} > 4$$

bei kleineren Werten von $\frac{v_0 l \rho c}{\lambda}$ ist Gl.(B.1) eine gute Näherung.

- Gl.(B.1) und deshalb auch (B.3) ist eine Näherungslösung welche für $\frac{v_0 l \rho c}{\lambda} > 10$ 1% von der exakten Lösung abweicht (für eine exakte Lösung, welche nur numerisch zu erhalten ist siehe [B.2]).
- Im Modell wird davon ausgegangen, dass die Wärme nur durch den Kupferstift abtransportiert wird. Diese Annahme ist nur teilweise richtig, denn ein Teil der Wärme wird durch den Stahlring abtransportiert. Dieser letzte Anteil ist weitaus geringer, einmal wegen der grösseren Leitfähigkeit des Kupfers gegenüber dem Stahl und zum anderen wegen der zu überquerenden Grenze zwischen Kupferstift und Stahlring.
- Für Tabelle B-1 wurde angenommen, dass τ für alle Temperaturen und Gleitgeschwindigkeiten konstant sei. Dies wird wahrscheinlich nicht der Fall sein.
- Die notwendige Zeit für das Erreichen der Blitztemperatur ist kleiner als $\frac{1}{v_0}$, welche ihrerseits immer kleiner ist wie die Kontaktzeit $2 t_0$ (Kapitel II).
- Der Temperaturgradient, welcher man auf Grund der Werte aus Tabelle B-1 mit [B.2] berechnen kann, findet seinen grössten Wert bei $10^{\circ}\text{C}/\mu\text{m}$.

3. TABELLE

Tabelle B-1

Die Temperaturzunahme (Blitztemperatur) eines Kupferstiftes der Gleitpaarung Kupfer gegen Stahl C 45 als Funktion der Gleitgeschwindigkeit.

v_0 [m/s]	ΔT_{b1} [°C]
0,5	99
1	166
2	279
3	378
4	469
5	555
6	636
7	714
8	790

für Anzahl der Kontakte $N = 10$

kritische Schubspannung $\tau = 350 \text{ N/mm}^2$

Wärmeleitfähigkeit $\lambda = 3,91 \text{ J/s cm } ^\circ\text{C}$

Dichte $\rho = 8,9 \text{ mgr/mm}^3$

spezifische Wärme $c = 0,38 \text{ J/gr } ^\circ\text{C}$

Masse der Stifthalterung mit Stift $m = 0,80 \text{ kg}$

Höhe des Hindernisses $h = 15 \text{ }\mu\text{m}$

Spurbreite $b = 200 \text{ }\mu\text{m}$

v_0 = Gleitgeschwindigkeit

ΔT_{b1} = Temperaturzunahme durch die Blitztemperatur

4. LITERATUR ANHANG B

- B.1 H. Blok : Diverse vermogensgrenzen van tandwieloverbrengingen en hun overlapping. Collegediktaat Technische Hogeschool Delft (1955).
- B.2 J.C. Jaeger : Moving sources of heat and the temperature at sliding contacts. Proceedings Royal Society New South Wales. 76 (1942) 203-224.

EXTREMALPRINZIP DER MISESSCHEN PLASTISCHEN THEORIE

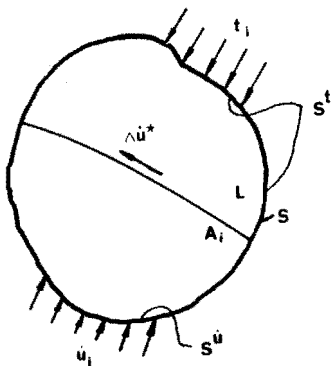
In der Plastomechanik ist es meistens nicht möglich [C.1] für technische Probleme theoretisch exakte Lösungen zu geben. Das kommt, da die Gleichungssysteme, woraus man die prozessbeschreibenden Grössen bestimmt, meistens mathematisch unlösbar sind. Um dieses zu beheben, wurden mit Hilfe des Extremalprinzipes Näherungslösungen entwickelt. Diese gehen vom Prinzip der virtuellen Arbeit [C.1]; [C.2] mit Randbedingungen aus und ermöglichen es aus einer Schare von Näherungslösungen diejenige auszuwählen, welche am besten der wahren genügt.

Es gibt nun im Grunde zwei Lösungswege :

- Wählen des Geschwindigkeitsfeldes
- Wählen des Spannungsfeldes.

Wie die Analyse zeigt [C.1], führt die erste Wahl zu zu grossen (= Oberschränkentheorie) und die zweite zu zu kleinen (= Unterschränkentheorie) Werten für die Spannungen.

In dieser Arbeit wird von der Oberschränkentheorie Gebrauch gemacht. Hierzu betrachtet man einen Körper L (Bild C.1) welcher aus Teilkörper mit unterschiedlichen Geschwindigkeitsfelder aufgebaut ist, welche voneinander durch Flächen A_i getrennt werden, worauf eine Geschwindigkeitsdiskontinuität stattfindet.



Körper L unter Belastung

Bild C.1

Auf einem Teil S^t der Oberfläche S wirkt ein Spannungsfeld t_i , während auf dem Teil $S^{\dot{U}} = S - S^t$ ein Geschwindigkeitsfeld \dot{u}_i vorge-schrieben wird. Ist $\Delta \dot{u}^*$ die tangentielle Geschwindigkeitsdifferenz über eine Geschwindigkeitsdiskontinuitätsfläche A_1 vom Körper L , so gilt [C.3]; [C.4] :

$$J^* = \int_V \sigma_{ij}^* \dot{\epsilon}_{ij}^* dV + \sum_i \int_{A_1} \tau_V |\Delta \dot{u}^*| dA_1 \quad (C.1)$$

$$- \int_{S^t} t_i \dot{u}_i^* dS \geq \int_{S^{\dot{U}}} t_i \dot{u}_i dS$$

wobei :

\dot{u}_i^* das gewählte kinematisch zulässige Geschwindigkeitsfeld darstellt d.h.

- $\dot{u}_i^* = \dot{u}_i$ auf $S^{\dot{U}}$
- \dot{u}_i^* genügt die Volumeninvarianz
- \dot{u}_i^* stufenweise differenzierbar.

$$\dot{\epsilon}_{ij}^* = \frac{1}{2} (\dot{u}_{i,j}^* + \dot{u}_{j,i}^*) \quad \text{Gl. (A.2)}$$

σ_{ij}^* bestimmt wird durch $\dot{\epsilon}_{ij}^*$ und die Levy von Mises Gleichungen Gl. (A.16)

τ_V Flie遝schubspannung in der Fläche A_1

$$\sigma_{ij} n_j = t_i \text{ auf } S^t$$

Das erste Glied von Gl. (C.1) stellt die innere Deformationsleistung dar.

Das zweite Glied den Leistungsverlust über die Fläche A_1 .

Das dritte und vierte Glied stellt die Leistung der äusseren belastung dar.

Gl. (C.1) gilt auch für ein dynamisches System, wobei die kinetische Energie vernachlässigbar klein ist und wobei die Spannung t_i die von aussen auf das System wirkende d'Alembert'schen Trägheitskräften mit einbezieht [C.2]. Man kann die Wahl des Geschwindigkeitsfeldes verbessern durch Gl. (C.1) einen freien Parameter (= R) auf zu nehmen. Die beste Lösung erhält man für :

$$\frac{dJ^*}{dR} = 0 \quad (C.2)$$

mit der Nebenbedingung :

$$\frac{d^2 J^*}{dR^2} > 0$$

(C.3)

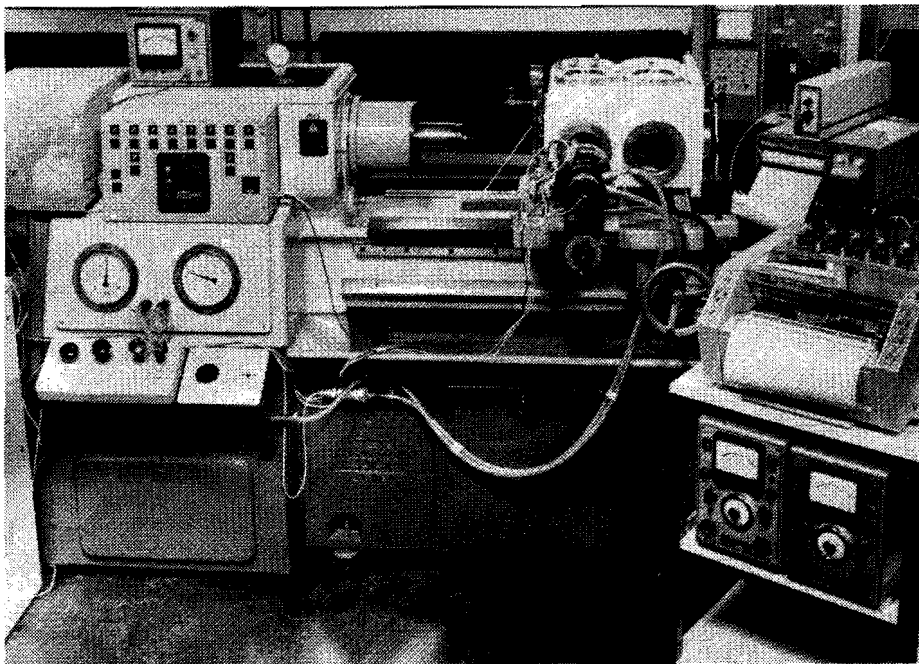
LITERATUR ANHANG C

- C.1 W. Prager und P.G. Hodge : Theorie ideal plastischer Körper. Springer Verlag (1954). Wien. Deutsche Übersetzung.
- C.2 K. Washizu : Variational Methods in elasticity and plasticity. Pergamon Press (1974) Oxford.
- C.3 R. Hill : The mathematical theory of plasticity. Oxford at the Clarendon Press (1956) Oxford.
- C.4 P.C. Veenstra : Technische plasticiteitsleer. Collegediktaat Technische Hogeschool Eindhoven (1975/76).

ANHANG D

DIE STIFT-RING ANORDNUNG

Die Gleitversuche wurden alle auf einer Drehbank mit Stift-Ring Anordnung ausgeführt (Bild D.1)



Drehbank mit Zubehören.

Bild D.1

Diese ist aus zwei Teile aufgebaut :

- Drehbank mit Ring

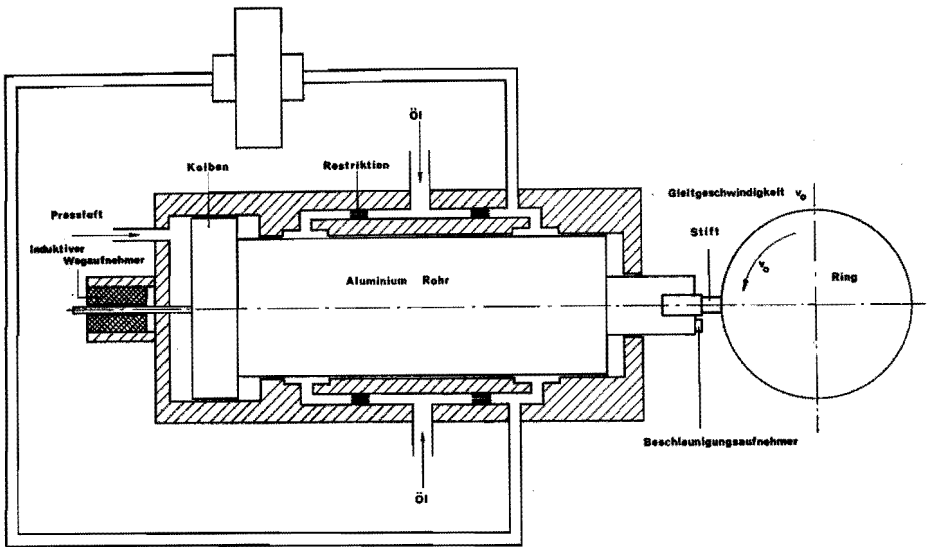
Diese Drehbank ist eine normale Ausführung, welche so abgeändert ist, dass auf der Antriebsachse, wo normaler Weise sich die Einklemmbacken für die Werkstückhalterung befinden, ein Ring befestigt werden kann. Die Drehzahl der Antriebsachse war kontinuierlich regelbar (0 - 314 rad/s). Die Fehlzentrierung der Antriebsachse zusammen mit der Geometrie des Ringes verursachte beim Runddrehen des Ringes eine Unrundheit der Zylinderfläche des Ringes von maximal 4 μm .

Die Antriebsachse mit Ring hat eine viel grössere träge Massa

wie die noch zu besprechen Stifthalterung mit Stift.

● Stifthalterung mit Stift

Die von Toersen [D.1] konstruierte Stifthanordnung *) bestand im Prinzip aus einem Aluminium-Rohr mit variablem Querschnitt, welches an der Vorderseite mit einem Einklembacken für den Stift versehen war und an der Hinterseite mit einem Kolben, welcher mit Pressluft von einstellbarem Druck gegen dem Ring ge-



Schematische Darstellung der Stifthalterung mit Stift.

Bild D.2

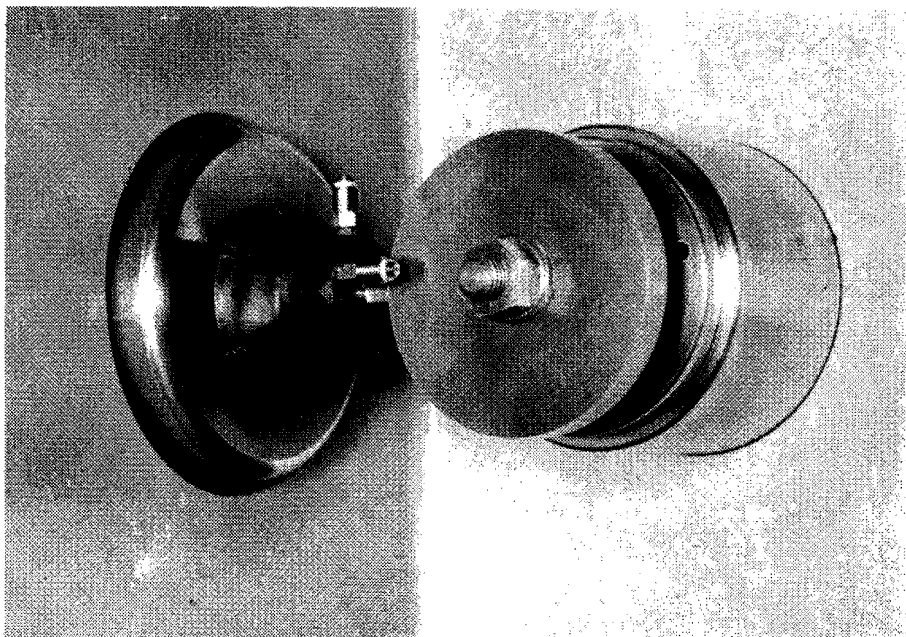
presst wurde. Durch den Pressluftdruck zu ändern, konnte man die Normalkraft von dem Stift auf dem Ring variieren (10 - 180 N). Das Aluminiumrohr war in einem Gehäuse, das starr mit der Drehbank verbunden war, hydrostatisch gelagert. Mittels der Verdrängung vom Öl in der hydrostatischen Lagerung konnte man die mittlere Reibungskraft messen (maximal statisch 250 N). Eine Frequenz in der Reibungskraft grösser wie 200 Hz konnte man bei dieser Art von Lagerung nicht mehr auflösen.

*) Für eine Darstellung siehe Bild D.2 und D.3.

Die Verschiebung in Stiftachsrichtung war messbar mit einem induktiven Aufnehmer.

Die mittlere Reibungskraft (denn diese Signale hatten immer eine Frequenz > 200 Hertz), Normalkraft, Stifttemperatur und Stiftverschiebung konnte man als Funktion der Zeit registrieren.

Die Verschiebung des Stiftes als Funktion der Zeit lieferte zusammen mit dem Stiftquerschnitt die Verschleissgeschwindigkeit. Um die Beschleunigung in Stiftachsrichtung wie in Reibungsrichtung zu bestimmen wurden auf dem Einklemmbacken des Stiftes zwei zueinander senkrecht stehende piezo-elektrische Beschleunigungsaufnehmer angebracht. (Bild D.3)



Stift-Ring Anordnung mit Beschleunigungsaufnehmern.

Bild D.3

(Masse pro Stück 3 Gramm.) Dadurch wurde eine genaue Messung der Beschleunigung in den angegebenen Richtungen bis zu 30 kHz ermöglicht.

Um Stift und Ring war ein Kasten konstruiert, der dazu diente die Atmosphäre, worin der Gleitversuch stattfand, zu variieren (z.B. trockene Luft, Argon, Stickstoff u.s.w.).

LITERATUR ANHANG D

- D.1 H. Toersen : De drukgroepen en hydrostatisch gelagerde hoofdspil van de grote slijtageopstellingen. WMII-A21. Technische Hogeschool Eindhoven (1974).

SAMENVATTING

Na een kritische beschouwing van de tot nu toe meest aanvaarde theorieën en modellen, worden in dit werk een tweetal samenhangende modellen voor wrijving en slijtage uitgewerkt. Hierbij wordt uitgegaan van de grondgedachte, dat bij wrijving tussen 2 lichamen een grote verplaatsing slechts wordt opgenomen door plastische vervorming in de grenslaag van één of beide lichamen.

Het eerste model (kom model) gaat uit van een snelheidsveld en legt met behulp van het bovengrensprincipe ("upper bound") uit de plasticiteitsmechanica een relatie tussen een aantal fysische grootheden. Het beschrijft de dynamica van het proces.

Het tweede model (lamellen model) is een vereenvoudiging van het eerste. Uitgaande van een statisch toelaatbaar spanningsveld wordt het bijbehorende vervormingsveld en verplaatsingsveld berekend. Op grond van experimenteel verkregen kennis van het werkelijke verplaatsingsveld, wordt een correctie in het spanningsmodel aangebracht. Met behulp van de in dit model verkregen grootheden wordt een uitdrukking voor de slijtagesnelheid afgeleid.

Beide modellen worden experimenteel getoetst.

Tijdens het wrijvingsproces treden zeer hoge deformaties op. Deze worden gemeten met een hiervoor ontwikkelde meetmethode. De grootte van deze deformaties geven aanleiding om de fysisch mogelijke vervormingsmechanismen nader te bekijken, alsmede de konsekventies van hun eventueel optreden.

Verder is het mogelijk op grond van de modelbeschouwingen flitstemperaturen te berekenen.

De eindkonklusie is, dat, met inachtneming van de fysische principes, deze grondgedachte een oplossing biedt voor de in het kader van dit werk onderzochte glijkoppels.

CURRICULUM VITAE

De schrijver van dit proefschrift is geboren in 1939 te Eygelshoven. Hij bezocht van 1945-1951 de lagere school in vernoemde plaats en van 1951-1952 de voorbereidende klas voor de middelbare school te Kerkrade. Van 1952-1958 volgde hij het gymnasium (β) in Heerlen. In 1958 schreef hij zich in als student aan de Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule te Aken afdeling natuurkunde. In 1960 deed hij hier het Vorexamen. In 1965 volgde de Hauptprüfung met als afstudeer-richting metaalkunde en metaalfysica. Tijdens zijn opleiding was hij van 1961-1965 werkzaam als part-time leraar aan de middelbare school voor meisjes te Kerkrade. Sinds 1965 is hij als wetenschappelijk medewerker verbonden aan het laboratorium voor werktuigkundige materialenkunde van de technische hogeschool te Eindhoven. Daarnaast is hij sedert 1967 werkzaam als part-time leraar aan de avond-H.T.S. te Eindhoven. In zijn functie als wetenschappelijk medewerker vond hij de gelegenheid dit proefschrift te bewerken.

STELLINGEN

1. Bij het onderzoek van droge wrijving wordt in de regel de invloed van de proefopstelling op het proces onderschat.

F.P. Bowden and D. Tabor:

The friction and lubrication of solids I,II

At the Clarendon Press (1954) Oxford.

2. De verklaring voor het ontstaan van scheuren bij droge wrijving direct onder het slijtvlak ,zoals die door Suh en zijn medewerkers gehanteerd wordt ,is zeer onaannemelijk.

N.P. Suh ,S. Jahanmir ,E.P. Abrahamson ,N. Saka and J. Teixeira:

Second progress report to the advanced research project

agency ,DOD. Contract no N00014-67-A-0204-0080 Nr. 229-011.

Department of mechanical engineering Massachusetts

Institute of Technology ,Cambridge ,Mass. September 1975.

3. Het ontstaan van scheuren in het slijtvlak bij droge wrijving kan in een aantal gevallen verklaard worden met behulp van het kom-model.

N.P. Suh ,S. Jahanmir and E.P. Abrahamson:

The delamination theory of wear .Progress report to the

advanced research project agency ,DOD Contract no

N00014-67-A-0204-0080 Nr. 229-011.

Department of mechanical engineering Massachusetts

Institute of Technology ,Cambridge ,Mass. September 1974.

4. De veronderstelling dat bij het glijkoppel koper tegen roestvrij staal (AISI 440C) in vloeibaar methaan bij glij snelheden van 3-25 m/s statische rekristallisatie de oorzaak zou zijn van zeer kleine korrels in en nabij het glijvlak,lijkt onwaarschijnlijk.

R.C. Bill and D.W. Wisander:

Recrystallization as a controlling process in the wear of some F.C.C. metals .

Wear 41 (1977) 351-363.

5. De veronderstelling, dat bij hoge glijksnelheden de normaalspanning in het contactvlak van het glijkoppel koper tegen roestvrij staal (AISI 440C) bepaald wordt door de grootte van de normaalkracht, is onjuist.

R.C. Bill and D.W. Wisander:

Role of plastic deformation in wear of copper and copper-10-percent-aluminium alloy in cryogenic fuels.

Nasa Lewis Research Center, Cleveland, Ohio 1973.

6. Het verdient aanbeveling onderzoek te verrichten naar de invloed die door vervormingssnelheid en temperatuur uitgeoefend wordt op de grootte van de versterkingssexponent bij zeer grote vervormingen.
7. Het verdient aanbeveling de toepasbaarheid van het kom-model op het slijpproces te onderzoeken.
8. De omzetting van mechanische energie in warmte bij wrijving tussen metalen kan voor grote verplaatsingen slechts verklaard worden uit plastische deformatie.
(dit geldt ook voor de meeste andere materialen)
9. De gemiddelde wrijvingskracht geeft meestal geen informatie over de werkelijke optredende wrijvingskrachten.
10. De veronderstelling, dat bij het wegnemen van de normaalbelasting de elastische terugvering verantwoordelijk is voor het falen van pogingen om de fysische adhesiekracht te meten, is niet afdoende bevestigd.

F.P. Bowden and D. Tabor:

The friction and lubrication of solids I

At the Clarendon Press (1954) Oxford.

11. Het verdient aanbeveling onderzoek te verrichten naar de mogelijkheid om botsingsenergie bij aanrijdingen door middel van wrijving om te zetten in warmte.

12. Bij het instellen van diensten ,commissies enz. is het goed te bedenken dat deskundigheid en motivering niet bij bestuursbesluit kunnen worden ingesteld .

14 oktober 1977

J.H. Dautzenberg