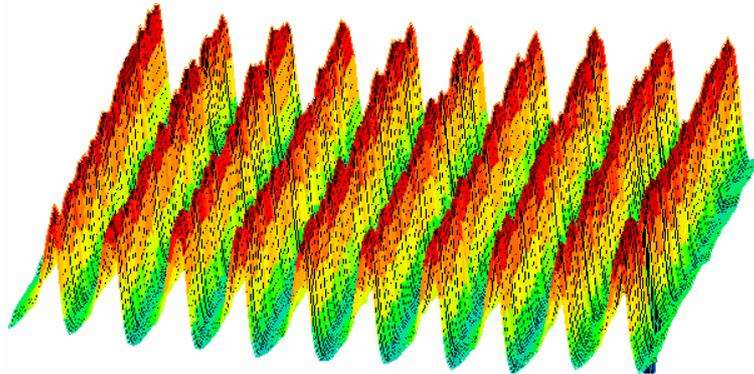


*Periodische Mikro-/Nano-Strukturierung
verzinnter Materialoberflächen für
elektrische Kontaktanwendungen
und deren tribologisches Verhalten*



Diplomarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Diplom-Ingenieurs der Werkstoffwissenschaften und
Diplôme d'Ingénieur de l'Ecole Européene d'Ingénieurs en
Génie des Matériaux

in der Fachrichtung Werkstoffwissenschaften und Produktionstechnik
der Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät III
der Universität des Saarlandes

vorgelegt von
Claus Daniel

durchgeführt am Lehrstuhl für Funktionswerkstoffe

Hiermit erkläre ich an Eides Statt,
dass ich die vorliegende Arbeit selbst
und nur mit den angegebenen
Hilfsmitteln angefertigt habe.

Saarbrücken im April 2002

Für Kijan

*"God made solids,
but surfaces were made
by the devil."*

Wolfgang Ernst Pauli

Diese Arbeit entstand am Lehrstuhl für Funktionswerkstoffe der Universität des Saarlandes in Kooperation mit der Robert Bosch GmbH. Ich danke allen, die mir bei der Durchführung dieser Arbeit behilflich waren, besonders bedanke ich mich bei folgenden Personen:

- Prof. Dr. Frank Mücklich für die interessante Themenstellung, die guten präparativen und methodischen Möglichkeiten und die stete Diskussionsbereitschaft mit vielen guten Ratschlägen
- Dipl.-Ing. Harald Schorr für die Betreuung, die Nutzungsmöglichkeit vorhandener Testmethoden und die Freiheit seitens der Robert Bosch GmbH
- Dr. Liu Kaiwen, Dipl.-Ing. Falvio Soldera und M. I. Hany Gobran für die immer wieder fruchtbaren Diskussionen zu methodischen Fragen
- Johannes Mueller von der Arbeitsgruppe um Priv.-Doz. Dr. Mathias Göken für die Unterstützung bei den rasterkraftmikroskopischen Untersuchungen und den Nanoindentierungen
- Manfred Schuler für die Einweisung und Hilfsbereitschaft bei meinem elektronenoptischen Untersuchungen
- Dr. Peter Rehbein und Dr. Volker Haas für die Ratschläge und Diskussionsbereitschaft bezüglich tribologischer Fragen
- Wolfgang Ott, Claudia Maas und Joachim Schmid für die technische Unterstützung
- und allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Funktionswerkstoffe und der Robert-Bosch-Abteilung Technische Mechanik – Tribologie für das kollegiale Klima und die gesunde Zusammenarbeit

Vielen Dank auch meinem Kommilitonen und Freund Gerrit Huber.

Ich danke ganz besonders meinen Eltern Gisela und Jürgen Daniel für die Unterstützung und die Gedult während meiner Erziehung und Ausbildung, meinem Bruder Dirk Daniel für die immer wieder schönen brüderlichen Augenblicke und Erlebnisse, meinem Taufpaten Ferdinand Schmidt für die Begleitung auf meinem Weg, meiner Lebensgefährtin und Mutter meines Kindes Isabell Senft für den Glauben an mich und meinem Sohn Kijan für das durch ihn erlangte neue Lebensgefühl. Ohne Euch wäre ich sicher nicht dort, wo ich heute bin.

Inhaltsverzeichnis

Liste der verwendeten Symbole und Formelzeichen	vi
1 Einleitung	1
1.1 Einleitung	1
1.2 Präzisierte Aufgabenstellung	3
I Theoretische Grundlagen	5
2 Laser	6
2.1 Eigenschaften von Laserlicht	6
2.2 Interferenz	8
2.3 Energieeinkopplung in Materie	11
2.4 Wechselwirkungen mit Materie	11
2.4.1 Nichtmetalle	13
2.4.2 Metalle	13
2.5 Photothermischer Mechanismus	17
3 Tribologie	19
3.1 Kontakt und Kontaktfläche	19
3.2 Elektrischer Kontaktwiderstand	22
3.3 Reibung und Verschleiß	22
3.4 Blitztemperaturhypothese	23
3.5 Mechanisches Modell der Schwingbeanspruchung in einer Steck- verbindung	25
3.6 Klassifizierung von Tribosystemen	27
4 Zweikomponentensystem Cu-Sn	30
4.1 Phasendiagramm	30
4.2 Physikalische Eigenschaften	32

II	Experimentelle Methoden und Ergebnisse	33
5	Laserstrukturierung	34
5.1	Apparativer Aufbau	34
5.2	Thermische Simulation	39
5.3	Topographie und Oberflächeneffekte	44
5.4	Schichtsystem und intermetallische Phasenbildung	57
5.5	Mechanische Eigenschaften	62
6	Tribologisch-elektrische Prüfung	65
6.1	Apparativer Aufbau	65
6.2	Widerstand-Zyklen-Diagramm	67
6.3	Reibzahl-Zyklen-Diagramm	69
6.4	Tangentialkraft-Weg-Diagramm	70
7	Verschleißanalyse	72
7.1	Kontaktfläche und Blitztemperaturen	72
7.2	Verschleißerscheinungen herkömmlicher, feuerverzinnter Kontakte	74
7.3	Wirkung der Laserstrukturierung auf die Verschleißerscheinungen	81
8	Zusammenfassung und Ausblick	88
III	Verzeichnisse	90

Liste der verwendeten Symbole und Formelzeichen

- α Absorptionskoeffizient
- a, b Kantenlängen
- a_C Hertzscher Kontaktradius
- a_{MC} Radius eines Mikrokontaktes
- A, A_i Flächen
- Al Aluminium
- A_s, A_w Scheinbare und wahre Kontaktfläche
- c Lichtgeschwindigkeit
- C Formkoeffizient
- c_p Wärmekapazität
- Cu Kupfer
- d Periode eines konstanten Intensitätsmusters
- D, D_i Thermische Diffusivität
- δh Vorspannweg
- ε Intermetallische Cu-Sn-Phase der Stöchiometrie Cu_3Sn
- ϵ_0 Dielektrizitätskonstante des Vakuums
- ϵ Komplexe Dielektrizitätsfunktion eines Mediums mit Realteil ϵ_1 und Imaginärteil ϵ_2

- e Elementarladung
- ΔE Energiedifferenz zwischen zwei Energiezuständen
- E, E' Elastizitätsmoduli
- \mathbf{E}, \mathbf{E}_0 Elektrische Feldvektoren
- E_p, ρ_p, P_p, I_p mittlere Energie, Energiedichte, Leistung und Intensität eines Laserpulses
- f Frequenz
- \mathbf{f} Kraftvektor
- F_0 Dimensionslose Wärmetransferzahl (Fourierzahl)
- F_N, F_T, F_R Normal-, Tangential- und Reibkraft
- f_{osc} Oszillatorsteifigkeit
- γ, γ_i Wärmeanteil der einem Körper bzw. dem Körper i zur Verfügung steht
- Γ Dämpfungskonstante
- g Netzebenenabstand
- η Intermetallische Cu-Sn-Phase der Stöchiometrie Cu_6Sn_5
- \hbar Plancksches Wirkungsquantum
- \mathbf{H}, \mathbf{H}_0 Magnetische Feldvektoren
- i Imaginär Einheit $i = \sqrt{-1}$
- I, I_0, I_i Intensitäten
- k, k_i Wärmeleitfähigkeit
- k_0 Wellenzahl
- k_x, k_y Federkonstanten in Richtung x bzw. y
- λ Wellenlänge
- l_{diff} Wärmediffusionslänge
- l_t Tragende Länge

LISTE DER VERWENDETEN SYMBOLE UND FORMELZEICHEN viii

- μ_D, μ_S Dynamische (Gleit-) und statische (Haft-) Reibzahl
- m_e Elektronenmasse
- ν Poissonzahl, Querkontraktionszahl
- \mathbf{n} Komplexer Brechungsindex eines Mediums mit Realteil n_1 und Imaginärteil n_2
- n Anzahl vorhandener Mikrokontakte
- Nd Neodym
- N_e Anzahl gebundener oder freier Elektronen
- NIR Nahes Infrarot
- O Sauerstoff
- θ, φ Winkel zwischen Strahlen
- ϑ Braggwinkel bei der Röntgendiffraktometrie zwischen einfallendem bzw. ausfallendem Strahl und Lot
- p Hertzscher Druck
- P Leistung
- Pe Dimensionslose Wärmezahl (Pécletzahl)
- P_m Fließspannung
- q Radius eines gebündelten Laserstrahls
- Q Quellenterm einer Energiequelle
- ρ Dichte
- r Radiale Zylinderkoordinate
- R Reflektivität eines Mediums
- R Elektrischer Widerstand
- R_K Kugelradius
- R_p technische Streckgrenze

- R_S Spezifischer elektrischer Widerstand
- σ Normalspannung
- σ_i Hauptnormalspannung in Richtung i
- σ_τ Zeitvariable eines Laserpulses
- s Schwingweite
- Sn Zinn
- s_R Reibweg
- τ_e Kollisionszeit eines Elektrons mit dem atomaren Gitter
- τ_p Laserpulsdauer
- t, t_i Zeiten
- T Absolute Temperatur
- T_f Blitztemperatur (Temperaturerhöhung durch Reibung)
- t_p Pulszeitpunkt
- t_{pt} Profiltraganteil
- U Wärmequelle im Material
- UV Ultraviolett
- \mathbf{v} Geschwindigkeitsvektor
- V Relativgeschwindigkeit zwischen zwei Körpern
- VIS Sichtbares elektromagnetisches Spektrum
- ω Kreisfrequenz
- ω_0 Resonanzfrequenz eines gebundenen Elektrons
- ω_p Plasmafrequenz eines Metalls
- x, y, z Kartesische Koordinaten
- \mathbf{x}, \mathbf{x}_i Ortsvektoren mit den Koordinaten (x, y, z)
- YAG Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall
- Y Yttrium

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Einleitung

Immer mehr technische Systeme, mit denen sich der Mensch in der zivilisierten Welt umgibt, werden durch immer mehr elektrische Komponenten zunehmend sicherer, komfortabler bzw. „intelligenter“ gestaltet. Daher nimmt auch die Bedeutung zuverlässiger elektrischer Steckverbindungen und -kontakte rasant zu.

Zu solchen Verbindungen und Kontakten zählen insbesondere niederstromführende Steckkontakte [BR97] als Verbindungen zwischen den Schaltelementen und Systemkomponenten.

Die Kontaktsicherheit – bei gleichzeitig niedrigen Normalkraftbelastungen der kontaktierenden Oberflächen – muss wegen der zunehmenden Anzahl der Verbindungen steigen, um die Sicherheit der Systeme zu gewährleisten. Ein heutiger Pkw der Mittel- bis Oberklasse besitzt 2.000 bis 3.000 Steckkontakte [BR97].

Dabei werden die Verbindungen starken Temperaturschwankungen sowie Fahrzeug- oder Maschinenvibrationen ausgesetzt [TR01], die zu Relativbewegungen der Kontaktpartnern führen und somit Schwing- bzw. reversierende Gleitverschleißbelastungen hervor rufen [BOY00, HAN00].

Diese Belastungen werden mit speziellen Tribometern simuliert, während die Stromführung und der elektrische Kontaktwiderstand zwischen den Verbindungspartnern gemessen wird [SC99, KAS00, BU01, KL98].

Genutzte Materialsysteme für solche Kontakte sind metallische Schichtsysteme. Diese Schichten werden meist galvanisch oder in Schmelztauchverfahren aufgebracht. Dabei entstehen zwischen den Schichten je nach Verfahren verschieden dicke intermetallische Phasen [BR97]. Ein wegen seiner geringen Kosten oft eingesetztes Schichtsystem stellt Zinn-Bronze mit einer Zinnbe-

schichtung (Sn/Cu-Sn) dar [SC99].

Dabei wird beispielsweise ein mit 4 mass% Zinn legierter Kupfergrundwerkstoff mit einer durch Feuerverzinnung aufgebrachtten Reinzinnschicht als Kontaktwerkstoff eingesetzt [WI99]. Die gesamte, gebildete Schichtdicke beträgt zwischen $3\mu\text{m}$ und $4\mu\text{m}$, wobei sich zwischen dem Zinn der Dicke $1,5\mu\text{m}$ – $2\mu\text{m}$ und der Legierung zwei intermetallische Phasen bilden. Die zinnnahe Phase ist die η -Phase der Stöchiometrie Cu_6Sn_5 mit der ungefähren Dicke von $1\mu\text{m}$ – $1,5\mu\text{m}$. Kupfernah bildet sich die ε -Phase der Stöchiometrie Cu_3Sn mit einer Dicke von $0,5\mu\text{m}$ oder weniger (Kapitel 7.2) [BR97].

Zinn als unedles Metall neigt zur Reibkorrosion. Dabei oxidiert das Zinn und wird abgetragen. Die metallischen Schichten werden plastisch deformiert. Der Kontaktwiderstand wird erhöht und damit der stromleitende Kontakt stark verschlechtert. Der Ausfall von Zinnkontakten vollzieht sich bei der hier genutzten Testmethode meist nach wenigen hundert Zyklen, während edelmetallisch beschichtete Kontakte eine Lebensdauer von mehreren tausend Zyklen zeigen [SC99].

Die Verlängerung der Lebensdauer und die Herabsetzung des elektrischen Kontaktwiderstandes von unedel beschichteten Kontakten ist daher ein großes Ziel der Fertigungsindustrie von elektrischen Kontaktwerkstoffen. Durch die Änderung der tribologischen und elektrischen Eigenschaften sollten elektrische Kontakte verbessert und deren Lebensdauer verlängert werden können.

Werkstoffe zeigen durch mikroskalige Strukturierung der Materialoberflächen zum Teil gravierende Eigenschaftsänderungen im Vergleich zu unstrukturierten Materialien. Spezielle Eigenschaften können durch Veränderung der Topographie und Mikrostruktur kontrolliert verstärkt oder unterdrückt werden. Es können sogar völlig neue Eigenschaften entstehen. Somit lassen sich topographisch bedingte Effekte hervorrufen wie z. B. die Reduzierung von Abrasions- und Adhäsionsverschleiß beim Tiefziehen [DE95], die Verbesserung von tribologischen Eigenschaften bei Gleitlagern [GEI97-1, KAP97, TO97, TO97-2], die Minimierung der Verformungsarbeit zur berührungslosen Ausrichtung von Flüssigkristallen in Displays [NEW98] oder die Verbesserung des Adhäsionsverhaltens von Gewebezellen an Werkstoffoberflächen, das sogenannte „Contact-“ bzw. „Topography-Guidance“ [MC00, EV99, TU00, EI96, WAL99, WAL00].

Bei der Suche nach mikrostrukturellen Phänomenen kann die Natur oftmals als Vorbild für technische Anwendungsfelder angesehen werden. So sind in der Natur mikrostrukturelle Kompositeffekte zu finden, die gerade wegen ihrer Strukturierung im mikroskaligen oder nanoskaligen Bereich sehr gute Eigenschaftskombinationen und Werkstoffverbindungen zeigen wie z. B. im Knochenaufbau und deren Entwicklung [RO01] und in der Struktur der

Holzzellen eines Baumes [JA94].

In den letzten Jahren wurden verschiedene Techniken entwickelt, um Oberflächenstrukturen im Mikro- und auch Nanometerbereich herzustellen und die Oberflächen in gewünschter Weise zu modifizieren. Dabei etablierte sich neben den Lithographieverfahren wie z. B. der Elektronenlithographie [KO90], Photolithographie [BEH99, BM98, DN92] und Röntgentiefenlithographie [BEC85, BEC88, GÖT94] der Laser als ideales Hilfsmittel für Mikrostrukturierungen. Unterschiedliche Lasermaterialbearbeitungsverfahren entwickelten sich seit der technischen Realisierung des Lasers 1960 [AL95] aufgrund seiner im Vergleich zu „gewöhnlichen Lampen“ besonderen Eigenschaften (Kohärenz, hohe Intensität, Pulsbarkeit). Dadurch können jegliche Materialien berührungslos, mit hoher Prozessgeschwindigkeit und Präzision bearbeitet werden. Durch Strahlfokussierung und Substratsteuerung können Materialien mit verschiedenen Geometrien strukturiert werden („Direct laser writing“ [HE97, ST97]). Mit Hilfe von speziellen Masken (Kontaktmasken [PR93, LAP98] oder Projektionsmasken [GEI97-2, ZI96]) wird das geometrische Abbild dieser Masken auf die Werkstoffoberfläche übertragen.

Die in dieser Arbeit genutzte Mikrostrukturierungstechnik beruht auf einer modifizierten Form der Holographie. Dabei werden mehrere Teilstrahlen eines gepulsten Nd:YAG-Hochleistungslasers über der Substratoberfläche zur Interferenz gebracht, so dass die Werkstoffoberfläche durch das Einwirken einer stehenden Lichtwelle physikalisch (mikrostrukturell und topographisch) modifiziert werden kann. Dies geschieht nicht wie bei anderen Interferenzverfahren indirekt über eine Photoresistbelichtung mit nachfolgender Entwicklung, Ätzung und Prägung oder über andere Hilfsmittel, sondern in einer Direktstrukturierung der Oberfläche [KE98, NEB98]. Ohne nachfolgende technisch aufwendige, zeitintensive Nachbearbeitung lassen sich je nach Laserparametereinstellungen Mikrostrukturen direkt in Materialoberflächen übertragen. Somit können periodische Oberflächenstrukturen unterschiedlicher Geometrien hergestellt werden.

1.2 Präzisierte Aufgabenstellung

Die vorliegende Diplomarbeit beschäftigt sich mit der lateral periodischen Mikrostrukturierung elektrischer Kontakte. Sie untersucht die Möglichkeit der Verschleißminimierung dieser Materialien unter Schwingbelastung. Durch interferierende Laserstrahlen werden die Materialoberflächen periodisch in Topographie und Mikrostruktur modifiziert.

Es werden die notwendigen theoretischen Grundlagen der betroffenen Themengebiete Laser, Interferenz und Energieeinkopplung in Materie sowie

Kontakt, Reibung und Verschleiß besprochen.

Am Beispiel von herkömmlichen, feuerverzinneten Bronzekontakten wird eine thermische Simulation der Lasereinwirkung vorgestellt und die erreichten topographischen und mikrostrukturellen Manipulationen beschrieben und mit verschiedenen methodischen Verfahren analysiert.

Die tribologisch-elektrische Verschleißprüfung, in der mit speziellen Tribometern eine Simulation der Schwingbeanspruchung unter Strombelastung stattfindet, wird vorgestellt.

Erstmals werden in zielpräparierten Querschliffen die Verschleißerscheinungen in Abhängigkeit von der Belastungsdauer herkömmlicher Kontaktwerkstoffe beschrieben und analysiert. Daraufhin werden die Eigenschaftsänderungen der Kontakte durch die Laserstrukturierung beleuchtet und entsprechend dokumentiert.

Teil I

Theoretische Grundlagen

Kapitel 2

Laser

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen zu Laserstrahlung, Interferenz und der Wechselwirkung mit Materie und den wirkenden Mechanismen besprochen. Metallische Materialien finden dabei eine besondere Behandlung, und die Energieeinkopplung wird dargestellt.

2.1 Eigenschaften von Laserlicht

Der Begriff „Laser“ ist die Abkürzung für den englischen Ausdruck „Light amplification by stimulated emission of radiation“ (Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung). Laserlicht stellt ein chromatisch extrem schmalbandiges, gebündeltes Licht dar, das in einem Medium durch Elektronenanregung spezifischer Linien erzeugt und in einem Resonatorraum verstärkt wird, den es in gebündelter Form verlässt. Es zeigt räumliche und zeitliche Kohärenz und ist polarisiert.

Wenn Licht linear polarisiert ist, lässt sich das elektrische Feld \mathbf{E} einer in z -Richtung ausbreitenden Welle der Wellenzahl $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ und Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f = k_0 \frac{c}{n_1}$ in einem nichtabsorbierenden Medium wie folgt beschreiben:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i(k_0 z - \omega t)) \quad (2.1)$$

mit λ , der Wellenlänge, f , der Frequenz, c , der Lichtgeschwindigkeit, n_1 , dem Brechungsindex des Mediums und t , der Zeit.

Das magnetische Feld der Welle ist über den Brechungsindex n_1 , die Dielektrizitätskonstante ϵ_0 und die Lichtgeschwindigkeit c an das elektrische Feld gekoppelt:

$$\mathbf{H}_0 = n_1 \epsilon_0 c \mathbf{E}_0 \quad (2.2)$$

Damit berechnet sich die Intensität der elektromagnetischen Welle nach folgender Gleichung:

$$I = |\mathbf{H} \times \mathbf{E}| = n_1 \epsilon_0 c \mathbf{E}_0^2 \quad (2.3)$$

Der gebündelte Strahl kann als zylindersymmetrisch und gaußverteilt mit dem Radius q angenommen werden. Die räumliche Intensitätsverteilung eines Laserstrahls der Intensität I_0 läßt sich schreiben als:

$$I(r) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{q^2}\right) \quad (2.4)$$

Die Leistung des Strahls ist dann:

$$P = \pi q^2 I_0 \quad (2.5)$$

Laser mit einer sogenannten Güteschaltung nennt man gepulste Laser, da sie Laserlicht nicht kontinuierlich, sondern in definierten zeitlichen Pulsen abgeben (vgl. Kapitel 5.1). Bei gepulsten Lasern ist die Energie eine Funktion der Zeit, weswegen die Intensität bei einer Pulsdauer τ_p und einem zeitlichen Pulsmittelpunkt zu t_p geschrieben werden kann als [LIU01]:

$$I(t) = \frac{E}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(t-t_p)^2}{\sigma^2}\right) \text{ mit } \sigma = \frac{\tau_p}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (2.6)$$

Die Intensität E_p , die mittlere Energiedichte ρ_{E_p} , die mittlere Leistung P_p und die mittlere Intensität I_p des Pulses ergeben sich damit zu:

$$E_p = \frac{4}{\tau_p \pi} \iint_{-\infty}^{\infty} I(r, t) dr dt = \pi q^2 \tau_p I_0 \quad (2.7)$$

$$\rho_{E_p} = \frac{E_p}{\pi q^2} = \tau_p I_0 \quad (2.8)$$

$$P_p = \frac{E_p}{\tau_p} = \pi q^2 I_0 \quad (2.9)$$

$$I_p = \frac{E_p}{\pi q^2 \tau_p} = I_0 \quad (2.10)$$

Linear polarisiertes Licht zeigt ortsunabhängig linear abhängige Feldvektoren, die bei Addition zweier Wellen keine Richtungsänderung dieser Vektoren zur Folge hat. Aufgrund der Kohärenz von Laserlicht ist es möglich, dieses für Interferenzphänomene zu nutzen und zwei oder mehrere Laserstrahlen so zu kombinieren, dass ein definiertes Intensitätsmuster in Form einer stehenden Lichtwelle entsteht.

Zeitliche Kohärenz bedeutet für eine Welle mit dem elektrischen Feldvektor \mathbf{E} an einem Ort \mathbf{x} zu verschiedenen Zeiten t_1 und t_2 :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t_1) - \mathbf{E}(\mathbf{x}, t_2) = \mathbf{const}. \quad (2.11)$$

Räumliche Kohärenz bedeutet zu einer Zeit t an verschiedenen Orten \mathbf{x}_1 und \mathbf{x}_2 :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}_1, t) - \mathbf{E}(\mathbf{x}_2, t) = \mathbf{const}. \quad (2.12)$$

2.2 Interferenz

Mittels interferierender Laserstrahlen ist es möglich, ein definiertes Intensitätsmuster zu erzeugen, das in seinen Intensitätsspitzen und in seinen Dimensionen sehr genau kontrolliert werden kann.

Ein Strahl wird durch Strahlteiler in mehrere Strahlen geteilt und anschließend wieder zusammengeführt. So bildet sich eine stehende Welle und somit ein konstantes Intensitätsmuster.

Aus der Addition der Lichtwellen mit zueinander geneigten Wellenvektoren kann das Intensitätsmuster berechnet werden. Ein Welle der Wellenzahl k_0 , die sich in einem Winkel $\frac{\theta}{2}$ zu einer definierten Richtung ausbreitet, wird beschrieben durch:

$$\mathbf{E}(x, z, t) = \mathbf{E}_0 \exp \left(i \left[k_0 \left\{ x \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) + z \cos \left(\frac{\theta}{2} \right) \right\} - \omega t \right] \right) \quad (2.13)$$

Summiert man zwei solche amplitudengleiche Wellen der Intensität I_0 , wobei zwischen den Ausbreitungsrichtungen der Winkel θ liegt, so erhält man eine stehende Welle mit folgendem Intensitätsmuster (Abbildung 2.1):

$$I = 2I_0 \cos \left(\left\{ 2xk_0 \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) \right\} + 1 \right) \quad (2.14)$$

Das Intensitätsmuster zeigt die Periode:

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \left(\frac{\theta}{2} \right)} \quad (2.15)$$

Die Intensitätsspitzen im Muster zeigen ein Vielfaches der Intensität eines einfallenden Strahls.

Eindimensionale Muster können auch mit mehr als zwei Strahlen in einer Ebene realisiert werden. So zeigt eine ebene, symmetrische Vierstrahlinterferenz die in Abbildung 2.2 dargestellte Intensitätsverteilung.

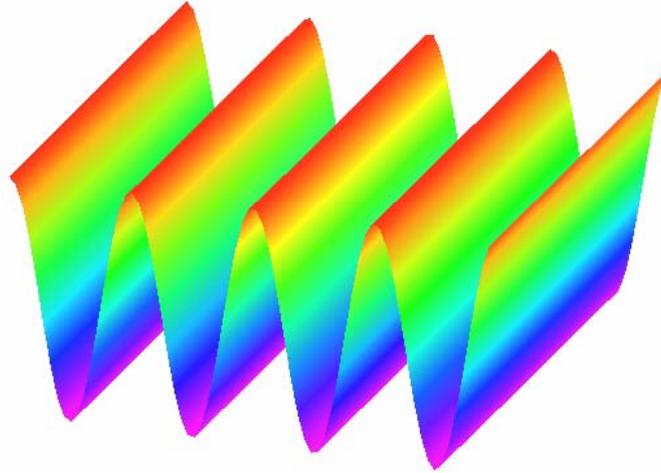


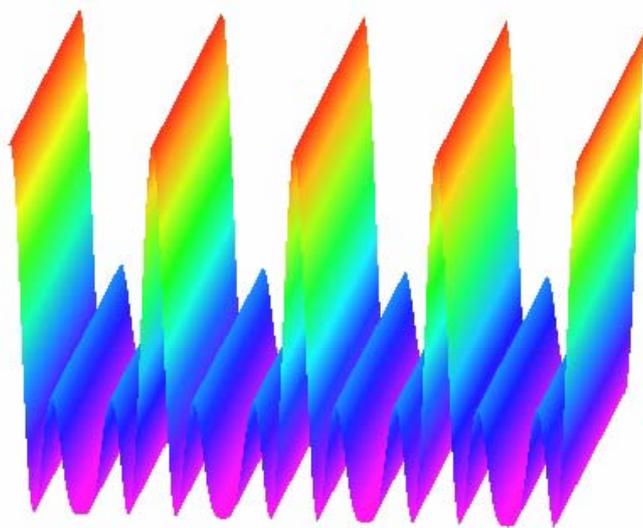
Abbildung 2.1: Relative Intensitätsverteilung bei einer Zwei-Strahl-Interferenz (die Maxima weisen die doppelte Teilstrahlintensität auf)

Das Intensitätsmuster für vier in einer Ebene symmetrisch angeordnete Strahlen der Intensität I_0 mit den zwischen den Strahlen liegenden Winkeln θ und φ berechnet sich nach folgender Formel:

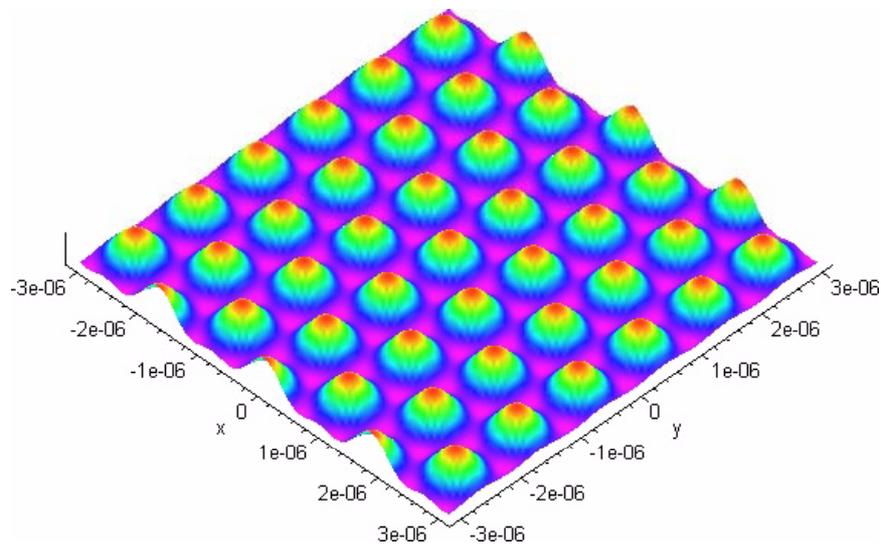
$$\begin{aligned}
 I = & 2I_0^2(\cos \left\{ 4xk_0 \sin \left(\frac{\varphi}{2} \right) \right\} \\
 & + 2 \cos \left[2xk_0 \left\{ \sin \left(\frac{\varphi}{2} \right) - \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) \right\} \right] \\
 & + 2 \cos \left[2xk_0 \left\{ \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) - \sin \left(\frac{\varphi}{2} \right) \right\} \right] \\
 & + \cos \left\{ 4xk_0 \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) \right\} + 2) \quad (2.16)
 \end{aligned}$$

Ordnet man mehr als zwei Strahlen räumlich an, so kann ein zweidimensionales Muster (Abbildung 2.3) erzeugt werden.

Die Intensitätsmuster können über die zwischen den Strahlen auftretenden Winkel in ihrer Dimension und durch die Laserleistung in ihren Intensitäten gesteuert werden.



Abbildung~2.2: Relative Intensitätsverteilung bei einer symmetrischen, ebenen Vier-Strahl-Interferenz (die Hauptmaxima weisen die vierfache Teilstrahlintensität auf)



Abbildung~2.3: Relative zweidimensionale Intensitätsverteilung bei einer symmetrischen, räumlichen Drei-Strahl-Interferenz (die Maxima weisen die dreifache Teilstrahlintensität auf)

2.3 Energieeinkopplung in Materie

Der komplexe Brechungsindex eines Mediums ist:

$$\mathbf{n} = n_1 + in_2 \quad (2.17)$$

n_1 ist der Realteil des Brechungsindex, während n_2 als Imaginärteil den Extinktionskoeffizienten darstellt, der nur bei Anwesenheit elektrischer Felder bei der Berechnung der Wellenlänge berücksichtigt werden muss.

Trifft eine elektromagnetische Welle auf ein Medium des Brechungsindex \mathbf{n} auf, so wird ein Teil reflektiert und ein Teil geschwächt. Die Reflektivität des Medium ist definiert als:

$$R = \frac{|\mathbf{n} - 1|^2}{|\mathbf{n} + 1|^2} \quad (2.18)$$

Der geschwächte Anteil setzt sich aus Streuung und Absorption im Medium zusammen. Bei den hier benutzten Wellenlängen ist die Streuung im Medium vernachlässigbar, wodurch die Absorption alleinige Schwächungskomponente wird. Die Absorption wird durch den Absorptionskoeffizienten $\alpha(z)$ bestimmt und ist abhängig von der Wellenzahl k_0 und vom Extinktionskoeffizienten n_2 :

$$\alpha(z) = -\frac{\partial I}{I \partial z} = 2k_0 n_2 \quad (2.19)$$

Die Intensität genügt beim Eindringen in die Materie folgender Gleichung:

$$I(z) = I_0(1 - R) \exp(-\alpha(z)z) \quad (2.20)$$

Der Schwächungsvorgang kann somit als gedämpfte Welle angenommen werden. Dabei stellt $l = \alpha^{-1}$ die Absorptionslänge oder die optische Eindringtiefe der Strahlung im Medium dar. In dieser Tiefe l ist die Intensität der Strahlung auf den Anteil $\frac{1}{e}$ der eingebrachten Intensität abgefallen.

2.4 Wechselwirkungen mit Materie

Das Licht wechselwirkt über die Schwingung des elektrischen und magnetischen Feldvektors mit den äußeren Elektronen. Die elektromagnetische Schwingung bewirkt folgende Krafteinwirkung auf ein Elektron:

$$\mathbf{f} = -e \left[\mathbf{E} + \frac{n_1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{H}) \right] \quad (2.21)$$

mit e , der Elementarladung, \mathbf{v} , dem Geschwindigkeitsvektor des Elektrons und c , der Lichtgeschwindigkeit.

Der Einfluß des magnetischen Feldes ist um den Faktor $\frac{|v|}{c}$ kleiner als der Einfluß des elektrischen Feldes und somit meist vernachlässigbar.

Damit sind an den optischen Eigenschaften der Materie im wesentlichen die Valenzelektronen beteiligt. Das Licht kann über optisch aktive Elementarwechselwirkungen mit der Materie interagieren, indem es Inter- und Intra-band-Anregungen, Plasmonenanregungen, Defektanregungen oder Zwei-Photonenanregungen provoziert [BA96] (Abbildung 2.4).

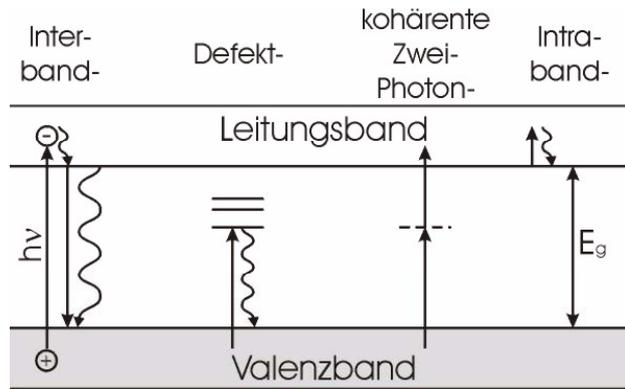


Abbildung 2.4: Anregungsmöglichkeiten über optisch aktive Elementarwechselwirkungen von Licht und Materie

Diese Anregungen können Prozesse thermischer (photothermischer) und nicht-thermischer (photochemischer) Natur nach sich ziehen. Sind beide Prozesse gleichermaßen beteiligt, spricht man von photophysikalischen Effekten. Der wirkende Mechanismus wird durch das auftretende Zeitregime bestimmt [AL95], da die fundamentale Wechselwirkung entsprechend der oben genannten Anregungen immer nicht-thermischer Natur ist.

Die Antwort eines Mediums durch diese Anregungen wird durch die Dielektrizitätsfunktion, die von der einfallenden Wellenlänge und der Struktur des Mediums abhängt, bestimmt. Die Dielektrizitätsfunktion ϵ ist mit ihrem Realteil ϵ_1 und ihrem Imaginärteil ϵ_2 über den komplexen Brechungsindex $\mathbf{n} = \mathbf{n}_1 + i\mathbf{n}_2$ definiert:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \epsilon_1 + i\epsilon_2 = \mathbf{n}^2 \\ \text{somit } \epsilon_1 &= n_1^2 - n_2^2 \text{ und } \epsilon_2 = 2n_1n_2 \\ \text{oder } n_1^2 &= \frac{|\epsilon| + \epsilon_1}{2} \text{ und } n_2^2 = \frac{|\epsilon| - \epsilon_1}{2} \end{aligned} \tag{2.22}$$

2.4.1 Nichtmetalle

Isolatoren wechselwirken nur durch ihre gebundenen Elektronen mit einer elektromagnetischen Welle. Ein gebundenes Elektron stellt im klassischen Lorentz-Model einen harmonischen Oszillator dar, dessen treibende Kraft durch den elektrischen Feldvektor laut Gleichung 2.21 aufgebracht wird. Diese Kraft provoziert eine makroskopische Polarisation des Materials, welche sich mit dem elektrischen Feld der einfallenden Welle superpositioniert.

Die dielektrische Funktion stellt in diesem Falle einfach den Quotienten vom Gesamtfeld (Welle plus Polarisation) und der Welle alleine dar. Quantenmechanisch korrespondiert ein Resonanzfall mit einem Übergang eines Elektrons zwischen zwei Stadien der Energiedifferenz ΔE bei der Resonanzfrequenz $\omega_0 = \frac{\Delta E}{\hbar}$. Die Dielektrizitätsfunktion stellt sich daher bei N_e gebundenen Elektronen mit einer einzelnen Resonanzfrequenz wie folgt dar [AL95]:

$$\epsilon = 1 + \frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0} f_{osc} \frac{\omega^2 - \omega_0^2 + i\Gamma\omega}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 - \Gamma^2\omega^2} \quad (2.23)$$

mit f_{osc} , der Oszillatorsteifigkeit, die die Wahrscheinlichkeit eines Übergangs darstellt, und Γ , der Dämpfungskonstante, die die Breite des Resonanzbereichs vom initialen zum finalen Elektronenstadium definiert (Abbildung 2.5, berechnet für $\hbar\omega_0 = 4\text{eV}$, $\hbar\Gamma = 1\text{eV}$, $N_e = 5 \cdot 10^{22}\text{cm}^{-3}$).

Durch die Oszillation gebundener Elektronen können Bindungen gelöst (direct bond breaking) oder Reaktionen katalysiert werden (photochemistry). Die Energie wird somit nicht-thermisch umgesetzt, der photochemische Mechanismus wirkt [BA96].

Bei Halbleitern dominiert der photophysikalische Mechanismus, der über die Elektronen im Leitungsband ähnlich wie bei Metallen photothermische (vgl. 2.4.2) und über die Bindungselektronen ähnlich wie bei Isolatoren photochemische Prozesse vermischt.

2.4.2 Metalle

Die optische Antwort von Metallen wird durch die Leitungselektronen nahe der Fermikante bestimmt. Im Rahmen der Theorie des Elektronengases gelten Elektronen nahe der Fermikante als freie Elektronen. Ein freies Elektron besitzt keine Resonanzfrequenz, und die einzig mögliche Wechselwirkung mit dem atomaren Gitter – dem Medium – besteht aus Kollisionen.

Somit kann die Dielektrizitätsfunktion für ein freies Elektron aus Gleichung 2.23 durch Ersetzen der Dämpfungskonstante durch die inverse Kollisionszeit τ_e^{-1} hergeleitet werden, wenn die Resonanzfrequenz gleich Null und

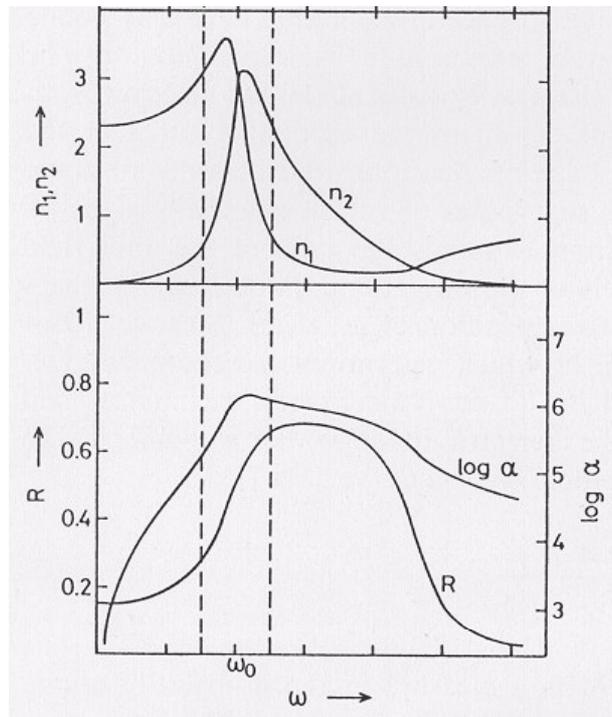


Abbildung 2.5: Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex, der Reflektivität und des Absorptionskoeffizienten für ein Medium mit einer Resonanzfrequenz (Nichtmetall), berechnet über die Dielektrizitätsfunktion

die Oszillatorsteifigkeit gleich Eins gesetzt wird [AL95]:

$$\epsilon = 1 + \frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0} \frac{-\tau_e + i \frac{\tau_e}{\omega}}{1 + \omega^2 \tau_e^2} \quad (2.24)$$

Die Formel zeigt eine Diskontinuität bei der Frequenz ω_p , an der sich Brechungsindex und Reflektivität des Mediums signifikant ändern:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.25)$$

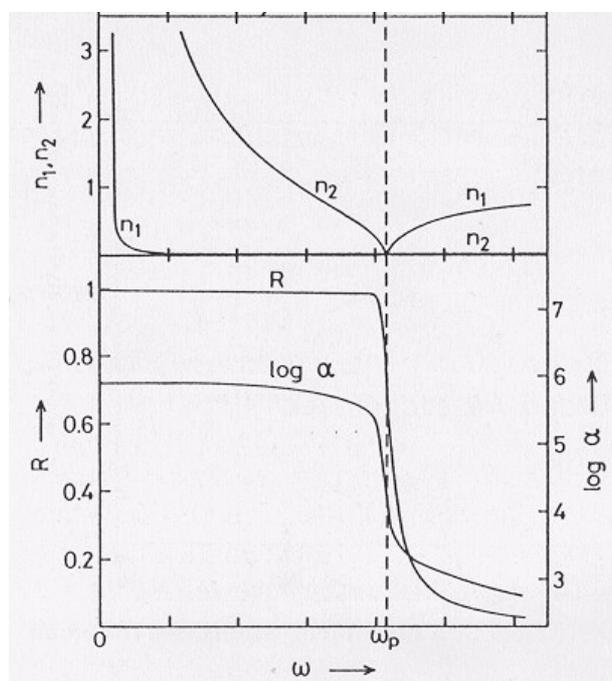


Abbildung 2.6: Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex, der Reflektivität R und des Absorptionskoeffizienten eines Metalls mit der Plasmafrequenz

Diese Frequenz wird Plasmafrequenz genannt. Sie stellt den Übergang von hoher Reflektivität zu niedriger Reflektivität dar (Abbildung 2.6, berechnet für $\hbar\omega_p = 8,3\text{eV}$, $\frac{\hbar}{\tau_e} = 0,02\text{eV}$, $N_e = 5 \cdot 10^{22}\text{cm}^{-3}$).

Die Plasmafrequenz von Zinn ($\omega_p \approx 5,2 \cdot 10^{15}\text{s}^{-1}$) mit zugehöriger Wellenlänge ($\lambda \approx 360\text{nm}$) liegt so, dass die genutzten Laserwellenlänge ($\lambda = 355\text{nm}$; $\omega = 5,3 \cdot 10^{15}\text{s}^{-1}$) gerade noch absorbiert wird, da sie sich im Übergangsbereich etwas unterhalb dieser befindet (Abbildung 2.7).

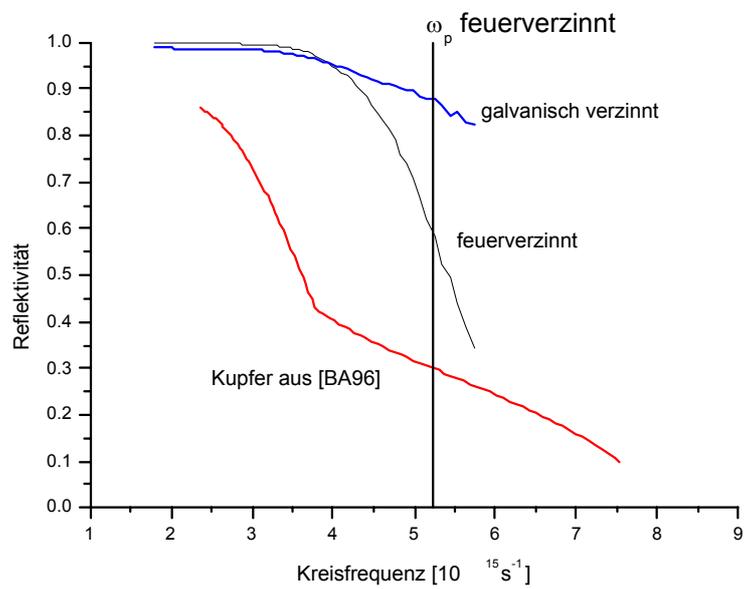


Abbildung 2.7: Spektroskopisch gemessene Frequenzabhängigkeit der Reflektivität von verzinnnten Materialien und Kupfer mit eingetragener Plasmafrequenz für die feuerverzinnnte Oberfläche und eingetragener Kreisfrequenz der genutzten Laserstrahlung

Die freien Elektronen können durch Kollisionen mit dem atomaren Gitter des Mediums ihre Energie in vibronische Schwingungen umwandeln und so in thermischer Energie an das Medium weitergeben. Der photothermische Mechanismus wirkt [BA96].

2.5 Photothermischer Mechanismus

Im metallischen Materialien wird die Energie fast ausschließlich in vibronische Schwingungen (atomare Gitterschwingungen) umgewandelt und steht somit dem System als Wärmeenergie zur Verfügung. Damit können Prozesse wie Schmelzen, Verdampfen, Sublimation und Phasenbildung aktiviert werden [BA96].

Die in das Material eingebrachte Energie kann durch einen Quellenterm wie folgt definiert werden:

$$Q(\mathbf{x}, t) = I_0(x, y, t)(1 - R)\alpha \exp(-\alpha z) + U(\mathbf{x}, t) \quad (2.26)$$

mit $I_0(x, y, t)$, der eingestrahnten Intensität am Ort (x, y) zur Zeit t , R , der Reflektivität, α , dem Absorptionskoeffizienten, z , der Tiefe im Material und $U(\mathbf{x}, t)$, einer durch Phasentransformationen verursachten zusätzlichen Wärmequelle am Ort $\mathbf{x} = (x, y, z)$ zur Zeit t .

Ein Laserpuls ist zeitlich auf die Pulsdauer und den Pulszeitpunkt beschränkt, während zusätzliche Energieumsätze durch Schmelzen, Verdampfen, Rekristallisation oder Phasenumwandlungen durch den Puls aktiviert werden, aber nicht auf die Pulsdauer beschränkt sind.

Die durch den Quellenterm eingebrachte Energie steht dem System zur Wärmeleitung und Diffusion zur Verfügung. Die Temperatursausbreitung im Medium lässt sich durch die dreidimensionale Wärmeleitungsgleichung beschreiben:

$$\rho(T)c_p(T)\frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left[k(T)\frac{\partial T(\mathbf{x}, t)}{\partial z} \right] = Q(\mathbf{x}, t) \quad (2.27)$$

mit T , der absoluten Temperatur, $\rho(T)$, der temperaturabhängigen Dichte, $c_p(T)$, der temperaturabhängigen Wärmekapazität und $k(T)$, der temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit.

Die thermische Diffusionslänge ist derjenige Abstand zu einer Wärmequelle, an dem die Temperaturdifferenz auf den Anteil $\frac{1}{e}$ der Ursprungsdifferenz abgefallen ist. Diese Länge kann wie folgt approximiert werden [BA96]:

$$l_{\text{diff}} \approx 2\sqrt{\kappa_{\text{diff}}\tau_p} \quad \text{mit} \quad \kappa_{\text{diff}} = \frac{k}{\rho c_p} \quad (2.28)$$

Bei dem einwirkenden Interferenzmuster kann laut der Beugungstheorie durch die Superposition mehrerer Laserstrahlen der Wellenlänge λ eine Periode von $\frac{\lambda}{2}$ erreicht werden. Die Wärmediffusion des Materials ist allerdings dafür verantwortlich, dass das Intensitätsmuster verschmiert wird. Die größere der beiden Längen – halbe Wellenlänge oder thermische Diffusionslänge – stellt die untere Auflösungsgrenze für das 1:1 übertragene Intensitätsmuster dar.

Kapitel 3

Tribologie

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen zu Kontakt, Reibung und Verschleiß besprochen. Insbesondere wird auf Verschleiß durch reversierende Gleitbeanspruchung unter Stromfluß eingegangen. Es werden eine Temperaturabschätzung mittels Blitztemperaturhypothese und ein mechanisches Modell zur Kraftentwicklung unter reversierender Gleitbeanspruchung vorgestellt.

3.1 Kontakt und Kontaktfläche

Treten zwei Oberflächen in Kontakt, so kann niemals die gesamte Oberfläche beider Körper kontaktieren. Eine nominell glatte Oberfläche [GR66] ist immer mikroskopisch rau. Als Beispiel ist in Abbildung 3.1 eine mit einem Weißlichtinterferometer gemessene Profillinie einer feuerverzinnten CuSn-4-Probe dargestellt. Die Rauheit beträgt $R_q = 0,008\mu m$ bei einer Messstrecke von $150\mu m$.

Die tatsächlich in Kontakt tretenden Flächen bestehen jeweils aus einer Reihe von Mikrokontakten [DY54]. Daher spricht man von der scheinbaren (A_s) und der wahren Kontaktfläche (A_w). Die scheinbare Kontaktfläche ist diejenige Fläche, die von den kontaktierenden Flächen verdeckt wird – der Hertzsche Flächenkontakt. Die wahre Kontaktfläche ist die Summe aller Mikrokontaktflächen (A_i) und damit immer kleiner als die scheinbare Kontaktfläche (Abbildung 3.2). Die Mikrokontakte können durch elastische und plastische Formänderungen zeitlich variieren.

Somit gilt für die wahre Kontaktfläche:

$$A_w = \sum_i A_i < A_s \quad (3.1)$$

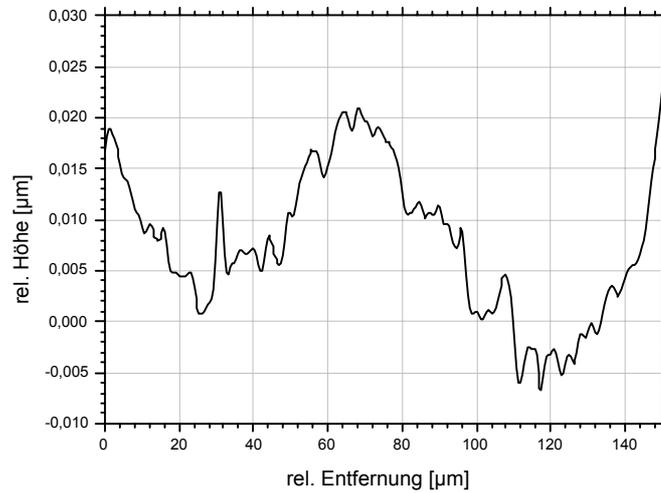


Abbildung 3.1: Oberflächenprofil einer feuerverzinnten CuSn-4-Probe gemessen mittels Weißlichtinterferometrie

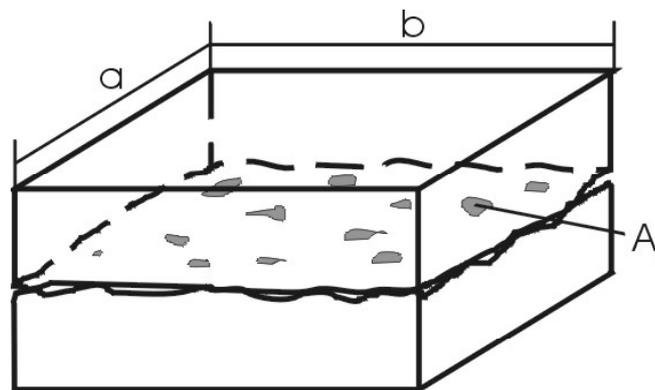


Abbildung 3.2: Scheinbare Kontaktfläche ($A_s = ab$) zwischen zwei kontaktierenden Oberflächen mit ihren Mikrokontakten, die zusammen die wahre Kontaktfläche bilden ($A_w = \sum A_i$) nach [CZ92]

Im elastischen Bereich ($\sigma < R_p$) läßt die Mindlin-Theorie [MI49] für einen Kontakt einer Kugel mit dem Radius R_K auf einer Fläche die Berechnung des Hertzschen Kontaktradius a_C unter der Kraft F_N zu:

$$a_C = \sqrt[3]{\frac{F_N R_K}{E'}} \quad \text{mit} \quad E' = \frac{E}{2(1-\nu^2)} \quad (3.2)$$

mit ν , der Poissonzahl (Querkontraktionszahl).

Zur Bestimmung der wahren Kontaktfläche können Überlegungen und Versuche aus dem Bereich der technischen Mechanik herangezogen werden. Das Von-Mises-Kriterium zum Erreichen der plastischen Fließgrenze besagt bei einem mehrachsigen Spannungszustand mit den Hauptnormalspannungen σ_1 , σ_2 , σ_3 und der Streckgrenze R_p :

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 2R_p^2 \quad (3.3)$$

Im Fall einer einachsigen Belastung wurde von Tabor gezeigt, dass die Fließspannung P_m ungefähr der dreifachen Streckgrenze R_p entspricht (vgl. Tabelle 3.1, [TA48]).

$$P_m \approx 3R_p \quad (3.4)$$

Metall	R_p [MPa]	P_m [MPa]	$\frac{P_m}{R_p}$
Tellurblei	21	60	2,9
Kupfer	300	860	2,9
Weichstahl	640	1900	3,0

Tabelle 3.1: Streckgrenze und Fließspannung mit deren Quotienten aus [TA48]

Werden zwei Körper in Kontakt gebracht, so verhält sich das Produkt aus aufgebrachter Druckspannung σ und scheinbarer Kontaktfläche A_s wie das Produkt aus Fließspannung P_m und wahrer Kontaktfläche A_w [HAI80].

$$\sigma A_s = P_m A_w \quad (3.5)$$

Aus Gleichung 3.4 und 3.5 folgt dann:

$$A_w \approx A_s \frac{\sigma}{3R_p} = \frac{F_N}{3R_p} \quad (3.6)$$

mit der Bedingung $\sigma < 3R_p$, da sonst kein statisches Gleichgewicht sondern Fließen und daher ein dynamischer Zustand erreicht wird.

3.2 Elektrischer Kontaktwiderstand

Der Kontakt zweier Kontaktpartner wird über Mikrokontakte in der scheinbaren Kontaktfläche hergestellt. Somit muß sich der elektrische Kontaktwiderstand durch die Anzahl, die Größe und mittelbar auch durch die Anordnung in der scheinbaren Kontaktfläche definieren.

Der elektrische Kontaktwiderstand eines kleinen Punktkontaktes des Radius a_{MC} zwischen zwei großen Leitern mit spezifischem Widerstand R_S ist gegeben durch $R = \frac{R_S}{2a_{MC}}$.

Bei der Betrachtung der Kontaktfläche mit dem Radius a_C und n Mikrokontakten mit dem mittleren Radius a_{MC} wird der Widerstand wie folgt definiert [HO29, GR66]:

$$R = R_S \left(\frac{1}{2na_{MC}} + \frac{1}{a_C} \right) \quad (3.7)$$

Der Kontaktwiderstand wird somit mit steigender Mikrokontakt-Anzahl, größeren Mikrokontakten oder mit einer größeren scheinbaren Kontaktfläche kleiner. In jedem Fall wird mit einer größeren Kontaktfläche (Metall-Metall-Kontakt ohne Oxidzwischenschicht) der Kontaktwiderstand verringert.

3.3 Reibung und Verschleiß

Als Reibungsmechanismen werden die im Kontaktbereich eines tribologischen Systems auftretenden bewegungshemmenden und energiedissipierenden Prozesse bezeichnet. Sie gehen von den im Kontaktbereich örtlich und zeitlich stochastisch verteilten Mikrokontakten aus. Die dabei grundlegend auftretenden Mechanismen werden meist in die vier folgenden Klassen unterteilt [CZ92]:

- Adhäsion und Scheren
- plastische Deformation
- Furchung
- elastische Hysterese und Dämpfung

Die durch die Reibung verrichtete Arbeit unter einer Normalkraftbelastung F_N und einem Reibweg s_R bei einer dynamischen Reibzahl μ_D (Gleitreibzahl) ergibt sich zu:

$$A_R = \int_{s_R} F_R ds_R = \int_{s_R} \mu_D F_N ds_R \quad (3.8)$$

mit $F_R = \mu_D F_N$ der Reibkraft, die der Bewegungsrichtung entgegengesetzt ist.

Diese dabei wirkenden Reibungsmechanismen bewirken einen Verschleiß der Oberflächen. Verschleißmessgrößen kennzeichnen nach DIN 50321 die Änderung der Gestalt oder der Masse eines Körpers durch Verschleiß. Als Verschleißmechanismen werden die im Kontaktbereich eines tribologischen Systems auftretenden physikalischen und chemischen Elementarprozesse bezeichnet, die zu Stoff- und Formänderungen der Kontaktpartner führen [BW57]. Sie werden in folgende Klassen eingeteilt [CZ92]:

- Oberflächenzerrüttung
- Abrasion
- Adhäsion
- tribochemische Reaktionen

Verschleißmechanismen erfolgen über Mikroprozesse, die die oberflächen-nahe Mikrostruktur der Werkstoffe ändern.

Die Korrosion von kontaktierenden Oberflächen unter Schwingbelastung ist ein Beispiel für durch Reibkorrosion hervorgerufenen Verschleiß. Reibkorrosion unterbindet beispielsweise Stromfluss zwischen den beiden Oberflächen. Für den Einsatz von Kontaktsystemen sollte daher das Bestreben sein, einen nicht zu geringen konstanten Verschleiß zu produzieren. Durch konstanten Verschleiß werden die durch Reibkorrosion getrennten Metall-Metall-Kontakte immer wieder neu hergestellt.

3.4 Blitztemperaturhypothese

Die Blitztemperaturhypothese sagt die Temperaturerhöhung eines Mikrokontaktes zwischen zwei Kontaktpartnern durch die Reibarbeit voraus. Dabei hängt die Berechnung der Blitztemperatur sehr stark vom System und dessen Geometrie ab. Die Größe der Mikrokontakte, die Relativgeschwindigkeit der kontaktierenden Materialien und deren thermische Eigenschaften bestimmen das Temperaturverhalten [CO98].

Die durch die Reibung eines Mikrokontaktes dargestellte Wärmequelle gibt so lange thermische Energie an die kontaktierenden Oberflächen ab, wie der Mikrokontakt existiert. Laut Gecim und Winer wird eine Gleichgewichtstemperatur eines runden Kontaktes des Radius a_{MC} in einer Zeit erreicht, für die die Fourierzahl der Oberfläche 100 annimmt [GEC85]. Die Fourierzahl

F_0 ist eine dimensionslose Wärmetransfergröße, die sich aus der thermischen Leitfähigkeit k , der Dichte ρ , der spezifischen Wärme c_p , dem Zeitregime t und dem Kontaktradius a_{MC} wie folgt definiert:

$$F_0 = \frac{Dt}{a_{MC}} \quad \text{mit } D = \frac{k}{\rho c_p} \quad (3.9)$$

D ist die thermische Diffusivität.

Eine weitere dimensionslose Zahl ist die Pécletzahl Pe , die aus dem Quotienten aus der durch die Relativbewegung produzierten thermischen Energie und durch die Wärmeleitung abgeführten Energie gebildet wird.

$$Pe = \frac{VL_c}{D} \quad (3.10)$$

mit V , der Geschwindigkeit der Oberfläche tangential zum Kontakt und L_c , einer charakteristischen Länge.

Die Fourierzahl ermöglicht eine Abschätzung des Zeitregimes, die Pécletzahl eine Abschätzung zwischen produzierter und abgeführter Wärme.

Die maximale Blitztemperatur zwischen sich relativ zu einander reibenden Oberflächen kann mit folgender Formel approximiert werden [BLO63]:

$$T_f = C \frac{\gamma \mu_D p V}{\sqrt{c_p \rho k}} \sqrt{t} \quad (3.11)$$

mit C , einem Formkoeffizient der Wärmequelle, γ , dem Wärmeanteil der einem Körper zur Verfügung steht und p , dem wirkenden Hertzchen Druck.

Wird der Kontakt und damit die Wärmequelle punktförmig und als Kontaktzeit die Zeit eines einfachen Reibweges angenommen, dann ist der Wärmeanteil γ_i , der Körper i durch die Reibung an Körper j zur Verfügung steht:

$$\gamma_i = \frac{k_i}{k_i + 0,627 k_j \sqrt{\frac{1}{2D_j f}}} \quad (3.12)$$

mit f , der Frequenz des Schwingsystems, k_i und k_j , der Wärmeleitfähigkeiten der Körper i und j und D_j , der Diffusivität nach Gleichung 3.9 des Körpers j .

Die maximale Blitztemperatur an Körper 1 wird zu [HO48]:

$$T_f = \frac{Q}{\pi a k_1} = \gamma_1 \mu_D \frac{F_N V}{\pi a_{MC} k_1} \quad (3.13)$$

mit V , der maximalen Relativgeschwindigkeit der Oberflächen.

3.5 Mechanisches Modell der Schwingbeanspruchung in einer Steckverbindung

Schwingbeanspruchung stellt ein eigenes Problem im Bereich der Reibung und des Verschleißes dar. Die Vorgänge bei einem definierten Reibzyklus können durch ein mechanisches Modell angenähert werden [TR01].

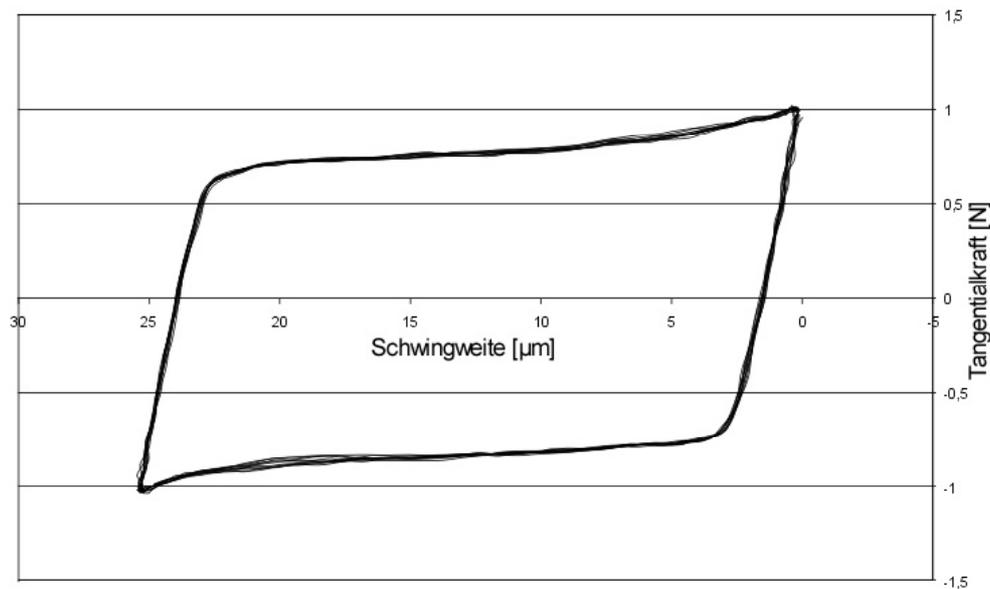


Abbildung 3.3: In einer Steckverbindung auftretendes Tangentialkraft-Weg-Diagramm (vgl. Kapitel: Tribologisch-elektrische Prüfung)

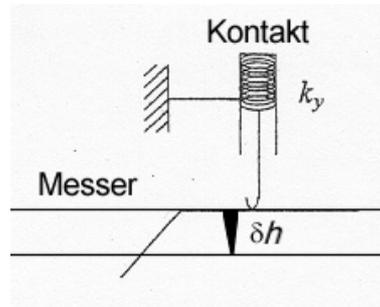
Der Kontakt wird durch einen Balken repräsentiert, der in elastischem Kontakt zum Stecker (Messer) steht. Das Messer wird durch eine Fläche dargestellt, die senkrecht zum Kontakt steht und die elastische Feder des Balkens bereits vorspannt (Abbildung 3.4). Diese Feder repräsentiert dabei die zu spannende Steckverbindung. Die Kontaktfläche zwischen der Paarung wird kreisförmig angenommen und kann als Hertzscher Kontakt zwischen einer Kugel und einer Fläche betrachtet werden.

Gemäß Coulombschem Reibgesetz beträgt die Tangentialkraft F_T dann:

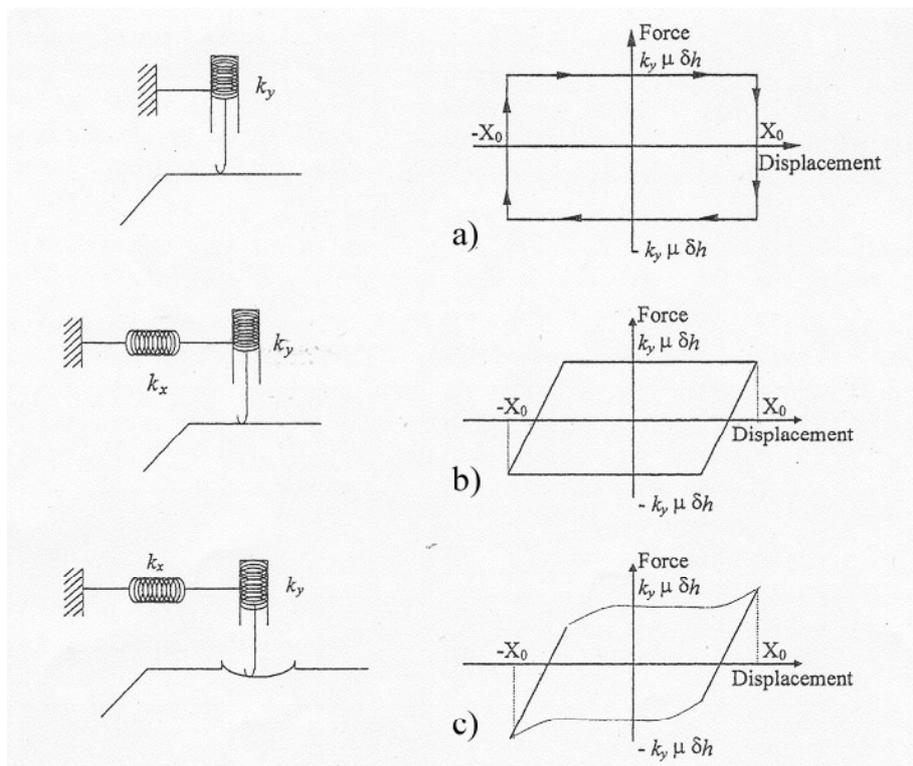
$$F_T = \mu_D F_N \quad (3.14)$$

und ist in ihrer Richtung der Bewegungsrichtung entgegengesetzt. Die Normalkraft definiert sich aus der Federkonstante k_y und dem Vorspannweg δh :

$$F_N = k_y \delta h \quad (3.15)$$



Abbildung~3.4: Kontaktmodell nach Tristani [TR01]



Abbildung~3.5: Modellerweiterungen mit Tangentialkraft-Verschiebung-Kurven [TR01]

Damit ergibt sich aus den Gleichungen 3.14 und 3.15:

$$F_T = \mu_D k_y \delta h \quad (3.16)$$

Die korrespondierende Tangentialkraft-Weg-Diagramm ist in Abbildung 3.5a dargestellt (Wegen eines Vorzeichenfehlers in der zitierten Publikation, werden die Tangentialkraft-Weg-Diagramme in der vorliegenden Diplomarbeit jeweils mit umgekehrter x -Achse gezeichnet.). Wenn nun am Kontakt zusätzlich eine Feder in tangentialer Richtung mit der Federkonstante k_x eingeführt wird, so erhält man einen stetigen Aufbau der Tangentialkraft, statt einem unstetigen Vorzeichenwechsel (Abbildung 3.5b). Die Tangentialfeder repräsentiert die Elastizität der Steckverbindung und der Messapparatur. Die Auslenkung der Tangentialfeder ist proportional zu $\frac{F_T}{k_x}$.

Bei der Reibung ist meist eine leicht ansteigende bis gekrümmte Kurve zu erkennen (Abbildung 3.3). Dieses Verhalten kann durch den auftretenden Verschleiß erklärt werden, durch den sich eine Art Mulde in der Verschleißzone bildet und daher eine weitere Veränderung der Geraden verursacht (Abbildung 3.5c). Wenn eine Mulde mit dem Kontakt durchfahren wird, so fällt die Normalkraft vernachlässigbar klein gegenüber die durch Oberflächenverformung erhöhte Tangentialkraft ab. Die Oberflächenzerrüttung vergrößert die Tangentialkraft über die Verschiebung und addiert sich am Ende der Mulde sogar mit der Normalkraftvergrößerung auf Grund der Muldensteigung.

Die in einem Tribometertest nach Kapitel 6.1 und 6.4 auftretenden Kurven zeigen ähnliche Charakteristika und können dadurch auf das Problem übertragen werden, auch wenn sie durch anders wirkende Mechanismen begründet sind. Diese Mechanismen werden durch die Slip-Stick-Theorie [HAN00, KAS00] erklärt, sollen hier aber nicht weiter erläutert werden.

3.6 Klassifizierung von Tribosystemen

Der Verschleiß von Materialpaarungen und die Entwicklung eines stromführenden Kontakts unter Schwingbelastung kann in vier zeitliche Zonen eingeteilt werden. Diese Zonen sind immer der „Break-in“ beim Kontaktaufnehmen, der „Running-in“ als Einlaufphase unter Beanspruchung, die Gleichgewichtszone und der endgültige Ausfall der Verbindung.

Diese Tribosysteme können entsprechend der Erscheinungsformen ihrer Zonen unterteilt werden. So verhalten sich Schichtsysteme anders als Volumenmaterialien, kontaminierte Medien anders als gereinigte.

Über die Entwicklung der Tangentialkraft unter Schwingbelastung bei gegebener Normalkraft können acht Systeme unterschieden werden [BLA96].

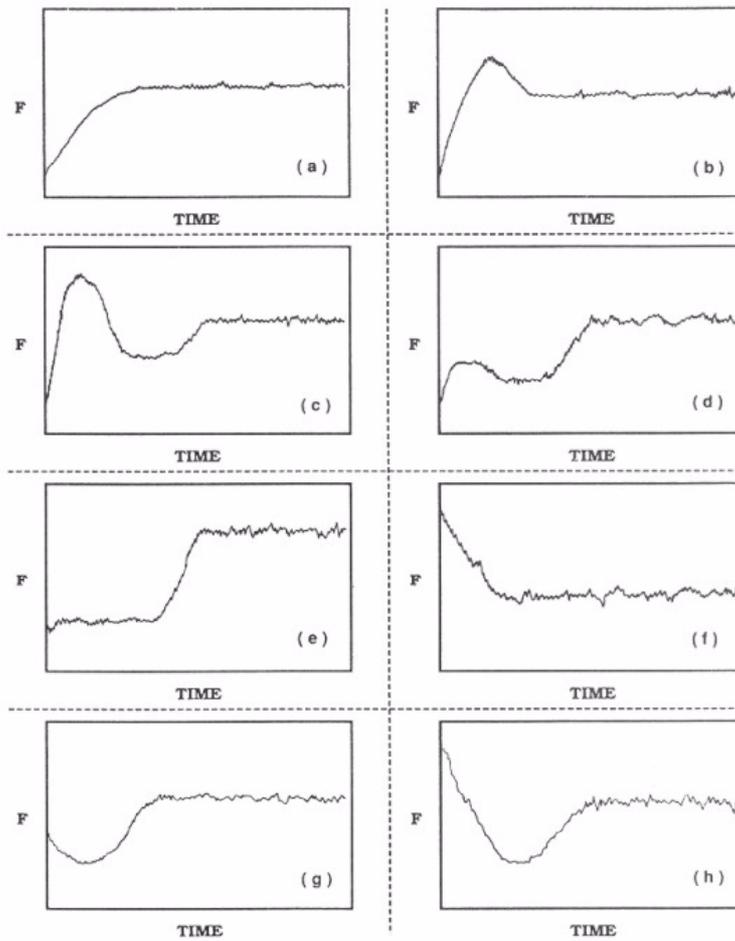


Abbildung 3.6: Zeitabhängigkeit der Tangentialkraft (Einlaufmodelle) unter Schwingbelastung von acht Systemklassen nach Blau [BLA96] (Erläuterungen siehe Text)

In Abbildung 3.6 sind die Kraftentwicklungen und somit gemäß Gleichung 3.14 die Änderung der dynamischen Reibzahl über die Zeit dargestellt.

- a Kontaminierte Oberflächen: Ein dünner schmierender Schmutzfilm schützt die Oberflächen.
- b Schmiermittelgebundene Metalle: Oberflächenverschleiß; Die Initialverschleißrate ist groß, bis die „spitzesten“ Mikrokontakte beseitigt sind und die Oberflächen glatter werden.
- c Ungeschmierte oxidierte Metalle: Verschleiß wie in b, allerdings mit einer unter dem Oxid liegenden Schicht oder einem sehr starken Materialübertrag.
- d Gleiches System wie c: Die Oxidschicht ist eine harte, schützende Schicht für das Volumenmaterial.
- e Beschichtete Systeme oder durch suboberflächen-ermüdende Prozesse kontrollierte Systeme: Verschleiß bis zum Durchbruch der Schicht oder Rissbildung unter der Oberfläche, wodurch Zwischenkörper (third bodies) entstehen.
- f Gereinigte reine Metalle: Änderung der kristallographischen Orientierung von oberflächennahen Schichten und damit Verringerung der Scherspannungen und Reibung.
- g Graphit oder Metall auf Graphit: Entstehung eines dünnen Films während des Running-in; Teilchen oder Überträge Produzieren ein Ansteigen der Reibung.
- h Hartschichten auf Keramiken: Zunächst Rauheit sänderungen, anschließend Formung von feinkörnigen Partikelschichten.

Kapitel 4

Zweikomponentensystem Cu-Sn

Dieses Kapitel soll das Materialsystem Cu-Sn kurz vorstellen. Das Phasendiagramm mit den tieftemperaturstabilen Phasen wird gezeigt, und einige relevante physikalische Eigenschaften werden beschrieben.

4.1 Phasendiagramm

Kupfer und Zinn zeigen ein komplexes Phasendiagramm (Abbildung 4.1) mit zahlreichen intermetallischen Phasen und verschiedenen Mischbereichen. Kupfer und Zinn lassen sich als Elemente sehr gut mischen und bilden dabei Bronzen.

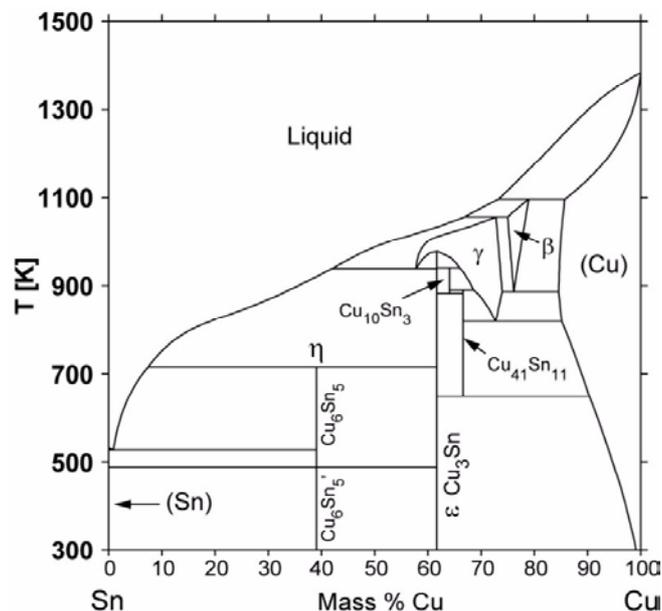
Zinn besitzt eine Siedetemperatur von 2543K und eine Schmelztempertur von 505,1K. Kupfer siedet bei 2868K und schmilzt bei 1357K.

Für elektrische Kontakte wichtige Phasen sind die ε -Phase (Cu_3Sn) und die η - bzw. η' -Phase (Cu_6Sn_5 , $\text{Cu}_6\text{Sn}_5'$), da beide tieftemperaturstabil sind (Im Folgenden wird η und η' nicht weiter unterschieden.). Das untersuchte System für elektrische Kontakte ist eine feuerverzinnnte CuSn-4-Bronze, die zwischen der aufgetragenen Reinzinnschicht und dem Bronze-Grundmaterial diese beiden intermetallischen Phasen enthält.

Diese Phasen können in Sn/Cu-Sn-Schichtsystemen diffusionsbestimmt wachsen und beeinflussen die mechanischen Eigenschaften des Materials als Zwischenschicht signifikant. Sie treten immer an Grenzschichten von Kupfer zu Zinn auf.

Zur Modifikation der mechanischen Eigenschaften und des Kontakt- Verschleißverhaltens ist es notwendig, diese Phasen zu kontrollieren.

Die ε -Phase entsteht über die aus der Schmelze bei 1030K entstandene γ -Phase bei einer Temperatur von 911,6K und einem Massenverhältnis von $\frac{61,63}{38,37}$ [ME01] nach folgender Reaktion:



Abbildung~4.1: Phasendiagramm von Kupfer und Zinn aus [ME01]



L repräsentiert dabei die Schmelze (engl.: Liquid).

γ ist ein Kristall aus einer $\frac{3}{1}$ -Mischung von Cu-Sn-Mischkristallen mit dem Massenverhältnis $\frac{Cu}{Sn} = \frac{57,74}{43,26}$ und der $D0_3$ -Struktur. Bei 950,2K ist ein kongruenter Punkt zu finden, an dem sich die γ -Phase direkt in die ε -Phase umwandelt.

Die η -Phase kann aus der ε -Phase bei 688,2K und direkt aus der Schmelze bei 500,0K nach folgenden Reaktionen entstehen:



wobei bei erster Reaktion die Schmelze ein Massenverhältnis von $\frac{Cu}{Sn} = \frac{13,07}{86,93}$ und bei zweiter Reaktion $\frac{Cu}{Sn} = \frac{0,89}{99,11}$. (Sn) stellt dabei fast reines Zinn mit einem Kupfermassenanteil von 0,01% dar. Die η -Phase wandelt sich beim Abkühlen wiederum in ihrer Kristallstruktur in η' um. Diese beiden Phasen werden hier aber nicht weiter unterschieden.

4.2 Physikalische Eigenschaften

Für die Laserbehandlung und das tribologisch-elektrische Verhalten sind besonders die Dichte ρ , der spezifische elektrische Widerstand R_s , die Wärmekapazität c_p und die thermische Leitfähigkeit k neben dem Elastizitätsmodul und dem Poissonkoeffizient von Bedeutung. Die Eigenschaften sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

Parameter	Cu	Sn	ε (Cu ₃ Sn)	η (Cu ₆ Sn ₅)
Dichte $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	892	729	890	828
sp. el. Widerst. $[10^{-8} \Omega \cdot \text{m}]$	1,65	11,5	893	175
Wärmekapazität $\left[\frac{\text{J}}{\text{kg}\cdot\text{K}}\right]$	385	228	326	286
th. Leitfähigkeit $\left[\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}\right]$	401	66,6	70,4	34,1
Elastizitätsmodul [GPa]	130	50	108	86
Poissonzahl	0,34	0,36	0,30	0,31

Tabelle 4.1: Physikalische Eigenschaften der Reinmetalle und intermetallischen Phasen von Kupfer und Zinn

Teil II

**Experimentelle Methoden und
Ergebnisse**

Kapitel 5

Laserstrukturierung

Im folgenden Kapitel wird der apparative Aufbau des benutzten Lasersystems, die Strukturierung und ihre Ergebnisse dargestellt und erläutert. Es wird eine thermische Simulation der Lasereinwirkung während eines Laserpulses unter der Besonderheit der bereits besprochenen Intensitätsmuster vorgestellt. Die Strukturen werden mit geeigneten Meßmethoden, wie zum Beispiel Weißlichtinterferometrie, optische Mikroskopie, Röntgendiffraktometrie und Elektronenmikroskopie charakterisiert.

5.1 Apparativer Aufbau

Zur Erzeugung der periodischen Intensitätsmuster, die der Manipulation des Substrats dienen, werden mehrere Teilstrahlen eines chromatisch schmalbandigen, gepulsten Nd:YAG-Hochleistungslasers über einer Substratoberfläche zur Interferenz gebracht. Das so entstandene Interferenzmuster überträgt seine räumlich periodische Struktur auf das Substrat. Somit kann durch die 1:1-Abbildung des Interferenzmusters auf die Probe deren Oberfläche mit einer lateralen Periodizität modifiziert werden. Dies geschieht parallel und im Fertigungstakt von Steckverbindungen.

Den „Kern“ des Systems bildet ein „Q-switched“ Nd:YAG-Laser (Quanta-Ray, Pro-290, Spectra Physics). Als laseraktives Medium wird in diesem Festkörperlaser ein mit Neodym (Nd) dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall (YAG) benutzt. Die Dotierung beträgt ungefähr 1% [KN89], d. h. etwa 1% der Y^{3+} -Ionen des $Y_3Al_5O_{12}$ -Gitters sind durch Nd^{3+} -Ionen ersetzt worden.

Der Kristall wird durch Blitzlampen optisch gepumpt (Abbildung 5.1), wodurch die Nd^{3+} -Ionen durch Photonen angeregt und die durch die Kristallwechselwirkungen verbreiterten Absorptionsbänder mit Elektronen ge-

füllt werden. Diese Anordnung nennt man Besetzungsinversion.

Dem Laserübergang der Elektronen geht ein strahlungsloser Übergang vom Pumpniveau zum oberen Laserniveau voraus. Nach dem Laserübergang folgt wiederum ein strahlungsloser Übergang vom unteren Laserniveau zum Grundzustand (Abbildung 5.2). Der Wirkungsgrad des Prozesses ist kleiner als 1%.

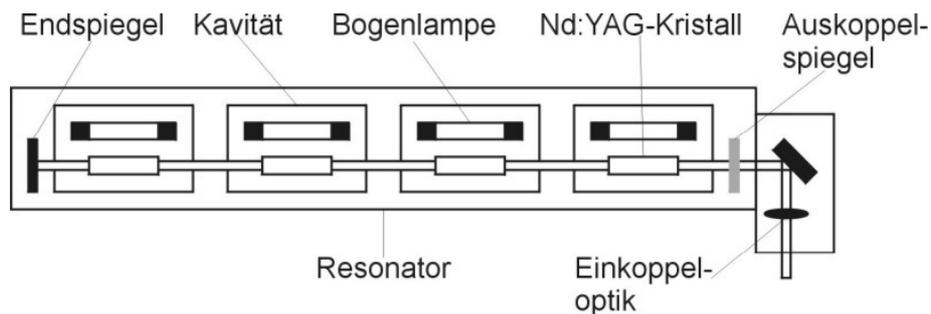


Abbildung 5.1: Aufbau eines Nd:YAG-Lasers

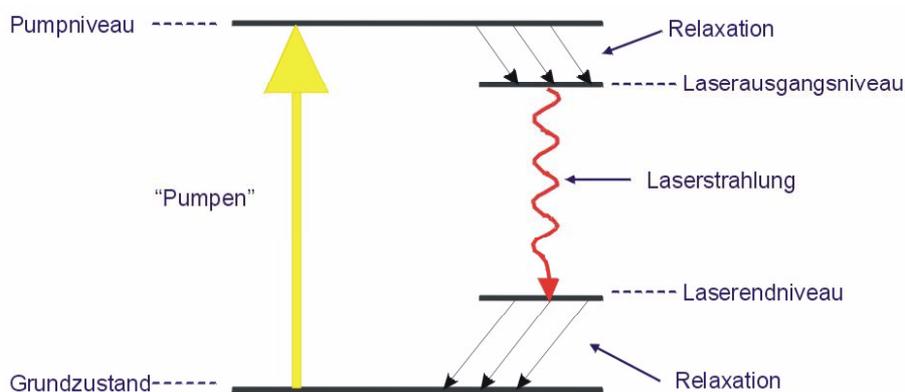


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Laserübergangs

Der Strahlungsübergang vom oberen zum unteren Laserniveau liegt beim Nd:YAG-Laser im infraroten Bereich des elektromagnetischen Spektrums bei 1064nm. Aus dieser Fundamentalen lassen sich durch Frequenzvervielfältigung mittels eines Kaliumdihydrogenphosphat-Kristalls durch den nicht-linear-optischen Effekt weitere Wellenlängen erzeugen.

Durch Frequenzverdoppelung erhält man die 2. Harmonische bei 532nm. Diese kann wiederum zur 4. Harmonischen bei 266nm verdoppelt werden.

Durch die Frequenzmischung der Fundamentalen mit der 2. Harmonischen im Kristall wird die 3. Harmonische bei 355nm erzeugt. Somit stehen vier Wellenlängen aus unterschiedlichen Bereichen des elektromagnetischen Spektrums vom Ultravioletten (UV) über das sichtbare Licht (VIS) bis zum nahen Infraroten (NIR) zur Verfügung (vgl. Tabelle 5.1).

λ [nm]	Bezeichnung	Spektralbereich	Photonenenergie [eV]
1064	Fundamentale	NIR	1,17
532	2. Harmonische	VIS (grün)	2,33
355	3. Harmonische	UV	3,49
266	4. Harmonische	UV	4,66

Tabelle 5.1: Übersicht der möglichen Wellenlängen des Nd:YAG-Lasers

Der Laser besitzt eine Güteschaltung („Q-switch“). D. h. er gibt wohldefinierte Lichtpulse hoher Intensität ab. Der Resonatorraum ist im Gegensatz zu einem freilaufenden („continuous wave“) Laser zeitweise durch einen elektrooptischen Schalter, bestehend aus einem $\frac{\lambda}{4}$ -Plättchen, einer Pockels-Zelle und einem Polarisator, blockiert.

Die Resonatorgüte ist dabei auf einen geringen Wert geschaltet, so dass keine Oszillation entstehen kann. Die Pumpenergie wird durch den Aufbau einer hohen Besetzungsinversion im Lasermedium gespeichert und durch Öffnen des elektrooptischen Schalters in einer impulsförmigen Oszillation entladen. Die Pulsdauer beträgt zirka 10ns und die dadurch entstehende Pulslänge zirka 3m. Bei einer Wiederholrate von 10Hz ist somit eine Pulsleistung von 200MW möglich, die wesentlich höher als die Pumpleistung ist.

Die sehr schmale Bandbreite des Lasers wurde durch ein sogenanntes Injection-Seeding erreicht. Dabei wird die Strahlung eines intensitätsschwachen schmalbandigen Seed-Lasers dem Lasermedium beigemischt. Dieser Seed-Laser bewirkt die bevorzugte Schwingung eines bestimmten Modes im Nd:YAG-Kristall und verhindert so einen Modenkannibalismus.

Des weiteren wird der Laser durch eine Kohärenzlänge von 1m, einem unfokussierten Strahldurchmesser von 8,3mm und einer linearen s-Polarisierung charakterisiert.

Nach Verlassen des Lasermediums passiert der Strahl den Strahlabschwächer, wodurch eine stufenlose Intensitätsregelung möglich ist.

Das Einschieben eines Leistungsmessers ermöglicht die Bestimmung der Leistung der Strahlung und so, durch die vorherige Ermittlung der wirkenden Strahlfläche, auch die Bestimmung der Pulsintensität. Ein mechanischer Schließmechanismus, der mit der Wiederholrate des Lasers gekoppelt ist, ermöglicht das Ausblenden einer bestimmten Pulszahl.

Zur Erzeugung des Intensitätsmusters (vgl. Kapitel 2.2) werden Strahlteiler und Spiegel benutzt. Nach dem Passieren des Schließmechanismus' und des Leistungsmessers, wird der Strahl durch Spiegel in die richtige „Position“ gebracht und anschließend mittels Strahlteiler und Spiegel in zwei oder mehrere Strahlen geteilt und definiert angeordnet. Außerdem besteht die Möglichkeit, die Strahlen durch Blenden von eventuell auftretenden Reflexionsartefakten um den Strahl zu isolieren und durch geeignete Linsensysteme den Strahlradius zu manipulieren, um eine definierte Fläche auf dem Substrat zu bestrahlen. Bei den Strahlweglängen ist darauf zu achten, dass alle genutzten Strahlen gleiche Wege zurücklegen. Die Qualität des resultierenden Interferenzmusters auf der Probe wird mit steigender Differenz in den Strahlweglängen dramatisch verschlechtert. Zum einen erreicht das Strahlbündel mit kürzerem Weg das Substrat früher und beginnt eine Laserbehandlung ohne Interferenzmuster und zum anderen zerstört das später ankommende Strahlbündel ohne Interferenz das entstandene Muster. Eine beispielhafte Systemkonfiguration ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

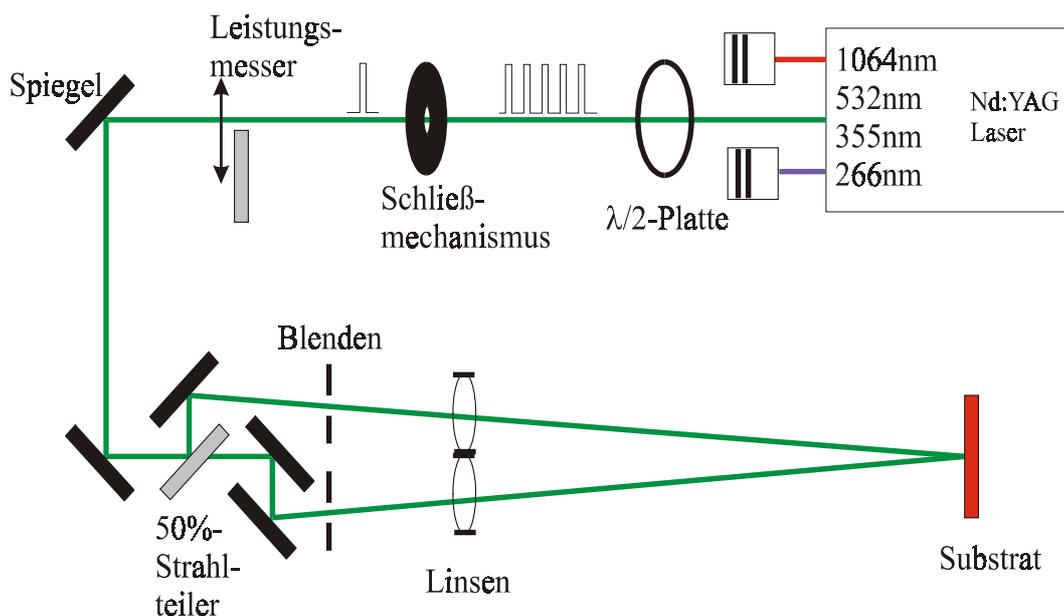


Abbildung 5.3: Apparativer Aufbau des Lasersystems mit optischen und mechanischen Elementen zum Messen der Einstellungen und Manipulieren der Strahlbündel (Erläuterungen siehe Text)

Alle optischen Elemente außer der $\lambda/2$ -Platte sind dielektrisch beschichtet und neben einem hohen Grad an Parallelität und Ebenheit für die jeweils



Abbildung 5.4: Reinraumkabine mit installiertem Lasersystem

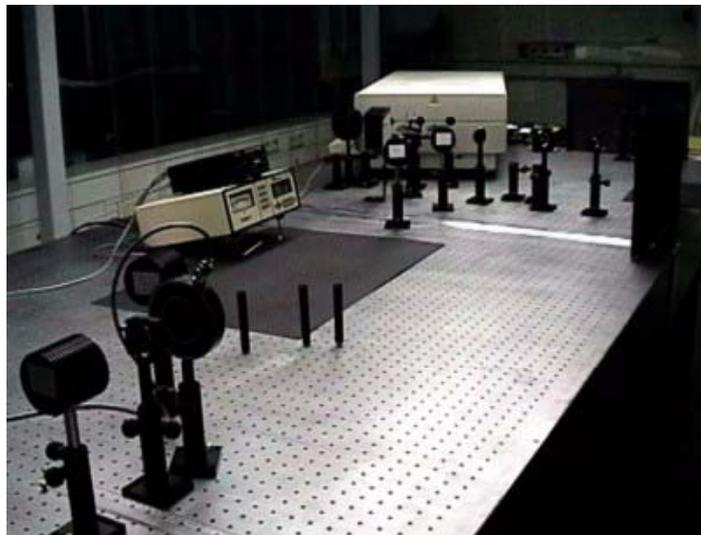


Abbildung 5.5: Lasersystem auf schwingungsgedämpftem Tisch

verwendete Wellenlänge vergütet. Zum Schutz der optischen Elemente befindet sich das gesamte System in einer Reinraumkabine (Abbildung 5.4). Um das Interferenzmuster vor Vibrationen zu schützen, ist das System auf einem schwingungsgedämpften Tisch installiert (Abbildung 5.5).

5.2 Thermische Simulation

Bei metallischen Materialien wird die durch elektromagnetische Strahlung oberhalb der Plasmafrequenz eingebrachte Energie fast ausschließlich in Wärme umgewandelt (vgl. Kapitel 2.4.2). Somit können photochemische Prozesse vernachlässigt werden und die gesamte Energie der nicht-reflektierten Welle genutzt werden.

Der thermischen Simulation liegt die dreidimensionale Wärmeleitungsgleichung 2.27 mit Gleichung 2.20 als Quelle, in der das Interferenzmuster aus Gleichung 2.14 dargestellt ist, zugrunde. Das Linienmuster ist in einer lateralen Richtung konstant. Um die Temperaturverteilung bestimmen zu können, genügt daher ein Querschnitt durch das Material senkrecht zu den Interferenzlinien und zur Materialoberfläche. Somit vereinfacht sich die Gleichung zu einem zweidimensionalen Fall:

$$\rho(T)c_p(T)\frac{\partial T(\mathbf{x},t)}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\kappa(T)\frac{\partial T(\mathbf{x},t)}{\partial z} \right] = Q(\mathbf{x},t) \quad (5.1)$$

$$Q(\mathbf{x},t) = 2I_0(1-R)\alpha \left(\cos \left\{ 2xk_0 \sin \left(\frac{\theta}{2} \right) \right\} + 1 \right) \exp \left(-\frac{x^2}{w^2} - \frac{(t-t_p)^2}{\sigma^2} \right)$$

Als Beispielsystem wird das Schichtsystem wie in Tabelle 5.2 dargestellt angenommen. Die Schichtdicken sind Mittelwertbildungen über mehrere optische Schichtdickenbestimmungen, wie sie in Kapitel 5.4 dargestellt sind.

Nummer	Material	Dicke [μm]
1	Sn	1,5
2	η (Cu_6Sn_5)	1,0
3	ε (Cu_3Sn)	0,5
4	CuSn-4	Volumenmaterial

Tabelle 5.2: Für die thermische Simulation angenommene Schichtdicken

Die Materialparameter wurden in Kapitel 3 besprochen. Die Reflektivität für Sn wurde mit 54%, dem Literaturwert [ME01], angenommen, da die spektroskopischen Messungen zwischen 50 und 55% lagen (Abbildung 2.7). Ein

Absorptionskoeffizient für Zinn für die angewendete 3. Harmonische des Nd-YAG-Lasers wurde nicht gefunden. Da die Wechselwirkungen innerhalb der Metalle aber nicht so stark schwanken, wird für die Berechnung der Kupfer-nahe Wert $7 \cdot 10^7 \text{m}^{-1}$ [BA96] angenommen. Der zeitliche Pulsmittelpunkt wird bei 35ns angesetzt. 35ns vor dem Pulsmittelpunkt ist das Material als vollkommen unverändert anzusehen.

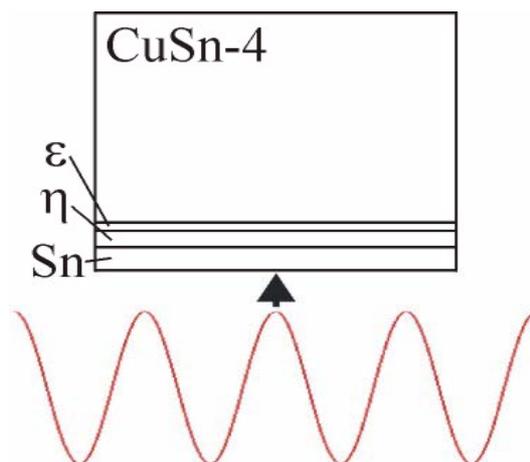


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung des Schichtsystems und die Einwirkung des Laserinterferenzmusters

Die dreidimensionale Wärmeleitungsgleichung wurde mittels Finiten-Element-Methode (FEM) numerisch gelöst. In Abbildung 5.6 ist der, der Simulation zugrunde liegende Schichtaufbau schematisch dargestellt. Das Interferenzmuster wirkt von unten auf die Fläche (Abbildungen 5.6). Zur besseren Betrachtung ist die Grafik auf drei Maxima vergrößert dargestellt, wobei wegen Randeffekten in der FEM-Rechnung nur das mittlere Maximum als Temperaturreferenz gilt.

Die Erwärmung des Materials beginnt zirka 15ns vor dem zeitlichen Pulsmittelpunkt ($t=20\text{ns}$). 10ns vor dem Mittelpunkt ($t=25\text{ns}$) ist bereits eine deutliche Erwärmung der Substratoberfläche auf 330K zu erkennen (Abbildung 5.8). Die Materialgrenzflächen zeigen entsprechend der Tiefe jeweils niedrigere Temperaturen als die Substratoberfläche (Abbildung 5.9). Die Oberflächentemperatur unter einem Intensitätsmaximum steigt bis zum Pulsmittelpunkt von ursprünglich 296K auf 930K an, während das Volumenmaterial auf zirka 375K ansteigt. Die Oberflächentemperatur unter einem Intensitätsminimum steigt nur kurzzeitig auf 380K, so dass von einer real existierenden Kältebarriere und somit einem periodischen Muster gesprochen

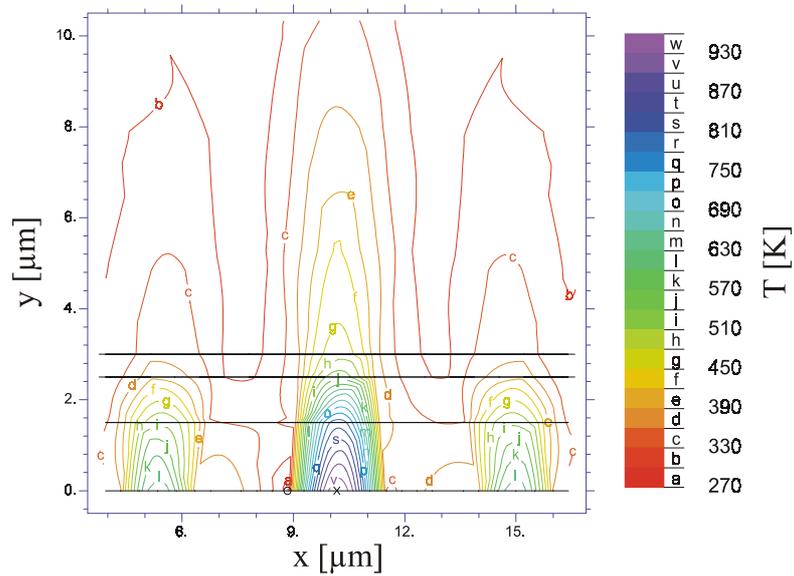


Abbildung 5.7: Berechnete Temperaturverteilung im Material zum zeitlichen Pulsmittelpunkt (wegen Randeffekten ist für die Temperaturbetrachtung nur das mittlere Maximum hinzu zu ziehen)

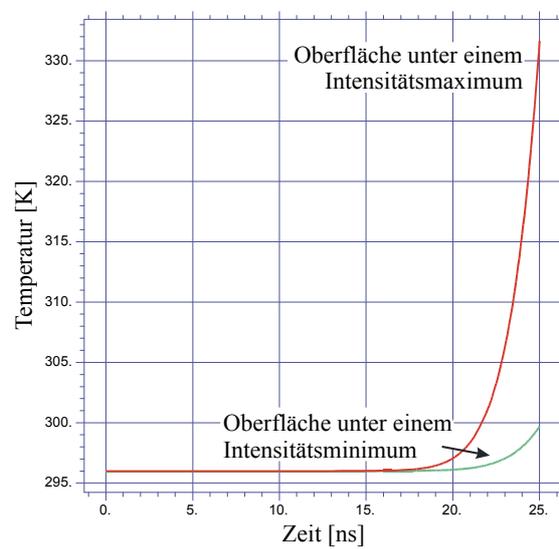
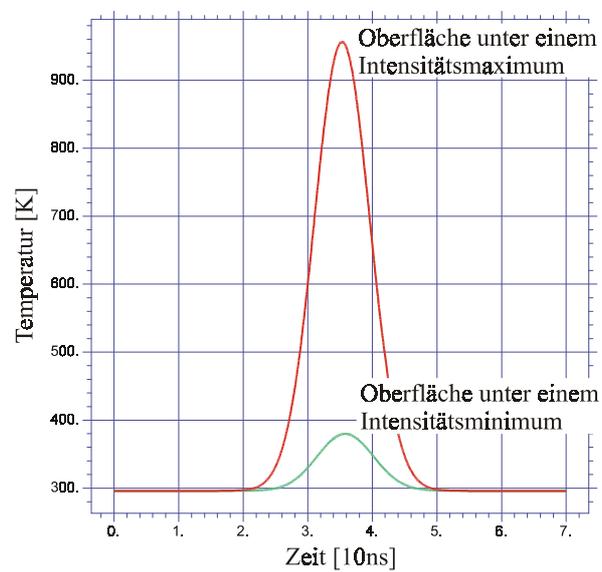


Abbildung 5.8: Berechnete Temperaturentwicklung an der Oberfläche bis 10ns vor dem Pulsmittelpunkt ($t=25\text{ns}$)

Abbildung~5.9: Berechnete Temperaturentwicklung an den Materialgrenzflächen und im Volumenmaterial unter einem Intensitätsmaximum bis 35ns nach dem Pulsmittelpunkt ($t=70\text{ns}$)



Abbildung~5.10: Berechnete Temperaturentwicklung an der Oberfläche bis 35ns nach dem Pulsmittelpunkt ($t=70\text{ns}$)

werden kann (Abbildung 5.10).

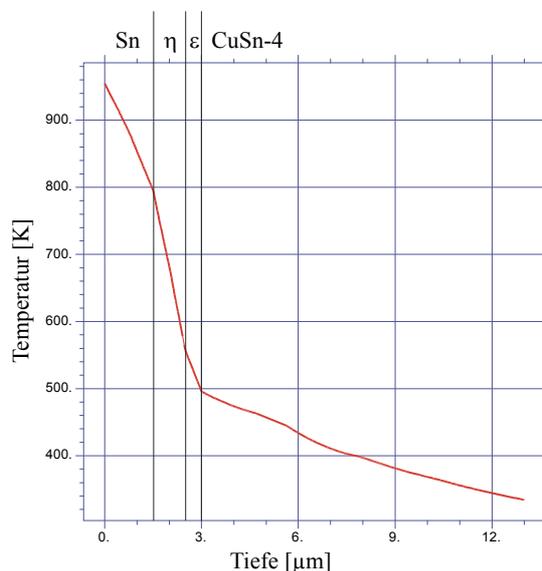


Abbildung 5.11: Berechnete Temperaturtiefenverteilung unter einem Intensitätsmaximum zum zeitlichen Pulsmittelpunkt mit eingezeichneten Materialgrenzflächen

10ns nach dem Pulsmittelpunkt ($t=45\text{ns}$) hat sich das Material bereits wieder auf moderate Oberflächentemperaturen von 350K abgekühlt, während unter den Minima Temperaturen von unter 310K errechnet wurden. 15ns nach dem Pulsmittelpunkt ($t=50\text{ns}$) kann von einer vollständigen Abkühlung gesprochen werden. Alle Temperaturen sind dann bereits unter 298K gesunken. Das involvierte Zeitregime vom Beginn der Erwärmung bis zur Abkühlung auf Raumtemperatur kann daher auf 30ns abgeschätzt werden.

Die Temperaturtiefenverteilung unter einem Intensitätsmaximum zeigt deutliche Steigungsunterschiede an den Grenzflächen von Sn zur η -Phase und von der ε -Phase zu Cu (Abbildung 5.11). Die η -Phase ist ein schlechterer Wärmeleiter als Zinn, allerdings entzieht der um Größenordnungen besser leitende Volumenwerkstoff Kupfer der intermetallischen Zwischenschicht die Wärme. Im Kupfer verteilt sich die Wärme dann relativ gleichmäßig.

Unter einem Intensitätsminimum ist ein leichter Temperaturanstieg unterhalb der Oberfläche zu beobachten (Abbildung 5.12). Das Zinn zeigt eine etwas niedrigere Wärmekapazität als Kupfer und ε -Phase und eine größere Wärmeleitfähigkeit als die η -Phase. Unterhalb der Absorptionslänge wird die Wärme im Zinn etwas verteilt, bevor sie an die η -Phase weitergegeben

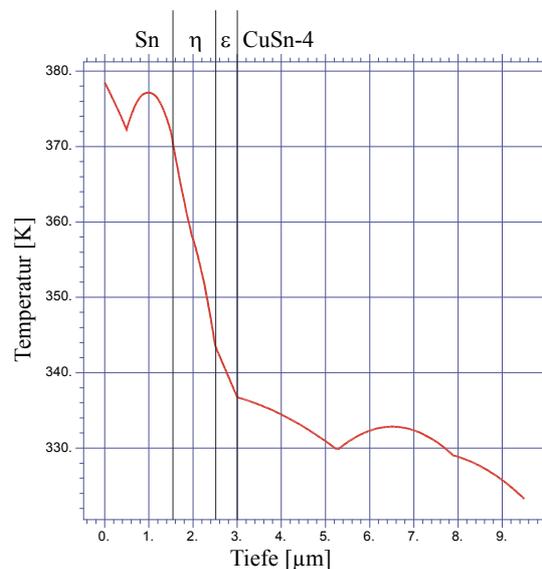


Abbildung 5.12: Berechnete Temperaturtiefenverteilung unter einem Intensitätsminimum zum zeitlichen Pulsmittelpunkt mit gekennzeichneten Materialgrenzflächen

wird. Daher steigt die Temperatur unter einem Minimum gegenüber der Oberfläche und der η -Phase an.

5.3 Topographie und Oberflächeneffekte

Die durch den Laser eingebrachte Energie erlaubt dem System, sich durch Prozesse wie Schmelzen, Sublimation, Verdampfen oder Phasentransformationen zu verändern. Auf diese Weise wird vorrangig die oberflächennahe Schicht eines Substrates modifiziert. Zu solchen Modifikationen gehört die Topographie und die Oberflächenbeschaffenheit. Diese Veränderungen können über optische Mikroskopie und Weißlichtinterferometrie analysiert werden.

Mittels Weißlichtinterferometrie kann eine Oberfläche lateral mit der Auflösung eines optischen Mikroskops und vertikal bis zu 1 nm genau abgebildet werden. Die daraus gewonnen dreidimensionalen Datensätze erlauben es, topographische Eigenschaften der Oberflächen zu bestimmen und auszuwerten.

Rauheit und Welligkeit einer Oberfläche charakterisieren die Abweichung der Oberfläche von ihrem Sollzustand. Bei diesen Abweichungen handelt es sich um die Summation von Sinusfunktionen verschiedener Frequenzen.

Niederfrequente Anteile im Oberflächenprofil stellen dabei die Welligkeit und hochfrequente Anteile die Rauheit dar. Über Frequenzfilter können diese Größen aus einem weißlichtinterferometrisch gewonnenen Topographiebild durch eine geeignete Selektion in ihren Fourierspektren gewonnen werden.

Nach einem Frequenzfilter definieren sich Rauheit R_q und Welligkeit W_q mit gleicher Formel aus dem jeweiligen gefilterten Bild:

Für eine Profillinie L :

$$\left. \begin{array}{l} R_q \\ W_q \end{array} \right\} = \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L z(x) dx} \quad (5.2)$$

Für eine Fläche A :

$$\left. \begin{array}{l} R_q \\ W_q \end{array} \right\} = \sqrt{\frac{1}{A} \iint_{x,y} z(x,y) dx dy} \quad (5.3)$$

mit z der relativen Höhe an der Stelle (x, y) . Die aus den gefilterten Daten berechneten Größen zeigen andere Zahlenwerte, als die aus den ungefilterten Topographiedaten, sind aber bei gleichen Filterparametern mit anderen gefilterten Daten vergleichbar.

Aus den Daten können außerdem die Anzahl und die Flächendichte von „Bergen“ und somit von möglichen Mikrokontakten sowie deren Anordnung auf der Oberfläche gewonnen werden.

Die Topographie der Oberfläche ist bei der Problemstellung der Schwingbelastung eine maßgebliche Größe beim Kontaktaufnehmen und Einlaufen der Kontaktpaarung. So kann eine technisch glatte Oberfläche nur an denjenigen Stellen Kontakt aufnehmen, wo zwei Rauheitshügel einer Kontaktpaarung zusammentreffen. Diese Bereiche werden durch die Welligkeit weiter limitiert, da Oberflächen durch den Einfluss von Welligkeit so weit voneinander entfernt sein können, dass die Rauheitshügel nicht in Kontakt treten können.

Die Anzahl der Mikrokontakte und somit die wahre Kontaktfläche kann also mit einer Senkung der Welligkeit bei gleichzeitiger Erhöhung der Rauheit vergrößert werden.

Im Zusammenspiel von Kontakt und Reibverschleiß sollten sich Oberflächen immer in einem Kompromißbereich zwischen Verschleißresistenz und „Kontaktfreudigkeit“ bewegen. Bei gleichen Materialparametern sinkt die Verschleißresistenz mit steigender Rauheit, da über rauheitsbedingte Mikrokontakte Reibmechanismen ausgelöst und Verschleiß produziert wird (vgl. Kapitel 3.3). Mit sinkender Rauheit sinkt allerdings auch die Möglichkeit zur Bildung von Mikrokontakten und somit die „Kontaktfreudigkeit“.

Eine Messgröße zur Bestimmung der Symmetrie einer Oberfläche bezüglich einer Referenzfläche stellt der mittlere Pixelversatz in einem Topographiebild (Skewness) dar. Sie berechnet sich bei N Pixeln aus der Rauheit der Oberfläche R_q und der relativen Höhe jedes einzelnen Pixels y_i zu:

$$R_{sk} = \frac{1}{NR_q^3} \sum_{i=1}^n y_i^3 \quad (5.4)$$

Negativer Versatz zeigt eine Dominanz von Tälern, positiver Versatz zeigt eine „peaky“ Oberfläche. Entsprechend der Theorie der Verschleißkurven geht Verschleißresistenz einer Oberfläche bei gleichen Materialparametern mit einem negativen mittleren Pixelversatz einher, während Spitzen in einer Oberfläche und somit „Kontaktfreudigkeit“ durch einen positiven Versatz charakterisiert wird. Der beschriebene Kompromiß wird somit mit einem mittleren Pixelversatz nahe Null optimal erfüllt.

Eine weitere oft benutzte Charakterisierung der Oberfläche bietet die Profiltraganteilkurve (Abbott-Kurve). Diese Kurve wird aus der Topographie mathematisch gewonnen. In der Kurve ist der Material- oder Profiltraganteil t_{pt} gegen die Tiefe aufgetragen. Dabei definiert er sich wie folgt:

$$t_{pt} = \frac{l_t}{l} \quad (5.5)$$

Hierbei ist die tragende Länge l_t die Summe der Schnittflächen, die innerhalb der Rauheitsbezugsstrecke im Werkstoff durch eine Schnittlinie äquidistant zur mittleren Linie l mit dem Niveauabstand u entstehen [CZ92].

Verschleißresistente Oberflächen sollten hier eine möglichst waagerechte Kurve aufzeigen. Kontakt wird allerdings durch konstanten Abrieb immer wieder neu hergestellt, daher sollte eine kontaktbildende Oberfläche eine konstante Steigung in der Kurve zeigen.

Die Topographie einer technischen Oberfläche wird vorrangig vom letzten Produktionsschritt bestimmt [LAR98] und durch ihre Makroverformung, Welligkeit, Rauheit und Mikro-Rauheit charakterisiert. Das Bronze-Volumenmaterial wird feuerverzinkt, somit wird die Schicht aus der Schmelze gezogen. Die Schichtdicke wird über Druckluftdüsen gesteuert, indem noch nicht erstarrtes Material abgeblasen wird (Abbildung) [WI99].

Die Zinnschicht zeigt eine sehr kleine Rauheit (R_q) von $0,2\mu\text{m}$. Dies entspricht einer polierten Oberfläche [AR91]. Da jedoch die Benetzung der Bronze durch das Zinn nicht immer gewährleistet ist, bilden sich Pinholes aus. Pinholes sind Löcher in der Zinnschicht, die bis zum Grundmaterial reichen. Diese Löcher geben der Umgebung die Möglichkeit, das Kupfer direkt anzugreifen, und bieten eine größere Korrosionsoberfläche.

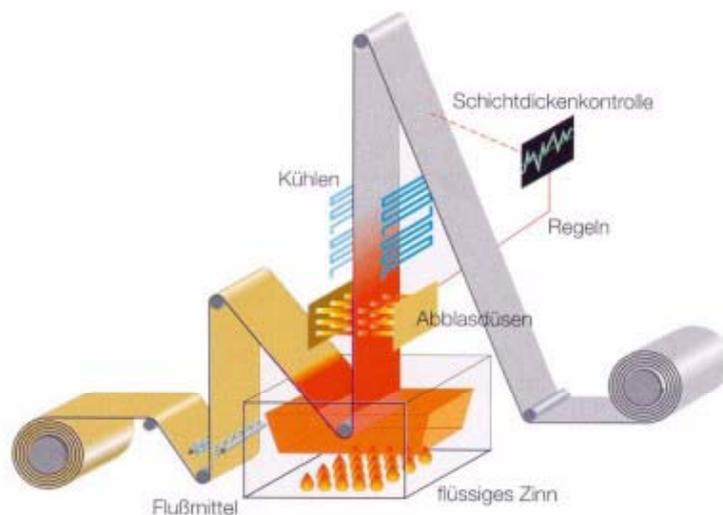


Abbildung 5.13: Schematische Darstellung der Feuerverzinnung von Blechen aus [WI99]

Die Laserstrukturierung ermöglicht der Oberfläche eine Wiederaufschmelzung unter Plasmadruck. Dies führt zu einer Verringerung der Anzahl der Pinholes. Die Pinholdichte wird von vorher zirka 56mm^{-2} (Abbildung 5.14) auf 12mm^{-2} (Abbildung 5.15) verringert. Am Übergang von unbehandelter zu laserbehandelter Schicht ist dieser Effekt qualitativ sehr gut zu erkennen (Abbildung 5.16).

Die Laserbehandlung ermöglicht eine periodische Strukturierung der Oberfläche. Durch die Überlagerung zweier Laserstrahlen ist es möglich eine periodische Linienstruktur auf der Oberfläche zu produzieren.

Dabei können Strukturperioden von zirka $2\mu\text{m}$ bis zirka $20\mu\text{m}$ realisiert werden, die Höhendifferenz ist dabei von 300nm bis zirka 600nm variabel (Abbildungen 5.17, 5.18, 5.19 und 5.20). Größere Tiefen – an Stahl bereits getestet – sind durchaus möglich, allerdings hier nicht zu empfehlen, da die Reinzinnschicht von $1,0 - 2,0\mu\text{m}$ Dicke nicht zerstört werden soll.

Die Profillinien zeigen eine grundlegende Formänderung zwischen niedriger und mittlerer Leistung von einer Form, die mit einer $-\sin^2(x)$ -Funktion angenähert werden kann, zu einer Form, die mit einer $\sin^2(x)$ -Funktion angenähert werden kann. Dieses Phänomen ist auch bei anderen metallischen Materialien zu beobachten [LIU01]. Die mit mittlerer Leistung strukturierete Schicht zeigt die geringste Welligkeit, weswegen sie im Folgenden weiter behandelt wird. Diese Struktur zeigt auch bei der tribologisch-elektrischen Verschleißprüfung die besten Ergebnisse (vgl. Kapitel 5.5 und 6).

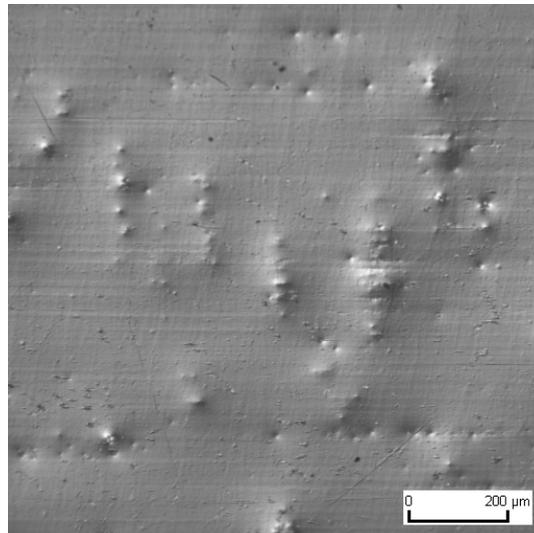


Abbildung 5.14: Optische Aufnahme einer feuerverzinnte Oberfläche aufgenommen mit dem Differential-Interferenz-Kontrast (DIC)

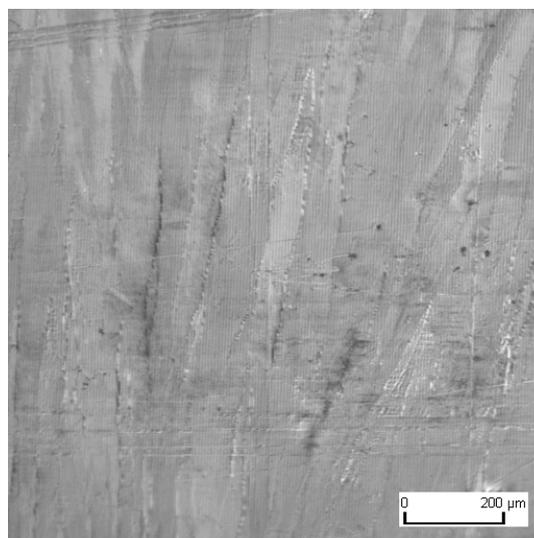


Abbildung 5.15: Optische Aufnahme einer mit niedriger Leistung strukturierten feuerverzinnten Oberfläche aufgenommen mit dem DIC

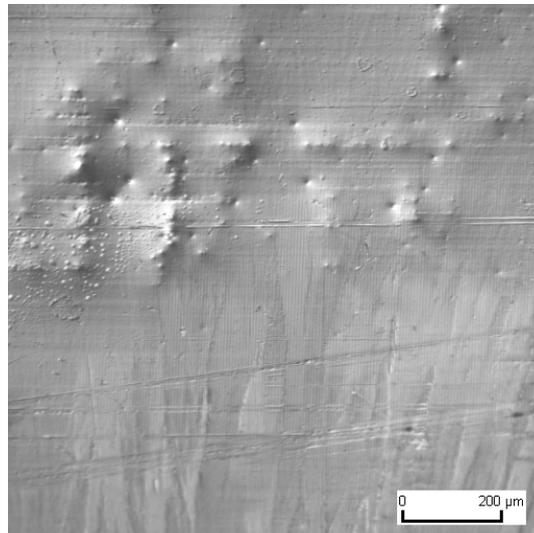


Abbildung 5.16: Übergang von unbehauelter (oben) zu strukturierter Schicht (unten) mit dem DIC

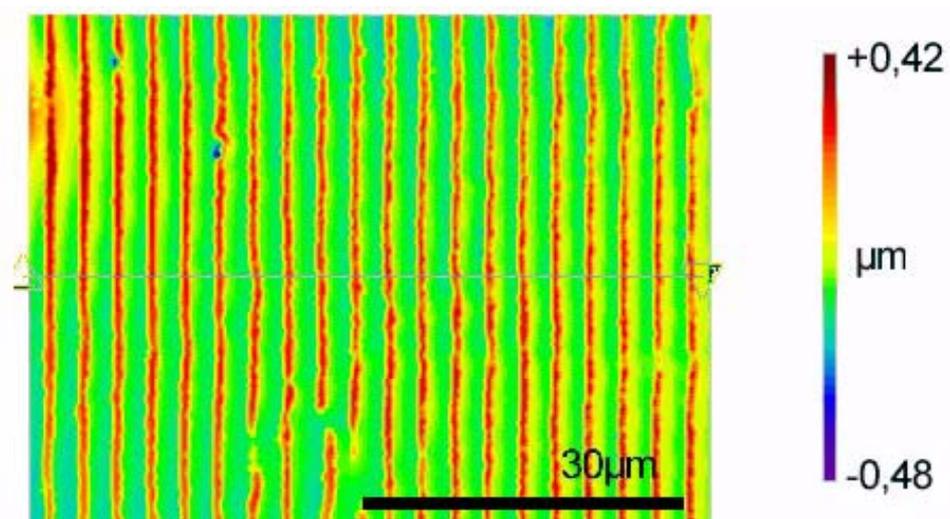


Abbildung 5.17: Weißlichtinterferometrische Aufnahme einer Oberfläche, laserstrukturiert mit niedriger Leistung

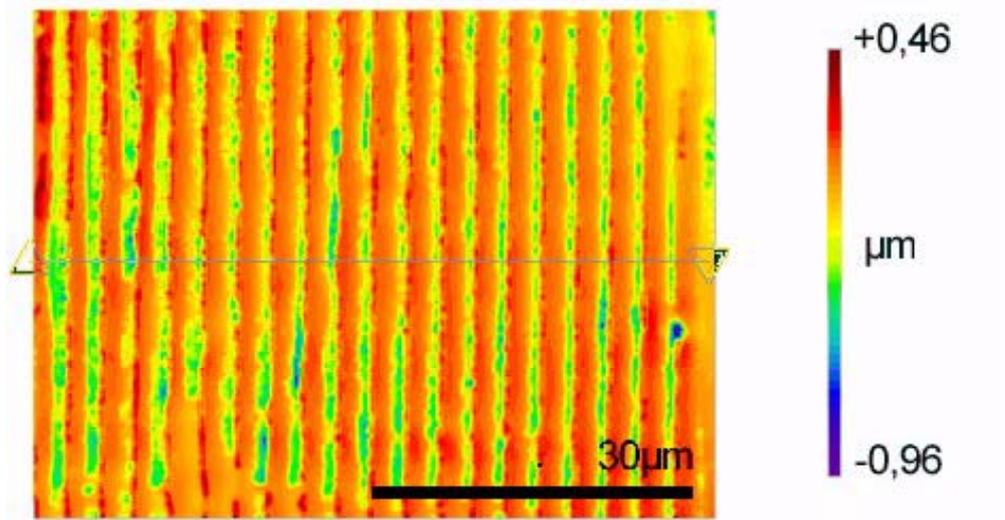


Abbildung 5.18: Weißlichtinterferometrische Aufnahme einer Oberfläche, laserstrukturiert mit mittlerer Leistung

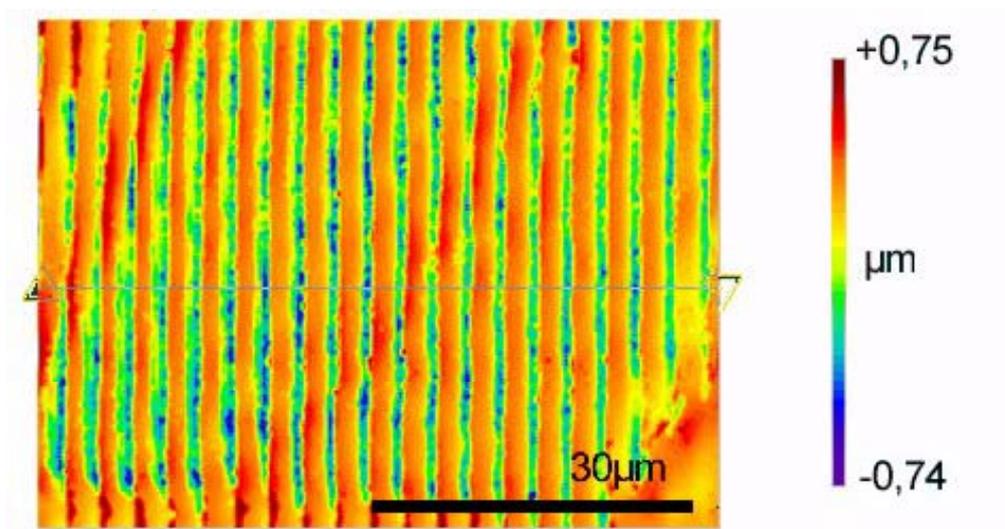


Abbildung 5.19: Weißlichtinterferometrische Aufnahme einer Oberfläche, laserstrukturiert mit hoher Leistung

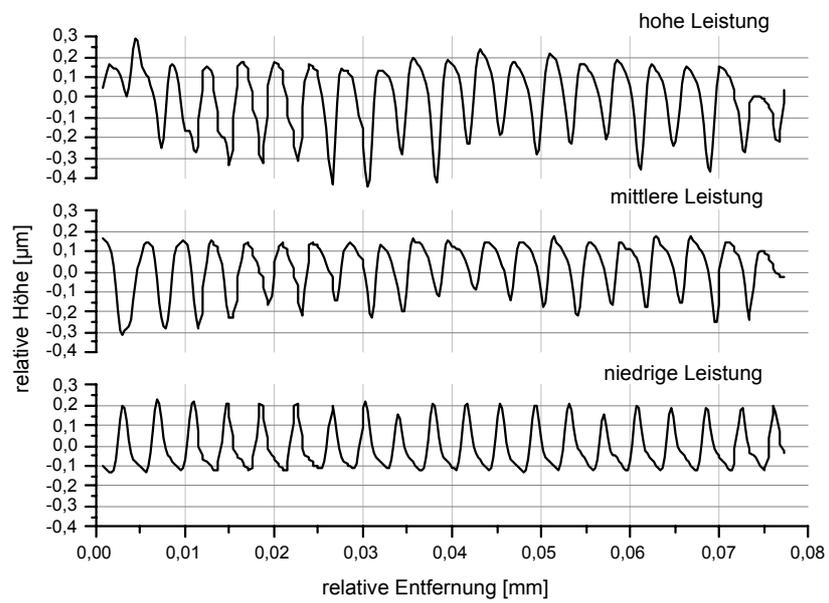


Abbildung 5.20: Profillinien der Oberflächen mit drei verschiedenen Leistungen strukturiert

Die weißlichtinterferometrischen Auswertungen der Oberflächen zeigen neben der mikroskopischen Struktur auch makroskopische Änderungen in Rauheit und Welligkeit. Zur deutlichen Trennung der Effekte wurden die Topographiebilder durch eine Frequenzanalyse in Rauheits- und Welligkeitsbilder getrennt und ausgewertet.

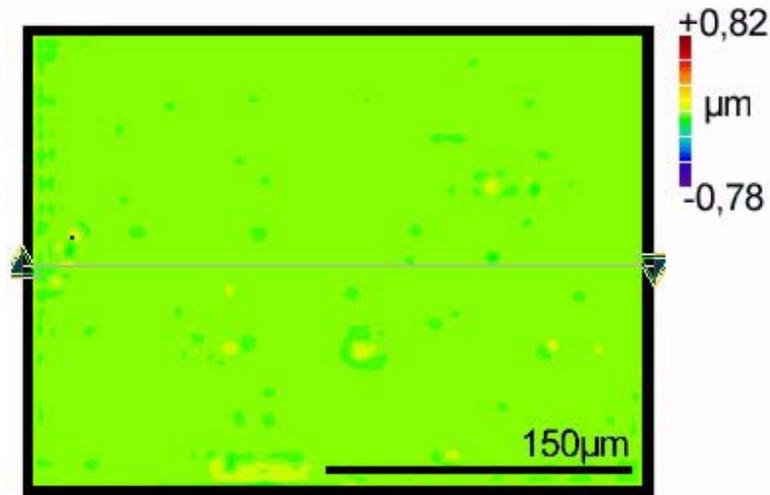


Abbildung 5.21: Aus einem Topographieabbild über Frequenzfilter gewonnenes Rauheitsbild einer unstrukturierten Probe

Die Rauheit der unbehandelten Schicht nach dem Frequenzfilter beträgt $R_q = 0,007\mu\text{m}$ (Abbildung 5.21), wobei die Welligkeit $W_q = 0,133\mu\text{m}$ beträgt. Die Maximalwelligkeit liegt bei $1\mu\text{m}$ (Abbildung 5.23). Die Rauheit der laserbehandelten Schicht steigt auf $0,041\mu\text{m}$ an (Abbildung 5.22), während die Welligkeit auf $0,052\mu\text{m}$ fällt. Die Maximalwelligkeit liegt bei $0,3\mu\text{m}$ (Abbildung 5.24). Da das periodische Muster der Laserbehandlung in der Periode sehr viel kleiner als die technische Welligkeit des Materials ist, wird der Topographieeffekt der Laserbehandlung als Rauheit ausgewertet.

Die Manipulation der Oberfläche erhöht die Anzahl und verändert die Form der „Berge“ und damit der möglichen Mikrokontakte. Die Anzahl der Berge, normiert auf eine Flächeneinheit (Peakdichte) steigt von 760mm^{-2} auf 1200mm^{-2} . In Abbildung 5.25 sind 53 Berge, während 83 Berge in Abbildung 5.26 zu detektieren sind. Die Berge zeigen zudem eine sehr starke Textur, die durch das periodische Interferenzmuster erzeugt wird.

Durch die Laserbehandlung kann der Pixelversatz von 0,41 auf 0,01 optimiert werden, was eine etwas höhere Verschleißresistenz bei trotzdem akzeptabler Kontaktfreudigkeit zur Folge haben sollte.

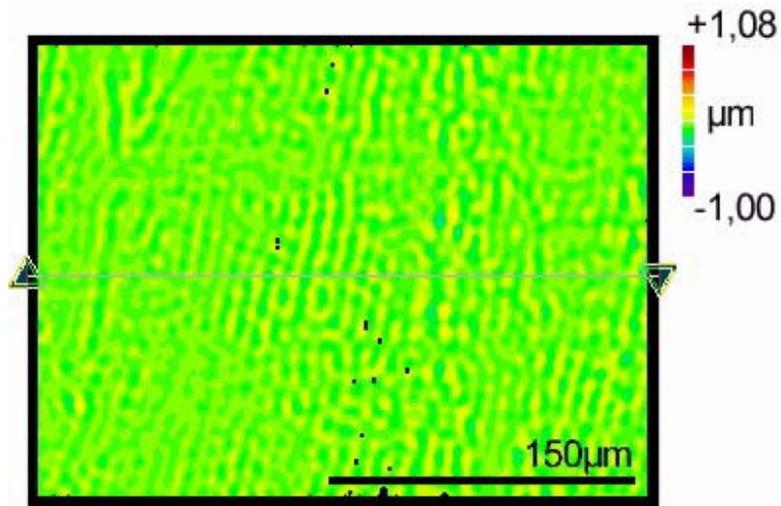


Abbildung 5.22: Aus einem Topographieabbild über Frequenzfilter gewonnenes Rauheitsbild einer strukturierten Probe

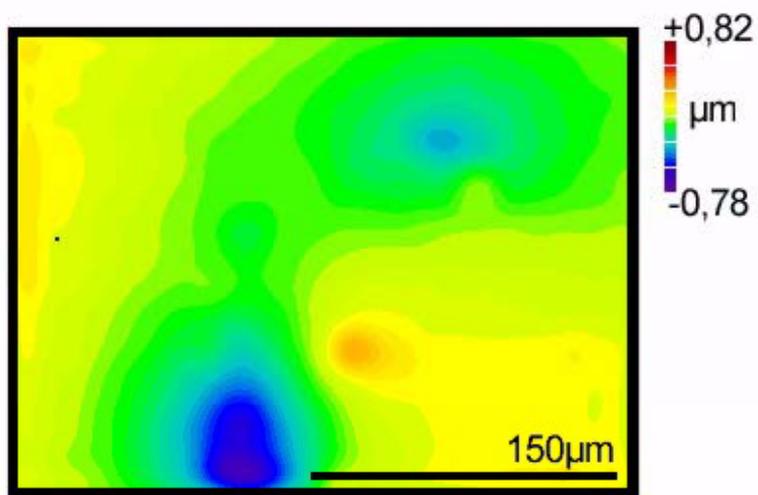


Abbildung 5.23: Aus einem Topographieabbild über Frequenzfilter gewonnenes Welligkeitsbild einer unstrukturierten Probe

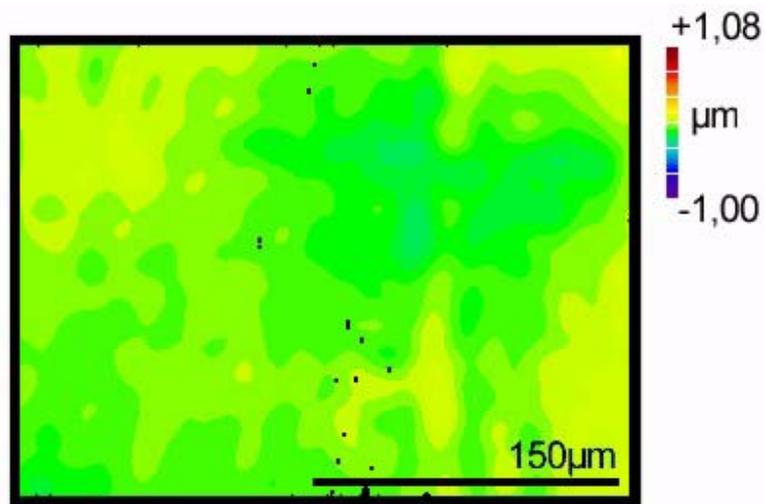


Abbildung 5.24: Aus einem Topographicabbild über Frequenzfilter gewonnenes Welligkeitsbild einer strukturierten Probe

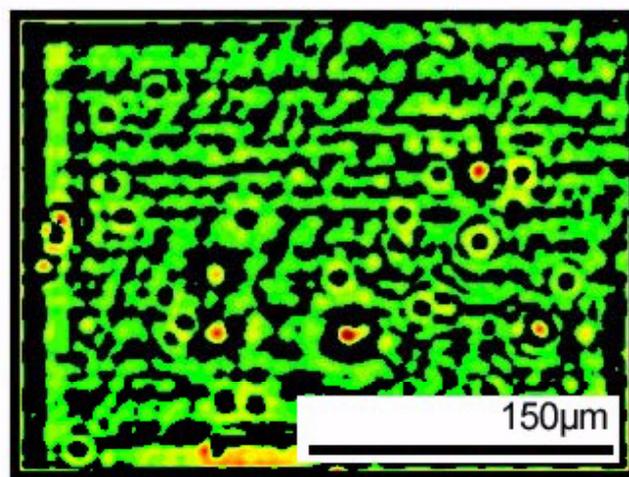


Abbildung 5.25: Auswertung der in einer unstrukturierten Oberfläche enthaltenen Berge

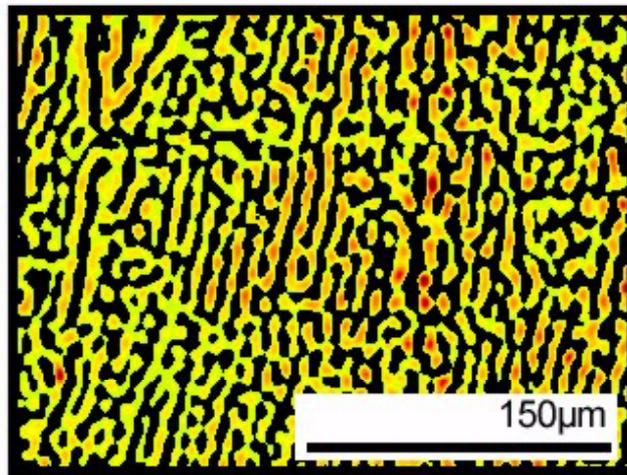


Abbildung 5.26: Auswertung der in einer strukturierten Oberfläche enthaltene Berge

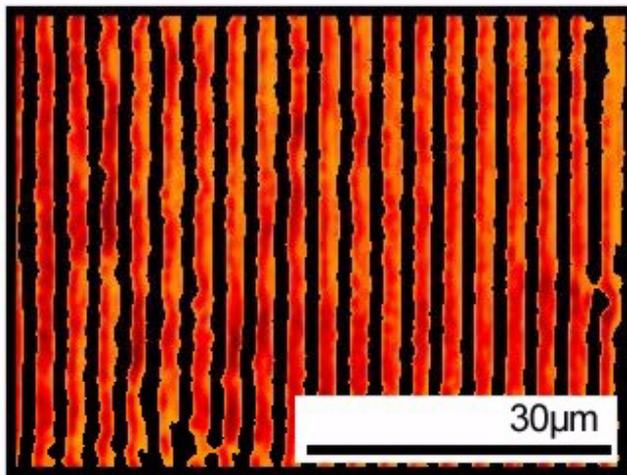


Abbildung 5.27: Vergrößerung der Berge in einer strukturierten Oberfläche

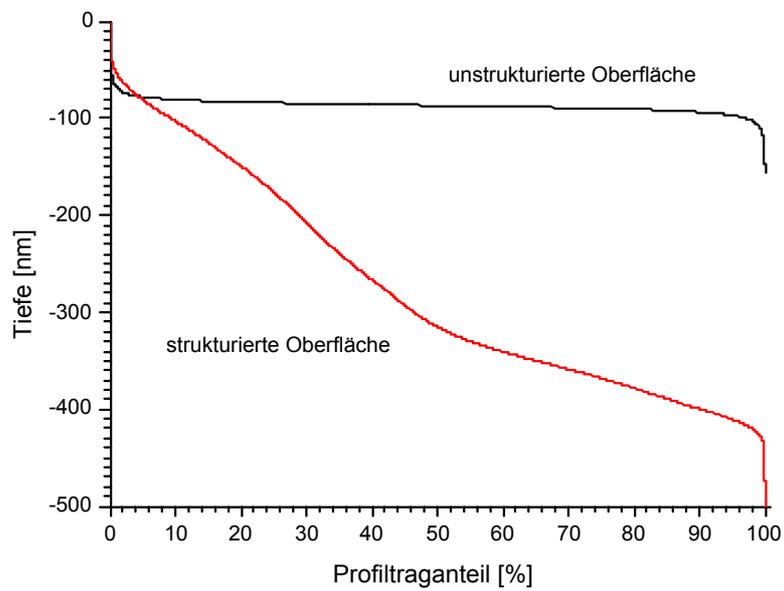


Abbildung 5.28: Profiltraganteilkurve der Oberflächen im Vergleich

Die laserstrukturierte Fläche zeigt in der Profiltraganteilkurve ein relativ konstantes Gefälle bis etwa 400nm Tiefe, damit können bis zu diesem Abrieb immer wieder neue Mikrokontakte gebildet werden und weiter Strom fließen.

Bei den besprochenen topographischen Möglichkeiten und deren Auswirkung auf Kontakt- und Verschleißverhalten der Materialien stehen immer die physikalischen Eigenschaften der Materialien (Härte, Elastizitätsmodul, Schubmodul...) an erster Stelle. Bei ungenügender Härte kann selbst eine metallische Schicht, wie in Kapitel 6 noch besprochen werden wird, als Schmierstoff oder Film wirken. Somit sind diese topographischen Möglichkeiten auf harte Materialien zu begrenzen. In dem beschriebenen Materialsystem mit einer Beschichtung aus Zinn konnte kein Einfluß der Topographieparameter auf das Verschleißverhalten nachgewiesen werden.

5.4 Schichtsystem und intermetallische Phasenbildung

Durch die Laserbehandlung lassen sich neben der Topographiemaniplationen auch Phasentransformationen und thermisch aktivierbare Reaktionen zwischen den im System enthaltenen Komponenten provozieren. Um diese Manipulationen zu analysieren, werden Element- und Phasenanalysemethoden benötigt.

Zur Identifikation von Elementen und Phasen eignen sich die methodischen Möglichkeiten der Röntgenanalyse in einem Rasterelektronenmikroskop und die Röntgendiffraktometrie. Sie können Zustände und Veränderungen im Hinblick auf die Element- und Phasenverteilung ermitteln.

Bei der energiedispersiven Röntgenanalyse handelt es sich um eine Anregung spezifischer Elektronenniveaus in vorhandenen Atomen provoziert durch einen Elektronenstrahl. Diese Atome senden jeweils nach der Anregung ein charakteristisches Röntgenspektrum aus. Eine Analyse dieser Spektren über einen Halbleiterdetektor (energiedispersiv) kann die Volumenanteile der vorkommenden Elemente bestimmen.

Die Röntgendiffraktometrie basiert auf der Reflexion von Röntgenstrahlen an Ebenenscharen. Dabei wird der Röntgenstrahl zu bestimmten Anteilen an jeder Ebene reflektiert. Nach der Bragg-Bedingung

$$n\lambda = 2d \sin \vartheta \quad (5.6)$$

können durch die Einstrahlung einer Strahlung der Wellenlänge λ bei stimmten Netzebenenabständen g unter bestimmten Bragg-Winkeln 2ϑ zwischen auftreffendem und reflektiertem Strahl eine durch den Gangunterschied der

reflektierten Strahlanteile verursachte konstruktive Interferenz und somit erhöhte Intensitäten (Reflexe) gemessen werden (n stellt die Ordnungszahl des Reflexes dar). Dabei entstehen durch definierte Ebenenabstände verschiedener Ebenenscharen kristallspezifische Diffraktogramme, die eine Phasenanalyse des Systems erlauben.

Das Schichtsystem der Probenkörper und damit die Element- und Phasenzusammensetzung wird durch deren Herstellung gekennzeichnet. Zur Herstellung der Probenkörper werden zunächst Bronzebleche gewalzt, die eine stark ausgeprägte Würfelftextur aufweisen. Diese Bleche werden anschließend feuerverzinkt (vgl. Kapitel 1.1 und 5.3). Durch die Feuerverzinnung des Substratmaterials bilden sich zwischen Zinn und Volumenmaterial intermetallische Phasen (vgl. Kapitel 1.1). Die beiden wichtigen Phasen sind dabei die ε - und die η -Phase, da diese tiefemperaturstabil sind (vgl. Kapitel 4.1). Wird die Bronze einer Reinzinnschmelze ausgesetzt, so diffundiert Zinn in die Kupfermatrix. Daher bildet sich direkt auf der Kupfermatrix ein kupferreicher ε -Film mit der Stöchiometrie Cu_3Sn . Zwischen dieser Schicht und dem Zinn entsteht die zinnreiche η -Phase mit der Stöchiometrie Cu_6Sn_5 (Abbildung 5.29, Tabelle 5.3). Die entstehenden intermetallischen Phasen bilden eine Diffusionsbarriere für die Sn-Atome, so dass sich zunächst keine weiteren intermetallischen Phasen in Richtung Kupfer bilden.

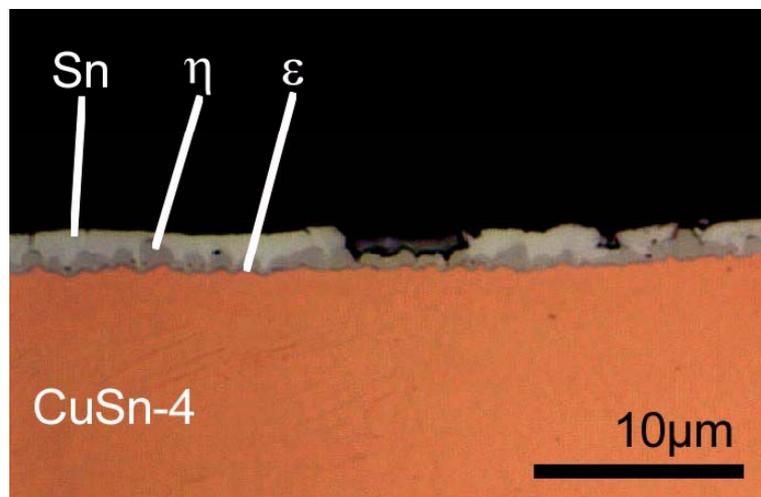


Abbildung 5.29: Querschliff einer unstrukturierten Probe

Die Kupferatome können jedoch sehr langsam durch die intermetallischen Phasen diffundieren und somit die reine Zinnschicht in die η -Phase umwandeln, wobei der ε -Film wegen fehlenden Sn-Anteils sehr dünn bleibt.

Die Einwirkung des Lasers dreht durch die Wiederaufschmelzung der Zinnschicht und den wirkenden Plasmadruck dieses Verhältnis um. Die Laserbehandlung ermöglicht dem Zinn ein tieferes Eindringen in das Kupfer und provoziert durch das extreme Ungleichgewicht die Umkehrung der Reaktion 4.2 und damit die Umwandlung der η - in die ε -Phase.

Einerseits wurde mittels energiedispersiver Röntgenanalyse eines Querschliffs im Rasterelektronenmikroskop ein etwa $2\mu\text{m}$ dicker Bereich mit konstanter Elementverteilung der Stöchiometrie 3:1 ermittelt, was der Stöchiometrie der ε -Phase entspricht (Abbildung 5.30).

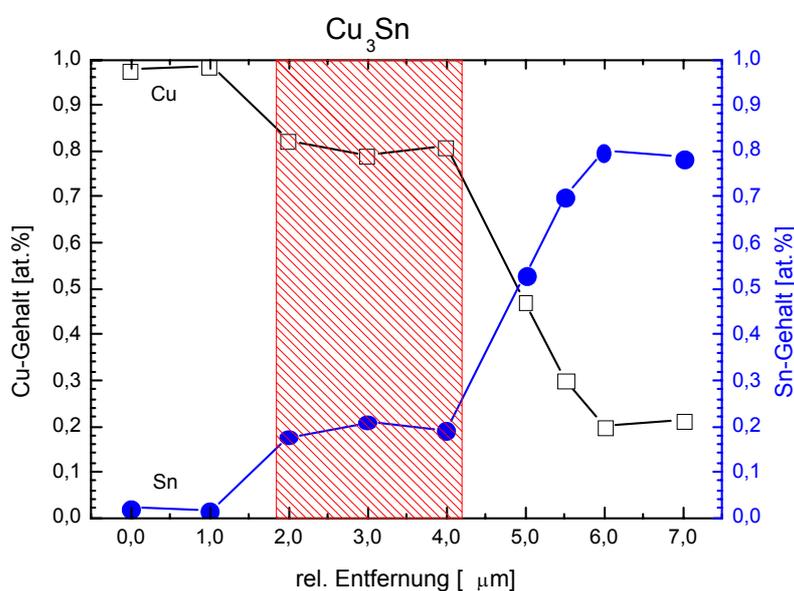


Abbildung 5.30: Elementverteilung im Querschliff in Abhängigkeit von der relativen Entfernung zum Grundwerkstoff gemessen mittels energiedispersiver Röntgenanalyse im Rasterelektronenmikroskop

Andererseits konnte mittels Röntgendiffraktometrie festgestellt werden, dass der Volumenanteil der ε -Phase am Messvolumen sehr stark gewachsen ist, während die Volumenanteile aller anderen vorkommenden Phasen durch die Laserbehandlung verringert wurden. Quantitative Analysen an verzinneten und laserstrukturierten Blechproben werden durch die ausgeprägte Textur erschwert.

Die Textur macht sich bei der röntgenographischen Phasenanalyse auf zweierlei Art bemerkbar. Zum einen entsprechen die Intensitäten der auf-

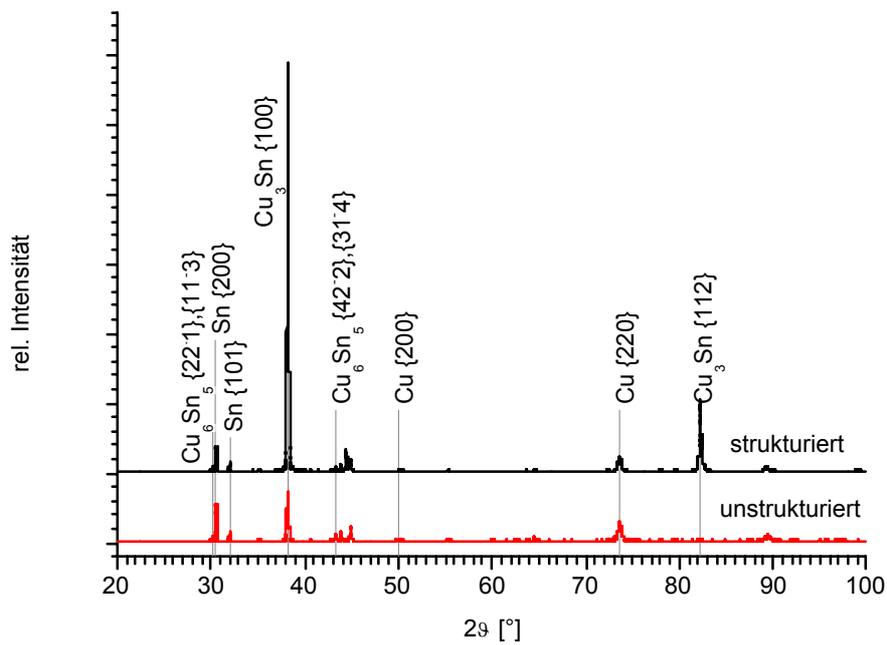


Abbildung 5.31: Diffraktogramm einer strukturierten und einer unstrukturierten Probe mit der Indizierung der zur Phasenanalyse genutzten Peaks gemessen mittels Debye-Scherrer-Konfiguration mit Cu-(K-alpha)-Strahlung (1,54056nm)

tetenden Reflexe nicht den statistisch theoretischen Verhältnissen und zum anderen wahren Phasentransformationen nicht die gemessenen Intensitätsverhältnisse (Abbildung 5.31).

Trotzdem ist es möglich durch den Vergleich zweier unter gleichen Bedingungen gemessener Diffraktogramme für unstrukturierte und strukturierte Schichten, eine relative Schichtdickenänderung der Phasen zu ermitteln [CU01, KAE83]. Für die Volumenänderung $\frac{\Delta V}{V}$ und die bei Schichten interessante Schichtdickenänderung $\frac{\Delta a}{a}$ gilt (vgl. Tabelle 5.3):

$$\frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta c}{c} = \frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta a}{a} \quad (5.7)$$

Die quantitative Analyse ergab dabei einen reflexunabhängigen Abbau von jeweils etwa 27-29vol% kubischen Kupfers und tetragonalen Zinns. Der Anteil der monoklinen η -Phase ist durch die starke Textur mit den kristallographischen Ebenen $\{22\bar{1}\}$ und $\{11\bar{3}\}$ um 12vol% und mit den Ebenen $\{42\bar{2}\}$ und $\{31\bar{4}\}$ um 29vol% gefallen, während der Anteil der hexagonalen ε -Phase bei der $\{112\}$ -Ebene einen Zuwachs von 2600vol% und bei der $\{100\}$ -Ebene einen Zuwachs von 550vol% zeigt (Tabelle 5.3).

Schicht	Dicke [μm]	
	unstrukturiert	strukturiert
Sn	1,0 – 1,5	0,7 – 1,0
η -Phase	0,7 – 1,3	0,5 – 1,0
ε -Phase	< 0,2	0,6 – 0,9

Tabelle 5.3: Ungefähre Schichtdickenänderung; vor der Behandlung optisch vermessen, nach der Behandlung mittels Röntgendiffraktometrie gemessen

Die sehr große prozentuale Zunahme der ε -Phase ist wegen der sehr geringen Ausgangsdicke nicht verwunderlich. Diese Phase ist die kupfernahe Phase, die beim Wachstum in Richtung Kupfer eine bessere Verbindung zum Substratmaterial aufbaut und bei der Phasentransformation von η - in ε -Phase einen verzahnenden Kontakt zur Schicht produziert.

An Intensitätsmaxima ist die intermetallische Phase stärker gewachsen als an Intensitätsminima. Durch eine stark erhöhte Leistung bei der Strukturierung kann dieser Effekt im Querschliff optisch sichtbar gemacht werden. In Abbildung 5.32 konnte mittels optischer Mikroskopie eine Periodizität in den Schichten festgestellt werden, die der Periode des Laserintensitätsmusters entspricht.

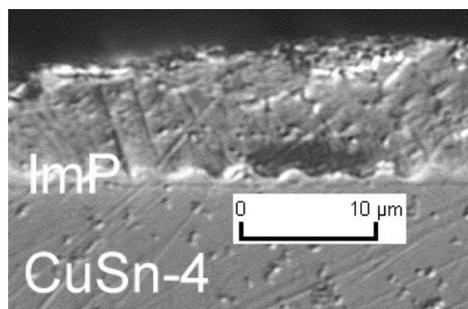


Abbildung 5.32: Querschliff einer strukturierten Probe mit sichtbarer periodischer Dickenänderung der intermetallischen Phase

5.5 Mechanische Eigenschaften

Die mechanischen Eigenschaften sind die wichtigsten Parameter im Hinblick auf Kontakt und Verschleiß. Dabei gewährleisten sehr weiche Materialien einen guten Kontakt, während harte Materialien eine gute Verschleißresistenz zeigen. Die Laserstrukturierung soll einen mikroskopischen, periodischen Wechsel zwischen harter und weicher Phase produzieren, um beide Eigenschaften miteinander verknüpfen zu können und somit die Schichten in ihrem Verhalten zu verändern.

Mikrohärtemessungen zeigen an unstrukturierten Schichten eine Oberflächenhärte von 780 MPa (gemessen mit einer Kraft von 0,01 N, $HU_{0,01}$) mit einer Standardabweichung von 140 MPa. Die strukturierten Schichten zeigen Härten zwischen 620 und 750 MPa. In Tabelle 5.4 sind die ermittelten Härte- werte für die unstrukturierten sowie für die bei unterschiedlichen Leistungen strukturierten Proben notiert.

	Unstrukt.	Strukturiert		
		Niedrig	Mittel	Hoch
Härte [MPa]	780	650	750	620
Standardabweichung [MPa]	140	74	76	110

Tabelle 5.4: Universalhärten für unstrukturierte und strukturierte Proben gemessen mittels Mikrohärtemessungen mit einer Prüfkraft von 0,01 N

Der periodische Wechsel zwischen harter und weicher Phase erfolgt bei der genutzten Strukturperiode im Abstand von $3,5 \mu\text{m}$, während die zu messenden Phasen durch den Übergang zwischen den Schichten auf eine Breite von etwa $2 \mu\text{m}$ reduziert werden. In dieser Dimension zu bestimmende mechanische Eigenschaften können mit der Technik der Nanoindentierung ermög-

licht werden. Bei dem Verfahren wird für weiche Materialien ein Berkovich-Indenter mit einer Indentierungstiefe zwischen 40 und 80nm und einer Last von $200\mu\text{N}$ in die Oberfläche gedrückt. Aus den Kraft-Eindring-Kurven (Abbildung 5.34) kann auf die mikroskopischen bzw. nanoskopischen mechanischen Eigenschaften geschlossen werden [OL92, GÖK01]. Der Nanoindenter ist mit einem Rasterkraftmikroskop gekoppelt, um die Oberfläche abbilden zu können.

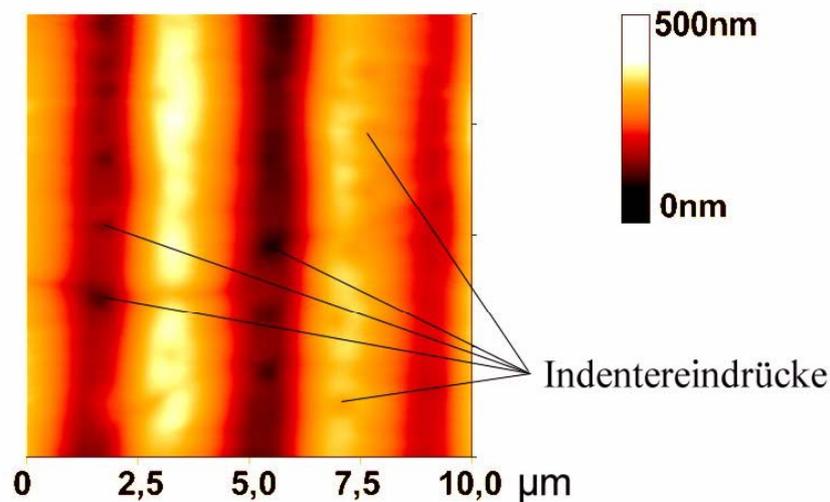


Abbildung 5.33: Rasterkraftmikroskopische Aufnahme einer mit mittlerer Leistung strukturierten Schicht

Auf den Bergen und in den Tälern der rasterkraftmikroskopischen Aufnahme (Abbildung 5.33) sind die Eindrücke des Indenters andeutungsweise zu erkennen. Die Indentereindrücke sind um eine Größenordnung kleiner, als die vorhandene Strukturtiefe.

Die gemessenen Härten sind in den Tälern um 80% höher als auf den Bergen (Tabelle 5.5). Da die Schicht nicht zerstört ist, befinden sich die intermetallischen Phasen selbst in den Tälern unter einer Zinnschicht. Die Härtemessungen in den Tälern sind daher von der aufliegenden weichen Zinnschicht und den darunterliegenden intermetallischen Phasen beeinflusst.

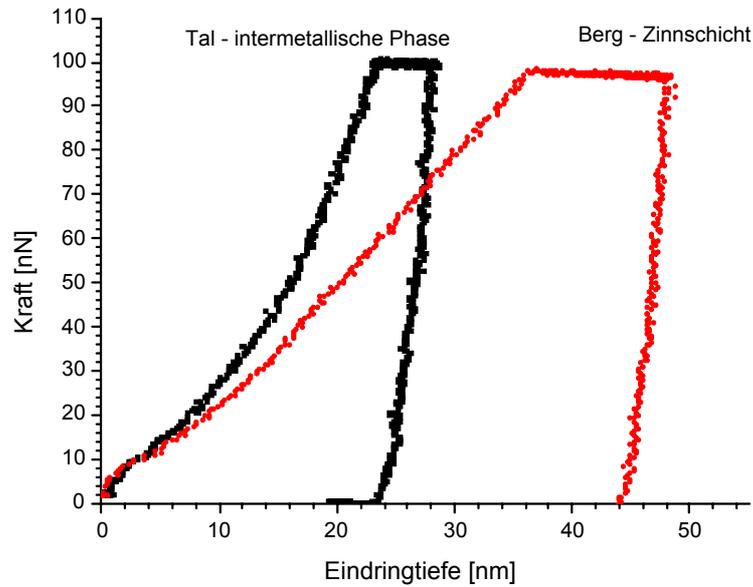


Abbildung 5.34: Kraft-Eindring-Kurven, aufgenommen mit einem Nanoin-denter, Grundlage zur Berechnung der Härte und des Elastizitätsmoduls

	Berg Zinn	Tal intermetallische Phase
Nanohärte [MPa]	730	1300
Standardabweichung [MPa]	95	250

Tabelle 5.5: Gemessene Nanohärten strukturierter Oberflächen gemessen mit einer Prüfkraft von 200µN

Kapitel 6

Tribologisch-elektrische Prüfung

Die tribologisch-elektrische Verschleißprüfung simuliert mit einem speziellen Tribometer die Schwingbelastung unter Stromfluß einer Steckverbindung. Die Messgrößen und Diagramme der Verschleißprüfung werden besprochen, wobei auf die Besonderheiten der feuerverzinneten Bronzekontakte eingegangen wird.

6.1 Apparativer Aufbau

In einem speziell für das Problem konstruierten Tribometer (Abbildung 6.1) [KL98] wird zwischen zwei Prüfkörpern durch die Geometrie zweier gekreuzter Zylinder (Abbildung 6.3) ein Hertzscher Kugel-Flächenkontakt hergestellt. Einer der Körper wird unter dem Einfluß einer konstanten Normalkraft relativ zum anderen reversierend bewegt.

Der apparative Aufbau ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Die Normalkraft wird durch ein tangential-entkoppelt angehängtes Gewicht realisiert. Um den Kontaktwiderstand zu bestimmen, werden die Zuleitung eines konstanten Prüfstroms und die davon abhängige Spannungsmessung über die Vierpunktmethode [HAN00] getrennt durchgeführt (Abbildung 6.3). Der Kontaktwiderstand wird bis 4Ω gemessen, während bei höheren Widerständen die Größe des Messwertes nicht aufgezeichnet wird. Die wirkende Tangentialkraft wird über einen Piezokristall gemessen, wobei die Messung der Tangentialkraft und der Piezoschwingungsantrieb über eine Kontrolleinheit gekoppelt sind. So können die elastischen Anteile der Bewegung bestimmt und die Schwingweite exakt eingestellt werden.

Der Punktkontakt wird durch eine Geometrie von zwei gekreuzten Zy-

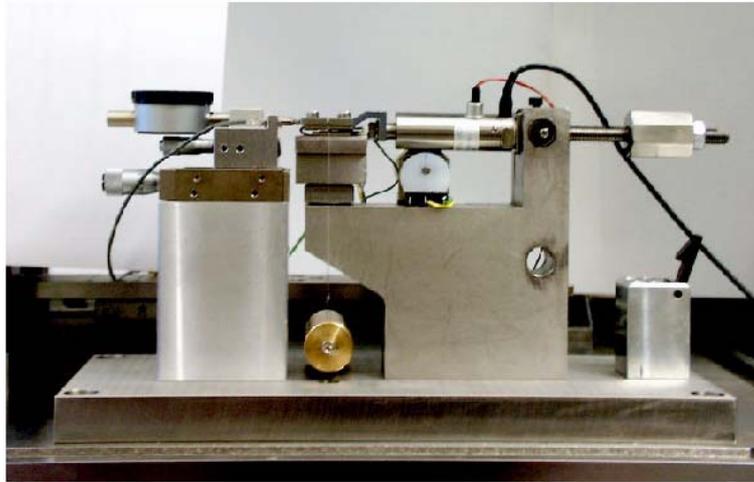


Abbildung 6.1: Zur Simulation einer Schwingbelastung speziell konstruiertes Tribometer bei Robert Bosch GmbH

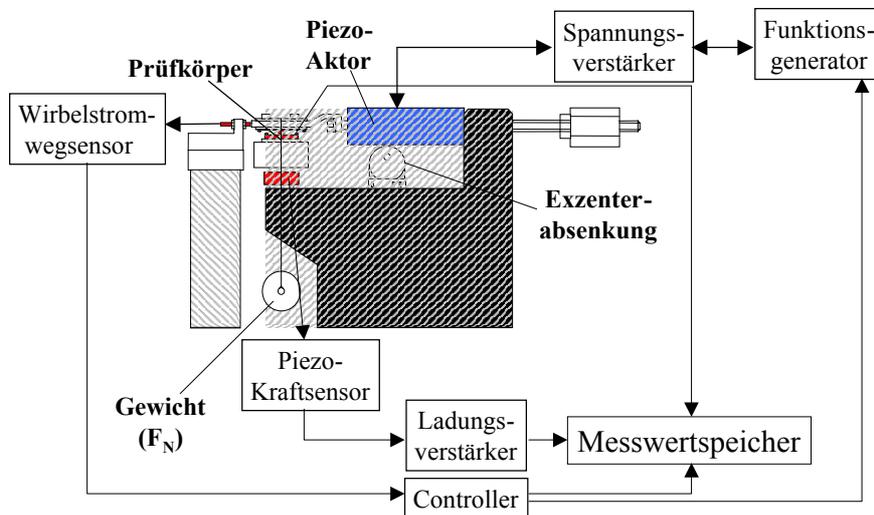


Abbildung 6.2: Prüfanordnung des zur Simulation der Schwingbelastung genutzten Tribometers bei Robert Bosch GmbH

lindern und damit als Äquivalent zum Hertzschen Kugel-Flächen-Kontakt hergestellt. Dafür werden flache Probenbleche mit einem Radius von zirka 2,5mm [BU01] gebogen (Abbildung 6.3).

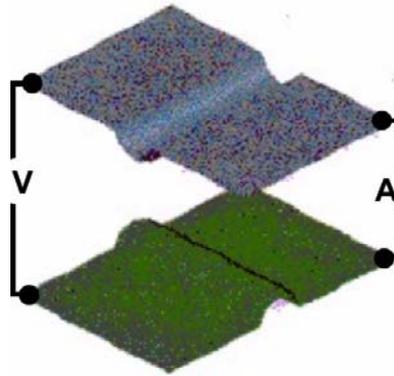


Abbildung 6.3: Proben und deren Anordnung im Tribometer mit Stromregel- (A) und Spannungsmesskreis (V)

Mit dem Tribometer werden Simulationen im Zeitraffer durchgeführt. Dabei wird die Verbindung mit einer Frequenz von 10Hz, einer Normalkraft von 1N und einer Schwingweite von $20\mu\text{m}$ 6.000 Zyklen belastet. Während des Versuchs werden die Widerstand-Zyklen-Diagramme sowie die Reibzahl-Zyklen-Diagramme durch eine Messwertregistrierung aller zwei Sekunden und die Tangentialkraft-Weg-Diagramme über jeweils 10 Zyklen mit 1.024 Messwerten pro Zyklus aufgenommen.

Die Umgebungsatmosphäre und -temperatur wird in einer Acrylglaskammer konstant bei 50% Luftfeuchte und $295\text{K}-298\text{K}$ gehalten.

6.2 Widerstand-Zyklen-Diagramm

Die für ein Kontaktmaterial zunächst wichtigste Messgröße ist der Kontaktwiderstand. Bei reversierender Gleitbeanspruchung kann der Kontaktwiderstand als Funktion der Zyklenzahl und somit als Funktion der Zeit aufgetragen und ausgewertet werden. Eine Kontaktpaarung gilt als ausgefallen, wenn der kritische Kontaktwiderstand von $500\text{m}\Omega$ [KAS00] überschritten wird. Ein typisches Widerstand-Zyklen-Diagramm für einen feuerverzinnten Bronzekontakt gegen sich selbst gepaart ist in Abbildung 6.4 zu sehen.

Bisher wurden untersuchte Kontaktpaarungen nach der Zyklenzahl des ersten Übersteigens des kritischen Kontaktwiderstands bewertet [KAS00]. Dabei zeigen Kontakte mit weicher unedler Metallbeschichtung (z. B. Cu-Sn,

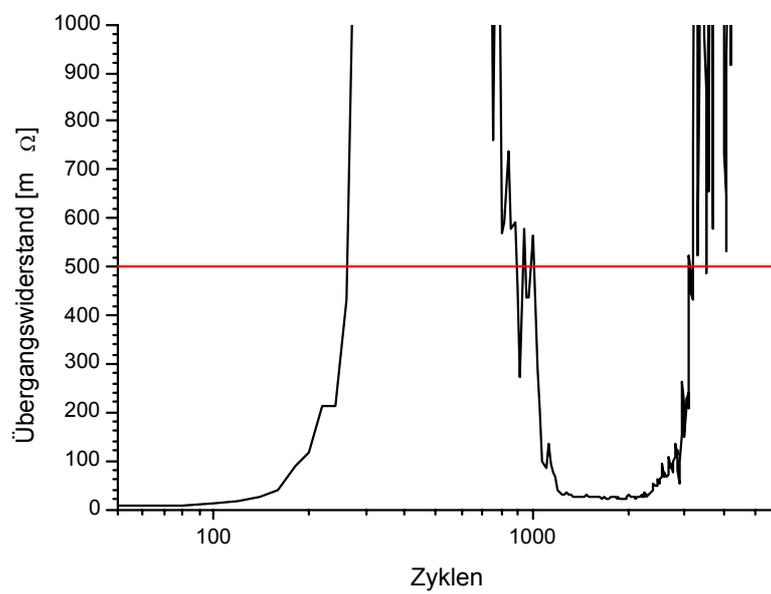


Abbildung ~6.4: Widerstand-Zyklen-Diagramm gemessen am Tribometer mit eingezeichnetem kritischem Übergangswiderstand (waagerechte Linie)

Ag-Ni [WAT72]) deutlich schlechtere Werte als Kontakte mit edler Metallbeschichtung, da sie bei den beschriebenen Messparametern (vgl. Kapitel 6.1) meist einen ersten Ausfall nach wenigen hundert Zyklen haben.

Nach etwa 1.000 bis 2.000 Zyklen tritt allerdings ein bisher unbeachtetes Erholungsplateau auf. Dieses Verhalten wird maßgeblich durch die Beschichtung gesteuert, die bei sehr weichen Schichten wie ein Film wirkt. Waterhouse [WAT72] hat bei seinen Untersuchungen den kurzzeitigen Ausfall des Kontakts mit der Fragmentierung eines Films begründet. Das System ist in diesem Fall nach Waterhouse bis zirka 2.000 Zyklen von diesem Film dominiert und somit schichtgesteuert.

6.3 Reibzahl-Zyklen-Diagramm

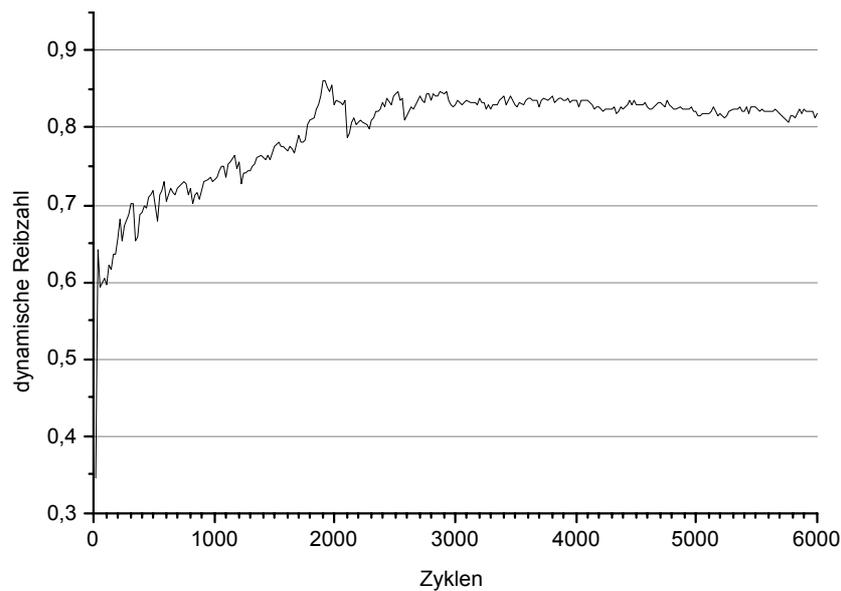


Abbildung 6.5: Reibzahl-Zyklen-Diagramm eines Tribotests

Eine weitere Meßgröße ist die Reibzahl. Die über einen Zyklus integrierte Tangentialkraft nach Gleichung 6.1 führt zu einer dynamischen Reibzahl μ_D .

$$\mu_D = \frac{1}{2s |F_N|} \oint_{\text{Zyklus}} |F_T| dx \quad (6.1)$$

mit s , der Schwingweite, F_N , der Normalkraft und F_T , der Tangentialkraft.

Diese wird im Reibzahl-Zyklen-Diagramm (Abbildung 6.5) gegen die Zyklenzahl aufgetragen. In diesem Diagramm können Verhaltensänderungen und Schichteffekte durch die Änderungen in der Reibzahl festgestellt werden.

Bei einer linearen Zyklenachse entspricht der Verlauf der Kurve einem zeitlich linearen Verlauf und läßt somit eine Klassifizierung des Materialsystems nach Kapitel 3.6 zu. Der Verlauf entspricht dem Fall a und damit nach Blau [BLA96] dem Fall einer kontaminierten Oberfläche mit einem schmierenden Film. Die maximale Reibzahl und damit der von Blau definierte Metall-Metall-Kontakt wird nach zirka 2.000 Zyklen erreicht. Diese Zyklenzahl korrespondiert mit der von Waterhouse dargestellten Dominanz eines Oberflächenfilms.

6.4 Tangentialkraft-Weg-Diagramm

Die Tangentialkraft-Weg-Diagramm (Abbildungen 6.6, 6.7) zeigt die lokale Tangentialkraft und deren Entwicklung unter Schwingbelastung an. Ein mögliches mechanisches Modell zur Erklärung der Kurven wurde in Kapitel 3.5 entwickelt. Die Form der Kurve läßt auf die mikroskopischen Gegebenheiten der beiden Verschleißpartner schließen.

In Kapitel 6.2 und 6.3 wurde die Entwicklung des Kontaktwiderstand und der Reibzahl bereits besprochen. Dabei wurde festgestellt, dass das untersuchte Tribosystem bis ungefähr 2.000 Zyklen schichtbestimmt ist und dann sein Verhalten verändert. Entsprechend unterscheiden sich die Tangentialkraft-Weg-Diagramme vor (Abbildung 6.6) und nach 2.000 Zyklen (Abbildung 6.7) signifikant.

Vor 2.000 Zyklen ist das Kontaktsystem schichtbestimmt. Die weiche Zinnschicht zeigt anders als harte Materialien eine statische Reibzahl (Haftreibzahl) μ_S , die deutlich größer als die dynamische Reibzahl (Gleitreibzahl) μ_D ist (Adhäsion), wodurch eine geschwindigkeitsabhängige Reib- bzw. Tangentialkraft entsteht. Mit größerer Relativgeschwindigkeit der Kontaktpartner nimmt die Tangentialkraft ab. Daher ist die Kraft an den Umkehrpunkten leicht überhöht und die Kurve zeigt eine Wannenform.

Nach 2.000 Zyklen entsteht ein nach Blau [BLA96] typischer Metall-Metall-Kontakt unter Schwingbelastung nach der Einlauf-Phase („Running-in“) mit einer Gleitreibzahl sehr nahe der Haftreibzahl. Dieses Verhalten ist typisch für eine Metall-Metall-Reibung. Die Kurve zeigt daher die Erscheinungsform, die das Modell einer Steckverbindung nach Tristani [TR01] voraussagt.

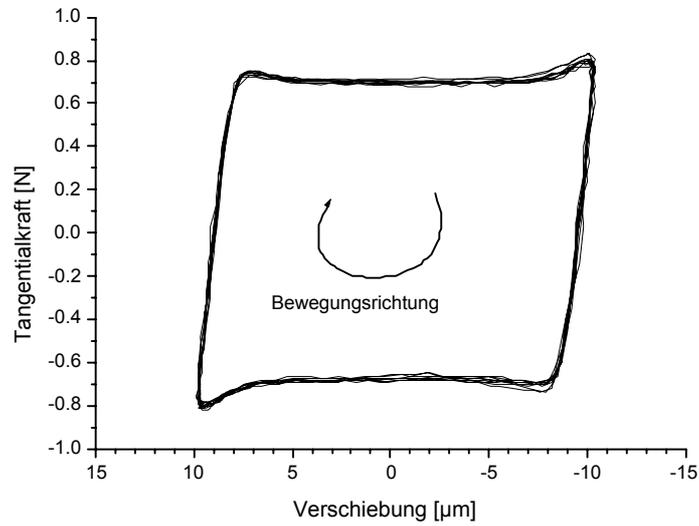


Abbildung 6.6: Gemessenes Tangentialkraft-Weg-Diagramm von Zyklus 190 bis 200 eines feuerverzinnnten Kontaktes gegen sich selbst gepaart

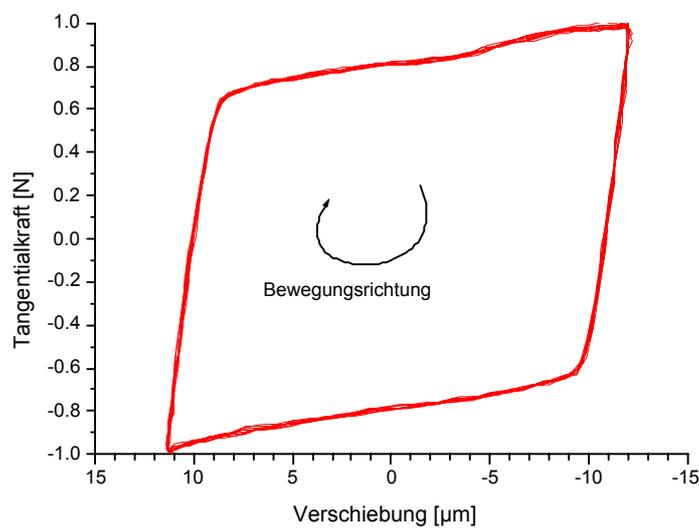


Abbildung 6.7: Gemessenes Tangentialkraft-Weg-Diagramm von Zyklus 2690 bis 2700 eines feuerverzinnnten Kontaktes gegen sich selbst gepaart

Kapitel 7

Verschleißanalyse

Nach der Abschätzung von Kontaktfläche und Blitztemperaturen während der Verschleißprüfung werden die Verschleißerscheinungen an zielpräparierten Querschliffen von herkömmlichen, feuerverzinnnten Kontakten verschieden langer Belastungsdauer dokumentiert und erläutert. Darauf aufbauend wird die Wirkung der Laserstrukturierung auf die Verschleißerscheinungen analysiert.

7.1 Kontaktfläche und Blitztemperaturen

Zur Berechnung der scheinbaren Kontaktfläche wird der Hertzsche Kontaktradius [MI49] nach Gleichung 3.2 berechnet. Die Normalkraft beträgt $F_N = 1\text{N}$, der Kugelkontakt ist durch die Geometrie der gekreuzten Zylinder mit einem Radius von $R_K = 2,5\text{mm}$ realisiert. Die elastischen Eigenschaften von Zinn sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Der Radius ergibt sich nach Gleichung 3.2 zu $a_c = 44,3\mu\text{m}$, was zu einer scheinbaren Kontaktfläche von $A_s = 6.170\mu\text{m}^2$ führt.

Nach wenigen Zyklen Belastung sollte die Verschleißspur auf einem Kontakt nicht oder nur wenig breiter sein, als der Durchmesser der scheinbaren Kontaktfläche. In Abbildung 7.1 ist eine solche Verschleißspur nach 60 Zyklen elektronenmikroskopisch abgebildet, die Verschleißspur hat eine ungefähre Breite von $90\mu\text{m}$.

Die wahre Kontaktfläche wird nach Gleichung 3.6 mit einer ungefähren Streckgrenze von 200MPa für Zinn zu $A_w = 1.670\mu\text{m}^2$ berechnet.

Die Anzahl der Mikrokontakte kann durch die in Kapitel 5.3 ausgewerteten weißlichtinterferometrischen Messungen erfolgen und über die scheinbare Kontaktfläche abgeschätzt werden. Mit der Anzahl der Mikrokontakte kann durch die bekannte wahre Kontaktfläche deren Größe ermittelt werden. Da-

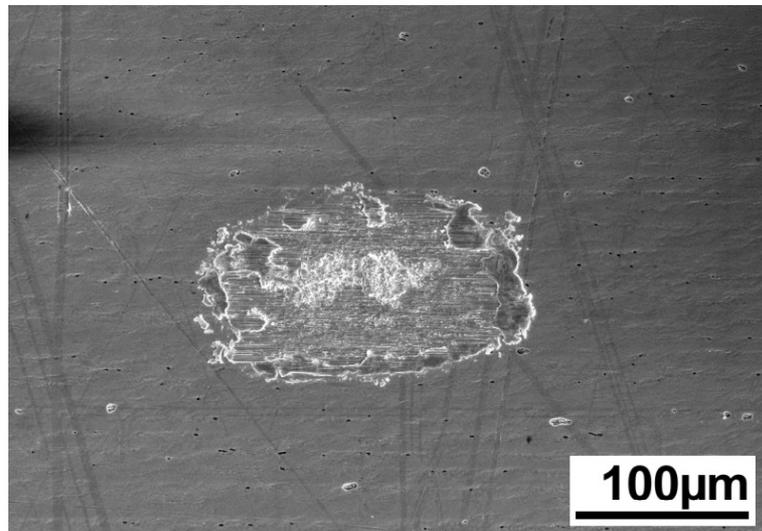


Abbildung 7.1: Elektronenoptische Aufnahme einer Verschleißspur nach 60 Zyklen

nach kann mittels Gleichung 3.7 der theoretische, elektrische Kontaktwiderstand berechnet werden.

Für unstrukturierte Kontakte wurde eine Peakdichte von $0,76 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-2}$ ermittelt, was zu 4,7 Mikrokontakten und damit bei kreisförmigen Kontakte zu einem mittleren Mikrokontaktradius $a_{MC} = 10,6 \mu\text{m}$ führt. Der elektrische Kontaktwiderstand wird zu $R = 3,75 \text{m}\Omega$.

Für strukturierte Kontakte wurde die Peakdichte mit $1,2 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^{-2}$ approximiert. Damit liegen in der scheinbaren Kontaktfläche 7,4 Kontakte mit einem mittleren Mikrokontaktradius von $a_{MC} = 8,5 \mu\text{m}$. Der elektrische Kontaktwiderstand strukturierter Proben sollte $R = 3,5 \text{m}\Omega$ sein und damit etwas kleiner als der Widerstand unstrukturierter Proben.

Die gemessenen Kontaktwiderstände zu Anfang der Widerstand-Zyklus-Diagramme liegen bei unstrukturierten Proben um $7 \text{m}\Omega$ und bei strukturierten Proben um $5 \text{m}\Omega$.

Die Berechnung der maximalen Blitztemperatur zwischen den Kontakten erlaubt eine Voraussage über die Möglichkeit von Phasentransformationen während der Verschleißprüfung.

Das wirkende Zeitregime ist laut Gleichung 3.9 mit den Annahmen in Kapitel 3.4 mit 2,6s für unstrukturierte und mit 2,1s für strukturierte Proben zu approximieren.

Die Péczletzahl für das Kontaktpaarung Zinn-Zinn beträgt $6,29 \cdot 10^{-7}$ bei der Schwingweite von $20 \mu\text{m}$ und einer Frequenz von 10Hz, was einer ma-

ximalen Relativgeschwindigkeit von $1.260 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$ entspricht. Damit ist die vom System abgeführte Wärmemenge sehr viel größer, als die durch Reibung produzierte. Die Temperatur steigt nicht oder nur sehr wenig an.

Die nach Gleichung 3.13 bestimmbare Blitztemperatur für eine Paarung aus gleichen Zinn-Oberflächen ist der Reibzahl μ_D proportional.

$$T_f(\mu_D) = C\mu_D \text{ mit } C = \begin{cases} 0,17\text{K} & \text{für unstrukturierte Proben} \\ 0,21\text{K} & \text{für strukturierte Proben} \end{cases}$$

μ_D steigt wie in Abbildung 6.5 zu sehen von 0,6 auf maximal 0,9 an. Damit erreicht die Blitztemperatur Maximalwerte von weniger als 0,5K.

Somit sind während des Verschleißtestes keine thermisch aktivierbaren Phasentransformationen zu erwarten. Der Verschleiß und die Reibkorrosion beschränkt sich dann auf Verformung, Abtrag und Oxidation der freigelegten Metalloberflächen an feuchter Atmosphäre (Reibkorrosion).

7.2 Verschleißerscheinungen herkömmlicher, feuerverzinnter Kontakte

In diesem Kapitel werden die Verschleißentwicklungen und damit die Gründe für die Entwicklung der Messgrößen aus Kapitel 6 (z. B. Abbildung 7.2) in Querschliffen und Oberflächenanalysen verschieden lang getesteter Prüfkörper dokumentiert und die Verschleißerscheinungen benannt.

Werden zwei Oberflächen aus Zinn in Kontakt gebracht, so wird durch eine relativ geringe Belastung die sehr dünne Oxidschicht auf dem Zinn lokal durchstossen, wodurch eine stromleitende Verbindung mit geringem Kontaktwiderstand gebildet wird. Dieser „Break-in“ zeigt sich generell bei allen relevanten Werkstoffsystemen unter unterschiedlichen Minimallasten.

Anschließend folgt die Einlaufphase („Running-in“), bei der die kontaktierenden Oberflächen einen konstant niedrigen Kontaktwiderstand durch den Abrieb der ersten Mikrokontakte realisieren (vgl. 6). Das weiche Zinn kann sehr leicht deformiert werden, wodurch die Oxidhaut zerstört wird und es zu adhäsivem Materialübertrag kommt (Abbildung 7.3, 7.9). Eine Gleichgewichtslage ist dabei aber noch nicht erreicht, da das System schichtbestimmt ist.

Die Zinnschicht beginnt unter der Belastung nach 300 bis 400 Zyklen stark zu oxidieren, bis fast kein freies, leitendes Zinn mehr vorhanden ist (Abbildung 7.4), wodurch der Sauerstoffanteil auf der Verschleißstelle anwächst (Abbildung 7.5). Die Oxidteilchen verteilen sich über die Verschleißspur und erhöhen so den Kontaktwiderstand, der auf über 4Ω ansteigt.

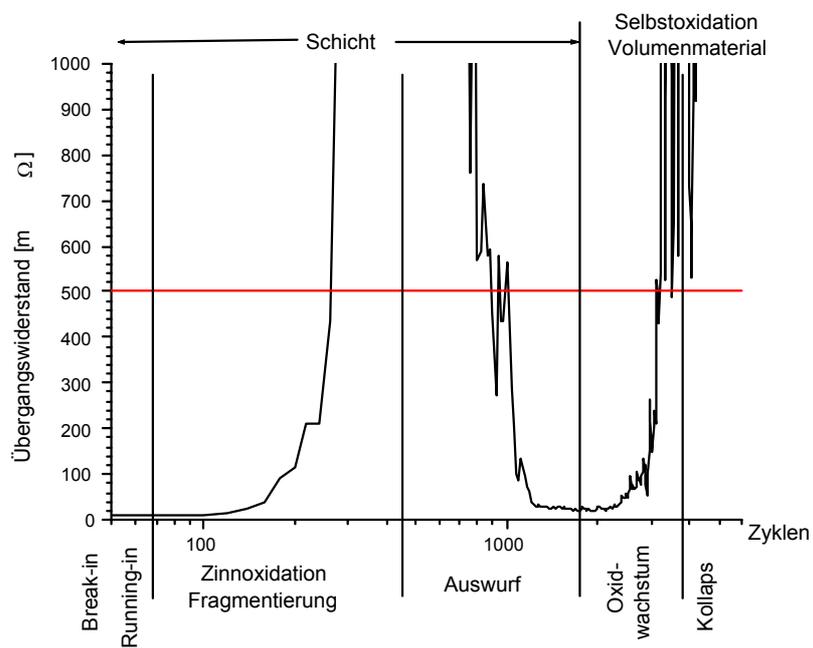


Abbildung 7.2: Beispiel für ein Widerstand-Zyklen-Diagramm mit Angabe der dominierenden Verschleißvorgänge in den einzelnen Verschleißphasen nach [WAT72]

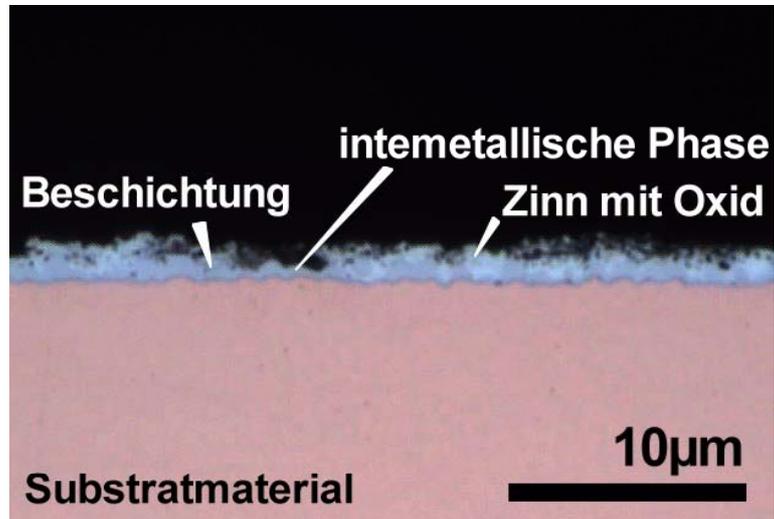


Abbildung 7.3: Querschliff einer Verschleißspur nach 60 Zyklen; Oberflächenzerrüttung der Zinnschicht ohne Durchbruch zur intermetallischen Phase

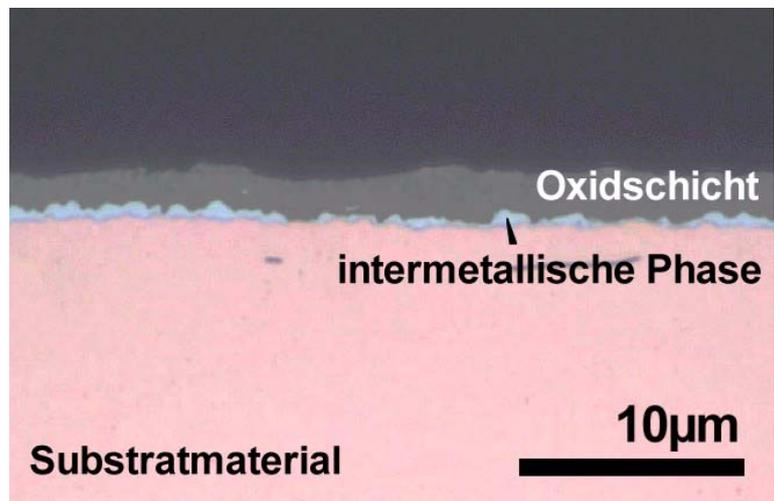


Abbildung 7.4: Querschliff einer Verschleißspur nach 380 Zyklen; Oxidschicht auf dem Kontakt, die intermetallische Phase ist noch intakt

Nach zirka 500 Zyklen beginnt die Fragmentierung der Zinnoxidschicht, wodurch die Oxide aus dem Kontakt ausgetrieben werden (Abbildung 7.6). Sie lagern sich bis ungefähr 1.500 Zyklen um die Verschleißspur an (Abbildungen 7.7, 7.8). Der Zinnanteil innerhalb der Verschleißspur fällt von anfangs 60 – 80% auf 40 – 50% (Abbildung 7.5). Dabei ist zu beachten, dass die energiedispersive Röntgenanalyse zur Bestimmung der elementaren Volumenanteile eine Eindringtiefe in der Größenordnung von $1\mu\text{m}$ zeigt.

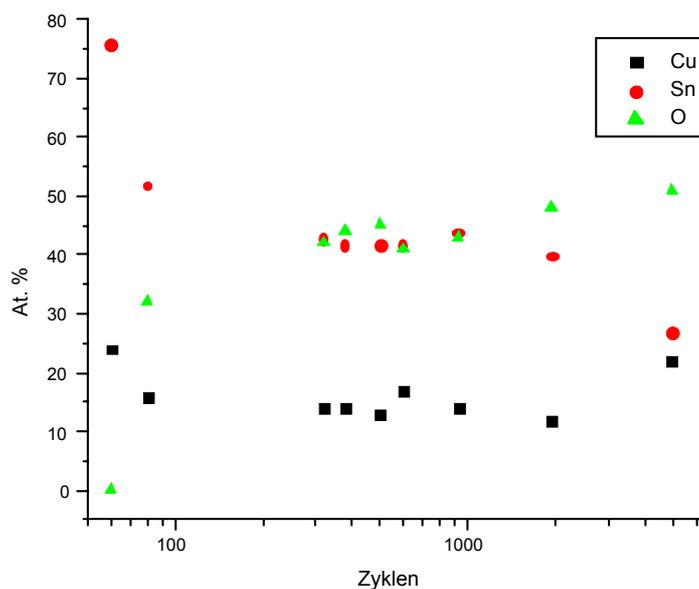


Abbildung 7.5: Energiedispersive Röntgenanalysen herkömmlicher, feuerverzinneter Bronzekontakte als Funktion der Zyklenzahlen bei Verschleißtests

Die intermetallischen Phasen stellen während dem Austrieb der fragmentierten Zinnoxide leitende Metall-Metall-Verbindungen her, wodurch sich der Kontaktwiderstand erholt und in ein Plateau nach ungefähr 1.500 bis 2.000 Zyklen zurückfällt. Die dominierende Schicht wird von diesem Moment an die intermetallische Zwischenschicht. Nach Waterhouse [WAT72] ist der Kontakt nun nicht mehr vom aufliegenden Film, sondern durch das Volumenmaterial und dessen Selbstoxidation bestimmt.

In dem Plateau beginnen die intermetallischen Phasen zu zerbrechen und das darunterliegende weiche Kupfer durch die Belastung zu verformen (Abbildung 7.10). Es setzt eine erneute Oxidation ein, wodurch der Kontaktwiderstand wieder auf über 4Ω ansteigt. Das bedeutet für das System meistens

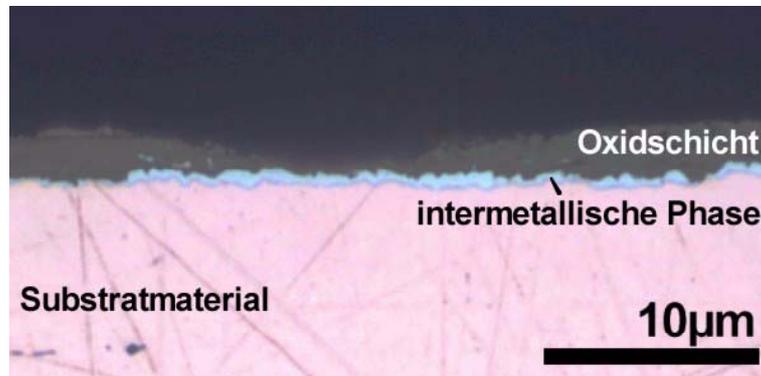


Abbildung 7.6: Querschliff einer Verschleißspur nach 920 Zyklen; Oxidschicht bedeckt nicht mehr die ganze Fläche, teilweise Durchbruch zur intermetallischen Phase

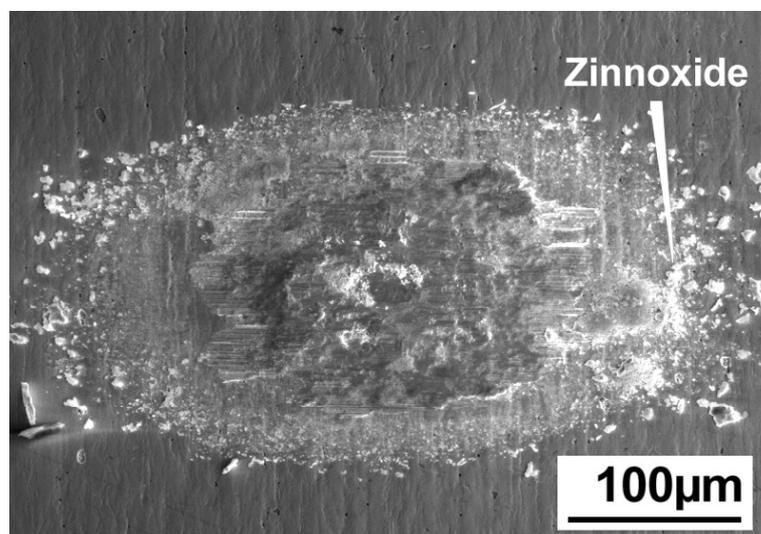


Abbildung 7.7: Verschleißspur nach 920 Zyklen; am Rand abgelagerte Zinnoxide

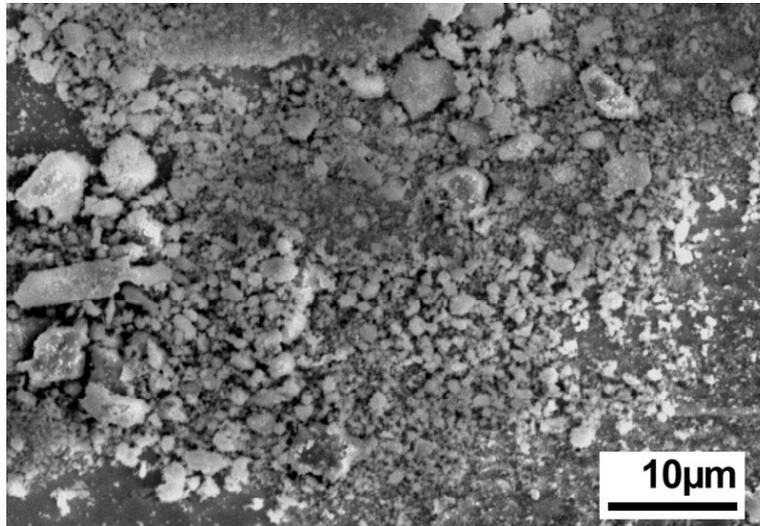


Abbildung 7.8: Oxid auswurf neben einer Verschleißspur

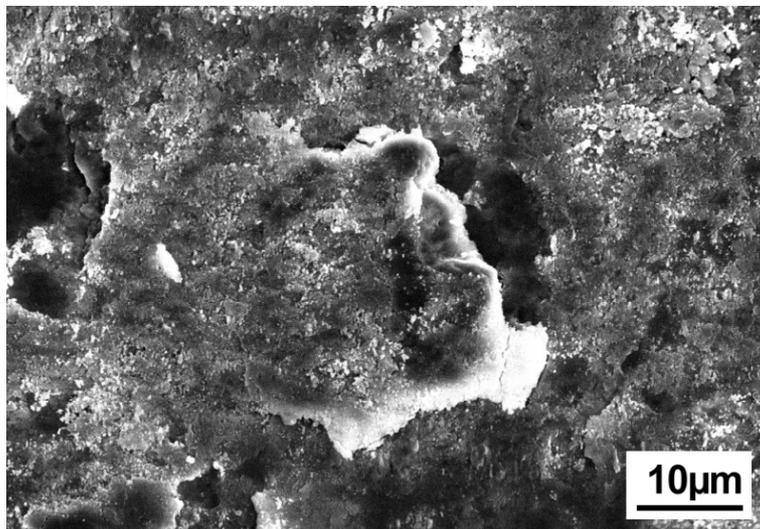


Abbildung 7.9: Oberflächenzerrüttung der Zinnschicht

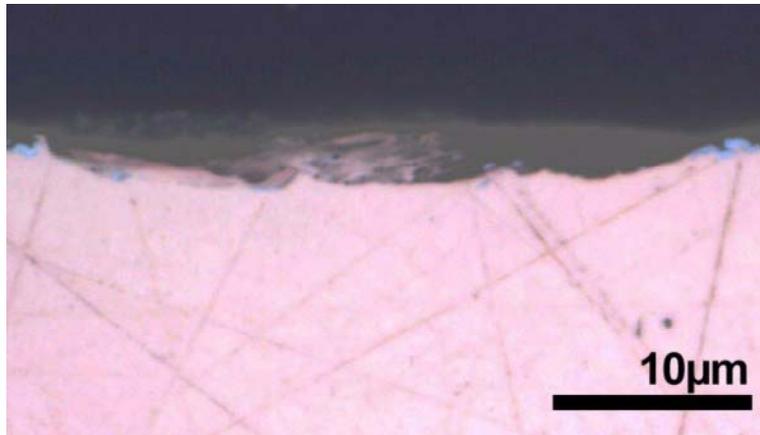


Abbildung 7.10: Querschliff einer Verschleißspur nach 1.920 Zyklen; die intermetallische Phase wird verformt und die Oberfläche zerrüttet

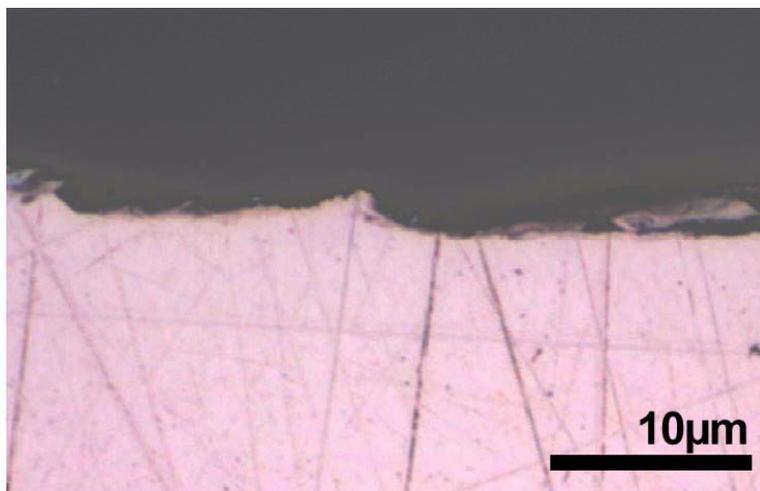


Abbildung 7.11: Querschliff einer Verschleißspur nach 4.960 Zyklen; endgültiger Ausfall der leitenden Verbindung

den endgültigen Ausfall der Verbindung (Abbildung 7.11). In seltenen Fällen fällt der Widerstand wieder etwas ab, erreicht aber nie mehr $500\text{m}\Omega$.

7.3 Wirkung der Laserstrukturierung auf die Verschleißerscheinungen

Bei den Tribometertests von strukturierten Kontakten, wurde der untere, herkömmliche Kontakt durch einen strukturierten Kontakt ersetzt wurde und der obere unstrukturiert blieb. Die Tests der Kontaktpaarung aus laserstrukturierten und unstrukturierten Kontakten zeigen eine Veränderung im Erholungsbereich. Die Laserstrukturierung realisiert dort eine Plateauwirkung im Kontaktwiderstand, so dass das Erholungsplateau im Vergleich zu unstrukturierten Kontakten etwas niedriger liegt und etwas länger anhält.

Durch die Strukturierungstiefe im Nanometerbereich kann die Topographie bei weichen, schichtbestimmten Systemen keinen Einfluß erlangen. Damit wird bei weichem Zinn als Beschichtungsmaterial durch eine Topographiemodifikation keine Verbesserung erreicht. Allerdings wird durch die Strukturierung der intermetallische Interfacebereich manipuliert. Dieser Bereich zeigt den erläuterten Kompositeffekt aus einerseits kontaktfreudiger und andererseits verschleißresistenter Phase.

In den Querschliffen der Verschleißspuren strukturierter Kontakte (Abbildungen 7.15, 7.17) ist zu erkennen, dass die Verformung des Substratmaterials deutlich früher als bei unstrukturierten Kontakten (Abbildung 7.6) bereits zu Beginn des Erholungsbereichs bei 1.000 Zyklen beginnt, da die harten, periodisch auftretenden, intermetallischen Phasen das Zinn und nach dem Zinnabrieb auch das Kupfer leicht verformen können. Diese plastische Verformung stellt vermehrt Metall-Metall-Kontakte her und senkt somit den Kontaktwiderstand im Plateaubereich (Abbildung 7.12) von durchschnittlich $130\text{m}\Omega$ auf $100\text{m}\Omega$. Die periodisch angeordneten intermetallischen Phasen werden als Partikel freigesetzt und halten diesen Zustand über längere Zeit konstant – die Plateaulänge wird größer. Dabei bleibt die Oxidationsrate gleich der Oxidationsrate der unstrukturierten Proben. Der Kupferanteil steigt bei strukturierten Proben etwas stärker als bei unstrukturierten Proben an, da durch die Verformung die intermetallischen Phasen und das Kupfer mehr vermischt und damit mehr Kupfer im Messvolumen der Röntgenanalyse liegt (Abbildung 7.13, vgl. Abbildung 7.5 und Kapitel 7.2).

Die Oberfläche des unstrukturierten Kontaktpartners erleidet dabei sehr viel weniger Schädigung (Abbildungen 7.14, 7.15, 7.16 und 7.17). Die strukturierte Probe absorbiert durch die frühe Verformung die gesamte Reibener-

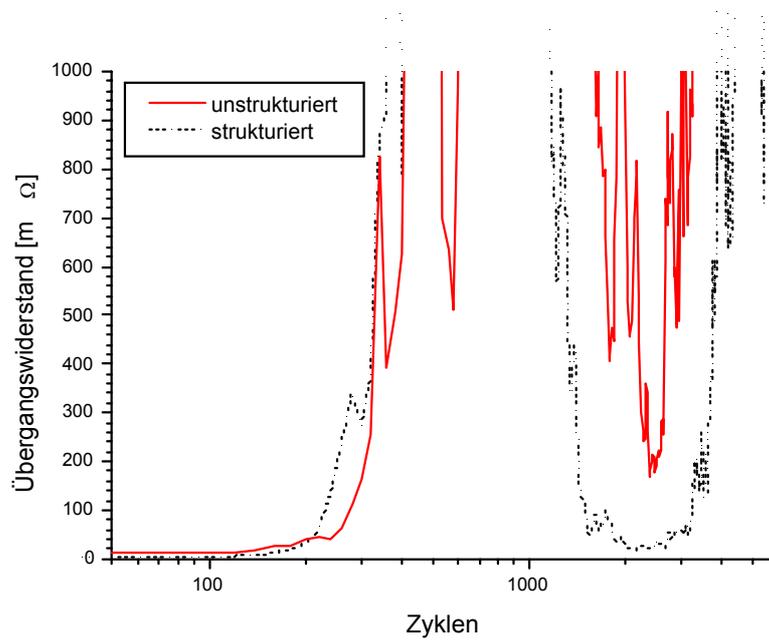


Abbildung 7.12: Vergleich des auftretenden Kontaktwiderstands einer unstrukturierten und einer strukturierten Probe

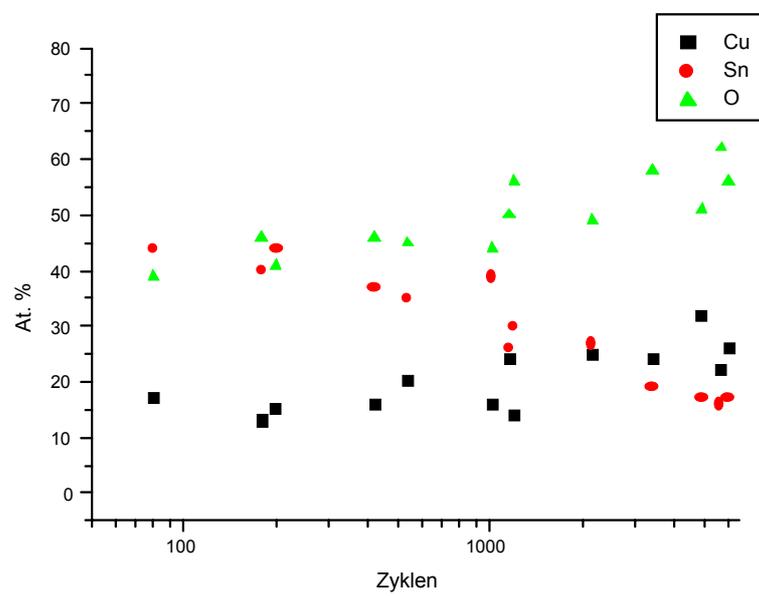


Abbildung 7.13: Energiedispersive Röntgenanalysen strukturierter Proben als Funktion der Zyklenzahlen

gie und vermindert so die Verformung des unstrukturierten Kontaktpartners. Entstehende Oxide werden adhäsiv an die strukturierte Oberfläche übertragen.

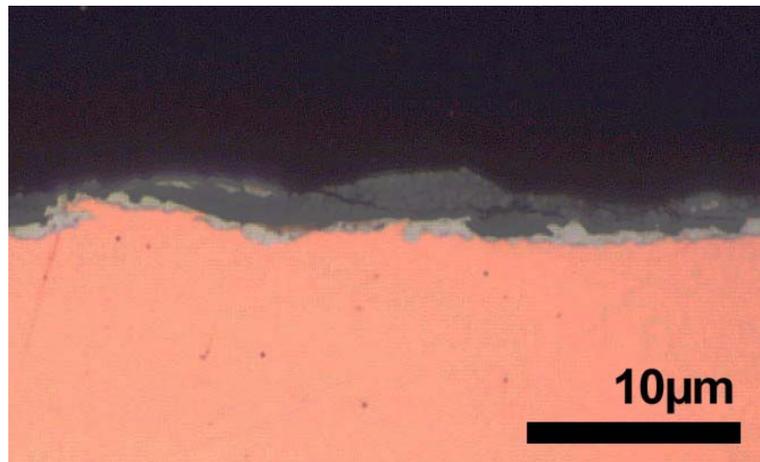
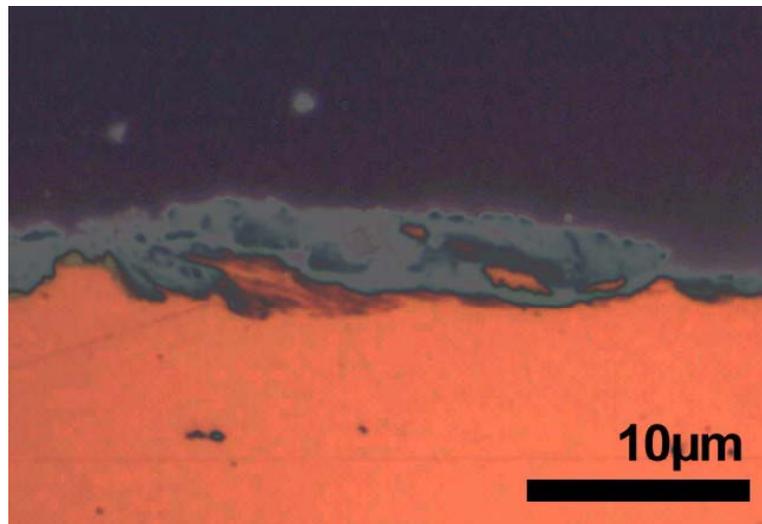


Abbildung 7.14: Oberer Gegenkörper eines strukturierten Testkörpers nach 1.160 Zyklen

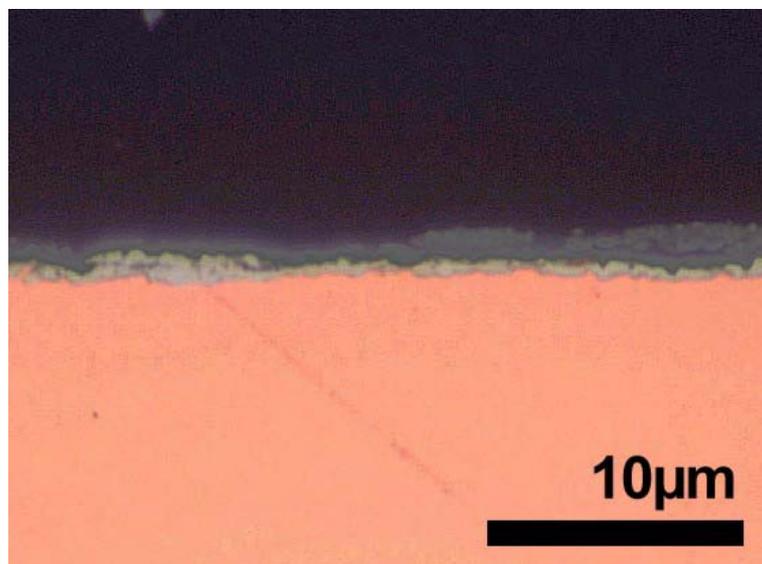
Für die Vergleichstests wurden immer gleich lang und unter gleichen Bedingungen gelagerte Proben genutzt. So konnten bei Proben, die zwei Monate nach ihrer Fertigung mit mittlerer Leistung strukturiert und getestet wurden, eine Plateauverlängerung von zirka 1.500 auf 2.000 Zyklen erreicht werden. Bei Proben, die 5 Monate nach ihrer Fertigung mit ähnlicher Leistung strukturiert und getestet wurden, konnten Verlängerungen von 2.200 auf 2.600 Zyklen erreicht werden. Es wurde festgestellt, dass die Länge mit dem Alter der Proben wächst, was wahrscheinlich mit Diffusionsprozessen und dadurch aktiviertem Wachstum der intermetallischen Phasen einhergeht.

Bei dickeren intermetallischen Phasen halten die Phasen den Reibungsmechanismen länger stand, wobei die Laserbehandlung eine bessere Verbindung zum Kupfer herstellt und so den Zustand weiter optimiert.

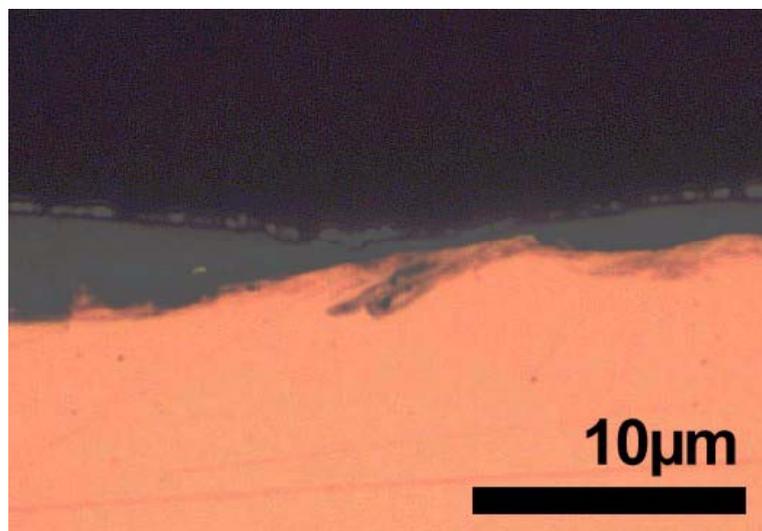
Die Position des Widerstandsplateaus verschiebt sich bei den strukturierten Proben von durchschnittlich $130\text{m}\Omega$ auf $100\text{m}\Omega$. Beim Vergleich der Histogramme (Abbildung 7.18) der Widerstand-Zyklen-Diagramme, kann für die strukturierten Proben ein Peak bei einem sehr geringen Kontaktwiderstand festgestellt werden, während bei den unstrukturierten Proben eine etwas breitere Verteilung bis hin zu zwei Peaks erkennbar ist.



Abbildung~7.15: Unterer strukturierter Testkörper nach 1.160 Zyklen



Abbildung~7.16: Oberer Gegenkörper eines strukturierten Testkörpers nach 2.160 Zyklen



Abbildung~7.17: Unterer strukturierter Testkörper nach 2.160 Zyklen

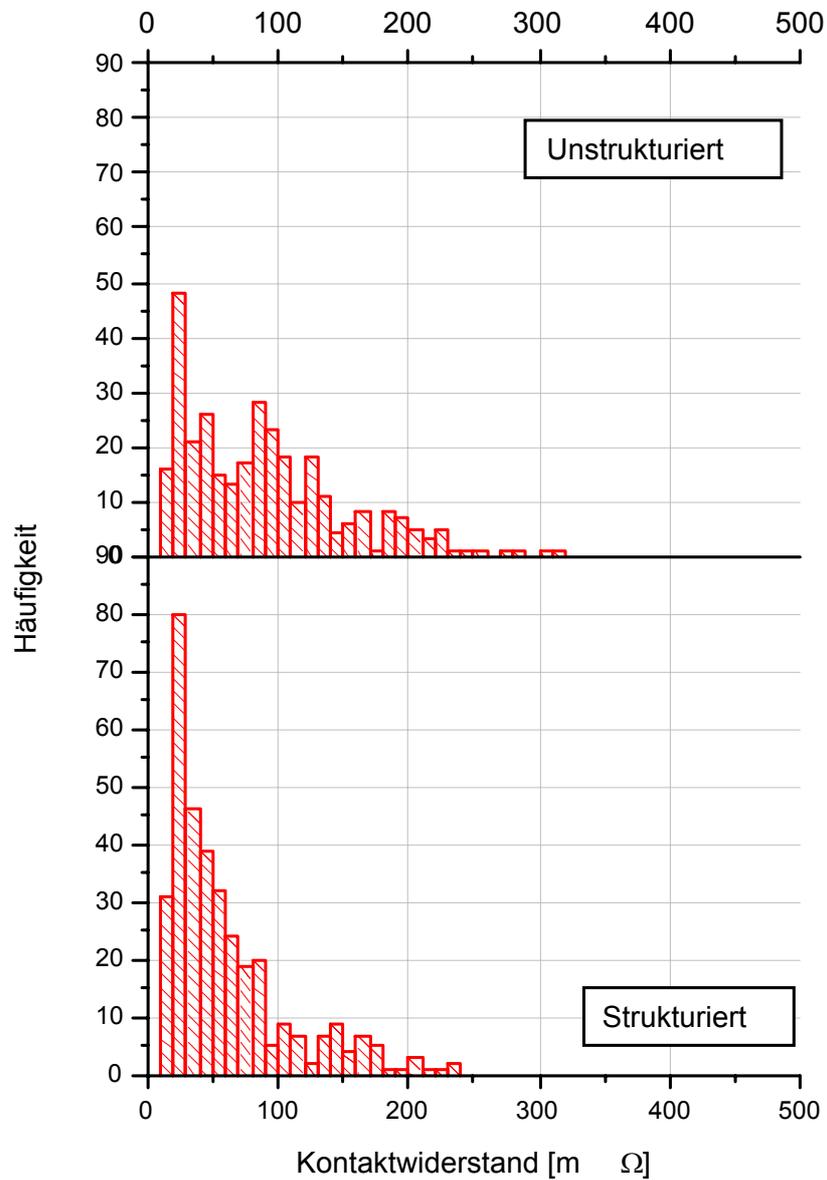


Abbildung 7.18: Messwertverteilung des elektrischen Widerstandes von unstrukturierten (oben) und strukturierten (unten), im Tribometer untersuchten Proben gewonnen aus den Widerstand-Zyklus-Diagrammen

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden mit Hilfe eines speziellen Laserinterferenzsystems Substratoberflächen von Cu-Sn-Kontaktwerkstoffen auf direktem Wege mit der 3. Harmonischen des Nd:YAG-Hochleistungslasers in ihrer Mikrostruktur sowie topographisch modifiziert. Durch die Überlagerung der Laserstrahlen konnten räumlich selektive und lateral periodische Strukturen realisiert werden.

Metallische Werkstoffe, die die eingestrahlte Laserenergie oberhalb oder nahe ihrer Plasmafrequenz in Wärme umgewandeln, zeigen ein gutes Strukturierungsverhalten auf photothermischer Basis. Die lokale, periodische Wärmebehandlung führt zur Veränderung der Mikrostruktur.

Es war möglich, in herkömmlichen Kontakten die durch Feuerverzinnung dominierende, monoklinische η -Phase kupferseitig teilweise in die hexagonale ε -Phase umzuwandeln und diese zudem in Richtung Kupfer wachsen zu lassen.

Die produzierten Strukturen auf Kontaktwerkstoffen wurden in einem speziellen Tribometer unter Schwingbelastung getestet. Durch den periodischen Wechsel zwischen harter, intermetallischer Phase und weicher Zinnphase im Interfacebereich Zinn - intermetallische Phase bzw. weichem Kupfer im Interfacebereich intermetallische Phase - Kupfer war es unter Schwingbelastung möglich, nach dem Durchrieb der reinen Zinnschicht eine hartstoffpartikelinduzierte Verformung zu realisieren, die einen etwas niedrigeren Kontaktwiderstand ermöglichte, als die bisherige nicht-periodische Struktur in der Kontaktzone.

Die Oxidation während dieser Verformung überstieg die Oxidation eines herkömmlichen Kontakts in diesem Stadium nicht. Allerdings konnte durch das sich verformende Kupfer in dieser Phase die Reibenergie von dem strukturierten Kontakt aufgenommen und so die Zerstörung des unstrukturierten Kontakts zeitlich verzögert werden. Die Zeitspanne bis zum endgültigen Aus-

fall der elektrischen Verbindung wurde damit etwas verlängert.

Bei gealterten Kontakten konnte auch ohne Strukturierung eine Verlängerung dieses Erholungsplateaus beobachtet werden, was auf die gewachsenen intermetallischen Phasen zurückzuführen ist. Trotzdem konnte die Strukturierung auch diese Proben weiter verändern.

So kann vermutet werden, dass bei periodischem, kontrolliertem Wachstum der intermetallischen Phase bis zur Oberfläche der Verschleiß direkt im Erholungsbereich beginnt, d. h. unter Umständen keinen oder nur einen sehr kurzen Zwischenausfall der Verbindung zeigt, und der Kontaktwiderstand möglichst lange unter dem kritischen Widerstand bleibt.

Die Topographieeinstellungen hatten eine Widerstandsverkleinerung während der Einlaufphase von $7\text{m}\Omega$ auf $5\text{m}\Omega$ zur Folge. Da das Zinn ein sehr weicher Werkstoff ist, der sich zwischen den harten intermetallischen Schichten sogar ähnlich einem Schmierstoff oder -film verhält, konnte dieser Effekt nur kurzzeitig aufrecht erhalten werden und zeigte keine signifikante Änderung.

Bei harten Beschichtungen ist hingegen entsprechend der Reib- und Verschleißtheorien sowie der Profiltraganteilkurve durch die periodische Topographie und die geringere Welligkeit bei gleichzeitig höherer Rauheit eine signifikante Veränderung im Kontaktverhalten zu erwarten. So kann davon ausgegangen werden, dass damit in Zukunft auch andere Materialien in derartigen Kontakten genutzt werden könnten.

Vorstellbar ist zum Beispiel das System Cu-W. Das besonders harte Metall Wolfram ist mit Kupfer nicht mischbar, es kann als harte Oberflächenschicht eingesetzt werden. Durch eine Topographieeinstellung kann das normalerweise bei harten Materialien herrschende schlechte Kontaktverhalten verändert werden, während die Härte für eine sehr gute Verschleißresistenz sorgt.

Teil III
Verzeichnisse

Abbildungsverzeichnis

2.1	Relative Intensitätsverteilung bei einer Zwei-Strahl-Interferenz (die Maxima weisen die doppelte Teilstrahlintensität auf) . . .	9
2.2	Relative Intensitätsverteilung bei einer symmetrischen, ebenen Vier-Strahl-Interferenz (die Hauptmaxima weisen die vierfache Teilstrahlintensität auf)	10
2.3	Relative zweidimensionale Intensitätsverteilung bei einer symmetrischen, räumlichen Drei-Strahl-Interferenz (die Maxima weisen die dreifache Teilstrahlintensität auf)	10
2.4	Anregungsmöglichkeiten über optisch aktive Elementarwechselwirkungen von Licht und Materie	12
2.5	Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex, der Reflektivität und des Absorptionskoeffizienten für ein Medium mit einer Resonanzfrequenz (Nichtmetall), berechnet über die Dielektrizitätsfunktion	14
2.6	Frequenzabhängigkeit des Brechungsindex, der Reflektivität R und des Absorptionskoeffizienten eines Metalls mit der Plasmafrequenz	15
2.7	Spektroskopisch gemessene Frequenzabhängigkeit der Reflektivität von verzinnnten Materialien und Kupfer mit eingetragener Plasmafrequenz für die feuerverzinnnte Oberfläche und eingetragener Kreisfrequenz der genutzten Laserstrahlung . . .	16
3.1	Oberflächenprofil einer feuerverzinnnten CuSn-4-Probe gemessen mittels Weißlichtinterferometrie	20
3.2	Scheinbare Kontaktfläche ($A_s = ab$) zwischen zwei kontaktierenden Oberflächen mit ihren Mikrokontakten, die zusammen die wahre Kontaktfläche bilden ($A_w = \sum A_i$) nach [CZ92] . . .	20
3.3	In einer Steckverbindung auftretendes Tangentialkraft-Weg-Diagramm (vgl. Kapitel: Tribologisch-elektrische Prüfung) . .	25
3.4	Kontaktmodell nach Tristani [TR01]	26
3.5	Modellerweiterungen mit Tangentialkraft-Verschiebung-Kurven [TR01]	26

3.6	Zeitabhängigkeit der Tangentialkraft (Einlaufmodelle) unter Schwingbelastung von acht Systemklassen nach Blau [BLA96] (Erläuterungen siehe Text)	28
4.1	Phasendiagramm von Kupfer und Zinn aus [ME01]	31
5.1	Aufbau eines Nd:YAG-Lasers	35
5.2	Schematische Darstellung des Laserübergangs	35
5.3	Apparativer Aufbau des Lasersystems mit optischen und mechanischen Elementen zum Messen der Einstellungen und Manipulieren der Strahlbündel (Erläuterungen siehe Text)	37
5.4	Reinraumkabine mit installiertem Lasersystem	38
5.5	Lasersystem auf schwingungsgedämpftem Tisch	38
5.6	Schematische Darstellung des Schichtsystems und die Einwirkung des Laserinterferenzmusters	40
5.7	Berechnete Temperaturverteilung im Material zum zeitlichen Pulsmittelpunkt (wegen Randeffekten ist für die Temperaturbetrachtung nur das mittlere Maximum hinzu zu ziehen)	41
5.8	Berechnete Temperaturentwicklung an der Oberfläche bis 10ns vor dem Pulsmittelpunkt ($t=25\text{ns}$)	41
5.9	Berechnete Temperaturentwicklung an den Materialgrenzflächen und im Volumenmaterial unter einem Intensitätsmaximum bis 35ns nach dem Pulsmittelpunkt ($t=70\text{ns}$)	42
5.10	Berechnete Temperaturentwicklung an der Oberfläche bis 35ns nach dem Pulsmittelpunkt ($t=70\text{ns}$)	42
5.11	Berechnete Temperaturtiefenverteilung unter einem Intensitätsmaximum zum zeitlichen Pulsmittelpunkt mit eingezeichneten Materialgrenzflächen	43
5.12	Berechnete Temperaturtiefenverteilung unter einem Intensitätsminimum zum zeitlichen Pulsmittelpunkt mit gekennzeichneten Materialgrenzflächen	44
5.13	Schematische Darstellung der Feuerverzinnung von Blechen aus [WI99]	47
5.14	Optische Aufnahme einer feuerverzinnte Oberfläche aufgenommen mit dem Differential-Interferenz-Kontrast (DIC)	48
5.15	Optische Aufnahme einer mit niedriger Leistung strukturierten feuerverzinnten Oberfläche aufgenommen mit dem DIC	48
5.16	Übergang von unbehandelter (oben) zu strukturierter Schicht (unten) mit dem DIC	49
5.17	Weißlichtinterferometrische Aufnahme einer Oberfläche, laserstrukturiert mit niedriger Leistung	49

5.18	Weißlichtinterferometrische Aufnahme einer Oberfläche, laserstrukturiert mit mittlerer Leistung	50
5.19	Weißlichtinterferometrische Aufnahme einer Oberfläche, laserstrukturiert mit hoher Leistung	50
5.20	Profillinien der Oberflächen mit drei verschiedenen Leistungen strukturiert	51
5.21	Aus einem Topographieabbild über Frequenzfilter gewonnenes Rauheitsbild einer unstrukturierten Probe	52
5.22	Aus einem Topographieabbild über Frequenzfilter gewonnenes Rauheitsbild einer strukturierten Probe	53
5.23	Aus einem Topographieabbild über Frequenzfilter gewonnenes Welligkeitsbild einer unstrukturierten Probe	53
5.24	Aus einem Topographieabbild über Frequenzfilter gewonnenes Welligkeitsbild einer strukturierten Probe	54
5.25	Auswertung der in einer unstrukturierten Oberfläche enthaltenen Berge	54
5.26	Auswertung der in einer strukturierten Oberfläche enthaltene Berge	55
5.27	Vergrößerung der Berge in einer strukturierten Oberfläche	55
5.28	Profiltraganteilkurve der Oberflächen im Vergleich	56
5.29	Querschliff einer unstrukturierten Probe	58
5.30	Elementverteilung im Querschliff in Abhängigkeit von der relativen Entfernung zum Grundwerkstoff gemessen mittels energiedispersiver Röntgenanalyse im Rasterelektronenmikroskop	59
5.31	Diffraktogramm einer strukturierten und einer unstrukturierten Probe mit der Indizierung der zur Phasenanalyse genutzten Peaks gemessen mittels Debye-Scherrer-Konfiguration mit Cu-(K-alpha)-Strahlung (1,54056nm)	60
5.32	Querschliff einer strukturierten Probe mit sichtbarer periodischer Dickenänderung der intermetallischen Phase	62
5.33	Rasterkraftmikroskopische Aufnahme einer mit mittlerer Leistung strukturierten Schicht	63
5.34	Kraft-Eindring-Kurven, aufgenommen mit einem Nanoindenter, Grundlage zur Berechnung der Härte und des Elastizitätsmoduls	64
6.1	Zur Simulation einer Schwingbelastung speziell konstruiertes Tribometer bei Robert Bosch GmbH	66
6.2	Prüfanordnung des zur Simulation der Schwingbelastung genutzten Tribometers bei Robert Bosch GmbH	66

6.3	Proben und deren Anordnung im Tribometer mit Stromregel- (A) und Spannungsmesskreis (V)	67
6.4	Widerstand-Zyklen-Diagramm gemessen am Tribometer mit eingezeichnetem kritischen Übergangswiderstand (waagerechte Linie)	68
6.5	Reibzahl-Zyklen-Diagramm eines Tribotests	69
6.6	Gemessenes Tangentialkraft-Weg-Diagramm von Zyklus 190 bis 200 eines feuerverzinnnten Kontaktes gegen sich selbst gepaart	71
6.7	Gemessenes Tangentialkraft-Weg-Diagramm von Zyklus 2690 bis 2700 eines feuerverzinnnten Kontaktes gegen sich selbst ge- paart	71
7.1	Elektronenoptische Aufnahme einer Verschleißspur nach 60 Zyklen	73
7.2	Beispiel für ein Widerstand-Zyklen-Diagramm mit Angabe der dominierenden Verschleißvorgänge in den einzelnen Verschleiß- phasen nach [WAT72]	75
7.3	Querschiff einer Verschleißspur nach 60 Zyklen; Oberflächen- zerrüttung der Zinnschicht ohne Durchbruch zur intermetalli- schen Phase	76
7.4	Querschiff einer Verschleißspur nach 380 Zyklen; Oxidschicht auf dem Kontakt, die intermetallische Phase ist noch intakt .	76
7.5	Energiedispersive Röntgenanalysen herkömmlicher, feuerver- zinnter Bronzekontakte als Funktion der Zyklenzahlen bei Ver- schleißtests	77
7.6	Querschiff einer Verschleißspur nach 920 Zyklen; Oxidschicht bedeckt nicht mehr die ganze Fläche, teilweise Durchbruch zur intermetallischen Phase	78
7.7	Verschleißspur nach 920 Zyklen; am Rand abgelagerte Zinnoxide	78
7.8	Oxidauswurf neben einer Verschleißspur	79
7.9	Oberflächenzerrüttung der Zinnschicht	79
7.10	Querschiff einer Verschleißspur nach 1.920 Zyklen; die inter- metallische Phase wird verformt und die Oberfläche zerrüttet .	80
7.11	Querschiff einer Verschleißspur nach 4.960 Zyklen; endgültiger Ausfall der leitenden Verbindung	80
7.12	Vergleich des auftretenden Kontaktwiderstands einer unstruk- turierten und einer strukturierten Probe	82
7.13	Energiedispersive Röntgenanalysen strukturierter Proben als Funktion der Zyklenzahlen	83
7.14	Oberer Gegenkörper eines strukturierten Testkörpers nach 1.160 Zyklen	84

<i>ABBILDUNGSVERZEICHNIS</i>	95
7.15 Unterer strukturierter Testkörper nach 1.160 Zyklen	85
7.16 Oberer Gegenkörper eines strukturierten Testkörpers nach 2.160 Zyklen	85
7.17 Unterer strukturierter Testkörper nach 2.160 Zyklen	86
7.18 Messwertverteilung des elektrischen Widerstandes von unstruk- turierten (oben) und strukturierten (unten), im Tribometer untersuchten Proben gewonnen aus den Widerstand-Zyklen- Diagrammen	87

Tabellenverzeichnis

3.1	Streckgrenze und Fließspannung mit deren Quotienten aus [TA48]	21
4.1	Physikalische Eigenschaften der Reinetalle und intermetallischen Phasen von Kupfer und Zinn	32
5.1	Übersicht der möglichen Wellenlängen des Nd:YAG-Lasers . .	36
5.2	Für die thermische Simulation angenommene Schichtdicken . .	39
5.3	Ungefähre Schichtdickenänderung; vor der Behandlung optisch vermessen, nach der Behandlung mittels Röntgendiffraktometrie gemessen	61
5.4	Universalhärten für unstrukturierte und strukturierte Proben gemessen mittels Mikrohärtmessungen mit einer Prüfkraft von 0,01N	62
5.5	Gemessene Nanohärten strukturierter Oberflächen gemessen mit einer Prüfkraft von 200µN	64

Literaturverzeichnis

- [AL95] M. von Allmen, A. Blatter, *Laser-beam interactions with Materials*, Second edition, Springer, Berlin, Germany, 1995
- [AR91] R. D. Arnell, P. B. Davies, J. Halling, T. L. Whomes, *Tribology principles and applications*, Springer-Verlag, 1991, 1
- [BA96] D. Bäuerle, *Laser Processing and Chemistry*, Second Edition, Springer, Berlin, Germany, 1996
- [BEC85] E. Becker, W. Ehrfeld, D. Münchmeyer, *Herstellung von Mikrostrukturen mit großem Aspektverhältnis und großer Strukturhöhe durch Röntgentiefenlithographie mit Synchrotronstrahlung, Galvanoforschung und Kunststoffabformung (LIGA-Verfahren)*, Bericht Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 3995, 1985
- [BEC88] E. Becker, W. Ehrfeld, *Das LIGA-Verfahren*, Phys. Bl. **44** (1988) 166
- [BEH99] W. Beh, I. Kim, M. Whitesides, *Formation of patterned microstructures of conducting polymers by soft lithography and applications in microelectronic device fabrication*, Adv. Mater. **11** (1999) 1038
- [BLA96] P. J. Blau, *Friction science and technology*, First Edition, Marcel Dekker Inc., New York, USA, 1996
- [BLO63] H. Blok, *The flash temperature concept*, Wear **6** (1963) 483
- [BM98] F. Burmeister, C. Schäfle, P. Leiderer, *From mesoscopic to nanoscopic surface structures lithography with colloid monolayers*, Adv. Mater. **10** (1998) 495
- [BOW64] F. P. Bowden, D. Tabor, *The friction and lubrication of solids, Part II*, Clarendon Press, Oxford, UK, 1964

- [BOY00] L. Boyer, L. Tristani, *A model for the contact resistance evolution during a fretting test*, Proceedings of the 20th International Conference of Electrical Contacts, Stockholm, Sweden, 2000
- [BR97] G. Braun, *Automobilgerechte Stecksysteme*, in: *Werkstoffe für elektrische Kontakte und ihre Anwendungen*, Eds K. H. Schröder, V. Behrens, A. Bögel, P. Braumann, G. Braun, F. Kaspar, G. Müller, U. Mürrle, R. Schnabl, E. Vinarcky, J. Weiser, Kontakt & Studium, expert-verlag, Germany, (1997) 250
- [BU01] I. Buresch, P. Rehbein, D. Klaffke, *Possibilities of fretting corrosion modell testing for contact surfaces of automotive connectors*, Conference-Proceeding, World Tribological Conference, Vienna, Austria, 2001
- [BW57] J. T. Burwell, *Survey of possible wear mechanisms*, *Wear* **1** (1957) 119
- [CO98] R. S. Cowan, W. O. Winer, *Frictional heating calculations*, in: *ASM Handbook Vol. 18, Friction, lubrication and wear technology*, Eds P. J. Blau, S. D. Henry, ASM International, USA, 1998
- [CU01] B. D. Cullity, S. R. Stock, *Elements of x-ray diffraction*, Third Edition, Prentice Hall, Inc., New Jersey, USA, 2001
- [CZ92] H. Czichos, K. H. Habig, *Tribologie-Handbuch: Reibung und Verschleiß*, Vieweg, Braunschweig, Germany, 1992
- [DE95] O. Deutscher, *Verschiedene Verfahren zur Einstellung einer gezielten Rauheit von Kaltband*, *Stahl und Eisen* **115** (1995) 39
- [DN92] J. F. DeNathale, P. J. Hood, A. B. Harker, *Fabrication and characterization of diamond moth eye antireflective surfaces on Ge*, *J. Appl. Phys.* **71** (1992) 1388
- [DY54] J. Dyson, W. Hirst, *Proc. Roy. Soc. B* **47** (1954) 309
- [EI96] E. Eisenbarth, M. Wenzel, W. Nachtigall, *Einfluß der Oberflächenstruktur und -zusammensetzung auf Zellhaftung*, in: *Werkstoffe für die Medizintechnik*, Ed. J. Breme, DGM-Informationsgesellschaft, Werkstoffwoche 1996, 99
- [EV99] M. Evans, B. Dalton, J. Steele, *Persistent adhesion of epithelial tissue is sensitive to polymer topography*, *J. Biomed. Res.* **46** (1999) 485

- [GEC85] B. Gecim, W. O. Winer, *Transient temperatures in the vicinity of an asperity contact*, J. Tribol., **107** (1985) 333
- [GEI97-1] M. Geiger, W. Becker, *Oberflächenausbildung keramischer Bauteile nach einer Endbearbeitung mit Excimerlaserstrahlung*, in: *Werkstoffe für die Fertigungstechnik*, Ed. A. de Paoli, Werkstoffwoche 1996, Symposium 5, DGM-Informationsgesellschaft (1997) 225
- [GEI97-2] M. Geiger, W. Becker, *Tribological properties of ceramics after machining with XeCl excimer laser radiation*, Prod. Eng. **4** (1997) 31
- [GÖK01] M. Göken, M. Kempf, *Pop-ins in nanoindentations – the initial yield point*, Z. Metallkd. **9** (2001)
- [GÖT94] J. Göttert, W. Menz, C. Müller, *Mikrostrukturierung mit Röntgentiefenlithographie zur Herstellung mikrooptischer Komponenten*, Tagungsband 4. Berliner Optiktage 'Optik 1994', Berlin, (1994) 144
- [GOO01] Goodfellow Cambridge Limited, *www.goodfellow.com*, Internetseite, UK, 2001
- [GR66] J. A. Greenwood, *Constriction resistance and the real area of contact*, Brit. J. Appl. Phys. **17** (1966) 1621
- [HAI80] N. F. Haines, *The theory of sound transmission and reflection at contacting surfaces*, Report RD/49/N4744, Central Electricity Generating Board, Berkley, Nuclear Laboratories, Manchester, UK, 1980
- [HAN00] S. Hannel, J. C. Abry, S. Fouvry, Ph. Kapsa, *Experimental relationship between the electrical performance and fretting regime*, Conference-Proceedings: International Conference on Electrical Contacts, Stockholm, Sweden, 2000
- [HE97] J. Heitz, J. Pedarnig, G. Petzow, *Excimer-laser ablation and micro-patterning of ceramic Si_3N_4* , Appl. Phys. A, **65** (1997) 259
- [HM81] P. Heilmann, D. A. Rigney, *An energy-based model of friction and its application to coated systems*, Wear **72** (1981) 195
- [HO29] R. Holm, *Wiss. Veröff. Siemens-Werken*, Vol. 7, **2** (1929) 217

- [HO48] R. Holm, *Calculation of the temperature development in a contact heated in the contact surface and application to the problem of the temperature rise in a sliding contact*, J. Appl. Phys. **19** (1948) 361
- [JA94] H. F. Jakob, P. Fratzl, S. E. Tschegg, *Size and arrangement of elementary cellulose fibrills in wood cells: A small-angle x-ray scattering study of Picea abies*, J. Struct. Biol. **113** (1994) 13
- [KAE83] B. Kämpfe, H. J. Hunger, *Röntgenfeinstrukturanalyse*, in: *Ausgewählte Untersuchungsmethoden in der Metallkunde*, Ed. H. J. Hunger, G. Dlubek, B. Kämpfe, P. Käufler, J. Klöber, C. E. Richter, B. Simmen, H. Vöhse, F. Werfel, E. Wieser, G. Wolf, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, Germany, (1983)
- [KAP97] H. Kappel, W. Becker, A. Zaboklicki, *Laserbearbeitung von keramischen Funktionsoberflächen*, in: *Werkstoffe für die Fertigungstechnik*, Ed. A. de Paoli, Werkstoffwoche 1996, Symposium 5, DGM-Informationsgesellschaft (1997) 141
- [KAS00] Å. Kassmann, O. Vingsbo, K. White, L. Deneuve, J. P. Célis, Ph. Kapsa, S. Hannel, S. Fouvry, D. Klaffke, P. v. Dijk, J. Horn, I. Buresch, G. Ide, F. Paelinck, P. Rehbein, J. Schöfer, B. Blomberg, G. Liraut, *Fretting testing of electrical contacts at small displacement amplitudes – Experience from a BriteEuram project*, Conference-Proceedings: International Conference on Electrical Contacts, Stockholm, Sweden, (2000)
- [KE98] M. Kelly, J. Rogg, S. Katai, *High resolution thermal processing of semiconductors using pulsed-laser interference patterning*, Phys. Stat. Sol. (a) **166** (1998) 651
- [KL98] D. Klaffke, M. Hartelt, *Investigations on fretting performance of connector materials by model tests*, Conference-Proceedings 19th International Conference of Electrical Contacts, Berlin, Germany, (1998) 181
- [KN89] F. K. Kneubühl, M. W. Sigrist, *Laser*, Teubner, Stuttgart, Germany, 1989
- [KO90] M. Korn, T. Körfer, P. Roentgen, *First order distributed feedback gratings (92.5-105nm period) for GaInP/AlGaInP lasers emitting in the visible range*, J. Vac. Sci. Technol. **B8** (1990) 1404

- [LAP98] M. Lapczynya, M. Stuke, *Direct fabrication of mirco mesas by UV laser ablation of polymers: PMMA (polymethylmethacrylate)*, Appl. Phys. A **66** (1998) 473
- [LAR98] J. Larsen-Basse, *Basic theory of solid friction*, in: *ASM Handbook Vol. 18, Friction, lubrication and wear technology*, Ed. P. J. Blau, S. D. Henry, ASM International, USA, 1998
- [LIU01] Z. Liu, *Surface structuring with laser interference by high power pulsed UV-laser*, Doktorarbeit, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Germany, 2001
- [MC00] C. McFarland, C. Thomas, K. Healy, *Protein adsorption and cell attachment to patterned surfaces*, J. Biomed. Res. **49** (2000) 200
- [ME01] Metallurgy Division of Materials Science and Engineering Laboratory, *www.nist.gov*, NIST, Internetseite, USA, 2001
- [MI49] R. D. Mindlin, *Compliance of elastic bodies in contact*, J. Appl. Mech. **16** (1949) 259
- [NEB98] C. Nebel, S. Christiansen, M. Stutzmann, *Laser-interference crystallization of amorphous silicon: Applications and properties*, Phys. Stat. Sol. (a) **166** (1998) 667
- [NEW98] C. Newsome, M. O'Neill, G. Bryan-Brown, *Laser etched gratings on polymer layers for alignment of liquid crystals*, Appl. Phys. Lett. **72** (1998) 2079
- [OL92] W. C. Oliver, G. M. Pharr, *An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments*, J. Mater. Res. Vol. 7, **6** (1992) 1564
- [PR93] S. Preuss, M. Stuke, *Single-shot mirco-patterning of polymer surfaces by UV incubation / dye laser ablation using photochromism*, Appl. Surf. Sci. **69** (1993) 253
- [RE00] T. Recktenwald, *Bionisch motivierte Oberflächenstrukturierung*, Diplomarbeit, Universität des Saarlandes, Saarbrücken, Germany, 2000
- [RO01] P. Roschger, B. M. Grabner, S. Rinnerthaler, W. Tesch, M. Kneissel, A. Berzlanovich, K. Klaushofer, P. Fratzl, *Structural development of the mineralized tissue in the human L4 vertebral body*, J. Struct. Biol. **136** (2001) 126

- [SC99] J. Schöfer, P. Rehbein, E. Santner, *Stadien des tribologischen Verhaltens von Zinnoberflächen unter reversierender Gleitverschleiß-Bedingung bei kleiner Last*, Sonderdruck aus: Tribologie und Schmierungstechnik, 46. Jahrgang, 1/1999, expert verlag GmbH, Renningen, Gemany, 1999
- [ST97] B. Stolz, G. Backes, E. Kreutz, *Selective surface modification of ceramics with laser radiation*, Appl. Surf. Sci. **109/110** (1997) 242
- [TA48] D. Tabor, *A simple theory of static and dynamic hardness*, Proc. Roy. Soc. A **192** (1948) 247
- [TO97] H. K. Tönshoff, F. von Alvensleben, M. Schmaus, *Potential der Laserstrahlbearbeitung zur Optimierung der tribologischen Eigenschaften von keramischen Bauteilen*, in: *Werkstoffe für die Fertigungstechnik*, Ed. A. de Paoli, Werkstoffwoche 1996, Symposium 5, DGM-Informationsgesellschaft (1997) 213
- [TO97-2] H. K. Tönshoff, F. Alvensleben, H. Kappel, *Bearbeitung technischer Keramik mit UV-Laserstrahlung und Charakterisierung der resultierenden Oberflächeneigenschaften*, in: *Werkstoffe für die Fertigungstechnik*, Ed. A. de Paoli, Werkstoffwoche 1996, Symposium 5, DGM-Informationsgesellschaft (1997) 219
- [TR01] L. Tristani, E. M. Zindine, L. Boyer, G. Klimek, *Mechanical modeling of fretting cycles in electrical contacts*, Wear **249** (2001) 12
- [TU00] A. Turner, N. Dowell, W. Shain, *Attachment of astroglial cells to microfabricated pillar arrays of different geometries*, J. Biomed. Res. **51** (2000) 430
- [WAL99] X. Walboomers, W. Monaghan, J. Jansen, *Attachment of fibroblasts on smooth and microgrooved polystyrene*, J. Biomed. Mater. Res. **46** (1999) 212
- [WAL00] X. Walboomers, L. Ginsel, J. Jansen, *Early spreading events of fibroblasts on microgrooved substrates*, J. Biomed. Mater. Res. **51** (2000) 529
- [WAT72] R. B. Waterhouse, *Fretting corrosion*, Pergamon Press Ltd., Oxford, UK, 1972
- [WI99] Wieland-Werke AG, *Kupferwerkstoffe*, 6. Auflage, Süddeutsche Verlagsgesellschaft, Ulm, Germany, 1999

- [ZI96] K. Zimmer, D. Hirsch, F. Bigl, *Excimer laser machining for the fabrication of analogous microstructures*, Appl. Surf. Sci. **96-98** (1996) 425