

Universität der Bundeswehr München  
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik  
Institut für Physik



# **Lateral aufgelöste Messung des Oberflächenpotentials mit der Kelvin-Methode**

von

Thomas Heuer

Dissertationsschrift zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

April 2004



Universität der Bundeswehr München  
Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik  
Institut für Physik

## **Lateral aufgelöste Messung des Oberflächenpotentials mit der Kelvin-Methode**

Thomas Heuer

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Universität der Bundeswehr München zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing) genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. K. Landes
1. Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. H.-D. Ließ
2. Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. habil. H. Baumgärtner

Die Dissertation wurde im April 2004 bei der Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät im August 2005 angenommen.

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-D. Ließ für die Überlassung des Themas, seine fachliche Unterstützung sowie für seine unermüdlichen Bemühungen um den Fortschritt des Promotionsverfahrens danken.

Weiterhin möchte ich Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Landes für die Übernahme des Vorsitzes des Promotionsausschusses sowie Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. H. Baumgärtner für die Übernahme des Koreferates danken.

Herrn Dr.-Ing. V. Meister möchte ich für seine Vorschläge zur schaltungstechnischen Realisierung danken.

Den Mitarbeitern des Department of Chemistry der University of Toronto, zuallererst Frau Dr. L. Cheran, danke ich für die zur Verfügung gestellten Meßergebnisse sowie für die Einblicke in die Biochemie, die sie mir vermittelt haben.

Ebenso möchte ich allen Mitarbeitern des Instituts für Physik der Universität der Bundeswehr München, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen der Dissertation beigetragen haben, danken.

Mein besonderer Dank jedoch gilt meiner Familie, insbesondere meiner Mutter. Erst durch ihre Unterstützung ist es mir möglich gewesen, diese Arbeit trotz aller widrigen Umstände zu vollenden.





## Inhaltsverzeichnis

---

1	Einleitung und Zielsetzung . . . . .	5
2	Grundlagen . . . . .	7
2.1	Austrittsarbeit . . . . .	7
2.2	Kontaktpotentialdifferenz . . . . .	8
2.3	Grenzflächen zwischen Festkörpern . . . . .	9
2.4	Meßverfahren für die Austrittsarbeit . . . . .	11
2.4.1	Thermische Messung der Austrittsarbeit . . . . .	11
2.4.2	Messung über den photoelektrischen Effekt . . . . .	11
2.4.3	Fowler-Nordheim-Tunneln . . . . .	12
2.5	Meßverfahren für die Kontaktpotentialdifferenz . . . . .	13
2.5.1	Raster-Tunnel-Mikroskopie . . . . .	13
2.5.2	Kelvin-Sonden-Kraft-Mikroskopie . . . . .	15
2.5.3	Statischer Kondensator (Static Capacitor Method) . . . . .	15
2.5.4	Magnetron-Methode nach Oatley (Oatley`s Magnetron Method) . . . . .	16
2.5.5	Gesättigte Diode (Saturated Diode Method) . . . . .	17
2.5.6	Felddurchbruchmethode (Breakdown Field Method) . . . . .	17
2.5.7	Elektronenstrahlmethode nach Anderson (Anderson`s Electron Beam Method) . . . . .	18
2.5.8	Raumladungsbegrenzte Diode (Space-charge-limited Diode Method) . . . . .	18
2.5.9	Zusammenfassung der Meßverfahren . . . . .	18
2.6	Weitere bildgebende Verfahren . . . . .	19
2.6.1	Lichtmikroskopie . . . . .	19
2.6.2	Akustische Mikroskopie . . . . .	20
2.6.3	Thermische Mikroskopie . . . . .	20
2.6.4	Lasermikroskopie . . . . .	21
2.6.5	Optische Nahfeldmikroskopie . . . . .	21
2.6.6	Röntgentopografie . . . . .	23
2.6.7	Röntgenabsorptionsspektroskopie . . . . .	23
2.6.8	Röntgenmikroskopie . . . . .	24
2.6.9	Elektronenbeugung . . . . .	25
2.6.10	Elektronenmikroskopie . . . . .	25

---

## Inhaltsverzeichnis

---

2.6.11	Kraftmikroskopie . . . . .	26
2.6.12	Feldemissionsmikroskopie . . . . .	28
2.6.13	Raster-Tunnel-Potentiometrie . . . . .	29
3	Die Geschichte des Raster-Kelvin-Mikroskops . . . . .	30
3.1	Die Entdeckung des Kelvin-Effekts . . . . .	30
3.2	Eine Vereinfachung des Meßvorgangs . . . . .	31
3.3	Erste automatische Messungen . . . . .	32
3.4	Messungen mit lateraler Auflösung . . . . .	33
3.5	Entwicklung des modulierten Raster-Kelvin-Mikroskops . . . . .	34
3.6	Erweiterung der Anwendungsmöglichkeiten . . . . .	35
3.7	Laterale Auflösungen im Bereich von 100 nm . . . . .	36
4	Theorie zum Raster-Kelvin-Mikroskop . . . . .	38
4.1	Verschiebungsstrom . . . . .	38
4.1.1	Betrachtung im Zeitbereich . . . . .	38
4.1.2	Betrachtung im Frequenzbereich . . . . .	40
4.1.3	Optimierung von Abstand und Schwingungsamplitude . . . . .	41
4.1.4	theoretische Betrachtung der Leistungsgrenzen . . . . .	42
4.2	Abstandsregelung . . . . .	45
4.2.1	ungeregelter Betrieb . . . . .	45
4.2.2	Regelung durch Verhältnis der Harmonischen . . . . .	46
4.2.3	Moduliertes Raster-Kelvin-Mikroskop (mRKM) . . . . .	50
4.2.3.1	Betrachtung des modulierten Kelvin-Stroms im Zeitbereich . . . . .	50
4.2.3.2	Betrachtung des modulierten Kelvin-Stroms im Frequenzbereich . . . . .	52
4.2.3.3	Einfluß isolierender Schichten auf die Abstandsregelung . . . . .	56
4.2.3.4	Abweichungen vom idealen Plattenkondensator . . . . .	58
4.2.3.5	Aufbau der Abstandsregelung . . . . .	62
4.2.4	Regelung durch Messung bei verschiedenen Probenvorspannungen . . . . .	64
4.2.5	Begrenzung der Scan-Geschwindigkeit durch die Abstandsregelung . . . . .	65
4.3	Fehlerquellen . . . . .	67
4.3.1	Rauschen . . . . .	67
4.3.2	Sondengeometrie . . . . .	68
4.3.3	Übersprechen des Anregungssignals . . . . .	69

---



## Inhaltsverzeichnis

---

4.4	Einsatzmöglichkeiten des Raster-Kelvin-Mikroskops . . . . .	70
4.4.1	Voraussetzungen . . . . .	70
4.4.2	Messungen an biologischen Strukturen . . . . .	71
4.4.3	Halbleitertechnik . . . . .	73
4.4.4	Werkstoffforschung . . . . .	74
5	Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung . . . . .	75
5.1	Theorie zur teildigitalen Steuerung . . . . .	75
5.1.1	Begriffsdefinition . . . . .	75
5.1.2	Funktionsprinzip . . . . .	76
5.1.3	Mathematische Betrachtung der Signalverarbeitung . . . . .	78
5.1.3.1	Betrachtung im Zeitbereich . . . . .	78
5.1.3.2	Betrachtung im Frequenzbereich . . . . .	80
5.2	Aufteilung in Baugruppen . . . . .	83
5.3	U/I-Wandler . . . . .	84
5.4	Netzteil . . . . .	88
5.5	Frequenzgeneratoren . . . . .	89
5.6	Teildigitale Lock-In-Verstärker . . . . .	95
5.7	Regler . . . . .	103
5.8	Gehäuse und Bussystem . . . . .	105
6	Bildliche Darstellung des Meßergebnisses . . . . .	108
6.1	Ausgangspunkt und Entwicklungsziel . . . . .	108
6.2	Darstellungsalgorithmus . . . . .	109
6.3	Handhabung des Programms . . . . .	110
6.3.1	Installation und Start . . . . .	111
6.3.2	Importieren von Daten aus anderen Anwendungen . . . . .	111
6.3.3	Anzeige der Daten in tabellarischer Form . . . . .	112
6.3.4	Anzeige der Daten in graphischer Form . . . . .	112
6.3.5	Speichern und Laden . . . . .	115
6.3.6	Voreinstellungen . . . . .	116
7	Alternativen und Verbesserungsmöglichkeiten . . . . .	117
7.1	Zielsetzung . . . . .	117
7.2	Mechanischer Aufbau . . . . .	117

---

## Inhaltsverzeichnis

---

7.2.1	Schwingungspiezo . . . . .	117
7.2.2	Maßnahmen gegen mechanische Schwingungen . . . . .	118
7.3	Eingangsverstärker und U/I-Wandler . . . . .	119
7.4	Auswertungselektronik . . . . .	120
7.4.1	Lock-In-Verstärker . . . . .	120
7.4.2	Regler . . . . .	121
7.4.3	Alternative Methode zur Abstandsregelung . . . . .	123
7.5	Meßspitze . . . . .	124
7.6	Software zur Darstellung . . . . .	125
7.6.1	Weitere Darstellungsmodi . . . . .	125
7.6.2	Verarbeitung der Kopfdaten . . . . .	126
7.6.3	Anpassung an weitere Datenquellen . . . . .	126
7.6.4	Mathematische Nachbearbeitung der Daten . . . . .	126
7.6.5	Weitere Optionen für die Darstellung . . . . .	129
8	Zusammenfassung und Schluß . . . . .	130
<b>Anhang</b>		
	Quellenverzeichnis . . . . .	131

Abkürzungen:

Nachfolgend sind alle in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen sowie deren Bedeutung alphabetisch aufgelistet.

AFM:	(engl.: Atomic Force Microscope) Kraftmikroskop
AND:	logische Operation UND
CMA:	(engl.: Cylindrical Mirror Analyzer) Zylinderspiegel-Analysator
CPD:	(engl.: Contact Potential Difference) Kontaktpotentialdifferenz
DNS:	Desoxyribonukleinsäure, auch DNA (engl.)
FEM:	Feldemissionsmikroskop
HMDS:	Hexamethyldisilasan
I-Regler:	Integral-Regler
LEED:	(engl.: Low Energy Electron Diffraction) Niedrigenergie-Elektronenbeugung
mRKM:	moduliertes Raster-Kelvin-Mikroskop
NAND:	NOT AND, logische Operation NICHT (UND)
NFOSM	(engl.: Near Field Optical Scanning Microscopy) Optische Nahfeldmikroskopie
P-Regler:	Proportional-Regler
PI-Regler:	Proportional-Integral-Regler
PEEM:	(engl.: Photoelectron Emission Microscope) Photoelektronen-Emissions-Mikroskop
PROM:	(engl.: Programable Read Only Memory) Programmierbarer Nur-Lese-Speicher
RC-Glied:	nur aus Widerständen und Kondensatoren bestehender (passiver) Filter
REM:	Rasterelektronenmikroskop
RHEED:	(engl.: Reflection High Energy Electron Diffraction) Reflektions-Hochenergie-Elektronenbeugung
RKM:	Raster-Kelvin-Mikroskop, auch SKM (engl.)
SAM:	(engl.: Scanning Auger Microscope) Raster-Auger-Elektronen-Mikroskop
ssDNA:	(engl.: single stranded DNA) einsträngige DNS
STM:	(engl.: Scanning Tunneling Microscope) Rastertunnelmikroskop
STP:	(engl.: Scanning Tunneling Potentiometry) Raster-Tunnel-Potentiometrie
TEM:	Transmissionselektronenmikroskop
U/I-Wandler:	Strom-Spannungs-Wandler

Formelzeichen:

Nachfolgend sind alle in dieser Arbeit verwendeten Formelzeichen sowie deren Bedeutung alphabetisch aufgelistet. Zusätzlich ist der Abschnitt angegeben, in dem das betreffende Formelzeichen näher erläutert wird. In der Regel ist dies auch die Stelle der erstmaligen Verwendung.

$a_k$	k-ter Koeffizient des Kelvin-Stroms bei Betrachtung im Frequenzbereich	4.1.2
A	Richardson-Konstante (materialabhängig)	2.4.1
A	Konstante, benutzt bei Fowler-Nordheim-Tunneln	2.4.3
A	Plattenfläche, Meßspitzenfläche	
b	Kantenlänge von Kondensatorplatten	4.2.3.4
B	Konstante, benutzt bei Photoemission	2.4.2
C	Kapazität	
$C_0$	Kapazität für mittleren Plattenabstand	4.1.1
$C_0$	Beitrag des Luftspalts zur Gesamtkapazität	4.2.3.3
$C_0$	Kapazität für parallele Platten	4.2.3.4
$C_i$	Beitrag einer isolierenden Schicht zur Gesamtkapazität	4.2.3.3
$C_\alpha$	Kapazität unter Berücksichtigung des Neigungswinkels	4.2.3.4
$C_S$	Kapazität unter Berücksichtigung der Streukapazität	4.2.3.4
d	Plattenabstand, Abstand Meßspitze-Probe	
$d_0$	mittlerer Abstand	4.1.1
$d_0^*$	mittlerer Abstand für maximale Effektivität der Grundschiwingung	4.1.3
$d_1$	Schwingungsamplitude	4.1.1
$d_1^*$	Schwingungsamplitude für maximale Effektivität der Grundschiwingung	4.1.3
$d_i$	Dicke einer isolierenden Schicht auf der Probe	4.2.3.3
$d_{i, \max}$	maximale mögliche Dicke einer isolierenden Schicht	4.2.3.3
$d_{\min}$	während der Schwingung minimal auftretender Abstand	4.1.3
$d_{\min}$	kleinster auftretender Abstand zweier geneigter Kondensatorplatten	4.2.3.4
$d_{\text{Spitze}}$	Durchmesser der Sonde an deren Spitze	4.1.4
e	Elektronenladung	
$E_F$	Ferminiveau	2.2
$E_{\text{kin}}$	kinetische Energie eines emittierten Elektrons	2.4.2
$E_{\text{ph}}$	Energie eines auftreffenden Photons	2.4.2
$E_\infty$	Energieniveau außerhalb des Einflußbereichs eines Festkörpers	2.3
f	Frequenz	
$f_a$	Anregungsfrequenz	4.2.3.5
$f_b$	Modulationsfrequenz	4.2.3.5
$f_b$	Filterbandbreite	4.2.5
$f_{\text{Osz}}$	durch den Quarzoszillator erzeugte Frequenz	5.5
$f_r$	Schwingungsfrequenz	4.2.5
$f_{\text{Ref}}$	Referenzfrequenz	5.1.1
$f_{\text{res}}$	mechanische Resonanzfrequenz	2.5.2
h	Planck'sches Wirkungsquantum	
H	logischer Zustand „High“, auch logisch 1	
i, i(t)	Stromstärke (zeitabhängig)	

## Verwendete Abkürzungen und Formelzeichen

---

$i_{A..i_D}$	Komponenten des Kelvin-Stroms eines mRKM	4.2.3.2
$i_k$	spektraler Anteil im Kelvin-Strom	
$i_{N_k}$	spektraler Anteil des Rauschens im Kelvin-Strom	
$I$	Stromstärke	
$I_{A..I_D}$	Amplituden der Teilströme $i_{A..i_D}$	4.2.3.2
$I_{Eing}$	Eingangsstrom einer Schaltung	
$j$	Stromdichte	2.4.1
$J_T$	Tunnelstrom	2.4.3
$k$	Boltzmann-Konstante	
$k$	Laufvariable in Reihen, Summen und Grenzwerten	
$k$	von Fläche und Frequenz abhängiger Anteil im Kelvin-Strom	4.1.3
$k_{Steuer}(t)$	Steuersignal (zeitabhängig)	5.1.3.1
$k_{TP}(t)$	Übertragungsfunktion des Tiefpaß-Filters im Zeitbereich	5.1.3.1
$K$	Kalibrierkonstante, Steigung der Kalibriergeraden	4.2.2
$K_i$	Übertragungsfunktion eines Übertragungsglieds	4.3.1
$K_{steuer}(\omega)$	Steuersignal im Frequenzbereich	5.1.3.2
$K_{TP}(\omega)$	Übertragungsfunktion des Tiefpaß-Filters im Frequenzbereich	5.1.3.2
$L$	logischer Zustand „Low“, auch logisch 0	
$m$	Modulationsgrad	4.1.1
$m^*$	Modulationsgrad für maximale Effektivität der Grundschiwingung	4.1.3
$m_i$	Modulationsgrad unter Berücksichtigung einer isolierenden Schicht	4.2.3.3
$n$	beliebige natürliche Zahl, $n \in \mathbb{N}$	
$n_{Kodier}$	mittels der Kodierschalter eingestellte Binärzahl	5.5
$N$	Anzahl zu messender Bildpunkte	4.2.5
$P_A$	Leistung des Ausgangssignals	4.3.1
$P_E$	Leistung des Eingangssignals	4.3.1
$P_{xS}$	Nutzleistung des Signals $x$	4.3.1
$P_{xN}$	Rauschleistung des Signals $x$	4.3.1
$Q$	elektrische Ladung	4.1
$Q$	Güte eines Filters	5.5
$Q_{RKM}$	Kennzahl für die Leistungsfähigkeit eines Raster-Kelvin-Mikroskops	4.1.4
$r$	Radius des von der Feldlinie beschriebenen Kreisbogens	4.2.3.4
$R$	elektrischer Widerstand	
$R_{Rück}$	Rückkoppelungswiderstand in einer Verstärkerschaltung	5.3
$s$	Länge der Tunnelstrecke	2.4.3
$t$	Zeit als fortlaufende Größe	
$t_{aus,neg}$	Ausschaltzeitpunkt für negatives Signal	5.1.3.1
$t_{aus,pos}$	Ausschaltzeitpunkt für positives Signal	5.1.3.1
$t_{ein,neg}$	Einschaltzeitpunkt für negatives Signal	5.1.3.1
$t_{ein,pos}$	Einschaltzeitpunkt für positives Signal	5.1.3.1
$T$	Temperatur	
$T$	zu betrachtender Zeitabschnitt	4.2.5
$T$	Periode eines Signals	
$u_{Ausg}(t)$	Ausgangsspannung einer Schaltung (zeitabhängig)	
$u_{Eing}(t)$	Eingangsspannung einer Schaltung (zeitabhängig)	
$U$	elektrische Spannung	

---

## Verwendete Abkürzungen und Formelzeichen

$U_{a,b}$	elektrische Spannung (Potentialunterschied) zwischen a und b	2.2
$U_{\text{Ausg}}$	Ausgangsspannung einer Schaltung	
$U_{\text{Eing}}$	Eingangsspannung einer Schaltung	
$U_k$	Potentialdifferenz an einer Kontaktstelle	2.3
$U_m$	Amplitude des Modulationssignals	4.2.3.1
$U_p$	Probenvorspannung	
$U_T$	Spannung über Tunnelstrecke	2.4.3
$v_x$	laterale Geschwindigkeit der Sonde über der Probe	4.2.5
$v_z$	maximale Verstellgeschwindigkeit des Abstandspiezos	4.2.5
$w_1$	Effektivität für die Grundschiwingung	4.1.3
$w_1^*$	maximale Effektivität der Grundschiwingung	4.1.3
$W_A$	Austrittsarbeit für Elektronen	2.4.1
$x, y, z$	Position auf Probe (Punkt auf Fläche, Höhe über Bezugsebene)	
$x, X$	Eingangswert oder -größe (allgemein)	
$y, Y$	Ausgangswert oder -größe (allgemein)	
$Z_{U/I}, Z$	Transimpedanz des U/I-Wandlers	5.3
$z$	ausschließlich vom Modulationsgrad abhängiger Faktor in Fourierreihe	4.1.2
$\Delta d$	Abweichung des mittleren Abstands vom Sollzustand	4.1.4
$\Delta f$	Abweichung von der Resonanzfrequenz	2.5.2
$\Delta\Phi$	Kontaktpotentialdifferenz	2.3
$\alpha$	Neigungswinkel zwischen zwei Kondensatorplatten	4.2.3.4
$\alpha$	maximal zu erwartender Steigungswinkel einer Rampe	4.2.5
$\delta_\alpha$	durch Plattenneigung bedingte relative Abweichung der Kapazität	4.2.3.4
$\varepsilon$	Dielektrizitätskonstante	
$\varepsilon_0$	Dielektrizitätskonstante für Vakuum	
$\varepsilon_i$	Dielektrizitätskonstante einer isolierenden Schicht auf der Probe	4.2.3.3
$\varepsilon_r$	relative Dielektrizitätskonstante	
$\lambda$	Wellenlänge	
$\lambda$	Verhältnis zwischen Potentialdifferenz und Modulationsamplitude	4.2.3.1
$\mu, \nu$	Position (ganzzahlig) in einem zweidimensionalen Datenfeld	6.2
$\mu_{\text{Rest}}, \nu_{\text{Rest}}$	nicht ganzzahliger Rest der Position im Datenfeld	6.2
$\Phi$	elektrisches Potential	2.1
$\nu$	Verhältnis zwischen Modulations- und Schwingungsfrequenz	4.2.3.1
$\chi$	Elektronegativität	2.1
$\omega$	Frequenz, genauer: Winkelfrequenz	
$\omega_G$	Grenzfrequenz eines Filters	5.5
$\omega_m$	Frequenz des Modulationssignals	4.2.3.1
$\omega_r$	Frequenz der mechanischen Schwingung	4.2.3.1

# 1 Einleitung und Zielsetzung

Obwohl die im Jahre 1898 entwickelte Kelvin-Methode sich schon bald als ein gängiges Verfahren zur Messung der Kontaktpotentialdifferenz und damit zur Bestimmung des Oberflächenpotentials sowie der Austrittsarbeit durchsetzte, konnte eine Anwendung mit lateraler Auflösung, auch im mikroskopischen Bereich, bisher keine vergleichbar große Bedeutung erlangen. Die Ursache hierfür ist einerseits darin zu suchen, daß mit dem elektronischen Verstärker als Voraussetzung für Miniaturisierung und Automatisierung und dem grafikfähigen Computer als Mittel zur bildlichen Darstellung des Meßergebnisses die erforderlichen Technologien erst vergleichsweise spät zur Verfügung standen. Andererseits stand einer Nutzung in der Halbleitertechnik, einem Anwendungsfeld, für das die Kelvin-Methode geradezu prädestiniert ist, die unzureichende laterale Auflösung entgegen. Gewissermaßen war die Halbleitertechnik in ihrem Streben nach immer kleineren Strukturen der mit der Kelvin-Methode erreichbaren lateralen Auflösung immer einen Schritt voraus.

Mit den derzeit erreichbaren räumlichen Auflösungen von etwa 100 nm ist es erstmals möglich, auch aktuelle, hochintegrierte Halbleiterstrukturen (zum Beispiel: Intel Pentium 4 „Northwood“ mit einer minimalen Strukturbreite von 130 nm) zu betrachten. Zwar geht auch hier die Entwicklung ständig weiter, jedoch sind den Strukturbreiten wie auch der lateralen Auflösung des Raster-Kelvin-Mikroskops unüberwindliche physikalische Grenzen gesetzt.

Das Oberflächenpotential wird in erster Linie durch die chemischen Eigenschaften des zu untersuchenden Materials bestimmt. Dennoch ist sie keine reine Volumengröße, da auch Eigenschaften der Oberfläche wie Gitterorientierung relativ zur Oberfläche oder Oberflächenrauigkeit in das Oberflächenpotential mit eingehen.

Neben der Halbleitertechnik bietet daher auch die Werkstoffforschung Anwendungsmöglichkeiten für die Kelvin-Methode. Darüber hinaus zeichnet sich im Bereich der Biochemie ein weiteres Anwendungsfeld für eine miniaturisierte Kelvin-Sonde mit lateraler Auflösung, im folgenden auch Raster-Kelvin-Mikroskop genannt, ab. Gerade hier jedoch kommt die Beschränkung der Kelvin-Methode auf elektrisch leitfähige Proben, die allenfalls eine dünne isolierende Schicht aufweisen dürfen, zum tragen. Der Grund für diese Einschränkung ist im Funktionsprinzip der Kelvin-Methode zu suchen, die physikalischen Größen Austrittsarbeit und Oberflächenpotential sind nicht an die Leitfähigkeit gebunden und können mit anderen Methoden auch an nicht leitfähigen Proben gemessen werden.

Gegenstand dieser Arbeit ist daher neben theoretischen Überlegungen zur Kelvin-Methode (Kapitel 4) eine Betrachtung der Raster-Kelvin-Mikroskopie im Vergleich zu anderen Verfahren (Kapitel 2) und hinsichtlich ihrer Anwendungsmöglichkeiten (Kapitel 4). Es sollen damit Möglichkeiten und Grenzen der Raster-Kelvin-Mikroskopie, sowohl prinzipbedingt als auch aus dem derzeitigen Stand der Technik resultierend, aufgezeigt werden. In einem geschichtlichen Abriss soll ein Überblick über die bereits mehr als 100-jährige Geschichte der Kelvin-Sonde beziehungsweise des Raster-Kelvin-Mikroskops, von der Entdeckung des Kelvin-Effekts bis in die Gegenwart, gegeben werden (Kapitel 3). Weiterhin sollen in je einem Beispiel Möglichkeiten zur schaltungstechnischen Realisierung (Kapitel 5) sowie zur weiteren Verarbeitung der gewonnenen Daten (Kapitel 6) gezeigt werden. Abschließend sollen Möglichkeiten der weiteren Entwicklung betrachtet werden (Kapitel 7).

## Einleitung und Zielsetzung

---

Nicht zuletzt sollen mit dieser Arbeit die nunmehr über 15 Jahre der Arbeit am Raster-Kelvin-Mikroskop am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München zusammengefaßt werden. Damit stellt diese Arbeit den vorläufigen Abschluß einer Reihe von Doktorarbeiten, angefertigt von H. Baumgärtner, R. Mäckel, E. Ederle und J. Ren bei H.-D. Ließ am Institut für Physik, dar.



## 2 Grundlagen

### 2.1 Austrittsarbeit

Die Austrittsarbeit wird definiert als die Energie, die aufgebracht werden muß, um ein Elektron vom Fermi-Niveau aus soweit von der Oberfläche eines Festkörpers zu entfernen, daß keine Wechselwirkungen mehr zwischen Elektron und Festkörper bestehen.

Eine einfache empirische Gleichung korreliert die Austrittsarbeit  $e \cdot \Phi$  in eV mit der Elektronegativität  $\chi$  in V [9].

$$e \cdot \Phi \approx 0,817e \cdot \chi + 0,34eV \quad (2.1)$$

Durch Ausklammern der Elektronenladung erhält man:

$$\Phi \approx 0,817 \cdot \chi + 0,34V \quad (2.2)$$

Hierbei ist  $\Phi$  als ein auf ein fiktives Vakuum-Potential bezogenes Potential zu verstehen.

Der erste Term dieser Gleichung gibt wieder, welche, von der Elektronegativität abhängige, Energie notwendig ist, um ein Elektron aus dem Festkörper hinaus zu befördern. Durch den zweiten, materialunabhängigen Term wird die Energie ausgedrückt, die aufgewendet werden muß, um das sich an der Oberfläche des Festkörpers befindende Elektron gegen die Anziehungskraft der durch seinen Austritt entstandenen Dipolschicht vollständig von dem Festkörper zu entfernen.

Zu beachten ist, daß Austrittsarbeit und Elektronegativität spezifisch für die Kristallorientierung sind. Eine für einen amorphen oder polykristallinen Festkörper angegebene Austrittsarbeit kann daher nur ein aus den vorhandenen Kristallorientierungen resultierender Mittelwert sein.

Nicht berücksichtigt wird durch diese Gleichung die Abhängigkeit der Austrittsarbeit von der Oberflächenbeschaffenheit. Für die Beschreibung der Austrittsarbeit amorpher Festkörper jedoch bietet sie eine für die meisten Zwecke ausreichende Genauigkeit.

In [9] bezeichnet Forbes den ersten, von der Elektronegativität abhängigen Term von Formel 2.1 als chemische und den zweiten, konstanten Term als elektrische Komponente der Austrittsarbeit. Die chemische Komponente resultiert aus den Anziehungskräften zwischen Metallionen und Elektronen im Inneren des Festkörpers und ist eine materialabhängige Volumengröße. Für die elektrische Komponente hingegen ist die Anziehung zwischen den an die Oberfläche beförderten Elektronen und den im Volumen des Festkörpers verbliebenen Atomrümpfen verantwortlich. Diese beiden Arten von Ladungsträgern erzeugen eine Dipolschicht an der Oberfläche des Festkörpers [10]. Der Verlauf der Elektronendichte in Abhängigkeit vom Abstand zur Oberfläche des Festkörpers wird durch das Jellium-Modell wiedergegeben [11] und [12]. Hier wird vereinfachend die Oberfläche des Festkörpers als glatt angenommen, die durch die oberste Atomlage hervorgerufene Oberflächenrauigkeit wird also vernachlässigt. Abbildung 2.1 zeigt die nach dem Jellium-Modell berechnete Elektronendichte. Dabei wird zur Vereinfachung ein Metall oder ein Halbleiter mit hoher Ladungsträgerdichte betrachtet, da ansonsten eine ausgedehnte Raumladungszone zu berücksichtigen wäre.

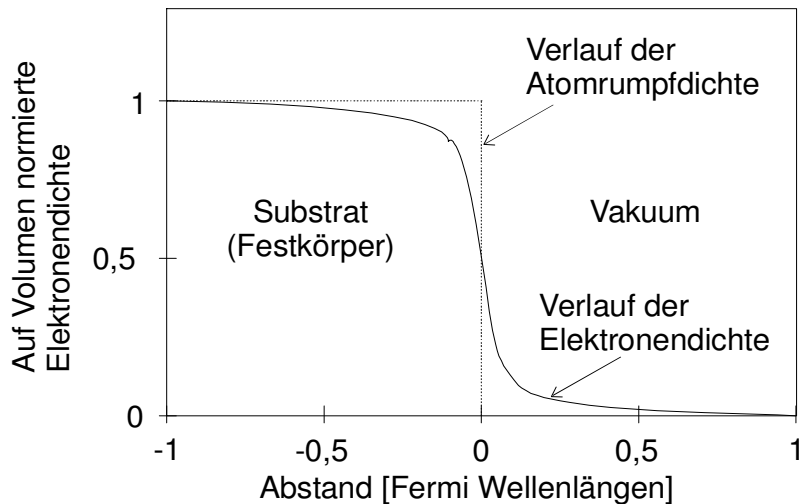


Abb. 2.1: Elektronendichte an einer Grenzfläche Metall-Vakuüm für ein Jellium-Modell

Deutlich erkennbar ist, daß der plötzliche Übergang zwischen Festkörper und Vakuüm, dargestellt durch die senkrechte gestrichelte Linie, durch die Elektronendichte nur „verschmiert“ wiedergegeben wird. Es bildet sich also im Inneren des Festkörpers, bedingt durch das Fehlen der aus dem Substrat emittierten Elektronen, eine positive Ladung. Zusammen mit den außerhalb des Festkörpers befindlichen Elektronen erzeugt diese Ladung ein Dipolmoment, das bestrebt ist, die Elektronen wieder in den Festkörper hinein zu befördern.

Mit diesem Modell lassen sich auch Oberflächen beschreiben, deren Austrittsarbeit durch Adsorption von Fremdatomen beeinflußt ist. Adsorbierte Alkalimetalle etwa bilden durch Elektronenabgabe Kationen, also eine positiv geladene Schicht außerhalb des Substrats. Das daraus resultierende Dipolmoment ist dem oben genannten entgegengesetzt, die Austrittsarbeit wird also vermindert.

Weiterhin ist die Austrittsarbeit abhängig von der geometrischen Anordnung der Atome an der Oberfläche, da hierdurch die Ausbildung der Dipolschicht beeinflußt wird. Somit wird also die Austrittsarbeit nicht nur von der chemischen Zusammensetzung der Oberfläche, sondern auch von der Kristallorientierung bestimmt. Als Beispiel hierfür sind Natrium oder Aluminium zu nennen. Für die Austrittsarbeiten beider Elemente sind um bis zu 0,45 eV differierende Werte für verschiedene Kristallorientierungen zu erwarten.

Vernachlässigt worden ist bisher der elektrische Widerstand im Inneren des Festkörpers, es wurde also von Metallen ausgegangen. Dadurch konnte der Festkörper als äquipotential und damit frei von inneren elektrischen Feldern angenommen werden. In [13] zeigt Beneking, daß die Austrittsarbeit durch das Vorhandensein von Raumladungszonen zusätzlich beeinflußt wird. Somit ist es für die Betrachtung von Halbleitern unerläßlich, auch den elektrischen Widerstand im Festkörper zu berücksichtigen.

## 2.2 Kontaktpotentialdifferenz

Statt der Grenzfläche zwischen einem Leiter und Vakuüm wird hier die Grenzfläche zwischen zwei Leitern betrachtet. Dabei haben diese Leiter unterschiedliche Austrittsarbeiten und

damit, bezogen auf das Energieniveau  $E_\infty$  eines Elektrons außerhalb des Einflußbereichs des Leiters, unterschiedliche Fermi-Niveaus  $E_{F1}$  und  $E_{F2}$ . Bringt man diese beiden Leiter miteinander in elektrischen Kontakt, so setzt ein Elektronenfluß vom Leiter mit dem höheren Fermi-Niveau zu dem mit dem niedrigeren Fermi-Niveau ein, bis sich ein Gleichgewichtszustand einstellt. Durch den Angleich der Fermi-Niveaus ergibt sich zwischen den Leitern eine Potentialdifferenz, die nachfolgend  $U_k$  genannt wird.

$$U_k = \Phi_2 - \Phi_1 \quad (2.3)$$

Abbildung 2.2 zeigt links zwei Leiter mit unterschiedlicher Austrittsarbeit ohne elektrische Verbindung. Auf der rechten Seite sind die beiden Leiter dargestellt, nachdem sie miteinander in Kontakt gebracht worden sind und sich eine Potentialdifferenz aufgebaut hat.

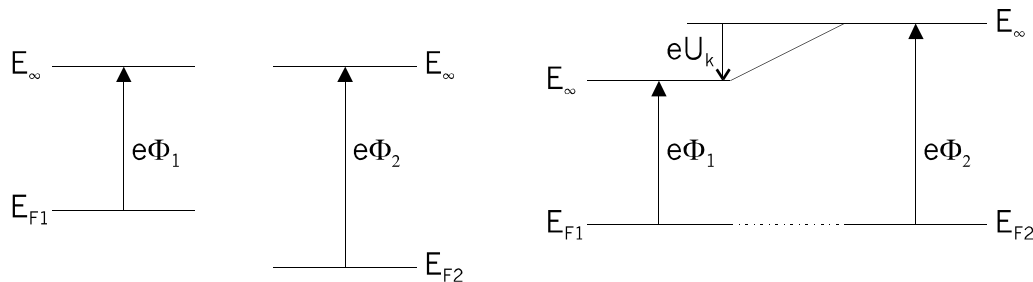


Abb. 2.2: Fermi-Niveaus zweier Leiter ohne (links) und mit (rechts) elektrischer Verbindung

Diese Potentialdifferenz wird allgemein Kontaktpotentialdifferenz (CPD)  $\Delta\Phi$  genannt. Weiterhin nannte Lord Kelvin sie in [1] „Volta-kontaktelektrische Kraft“ (im englischen Originaltext: „Volta-contact electric force“), eine Bezeichnung, die seit langem nicht mehr gebräuchlich ist.

Die gemessene Kontaktpotentialdifferenz beinhaltet auch den Einfluß von Oberflächendipolen. Diese Dipole bewirken eine Verbiegung der Energiebänder, die zur Grenzfläche hin zunimmt. Besonders bei Halbleitern wirkt sich diese Bandverbiegung, bedingt durch das Vorhandensein von Raumladungszonen und Fremdstofflagen auf der Oberfläche, auf den gemessenen Wert aus.

### 2.3 Grenzflächen zwischen Festkörpern

Hier werden nun Systeme mit mehreren Festkörper-Festkörper-Grenzflächen betrachtet. Werden zwei Festkörper mit unterschiedlicher Austrittsarbeit elektrisch leitend miteinander verbunden, so stellt sich, wie bereits gezeigt, an der Grenzfläche zwischen den beiden Materialien eine Kontaktpotentialdifferenz (CPD) ein. Zur Messung in einem elektrischen System jedoch sind weitere elektrische Verbindungen notwendig, da sich sonst kein Stromfluß einstellen kann. In einem solchen, aus Meßobjekt und Meßgerät bestehenden, System existieren also mindestens zwei Kontaktflächen (siehe Abbildung 2.3).

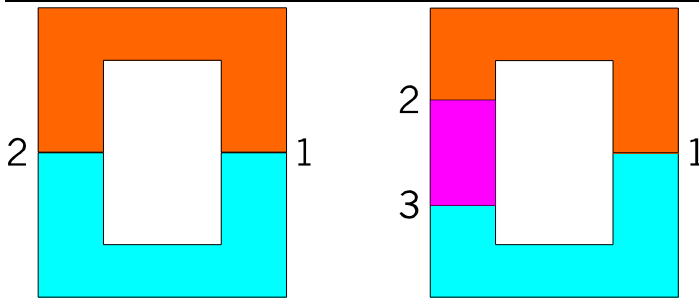


Abb. 2.3: Systeme mit 2 (links) und 3 (rechts) Grenzflächen

Setzt man voraus, daß an allen Grenzflächen im betrachteten System die gleiche Temperatur herrscht, so werden in einem System mit zwei Grenzflächen beide Kontaktpotentialdifferenzen den gleichen Wert haben und sich damit gegenseitig ausgleichen. Somit kann in diesem System kein Stromfluß zustandekommen. Auch das Einfügen eines weiteren Materials ändert daran nichts, da aufgrund der Maschenregel sich auch hier die Kontaktpotentialdifferenzen ausgleichen. Bei einem System von  $n$  verschiedenen Leitern, an deren Übergängen die Potentialdifferenzen  $U_{1,2}, U_{2,3}, \dots, U_{n-2,n-1}, U_{n-1,n}$  entstehen, gilt demzufolge:

$$U_{1,2} + U_{2,3} + \dots + U_{n-2,n-1} + U_{n-1,n} = 0 \quad (2.4)$$

In einem geschlossenen Stromkreis kann demnach keine Kontaktpotentialdifferenz gemessen werden. Eine meßbare Spannung wird es daher nur dann geben, wenn die einzelnen Grenzflächen unterschiedliche Temperaturen haben.

Wird hingegen eine der Verbindungen durch Einfügen eines Dielektrikums isoliert, so ergeben sich anstelle der aufgetrennten Metall-Metall-Grenzfläche zwei Metall-Dielektrikum-Grenzflächen. Damit entsteht ein elektrisches Feld im Dielektrikum, dessen Existenz, wie später gezeigt werden wird, zur Messung der Kontaktpotentialdifferenz, die an der nicht aufgetrennten Metall-Metall-Grenzfläche auftreten würde, genutzt werden kann. Abbildung 2.4 zeigt ein System mit einer Metall-Metall-Grenzfläche und einer unterbrochenen Verbindung (Luftspalt). Angedeutet sind in dieser Abbildung die Equipotentiallinien im Luftspalt.

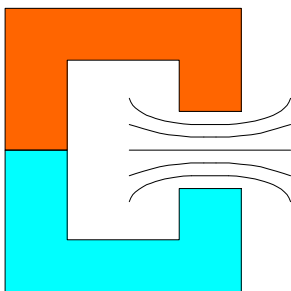


Abb. 2.4: Unterbrochene Verbindung zwischen zwei Festkörpern

## 2.4 Meßverfahren für die Austrittsarbeit

Nachfolgend werden Meßverfahren betrachtet, durch die die Austrittsarbeit direkt bestimmt werden kann. Neben diesen Methoden gibt es auch die Möglichkeit, die Austrittsarbeit durch Messung der Kontaktpotentialdifferenz zu einem Material bekannter Austrittsarbeit und Anwendung von Formel 2.4 zu ermitteln.

### 2.4.1 Thermoemission

Wie der Name des Meßverfahrens schon sagt, wird hier das zu untersuchende Objekt erwärmt. In der Regel wird das im Vakuum geschehen, um zu verhindern, das sich die zu betrachtende Oberfläche durch chemische Reaktionen wie etwa Oxidation verändert. Eine ausreichend hohe Temperatur führt zu einer Elektronenemission aus dem zu untersuchenden Objekt in das Vakuum. Werden die emittierten Elektronen durch ein äußeres elektrisches Feld zu einer Elektrode hin beschleunigt, so kann man aus dem entstehenden Strom die Ladungsträgerdichte und damit die Anzahl der emittierten Elektronen bestimmen.

Die Stromdichte  $j$  der austretenden Elektronen in Abhängigkeit von Temperatur und Austrittsarbeit gehorcht der Richardson-Gleichung [14].

$$j = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W_A}{k \cdot T}} \quad (2.5)$$

Dabei sind:    A:    Richardson-Konstante (materialabhängig)  
                   k:    Boltzmann-Konstante  
                   T:    Temperatur  
                    $W_A$ :    Austrittsarbeit

Eine Anwendung im mikroskopischen Bereich gestaltet sich als äußerst schwierig, da dieses Meßverfahren kaum Ortsauflösung bietet. Weiterhin sind die Voraussetzungen für die Messung, also hohe Temperatur und Vakuum, höchst problematisch bei empfindlichen Proben. Hier kann es zu Veränderungen an der Oberfläche, wie etwa Desorption oder, speziell im Fall von biologischen Molekülen, Veränderungen von Oberflächenschichten kommen. Weiterhin kann es temperaturbedingt zu Phasenumwandlungen kommen.

### 2.4.2 Messung über den photoelektrischen Effekt

Wie auch bei der thermischen Messung werden hier Elektronen durch Energiezufuhr aus dem Festkörper entfernt, wobei hier die Energiezufuhr in Form von Licht statt von Wärme erfolgt.

Kommt es durch Auftreffen eines Photons mit der damit verbundenen Energieabgabe zu einer Elektronenemission, allgemein bekannt als äußerer Photoeffekt, kann auch hier die Ladungsträgerdichte bestimmt werden. Um eine Elektronenemission zu bewirken, muß die Photonenenergie mindestens so groß sein wie die Austrittsarbeit [14]. Es gilt daher:

$$E_{\text{ph}} \geq W_A$$

$$h \cdot f \geq e \cdot \Phi \quad (2.6)$$

Die kinetische Energie der ausgesendeten Elektronen beträgt damit:

$$E_{\text{kin}} = h \cdot f - W_A$$

Nicht berücksichtigt sind in dieser Formel thermisches Rauschen und Unschärfe des Aufenthaltsorts und damit der Energie der Elektronen. Unter Berücksichtigung der Temperatur ergibt sich folgende Formel für die Stromdichte  $j$  [18]:

$$j = B \cdot (kT)^2 \cdot f \left[ \frac{h \cdot f - W_A}{kT} \right] \quad (2.7)$$

Dabei sind:  $f$ : eine Universalfunktion des Ausdrucks  $\left[ \frac{h \cdot f - W_A}{kT} \right]$   
 $B$ : Konstante

In dieser Formel kann  $B$  als praktisch konstant angesehen werden für Photonenenergien, die in der Nähe der Austrittsarbeit liegen. Die Universalfunktion  $f$  entspricht hier annähernd der Exponentialfunktion.

Im Gegensatz zur thermischen Messung kann mit der photoelektrischen Methode die Austrittsarbeit räumlich auflösend bestimmt werden. Dazu bestrahlt man die Probe mit ultravioletten Licht und fängt die emittierten Elektronen mit einem Linsensystem, nicht unähnlich dem eines Elektronenmikroskops, ein. Die erreichbare Auflösung beträgt maximal 50 nm [15].

Auch hier kann es, speziell bei Proben, die Biomoleküle enthalten, zu Veränderungen der Probenoberfläche kommen, da, um eine ausreichende Elektronendichte zu erreichen, möglichst hochenergetisches Licht benutzt werden muß und dieses hochenergetische, also kurzwellige, ultraviolette Licht biologisches Material schädigt. Dies gilt auch für DNS, den Träger der Erbinformation.

### 2.4.3 Fowler-Nordheim-Tunneln

Bei diesem, auf der Feldemission beruhenden, Meßverfahren wird eine Meßspitze sehr nah an die Oberfläche des Meßobjektes herangeführt. Durch den Tunneleffekt werden einige Elektronen durch die Oberflächenpotentialbarriere hindurch zwischen Spitze und Probe hin- und herwechseln. Die Tunnelwahrscheinlichkeit wird durch ein elektrisches Feld erhöht, so daß ein meßbarer Strom entsteht.

Fowler und Nordheim geben in [33] den Tunnelstrom wie folgt an:

$$J_T \propto \left( \frac{U_T}{s} \right)^2 \cdot e^{-\frac{a \cdot s}{U_T}} \quad (2.8)$$

Hierbei ist:  $U_T$ : Spannung über die Tunnelstrecke  
s: Länge der Tunnelstrecke  
a: Konstante

Der zuvor häufig verwendete Ausdruck  $J_T \propto e^{-\frac{a \cdot s}{U_T}}$  wird in [33] verworfen. Jedoch weisen Fowler und Nordheim darauf hin, daß in der Praxis eine Unterscheidung zwischen beiden Funktionen nicht möglich sein dürfte.

Eng verwandt mit diesem Meßverfahren ist die Tunnelmikroskopie. Beide Meßverfahren vermögen aufgrund der geringen Reichweite des Tunneleffekts nicht die Austrittsarbeit als Flächengröße darzustellen, sondern geben die lokale Zustandsdichte wieder. Diese gestattet zwar Rückschlüsse auf die Austrittsarbeit, eine genaue Messung ist so jedoch nicht möglich. Weiterhin kann nicht zwischen Informationen aus der Austrittsarbeit und aus der Topographie, also der Form der Oberfläche, unterschieden werden. Während jedoch bei der Tunnelmikroskopie die Topographie erwünscht ist, wirkt sie sich beim Fowler-Nordheim-Tunneln als Störgröße aus. Daher sollte die zu betrachtende Probe möglichst eben sein. Auch bei der Feldemission kann es zu einer Beeinflussung der Probenoberfläche kommen, hier durch die hohe elektrische Feldstärke zwischen Probe und Spitze.

## 2.5 Meßverfahren für die Kontaktpotentialdifferenz

### 2.5.1 Raster-Tunnel-Mikroskopie

Grundlage der Tunnelmikroskopie (englisch: Scanning Tunneling Microscope, STM) ist, wie bereits beim Fowler-Nordheim-Tunneln, der Tunneleffekt. So bezeichnet man die Tatsache, daß ein Teilchen ungeachtet seiner zu geringen Energie eine Potentialbarriere mit einer geringen, aber berechenbaren Wahrscheinlichkeit überwindet.

Beim Tunnelmikroskop, wie es 1982 von Binnig und Rohrer in [31] beschrieben wurde, stellt der isolierende Zwischenraum zwischen zwei Leitern die Potentialbarriere für die Elektronen in den Leitern dar. Einer der Leiter ist die Probe, während der andere durch eine metallische Meßspitze gebildet wird. Durch den Zwischenraum fließt bei einer angelegten Spannung ein Tunnelstrom, der mit wachsendem Abstand und wachsender Barrierenhöhe exponentiell abnimmt. Daraus ist ersichtlich, daß nur für sehr geringe Abstände (einige nm) zwischen Probe und Spitze ein auswertbarer Tunnelstrom fließt. Dieser Abstand wird durch einen Piezoaktuator beim Abrastern der Probe nachgestellt. Abbildung 2.5 verdeutlicht das Funktionsprinzip eines Raster-Tunnel-Mikroskops.

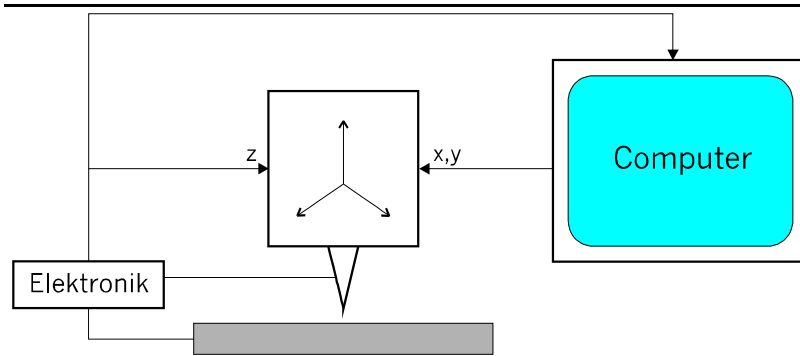


Abb. 2.5: Prinzipskizze eines Raster-Tunnel-Mikroskops

Die Meßspitze wird, etwa durch ein Piezosystem, in drei Dimensionen bewegt. Durch Bewegungen parallel zur Probenebene (x,y) wird die Probe abgerastert, durch Bewegungen senkrecht zur Probe (z) wird der Abstand nachgestellt. Die Elektronik wertet den Tunnelstrom aus und stellt ein Signal zur Steuerung der Meßspitze in z-Richtung, also zur Regelung des Abstands, bereit. Dieses Signal ist näherungsweise proportional zur Auslenkung der Meßspitze und damit zur Höhe der Probe am betrachteten Punkt. Es wird daher durch einen Computer aufgezeichnet und später ausgewertet. Der Computer stellt ebenfalls das Steuerungssignal für das Abrastern der Probe in x- und y-Richtung bereit.

Für den Tunnelstrom  $J_T$  geben Binnig und Rohrer in [31] folgende Beziehung an:

$$J_T \propto \frac{U_T}{s} \cdot e^{-A \cdot \sqrt{W_A} \cdot s}$$

Hierbei ist:

- $U_T$ : Spannung über die Tunnelstrecke
- $s$ : Länge der Tunnelstrecke
- $W_A$ : Durchschnitt der Austrittsarbeiten der beiden Elektroden
- $A$ : Konstante,  $\approx 1,025 \text{ (eV)}^{-1/2} \text{ \AA}^{-1}$  für Vakuum

Es ist ersichtlich, daß, Austrittsarbeiten von einigen eV angenommen, eine Veränderung des Abstandes um ein Angström eine Veränderung des Tunnelstromes im Bereich einer Größenordnung zur Folge hat. Somit ist es hier vergleichsweise einfach, die Probenhöhe mit einer Genauigkeit unter einem Angström zu messen.

Ein sehr einfacher Betriebsmodus des Tunnelmikroskops ist die Regelung des Tunnelstromes auf einen konstanten Wert. Hierbei wird das Ausgangssignal des Reglers, das auch dem Piezoaktuator zugeführt wird, aufgezeichnet und als Oberflächenprofil interpretiert. Damit jedoch nimmt man in Kauf, daß Änderungen der Zustandsdichte und damit der Austrittsarbeit den Meßwert beeinflussen. Es ist bei diesem Modus also nicht möglich, zwischen den Einflüssen der Oberflächentopographie und der Austrittsarbeit zu unterscheiden. Vielmehr zeichnet man hier ein Profil konstanter Zustandsdichte auf.

Um ein reines Oberflächenprofil zu erhalten und umgekehrt über die Zustandsdichte möglichst genaue Rückschlüsse auf die Austrittsarbeit ziehen zu können, strebt man an, den Abstand zwischen Probe und Meßspitze auf einen konstanten Wert zu regeln. Dazu bestimmt man die Zustandsdichte am betrachteten Punkt der Probe, indem man während der Messung die Länge der Tunnelstrecke moduliert. Der durch die Zustandsdichte bestimmte Anteil des



Tunnelstromes kann so zumindest näherungsweise bestimmt werden. Damit ist man auch in der Lage, die tatsächliche Form der Oberfläche zu berechnen.

Herausragendes Merkmal des Tunnelmikroskops ist die extrem hohe räumliche Auflösung. Die maximale laterale Auflösung beträgt einige Angström, dabei können Höhenauflösungen in der Größenordnung von 0,1 Angström erreicht werden. Damit ist das Raster-Tunnel-Mikroskop in der Lage, einzelne Oberflächenatome bildlich darzustellen. Jedoch können nur Proben betrachtet werden, die elektrisch leitfähig sind und deren Oberflächen nicht durch die hohen elektrischen Feldstärken zwischen Probe und Meßspitze verändert werden. Insbesondere die meist kettenförmigen Biomoleküle stellen hier ein Problem dar, da sie sich im elektrischen Feld aufstellen. So wurde bei Messungen an auf Silizium immobilisierter DNS am Department of Chemistry der University of Toronto beobachtet, daß die Moleküle durch die Meßspitze mitgeschleift werden.

Weitergehende Informationen zur Raster-Tunnel-Mikroskopie geben Binnig und Rohrer in [31] und [32]. In [35] stellen Hamann und Hietschold die verschiedenen Modi der Raster-Tunnel-Mikroskopie sowie Anwendungsmöglichkeiten vor.

### 2.5.2 Kelvin-Sonden-Kraft-Mikroskopie

Die Meßanordnung dieses Verfahrens besteht aus einem Silizium-Cantilever, der über der Probe angebracht ist und auf dessen Ende eine die Probe abtastende Spitze befestigt ist. An diesen Cantilever wird eine Wechselspannung mit einer Frequenz, die gleich seiner mechanischen Resonanzfrequenz  $f_{\text{res}}$  ist, angelegt. Weiterhin wird der Cantilever mit einer Frequenz  $f_{\text{res}} + \Delta f$ , die etwas oberhalb der Resonanzfrequenz liegt, mechanisch angeregt. Aus der Amplitude der Schwebung zwischen den beiden Frequenzen können Rückschlüsse auf die elektrische Feldstärke zwischen Probe und Spitze, und damit auf die Coulombkraft, gezogen werden. Durch zwei getrennte Regelkreise wird zum einen der Abstand konstant gehalten und zum anderen die Coulombkraft auf ein Minimum geregelt. In [16] beschreiben Nonnenmacher, O'Boyle und Wickramashinghe 1991 ein solches Kelvin-Sonden-Kraft-Mikroskop.

Mit bis zu 50 nm lateraler Auflösung lassen sich durch dieses Meßverfahren auch feine Strukturen darstellen. Leider wirkt sich jede zusätzliche auf den Cantilever wirkende Kraft, wie etwa van-der-Waals-Kräfte oder Luftkissen zwischen Probe und Spitze, nachteilig auf die Genauigkeit der Messung aus. Auch ist der apparative Aufwand hier vergleichsweise hoch, das Instrument ist recht empfindlich gegenüber äußeren Einflüssen.

### 2.5.3 Statischer Kondensator (Static Capacitor Method)

Dieses 1969 durch Rivière in [18] vorgestellte Meßverfahren ähnelt in dem Punkt der Kelvin-Sonde, daß hier zwei Kondensatorplatten rückseitig miteinander verbunden sind. Jedoch ist hier der Widerstand der rückseitigen Verbindung sehr groß, so daß der Verschiebungsstrom, der durch die Kontaktpotentialdifferenz entsteht, deutlich verringert wird. Da der Potentialausgleich damit deutlich langsamer vonstatten geht, ist der Verschiebungsstrom mit einem herkömmlichen Strommeßgerät meßbar. Dadurch ist es möglich, eine Spannungsquelle der Kontaktpotentialdifferenz anzugleichen und somit wie bei der Kelvin-Methode durch Kompensation die Kontaktpotentialdifferenz zu ermitteln.

Die Statische Kondensator-Methode entspricht also auch hinsichtlich der Möglichkeit, die Kontaktpotentialdifferenz in Form einer Kompensationsspannung zu messen, der Kelvin-Methode. Aufgrund der sehr schwachen elektrischen Felder zwischen den Platten werden auch empfindliche Proben durch die Messung nicht beeinflusst. Jedoch erfordert die Messung des Verschiebungsstromes große Kapazitäten und damit großflächige Kondensatorplatten, was Messungen im mikroskopischen Maßstab ausschließt.

### 2.5.4 Magnetron-Methode nach Oatley (Oatley's Magnetron Method)

Aus dem zu untersuchenden Material sowie aus einem Referenzmaterial wird eine koaxiale Vakuumdiode angefertigt und eine Spannung angelegt. Wird diese Diode nun einem magnetischen Feld parallel zu ihrer Achse ausgesetzt, so werden aus den bisher sternförmig zum Zentrum hin beziehungsweise vom Zentrum weg gerichteten Elektronenbahnen Spiralen, da die Elektronen als bewegte Ladungen von der Lorentz-Kraft abgelenkt werden. Durch diese verlängerten Wege verringert sich der Stromfluß in der Diode. Abbildung 2.6 zeigt zum einen eine Prinzipskizze der Vakuumdiode mit der sie umgebenden Feldspule und zum anderen die Elektronenbahnen in der Vakuumdiode ohne und mit Magnetfeld.

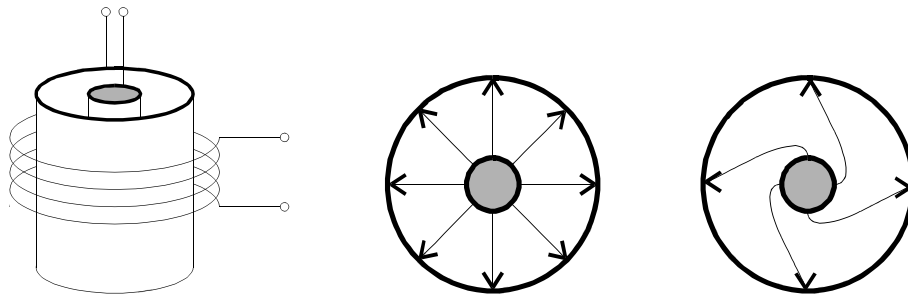


Abb. 2.6: Vakuumdiode und Elektronenfluß ohne und mit Magnetfeld

Mittels dieser Meßanordnung bestimmt man für verschiedene an der Diode anliegende Spannungen jeweils die magnetische Feldstärke, die eine Halbierung des Sättigungsstromes gegenüber dem feldfreien Fall bewirkt. Die magnetische Feldstärke wird in einem Diagramm wie dem in Abbildung 2.7 gezeigten gegen die Spannung aufgetragen, durch Extrapolation wird die Spannung ermittelt, bei der die Feldstärke Null betragen würde. Diese Spannung entspricht der Kontaktpotentialdifferenz zwischen den beiden Materialien der Diode.

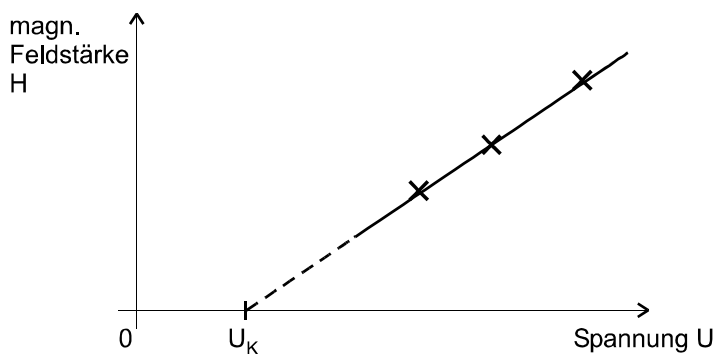


Abb. 2.7: Extrapolation der Kontaktpotentialdifferenz nach Oatley

Die Forderung nach einer Messung im Vakuum macht eine Untersuchung empfindlicher Proben mittels der Magnetron Methode nach Oatley nahezu unmöglich. Da der Strom in der gesamten Vakuumdiode gemessen wird, können Messungen mit einer lateralen Auflösung hier nicht durchgeführt werden. In [18] stellt Rivière die statische Kondensator-Methode näher vor.

### 2.5.5 Gesättigte Diode (Saturated Diode Method)

Wie schon bei der Magnetron-Methode nach Oatley wird eine aus den zu betrachtenden Materialien gefertigte koaxiale Diode betrachtet. Hier wird der Strom in der Diode jedoch so klein gehalten, daß die Raumladungseffekte vernachlässigbar klein werden. Die Kontaktpotentialdifferenz kann aus der Strom-Spannungs-Charakteristik der Diode, wie sie in Abbildung 2.8 dargestellt ist, bestimmt werden. Erkennbar ist, daß für kleine Ströme und Spannungen sich die Strom-Spannungs-Kennlinie einer linearen Funktion nähert, während sich bei einem weiteren Anstieg der Spannung der Strom kaum noch erhöht. Der Wert, bei dem die Gerade der linearen Funktion die Spannungsachse schneidet, entspricht der Kontaktpotentialdifferenz.

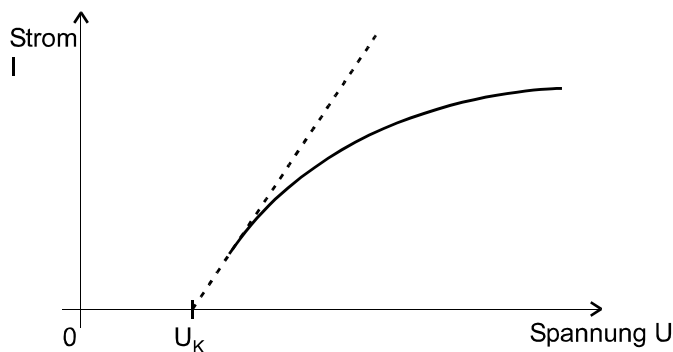


Abb. 2.8: Beispiel einer Strom-Spannungs-Charakteristik für eine Vakuum-Diode

Da auch diese Methode auf einer Vakuumdiode basiert, können empfindliche Proben nicht betrachtet werden. Ebenso sind Messungen mit lateraler Auflösung nicht möglich. Auch die gesättigte Diode-Methode bringt Rivière in [18] näher.

### 2.5.6 Felddurchbruchmethode (Breakdown Field Method)

Die Durchbruchspannung eines Kondensators wird für beide Richtungen des elektrischen Felds gemessen. Die Kontaktpotentialdifferenz ist proportional zur Differenz der Durchbruchsspannungen.

Die Notwendigkeit, beide Messungen unter identischen Bedingungen durchzuführen, erfordert eine elektronische Schaltung, die Veränderungen der Oberflächen durch die elektrische Entladung beim Felddurchbruch verhindert. Das erfordert, den plötzlichen Anstieg der Stromstärke, der charakteristisch für einen Durchbruch ist, zu erkennen und den Stromfluß zu unterbrechen, bevor der Strom die Oberflächen verändernde Ausmaße annimmt. Die beim Felddurchbruch freigesetzte Energie und damit die Möglichkeit, die Felddurchbruchmethode an empfindlichen Proben anzuwenden, hängt allein von Reaktionszeit und Auslöseschwelle

der den Stromfluß unterbrechenden Schaltung ab. Messungen mit lateraler Auflösung sind zwar prinzipiell denkbar, in der Praxis jedoch bisher nicht realisiert worden.

Wie schon die zuvor erwähnten Verfahren zur Messung der Kontaktpotentialdifferenz wird die Felddurchbruchmethode von Rivière in [18] weiter erläutert.

### 2.5.7 Elektronenstrahlmethode nach Anderson (Anderson's Electron Beam Method)

Die Oberflächen beider Materialien werden jeweils mit einem Elektronenstrahl beschossen, dabei werden die Strom-Spannungs-Kennlinien aufgezeichnet. Die beiden Kennlinien sind zueinander um die Kontaktpotentialdifferenz verschoben, wie in Abbildung 2.9 dargestellt.

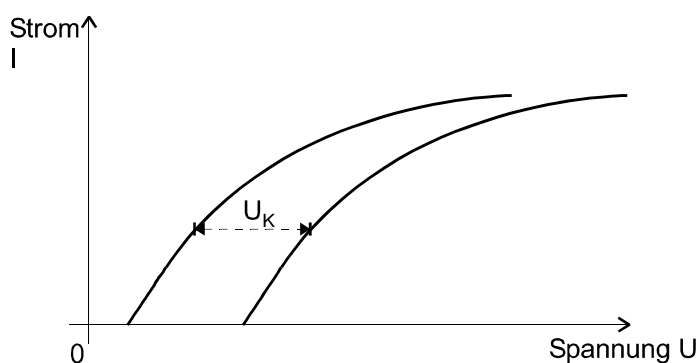


Abb. 2.9: Strom-Spannungs-Kennlinien für Materialien mit verschiedener Austrittsarbeit

Die Elektronenstrahlmethode nach Anderson zeichnet sich durch die Möglichkeit, durch Fokussieren und Ablenken des Elektronenstrahls hohe räumliche Auflösungen zu erreichen, aus. Das auch hier nötige Vakuum und die hohen Stromdichten am Zielpunkt des Elektronenstrahls schließen jedoch Messungen an empfindlichen Proben nahezu aus. Auch zur Elektronenstrahlmethode nach Anderson liefert Rivière in [18] weitere Informationen.

### 2.5.8 Raumladungsbegrenzte Diode (Space-charge-limited Diode Method)

Statt des bei der Elektronenstrahlmethode nach Anderson verwendeten Elektronenstrahls wird eine räumlich verteilte Elektronenquelle, wie etwa eine Glühkathode, verwendet. Ansonsten gleichen sich Aufbau und Vorgehensweise beider Methoden.

Da auch bei dieser Methode ein Vakuum benötigt wird, sind Messungen an biologischen Proben hier kaum möglich. Wie auch die vorhergehend beschriebenen Meßverfahren wird die Raumladungsbegrenzte Diode in [18] von Rivière näher erläutert.

### 2.5.9 Zusammenfassung der Meßverfahren

Die einzelnen Verfahren zur Messung der Kontaktpotentialdifferenz sollen hier in einer tabellarischen Zusammenfassung verglichen werden. Besonderes Augenmerk soll hierbei auf die Einsatzmöglichkeiten einschränkende Rahmenbedingungen wie etwa starke elektrische

Felder oder die Notwendigkeit, im Vakuum zu messen, aber auch auf die Möglichkeit von Messungen mit lateraler Auflösung, gelegt werden. Der Vollständigkeit halber soll hier auch die später eingehend beschriebene Kelvin-Methode betrachtet werden.

<i>Meßverfahren</i>	<i>Rahmenbedingungen</i>	<i>laterale Auflösung</i>
Kelvin-Methode	-	möglich
Raster-Tunnel-Mikroskopie	-	ja, sehr hoch
Kelvin-Sonden-Kraft-Mikroskopie	-	ja
Statischer Kondensator	-	nein
Magnetron-Methode nach Oatley	Vakuum, geheizte Kathode	nein
Gesättigte Diode	Vakuum, geheizte Kathode	nein
Felddurchbruchmethode	starkes elektrisches Feld	prinzipiell möglich
Elektronenstrahlmethode nach Anderson	Vakuum, hohe Stromdichte	ja
Raumladungsbegrenzte Diode	Vakuum, geheizte Kathode	nein

Eine sehr umfangreiche Zusammenfassung zu Meßmethoden für Austrittsarbeit und Kontaktpotentialdifferenz liefert Rivière in [18]. Dort sind auch für verschiedene chemische Elemente und deren Verbindungen Meßergebnisse für die Austrittsarbeit aufgelistet.

## 2.6 Weitere bildgebende Verfahren

Sämtlichen mikroskopischen Meßverfahren ist gemeinsam, daß sie physikalische, teilweise auch chemische, Eigenschaften des Meßobjekts bildlich wiedergeben. Solche Eigenschaften können etwa Topographie, chemische Zusammensetzung, Kristallstruktur und -orientierung oder Gitterfehler an oder nahe der Oberfläche sein. Ziel der Mikroskopie ist es stets, mit bloßem Auge nicht sichtbare Informationen, also Strukturen, die sich aufgrund ihrer geringen Größe, der unzureichenden Bandbreite unserer Sinnesorgane oder anderer Ursachen unserer Wahrnehmung entziehen, sichtbar zu machen.

Nachfolgend sollen hier die bedeutendsten Verfahren der Mikroskopie in ihren Grundzügen vorgestellt werden.

### 2.6.1 Lichtmikroskopie

Ein Lichtmikroskop basiert auf einem Linsensystem, das eine stark vergrößerte optische Abbildung des zu betrachtenden Objekts schafft. Dabei verursacht jedoch die Beugung des Lichts an der Objektöffnung eine Unschärfe, die die Auflösung des Lichtmikroskops auf die Größenordnung der Wellenlänge des verwendeten Lichts begrenzt. Bei sichtbarem Licht sind also Auflösungen im Bereich einiger hundert Nanometer erreichbar [14], [46].

Die Lichtmikroskopie eignet sich durch ihren geringen apparativen Aufwand für Untersuchungen an einer Vielzahl verschiedenartiger Proben, jedoch ist sie nicht in der Lage, das wahrnehmbare Spektrum zu erweitern.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	optisch (Transmission oder Reflexion) im sichtbaren Spektrum
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	einige hundert Nanometer
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	Beleuchtung, bei Transmission dünne Schichten

### 2.6.2 Akustische Mikroskopie

Das Grundprinzip der akustischen Mikroskopie ähnelt dem eines Echolots: Ultraschall mit einer Frequenz von ca. 1 GHz wird auf einen Punkt an oder etwas unterhalb der Oberfläche des zu betrachtenden Objekts fokussiert. Die von der Probe reflektierten Wellen werden aufgefangen und hinsichtlich Amplitude und Phasenlage bezogen auf die einfallende Welle analysiert. Dadurch können Rückschlüsse auf die Lage von Grenzflächen gezogen werden. Die bedeutendste Grenzfläche ist dabei die Probenoberfläche, es können aber auch, besonders bei Fokussierung in die Tiefe der Probe, weitere Grenzflächen, wie etwa Übergänge zwischen Schichten mit verschiedenen akustischen Eigenschaften, beobachtet werden. Damit können zerstörungsfrei Informationen über Strukturen in der Tiefe der Probe gewonnen werden, es sind laterale Auflösungen im Bereich einiger Mikrometer möglich.

Neben dem akustischen Reflexionsmikroskop gibt es auch das akustische Transmissionsmikroskop. Dieses stellt sich schaltungstechnisch einfacher dar, da keine Trennung zwischen ausgesendetem und empfangenem Signal erforderlich ist. Jedoch beschränken sich die Anwendungsmöglichkeiten auf dünne Proben. Umfangreiche Informationen zum akustischen Mikroskop und seinen Anwendungsmöglichkeiten, auch im Vergleich zu anderen Mikroskopieverfahren, sind in [48] zu finden.

Die akustische Mikroskopie ist vor allem geeignet, Bereiche mit veränderten Schallausbreitungsbedingungen, wie Einschlüsse oder Risse, in der Probe zu erkennen. Erkenntnisse über die Probenoberfläche können jedoch nur eingeschränkt gewonnen werden.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	Lage akustischer Grenzflächen
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	einige Mikrometer
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	Probe wird Schallenergie ausgesetzt

### 2.6.3 Thermische Mikroskopie

Auf der Vorderseite einer flachen, dünnen Probe werden durch optische Anregung Wellen erzeugt. Diese Wellen breiten sich durch die Probe hindurch aus, beeinflusst von den thermischen Eigenschaften der Probe. Mittels eines geeigneten Detektors (z.B. Piezo, Mikrofon) werden diese Wellen auf der Rückseite der Probe aufgefangen und hinsichtlich Amplitude und Phasenverschiebung ausgewertet. Durch Rastern, also punktweise Messung, der

Probe können auch Strukturen im Inneren der Probe dargestellt werden, da die Wärmewellen die gesamte Dicke der Probe durchlaufen müssen [40].

Die Einsatzmöglichkeiten werden durch die Forderung nach einer flachen, dünnen Probe eingeschränkt. Die Unterscheidung zwischen oberflächennahen und in der Tiefe der Probe liegenden Strukturen ist durch Variation der Anregungsfrequenz möglich.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	Wärmeausbreitung in der Probe
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	keine Angaben
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	dünne, flache Probe, optische Anregung

### 2.6.4 Lasermikroskopie

Hier wird ein Laserstrahl auf die Oberfläche des Objektes fokussiert. Das von der Oberfläche reflektierte Licht wird aufgefangen, die Intensität wird elektronisch aufgezeichnet. Durch ein punktwises Abtasten der Oberfläche kann eine bildhafte Darstellung erzeugt werden. Gegenüber der herkömmlichen Lichtmikroskopie hat die Lasermikroskopie den Vorteil, daß die Beugung des Lichtes an der Objektivöffnung und die damit verbundene Unschärfe entfällt. Dadurch kann eine etwa doppelt so hohe Auflösung erreicht werden.

Die Lasermikroskopie ist ähnlich vielseitig einsetzbar wie die Lichtmikroskopie. Gegenüber der Lichtmikroskopie bietet sie den Vorteil der höheren Auflösung sowie die Möglichkeit, Messungen auch außerhalb des sichtbaren Spektrums vorzunehmen. Dem gegenüber steht der wesentlich höhere apparative Aufwand.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	optisch (Reflexion), auch außerhalb des sichtbaren Spektrums
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	einige hundert Nanometer
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	fokussiertes Laserlicht

### 2.6.5 Optische Nahfeldmikroskopie

Auch die optische Nahfeldmikroskopie (near field optical scanning microscopy, NFOSM) ist ein rasterndes Verfahren, basiert also auf einer punktwisen Abtastung der Probe. Da dieses erstmals 1984 von Pohl, Denk und Lanz beschriebene Verfahren auf der Messung der Lichttransmission basiert, können hier nur sehr dünne (ca. 10 nm) Proben betrachtet werden. Die Abtastung der Probe geschieht mittels einer Sonde, die eine extrem kleine lichtdurchlässige Öffnung aufweist. In der Praxis wird hier eine Quarzspitze, die, mit Ausnahme einer Öffnung von etwa 10 nm, mit Metall bedampft wird, verwendet. Abbildung 2.10 stellt das Funktionsprinzip eines optischen Nahfeldmikroskops schematisch dar.

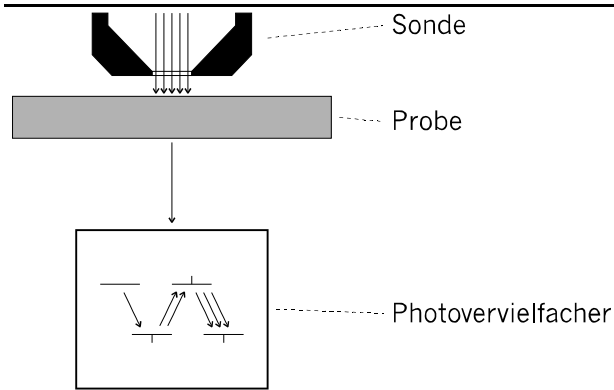


Abb. 2.10: Funktionsprinzip eines optischen Nahfeldmikroskops

Der Abstand der Meßspitze von der Probe wird mittels einer parallel betriebenen Tunnelstrecke auf einen Wert von typischerweise 5 nm geregelt. Die Intensität des die Probe durchdringenden Lichts wird auf der Rückseite durch einen Photovervielfacher gemessen. Durch die Ausnutzung des optischen Nahfeldes als Gegenstück zum Tunneleffekt bei Elektronen wird die Auflösung nicht durch die Wellenlänge des verwendeten Lichts begrenzt. Die laterale Auflösung hängt daher fast ausschließlich vom Durchmesser der Öffnung ab. Begrenzender Faktor ist hier lediglich die Intensität des transmittierten Lichts. Die mit der heutigen Technologie meßbare Leistung von etwa 10 fW ermöglicht eine maximale Auflösung von 20 nm. In [37] sowie in [43] beschreiben Dürig, Pohl und Rohner ein solches optisches Nahfeldmikroskop.

In [44] bezeichnen Pohl, Denk und Lanz dieses Meßverfahren treffend als „Optische Stethoskopie“. Damit spielen sie auf ein altbekanntes Gerät zur Untersuchung von akustischen Nahfeldern an: dem Stethoskop, wie es Ärzte verwenden. Damit können Geräuschquellen wie das Herz auf einige Zentimeter genau lokalisiert werden, obwohl die Wellenlänge des davon ausgehenden Schalls im Meterbereich liegt. Die erreichbare Auflösung übertrifft somit beträchtlich die Wellenlänge.

Abweichend zum oben beschriebenen Gerät gibt es Überlegungen, ein optisches Nahfeld an der Probenoberfläche durch einen seitlich in den Spalt zwischen Probe und Sonde einfallenden Laserstrahl zu erzeugen [39]. Da sich das Nahfeld aufgrund des geringen Abstands zwischen Probe und Sonde auch auf die andere Seite der lichtdurchlässigen Öffnung erstreckt, tritt hier Licht aus. Dieses kann aufgefangen und ausgewertet werden. Der Vorteil dieser Variante des optischen Nahfeldmikroskops gegenüber der auf der Transmission von Licht durch die Probe beruhenden liegt darin, daß nicht nur dünne Proben betrachtet werden können.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	optisch (Transmission/ Reflexion), auch außerhalb des sichtbaren Bereichs
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	etwa 20 nm
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	Transmission: sehr dünne Proben (ca. 10 nm)



### 2.6.6 Röntgentopografie

Die Röntgentopografie basiert auf der Beugung von Röntgenstrahlung am Kristallgitter der Probe. Es wird aus einem Einkristall eine dünne Schicht von 50 µm bis 1 mm Dicke gefertigt. Fällt Röntgenstrahlung in einem geeigneten Winkel zur Kristallebene ein, so kann auf feinkörnigem Filmmaterial ein Beugungsmuster aufgefangen werden. Die Auswertung des Films, gegebenenfalls unter Zuhilfenahme eines Lichtmikroskops, erlaubt Rückschlüsse auf Gitterfehler. Wird statt eines Einkristalls ein amorpher Stoff oder ein Pulver betrachtet, entstehen statt des Beugungsmusters konzentrische Ringe, da hier die Elementarzellen in allen denkbaren Orientierungen liegen. Dennoch lassen Abstand und Intensität dieser Ringe Rückschlüsse auf die Struktur des untersuchten Stoffes zu. Maximal lassen sich Auflösungen von einigen Mikrometern erreichen.

Da die Röntgentopografie nur in der Lage ist, regelmäßige Strukturen zu erkennen, beschränken sich die Einsatzmöglichkeiten auf die Untersuchung der Gitterstruktur in monokristallinen Proben. In [34] befaßt sich Steeb eingehend mit der Röntgentopographie.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	Gitterstruktur und -orientierung in Einkristallen
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	einige Mikrometer
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	Röntgenstrahlung

### 2.6.7 Röntgenabsorptionsspektroskopie

Ein Absorptionsspektrum entsteht dadurch, daß ein Photon auf ein Elektron in einer der inneren Schalen eines Atoms trifft, wodurch das Elektron auf ein höheres Energieniveau gehoben wird. Diese Energieübertragung tritt bevorzugt dann ein, wenn die Energie des Photons der für den Wechsel des Elektronenniveaus benötigten Energie entspricht, Photonen dieser Energie werden dadurch bevorzugt absorbiert. Die Lage der dadurch entstehenden Absorptionslinien ist einerseits charakteristisch für das betrachtete chemische Element, andererseits aber existiert auch eine Feinstruktur, die durch die Umgebung des absorbierenden Atoms bestimmt wird.

Wie bei jedem anderen auf Transmission beruhendem Verfahren ist die Dicke der Proben begrenzt. Die Röntgenabsorptionsspektroskopie ermöglicht eine quantitative chemische Analyse der Probe, erlaubt aber keine Unterscheidung zwischen Oberfläche und Tiefe der Probe. In [34] gibt Steeb einen umfassenden Überblick über die Röntgenabsorptionsspektroskopie.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	Absorptionsspektrum, also chemische Zusammensetzung
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	keine Angaben
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	Röntgenstrahlung, vergleichsweise dünne Proben

## 2.6.8 Röntgenmikroskopie

Die Bedeutung der Röntgenmikroskopie ist trotz der, bedingt durch die extrem kurze Wellenlänge der verwendeten Strahlung, sehr hohen erreichbaren Auflösung bisher vergleichsweise gering gewesen. Die Ursache dafür liegt im immensen technischen Aufwand.

Grundvoraussetzung ist die Bestrahlung der Probe mit kohärentem monochromatischem Licht möglichst geringer Wellenlänge. Die bisher verwendete Zyklotronstrahlung erfüllt diese Voraussetzungen nur unzureichend. Der für diesen Zweck ideale Röntgenlaser hingegen stieß bisher auf technologische Probleme. Ein herkömmlicher Laser basiert auf einer stehenden Welle zwischen zwei halbdurchlässigen Spiegeln. Dieses Prinzip ist bei einem Röntgenlaser nicht praktikabel, da es keine Materialien gibt, die einen ausreichend großen Teil der einfallenden Röntgenstrahlung reflektieren. Statt dessen kommt hier ein Freie-Elektronen-Laser zum Einsatz, bei dem sich im Vakuum bewegende Elektronen durch schnell wechselnde Magnetfelder abgelenkt werden. Die durch die beschleunigten Ladungsträger ausgesendete Strahlung beeinflusst wiederum weitere Elektronen, was zu einer kohärenten Strahlung führt. Die kürzeste derzeit erreichbare Wellenlänge liegt bei 6 nm, damit ließe sich also eine räumliche Auflösung erreichen, die gegenüber einem mit sichtbarem Licht arbeitendem Instrument etwa um den Faktor 100 besser ist.

Durch die Beugung der Strahlung an den Atomen der Probe entsteht ein Interferenzmuster, das auf einem für Röntgenstrahlung empfindlichen Film aufgefangen werden kann. Die tatsächliche Struktur der Probe kann nur durch umfangreiche Rechnungen aus dem Interferenzmuster bestimmt werden. Die beiden wesentlichen Voraussetzungen, Röntgenlaser und Hochleistungsrechner, stehen erst seit wenigen Jahren zur Verfügung, so daß erst jetzt an die Verwirklichung des Röntgenmikroskops gedacht werden kann.

Bisher ist man in der Lage, die Struktur komplexer Moleküle, wie etwa von Proteinen, zu bestimmen. Für die Zukunft erhofft man sich, zum einen durch Verringerung der verwendeten Wellenlänge und die damit verbundene Erhöhung der lateralen Auflösung einzelne Atome sichtbar zu machen und zum anderen durch Verwendung kurzer Lichtblitze zeitliche Verläufe darzustellen. Dadurch wäre es möglich, den Ablauf chemischer Reaktionen zu beobachten oder aber physikalische Vorgänge auf mikroskopischer Ebene zu verfolgen. So verspricht man sich etwa in der Materialforschung Erkenntnisse, zum Beispiel über Reibungsvorgänge oder die Ausbreitung von Brüchen und Rissen.

Weitere Informationen zur Röntgenmikroskopie können [19] entnommen werden. Diese Quelle ist zwar eher populärwissenschaftlicher Natur, jedoch wird die Problematik gerade dadurch sehr anschaulich wiedergegeben.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	räumliches Abbild der Probe
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	einige Nanometer
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	Röntgenstrahlung

## 2.6.9 Elektronenbeugung

Bei der Untersuchung der Oberfläche mittels der Elektronenbeugung wird zwischen der Messung mit niederenergetischen Elektronen und der Messung mit hochenergetischen Elektronen unterschieden.

Bei der Messung mit niederenergetischen Elektronen, der sogenannten „low energie electron diffraction“ (LEED), wird die Energie der Elektronen so gewählt, daß deren de-Broglie-Wellenlänge in der Größenordnung der Atomabstände auf der Probenoberfläche liegt. Dies erfordert Elektronenenergie in der Größenordnung einiger 100 eV. Gemessen werden die von der Oberfläche der mit einem Elektronenstrahl beschossenen Probe zurückgestreuten Elektronen. Bedingt durch die vergleichsweise starke Wechselwirkungen zwischen den Elektronen aus dem Strahl und den Elektronen der Probe beträgt die Eindringtiefe wenige Angström, es werden also nur die obersten Atomlagen der Probe betrachtet.

Eng verwandt ist die sogenannte „reflection high energy electron diffraction“ (RHEED), bei der Elektronen mit Energien um 30 keV auf die Probe geschossen werden. Um ein übermäßiges Eindringen der hochenergetischen Elektronen in die Probe zu verhindern hält man deren Einfallswinkel sehr flach (etwa  $3^\circ$ ). Dadurch erreicht man ähnlich geringe Eindringtiefen wie bei LEED. Bedingt durch die kleinere de-Broglie-Wellenlänge der verwendeten Elektronen weist RHEED eine hohe räumliche Auflösung auf.

Wie bei allen auf einer Abtastung der Probe mittels eines Elektronenstrahls beruhenden Verfahren droht eine Veränderung empfindlicher Proben, hinzu kommt die Notwendigkeit einer Messung im Vakuum.

Sowohl LEED als auch RHEED werden in [34] eingehend beschrieben.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	Elektronenbeugung an der Probenoberfläche
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	10 bis 100 Angström
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	Vakuum, Elektronenstrahl

## 2.6.10 Elektronenmikroskopie

Die Elektronenmikroskopie unterteilt sich in das auf reflektierten Elektronen sowie Sekundärelektronen basierende Rasterelektronenmikroskop (REM) und in das Transmissionselektronenmikroskop (TEM), das die Probe durchdringende Elektronen betrachtet.

Beim Rasterelektronenmikroskop wird die Probe mit einem Elektronenstrahl abgerastert, die durch elastische Stöße zurückgestreuten Elektronen sowie die aus der Probe herausgelösten Sekundärelektronen werden mit einem Photoelektronenvervielfacher gesammelt. Mit dessen Ausgangssignal wird die Helligkeit einer Bildröhre, deren Ablenkung synchron zu der des Elektronenstrahls des REM läuft, gesteuert. Mittels eines dem Photoelektronenvervielfacher vorgeschalteten Zylinderspiegel-Analysators (englisch: Cylindrical Mirror Analyzer, CMA) kann zwischen den hochenergetischen zurückgestreuten Elektronen und den niederenergetischen Sekundärelektronen unterschieden werden.

Steht ein hinsichtlich der Elektronenenergieauflösung ausreichend schmalbandiger CMA zur Verfügung, wäre es auch möglich, für einzelne, besonders interessante Punkte der Probenoberfläche ein Augerelektronenspektrum aufzunehmen. Da Augerelektronen diskrete, für das jeweilige chemische Element spezifische Energien besitzen, ist damit eine quantitative Analyse der chemischen Zusammensetzung des betrachteten Punktes der Probenoberfläche möglich. Beschränkt man durch den CMA die Messung auf einzelne Elektronenenergien, so kann man aus dem Meßergebnis auf die Konzentration der zugehörigen Elemente an dem betrachteten Punkt der Probenoberfläche schließen. Durch Abrastern der Probenoberfläche läßt sich also die chemische Zusammensetzung der Probenoberfläche darstellen. Das so realisierte Raster-Auger-Elektronen-Mikroskop (englisch: Scanning Auger Microscope, SAM) ist aufgrund seiner Fähigkeit, die obersten Atomlagen losgelöst von den tieferen Schichten zu betrachten, hervorragend zur Betrachtung abgelagerter Schichten geeignet. Näher beschrieben ist dieses Verfahren in [34].

Da im Transmissionselektronenmikroskop die auszuwertenden Elektronen die Probe durchdringen müssen, können hier nur Proben mit Dicken bis etwa 10 nm betrachtet werden. Weiterhin sind, bedingt durch die hohe Absorptionsrate in der Probe, eine vergleichsweise starke Elektronenquelle und ein empfindlicher Photoelektronenvervielfacher nötig.

Eine weitere Variante der Elektronenmikroskopie ist die Photoelektronen-Emissions-Mikroskopie (englisch: photoelectron emission microscopy, PEEM). Hier wird die Probe mit energiereichem Licht, meist im ultravioletten Teil des Spektrums, bestrahlt, um so Photoelektronen herauszulösen. Diese werden durch eine Elektronenoptik auf einen Leuchtschirm abgebildet [38].

Da die Dichte der Photoelektronen hauptsächlich von der Intensität und Wellenlänge des einfallenden Lichts sowie von der Austrittsarbeit des betreffenden Materials abhängt, kann mit Hilfe der PEEM zumindest eine qualitative Aussage über den Verlauf der Austrittsarbeit auf der Probenoberfläche getroffen werden.

Schäfer und Terlecki vermitteln in [46] einen umfassenden Überblick über die Elektronenmikroskopie. Allen Varianten der Elektronenmikroskopie gemeinsam ist die sehr hohe Auflösung (Nanometer-Bereich). Möglich wird sie durch die gegenüber der Wellenlänge des sichtbaren Lichts um Größenordnungen kürzeren de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen.

Der Einsatzbereich der Elektronenmikroskopie wird durch die Messung im Vakuum eingeschränkt. Hinzu kommt bei der Transmissionselektronenmikroskopie die Forderung nach sehr dünnen Proben.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	Elektronenreflektion an oder -transmission durch Probe
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	einige Nanometer
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	Vakuum, Elektronenstrahl/ UV-Licht, TEM: dünne Probe

### 2.6.11 Kraftmikroskopie

Die 1986 von Binnig, Quate und Gerber vorgestellte Kraftmikroskopie (engl.: Atomic Force Microscopy, AFM) basiert auf einer mechanischen Abtastung der Probe. Dies geschieht durch eine feine Spitze, die auf einem federnd aufgehängten Hebel angebracht ist. Die dabei

erreichbare mechanische Auflösung liegt im Bereich der Spitzenabmessungen, die Kraftauflösung wird um so besser, je kleiner die Federkonstante der Aufhängung ist. Die Auslenkung des Hebels wird gemessen, indem man einen Laserstrahl mittels eines auf der Rückseite des Hebels angebrachten Spiegels reflektiert. Ein Detektor mißt die Ablenkung des Strahls und damit den Kippwinkel des Spiegels. Die Höhe des Hebels über der Probe wird über einen Piezo variiert, so daß die Auflagekraft auf einen Sollwert geregelt wird. Abbildung 2.11 zeigt das Funktionsprinzip eines Kraftmikroskops.

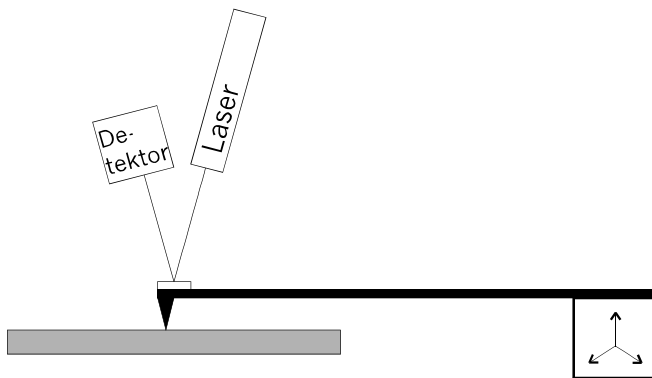


Abb. 2.11: Funktionsprinzip eines Kraftmikroskops

Diese optische Methode zur Messung der Auslenkung wird erstmals durch Meyer und Amer in [42] beschrieben.

Eine zuvor verbreitete Methode zur Messung der Auslenkung ist eine elektrische Tunnelstrecke zwischen der Rückseite des Hebels und einer fest montierten Spitze. Ein auf diesem Prinzip basierendes Kraftmikroskop stellen Binnig, Quate und Gerber in [36] vor. Eine weitere, kaum noch genutzte Methode zur Messung der Auslenkung ist die optische Interferometrie.

Ist die Spitzenfläche klein genug, in der Größenordnung einiger Atomdurchmesser, kann die mechanische Abtastung ohne eine direkte Berührung geschehen. Statt dessen wird die zu messende Kraft durch Wechselwirkungen zwischen den Oberflächenatomen der Spitze und der Probe erzeugt. Diese Wechselwirkungen können, abhängig vom Abstand zwischen den betroffenen Atomen, elektrostatische Abstoßungskräfte zwischen den Hüllenelektronen oder van der Waals-Kräfte, also Anziehungskräfte, sein.

Der gebräuchlichste und einfachste Betriebsmodus des Kraftmikroskops ist der Modus konstanter Auflagekraft. Daneben gibt es die Resonatormethoden, bei denen der Hebel und damit die Spitze zu mechanischen Schwingungen nahe seiner Resonanzfrequenz angeregt wird. Amplitude und Phase der Schwingung werden durch die Wechselwirkungen zwischen Spitze und Probe beeinflusst, was Rückschlüsse auf die Oberflächenstruktur der Probe zuläßt.



Abb. 2.12: Veränderung der Federkonstante durch Annäherung an die Probe

In Abbildung 2.12 wird verdeutlicht, wie der Einfluß der Probenoberfläche die Gesamtfederkonstante und damit die Resonanzfrequenz des Systems Hebel-Meßspitze-Probe verändert. Das linke Feder-Masse-System stellt einen großen Abstand zwischen Probe und Meßspitze dar, die Feder steht hier für den Hebel. Im rechten System kommt mit der elastischen Wechselwirkung, etwa durch van der Waals-Kräfte, zwischen Probe und Meßspitze eine zweite Federkonstante hinzu. Dadurch ergibt sich eine gegenüber dem ursprünglichen System härtere Gesamtfederkonstante und damit eine höhere Resonanzfrequenz.

Ein solches auf der Messung der Resonanzfrequenz basierendes Kraftmikroskop wird in [45] vorgestellt.

Die erreichbare Auflösung kann die Größe eines Atoms unterschreiten, die Oberflächenatome der Probe können dann dargestellt werden. Vorteilhaft ist weiterhin, daß hier, im Gegensatz zur Tunnelmikroskopie, auch hochohmige Proben betrachtet werden können. Eine Zusammenfassung verschiedener Veröffentlichungen zur Kraftmikroskopie sowie zu deren Anwendungsmöglichkeiten geben Bottomley, Coury und First in [29].

<b><i>gewonnene Information</i></b>	Oberflächentopographie
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	einige Nanometer
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	Kraftwirkung auf Probenoberfläche

### 2.6.12 Feldemissionsmikroskopie

Bei der Feldemissionsmikroskopie (FEM) wird die Probe durch ein starkes elektrisches Feld dazu gebracht, Ladungsträger, also Elektronen oder Ionen, zu emittieren. Anhand der Art der emittierten Ladungsträger unterscheidet man zwischen Feldelektronenmikroskop und Feldionenmikroskop.

Bei der Feldelektronenmikroskopie befindet sich eine Probe in Form einer Spitze im Mittelpunkt eines halbkugelförmigen Leuchtschirms. Durch die Beschleunigung der Elektronen im kugelsymmetrischen Feld zwischen Probe und Schirm entsteht ein stark vergrößertes Abbild der Emissionsverteilung auf der Probe.

Die maximal erreichbare Vergrößerung liegt bei  $10^6$ . Die Proben müssen auch hier elektrisch leitfähig sein, empfindliche Probenoberflächen können aufgrund des Hochvakuums und des starken elektrischen Felds nicht betrachtet werden.

Der Aufbau des Feldionenmikroskops entspricht im wesentlichen dem eines Feldelektronenmikroskops, jedoch ist hier die Richtung des elektrischen Felds entgegengesetzt und statt des

Vakuums befindet sich zwischen Probe und Schirm ein Edelgas, meist Helium. In der Nähe der Probe werden die Edelgasatome ionisiert, die Ionen werden zum Schirm hin beschleunigt, wo sie die Probe abbilden.

Die Einschränkungen sind die selben wie bei der Feldelektronenmikroskopie, auch hier sind leitfähige Proben und unempfindliche Oberflächen Voraussetzung. Die maximale Auflösung ist mit etwa 0,2 nm sehr hoch, dies bedingt jedoch ein starkes elektrisches Feld an der Probenoberfläche, was zu hohen Stromstärken führt. Die dabei freiwerdende Wärme würde ohne eine Kühlung zur Zerstörung der Probe führen.

<b><i>gewonnene Information</i></b>	räumliche Verteilung der Austrittsarbeit
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	ca. 0,2 Nanometer
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	Vakuum oder Schutzatmosphäre, starkes elektrisches Feld

### 2.6.13 Raster-Tunnel-Potentiometrie

Die Raster-Tunnel-Potentiometrie (englisch: Scanning Tunneling Potentiometry, STP) hat mit der ihr sehr ähnlichen Raster-Tunnel-Mikroskopie neben dem Funktionsprinzip auch die extrem hohe Auflösung gemeinsam.

Die einzige Modifikation des Meßaufbaus ist eine zweite Elektrode auf der Probe. Zwischen den beiden Elektroden wird eine Gleichspannung angelegt, die Tunnelspannung zwischen Probe und Meßspitze wird durch eine Wechselspannung ersetzt. Somit kann durch Betrachtung des Wechselstromanteils im Tunnelstrom die Länge der Tunnelstrecke geregelt und die Topographie der Probe aufgenommen werden. Der Gleichstromanteil hingegen gibt das elektrische Potential auf der Probenoberfläche wieder.

Da aufgrund des Ohmschen Gesetzes in einem Stromkreis die Spannung proportional zum Widerstand ist, kann aus der gemessenen Potentialverteilung auf die Verteilung des elektrischen Widerstands entlang der Probenoberfläche geschlossen werden. Dabei können alle Proben betrachtet werden, deren Widerstand im Verhältnis zum Widerstand der Tunnelstrecke klein ist, also auch Halbleiter.

Die Ergebnisse lassen Rückschlüsse auf Leitungsvorgänge und Ladungseffekte zu. Besonders geeignet ist die Raster-Tunnel-Potentiometrie zur Untersuchung von Barrieren mit hohem Widerstand. So erhofft man sich aus der Betrachtung der Korngrenzen Erkenntnisse über Leitungsvorgänge in polykristallinen Materialien.

Weitergehende Informationen zur Raster-Tunnel-Potentiometrie liefern Muralt und Pohl in [41].

<b><i>gewonnene Information</i></b>	räumliche Verteilung von Potential und Widerstand
<b><i>laterale Auflösung</i></b>	0,1 bis 1 Nanometer
<b><i>Rahmenbedingungen</i></b>	elektrisch leitende Probe

## 3 Die Geschichte des Raster-Kelvin-Mikroskops

### 3.1 Die Entdeckung des Kelvin-Effekts

Bereits im Jahre 1898 legte der britische Wissenschaftler Lord Kelvin den Grundstein für die Entwicklung des Raster-Kelvin-Mikroskops. In [1] beschreibt er ein Experiment, in dem er eine Platte aus Zink (Z) und eine andere aus Kupfer (C) aufeinander legt und dann voneinander entfernt. Dabei stellt er fest, daß ein mit den Platten verbundenes Goldblättchen-Elektroskop eine sehr geringe elektrische Spannung anzeigt, sobald die Platten einige Zentimeter voneinander entfernt sind. Da diese Spannung kaum nachweisbar ist, schließt Lord Kelvin einen Pol eines Volta-Kondensators an die Zinkplatte (Z) an, den anderen Pol des Kondensators versieht er mit einem Messingkontakt, den er mit der Kupferplatte (C) berühren kann. Das Goldblättchen-Elektroskop mißt jetzt die Spannung über den Kondensator. Abbildung 3.1 zeigt die hier beschriebene Apparatur.

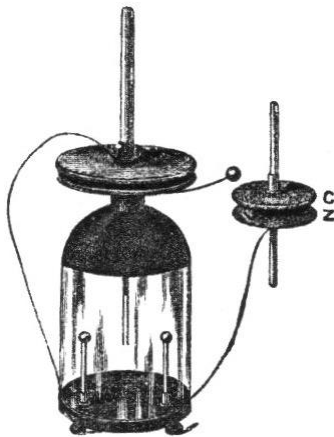


Abb. 3.1: Die Apparatur, mit der der Kelvin-Effekt entdeckt wurde (aus [1])

Indem Lord Kelvin zuerst Kupferplatte und Zinkplatte in Kontakt bringt, sie dann voneinander entfernt und schließlich mit der Kupferplatte den Messingkontakt am Kondensator berührt, kann er eine elektrische Ladung in den Kondensator hinein transportieren. Danach bringt er die Platten wieder in Kontakt, um den Zyklus erneut zu beginnen. Nach 100 Zyklen entfernt er die Platten des Volta-Kondensators voneinander, um durch die Verringerung der Kapazität bei gleichbleibender Ladung die Spannung zu vergrößern, so daß die Anzeige des Elektroskops jetzt sehr deutlich ist.

Die für den Ladungstransport verantwortliche Größe bezeichnet Lord Kelvin „Volta-contact electric force“, also etwa Volta-Kontaktelektrische Kraft. Diese Größe ist uns heute als Kontaktpotentialdifferenz bekannt.

Um die Kontaktpotentialdifferenz nicht nur nachweisen, sondern auch quantitativ messen zu können, entwickelte Lord Kelvin die in Abbildung 3.2 dargestellte Apparatur. Er verbindet ein Quadranten-Elektrometer direkt mit dem Plattenpaar und fügt der Apparatur eine veränderliche Spannungsquelle in Form einer Volta'schen Zelle und eines Schiebewiderstandes hinzu. Nachdem der Plattenkondensator durch die Spannungsquelle aufgeladen worden ist, wird die Spannungsquelle abgeklemmt, um durch Verschieben einer der Platten den verbleibenden Potentialunterschied nachweisen zu können.



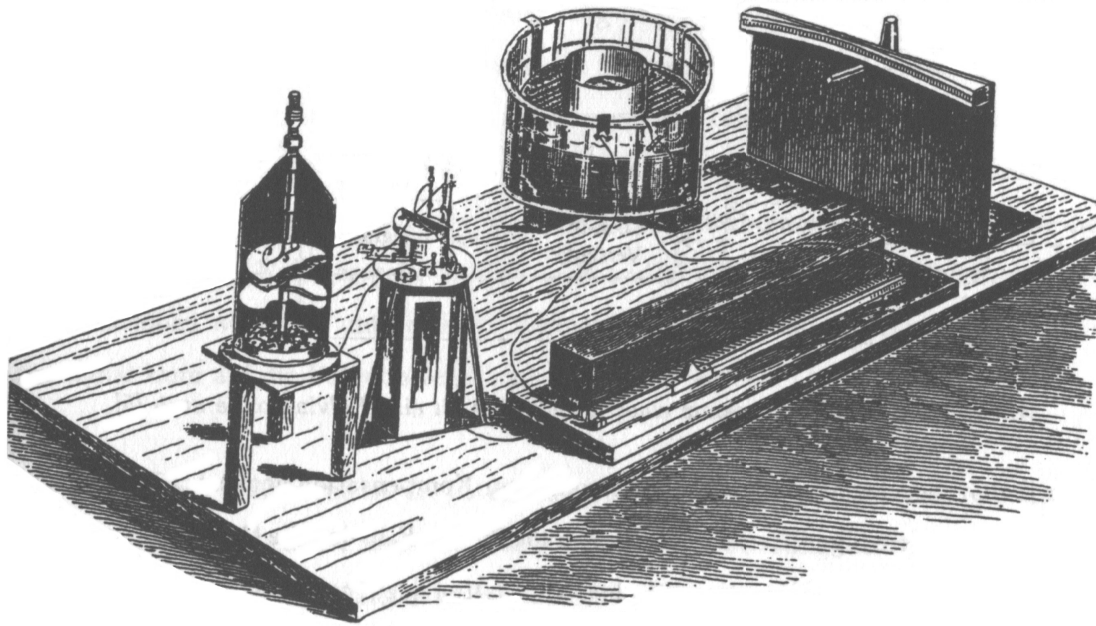


Abb. 3.2: Lord Kelvins Apparatur zur Messung der Kontaktpotentialdifferenz (aus [1])

Die Spannung wird durch Probieren so eingestellt, daß bei einer Veränderung des Plattenabstands keine Ladungsverschiebung mehr festgestellt werden kann. Da dies nur bei einer vollständigen Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz der Fall ist, entspricht die Spannung der veränderlichen Spannungsquelle dann der Kontaktpotentialdifferenz.

Mit diesem Verfahren beschrieb Lord Kelvin erstmals eine Methode zur direkten Messung der Kontaktpotentialdifferenz. Sie ist auch heute, mehr als 100 Jahre später, Grundlage eines jeden Raster-Kelvin-Mikroskops.

### 3.2 Eine Vereinfachung des Meßvorgangs

Aufbauend auf die Experimente Lord Kelvins beschrieb Zisman 1932 in [2] eine gegenüber der manuellen Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz um ein vielfaches schnellere Meßanordnung. Die bisher verwendete Methode, den Punkt der vollständigen Kompensation durch Probieren oder durch Extrapolation in einem Diagramm der Verschiebungsströme für verschiedene Probenvorspannungen zu ermitteln, hatte sich als äußerst zeitaufwendig und schwierig erwiesen.

Anstelle der manuellen Verschiebung einer Kondensatorplatte nutzte Zisman eine kontinuierliche Schwingung der Kondensatorplatte, die er mittels einer durch einen Luftstrom in Schwingung versetzten Klaviersaite erzeugte. Dadurch trat anstelle der Ladungsverschiebung zwischen den Platten ein periodischer Verschiebungsstrom mit der Anregungsfrequenz als Grundfrequenz.

In ersten Versuchen stellte Zisman fest, daß eine Oxidation der Plattenoberflächen durch Luftsauerstoff und aus der Luft angelagerte Verunreinigungen das Meßergebnis verfälschen können. Daher entwickelte er die in Abbildung 3.3 gezeigte Apparatur, die eine Messung der Kontaktpotentialdifferenz im Vakuum oder unter Schutzgas ermöglicht.

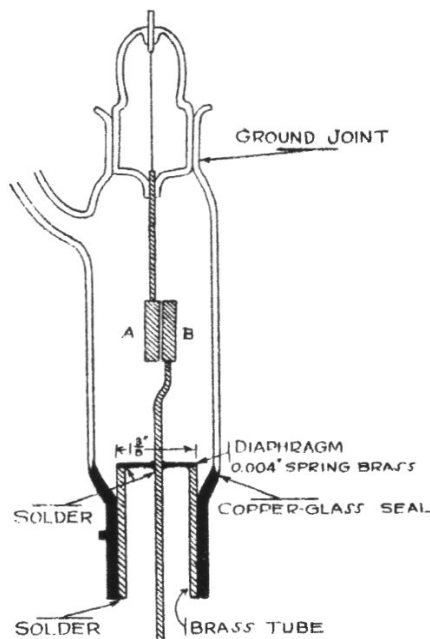


Abb. 3.3: Anordnung zur Messung der Kontaktpotentialdifferenz im Vakuum nach Zisman (aus [2])

Anstelle, wie bisher, den von der Platte abgeleiteten Verschiebungsstrom einem Elektrometer zuzuführen, benutzte Zisman einen dreistufigen Röhrenverstärker mit einem am Ausgang angeschlossenen Kopfhörer. Durch die periodische Änderung der Kapazität wurde im Kopfhörer ein Ton hörbar, solange die Kontaktpotentialdifferenz nicht kompensiert war. Um die Kontaktpotentialdifferenz zu bestimmen veränderte Zisman die Probenvorspannung so lange, bis der Ton im Kopfhörer eine minimale Lautstärke hatte oder im Idealfall gänzlich verschwand.

Zisman berichtet, daß bei einer Plattenfläche von ca.  $5 \text{ cm}^2$  die Kontaktpotentialdifferenz auf  $1 \text{ mV}$  genau gemessen werden konnte [2]. Dabei sieht er den begrenzenden Faktor in der Qualität des Verstärkers, eine Auflösung im  $\mu\text{V}$ -Bereich hält er für möglich.

### 3.3 Erste automatische Messungen

In den Jahren 1959 bis 1969 haben sich zahlreiche Forscher mit der Automatisierung der Kontaktpotentialdifferenz-Messung beschäftigt. Zu nennen wären hier in erster Linie Delchar und Ehrlich [22], Blott und Lee [23], Simon [24] sowie Petit-Clerc und Carette [25].

Grundvoraussetzung für die Automatisierung der Messung ist eine phasensensitive Schaltung, da nur so das Vorzeichen der Kontaktpotentialdifferenz festgestellt werden kann. Die Ausgangsspannung der phasensensitiven Schaltung, meist wird hier ein Lock-In-Verstärker eingesetzt, wird über einen Regler als Probenvorspannung zurückgeführt. Der Regler muß schnell arbeiten und Änderungen der Kontaktpotentialdifferenz ohne eine verbleibende Abweichung ausgleichen, daher wird hier meist ein PI-Regler gewählt.

Mit diesem Gerät kann die Kontaktpotentialdifferenz schnell und genau gemessen werden, weiterhin ist es erstmals möglich, den zeitlichen Verlauf der Kontaktpotentialdifferenz lückenlos aufzuzeichnen. Dies ist insbesondere für Untersuchungen des Einflusses korrosiver Gase auf die Austrittsarbeit an der Probenoberfläche interessant. Messungen mit lateraler Auflösung hingegen sind mit diesem Gerät nahezu unmöglich, da ohne eine Regelung des mittleren Abstands unebene oder geneigte Proben nicht betrachtet werden können. Lediglich Petit-Clerc und Carette [25] berichten von Messungen entlang einer Linie auf der Probe, wobei hier aufgrund des mit 0,5 mm vergleichsweise großen mittleren Abstands auf eine Abstandsregelung verzichtet werden konnte.

### 3.4 Messungen mit lateraler Auflösung

Erste Linienscans mit Auflösungen im Mikrometer-Bereich führten 1987 Baumgärtner und Ließ am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München durch [6, 47]. Die dabei erreichbare Auflösung wird mit 40  $\mu\text{m}$  lateral sowie 6 mV Kontaktpotentialdifferenz angegeben. Dabei gelang es, ohne eine Abstandsregelung Strecken von mehr als einem Millimeter bei einem minimalen Abstand in der Größenordnung von 50 bis 100 nm zu scannen. Allerdings war dies nur unter Beschränkung auf sehr ebene Proben, wie etwa Silizium-Chips, möglich.

1993 entstand ebenfalls am Institut für Physik erstmals ein auf dem Kelvin-Effekt basierendes Gerät zur Messung der örtlichen Verteilung der Kontaktpotentialdifferenz auf der Probenoberfläche, also ein Raster-Kelvin-Mikroskop. In [3] berichtet Mäkel über den Bau und die Erprobung dieses Gerätes.

Ausgehend vom mechanischen Aufbau eines Raster-Tunnel-Mikroskops wurde ein Scankopf entwickelt, bei dem der beim Raster-Tunnel-Mikroskop zur Nachstellung des Abstandes verwendete Röhrenpiezo zur Erzeugung der mechanischen Schwingung verwendet wird. Zur Nachstellung des Abstandes wird ein zweiter Piezotranslator verwendet, was den Vorteil bietet, daß ein großer Verstellweg realisiert werden kann, ohne durch den relativ großen und schweren Piezo die Anregungsfrequenz zu begrenzen. Die laterale Bewegung der Probe relativ zur Sonde wird durch hydraulisch mit einem lagerfreien Meßtisch gekoppelte Schrittmotoren bewerkstelligt. Dies verringert zwar die maximale Geschwindigkeit gegenüber einer Verwendung von Piezotranslatoren, gestattet aber eine mikrometeregenaue, hysteresearme Abtastung bei nahezu vollständiger Entkopplung der durch die Stellmotoren erzeugten mechanischen Schwingungen vom Meßtisch. Der gesamte mechanische Aufbau wurde zur Dämpfung von über den Fußboden übertragenen mechanischen Schwingungen auf einem Plattenstapel gelagert.

Die Bestimmung des mittleren Abstandes zwischen Probe und Sonde erfolgt durch Berechnung des Verhältnisses der ersten beiden Harmonischen der Anregungsfrequenz im Kelvin-Strom. Da dies eine vollständige Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz ausschließt, wurde eine Kalibrierung nach jeder Änderung der Spitzenform und -fläche sowie der Schwingungsamplitude erforderlich.

Zur Erprobung des Gerätes wurde zuerst die Funktionsfähigkeit der Abstandsregelung bei Linien-Scans an Halbleiterstrukturen nachgewiesen. Danach wurden erste Flächen-Scans

durchgeführt und damit die für die Darstellung der Ergebnisse benutzte Software erprobt. Die hier erreichte Leistung gibt Mäckel mit einer lateralen Auflösung von 5  $\mu\text{m}$ , einer vertikalen Auflösung von 20 nm und einer Kontaktpotentialdifferenz-Auflösung von 10 bis 100 mV an. Die erreichten Auflösungen hängen von der Größe der verwendeten Meßspitze ab, so führt eine größere Sondenfläche zu einer geringeren lateralen Auflösung, jedoch zu einer besseren Kontaktpotentialdifferenz-Auflösung.

Ebenfalls am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München führte Ederle 1990 seine in [20] beschriebenen Untersuchungen zur Auswirkung der Sondenform auf den gemessenen Kelvin-Strom durch.

### 3.5 Entwicklung des modulierten Raster-Kelvin-Mikroskops

In [4] beschreibt Ren die Entwicklung und Erprobung eines modulierten Raster-Kelvin-Mikroskops am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München. Er hatte bereits bei seiner Mitarbeit bei der Entwicklung des Raster-Kelvin-Mikroskops durch Mäckel die Erfahrung gemacht, daß die Notwendigkeit einer Kalibrierung nach jeder Änderung an Sonde oder Schwingungserzeugung bei Messungen behinderte. Anzustreben wäre demzufolge eine Meßanordnung, die ein Abscannen der Probe bei gleichzeitiger vollständiger Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz ermöglicht. Ermöglicht wird dies durch Hinzufügen einer Wechselspannung zur Probenspannung, also durch ein modulierte Raster-Kelvin-Mikroskop.

Der verwendete mechanische Aufbau ähnelt dem durch Mäckel verwendeten, jedoch wird hier für Schwingungserzeugung und Abstandsnachführung ein und dasselbe Piezoelement verwendet. Um trotz des dadurch bedingten kleineren Verstellbereichs auch vergleichsweise großflächige Proben untersuchen zu können, verfügt dieses ursprünglich für die Kraftmikroskopie entwickelte Gerät über Verstellerschrauben, mit denen auch eine etwaige Neigung zwischen Scan-Ebene und Schwingungsrichtung ausgeglichen werden kann. Die laterale Bewegung der Probe erfolgt durch die bereits von Mäckel verwendeten hydraulisch gekoppelten Schrittmotoren.

Da Ren im Bereich der Modulationsfrequenz im Kelvin-Strom Störungen durch Überkoppung der Modulationsfrequenz fürchtete, entschloß er sich, zur Messung des mittleren Abstandes nicht die Modulationsfrequenz selbst, sondern die Modulationsprodukte aus Modulationsfrequenz und Anregungsfrequenz zu verwenden. Da dies die Nutzung von Lock-In-Verstärkern nahezu ausschließt, verwendet Ren industriell gefertigte, als Bandpaß konfigurierte analoge Filter vom Typ Datel FLJ-D2. Das Prinzip der von Ren konstruierten Abstandsregelung ist in Abschnitt 4.2.3.5 näher beschrieben. Wie bereits bei dem von Mäckel gebauten Gerät erfolgt auch bei Ren die Aufzeichnung und Auswertung von Topographie und Kontaktpotentialdifferenz mit Hilfe eines Computers.

Die maximal erreichbaren Auflösungen beziffert Ren mit 6 nm in der Topographie sowie mit 2,5 mV in der Kontaktpotentialdifferenz. Aus den in [4] gezeigten Meßergebnissen kann man eine laterale Auflösung von ca. 5 bis 10  $\mu\text{m}$  entnehmen.

### 3.6 Erweiterung der Anwendungsmöglichkeiten

Aufbauend auf die Ergebnisse von Mäckel und Ren begann Zhao [5] am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München 1996 mit der Entwicklung eines weiteren Raster-Kelvin-Mikroskops. Dieses Gerät sollte speziell für Untersuchungen an biologischen Proben, insbesondere DNS, geeignet sein. Geplant war, die verschiedenen DNS-Proben in einem Punktraster auf einer Metalloberfläche aufzubringen und diese Probe einer die nachzuweisende DNS enthaltenden Lösung auszusetzen. Durch die Rekombination der zueinander passenden einsträngigen (single stranded) DNS zu einem Doppelstrang ändert sich hier die Kontaktpotentialdifferenz, was mit dem Raster-Kelvin-Mikroskop nachgewiesen werden soll.

Da die relativ großen Flächen, auf denen die DNS aufgetragen ist, keine hohe laterale Auflösung erfordern, wurde ein relativ einfacher mechanischer Aufbau gewählt. Um die elektrische Feldstärke zwischen Probe und Sonde zu begrenzen, wurde ein vergleichsweise großer Abstand zwischen Probe und Sonde eingehalten, was eine große Schwingungsamplitude erfordert, da ansonsten der Modulationsgrad zu gering werden würde. Daher wurde ein vergleichsweise großer Schwingungspiezo benutzt, was allerdings die Anregungsfrequenz nach oben begrenzt. Die laterale Bewegung der Probe bewerkstelligen hier zwei direkt an den Meßtisch angeschlossene Elektromotoren, die dadurch auf die Meßanordnung übertragenen mechanischen Schwingungen sind wegen des großen Abstandes zwischen Probe und Sonde vergleichsweise unproblematisch.

Bei der Auswahl der Methode für die Regelung des mittleren Abstands entschied man sich für die Regelung über das Verhältnis der Harmonischen nach Mäckel, da man hier bisher bessere Erfahrungen als beim modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop nach Ren gemacht hatte. Die beiden zu vergleichenden Harmonischen filterte Zhao [5] durch zwei als Bandpaß konfigurierte analoge Filter vom Typ Datel FLJ-D2, wie sie bereits Ren verwendet hatte, aus dem Kelvin-Signal heraus. Das Verhältnis der beiden entstehenden Signale wird mittels eines analogen Dividierers gebildet und einem PI-Regler als Eingangssignal zugeführt. Das Ausgangssignal des Reglers dient der Korrektur des Abstandes.

Die Arbeiten an diesem Gerät wurden vom Autor am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München fortgeführt [52]. Der mechanische Aufbau sowie das Prinzip der Abstandsregelung wurden dabei beibehalten. Auch die Elektronik blieb in ihren Grundzügen unverändert, lediglich die beiden Filter vom Typ Datel FLJ-D2 wurden durch Filter ersetzt, bei denen durch Kreuzmodulation mit einem weiteren Signal die gesuchten Frequenzen in einen niedrigeren Frequenzbereich umgesetzt werden. Dadurch konnte die Güte der Filter weiter gesteigert werden, wodurch sich die in den Regler eingekoppelte Rauschbandbreite verringert, allerdings geschieht dies auf Kosten der Geschwindigkeit.

Abbildung 3.4 zeigt das in [52] beschriebene Gerät, aufgebaut vom Autor für Versuchsmessungen am Department of Chemistry der University of Toronto.

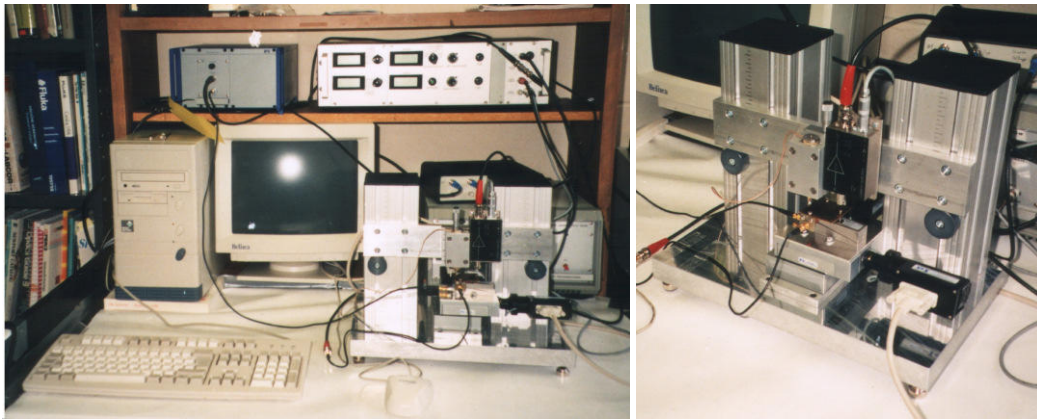


Abb. 3.4: Raster-Kelvin-Mikroskop zur Messung an biologischen Proben

Mit diesem Gerät wurden erste Messungen an Biomolekülen durchgeführt, um die Anwendbarkeit des Raster-Kelvin-Mikroskops in diesem Gebiet zu bestätigen. Die vom Department of Chemistry der University of Toronto präparierten Proben bestehen aus Silizium-Plättchen, auf die die zu untersuchenden biologischen Materialien aufgebracht wurden. Bei Untersuchungen von auf der Siliziumoberfläche immobilisierter DNS stellte sich heraus, daß sich deren Austrittsarbeit deutlich von der einer reinen Silizium-Oberfläche unterscheidet. Jedoch wurde auch beobachtet, daß sich Strukturen in Scan-Richtung ausbilden, die Probe also durch die Messung verändert wird. Dies wurde darauf zurückgeführt, daß das aufgrund der fehlenden Möglichkeit, die Kontaktpotentialdifferenz vollständig zu kompensieren, unvermeidliche elektrische Gleichfeld zwischen Probe und Sonde die DNS-Moleküle mit sich zieht.

Die mit dem vom Autor in [52] beschriebenen Raster-Kelvin-Mikroskop begonnenen Untersuchungen an biologischen Strukturen wurden von Cheran, Chacko, Zhang und Thompson mit einem modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop fortgeführt [50].

Aufgrund des vergleichsweise großen Abstands zwischen Probe und Sonde gelang es mit diesem Gerät auch, Messungen durch dünne Lackschichten hindurch vorzunehmen. Bei den freundlicherweise von der Firma Schmalbach-Lubeca bereitgestellten Proben handelte es sich um das innen beschichtete Blech für Getränkedosen. An einigen Stellen wurde die Lackschicht mechanisch oder chemisch beschädigt. Danach wurde die Probe einer Säure ausgesetzt, um so die Wirkung säurehaltiger Getränke zu simulieren. Die Stellen, an denen das Metall unter der Lackschicht von der Säure angegriffen wurde, konnten aufgrund ihres veränderten Kontaktpotentials nachgewiesen werden.

### 3.7 Laterale Auflösungen im Bereich von 100 nm

In [7] beschreiben Broniatowski et al ein an der Groupe de Physique des Solides der Universités de Paris VII et VI sowie am Laboratoire de Physique des Interfaces et des Couches Minces der Ecole Polytechnique gebautes moduliertes Raster-Kelvin-Mikroskop, das laterale Auflösungen in der Größenordnung von 100 nm und Kontaktpotentialdifferenz-Auflösungen von einigen meV erreicht. Im Gegensatz zu dem von Ren [4] beschriebenen Gerät wurde hier zur Messung des mittleren Abstands kein Modulationsprodukt aus Anregungsfrequenz und Modulationsfrequenz, sondern die Modulationsfrequenz selbst benutzt. Dadurch kann statt

der Filteranordnung ein einfacher Lock-In-Verstärker verwendet werden, was sowohl den Schaltungsaufwand als auch mögliche Rauschquellen reduziert.

Die Grundvoraussetzungen einer Messung mit derartig hohen Auflösungen sind ein sehr rauscharmer Eingangsverstärker und eine Meßspitze, die eine kleine aktive Fläche besitzt. Da die Randeffekte zwischen den Flanken der Meßspitze und der Probe die aktive Fläche soweit vergrößern würden, daß die laterale Auflösung deutlich verringert wäre, verwendet man hier eine Meßspitze mit einer elektrisch leitenden und auf Masse gelegten Abschirmung. Die Herstellung einer solchen Meßspitze ist in [7] und [26] beschrieben.

Im Gegensatz zu den von Mäckel und Ren vorgestellten Raster-Kelvin-Mikroskopen, bei denen die Sonde über der zu untersuchenden Probe schwingt, wird bei Broniatowki et al die zu Probe in Schwingung versetzt, während die Sonde feststeht. Der mittlere Abstand zwischen Probe und Sonde wird mittels eines Röhrchenpiezos, an dem der Spitzenhalter befestigt ist, und nicht wie bei Mäckel und Ren über den Probenstisch, reguliert.

Die Regelung von Probenvorspannung und mittlerem Abstand geschieht hier mit Hilfe von zwei Lock-In-Verstärkern. Die Ausgangsspannung des einen, bei der Anregungsfrequenz betriebenen Lock-In-Verstärkers wird auf die Probe gelegt, die des zweiten, bei der Modulationsfrequenz betriebenen wird dem Röhrchenpiezo zugeführt. Somit wird der mittlere Abstand konstant gehalten und die Kontaktpotentialdifferenz vollständig kompensiert.

Von allen bisher vorgestellten Raster-Kelvin-Mikroskopen weist dieses Gerät die höchste laterale Auflösung auf. Es ist daher Ausgangspunkt der weiteren Betrachtungen und dient als Grundlage für das hier vorgestellte Konzept eines hochauflösenden Raster-Kelvin-Mikroskops. Maßgeblich verantwortlich für die erreichte Auflösung ist das hier verwirklichte Konzept zur Regelung des mittleren Abstands. Es wird daher für das in dieser Arbeit zu konzipierende Gerät übernommen.

## 4 Theorie zum Raster-Kelvin-Mikroskop

### 4.1 Verschiebungsstrom

Das einfachste Modell einer Kelvin-Sonde ist ein Plattenkondensator mit parallelen Platten unter Vernachlässigung der Randeffekte und unter der Annahme, daß die Oberflächen beider Platten bezüglich ihrer elektrischen Eigenschaften homogen sind. Die Kapazität  $C$  eines solchen Kondensators kann wie folgt berechnet werden:

$$C = \varepsilon \cdot \frac{A}{d} \quad (4.1)$$

mit  $\varepsilon$ : Dielektrizitätskonstante  
 $A$ : Plattenfläche  
 $d$ : Plattenabstand.

Dieser Kondensator trägt die Ladung  $Q$  mit

$$Q = C \cdot U, \quad (4.2)$$

wobei  $U$  die Spannung zwischen den beiden Platten ist.

#### 4.1.1 Betrachtung im Zeitbereich

Eine Veränderung des Abstands  $d$ , der Fläche  $A$  oder der relativen Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_r$  bewirkt eine Veränderung der Kapazität  $C$ . Da die Veränderung des Abstands am einfachsten zu bewerkstelligen ist, soll nachfolgend nur eine Abstandsänderung als Ursache für die Kapazitätsänderung betrachtet werden. Wird die Spannung zwischen den Platten konstant gehalten, so muß sich mit der Kapazität auch die Ladung ändern. Diese Ladungsverschiebung bedingt einen Stromfluß, da der Strom die zeitliche Änderung der Ladung wiedergibt:

$$i(t) = \frac{dQ(t)}{dt} \quad (4.3)$$

Für einen sinusförmig veränderten Abstand

$$d(t) = d_0 + d_1 \cdot \cos \omega t$$

mit  $d_0$ : mittlerer Abstand  
 $d_1$ : Schwingungsamplitude  
 $\omega$ : Schwingungsfrequenz

läßt sich die Kapazität des Kondensators wie folgt berechnen:

$$C(t) = \varepsilon \cdot \frac{A}{d_0 + d_1 \cdot \cos \omega t} \quad \text{oder:}$$

$$C(t) = \varepsilon \cdot \frac{A}{d_0} \cdot \frac{1}{1 + m \cdot \cos \omega t} = C_0 \cdot \frac{1}{1 + m \cdot \cos \omega t} \quad (4.4)$$

Dabei ist  $m$  der Modulationsgrad der Schwingung mit  $m = d_1/d_0$ .



Setzt man voraus, daß die Spannung zwischen den Kondensatorplatten nicht von der Schwingung beeinflusst wird, sondern zeitunabhängig gleich der Potentialdifferenz  $\Delta\Phi$  ist, so ergibt sich aus (4.2), (4.3) und (4.4) der Verschiebungsstrom  $i(t)$ , auch Kelvin-Strom genannt:

$$i(t) = \frac{d\left(\Delta\Phi \cdot \varepsilon \cdot \frac{A}{d_0 + d_1 \cdot \cos\omega t}\right)}{dt}$$

$$i(t) = \Delta\Phi \cdot \varepsilon \cdot A \cdot \frac{d_1 \cdot \omega \cdot \sin\omega t}{(d_0 + d_1 \cdot \cos\omega t)^2} \quad (4.5)$$

$$i(t) = \Delta\Phi \cdot \omega \cdot C_0 \cdot \frac{m \cdot \sin\omega t}{(1 + m \cdot \cos\omega t)^2}$$

Abb. 4.1 zeigt den aus Formel 4.5 berechneten zeitlichen Verlauf des Verschiebungsstroms für verschiedene Modulationsgrade.

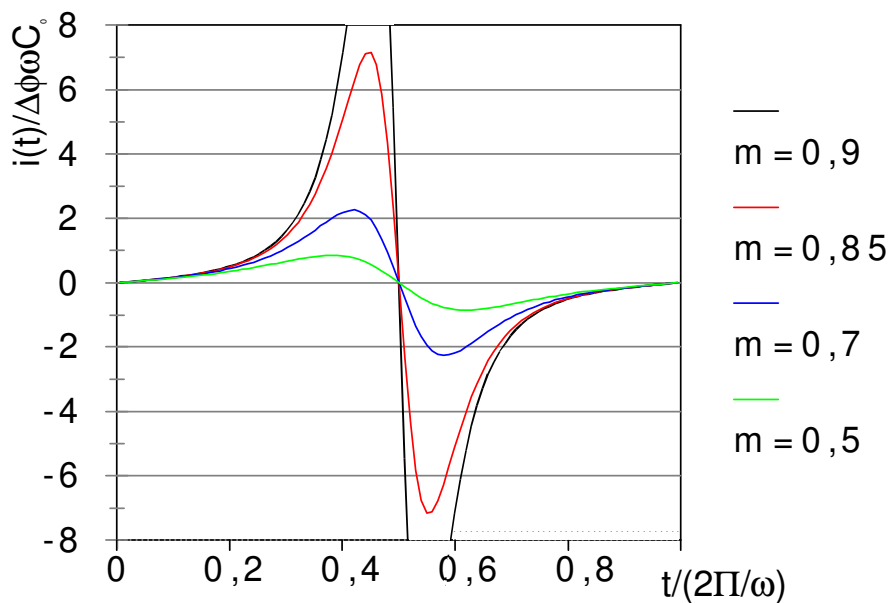


Abb. 4.1: Errechnete Zeitfunktion des Kelvin-Stroms, normiert auf  $\Delta\Phi \omega C_0$

Deutlich erkennbar ist, daß der Verschiebungsstrom mit steigendem Modulationsgrad nicht nur betragsmäßig zunimmt, sondern auch immer mehr von der Form eines Sinus abweicht. Nähert sich der Modulationsgrad dem Wert 1, so erscheinen sogar Impulsspitzen in der Zeitfunktion.

### 4.1.2 Betrachtung im Frequenzbereich

Zur Betrachtung des Kelvin-Stroms im Frequenzbereich ist es nötig, (4.4) durch eine Fourierentwicklung in eine Reihe umzuwandeln. Ederle zeigt in [20], wie mit Hilfe des Residuensatzes die Fourierreihe entwickelt werden kann.

$$C(t) = C_0 \cdot \frac{1}{1 + m \cdot \cos \omega t} = C_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - m^2}} \left( 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} z^k \cdot \cos(k \omega t) \right) \quad (4.6)$$

mit  $z = \sqrt{\frac{1}{m^2} - 1} - \frac{1}{m}$

Wie schon bei der Betrachtung im Zeitbereich (Formel 4.3) kann der Kelvin-Strom durch Differenzieren der Ladung nach der Zeit bestimmt werden. Die Ladung berechnet man durch Multiplizieren der Kapazität C nach Formel (4.6) mit der Potentialdifferenz  $\Delta\Phi$ .

$$i(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = \Delta\Phi \cdot \omega \cdot C_0 \cdot \frac{2}{\sqrt{1 - m^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} k \cdot z^k \cdot \sin(k \omega t) \quad (4.7)$$

In Abbildung 4.2 wird das Verhältnis zwischen den Koeffizienten  $a_k$  der Oberschwingungen und dem Koeffizienten  $a_1$  der Grundschwingung in Abhängigkeit vom Modulationsgrad m gezeigt. Die Vorzeichen wurden hier vernachlässigt, dargestellt ist also nur der Betrag. In der Abbildung sind die Werte zur deutlicheren Darstellung mit gestrichelten Linien verbunden. Dennoch handelt es sich hier um kein kontinuierliches Spektrum, vielmehr ist für Frequenzen, die keine ganzzahligen Vielfachen der Anregungsfrequenz sind, kein spektraler Anteil vorhanden. Die Darstellung beruht auf aus Formel 4.7 errechneten Daten.

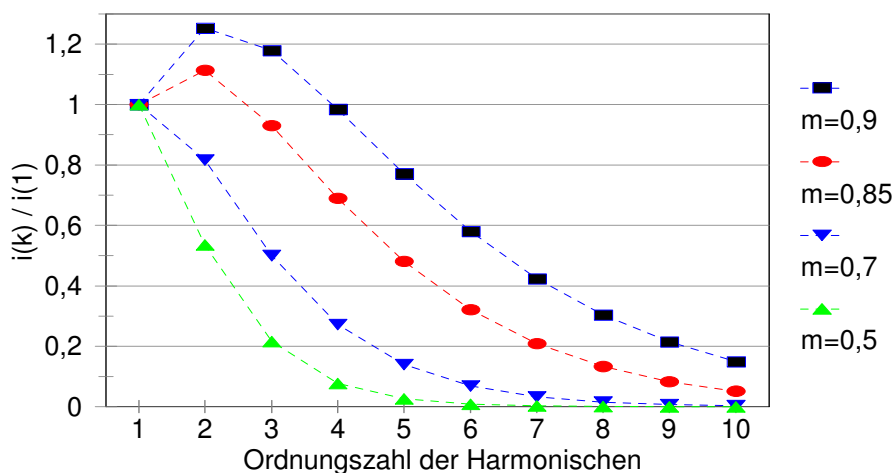


Abb. 4.2: Spektren des Kelvin-Stroms für verschiedene Modulationsgrade, normiert auf die Grundschwingung  $i(1)$  nach Ederle [20]

Mit steigendem Modulationsgrad nimmt also der Anteil der Oberschwingungen am Kelvin-Strom zu. Erkennbar ist dies auch an der zunehmenden Abweichung von der Sinus-Form in Abbildung 4.1. Eine im Zeitbereich sinusförmige Funktion hat im Frequenzbereich einen

Koeffizienten  $a_1$ , der von Null verschieden ist, alle anderen Koeffizienten sind gleich Null. Diese Funktion entspräche dem Kelvin-Strom für einen unendlich kleinen Modulationsgrad.

### 4.1.3 Optimierung von Abstand und Schwingungsamplitude

In [47] benutzen Baumgärtner und Ließ den Begriff der Effektivität einer Kelvin-Sonde als Maß für den Einfluß von mittlerem Abstand und Schwingungsamplitude auf den Betrag des Kelvin-Stroms. Die Effektivität  $w_1$  für die Grundschiwingung beträgt demnach:

$$w_1 = \frac{2}{d_1} \left( \frac{d_0}{\sqrt{d_0^2 - d_1^2}} - 1 \right) \quad \text{in } \frac{1}{m} \quad (4.8)$$

Danach läßt sich die Amplitude der Grundschiwingung des Kelvin-Stroms wie folgt berechnen.

$$\hat{i}_0 = \Delta U \cdot k \cdot w_1 \quad \text{in } A$$

mit:  $k = \varepsilon_0 \cdot A \cdot \omega$  in  $\frac{m}{\Omega}$

Damit beschreibt der Koeffizient  $k$  den Einfluß von Fläche und Schwingungsfrequenz, während die Effektivität  $w_1$  ausschließlich durch den mittleren Abstand und die Schwingungsamplitude bestimmt wird.

Ersetzt man in Gleichung 4.8  $d_1$  durch  $d_0 - d_{\min}$ , wobei  $d_{\min}$  für den geringsten Abstand zwischen Probe und Sonde, der während der Schwingung auftritt, steht, so erhält man:

$$w_1 = \frac{2}{d_0 - d_{\min}} \left( \frac{d_0}{\sqrt{2d_0d_{\min} - d_{\min}^2}} - 1 \right) \quad (4.9)$$

In der nachfolgenden, ebenfalls aus [47] entnommenen Abbildung wird die Abhängigkeit der Effektivität vom mittleren Abstand für verschiedene minimale Abstände dargestellt.

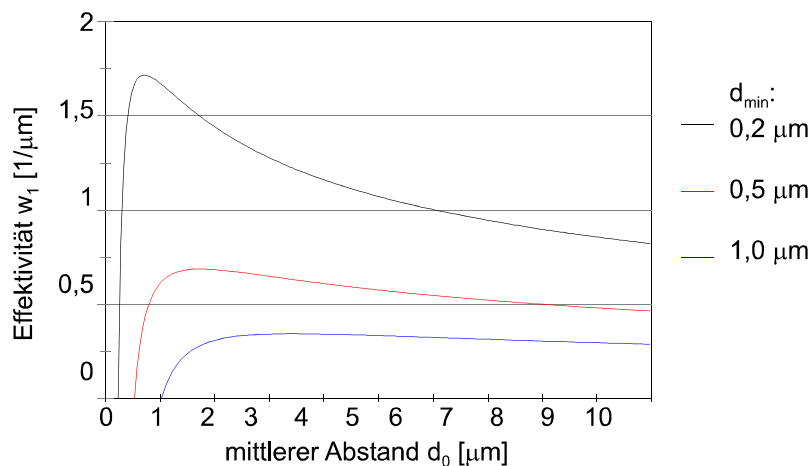


Abb. 4.3: Effektivität in Abhängigkeit vom mittleren Abstand

Deutlich erkennbar ist, daß die Lage des Maximums der Effektivität vom minimalen Abstand anhängt. Der optimale mittlere Abstand  $d_0^*$  ist demnach:

$$d_0^* = \frac{d_{\min}}{1 - \frac{1}{\sqrt{2}}}$$

Damit kann die optimale Schwingungsamplitude  $d_1^*$  in Abhängigkeit vom mittleren Abstand wie folgt berechnet werden:

$$d_1^* = \frac{d_0}{\sqrt{2}} \quad (4.10)$$

Der optimale Modulationsgrad  $m^*$  ist damit  $1/\sqrt{2}$ . Dann ist die maximale Effektivität  $w_1^*$ :

$$w_1^* = \frac{2(\sqrt{2} - 1)^2}{d_{\min}} \approx \frac{0,34}{d_{\min}} \quad (4.11)$$

Wie aus Abbildung 4.3 ersichtlich ist, kann die maximale Effektivität durch Verringerung des minimalen Abstands erhöht werden. Somit ist in der Praxis die Effektivität einer Kelvin-Sonde nur durch Genauigkeit und Stabilität des mechanischen Aufbaus begrenzt.

#### 4.1.4 Theoretische Betrachtung der Leistungsgrenzen

Betrachtet werden müssen hier die maximale laterale Auflösung und die maximale Spannungsauflösung, also die Anzahl der Punkte je Längen- oder Flächeneinheit und die kleinste erkennbare Änderung der Kontaktpotentialdifferenz. Weiterhin ist auch die Genauigkeit der Abstandsregelung und damit die Auflösung der aufgezeichneten Topographie von Interesse.

Limitierende Größe für die Auflösung ist die Stärke des Kelvin-Stroms. Gemäß Formel 4.5 kann er wie folgt berechnet werden:

$$i(t) = \Delta \Phi \cdot \varepsilon \cdot A \cdot \frac{d_1 \cdot \omega \cdot \sin \omega t}{(d_0 + d_1 \cdot \cos \omega t)^2}$$

Da in nahezu jedem Raster-Kelvin-Mikroskop zur Messung der Kontaktpotentialdifferenz lediglich die Schwingung erster Ordnung des Kelvin-Stroms ausgewertet wird, ist hier deren Amplitude zu betrachten. Diese errechnet sich gemäß Formel 4.7 wie folgt:

$$i_1 = \Delta \Phi \cdot \omega \cdot \varepsilon \cdot A \cdot \frac{1}{d_0} \cdot \left( \frac{1}{m} - \sqrt{\frac{1}{m^2} - 1} \right)$$

Wird für den Modulationsgrad  $m$  der im vorangegangenen Abschnitt ermittelte optimale Modulationsgrad  $m^*$  eingesetzt, so verändert die Formel sich wie folgt:

$$i_1 = \Delta \Phi \cdot \omega \cdot \varepsilon \cdot A \cdot \frac{1}{d_0} \cdot (\sqrt{2} - 1)$$

Für den mittleren Abstand haben sich Werte in der Größenordnung des Durchmessers der Probenspitze als handhabbar erwiesen. Zur Vereinfachung wird daher hier der mittlere Abstand mit dem Durchmesser gleichgesetzt:

$$d_0 = d_{Spitze}$$

Die kreisförmige Kreisspitze hätte damit die Fläche  $A$ :

$$A = \frac{\pi}{4} \cdot d_{Spitze}^2$$

Unter Annahme einer kreisförmigen Sondenspitze, deren Durchmesser gleich dem mittleren Abstand ist, lautet die Formel für die Amplitude der Grundschwingung somit:

$$i_1 = \Delta \Phi \cdot \omega \cdot \varepsilon \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_{Spitze} \cdot (\sqrt{2} - 1) \quad (4.12)$$

Erkennbar ist, daß der Kelvin-Strom einerseits von der Fläche des aus Probe und Sonde gebildeten Kondensators und andererseits von der Potentialdifferenz abhängt. Somit kann für eine der beiden Größen ein maximal erreichbarer Wert nur dann angegeben werden, wenn für die andere ein Wert vorgegeben ist.

Als Kennzahl für die Leistungsfähigkeit eines Raster-Kelvin-Mikroskops kann somit das Produkt aus der kleinsten noch wahrnehmbaren Kontaktpotentialdifferenz und der Abmessung der kleinsten darstellbaren Struktur auf der Probe dienen. Somit kann die Kennzahl  $Q_{RKM}$  eines Raster-Kelvin-Mikroskops wie folgt berechnet werden:

$$Q_{RKM} = \Delta \Phi \cdot d_{Spitze} \quad (4.13)$$

Die Kennzahl  $Q_{RKM}$  hat die Dimension  $V \cdot m$ . Beim derzeitigen Stand der Technik sind vom in [7] beschriebenen Gerät Werte bis zu  $10^{-10} V \cdot m$  erreicht worden.

---

Nachfolgend soll die theoretisch erreichbare Auflösung für eine Messung der Kontaktpotentialdifferenz mit einer Genauigkeit von 1 mV errechnet werden. Die Formel für die maximal erreichbare Auflösung erhält man durch Umstellen von Formel 4.12 nach dem Durchmesser der Sondenspitze:

$$d_{\text{Spitze}} = \frac{4}{(\sqrt{2} - 1) \cdot \pi} \cdot \frac{i_1}{\Delta\Phi \cdot \omega \cdot \varepsilon} \quad (4.14)$$

Für die Amplitude des Kelvin-Stroms werden 100 Elektronenladungen pro Sekunde angenommen, dieser Wert stellt derzeit die Grenze des technisch möglichen dar. Die Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon$  für Luft ist gleich  $\varepsilon_0$ . Die höchste bisher dokumentierte Oszillationsfrequenz beträgt 37 kHz und wurde von Mäckel bei dem in [3] beschriebenen Raster-Kelvin-Mikroskop verwendet, für die Berechnung wird diese Frequenz zugrunde gelegt.

Setzt man diese Vorgaben in Formel 4.14 ein, so erhält man eine maximal mögliche laterale Auflösung von etwa 25 nm. Da für mittleren Abstand, Schwingungsfrequenz und Amplitude der Grundschwingung des Kelvin-Stroms willkürliche, dem derzeitigen Stand der Technik entsprechende Werte angenommen wurden, kann es sich dabei jedoch nur um eine Abschätzung der Größenordnung handeln. Weiterhin wäre eine Grundvoraussetzung für das Erreichen der maximal möglichen Auflösung eine sehr niedrige Scangeschwindigkeit. Eine Erhöhung der Scangeschwindigkeit ist daher stets mit einer Verringerung der Auflösung verbunden.

Durch Einsetzen von Formel 4.14 in Formel 4.13 erhält man:

$$Q_{\text{RKM}} = \frac{4}{(\sqrt{2} - 1) \cdot \pi} \cdot \frac{i_1}{\omega \cdot \varepsilon} \quad (4.15)$$

Erkennbar ist, daß die Leistungsfähigkeit eines Raster-Kelvin-Mikroskops im Wesentlichen vom minimalen meßbaren Strom sowie von der Anregungsfrequenz abhängt. Für den beschriebenen Fall ergibt sich für  $Q_{\text{RKM}}$  ein Wert von  $2,5 \cdot 10^{-11} \text{ V} \cdot \text{m}$ . Dieser Wert liegt nur wenig unter dem bereits erreichten Wert von  $10^{-10} \text{ V} \cdot \text{m}$ . Eine weitere Verbesserung von Kontaktpotentialdifferenz-Auflösung und lateraler Auflösung ist somit nachzeitigem Stand kaum zu erreichen. Bestenfalls kann durch Erhöhung der Anregungsfrequenz eine Verbesserung bewirkt werden, da der derzeit meßbare Kelvin-Strom nur noch wenig über dem Quantisierungsrauschen liegt.

Soll anstelle der lateralen Auflösung die maximale Spannungsaflösung abgeschätzt werden, so ist Gleichung 4.12 statt nach dem Durchmesser der Sondenspitze nach der Kontaktpotentialdifferenz aufzulösen:

$$\Delta\Phi = \frac{4}{(\sqrt{2} - 1) \cdot \pi} \cdot \frac{i_1}{d_{\text{Spitze}} \cdot \omega \cdot \varepsilon} \quad (4.16)$$

Voraussetzung ist hierbei, daß der Durchmesser der Sondenspitze bekannt ist. Wie aus Formel 4.16 erkennbar ist, kann die maximal erreichbare Auflösung für die Kontaktpotentialdifferenz durch Verwendung einer großflächigeren Sonde erhöht werden.

Eine rechnerische Abschätzung der maximal erreichbaren Auflösung für die Topographie der Probe ist ungleich schwieriger. Einerseits existieren, wie im nachfolgenden Abschnitt gezeigt werden wird, verschiedene Konzepte zur Regelung des mittleren Abstands zwischen Probe und Sonde. Andererseits wird die Genauigkeit der Abstandsregelung von ungleich mehr Faktoren beeinflusst als dies für die Messung der Kontaktpotentialdifferenz der Fall ist. Auf eine rechnerische Abschätzung wird daher verzichtet.

Vergleichsweise einfach hingegen ist es, die Genauigkeit der Abstandsregelung über den mittleren Abstand zwischen Probe und Sonde abzuschätzen. Um ein Aufschlagen der Sonde auf die Probenoberfläche zu vermeiden, gilt für die maximale Abweichung  $\Delta d$  des mittleren Abstands vom Sollzustand:

$$\Delta d \leq d_0 - d_1$$

oder:

$$\Delta d \leq d_0 \cdot (1 - m) \tag{4.17}$$

Somit beträgt die maximale Abweichung der Abstandsregelung, gleichbedeutend mit der Auflösung für die Proben-topographie, einige Prozent des mittleren Abstands. Für die zuvor errechnete laterale Auflösung von etwa 25 nm läge dann, immer noch unter der Annahme, daß der mittlere Abstand in der Größenordnung des Durchmessers der Probenspitze liegt, die Auflösung für die Topographie bei 2 bis 3 nm.

## 4.2 Abstandsregelung

Es existieren mehrere Konzepte für den Aufbau eines Raster-Kelvin-Mikroskops, insbesondere für die Regelung des mittleren Abstands  $d_0$ . Nachfolgend sollen die verschiedenen Regelungskonzepte sowie ihre Vor- und Nachteile vorgestellt werden.

### 4.2.1 Ungeregelter Betrieb

Der Betrieb des Raster-Kelvin-Mikroskops ohne jede Abstandsregelung ist das Meßverfahren mit dem geringsten technischen Aufwand. In diesem Fall arbeitet das Raster-Kelvin-Mikroskop als konventionelle Kelvin-Sonde, wie sie in [2] beschrieben ist. Durch eine vollständige Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz mittels einer zusätzlichen, einstellbaren Spannungsquelle, was zum Verschwinden des Kelvin-Stroms führt, kann hier die Kontaktpotentialdifferenz sehr genau bestimmt werden.

Zu Problemen kommt es bei diesem Meßverfahren, sobald die Probe Unebenheiten, also Erhöhungen und Vertiefungen aufweist. Wird die Probe abgerastert, ändert sich dadurch der mittlere Abstand zwischen Probe und Sonde. Bei zu großen Unebenheiten wird dann der Abstand entweder so groß, daß der Kelvin-Strom zu klein wird und aufgrund des zu geringen Signal-Rausch-Verhältnisses nicht mehr auswertbar ist, oder so klein, daß die Sonde auf die Probe aufschlägt. Den selben Effekt hat eine Probe, deren Oberfläche nicht vollkommen parallel zur Bewegungsebene des Scantisches ist. Auch sehr kleine Winkel führen aufgrund des, im Interesse eines möglichst großen Kelvin-Stroms, kleinen mittleren Abstands zwischen

---

Probe und Sonde zu Störungen. Ohne eine Abstandsregelung können also nur kleinste Bereiche ausgewählter Proben betrachtet werden.

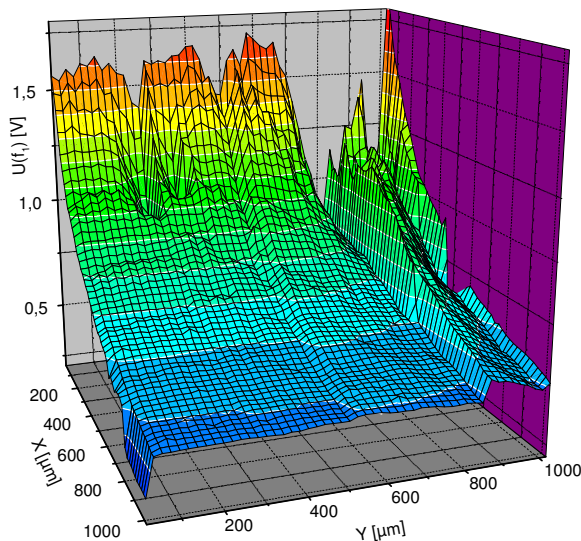


Abb. 4.4: Verlauf der Grundschwingung im Kelvin-Strom bei einer nichtparallelen Probe (aus [52])

Abbildung 4.4 dokumentiert die Auswirkung einer zur x-y-Ebene nichtparallelen Probe auf die Grundschwingung im Kelvin-Strom, wobei sich die in der z-Achse aufgetragene Spannung aus der Multiplikation der Amplitude der Grundschwingung mit der Verstärkung des Eingangsverstärkers ergibt. Deutlich erkennbar ist, daß der Betrag des Kelvin-Stroms für einen großen Abstand zwischen Probe und Sonde so klein wird, daß eine Auswertung nahezu unmöglich ist.

#### 4.2.2 Regelung durch Verhältnis der Harmonischen

Setzt man zwei Harmonische aus (4.7), also zwei Glieder der Summe, zueinander ins Verhältnis, so erhält man die von Ederle in [20] vorgestellte Gleichung:

$$\left| \frac{i_i}{i_j} \right| = \left| \frac{i \cdot z^i}{j \cdot z^j} \right| = \frac{i}{j} \left[ \frac{m}{1 + \sqrt{1 - m^2}} \right]^{i-j} \quad (4.18)$$

Setzt man in (4.18) für i und j die Werte 1 und 2 ein, so erhält man eine Gleichung für die Grundschwingung und die erste Oberschwingung.

$$\left| \frac{i_1}{i_2} \right| = \frac{1 + \sqrt{1 - m^2}}{2 \cdot m}$$

Leitet man weiterhin den Grenzwert für  $m \rightarrow 0$  her, so erhält man:



$$\left| \frac{i_1}{i_2} \right| \approx \frac{1}{m}$$

Die Kontaktpotentialdifferenz  $\Delta\Phi$  hat somit keinen Einfluß auf das Verhältnis der Harmonischen im Kelvinstrom. Vielmehr wird dieses Verhältnis ausschließlich durch den Modulationsgrad  $m$  bestimmt. Nachfolgend soll hier das Verhältnis zwischen dem spektralen Anteil  $i_1$  der Grundschwingung und dem Anteil  $i_2$  der ersten Oberschwingung im Kelvin-Strom betrachtet werden.

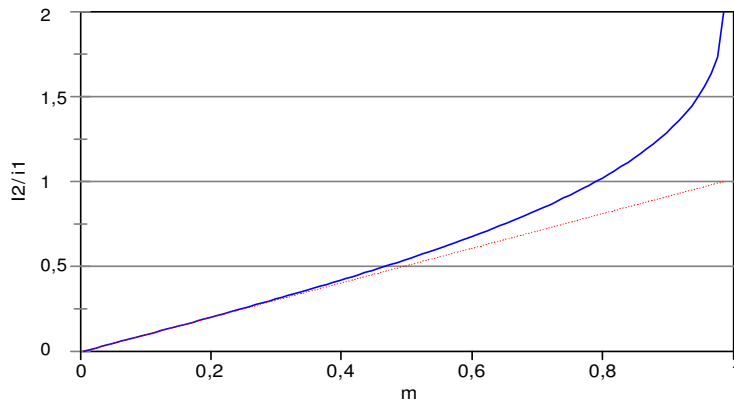


Abb. 4.5: Verhältnis zwischen erster Oberschwingung und Grundschwingung in Abhängigkeit vom Modulationsgrad

Die für kleine Modulationsgrade berechnete Näherung ist in Abbildung 4.5 gestrichelt eingezeichnet. Da, wie in Abbildung 4.5 erkennbar, die Funktion  $i_2/i_1=f(m)$  monoton steigt, läßt sich vom Verhältnis der Harmonischen  $i_2/i_1$  auf den Modulationsgrad  $m$  und damit, unter Voraussetzung einer konstanten Schwingungsamplitude  $d_1$ , auf den mittleren Abstand  $d_0$  schließen. Damit ist das Verhältnis der Harmonischen als Regelgröße für die Abstandsregelung geeignet, wie auch in [3] gezeigt wird.

Die Regelung über das Verhältnis der Harmonischen ist die am häufigsten verwendete Regelung für das Raster-Kelvin-Mikroskop. Abbildung 4.6 zeigt das Blockschaltbild, auf dem unter anderem die in [3], [5] und [52] beschriebenen Raster-Kelvin-Mikroskope basieren.

## Theorie zum Raster-Kelvin-Mikroskop

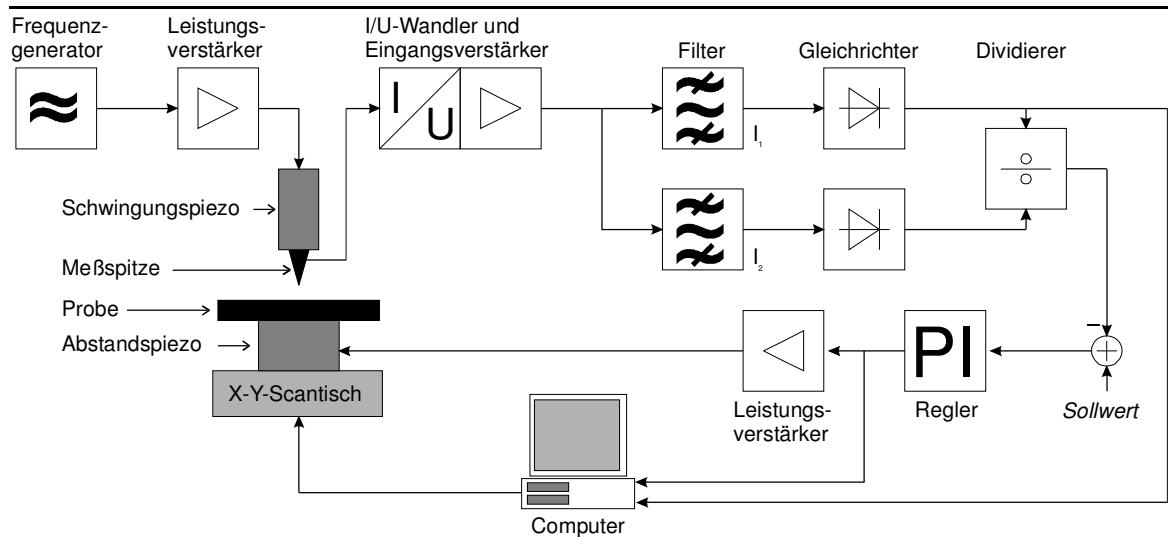


Abb. 4.6: Blockschaltbild eines RKM mit Regelung über das Verhältnis der Harmonischen nach Mäckel [3]

Wie aus der Abbildung erkenntlich ist, wird das Signal des Frequenzgenerators über einen Leistungsverstärker dem Schwingungspiezo, also dem Piezo, der die zur Erzeugung des Verschiebungsstrom nötige Abstandsänderung hervorruft, zugeführt. Der Kelvin-Strom wird von der Meßspitze zu einem I/U-Wandler abgeleitet. Die Durchlaßfrequenzen der nachgeschalteten Bandpaß-Filter liegen bei der Schwingungsfrequenz beziehungsweise der doppelten Schwingungsfrequenz des Piezos. Die Ausgangssignale der Filter werden durch je einen Präzisionsgleichrichter in eine dem spektralen Anteil der einfachen beziehungsweise doppelten Grundschwingung entsprechende Gleichspannung umgewandelt. Das aus der Grundschwingung resultierende Signal wird aufgezeichnet, es beinhaltet die Informationen zur Kontaktpotentialdifferenz. Mittels eines Analog-Dividierers wird das Verhältnis der beiden zuvor bestimmten spektralen Anteile des Kelvin-Stroms ermittelt. Dieses Signal wird, nachdem es mit einem Sollwert verglichen worden ist, einem PI-Regler zugeführt, dessen Ausgangssignal wiederum, durch einen Leistungsverstärker verstärkt, den zum Nachstellen des Abstands verwendeten Piezotranslator steuert. Weiterhin wird das Ausgangssignal des Abstandsreglers aufgezeichnet und zur Auswertung der Proben topographie verwendet.

Die Aufzeichnung und Auswertung der Daten zu Kontaktpotentialdifferenz und Topographie geschieht heutzutage mit Hilfe eines Computers. Ebenso wird der Scantisch durch den Computer gesteuert.

Bei dieser Abstandsregelung wirkt sich nachteilig aus, daß die Kontaktpotentialdifferenz nicht durch eine in Reihe zur Meßstrecke geschaltete Spannungsquelle vollständig kompensiert werden kann, da sonst der Kelvin-Strom verschwinden würde und damit das für die Abstandsregelung benötigte Verhältnis der Harmonischen nicht mehr bestimmt werden könnte. Dadurch ist die Kontaktpotentialdifferenz an keinem Punkt der Apparatur direkt meßbar. Vielmehr gilt zwischen der Potentialdifferenz  $\Delta\Phi$  und dem spektralen Anteil der Grundschwingung im Kelvin-Strom  $i_1$  folgender Zusammenhang:

$$i_1 = K \cdot |U_K| + i_{N1} = K \cdot |\Delta\Phi + U_P| + i_{N1} \quad (4.19)$$

mit: K: Kalibrierkonstante, Steigung der Kalibriergeraden  
 $U_K$ : Kontaktpotentialdifferenz  
 $U_P$ : externe Probenvorspannung  
 $i_{N1}$ : spektraler Anteil des Rauschens bei der Frequenz der Grundschiwingung

Abbildung 4.7 zeigt den Zusammenhang zwischen der Kontaktpotentialdifferenz  $U_K$  und der Grundschiwingung des Kelvin-Stroms  $i_1$ .

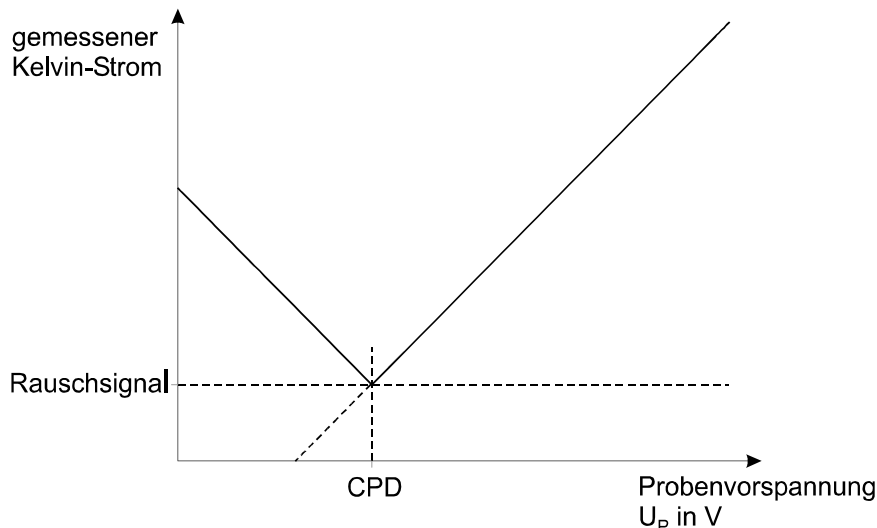


Abb. 4.7: Grundschiwingung des Kelvin-Stroms in Abhängigkeit von der Kontaktpotentialdifferenz

Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, existiert zwischen der Kontaktpotentialdifferenz und der Grundschiwingung im Kelvin-Strom ein linearer Zusammenhang, solange der Punkt, an dem sich Kontaktpotentialdifferenz und externe Probenvorspannung kompensieren, nicht überschritten wird.

Daher ist die Probenvorspannung so zu wählen, daß man sich für alle zu erwartenden Kontaktpotentialdifferenzen auf ein und dem selben Ast der Kurve aufhält. Mit Hilfe von mindestens zwei bekannten Kontaktpotentialdifferenzen kann eine Kalibrierung vorgenommen werden, also Steigung und Nullpunkt der jeweiligen Geraden aus Abbildung 4.7 bestimmt werden. Steigung und Nullpunkt der Kalibriergeraden sind bestimmt durch die Kalibrierkonstante  $K$ , den Rauschstrom  $i_{N1}$  und die Probenvorspannung  $U_P$ . Ebenso ist es möglich, bei konstanter Kontaktpotentialdifferenz und verschiedenen Probenvorspannungen die Kalibriergerade zu bestimmen.

Verständlicherweise ist es während der gesamten Messung, einschließlich der Kalibrierung, unerlässlich, alle Größen, die einen Einfluß auf die Kalibriergerade haben, konstant zu halten. Solche Größen sind zum Beispiel die Schwingungsamplitude  $d_1$ , der mittlere Plattenabstand  $d_0$  und die Plattenfläche  $A$ . Insbesondere die Schwingungsamplitude kann, etwa durch Erwärmung von Schwingungspiezo oder Leistungsverstärker, während der Messung variieren und damit Fehlmessungen verursachen. Denkbar ist aber auch eine Änderung des mittleren Plattenabstands aufgrund einer ungenau arbeitenden Abstandsregelung oder eine Vergrößerung der Plattenfläche infolge eines Aufschlags der Meßspitze auf die Probe.

Daher ist es relativ schwierig, während der gesamten Messung konstante Bedingungen aufrecht zu erhalten, es kommt relativ häufig zu Fehlmessungen. Eine Alternative ist, in einem ersten Meßdurchlauf die Topographie der Probe aufzuzeichnen und in einem zweiten Durchlauf, bei dem der Abstand mit Hilfe der aufgezeichneten Topographie konstant gehalten wird, die Kontaktpotentialdifferenz zu bestimmen. Dabei wäre es möglich, die Kontaktpotentialdifferenz vollständig durch die Probenvorspannung zu kompensieren, eine Kalibrierung entfiel hier also. Voraussetzung ist jedoch, daß die Topographie hinreichend genau aufgezeichnet und wiedergegeben werden kann und daß sich die Topographie der Probe zwischen den Messungen nicht verändert. Da letzteres gerade bei biologischen Proben nicht immer gegeben ist und der Zeitaufwand etwa doppelt so groß ist wie bei den meisten anderen Meßverfahren, ist diese Variante bisher ohne größere Bedeutung geblieben.

### 4.2.3 Moduliertes Raster-Kelvin-Mikroskop (mRKM)

#### 4.2.3.1 Betrachtung des modulierten Kelvin-Stroms im Zeitbereich

Beim modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop wird zusätzlich zur Probenvorspannung  $U_p$  ein Wechelsignal auf die Probe gegeben, das heißt, die Elektrodenspannung wird moduliert. Durch diese zusätzliche Komponente im Kelvin-Strom wird eine vollständige Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz gleichzeitig mit der Abstandsregelung ermöglicht. Die Spannung zwischen Probe und Sonde errechnet sich dann wie folgt:

$$U(t) = \Delta\Phi + U_p + U_m \sin \omega_m t \quad (4.20)$$

Aus (4.2) und (4.20) ergibt sich für das modulierte Raster-Kelvin-Mikroskop die Ladung

$$Q(t) = C(t) \cdot U(t)$$

$$Q(t) = C_0 \cdot \frac{1}{1 + m \cos \omega_r t} \cdot (\Delta\Phi + U_p + U_m \sin \omega_m t) \quad (4.21)$$

dabei ist:  $U_m$ : Amplitude des Modulationssignals  
 $\omega_m$ : Frequenz des Modulationssignals  
 $\omega_r$ : Frequenz der mechanischen Schwingung

Die Frequenz der mechanischen Schwingung wird hier  $\omega_r$  genannt, um Verwechslungen mit der Modulationsfrequenz  $\omega_m$  zu vermeiden. Den Kelvin-Strom  $i(t)$  erhält man gemäß (4.3) durch Differentiation der Ladung, hier also (4.21) nach der Zeit:

$$i(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = \frac{d}{dt} [C(t)U(t)] = C(t) \frac{dU(t)}{dt} + U(t) \frac{dC(t)}{dt} \quad (4.22)$$

$$i(t) = \frac{\varepsilon A}{d_0(1+m\cos\omega_r t)} \cdot \omega_m U_m \cos\omega_m t + \left[ \Delta\Phi + U_P + U_m \sin\omega_m t \right] \frac{\varepsilon A \omega_r m \sin\omega_r t}{d_0(1+m\cos\omega_r t)^2} \quad (4.23)$$

Die Kurvenform des Kelvin-Stroms im Zeitbereich wird, außer durch den Modulationsgrad  $m$ , durch folgende Kenngrößen charakterisiert:

Frequenzverhältnis  $\nu = \frac{\omega_m}{\omega_r}$

Spannungsverhältnis  $\lambda = \frac{\Delta\Phi + U_P}{U_m}$

In Abbildung 4.8 ist der Kelvin-Strom für ein Frequenzverhältnis  $\nu=5,3$  und ein Spannungsverhältnis  $\lambda=1$  bei verschiedenen Modulationsgraden  $m$  dargestellt. Abbildung 4.9 zeigt den Kelvin-Strom für  $\nu=0,19$  und  $\lambda=1$ . In beiden Abbildungen ist der Kelvin-Strom auf

$$\frac{\varepsilon A \omega_r U_m}{d_0}$$

normiert, der Umstand, daß sich der Betrag des Kelvin-Stroms ungefähr umgekehrt proportional zum Abstand zwischen Probe und Sonde verhält, wurde im Interesse einer besseren Vergleichbarkeit der Kurvenformen hier nicht berücksichtigt.

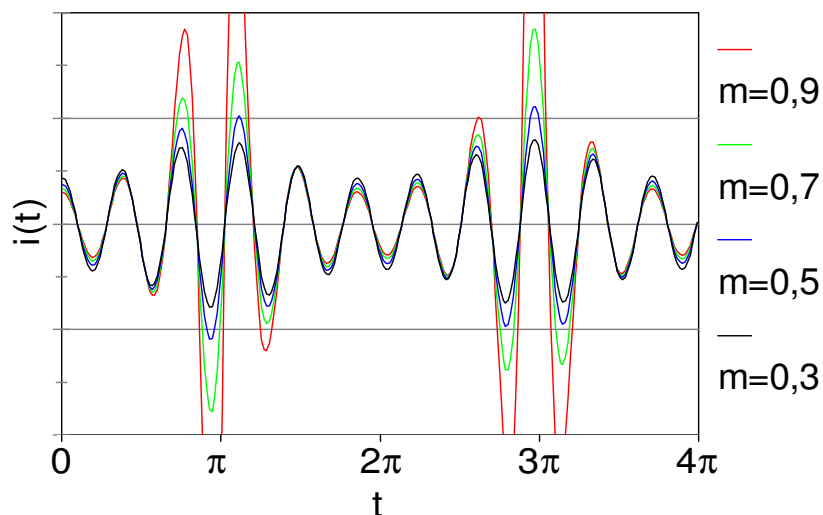


Abb. 4.8: Berechneter Kelvin-Strom für  $\nu=5,3$  und  $\lambda=1$

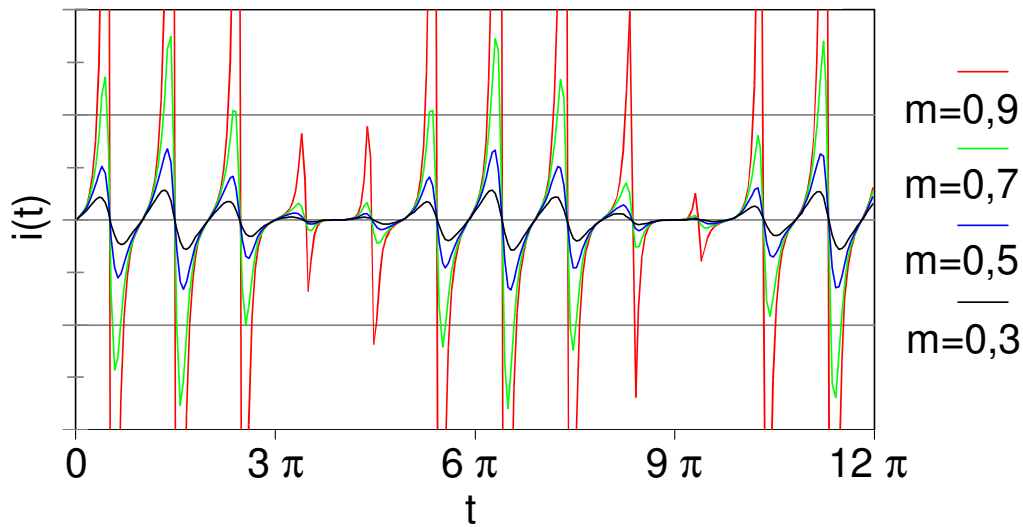


Abb. 4.9: Berechneter Kelvin-Strom für  $v=0,19$  und  $\lambda=1$

Vergleicht man die Abbildungen 4.8 und 4.9, so erkennt man, daß bei beiden Frequenzverhältnissen im Kelvin-Strom die Schwingungs- und die Modulationsfrequenz deutlich erkennbar sind. Prinzipiell ist es also unerheblich, ob die Modulationsfrequenz höher oder niedriger als die Schwingungsfrequenz ist. In der Praxis hingegen wird man grundsätzlich eine Modulationsfrequenz wählen, die deutlich über der Schwingungsfrequenz liegt, da bei elektrischen Schwingungen hohe Frequenzen deutlich einfacher beherrschbar sind als bei mechanischen Schwingungen.

Da bei Frequenzverhältnissen in der Nähe von  $v = 1$  die beiden Frequenzen im Zeitbereich nur schwer erkennbar sind, ist auch eine Betrachtung des Kelvin-Stroms im Frequenzbereich erforderlich.

#### 4.2.3.2 Betrachtung des modulierten Kelvin-Stroms im Frequenzbereich

Laut (4.6) lautet die Fourierreihe für die Kapazität zwischen Probe und Sonde:

$$C(t) = C_0 \cdot \frac{1}{1 + m \cdot \cos \omega t} = C_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - m^2}} \left( 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} z_1^k \cdot \cos(k\omega t) \right)$$

mit 
$$z_1 = \sqrt{\frac{1}{m^2} - 1} - \frac{1}{m}$$

Der Kelvin-Strom kann gemäß (4.6) und (4.22) wie folgt angegeben werden:

$$i(t) = \frac{\varepsilon A}{d_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-m^2}} \cdot \left( 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} z_1^k \cos(k\omega_r t) \right) \cdot \frac{d}{dt} (\Delta\Phi + U_P + U_m \sin \omega_m t) \\ + (\Delta\Phi + U_P + U_m \sin \omega_m t) \cdot \frac{d}{dt} \left( \frac{\varepsilon A}{d_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-m^2}} \cdot \left( 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} z_1^k \cos(k\omega_r t) \right) \right)$$

Durch Berechnung der Differentiale erhält man:

$$i(t) = \frac{\varepsilon A}{d_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-m^2}} \cdot \left( 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} z_1^k \cos(k\omega_r t) \right) \cdot U_m \omega_m \cos \omega_m t \\ + (\Delta\Phi + U_P + U_m \sin \omega_m t) \cdot \frac{\varepsilon A}{d_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-m^2}} \cdot \left( -2 \sum_{k=1}^{\infty} z_1^k k \omega_r \sin(k\omega_r t) \right)$$

Nach Umstellung dieser Gleichung kann der Kelvin-Strom in die vier Komponenten  $i_A$  bis  $i_D$  zerlegt werden.

$$i(t) = \frac{\varepsilon A \omega_m U_m}{d_0 \sqrt{1-m^2}} \cdot \cos \omega_m t \quad (\equiv i_A) \\ - \frac{2\varepsilon A \omega_r (\Delta\Phi + U_P)}{d_0 \sqrt{1-m^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} (k z_1^k \sin(k\omega_r t)) \quad (\equiv i_B) \\ + \frac{\varepsilon A U_m}{d_0 \sqrt{1-m^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} ((\omega_m + k\omega_r) z_1^k \cos(\omega_m + k\omega_r)t) \quad (\equiv i_C) \\ + \frac{\varepsilon A U_m}{d_0 \sqrt{1-m^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} ((\omega_m - k\omega_r) z_1^k \cos(\omega_m - k\omega_r)t) \quad (\equiv i_D) \quad (4.24)$$

Klammert man jetzt den Term

$$\frac{C_0}{\sqrt{1-m^2}}$$

aus, wobei für die mittlere Kapazität  $C_0$  gilt:

$$C_0 = \frac{\varepsilon \cdot A}{d_0}$$

so erhält man:

$$i(t) = \frac{C_0}{\sqrt{1-m^2}} \cdot \begin{pmatrix} \omega_m U_m \cdot \cos \omega_m t & (\equiv i_A) \\ -2\omega_r (\Delta\Phi + U_p) \cdot \sum_{k=1}^{\infty} (kz_1^k \cos(k\omega_r t)) & (\equiv i_B) \\ +U_m \cdot \sum_{k=1}^{\infty} ((\omega_m + k\omega_r) z_1^k \cos(\omega_m + k\omega_r)t) & (\equiv i_C) \\ +U_m \cdot \sum_{k=1}^{\infty} ((\omega_m - k\omega_r) z_1^k \cos(\omega_m - k\omega_r)t) & (\equiv i_D) \end{pmatrix} \quad (4.25)$$

Der Term  $i_A$  in (4.24) und (4.25) stellt einen sinusförmigen Strom mit der Frequenz  $\omega_m$  dar. Er wird durch die Kontaktpotentialdifferenz  $\Delta\Phi$  und die Kompensationsspannung  $U_p$  nicht beeinflusst. Damit ist  $i_A$  für die Regelung der Kompensationsspannung ungeeignet, durch seine Abhängigkeit vom mittleren Abstand  $d_0$  jedoch für die Abstandsregelung potentiell geeignet. Abbildung 4.10 stellt den Zusammenhang zwischen der Amplitude des Teilstroms  $i_A$  und dem mittleren Abstand  $d_0$  dar. Deutlich erkennbar ist, daß der Zusammenhang zwischen den beiden Größen eine monotone Funktion ist. Dadurch ist eine stabile Regelung über einen weiten Bereich des mittleren Abstands möglich.

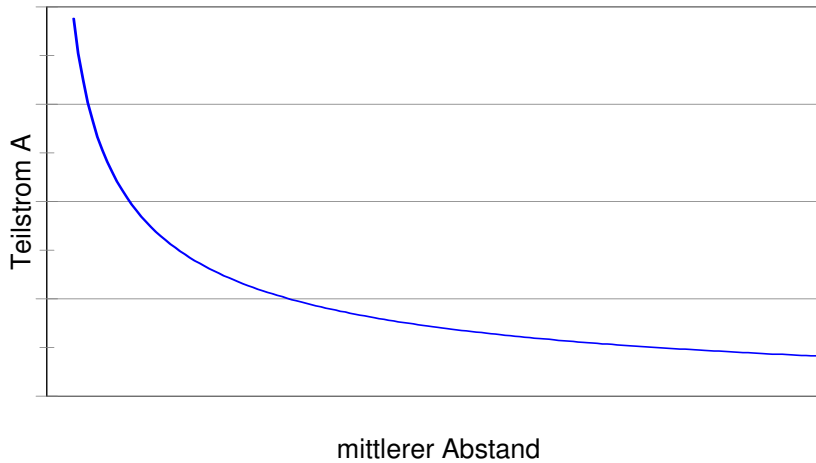


Abb. 4.10:  $i_A$  in Abhängigkeit vom mittleren Abstand  $d_0$

Während das von Broniatowski et al in [7] beschriebene Gerät  $i_A$  zur Regelung des Abstands heranzieht, rät Ren in [4] von einer derartigen Verwendung dieses Teilstroms ab. Als Begründung dafür nennt Ren den, verglichen mit den anderen Termen von (4.24), großen Einfluß der parasitären Effekte, wie etwa der kapazitiven Koppelung zwischen Leitungen. Für die Verwendung von  $i_A$  spricht andererseits, daß dieser Anteil auch für große mittlere Abstände zwischen Probe und Sonde vergleichsweise groß ist, wie auch die in [4] gezeigten Spektren des Kelvin-Stroms in einem modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop zeigen. Darüber hinaus steht mit der Modulationsfrequenz bereits ein Signal mit der entsprechenden Frequenz zur Verfügung, der schaltungstechnische Aufwand für die Erzeugung eines Referenzsignals für einen Lock-In-Verstärker entfiel hier also. Unter der Annahme, daß die parasitären Effekte nicht oder nur wenig durch eine Abstandsänderung beeinflusst werden, soll hier vorerst  $i_A$  für die Abstandsregelung verwendet werden.



Der Vergleich des Anteils  $i_B$  in (4.24) mit  $i(t)$  in (4.7) zeigt, daß dieser Anteil den Kelvin-Strom, wie man ihn bei einem nicht modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop findet, wiedergibt. Die in den Abbildungen 4.1 und 4.2 gezeigten Zeit- und Frequenzfunktionen gelten daher in gleicher Weise auch für den Anteil  $i_B$  in (4.24). Damit ist  $i_B$  eine Gruppe von Harmonischen bei den Frequenzen  $\omega_r$ ,  $2\omega_r$ ,  $3\omega_r$  und so weiter. Als einziger Term in (4.24) ist  $i_B$  von der Potentialdifferenz  $\Delta\Phi+U_p$  abhängig, zur Modulationsamplitude  $U_m$  hingegen besteht hier keine Abhängigkeit. Damit ist der Anteil  $i_B$  hervorragend zur Regelung der Kompensationsspannung geeignet. Insbesondere die Grundschwingung mit der Frequenz  $\omega_r$  bietet sich aufgrund ihrer für die meisten Modulationsgrade vergleichsweise großen Amplitude sowie der Verfügbarkeit eines Referenzsignals für einen Lock-In-Verstärker dafür an.

Normiert man die Amplitude des Teilstroms  $i_C$  mit den Einflußfaktoren, die nicht vom Modulationsgrad abhängen, also mit dem Ausdruck

$$\frac{\varepsilon A \omega_r U_m}{d_0},$$

so erhält man die in Abbildung 4.11 gezeigten Spektren.

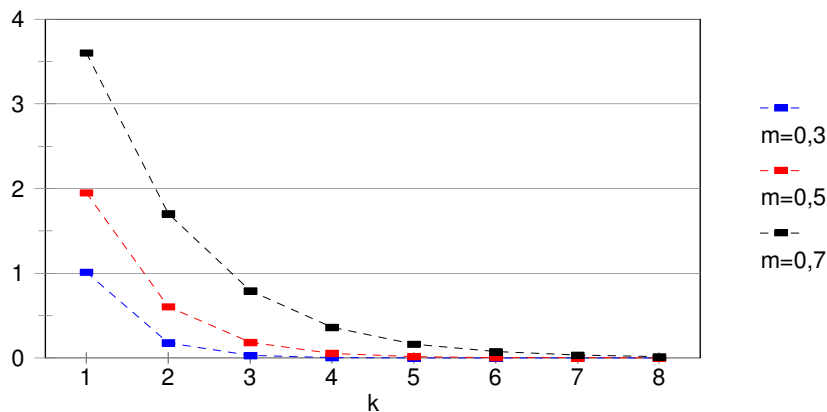


Abb. 4.11: Normiertes Teilsignal  $i_C$  als Funktion der Ordnungszahl  $k$

Vergleicht man in (4.24)  $i_C$  und  $i_D$ , so stellt man fest, daß  $i_D$  proportional zu  $(v-k)$  anstelle von  $(v+k)$  ist. Dies wirkt sich in größeren Amplituden der einzelnen Harmonischen von  $i_C$  aus, was auch deutlich wird, wenn man die Spektren von  $i_C$  mit den in Abbildung 4.12 gezeigten Spektren von  $i_D$  vergleicht.

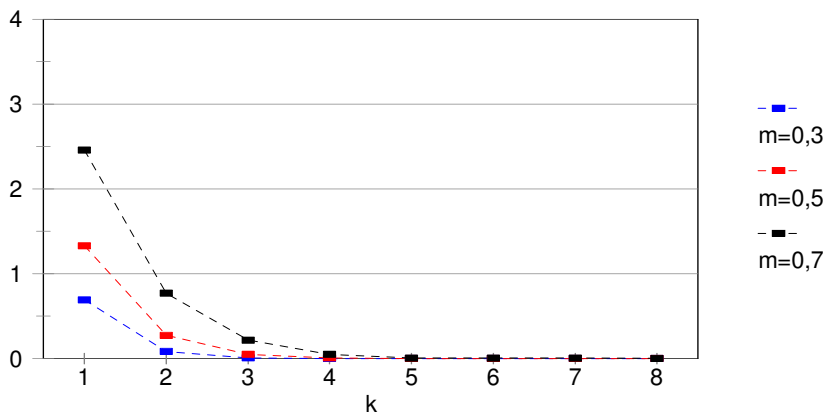


Abb. 4.12: Normiertes Teilsignal  $i_D$  als Funktion der Ordnungszahl  $k$

Bei dem in [4] beschriebenen Raster-Kelvin-Mikroskop werden die Teilströme  $i_C$  und  $i_D$  in Formel (4.24) für die Abstandsregelung verwendet. Da diese Ströme außer vom mittleren Abstand  $d_0$  auch von schwer kontrollierbaren Größen wie der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  und der wirksamen Fläche  $A$  abhängen, wird hier statt einer einzelnen Harmonischen das Verhältnis zweier Harmonischer konstant gehalten. Bevorzugt werden die Verhältnisse  $i_{C1}/i_{C2}$  beziehungsweise  $i_{D1}/i_{D2}$  verwendet, da sich für diese eine nahezu lineare Abhängigkeit zum mittleren Abstand ergibt.

#### 4.2.3.3 Einfluß isolierender Schichten auf die Abstandsregelung

Befindet sich auf der Probenoberfläche eine isolierende Schicht mit einer von der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  des Luftspalts abweichenden Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_i$ , so muß das bisher zugrunde gelegte Modell eines Plattenkondensators durch das zweier in Reihe geschalteter Kondensatoren ersetzt werden. Abbildung 4.13 zeigt schematisch das Probe-Sonde-System bei Vorhandensein einer isolierenden Schicht sowie ein Ersatzschaltbild für dieses System.

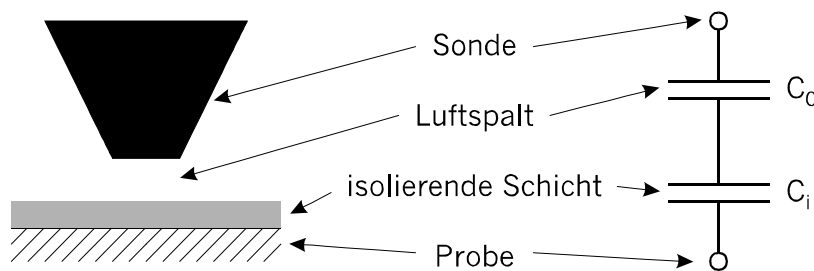


Abb. 4.13: Isolierende Schicht auf der Probe

Die Gesamtkapazität zwischen Probe und Sonde errechnet sich damit wie folgt:

$$C(t) = \frac{1}{\frac{1}{C_0} + \frac{1}{C_i}} = \frac{1}{\frac{d(t)}{\epsilon A} + \frac{d_i}{\epsilon_i A}} = \frac{\epsilon A}{\frac{\epsilon}{\epsilon_i} d_i + d(t)} \quad (4.26)$$

dabei ist:  $C_0$ : Kapazität des Luftspaltes  
 $C_i$ : Kapazität der isolierenden Schicht  
 $d_i$ : Dicke der isolierenden Schicht

Die von der Zeit abhängige Dicke der Luftschicht  $d(t)$  ist:

$$d(t) = d_0 - d_i + d_1 \cos \omega t$$

Durch Einsetzen in (4.26) erhält man damit:

$$C(t) = \frac{\varepsilon A}{\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_i} - 1\right) d_i + d_0 + d_1 \cos \omega t} \quad (4.27)$$

Der die isolierende Schicht berücksichtigende Modulationsfaktor  $m_i$  kann dann wie folgt berechnet werden:

$$m_i = \frac{d_1}{\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_i} - 1\right) d_i + d_0}$$

Berechnet man jetzt den Kelvin-Strom wie bereits im vorangegangenen Kapitel gezeigt, so erhält man hier:

$$\begin{aligned} i(t) &= \frac{\varepsilon A \omega_m U_m}{\left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_i} - 1\right) d_i + d_0\right] \sqrt{1 - m_i^2}} \cdot \cos \omega_m t \quad (\equiv i_A) \\ &- \frac{2 \varepsilon A \omega_r (\Delta \Phi + U_p)}{\left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_i} - 1\right) d_i + d_0\right] \sqrt{1 - m_i^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} (k z_1^k \sin(k \omega_r t)) \quad (\equiv i_B) \\ &+ \frac{\varepsilon A U_m}{\left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_i} - 1\right) d_i + d_0\right] \sqrt{1 - m_i^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} ((\omega_m + k \omega_r) z_1^k \cos(\omega_m + k \omega_r) t) \quad (\equiv i_C) \\ &+ \frac{\varepsilon A U_m}{\left[\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_i} - 1\right) d_i + d_0\right] \sqrt{1 - m_i^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} ((\omega_m - k \omega_r) z_1^k \cos(\omega_m - k \omega_r) t) \quad (\equiv i_D) \end{aligned} \quad (4.28)$$

Durch die isolierende Schicht wird der Modulationsgrad gegenüber dem Fall ohne eine solche Schicht verändert. Da jede Abstandsregelung das Ziel hat, einen konstanten Modulationsgrad aufrecht zu erhalten, wird der tatsächliche Abstand durch die Anwesenheit einer isolierenden Schicht derart beeinflusst, daß sich der Abstand zwischen der leitfähigen Oberfläche der Probe und der Sonde um

$$\left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_i}\right) d_i$$

vergrößert. Unter der Annahme, daß  $\varepsilon_i$  größer als  $\varepsilon$  ist, wird für ungleichmäßig starke isolierende Schichten weder ein konstanter Abstand der Sonde zur leitfähigen Oberfläche noch zur Oberfläche der isolierenden Schicht eingehalten. Vielmehr folgt die Sonde einer Kurve, die zwischen diesen beiden liegt. Die maximal zulässige Dicke der isolierenden Schicht, also die Schichtdicke, bei der der Abstand zwischen Sonde und isolierender Schicht gleich der Schwingungsamplitude wird, läßt sich wie folgt berechnen:

$$d_{i,max} = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon} d_0 - d_1$$

Eine dickere Schicht auf der Probe führt zu einem Aufsetzen der Sonde auf die Probe.

Weiterhin darf der Einfluß der isolierenden Schicht auf die gemessene Kontaktpotentialdifferenz nicht vernachlässigt werden. Die in Abbildung 4.13 dargestellte Kapazität  $C_i$  der isolierenden Schicht bewirkt eine Dämpfung des Kelvin-Stroms. Dadurch verringert sich die Genauigkeit bei Raster-Kelvin-Mikroskopen mit vollständiger Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz. Bei anderen Varianten, etwa bei Geräten mit einer Regelung durch das Verhältnis der Harmonischen nach Mäckel, bewirkt die isolierende Schicht eine Abweichung der gemessenen Kontaktpotentialdifferenz.

#### 4.2.3.4 Abweichungen vom idealen Plattenkondensator

Bisher wurde hier von einem idealen Plattenkondensator zwischen Probe und Sonde ausgegangen, es wurden also Einflüsse wie elektrische Streufelder oder nicht völlig parallele Platten vernachlässigt. Da man jedoch in der Praxis einen idealen Plattenkondensator nie vorfinden wird, ist eine Abschätzung dieser Einflüsse auf die Abstandsregelung unverzichtbar.

Die genaue Berechnung der Streukapazitäten an einer realen, also zumindest im mikroskopischen Bereich unregelmäßig geformten Sondenspitze ist nahezu unmöglich, eine numerische Integration zur Ermittlung der Kapazität ist nur bei genauer Kenntnis von Form und Oberflächenbeschaffenheit der Sonde zweckmäßig. Meinke schlägt in [21] eine Methode zur Abschätzung der Streukapazität vor, die darauf basiert, daß für die Abmessungen der Platten Werte angenommen werden, die in jede Richtung um den halben Plattenabstand über die tatsächlichen Abmessungen hinausgehen. Diese Näherung gilt für im Verhältnis zur Plattengröße kleine Abstände, also für einen beim Raster-Kelvin-Mikroskop im Interesse eines großen Kelvin-Stroms angestrebten Zustand. Unter der Annahme, daß die Sondenspitze ein Kreis mit dem Radius  $r$  ist, erhält man für die Kapazität unter Berücksichtigung des Streufeldes:

$$C_s = \frac{\varepsilon A_s}{d} = \frac{\varepsilon \pi \left( r + \frac{d}{2} \right)^2}{d} \quad (4.29)$$

Berechnet man jetzt, wie in Kapitel 4.2.3.2 gezeigt, den Kelvin-Strom im Frequenzbereich, so erhält man hier:

$$\begin{aligned}
 i(t) = & \varepsilon \omega_m U_m \left( \frac{A}{d_0 \sqrt{1-m^2}} + \pi \left( r + \frac{d_0}{4} \right) \right) \cdot \cos \omega_m t & (\equiv i_A) \\
 & - 2 \varepsilon \omega_r (\Delta \Phi + U_P) \left( \frac{\pi d_1}{8} + \frac{A z_{1s}}{d_0 \sqrt{1-m_s^2}} \right) \sin \omega_r t & (\equiv i_{B1}) \\
 & - \frac{2 \varepsilon A \omega_r (\Delta \Phi + U_P)}{d_0 \sqrt{1-m_s^2}} \cdot \sum_{k=2}^{\infty} \left( k z_{1s}^k \sin(k \omega_r t) \right) & (\equiv i_B (k > 1)) \\
 & + \varepsilon U_m (\omega_m + \omega_r) \left( \frac{\pi d_1}{8} + \frac{A z_{1s}}{d_0 \sqrt{1-m_s^2}} \right) \cos(\omega_m + \omega_r) t & (\equiv i_{C1}) \\
 & + \frac{\varepsilon A U_m}{d_0 \sqrt{1-m_s^2}} \cdot \sum_{k=2}^{\infty} \left( (\omega_m + k \omega_r) z_{1s}^k \cos(\omega_m + k \omega_r) t \right) & (\equiv i_C (k > 1)) \\
 & + \varepsilon U_m (\omega_m - \omega_r) \left( \frac{\pi d_1}{8} + \frac{A z_{1s}}{d_0 \sqrt{1-m_s^2}} \right) \cos(\omega_m - \omega_r) t & (\equiv i_{D1}) \\
 & + \frac{\varepsilon A U_m}{d_0 \sqrt{1-m_s^2}} \cdot \sum_{k=2}^{\infty} \left( (\omega_m - k \omega_r) z_{1s}^k \cos(\omega_m - k \omega_r) t \right) & (\equiv i_D (k > 1))
 \end{aligned} \tag{4.30}$$

Bei Betrachtung des Teilstroms  $i_A$  ist zu erkennen, daß gegenüber dem Teilstrom  $i_A$  aus (4.24) ein konstanter Anteil  $\pi \cdot r$  sowie ein zum mittleren Abstand proportionaler Anteil  $\pi/4 \cdot d_0$  hinzugekommen ist. Abbildung 4.14 zeigt die Amplitude von  $i_A$  in Abhängigkeit vom mittleren Abstand. Zum Vergleich ist rechts daneben der aus Abbildung 4.10 bekannte Teilstrom  $i_A$  unter Annahme eines idealen Plattenkondensators dargestellt. Die Skalierung ist in beiden Abbildungen gleich.

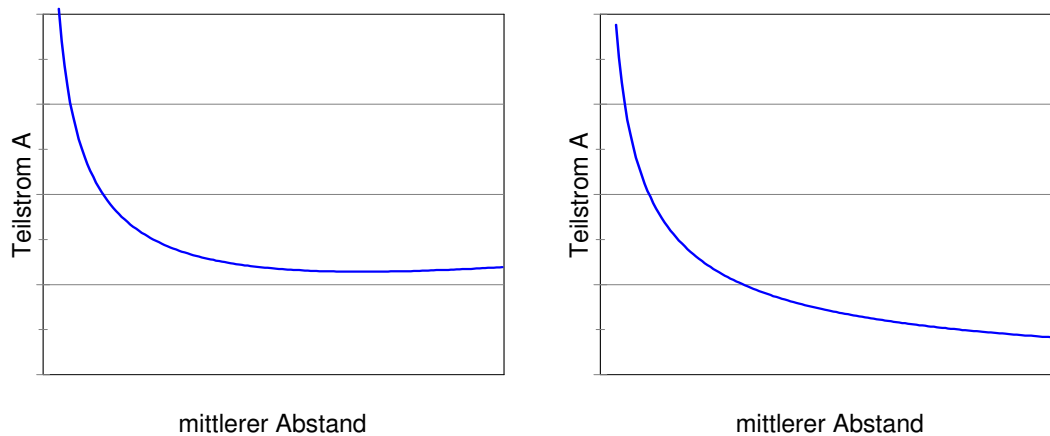


Abb. 4.14:  $I_A$  in Abhängigkeit vom mittleren Abstand  $d_0$  unter Berücksichtigung (links) und Vernachlässigung (rechts) der Streufelder

Vergleicht man die beiden Abbildungen, also die Teilströme  $I_A$  unter Vernachlässigung und Berücksichtigung der Randeffekte, so erkennt man schmalere nutzbare Abstandsbereich für den realen Kondensator. Hier ist nur für kleine Abstände der Zusammenhang zwischen  $I_A$  und  $d_0$  monoton. Rechnerisch ist für große Abstände zwischen Probe und Sonde eine Zunahme des Teilstroms  $i_A$  und damit eine Abweichung vom monotonen Zusammenhang zu erwarten. Dies ist jedoch darauf zurückzuführen, daß die hier verwendete Näherung für große Abstände zwischen Probe und Sonde keine Gültigkeit hat, in der Realität kann von einem monotonen Verhalten ausgegangen werden.

Somit ist auch unter Berücksichtigung der Streukapazitäten eine stabile Abstandsregelung gewährleistet, wenngleich die zu erwartende Genauigkeit geringer ist als die mit einem idealen Plattenkondensator erreichbare.

Sind die Platten des durch Probe und Sonde gebildeten Kondensators nicht parallel, so ist das elektrische Feld zwischen den Platten inhomogen. Unter Vernachlässigung der Randeffekte entsprechen die Feldlinien senkrecht auf den Platten stehenden Kreisbögen, deren Mittelpunkt der fiktive Berührungspunkt der beiden Platten ist. Die Länge einer solchen Feldlinie ist damit

$$d(r) = r \cdot \alpha$$

wobei  $\alpha$  der Winkel zwischen den Platten und  $r$  der Radius des Kreisbogens, also der Abstand zum fiktiven Berührungspunkt zwischen den Platten, ist. Für das elektrische Feld ergibt sich also:

$$E(r) = \frac{U}{d(r)} = \frac{U}{r \cdot \alpha}$$

Die Ladung zwischen den beiden Platten läßt sich durch Integration der Feldstärke über die gesamte Plattenfläche berechnen. Nachfolgend wird von zwei quadratischen Platten mit der Seitenlänge  $b$  ausgegangen.

$$Q = \varepsilon \oint_S E ds = \varepsilon \int_{r_1}^{r_2} \frac{Ub}{r\alpha} = \frac{\varepsilon Ub}{\alpha} \ln\left(\frac{r_2}{r_1}\right) = \frac{\varepsilon Ub}{\alpha} \ln\left(\frac{d_{min} + 2b \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{d_{min}}\right) \quad (4.31)$$

Dabei ist:  $r_1$ : kleinster Kreisbogen  
 $r_2$ : größter Kreisbogen  
 $d_{min}$ : minimaler Abstand zwischen den Platten

Für die Kapazität ergibt sich damit:

$$C_\alpha = \frac{Q}{U} = \frac{\varepsilon b}{\alpha} \ln\left(1 + \frac{2b \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)}{d_{min}}\right) \approx \frac{\varepsilon b}{\alpha} \ln\left(1 + \frac{b\alpha}{d_{min}}\right) \quad (4.32)$$

Die Taylorreihe

$$\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} + \dots$$

kann für hinreichend kleine  $x$  auf  $\ln(1+x) \approx x$  angenähert werden. Die Abweichung zwischen  $\ln(1+x)$  und  $x$  kann für  $0 < x < 1$  den Wert  $x^2/2$  nicht überschreiten. Somit kann für kleine Winkel  $\alpha$  (4.24) auf die ersten beiden Glieder der Taylorreihe angenähert werden.

$$C_\alpha = \frac{\varepsilon b}{\alpha} \left( \frac{b\alpha}{d_{min}} - \frac{1}{2} \left( \frac{b\alpha}{d_{min}} \right)^2 \right) = \frac{\varepsilon b^2}{d_{min}} \left( 1 - \frac{b\alpha}{2d_{min}} \right) = C_0 \left( 1 - \frac{b\alpha}{2d_{min}} \right) \quad (4.33)$$

$C_0$  ist hierbei die Kapazität, die derselbe Kondensator bei parallelen Platten hätte. Der relative Fehler ist demzufolge:

$$\delta_\alpha = \frac{C_\alpha - C_0}{C_0} = \frac{-b\alpha}{2d_{min}} \quad (4.34)$$

Abbildung 4.15 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen Kapazität und Abstand für verschiedene Winkel zwischen den Platten des Kondensators, basierend auf der Näherung (4.33).

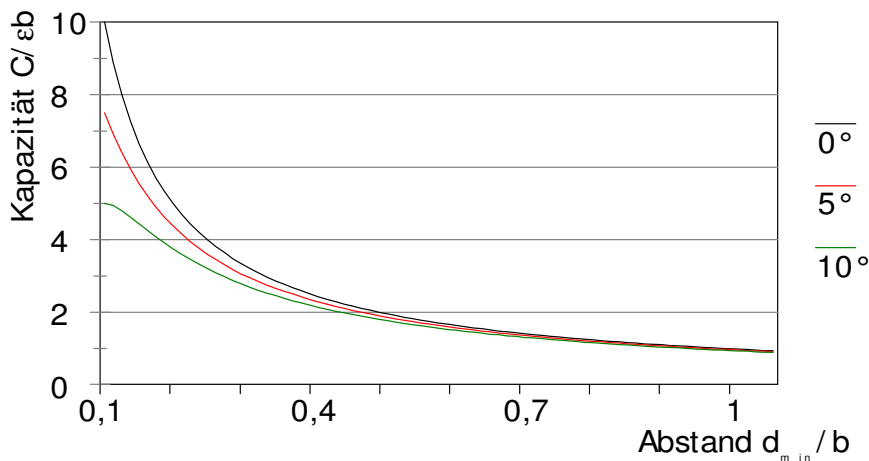


Abb. 4.15: Kapazität in Abhängigkeit vom Abstand für verschiedene Winkel

Deutlich wird, daß sich die Kapazität, insbesondere für im Verhältnis zu den Abmessungen der Platten kleine Plattenabstände, um so mehr verringert, je größer der Winkel zwischen den Platten wird.

In der Praxis kommt es dann zu einem Winkel zwischen den Platten, wenn entweder die Ebene der Sondenspitze nicht parallel zu der der Probe ist oder, bedingt durch die Topographie der Probe, die Sonde sich gegenüber einer Rampe befindet. Insbesondere ein durch die Topographie der Probe verursachter Winkel ist unvermeidbar, es kommt daher bei unebenen Proben zu Abweichungen des mittleren Abstands vom Sollwert. Die in Abbildung 4.15 gezeigte Verringerung der Kapazität führt zu einer Verringerung des mittleren Abstands, da die Abstandsregelung eine zu kleine Kapazität als zu großen Abstand interpretiert. Die prozentuale Abweichung läßt sich mit Hilfe von (4.34) abschätzen. Um jedoch diese Abweichung bei der Vorgabe des Sollwertes berücksichtigen zu können, wäre es notwendig, die maximale Steigung auf der Probenoberfläche zu kennen. Da dies in der Praxis kaum möglich sein wird, müssen hier durch Versuchsreihen Erfahrungswerte gewonnen werden.

#### 4.2.3.5 Aufbau der Abstandsregelung

Wie in Kapitel 4.2.3.2 beschrieben, gibt es für modulierte Raster-Kelvin-Mikroskope derzeit zwei Konzepte, nämlich die Verwendung des Teilstroms  $i_A$  aus (4.24) nach Broniatowsky [7] beziehungsweise des Verhältnisses der Teilströme  $i_{C1}$  und  $i_{C2}$  aus (4.24) nach Ren [4] als Regelgröße für die Abstandsregelung. Ein Blockschaltbild für die Verwendung von  $i_A$  zeigt Abbildung 4.16.



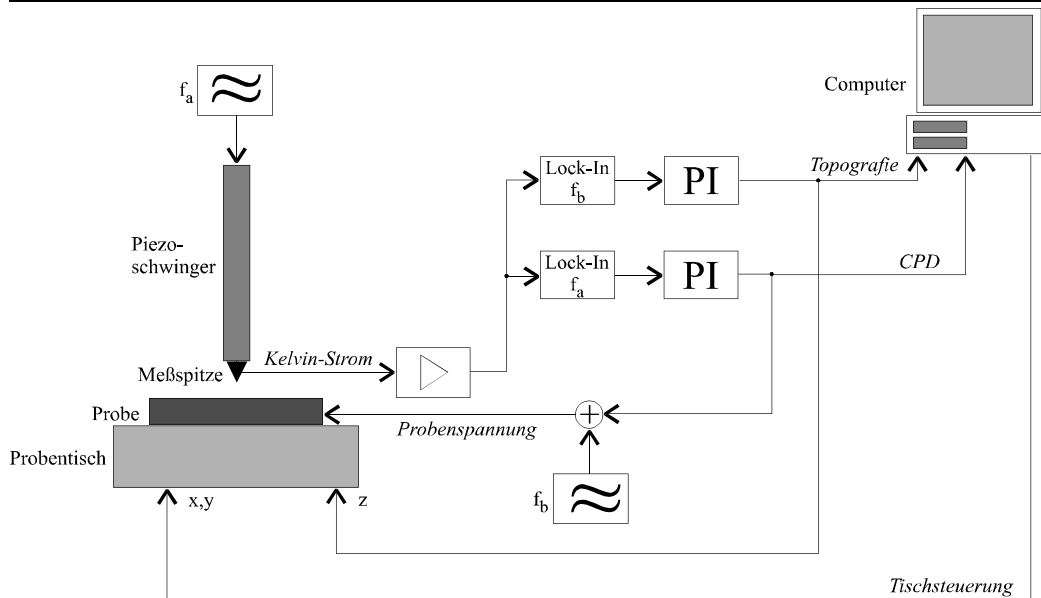


Abb. 4.16: Blockschaltbild eines modulierten Raster-Kelvin-Mikroskops nach Broniatowski [7]

Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, versorgt ein Frequenzgenerator den Piezoschwinger mit einem sinusförmigen Wechselstrom der Frequenz  $f_a$ . Falls die Ausgangsleistung des Frequenzgenerators nicht ausreicht, kann zwischen Frequenzgenerator und Piezoschwinger ein Leistungsverstärker eingefügt werden. Der von der Meßspitze abgeleitete Kelvin-Strom wird einem Strom-Spannungs-Wandler zugeführt. Dieser Wandler muß eine möglichst hohe Empfindlichkeit aufweisen, also eine große Verstärkung mit einem geringen Eingangsrauschen kombinieren, um eine auswertbare Spannung zu erzeugen.

Aus dem verstärkten und in eine Spannung umgewandelten Kelvin-Signal wird durch einen bei der Frequenz  $f_a$  betriebenen Lock-In-Verstärker das für die Messung der Kontaktpotentialdifferenz genutzte Signal herausgefiltert. Dieses Signal entspricht dem Teilstrom  $i_A$  aus Formel (4.24). Ein PI-Regler erzeugt daraus die zur Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz benötigte Spannung, die einerseits durch einen Computer aufgezeichnet und andererseits, nach Addition einer Wechselspannung mit der Frequenz  $f_b$ , auf die Probe gelegt wird. Durch die Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz verschwindet im Idealfall der Teilstrom  $i_A$  völlig, real wird jedoch stets ein geringer Teilstrom  $i_A$  verbleiben.

Ein zweiter, bei der Frequenz  $f_b$  betriebener, Lock-In-Verstärker und ein weiterer PI-Regler erzeugen das Signal für die Abstandsregelung. Dieses Signal wird ebenfalls durch den Computer aufgezeichnet und, gegebenenfalls durch einen Leistungsverstärker verstärkt, einem im Proben-tisch eingebauten Piezotranslator zugeführt. Dadurch wird die Bewegung des Proben-tisches in der z-Achse und damit die Nachstellung des mittleren Abstands realisiert.

Die Steuerung des Proben-tisches in der xy-Ebene, also die laterale Bewegung der Sonde über die Probe, erfolgt durch den Computer. Im zu betrachtenden Bereich der Probe wird die Probe linienweise abgetastet. Für jeden Punkt werden Kontaktpotentialdifferenz und Probenhöhe gemessen und zur späteren Auswertung im Computer gespeichert.

Soll, wie von Ren in [4] beschrieben, statt des Teilstroms  $i_A$  aus (4.24) das Verhältnis der Teilströme  $i_{C1}$  und  $i_{C2}$  aus (4.24) als Meßgröße für die Abstandsregelung verwendet werden, so muß der mit bei Frequenz  $f_b$  betriebene Lock-In-Verstärker durch eine Schaltung, wie sie in Abbildung 4.17 dargestellt ist, ersetzt werden.

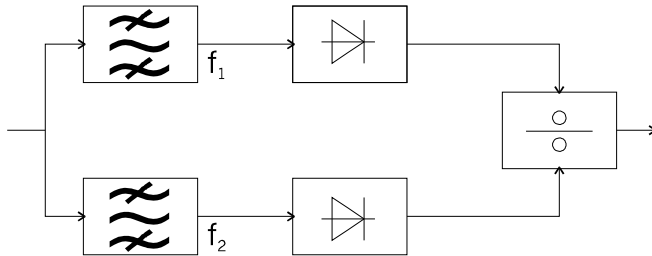


Abb. 4.17: Zusätzlicher Schaltungsaufwand für die Auswertung von  $i_{C1}$  und  $i_{C2}$  nach Ren [4]

Ein Filter filtert bei der Frequenz  $f_1=(\omega_m+\omega_r)/2\pi$  den Anteil  $i_{C1}$ , der andere bei der Frequenz  $f_2=(\omega_m+2\omega_r)/2\pi$  den Anteil  $i_{C2}$  aus dem Kelvin-Signal heraus. Nachgeschaltete Präzisionsgleichrichter ermitteln den Effektivwert, ein Dividierer erzeugt eine zum Verhältnis der Teilströme  $i_{C1}$  und  $i_{C2}$  proportionale Spannung, die dem PI-Regler für den Abstand zugeführt wird.

#### 4.2.4 Regelung durch Messung bei verschiedenen Probenvorspannungen

In [49] stellen Baikie und Estrup eine weitere Methode zur Messung der Kontaktpotentialdifferenz und Regelung des mittleren Abstands zwischen Probe und Sonde vor. Baikie und Estrup äußern hier ihre Bedenken, daß bei einer vollständigen Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz, wie sie beim modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop angestrebt wird, die Meßgenauigkeit unter dem niedrigen Signal-Rausch-Verhältnis leidet.

Daher wird, anstelle die Kontaktpotentialdifferenz durch eine externe Probenvorspannung zu kompensieren, die Amplitude der Grundschwingung des Kelvin-Stroms bei verschiedenen Probenvorspannungen gemessen. Kontaktpotentialdifferenz und Abstand werden aus den gemessenen Daten durch Interpolation wie nachfolgend gezeigt ermittelt.

Gemäß Gleichung 4.7 errechnet sich der Kelvin-Strom wie folgt:

$$i(t) = \Delta\Phi \cdot \omega \cdot C_0 \cdot \frac{2}{\sqrt{1-m^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} k \cdot z^k \cdot \sin(k\alpha)$$

mit 
$$z = \sqrt{\frac{1}{m^2} - 1} - \frac{1}{m}$$

Für kleine Modulationsgrade gilt für die Amplitude  $i_1$  der Grundschwingung des Kelvin-Stroms die Näherung:

$$i_1 = \Delta\Phi \cdot \omega \cdot C_0 \cdot \frac{2}{\sqrt{1-m^2}}$$

Unter Berücksichtigung der Probenvorspannung  $U_p$  ergibt sich damit:

$$i_1 = |\Delta\Phi - U_p| \cdot \omega \cdot C_0 \cdot \frac{2}{\sqrt{1 - m^2}} \quad (4.35)$$

Der Zusammenhang zwischen Potentialdifferenz und Kelvin-Strom ist damit, abgesehen vom Nulldurchgang, linear. Die Kontaktpotentialdifferenz bewirkt dabei eine Verschiebung der Gerade, während sich die Steigung mit dem Modulationsgrad und damit mit dem mittleren Abstand ändert. Diese Zusammenhänge sind in Abbildung 4.18 dargestellt.

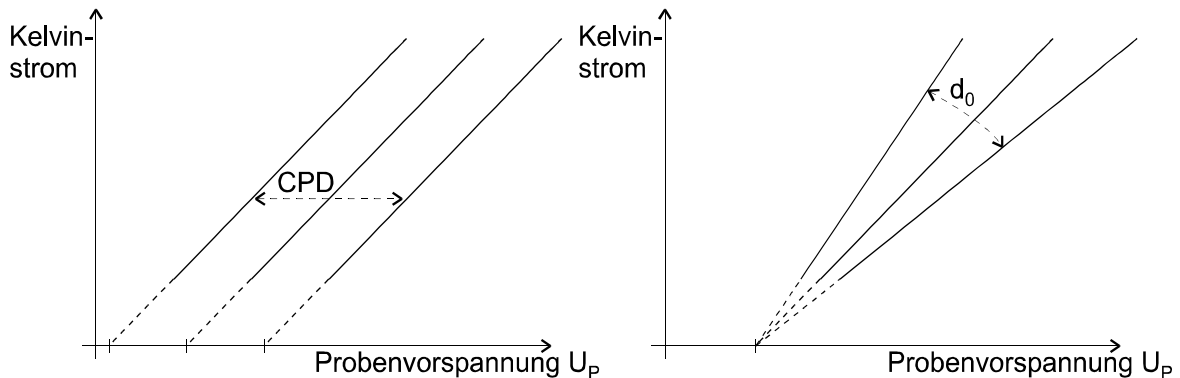


Abb. 4.18: Ermittlung von Kontaktpotentialdifferenz und Abstand durch Interpolation

Zur Messung von Kontaktpotentialdifferenz und mittlerem Abstand wird durch Messung der Amplitude der Grundschiwingung im Kelvin-Strom bei verschiedenen Probenvorspannungen die lineare Funktion interpoliert. Durch Berechnung des Schnittpunktes mit der x-Achse wird die Kontaktpotentialdifferenz ermittelt. Die Steigung der Gerade wird auf einen konstanten Wert geregelt, damit wird der mittlere Abstand konstant gehalten.

#### 4.2.5 Begrenzung der Scan-Geschwindigkeit durch die Abstandsregelung

Die Scan-Geschwindigkeit, unter der hier sowohl die Anzahl der Messungen pro Zeiteinheit als auch die durchschnittliche laterale Geschwindigkeit der Probe zur Sonde verstanden werden muß, wird durch folgende Zusammenhänge limitiert:

- Die maximale Aufzeichnungsgeschwindigkeit ist durch die Leistungsfähigkeit des verwendeten Computers sowie dessen Software begrenzt. Die maximale Anzahl der in einer Sekunde verarbeitbaren Bildpunkte  $N$  ist umgekehrt proportional zu der Zeit  $T$ , die zur Speicherung eines Bildpunktes benötigt wird:

$$N = \frac{1}{T} \quad [N] = \frac{BP}{s} ; \quad [T] = \frac{s}{BP}$$

Bedingt durch die rasante Entwicklung der Rechentechnik tritt dieser Faktor zunehmend in den Hintergrund.

- Das Shannon'sche Abtasttheorem, das besagt, daß bei einer digitalen Aufzeichnung eines Analogwertes alle Anteile, deren Frequenz höher als die Hälfte der Abtastfrequenz ist, verloren gehen, begrenzt die maximale Abtastfrequenz auf die Hälfte der

Schwingungsfrequenz des Piezos. Eine weitere Erhöhung der Abtastfrequenz würde dazu führen, daß die Schwingungsfrequenz mit aufgezeichnet wird. Die Abhängigkeit der maximalen Anzahl  $N$  der je Sekunde gescannten Punkte von der Schwingungsfrequenz  $f_r$  kann wie folgt angegeben werden:

$$N = \frac{f_r}{2} \quad [N] = \frac{BP}{s} \hat{=} \frac{1}{s}$$

- Übersteigt der Anstieg der Probenoberfläche, bedingt durch die Steilheit der Oberfläche und die laterale Geschwindigkeit der Sonde, die maximale Nachstellgeschwindigkeit der Abstandsregelung, so kommt es zum Aufschlag der Sonde auf die Probe. Umgekehrt wird bei einem zu plötzlichem Abfallen der Probenoberfläche der Kelvin-Strom zu klein, um ausgewertet werden zu können.

Jede Unebenheit kann, zumindest lokal, als Rampe, wie sie in Abbildung 4.19 dargestellt ist, betrachtet werden.

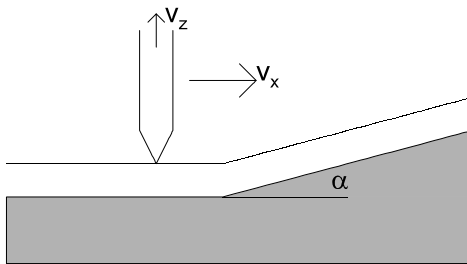


Abb. 4.19: Anstieg der Meßspitze an einer Rampe

Die maximal mögliche laterale Geschwindigkeit  $v_x$  kann wie folgt berechnet werden:

$$v_x = \frac{v_z}{\tan \alpha} \quad (4.36)$$

Dabei ist  $v_z$  die maximale Geschwindigkeit des Abstandspiezos, also die Geschwindigkeit, mit der die Meßspitze maximal angehoben oder abgesenkt werden kann.  $\alpha$  ist der maximal zu erwartende Steigungswinkel.

- Abstandsregelungen, bei denen die Kontaktpotentialdifferenz nicht vollständig durch eine externe Probenvorspannung kompensiert werden kann, wie etwa die Regelung über das Verhältnis der Harmonischen, haben generell den Nachteil, daß schon geringe Abstandsänderungen als Änderungen der Kontaktpotentialdifferenz fehlinterpretiert werden. Daher ist es unerlässlich, nach dem Anfahren eines neuen Punktes der Probenoberfläche die Wiederherstellung des vorgegebenen Abstands abzuwarten, bevor die Messung vorgenommen wird. Diese Wartezeit bewirkt eine erhebliche Verlangsamung des Meßvorganges.

Eine Berechnung der maximalen sinnvollen Scangeschwindigkeit ist aufgrund der Vielzahl der sie beeinflussenden Faktoren kaum möglich. Zweckmäßiger ist hier daher eine experimentelle Ermittlung der maximalen Scangeschwindigkeit. Dies erfolgt zum Beispiel, indem ein und dieselbe Linie nacheinander in beiden Richtungen abgescannt wird. Geht man davon aus, daß sich die Probe zwischen den beiden Messungen nicht verändert hat, so sind Unterschiede in den Meßergebnissen auf eine im Verhältnis zur Abstandsregelung zu hohe Scangeschwindigkeit zurückzuführen.

- Änderungen der Kontaktpotentialdifferenz erscheinen im Spektrum des Kelvin-Stroms als Seitenbänder zur Linie der Grundschwingung. Werden diese Seitenbänder durch zu schmalbandige Bandpaß-Filter abgeschnitten, so werden die zugehörigen Strukturen auf der Probe nicht dargestellt. Daher bleibt die zeitliche Änderung der gemessenen Kontaktpotentialdifferenz auf die halbe Bandbreite der Filter begrenzt. Für die maximale Anzahl  $N$  der je Sekunde gescannten Bildpunkte ergibt sich damit folgender Zusammenhang zur Filterbandbreite  $f_b$ :

$$N = \frac{f_b}{2} \quad [N] = \frac{BP}{s} \hat{=} \frac{1}{s}$$

### 4.3 Fehlerquellen

Nachfolgend soll der Einfluß systematischer, also nachvollziehbarer, Fehlerquellen auf die Genauigkeit der Messung der Kontaktpotentialdifferenz betrachtet werden. Andere, etwa durch äußere Einflüsse wie Bedienungsfehler, Erschütterungen oder elektromagnetische Einstreuungen verursachte Fehler entziehen sich aufgrund ihrer Unberechenbarkeit jeder systematischen Betrachtung. Sie können jedoch minimiert werden, indem während der Messungen stets konstante Bedingungen aufrechterhalten werden. Anzustreben ist darüber hinaus, sie durch kritische Betrachtung der erhaltenen Ergebnissen bei der Auswertung zu erkennen.

#### 4.3.1 Rauschen

Hier soll ausschließlich das Rauschen am Eingang des Strom-Spannungs-Wandlers betrachtet werden, da dieses aufgrund der nachfolgenden Verstärker mit Abstand am bedeutendsten sein sollte. Näherungsweise entspricht das Rauschsignal im Kelvin-Strom einem weißen Rauschen, also einer im Frequenzbereich gleichverteilten Rauschleistung. Dieses Rauschsignal wird dem Nutzsignal, also dem Kelvin-Strom überlagert.

Dieses Summensignal wird, um Topographie und Kontaktpotentialdifferenz zu messen, durch Bandpaß-Filter bearbeitet. Das Ausgangssignal und damit auch dessen Rauschanteil, entspricht dem Produkt aus Eingangssignal und Filterkennlinien. Das gemessene Signal kann daher wie folgt berechnet werden:

$$P_A(\omega) = P_E(\omega) \cdot K_1(\omega) \cdot K_2(\omega) \cdot \dots \cdot K_n(\omega) \quad (4.37)$$

da  $P_x = P_{xS} + P_{xN}$  ist, gilt:

$$P_A(\omega) = P_{AS}(\omega) + P_{AN}(\omega)$$

mit  $P_{AS}(\omega) = P_{ES}(\omega) \cdot K_1(\omega) \cdot K_2(\omega) \cdot \dots \cdot K_n(\omega)$

und  $P_{AN}(\omega) = P_{EN}(\omega) \cdot K_1(\omega) \cdot K_2(\omega) \cdot \dots \cdot K_n(\omega) \quad (4.38)$

---

dabei ist:	$P_A(\omega)$ :	bearbeitetes, gemessenes Signal
	$P_E(\omega)$ :	Eingangssignal, hier: Kelvin-Strom
	$P_{xS}(\omega)$ :	Nutzanteil eines Signals
	$P_{xN}(\omega)$ :	Rauschanteil eines Signals
	$K_i(\omega)$ :	Übertragungsverhalten eines Übertragungsgliedes, z.B. Filters

Nutz- und Rauschanteil des gemessenen Signals können also getrennt betrachtet werden. Gemäß Formel 4.38 ergibt sich der Rauschanteil des gemessenen Signals, also das für die Messung störende Signal, aus dem Produkt des Rauschens im Kelvin-Strom sowie der Übertragungsverhalten aller vorgeschalteter Filter und Verstärker.

Ein schmalbandigerer Filter wird also einerseits zu einer geringeren Rauschleistung im gemessenen Signal führen, andererseits jedoch begrenzt er, wie in Kapitel 4.2.5 dargelegt wurde, die Abtastfrequenz. Da sich also die Genauigkeit und die Geschwindigkeit der Messung gegenseitig begrenzen, müssen diese beiden Faktoren bei der Wahl der Filterbandbreiten gegeneinander abgewogen werden.

Vernachlässigt wurde bisher die Rückkoppelung des Rauschens in den Regelkreisen für Abstand und, falls geregelt, Probenvorspannung. Vorausgesetzt, daß die Regelung im stabilen Bereich arbeitet, ein Störsignal also mit der Zeit abklingt, bleibt die rückgekoppelte Rauschleistung stets vergleichsweise klein.

Zu beachten ist dabei jedoch, daß bei Meßverfahren, bei denen die gemessene Kontaktpotentialdifferenz durch Abweichungen des Abstands vom Sollwert beeinflusst wird, wie etwa bei der Regelung des Abstands über das Verhältnis der Harmonischen, Störsignale in der Abstandsregelung auf die gemessene Kontaktpotentialdifferenz übertragen werden. Die bei diesen Meßverfahren erreichbare Potentialauflösung bleibt daher stets hinter der einer konventionellen Kelvin-Sonde gleicher Fläche zurück.

### 4.3.2 Sondengeometrie

Der bisher betrachtete Fall, also zwei parallele Platten unter Vernachlässigung der Randeffekte, ist in der Praxis kaum zu verwirklichen. Vielmehr kommt es, bedingt durch das inhomogene elektrische Feld zwischen Sonde und Probe, zu mehr oder weniger großen Änderungen des Kelvin-Stroms gegenüber dem bisher betrachteten Modell.

So bewirken die Randeffekte eine Vergrößerung der jeweils betrachteten Fläche, das Abbild der Oberfläche wird dadurch gewissermaßen verschmiert. Beim realen Plattenkondensator etwa wird davon ausgegangen, daß das Streufeld eine seitliche Ausdehnung über die Plattenränder hinaus hat, die in der Größenordnung des Plattenabstands liegt. Die Auswirkungen des Streufeldes sind in der Praxis meist noch wesentlich größer als bei einem realen Plattenkondensator, da nicht nur die Frontfläche, sondern auch die Flanken der Meßspitze Ausgangspunkt von Feldlinien sind. Die Randeffekte sind daher um so größer, je mehr die Form der Sondenspitze von der einer ebenen Platte parallel zur Probenoberfläche abweicht.

Die Auswirkungen des Streufeldes können verringert werden, indem der mittlere Abstand zwischen Probe und Sonde klein im Verhältnis zu den Abmessungen der Sondenspitze gehalten wird und eine seitlich abgeschirmte Sonde mit einer möglichst ebenen Spitze verwendet wird. Die Herstellung einer solchen Meßspitze ist in [7] beschrieben.

Einen weiteren, nicht unbedeutenden Einfluß hat die Sondengeometrie, wenn zur Abstandsregelung das Verhältnis der Harmonischen herangezogen wird. Hier ist das Verhältnis  $a_2/a_1$  der ersten Oberschwingung zur Grundschiwingung und damit die Genauigkeit der Abstandsregelung bei jeweils gleichem Modulationsgrad  $m$  bei parallelen Platten am größten. Schon ein geringer Neigungswinkel der Platten zueinander führt zu einer Verringerung des Verhältnisses. Eine kugelförmige Meßspitze bewirkt eine weitere Verringerung der Empfindlichkeit der Abstandsregelung, also ist es auch hier günstig, die Sondenspitze so flach wie möglich zu halten. Einen Extremfall stellt hier eine hyperbolische Spitze dar. Da hier, bedingt durch den linearen Zusammenhang zwischen Abstand und Kapazität, keinerlei Oberschwingungen generiert werden, kann eine hyperbolische Spitze nicht zusammen mit einer Abstandsregelung über das Verhältnis der Harmonischen benutzt werden. In [20] befasst sich Ederle äußerst umfassend mit dem Einfluß der Sondengeometrie auf den gemessenen Kelvinstrom. Insbesondere leitet er die hier aufgeführten Zusammenhänge mathematisch her.

Bei einer Regelung des Abstandes über das Verhältnis der Harmonischen führt eine Neigung der Platten zueinander zum Abweichen des Abstandes vom Sollwert. Eine Vergrößerung der Neigung, etwa an einer Rampenform auf der Probenoberfläche, führt bei konstant gehaltenem Verhältnis der Harmonischen zur Vergrößerung des Modulationsgrades und damit zur Verringerung des Abstandes. Bei einer Regelung des Abstandes über das Verhältnis der Harmonischen kann auch die gemessene Kontaktpotentialdifferenz, bedingt durch die Abhängigkeit vom mittleren Abstand, durch geneigte Flächen auf der Probe verfälscht werden. Mäckel [3] und, auch hier sehr umfassend, Ederle [20] betrachten die Problematik der Sondengeometrie bei der Abstandsregelung über das Verhältnis der Harmonischen in ihren Werken weitergehend.

Auch beim modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop, also bei der Abstandsregelung über die Kapazitätsmessung, beeinflusst, wie schon in Abschnitt 4.2.3.4 gezeigt, jede Abweichung vom idealen Plattenkondensator den mittleren Abstand. Da hier jedoch, im Gegensatz zur Abstandsregelung über das Verhältnis der Harmonischen, die Kontaktpotentialdifferenz vollständig kompensiert wird und damit direkt gemessen werden kann, bleibt die Sondengeometrie ohne Einfluß auf die gemessene Kontaktpotentialdifferenz, ein systematischer Fehler tritt also nicht auf. Lediglich der Einfluß auf die maximal erreichbare Genauigkeit muß berücksichtigt werden, da ein Winkel zwischen den Oberflächen von Probe und Sonde zu einer Verringerung des Kelvin-Stroms und damit zu einem geringeren Signal-Rausch-Verhältnis führt. Auch isolierende Schichten auf der Probe und Streufelder beeinflussen die Amplitude des Kelvin-Stroms, wobei Streufelder zusätzlich auch hier zu einer Vergrößerung der betrachteten Fläche und damit zu einer Verringerung der räumlichen Auflösung führen. Weitergehend wird der Einfluß von Sondengeometrie, Streufeldern und isolierenden Schichten auf ein moduliertes Raster-Kelvin-Mikroskop durch Ren [4] betrachtet.

### 4.3.3 Übersprechen des Anregungssignals

Die geringe räumliche Entfernung zwischen dem mit hohen Spannungen betriebenen Schwingungspiezo und der mit dem hochempfindlichen Eingang des Strom-Spannungs-Wandlers verbundenen Meßspitze begünstigt eine kapazitive Einkoppelung des Anregungssignals in den Kelvin-Strom. Dadurch wird dem gemessenen Strom ein Wechselstrom mit der Frequenz der Anregungsspannung hinzugefügt. Da nahezu jedes Raster-Kelvin-Mikroskop zur Messung

---

der Kontaktpotentialdifferenz die Grundschiwingung des Kelvin-Stroms auswertet, werden hierdurch die Ergebnisse der Messung beeinflusst.

Vergleichsweise unbedeutend ist der Einfluß des eingestreuten Anregungssignales bei einem Raster-Kelvin-Mikroskop mit Abstandsregelung über das Verhältnis der Harmonischen. Zwar wird das eingestreuete Signal zum eigentlichen spektralen Anteil der Grundschiwingung addiert, jedoch muß vor der Messung ohnehin eine Kalibrierung des Meßgerätes vorgenommen werden, so daß hier das Übersprechen des Anregungssignales ohne nennenswerte Auswirkungen bleibt.

Beim modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop hingegen ist, bedingt durch die vollständige Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz, keine Kalibrierung notwendig. Das eingestreuete Anregungssignal kann hier zu einer Verschiebung der Potentialdifferenz führen, was eine sonst nicht erforderliche Kalibrierung zur Vermeidung von Meßfehlern nötig werden ließe. Bei einem störenden Übersprechen des Anregungssignales kann auch, statt nach jeder wesentlichen Änderung am Meßaufbau das Gerät zu kalibrieren, die erste Oberschiwingung des Kelvin-Stroms anstelle der Grundschiwingung verwendet werden. Bei einer Anregung des Schwingungspiezos mit einer reinen Sinusschiwingung bleibt dann die Einstreuung des Anregungssignales ohne Einfluß. Der Nachteil dieser Lösung liegt in der für kleine Modulationsgrade ( $m < 0,8$ ) kleineren Amplitude der ersten Oberschiwingung, die zu einer Verringerung des Signal-Rausch-Verhältnisses und damit einer schlechteren Auflösung der Austrittsarbeit führt.

## 4.4 Einsatzmöglichkeiten des Raster-Kelvin-Mikroskops

### 4.4.1 Voraussetzungen

Grundvoraussetzung für eine Untersuchung mit dem Raster-Kelvin-Mikroskop ist die Leitfähigkeit der Probenoberfläche. Eine vollständig, also auch in der Tiefe, leitfähige Probe hat hierbei den Vorteil, daß sie auf der Rückseite kontaktiert werden kann. Proben, die nur an der Oberfläche leitfähig sind, können im Gegensatz dazu nur auf der Vorderseite kontaktiert werden, wodurch eine Störung der elektrischen Eigenschaften und damit eine Verfälschung der Messung droht.

Die Topographie der Probenoberfläche ist in ihrer maximalen Steilheit eingeschränkt, eine zu große Steigung würde zu Meßfehlern, schlimmstenfalls auch zu Schäden an der Probe oder an der Meßspitze führen.

Über der elektrisch leitfähigen Probe kann es eine nicht leitende Schicht, etwa Oxid oder Lack, geben. Die maximale Dicke dieser Schicht ist begrenzt, da sie von der Abstandsregelung des Raster-Kelvin-Mikroskopes nicht als Teil der Probe erkannt, sondern vielmehr als Luftschicht fehlinterpretiert wird. Insbesondere bei isolierenden Schichten mit geringer relativen Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_r$  droht hierdurch ein Kontakt zwischen Probe und Sonde. Bei der Vorgabe des Sollwerts für den mittleren Abstand sind also etwaige nicht elektrisch leitende Schichten zu berücksichtigen.

Ein weiterer Faktor, der die Einsatzmöglichkeiten des Raster-Kelvin-Mikroskopes begrenzt, ist das elektrische Feld zwischen Probe und Sonde. Besonders empfindliche Probenoberflächen können dadurch verändert werden.



#### 4.4.2 Messungen an biologischen Strukturen

Unter den denkbaren Proben biologischer Herkunft gewinnt die DNS, der Träger der Erbinformationen, zunehmend an Bedeutung. Bereits heute ist die Position einiger wichtiger Erbmerkmale auf den Chromosomen bei Mensch, Tier und Pflanze bekannt. Dadurch wird es möglich, zum einen beim Menschen genetische Defekte frühzeitig, also möglichst noch vor der Geburt, zu erkennen, um so entsprechende Maßnahmen zur Behandlung ergreifen zu können, und zum anderen bei der Tier- und Pflanzenzucht erwünschte Merkmale auszuwählen, um damit den zeitraubenden Zufallsfaktor mehr und mehr auszuschließen. Aber auch die Gentechnik, also die gezielte Veränderung von Erbinformationen, gewinnt trotz der ihr derzeit noch entgegengebrachten Skepsis zunehmend an Bedeutung und kann schon jetzt erste Ergebnisse, so etwa ergiebiger und zugleich resistenterer Nutzpflanzen und Bakterienkulturen, die Medikamente wie Insulin produzieren, vorweisen.

Von zunehmender Bedeutung ist weiterhin die Erkennung und Unterscheidung von Viren bereits im Frühstadium einer Infektion. Da sich die frühen Symptome vieler Viruserkrankungen gleichen und auch ein Antikörpertest erst in späteren Stadien aussagekräftig ist, werden Testverfahren benötigt, die den Virus selbst erkennen. Dabei gibt es bereits chemische Verfahren, die Viren an ihren Hüllenproteinen erkennen können. Viele Viren jedoch verändern häufig ihre Hüllenproteine, was sie für entsprechende Testverfahren wie auch für das Immunsystem schwer erkennbar macht. Deshalb erscheint es zweckmäßiger, charakteristische Abschnitte der DNS der Viren, gewissermaßen also deren Signatur, zu suchen.

Bei vielen Untersuchungen am Genom, sei es nun zu diagnostischen Zwecken oder für die Grundlagenforschung, benötigt man sichere, schnelle und preisgünstige Verfahren zur Erkennung gewisser Basensequenzen. Erfolgversprechend erscheint hier die Untersuchung mit dem Raster-Kelvin-Mikroskop.

Die Grundlagen dafür wurden am Department of Chemistry der University of Toronto entwickelt. Dabei werden zunächst die Basensequenzen, nach denen man später in den Proben suchen will, isoliert, gewissermaßen als Muster. Diese DNS-Abschnitte werden nun aufgespalten, statt der gewöhnlichen, doppelsträngigen DNS liegt die Basensequenz jetzt in einer einsträngigen Form vor, der sogenannten single-stranded DNA (ssDNA). Diese wird jetzt auf der Oberfläche eines Silizium-Chips immobilisiert, wobei auch denkbar ist, verschiedene DNS-Abschnitte in einem Raster auf dem Chip zu verteilen, wodurch nach mehreren Erbmerkmalen gleichzeitig gesucht werden kann. Da jede der vier in der DNS vorkommenden Basen mit genau einer anderen komplementär ist, sich bei der Hybridisierung also nur mit genau einer Base verbinden kann, kann auch nur ein passendes Stück ssDNA sich mit dem auf dem Chip immobilisierten verbinden, wodurch eine Art Schlüssel-Schloß-System entsteht.

Im Gegensatz zur zweisträngigen DNS besitzt die ssDNA ein ausgeprägtes elektrisches Dipolmoment, das die Austrittsarbeit und damit das Kontaktpotential der Chip-Oberfläche verändert. Behandelt man die Chip-Oberfläche mit einer Lösung der zu untersuchenden ssDNA und vergleicht die Messungen mit dem Raster-Kelvin-Mikroskop vor und nach der Behandlung, so wird sich dort, wo eine Hybridisierung stattgefunden hat, die Kontaktpotentialdifferenz (CPD) verändern. Damit ist ein einfacher Nachweis der gesuchten DNS-Sequenz in der Lösung möglich.

Erste Versuche zu Messungen an biologischen Strukturen sind in [52] dokumentiert. Dabei stellte sich heraus, daß biologische Strukturen mit einem Raster-Kelvin-Mikroskop darstellbar sind. Problematisch war hier der Einfluß des elektrischen Gleichfeldes zwischen Probe und Sonde, durch das polare Biomoleküle, insbesondere DNS, regelrecht von der Sonde mitgezogen wurden. Abbildung 4.20 zeigt das Ergebnis einer Messung mit dem in [52] beschriebenen Raster-Kelvin-Mikroskop an einer Oberfläche, auf die DNS aufgebracht worden ist.

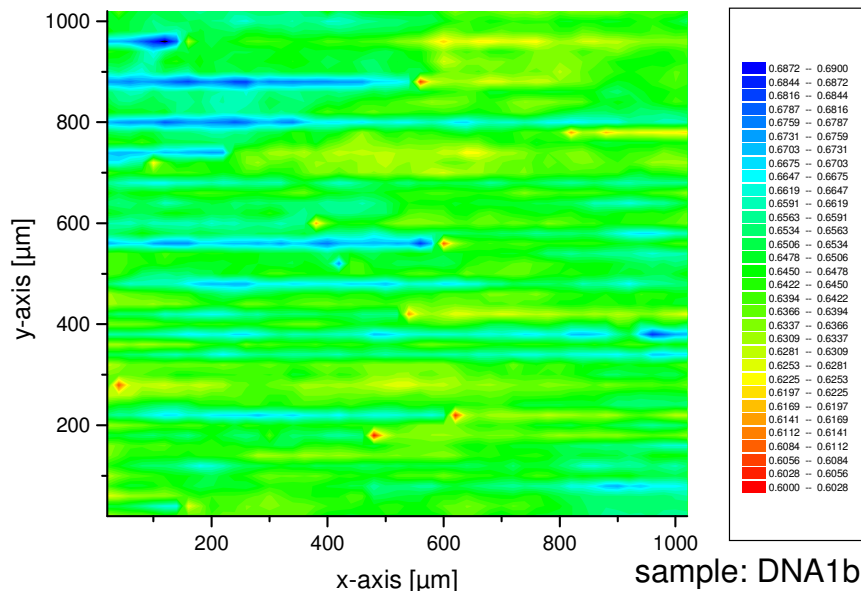


Abb. 4.20: Ergebnis einer Messung an einer DNS-Probe (aus [52])

Die Abtastung der Probe erfolgte hier von links nach rechts, diese Scanrichtung spiegelt sich in den horizontalen Strukturen wieder. Hier liegt die Vermutung nahe, daß diese Strukturen erst durch den Meßvorgang entstehen, daß also die DNS-Molekülketten neu ausgerichtet werden. Bei der Untersuchung einer gleichartigen Probe mit einem Raster-Tunnel-Mikroskop an der University of Toronto wurden ähnliche Strukturen beobachtet. Unabhängig von den bei Messungen mit dem Raster-Kelvin-Mikroskop erzielten Ergebnissen kam man auch hier zu dem Schluß, daß die DNS-Moleküle durch das elektrische Feld zwischen Sonde und Probe umverteilt werden, wodurch die in Scanrichtung ausgerichteten Strukturen entstehen. Die beiden beschriebenen Fälle haben die Gemeinsamkeit, daß zwischen Probe und Sonde ein starkes elektrisches Gleichfeld existiert. Bei Messungen mit einem modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop an biologischen Proben an der University of Toronto [50] wurde eine solche Veränderung nicht festgestellt, was die Annahme, daß das Gleichfeld hierfür verantwortlich ist, bestätigt.

In weiteren Versuchen wurde am Department of Chemistry der University of Toronto mit einem Microarrayer DNS, die teils als einsträngige DNS und teils in hybridisierter Form vorliegt, auf eine Siliziumprobe aufgebracht. Ein Microarrayer ordnet kleine Mengen verschiedener Proben in einem Raster auf einer Oberfläche an. Diese Probe wurde mit dem in [52] beschriebenen Raster-Kelvin-Mikroskop gescannt, das freundlicherweise von der University of Toronto bereitgestellte Meßergebnis ist in Abbildung 4.21 dargestellt.

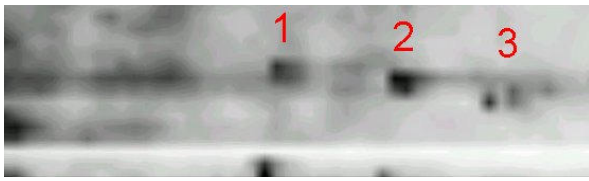


Abb. 4.21: Mit einem Microarrayer hergestellte Probe

Die mit 1 bis 3 bezeichneten Punkte sind Teil einer Linie im Raster des Microarrays, die beiden teilweise sichtbaren Punkte am unteren Rand der Abbildung sind Teil einer zweiten Linie. Deutlich erkennbar ist, daß die Punkte 1 und 2 deutlich ausgeprägt sind, während Punkt 3 teilweise blasser erscheint. Als Erklärung bietet sich hier an, daß an den blasser erscheinenden Stellen hybridisierte DNS vorliegt. Das Raster-Kelvin-Mikroskop ist somit tatsächlich in der Lage, zwischen einsträngiger und hybridisierter DNS zu unterscheiden. Ein Einsatz in der Biochemie erscheint also erfolgversprechend.

Die hier beschriebenen Untersuchungen an biologischen Strukturen wurden durch Cheran, Chacko, Zhang und Thompson [50] am Department of Chemistry der University of Toronto mit einem dort entwickelten modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop fortgesetzt. Dabei konnte die Nachweisbarkeit der hybridisierten DNS nochmals bestätigt werden.

Bottomley, Coury und First berichten in [29] über Messungen mit anderen Raster-Sonden-Verfahren an biologischen Proben. Zur Übertragbarkeit auf die Raster-Kelvin-Mikroskopie liegen jedoch bisher kaum Informationen vor, hier sind weitere Messreihen erforderlich.

### 4.4.3 Halbleitertechnik

Halbleiter verschiedener Dotierung unterscheiden sich durch den Abstand zwischen Fermi-Niveau und Leitungsband und damit durch ihre Austrittsarbeiten. Eine aus Halbleitern unterschiedlicher Dotierung bestehende Probe kann also durch punktweise Messung der Kontaktpotentialdifferenz zu einer Sonde mit bekannter Austrittsarbeit betrachtet werden.

Da jeder Vorgang in einem Halbleiterbauelement aus den elektrischen Verhältnissen im Halbleiterkristall resultiert, wird immer eine Veränderung der elektrischen Potentiale damit einhergehen. Bei lateral, also an der Oberfläche des Halbleiterkristalls, aufgebauten Bauelementen ist der Potentialverlauf an der Oberfläche aussagekräftig bezüglich der Vorgänge in den Strukturen des Bauelements. Da das Raster-Kelvin-Mikroskop, im Gegensatz zu den meisten anderen mikroskopischen Meßverfahren, Potentiale direkt darzustellen vermag, können oberflächennahe Raumladungszonen, wie sie etwa an p-n-Übergängen existieren, beobachtet werden. Es ist mit dem Raster-Kelvin-Mikroskop also möglich, einem Halbleiterbauelement gewissermaßen bei der Arbeit zuzusehen.

Mäckel [3] zählt die durch das Raster-Kelvin-Mikroskop erfüllten Anforderung an ein Meßinstrument für die Halbleitertechnik wie folgt auf:

- Die Messung erfolgt berührungslos.
- Es ist keine Probenpräparation notwendig.
- Die Proben können nach der Messung weiter verarbeitet werden.

- Das Meßverfahren ist reinraumtauglich, es ist also keine räumliche Trennung von Herstellung und Messung nötig.
- Das Meßverfahren ist in der Lage, Störquellen im Herstellungsprozeß aufzuzeigen.
- Es handelt sich um ein abbildendes Meßverfahren.

Mäckel [3] berichtet über erste Probemessungen an Halbleiterstrukturen. Dabei stellte sich heraus, daß mit dem Raster-Kelvin-Mikroskop sowohl Unterschiede in der Dotierung als auch der Einfluß von Lichteinstrahlung auf die Austrittsarbeit erkannt werden. Weiterhin konnte man auch dünne Schichten mit einer abweichenden Austrittsarbeit, wie etwa Oxidschichten, sowie polare Schichten auf der Probenoberfläche nachweisen. Polare Schichten sind in der Halbleitertechnik in erster Linie Kontaminationen mit zur Reinigung der Proben verwendeten organischen Lösungsmitteln, wie Aceton, Methanol oder Äthanol. Auch das als Haftvermittler für Fotolacke eingesetzte Hexamethyldisilasan (HMDS) bildet eine polare Schicht auf der Siliziumoberfläche. Insbesondere der Nachweis solcher oft nur monomolekularen Schichten gestaltet sich mit anderen Meßverfahren schwierig. So wären solche Schichten beispielsweise mit Hilfe der Auger-Elektronen-Spektroskopie problemlos nachweisbar, jedoch würde hier das Meßobjekt durch die Messung verändert, wenn nicht zerstört.

Zusammenfassend wird in [3] das Raster-Kelvin-Mikroskop als ein für Untersuchungen an Halbleitern sehr gut geeignetes Instrument bewertet.

### 4.4.4 Werkstoffforschung

Viele Eigenschaften von Werkstoffen stehen in engem Zusammenhang mit der Austrittsarbeit an ihrer Oberfläche. So können sich etwa Korngrenzen und chemische Veränderungen auf die Austrittsarbeit auswirken.

Die Fähigkeit, durch dünne isolierende Schichten wie Oxid oder Lack hindurch Materialfehler zu erkennen, macht das Raster-Kelvin-Mikroskop auch für die Materialforschung interessant. So wurden an der Universität der Bundeswehr München Messungen an von der Firma Schmalbach-Lubeca zur Verfügung gestellten lackierten Dosenblechen durchgeführt. Diese Bleche wurden mechanischen oder chemischen Einflüssen ausgesetzt und danach mehrere Stunden lang mit Säuren behandelt. Die Untersuchung mit dem Raster-Kelvin-Mikroskop ergab, daß die Austrittsarbeit an den Stellen, an denen der Lack beschädigt wurde, von der restlichen Probenoberfläche abwich, also das Blech unter den beschädigten Stellen im Lack oxidiert war. Jedoch wurde die räumliche Auflösung durch den, bedingt durch die Dicke der Lackschicht, großen mittleren Abstand zwischen Probe und Sonde und die dadurch erforderliche große Sondenfläche begrenzt.

Weitere Anwendungsmöglichkeiten des Raster-Kelvin-Mikroskops in der Werkstoffforschung sind vor allem in der Untersuchung der Struktur von Metallen sowie von Veränderungen an deren Oberfläche, insbesondere Korrosion, zu finden.

## 5 Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

An dieser Stelle soll eine Möglichkeit der schaltungstechnischen Realisierung dargestellt werden. Viele der bisher vorgestellten Raster-Kelvin-Mikroskope basieren auf industriell gefertigten analogen Filtern und Lock-In-Verstärkern, was den Schaltungsaufwand in Grenzen hält. Im Gegensatz dazu wird nachfolgend der Entwurf einer diskret aufgebauten Schaltung vorgestellt.

### 5.1 Theorie zur teildigitalen Steuerung

#### 5.1.1 Begriffsdefinition

Der Begriff „teildigitale Steuerung“ wird hier zur Abgrenzung gegenüber den bisher gebräuchlichen vollständig analogen Lock-In-Verstärkern benutzt. Abbildung 5.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines solchen Lock-In-Verstärkers.

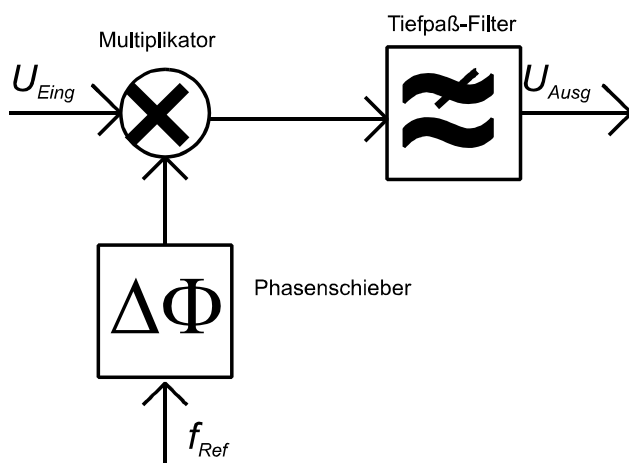


Abb. 5.1: Blockschaltbild eines analogen Lock-In-Verstärkers

Das zu untersuchende Signal  $U_{\text{Eing}}$  wird mit dem Referenzsignal mit der Frequenz  $f_{\text{Ref}}$ , die gleich der im Eingangssignal gesuchten Frequenz ist, multipliziert. Die entstehenden Mischprodukte werden durch einen Tiefpaß in ihrer Frequenz begrenzt, so daß am Ausgang der Schaltung, eine aus Harmonischen der Referenzspannung bestehende Eingangsspannung vorausgesetzt, eine Gleichspannung  $U_{\text{Ausg}}$  entsteht, die abhängig von Amplitude und Phasenlage der Teilspannung mit der Referenzfrequenz in der Eingangsspannung ist. Durch einen in den Signalpfad des Referenzsignals geschalteten Phasenschieber ist es möglich, eine eventuelle Phasenverschiebung zwischen Eingangssignal und Referenzsignal auszugleichen. Da diese Schaltung phasensensitiv ist, kann das Vorzeichen des Teilsignals mit der Referenzfrequenz bestimmt werden. Dieser Lock-In-Verstärker ist somit geeignet, sowohl den Anteil der Modulationsfrequenz als auch den der Anregungsfrequenz aus dem Kelvin-Signal herauszufiltern.

Im Gegensatz zu dieser analogen Anordnung sollen bei der im folgenden zu beschreibenden teildigitalen Anordnung mehrere Elemente des Lock-In-Verstärkers, wie Phasenschieber und Multiplikator, durch digitale Schaltungen ersetzt werden. Anders als bei einer volldigitalen

Schaltung wird das zu untersuchende Signal dabei nicht digitalisiert und in digitaler Form weiterverarbeitet, sondern als analoges Signal durch eine digital gesteuerte Schaltung bearbeitet.

### 5.1.2 Funktionsprinzip

Abbildung 5.2 zeigt das Blockschaltbild eines Lock-In-Verstärkers, bei dem das Meßsignal durch eine digital gesteuerte Schaltung verändert wird, um den Anteil bei einer bestimmten Frequenz mit einer bestimmten Phasenlage herauszufiltern.

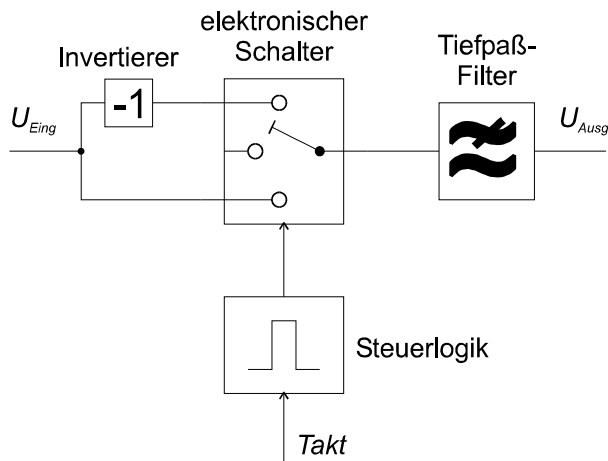


Abb. 5.2: Blockschaltbild eines teildigitalen Lock-In-Verstärkers

Das Eingangssignal  $U_{Eing}$  wird, einmal invertiert und einmal unverändert, auf den Eingang eines elektronischen Schalters oder Multiplexers gegeben. Dieser Schalter wird durch eine Steuerlogik, die ein aus der Schaltung zur Erzeugung der im Meßsignal nachzuweisenden Frequenz entnommenes Taktsignal auswertet, derart angesteuert, daß für ein Maximum im Anteil der gesuchten Frequenz das unveränderte Signal und für ein Minimum das invertierte Signal durchgeschaltet wird. Der nachgeschaltete Tiefpaß eliminiert aus dem Ausgangssignal des Schalters hohe Frequenzen, die einerseits aus den Schaltvorgängen und andererseits aus nicht mit der gesuchten Frequenz korrelierten Signalen resultieren. Sein Ausgangssignal  $U_{Ausg}$  entspricht ungefähr dem Ausgangssignal eines analogen Lock-In-Verstärkers.

Die einzelnen Signale des teildigitalen Lock-In-Verstärkers, also das Eingangssignal, das zur Bewertung des Eingangssignals verwendete Ausgangssignal der Steuerlogik und das Ausgangssignal des elektronischen Schalters vor und nach Glättung durch den Tiefpaß-Filter, sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Dabei ist hier das Eingangssignal gleich der gesuchten Frequenz mit der gesuchten Phasenlage.

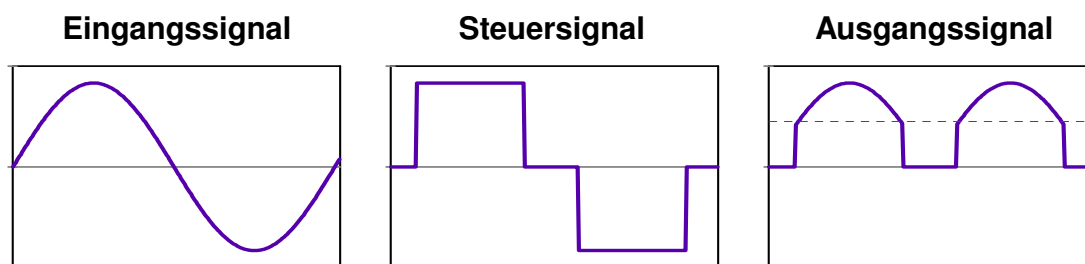


Abb. 5.3: Grundprinzip der Verarbeitung des analogen Eingangssignals

Im Zeitbereich läßt sich also die Signalverarbeitung durch die Multiplikation des Eingangssignals mit dem Bewertungs- oder Steuersignal beschreiben. Das Produkt dieser Multiplikation hat, ein geeignetes Bewertungssignal vorausgesetzt, keinerlei negative Anteile mehr. Nach einer weiteren Bearbeitung des Ausgangssignals in einem Tiefpaß-Filter nähert sich das Signal, abhängig von Grenzfrequenz und Güte des Filters, dem Mittelwert des Produktsignals an. Dieser Mittelwert, im Diagramm des Ausgangssignals in Abbildung 5.3 gestrichelt eingezeichnet, ist proportional zur Amplitude des Eingangssignals. Die teildigitale Schaltung ist somit in der Lage, den Anteil der gesuchten Frequenz im Eingangssignal zu ermitteln.

Abbildung 5.4 zeigt am Beispiel der im Vergleich zum Nutzsinal 2- und 3-fachen Frequenz als Eingangssignal die Reaktion des Systems auf andere als den gesuchten Frequenzanteil.

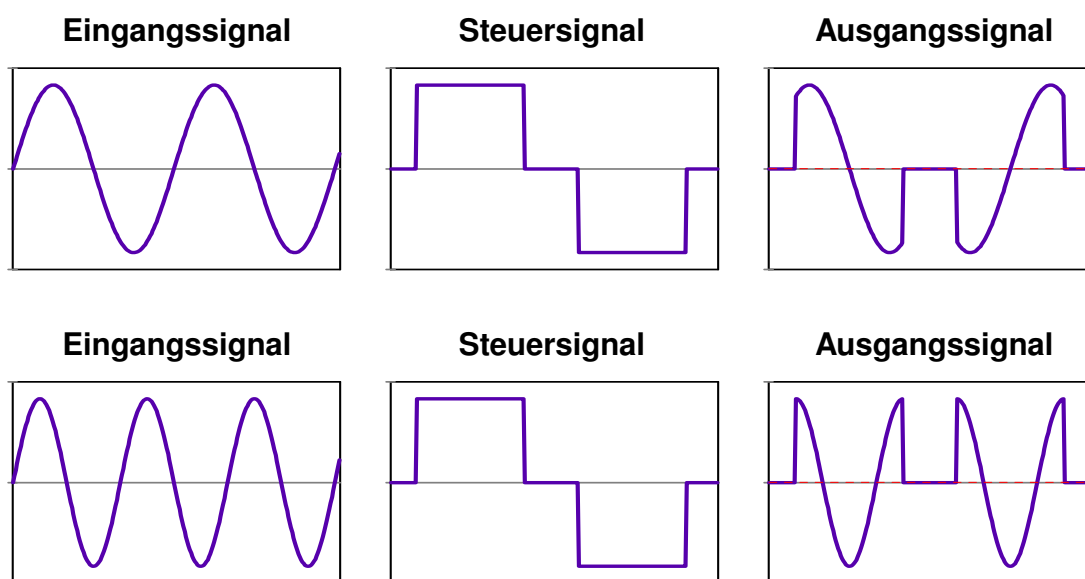


Abb. 5.4: Verhalten bei Vielfachen der gesuchten Frequenz

Wie aus der Mittelwert-Linie in den Diagrammen der Ausgangssignale deutlich ersichtlich ist, führen die Vielfachen der zu betrachtenden Frequenz im Eingangssignal nur zu vergleichsweise geringen Ausgangssignalen nach dem Tiefpaß-Filter. Unter hinsichtlich Form und Phasenlage des Steuersignals besonders günstigen Umständen kann der Gleichanteil im Ausgangssignal sogar völlig verschwinden. Der verbleibende Gleichanteil in der Ausgangsspannung ist, verglichen mit dem bei Eingang des gesuchten Signals entstehenden, recht klein. Dadurch ist eine Störung der Messung beziehungsweise Regelung durch die Harmo-

nischen der Anregungsfrequenz beziehungsweise der Modulationsfrequenz kaum zu erwarten. Vollkommen ausgeschlossen kann eine Störung werden, wenn mit einem Tiefpaß-Filter die Harmonischen aus dem Eingangssignal entfernt werden.

### 5.1.3 Mathematische Betrachtung der Signalverarbeitung

#### 5.1.3.1 Betrachtung im Zeitbereich

Im Zeitbereich kann das Signal am Ausgang eines Übertragungsgliedes durch die Faltung des Eingangssignals mit der Übertragungsfunktion berechnet werden. Sinngemäß ist bei einer Aneinanderreihung von Übertragungsgliedern die Gesamtübertragungsfunktion gleich dem Faltungsprodukt der einzelnen Übertragungsfunktionen. Das Ausgangssignal der in Abbildung 5.2 gezeigten Schaltung errechnet man somit durch die Multiplikation des Eingangssignals mit dem Bewertungssignal des Multiplexers und Faltung des Produktes mit der Übertragungsfunktion des Tiefpaß-Filters.

$$u_{Ausg}(t) = u_{Eing}(t) \cdot k_{Steuer}(t) * k_{TP}(t) \quad (5.1)$$

mit:  $u_{Eing}(t)$ : Eingangsspannung der Schaltung  
 $u_{Ausg}(t)$ : Ausgangsspannung der Schaltung  
 $k_{Steuer}(t)$ : von der Steuerlogik ausgegebenes Steuer- oder Bewertungssignal  
 $k_{TP}(t)$ : Übertragungsfunktion des Tiefpaß-Filters

Die Eingangsspannung ist im Fall eines modulierten Raster-Kelvin-Mikroskops proportional zum aus (4.21) bekannten Kelvin-Strom  $i(t)$ . Es gilt somit:

$$u_{Eing}(t) = Z_{U/I} \cdot i(t) = Z_{U/I} \cdot \left( \frac{\varepsilon A}{d_0(1+m\cos\omega_r t)} \cdot \omega_m U_m \cos\omega_m t + [\Delta\Phi + U_p + U_m \sin\omega_m t] \frac{\varepsilon A \omega_r m \sin\omega_r t}{d_0(1+m\cos\omega_r t)^2} \right) \quad (5.2)$$

$Z_{U/I}$  ist dabei der Faktor, um den der U/I-Wandler einschließlich aller nachgeschalteten Verstärker den Kelvin-Strom bei der Umwandlung in ein Spannungssignal verstärkt.

Das die Verarbeitung des Kelvin-Signals steuernde Bewertungssignal  $k_{Steuer}(t)$  ist durch die Zeitpunkte des Öffnen und Schließens der elektronischen Schalter bestimmt. Das Steuersignal ist demzufolge:

$$k_{Steuer}(t) = \left\{ \begin{array}{l} 1 \text{ für } t_{ein,pos} < t - nT < t_{aus,pos} \\ 0 \text{ für } t_{aus,pos} < t - nT < t_{ein,neg} \\ -1 \text{ für } t_{ein,neg} < t - nT < t_{aus,neg} \\ 0 \text{ für } t_{aus,neg} < t - nT < t_{ein,pos} \end{array} \right\} \quad (5.3)$$



## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

---

Dabei sind:

- $n \in \mathbb{N}$  eine natürliche Zahl
- $T$  Periode des zu betrachtenden Signals
- $t_{\text{ein,pos}}$  Einschaltzeitpunkt für positives Signal
- $t_{\text{aus,pos}}$  Ausschaltzeitpunkt für positives Signal
- $t_{\text{ein,neg}}$  Einschaltzeitpunkt für negatives Signal
- $t_{\text{aus,neg}}$  Ausschaltzeitpunkt für negatives Signal

Die zeitliche Abfolge der Schaltzeitpunkte ist so festgelegt, daß erst der Schalter für das unveränderte Eingangssignal geschlossen und geöffnet wird und dann, ohne eine Überschneidung der Schließzeiten, der Schalter für das invertierte Signal. Es gilt daher:

$$t_{\text{ein,pos}} < t_{\text{aus,pos}} < t_{\text{ein,neg}} < t_{\text{aus,neg}}$$

In der nachfolgenden Abbildung ist das Steuer- oder Bewertungssignal einschließlich der aus Gleichung 5.3 bekannten Ein- und Ausschaltzeitpunkte für das invertierte und das unveränderte Signal dargestellt.

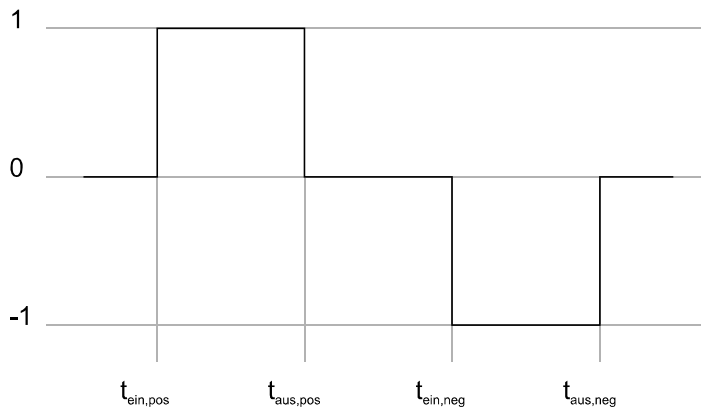


Abb. 5.5: Schaltzeitpunkte im Bewertungssignal

Bei geeigneter Dimensionierung des Tiefpaß-Filters kann anstelle der Faltung mit der Übertragungsfunktion des Filters der Mittelwert des bearbeiteten Signals ermittelt werden. Angeähert ist die Ausgangsspannung also:

$$u_{\text{Ausg}}(t) \approx \frac{1}{T} \int_0^T (U_{\text{Eing}}(t) \cdot k_{\text{Steuer}}(t)) dt \quad (5.4)$$

Beim Einsetzen von (5.2) in (5.4) können die Bereiche, in denen  $k_{\text{Steuer}}(t)$  gleich Null ist, im Integral unberücksichtigt bleiben. Zu betrachten sind somit nur die Bereiche, in denen einer der beiden Schalter geschlossen ist. Somit erhält man:

$$u_{Ausg} \approx \frac{1}{T} Z_{U11} \cdot \left( \int_{t_{ein,pos}}^{t_{aus,pos}} \left( \frac{\varepsilon A}{d_0(1+m\cos\omega_r t)} \cdot \omega_m U_m \cos\omega_m t + [\Delta\Phi + U_P + U_m \sin\omega_m t] \frac{\varepsilon A \omega_r m \sin\omega_r t}{d_0(1+m\cos\omega_r t)^2} \right) dt - \int_{t_{ein,neg}}^{t_{aus,neg}} \left( \frac{\varepsilon A}{d_0(1+m\cos\omega_r t)} \cdot \omega_m U_m \cos\omega_m t + [\Delta\Phi + U_P + U_m \sin\omega_m t] \frac{\varepsilon A \omega_r m \sin\omega_r t}{d_0(1+m\cos\omega_r t)^2} \right) dt \right) \quad (5.5)$$

Eine Vereinfachung dieser Gleichung ist nur dann möglich, wenn Einschränkungen der Bewertungsfunktion hinsichtlich Periode und Symmetrie vorgenommen werden. Daher muß an diesem Punkt zwischen der bei der Anregungsfrequenz arbeitenden Auswertung für die Messung der Kontaktpotentialdifferenz und der bei der Modulationsfrequenz betriebenen Schaltung für die Abstandsregelung unterschieden werden. Die Perioden des jeweiligen Bewertungssignals sind demzufolge:

$$T_r = \frac{1}{f_a} = \frac{2\pi}{\omega_r} \quad \text{für die Kontaktpotentialdifferenz-Messung}$$

$$T_m = \frac{1}{f_b} = \frac{2\pi}{\omega_m} \quad \text{für die Abstandsregelung}$$

Weiter vereinfachbar ist (5.5) auch bei gegebener Periode des Bewertungssignals nur dann, wenn weitere Einschränkungen gemacht werden, etwa durch eine Symmetrie oder durch Fehlen eines negativen Anteils des Bewertungssignals. Die bestimmten Integrale können nach Einsetzen der einzelnen Größen berechnet werden. Da diese Rechnung vergleichsweise langwierig ist und eine weitere Vereinfachung nicht möglich ist, erscheint bei Betrachtung im Zeitbereich nur eine numerische Integration sinnvoll.

### 5.1.3.2 Betrachtung im Frequenzbereich

Die Multiplikation des Eingangssignals mit der Bewertungsfunktion im Zeitbereich wird im Frequenzbereich zu einer Faltung der Signale. Das Faltungsprodukt wird mit der Übertragungsfunktion des Tiefpaß-Filters multipliziert, da im Frequenzbereich bei einer Aneinanderreihung von Übertragungsgliedern das Ausgangssignal durch Multiplikation des Eingangssignals mit dem Produkt der Übertragungsfunktionen zu errechnen ist. Das Ausgangssignal ist demzufolge:

$$U_{Ausg}(\omega) = \left( U_{Eing}(\omega) * K_{Steuer}(\omega) \right) \cdot K_{TP}(\omega) \quad (5.6)$$

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

---

mit:	$U_{\text{Eing}}(\omega)$ :	Eingangsspannung der Schaltung
	$U_{\text{Ausg}}(\omega)$ :	Ausgangsspannung der Schaltung
	$K_{\text{Steuer}}(\omega)$ :	von der Steuerlogik ausgegebenes Steuer- oder Bewertungssignal
	$K_{\text{TP}}(\omega)$ :	Übertragungsfunktion des Tiefpaß-Filters

Das Eingangssignal ist der aus (4.22) bekannte Kelvin-Strom, multipliziert mit dem Gesamt-Umwandlungsfaktor  $Z_{U/I}$  des U/I-Wandlers sowie der Eingangsverstärker. Somit gilt:

$$\begin{aligned}
 u_{\text{Eing}}(t) &= Z_{U/I} \cdot i(t) = Z_{U/I} \frac{\varepsilon A \omega_m U_m}{d_0 \sqrt{1-m^2}} \cdot \cos \omega_m t && (\equiv u_A) \\
 &- Z_{U/I} \frac{2\varepsilon A \omega_r (\Delta\Phi + U_P)}{d_0 \sqrt{1-m^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} (kz_1^k \sin(k\omega_r t)) && (\equiv u_B) \\
 &+ Z_{U/I} \frac{\varepsilon A U_m}{d_0 \sqrt{1-m^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} ((\omega_m + k\omega_r) z_1^k \cos(\omega_m + k\omega_r) t) && (\equiv u_C) \\
 &+ Z_{U/I} \frac{\varepsilon A U_m}{d_0 \sqrt{1-m^2}} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} ((\omega_m - k\omega_r) z_1^k \cos(\omega_m - k\omega_r) t) && (\equiv u_D)
 \end{aligned}$$

Zur Betrachtung der Bewertungsfunktion im Frequenzbereich ist es erforderlich, diese Funktion in die einzelnen Schaltvorgänge des elektronischen Schalters zu zerlegen. Daraus resultieren zwei Schaltvorgänge mit positivem Vorzeichen bei  $t_{\text{ein,pos}}$  und  $t_{\text{aus,neg}}$  sowie zwei Schaltvorgänge mit negativem Vorzeichen bei  $t_{\text{aus,pos}}$  und  $t_{\text{ein,neg}}$  für jede Periode des Bewertungssignals. Die Fourier-Transformation eines positiven Schaltvorgangs lautet gemäß [27] wie folgt:

$$F(\omega) = \frac{\sin(a\omega)}{\omega} \quad \text{für } f(t) = \begin{cases} 1 & \text{für } 0 < t < a \\ 0 & \text{für } t > a \end{cases}$$

Die gesamte Bewertungsfunktion lautet im Frequenzbereich somit:

$$\begin{aligned}
 K_{\text{Steuer}}(\omega) &= \frac{1}{N} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^N \left( \frac{\sin((t_{\text{ein,pos}} + kT)\omega)}{\omega} - \frac{\sin((t_{\text{aus,pos}} + kT)\omega)}{\omega} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\sin((t_{\text{ein,neg}} + kT)\omega)}{\omega} + \frac{\sin((t_{\text{aus,neg}} + kT)\omega)}{\omega} \right) \quad (5.7) \\
 &= \frac{1}{\omega N} \lim_{N \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^N \left( \sin((t_{\text{ein,pos}} + kT)\omega) - \sin((t_{\text{aus,pos}} + kT)\omega) \right. \\
 &\quad \left. - \sin((t_{\text{ein,neg}} + kT)\omega) + \sin((t_{\text{aus,neg}} + kT)\omega) \right)
 \end{aligned}$$

Die genaue Betrachtung der Formel zeigt: Anteile der Formel, deren Frequenz mit der Periode des gesuchten Signals multipliziert keine ganze Zahl ergibt, gehen nicht in die

Summe ein, da sich für eine unendlich lange Reihe die Beiträge eines solchen Anteils gegenseitig aufheben. Somit kann die Bewertungsfunktion im Frequenzbereich nur aus ihrer Grundfrequenz und deren Vielfachen, bewertet mit dem Kehrwert der Frequenz, bestehen. Abbildung 5.6 zeigt diese Funktion, zugleich ist dies die einfachste denkbare Bewertungsfunktion.

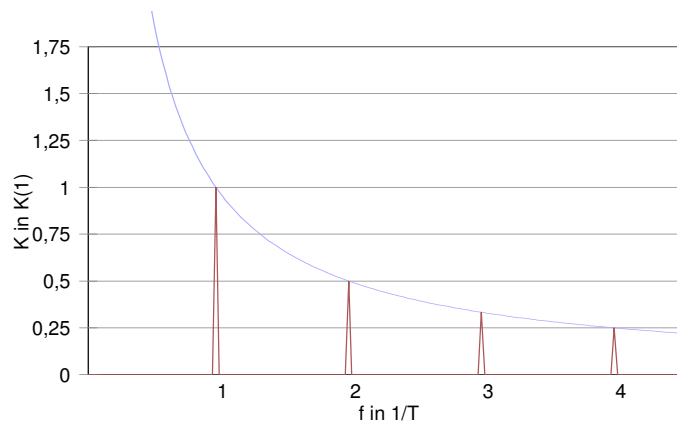


Abb. 5.6: Bewertungsfunktion für das Kelvin-Signal im Frequenzbereich

Mit  $T$  ist in Abbildung 5.6 die Periode der Bewertungsfunktion bezeichnet. Die Darstellung ist auf den Anteil bei der Grundschiwingung der Bewertungsfunktion normiert.

Nicht berücksichtigt wurde hier das Zusammenwirken der verschiedenen Schaltzeitpunkte. Durch diese kann die Bewertungsfunktion geformt werden. Eine offensichtliche Lösung wird es für (5.7) nur dann geben, wenn erhebliche Einschränkungen hinsichtlich der Lage der Schaltzeitpunkte gemacht werden. Aus diesem Grund empfiehlt sich auch hier eine numerische Lösung der Gleichung, dabei ist es sinnvoll, die Reihenentwicklung abzubrechen, wenn die Änderung des Ergebnisses zwischen den Iterationsschritten einen bestimmten, vorher festgelegten Wert unterschreitet.

Aus Abbildung 5.6 ist ersichtlich, daß neben der Grundfrequenz auch die Oberschwingungen in der Bewertungsfunktion enthalten sind. Jedoch soll sowohl bei der Erfassung der Topographie als auch bei der Messung der Kontaktpotentialdifferenz ein vorgegebener Arbeitspunkt durch Regelung von Abstand beziehungsweise Probenvorspannung gehalten werden. Da im Bereich eines solchen Arbeitspunktes der Zusammenhang zwischen dem Abstand und dem Signal bei der Modulationsfrequenz beziehungsweise zwischen der Kontaktpotentialdifferenz und dem Signal bei der Anregungsfrequenz auch unter Einbeziehung der Oberschwingungen streng monoton bleibt, kann davon ausgegangen werden, daß der Einfluß auf die Regelung gering bleibt. In der Praxis könnte das verifiziert werden, indem vor die teildigitalen Lock-In-Verstärker jeweils ein Tiefpaß-Filter mit einer Grenzfrequenz beim 1,5-fachen der jeweils zu betrachtenden Frequenz geschaltet wird und somit die Oberschwingungen nicht durchgelassen werden. Das Verhalten der Regelungen jeweils mit und ohne vorgeschalteten Filter kann dann verglichen werden, um zu ermitteln, welche der Anordnungen tatsächlich das günstigere Verhalten bezüglich Stabilität, Geschwindigkeit und Genauigkeit aufweist.

## 5.2 Aufteilung in Baugruppen

Nachfolgend sind im bereits aus Abbildung 4.16 bekannten Blockschaltbild die Bereiche farblich gekennzeichnet, die schaltungstechnisch zu realisieren sind.

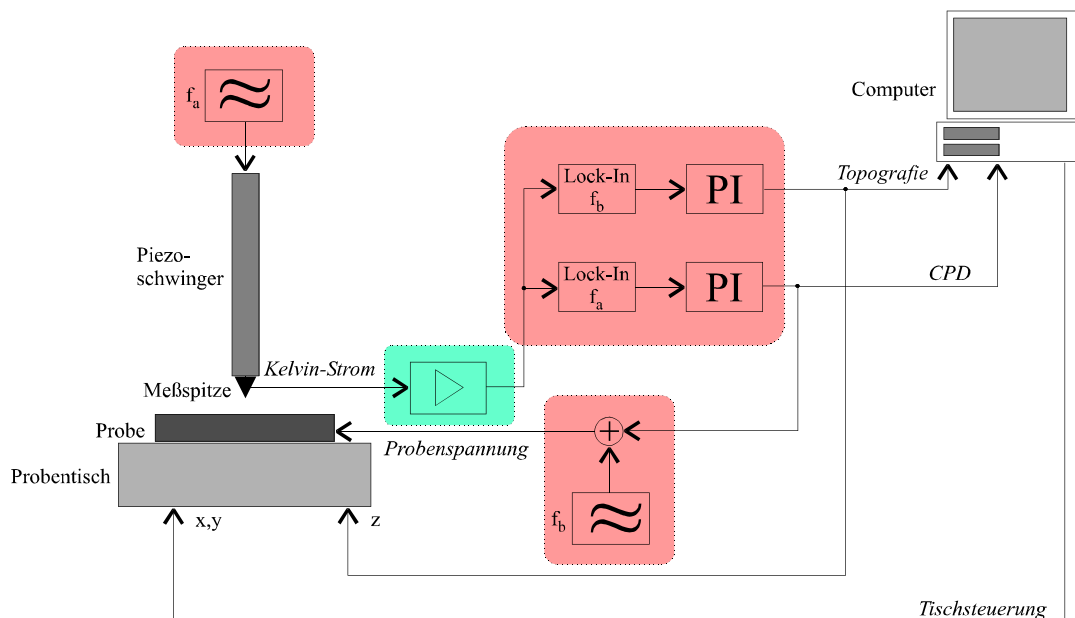


Abb. 5.7: Schaltungstechnisch zu realisierende Anteile des Raster-Kelvin-Mikroskops

Dabei muß sich der Eingangverstärker beziehungsweise I/U-Wandler möglichst nah an der Meßspitze befinden, da sonst Störsignale vor dem Eingang des Verstärkers eingekoppelt werden können. Aus diesem Grund befindet sich der I/U-Wandler in einem separaten Gehäuse in unmittelbarer Nähe der Meßspitze.

Die Frequenzgeneratoren für Anregungs- und Modulationsfrequenz sowie die teildigitalen Lock-In-Verstärker und die PI-Regler für Kontaktpotentialdifferenz und Topographie werden in einem Gehäuse untergebracht. Statt diese Anteile zusammen auf einer großen Platine unterzubringen, wurde ein modularer Aufbau gewählt. So wird einerseits die Packungsdichte auf ein handhabbares Maß verringert und es muß andererseits im Falle nachträglicher Änderungen nur ein Teil der Gesamtschaltung ausgetauscht werden.

In Abbildung 5.8 ist der modulare Aufbau der Steuer- und Regelelektronik dargestellt.

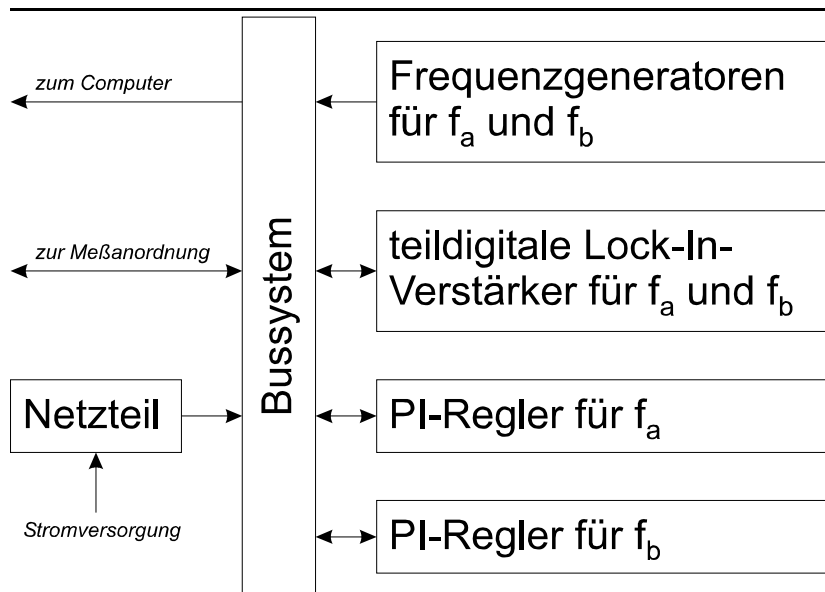


Abb. 5.8: Steuer- und Regelelektronik

Alle Platinen werden in einem 19-Zoll Einschubgehäuse untergebracht. Die elektrische Verbindung der Platinen untereinander geschieht über miteinander verkabelte Steckverbinder, in die die Platinen eingesteckt werden. Über dieses Bussystem erfolgt auch die Stromversorgung der Platinen sowie die Verbindung mit der Meßanordnung und der Meßkarte des Computers.

### 5.3 U/I-Wandler

Der U/I-Wandler hat die Aufgabe, den sehr schwachen Kelvin-Strom zu verstärken und in eine Spannung umzuwandeln, die in der Auswerteschaltung weiter verarbeitet werden kann. Die geringe Stromstärke des Kelvin-Stromes erfordert einen möglichst hochohmigen Eingang des Verstärkers, die Verwendung von Bipolar-Transistoren scheidet somit aus. Ein Feldeffekttransistor hingegen hat einen nahezu unendlich großen Gate-Widerstand, praktisch kann dieser Widerstand gegenüber der Gate-Kapazität vernachlässigt werden. Dies hat zwar zur Folge, daß mit steigender Frequenz der Strom am Eingang zunehmend über die Kapazität abgeleitet wird und dadurch die Verstärkung sinkt, jedoch kann diesem Effekt durch Verringerung der Gleichstromverstärkung entgegengewirkt werden.

Grundvoraussetzung für eine hohe Auflösung des Raster-Kelvin-Mikroskops ist ein niedriger Rauschpegel am Eingang des I/U-Wandlers. Bei der Auswahl des Verstärkers muß daher vor allem auf einen niedrigen Eingangsrauschpegel geachtet werden. Aus diesem Grund fiel die Wahl auf den Hybridschaltkreis A250 des Herstellers Amptek<sup>1</sup>. Laut Herstellerangabe liegt der Rauschpegel des als Ladungsverstärker konfigurierten Schaltkreises bei Zimmertemperatur bei nur 100 Elektronenladungen. Durch Kühlung des externen Eingangstransistors auf -55 °C ließe sich dieser Wert weiter auf etwa 20 Elektronenladungen verringern. Eine weitere

<sup>1</sup>Produktinformationen sind verfügbar auf der Internetseite des Herstellers: [www.amptek.com](http://www.amptek.com)

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

Verringerung des Eingangsrauschpegels ist kaum vorstellbar, da mit einer Annäherung an die Elektronenladung das Quantisierungsrauschen an Bedeutung gewinnt.

Das Bandbreite-Gewinn-Produkt des Verstärkers gibt der Hersteller mit mindestens 300 MHz für einen Eingangs-Feldeffekttransistor 2N4416 sowie mit mindestens 1,5 GHz für zwei Feldeffekttransistoren 2SK147 an. Abbildung 5.9 zeigt das Bode-Diagramm, also den über die Frequenz aufgetragenen Amplituden- und Phasengang, für beide Varianten, entnommen aus der Produktbeschreibung des Herstellers.

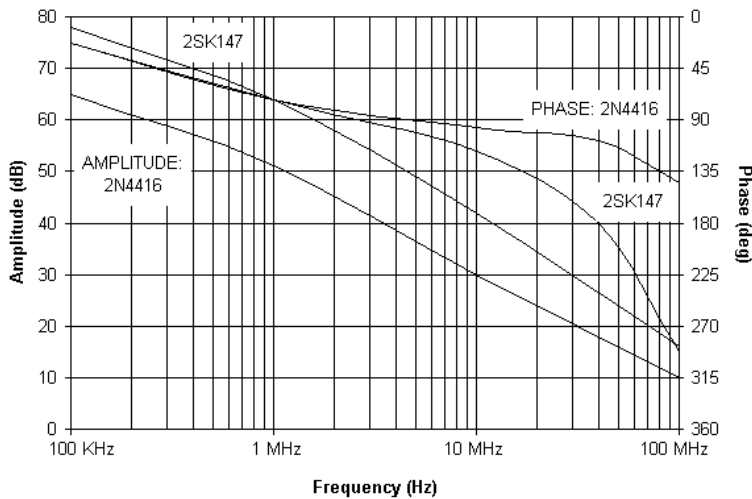


Abb. 5.9: Bode-Diagramm des Verstärkers A250 (Quelle: Amptek)

Aus der Abbildung ist ersichtlich, daß bei der als Modulationsfrequenz zweckmäßigen Frequenz von 100 kHz die Verstärkung bei 65 beziehungsweise 78 dB liegt. Da dies die höchste im Meßsystem genutzte Frequenz darstellt, können diese Verstärkungsfaktoren als Minimalwerte für den gesamten genutzten Frequenzbereich betrachtet werden.

Ebenfalls aus den Produktinformationen des Herstellers stammt das in Abbildung 5.10 gezeigte Schaltbild, das den internen Aufbau sowie die äußere Beschaltung darstellt.

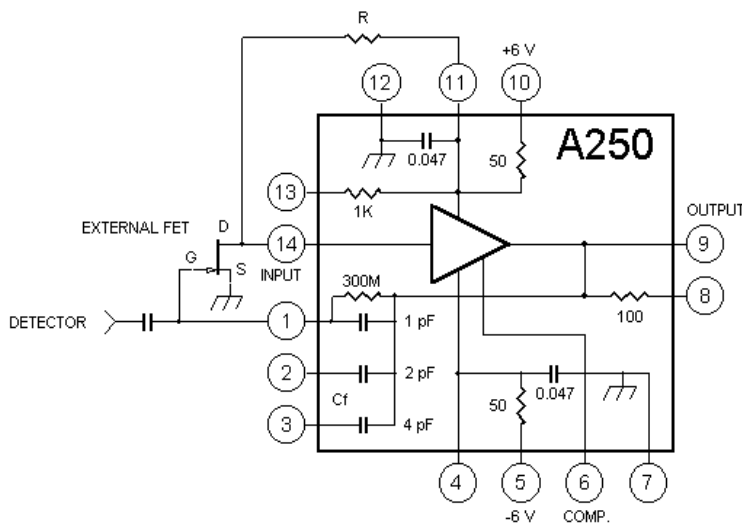


Abb. 5.10: Grundbeschaltung des Verstärkers A250 (Quelle: Amptek)

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

Wie in Abbildung 5.10 erkennbar ist, kann über bereits in den Schaltkreis integrierte Kondensatoren beziehungsweise Kondensator-Widerstand-Schaltungen der Ausgang des Verstärkers auf das Gate des externen Feldeffekttransistors zurückgekoppelt werden. Dadurch kann ein Ladungsverstärker, also ein I- oder PI-Glied, realisiert werden. Um den Amptek A250 als Stromverstärker, also als P-Glied, zu betreiben, muß die Rückkoppelung über einen externen Widerstand zwischen Ausgang und Gate des Feldeffekttransistors geschehen. Weiterhin enthält der Amptek A250 einen integrierten Drain-Widerstand (1 k $\Omega$ ) für den externen Feldeffekttransistor.

Abbildung 5.11 zeigt einen U/I-Wandler und Eingangsverstärker für ein Raster-Kelvin-Mikroskop, bestehend aus einem Amptek A250, den Spannungsreglern für diesen Schaltkreis sowie einem Operationsverstärker zur weiteren Verstärkung und Verschiebung des Signals.

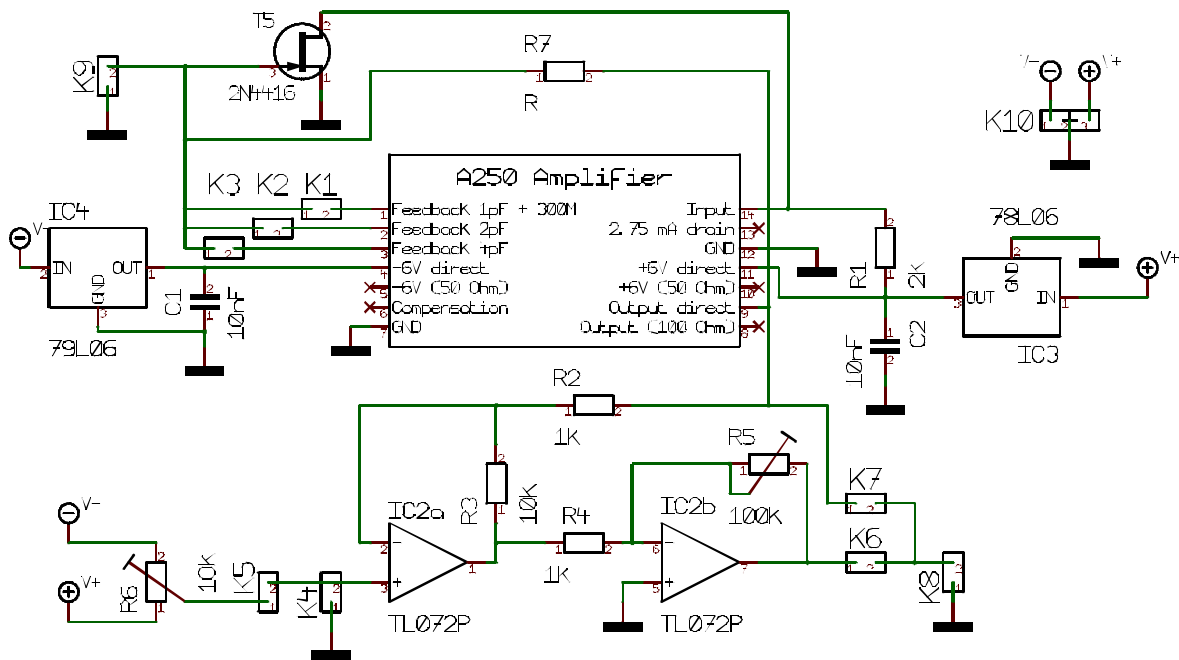


Abb. 5.11: U/I-Wandler und Eingangsverstärker auf der Basis eines Amptek A250

Der Hybridschaltkreis wird durch einen integrierten Schaltkreis 78L06, mit IC3 bezeichnet, mit einer konstanten Spannung von +6 V und durch einen 79L06, mit IC4 bezeichnet, mit -6 V versorgt. Die Spannungsversorgung der gesamten Verstärkerschaltung geschieht über den Steckverbinder K10 mit den Spannungen -15 V, 0 V und +15 V.

Die Zuleitung von der Meßspitze wird über den Steckverbinder K9 mit dem Gate des externen Feldeffekttransistors vom Typ 2N4416 verbunden. Die Abschirmung des Kabels zur Meßspitze und, bei Verwendung einer geschirmten Meßspitze, auch deren Abschirmung wird ebenfalls über K9 mit der Masse der Auswerteelektronik verbunden. Zusammen mit dem an Drain angeschlossenen Widerstand R1 bildet der Feldeffekttransistor einen veränderlichen Spannungsteiler, der mit dem Eingang des Hybridschaltkreises verbunden ist. Dessen Ausgang wiederum ist über den Widerstand R7 auf das Gate des Feldeffekttransistors zurückgekoppelt.

Die Ausgangsspannung des Amptek A250 in Abhängigkeit vom Eingangsstrom läßt sich wie folgt berechnen:



$$U_{Ausg} = I_{Eing} \cdot R_{Rück} \quad (5.8)$$

Hier bestimmt also  $R7$  das Verhältnis zwischen Eingangsstrom und Ausgangsspannung, auch Transimpedanz genannt. Zusätzlich können bei Bedarf über die Steckbrücken  $K1$ ,  $K2$  und  $K3$  Kondensatoren mit einer Kapazität von  $1 \text{ pF}$ ,  $2 \text{ pF}$  sowie  $4 \text{ pF}$  in die Rückkoppelung des Verstärkers geschaltet werden, wodurch der Verstärker das Übertragungsverhalten eines  $PI$ -Gliedes erhält. Damit kann die Verstärkung im Bereich der hohen Frequenzen verringert werden.

Der Ausgang des Hybridschaltkreises ist mit dem Eingang eines zweistufigen Verstärkers, der aus zwei Operationsverstärkern aufgebaut ist, verbunden. Die erste Stufe, die durch die Beschaltung mit den Widerständen  $R2$  und  $R3$  eine fest eingestellte Verstärkung hat, kann zur Verschiebung des Signals genutzt werden. Dazu kann mit  $R6$  die Verschiebungsspannung eingestellt und über die Steckbrücke  $K5$  auf den positiven Eingang des Operationsverstärkers gelegt werden. Wenn keine Verschiebung benötigt wird, kann der Eingang über  $K4$  auf Masse gelegt werden. Die Verstärkung der zweiten Stufe kann über das Verhältnis zwischen den Widerständen  $R4$  und  $R5$  eingestellt werden, um so den Ausgangspegel des  $U/I$ -Wandlers anzupassen.

Mit den Steckbrücken  $K6$  und  $K7$  kann zwischen dem durch die Operationsverstärker bearbeiteten Signal und dem Ausgangssignal des Hybridschaltkreises gewählt werden. Das Ausgangssignal des  $U/I$ -Wandlers steht am Steckverbinder  $K8$  zur Verfügung.

Die Transimpedanz des gesamten  $I/U$ -Wandlers bei geschlossener Steckbrücke  $K6$  kann wie folgt berechnet werden.

$$Z = \frac{U_{Ausg}}{I_{Eing}} = R7 \cdot \frac{R3 \cdot R5}{R2 \cdot R4} \quad (5.9)$$

Ist  $K7$  anstatt  $K6$  geschlossen, so gilt:

$$Z = \frac{U_{Ausg}}{I_{Eing}} = R7 \quad (5.10)$$

(5.9) und (5.10) gelten für niederfrequente Anteile im Eingangssignal. Für höhere Frequenzen ist die in Abbildung 5.9 dargestellte Abschwächung zu beachten.

Die Platinenvorlage für die Schaltung wird durch Belichtung auf das speziell beschichtete Rohmaterial kopiert und dann durch Ätzen hergestellt. Anschließend wird die Platine gebohrt und bestückt. In Abbildung 5.12 wird die Platinenvorlage für den  $U/I$ -Wandler gezeigt.

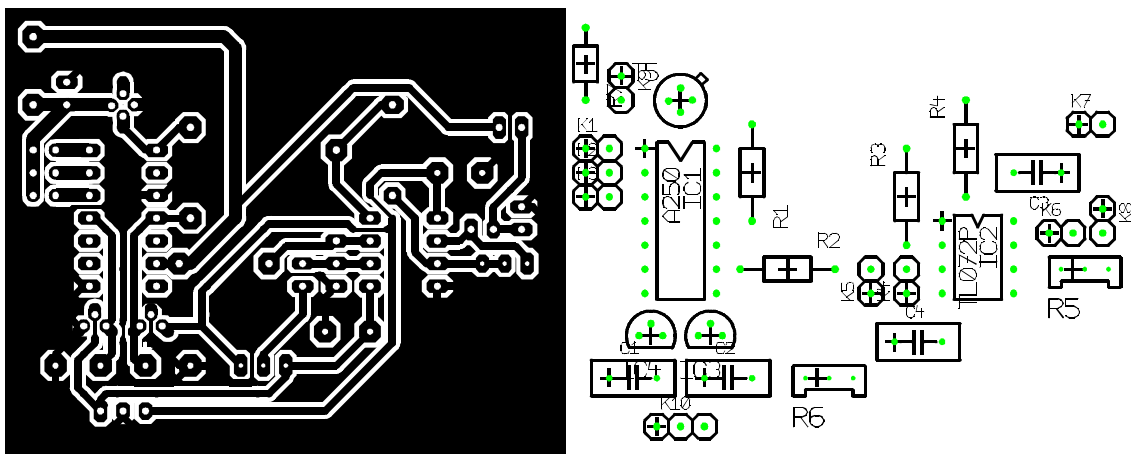


Abb. 5.12: Platinententwurf und Bestückungsplan für den U/I-Wandler

Besonderes Augenmerk wurde hier auf eine kurze Zuleitung vom Eingang des U/I-Wandlers zum Feldeffekttransistor gerichtet. Damit werden die hier besonders störenden elektrischen Einkoppelungen auf ein Minimum reduziert.

## 5.4 Netzteil

An das Netzteil ist die Anforderung gestellt, die Spannungen -15 V, 0 V, +5 V und +15 V stabilisiert zur Verfügung zu stellen. Da das bereits in [52] vorgestellte Netzteil diese Anforderung erfüllt, kann es hier unverändert genutzt werden. Abbildung 5.13 zeigt den Schaltungsentwurf für dieses Netzteil.

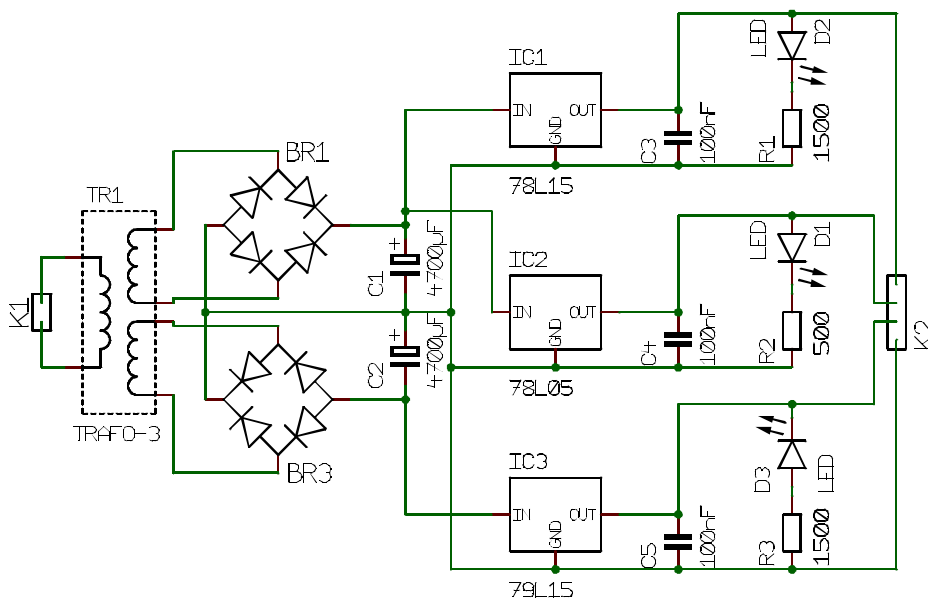


Abb. 5.13: Schaltungsentwurf für das Netzteil

Über K1 wird die Netzspannung der Primärseite des Transformators zugeführt. In das Gehäuse integriert sollten Sicherung und Netzschalter vorgesehen werden. Die beiden

Sekundärwicklungen produzieren eine Wechselspannung, die dann durch Brückengleichrichter gleichgerichtet wird. Die beiden bis dahin galvanisch getrennten Gleichspannungen werden zu zwei entgegengesetzten Spannungen mit gemeinsamer Masse zusammengefaßt und mit zwei Elektrolytkondensatoren geglättet. Je ein Spannungsregler 7815, 7805 und 7915 stellt die stabilisierten Spannungen +15 V, +5 V, 0 V und -15 V bereit. Die Funktion eines jeden Spannungsreglers wird mittels einer Leuchtdiode überwacht.

## 5.5 Frequenzgeneratoren

Die beiden Frequenzgeneratoren für die Anregungsfrequenz und die Modulationsfrequenz sind zusammen auf einer Platine angeordnet. Neben den beiden Frequenzen selbst müssen diese Frequenzgeneratoren auch Taktsignale mit mehrfachen Frequenzen zur Steuerung der Auswerteschaltung bereitstellen.

Um eine hohe Stabilität der beiden Frequenzen, auch bei Änderung der Temperatur, zu erreichen, dient ein Quarzoszillator als Basis für die Frequenzgeneratoren. Der durch den Quarzoszillator erzeugte Takt wird durch als Takteiler verwendete Zähler heruntergeteilt. Aus diesem Signal werden die Oberschwingungen mittels geeignet dimensionierter Tiefpaß-Filter entfernt, so daß, eine ausreichende Güte der Filter vorausgesetzt, ein sinusförmiges Signal entsteht.

Abbildung 5.14 zeigt den Schaltungsentwurf für die Frequenzgeneratoren.

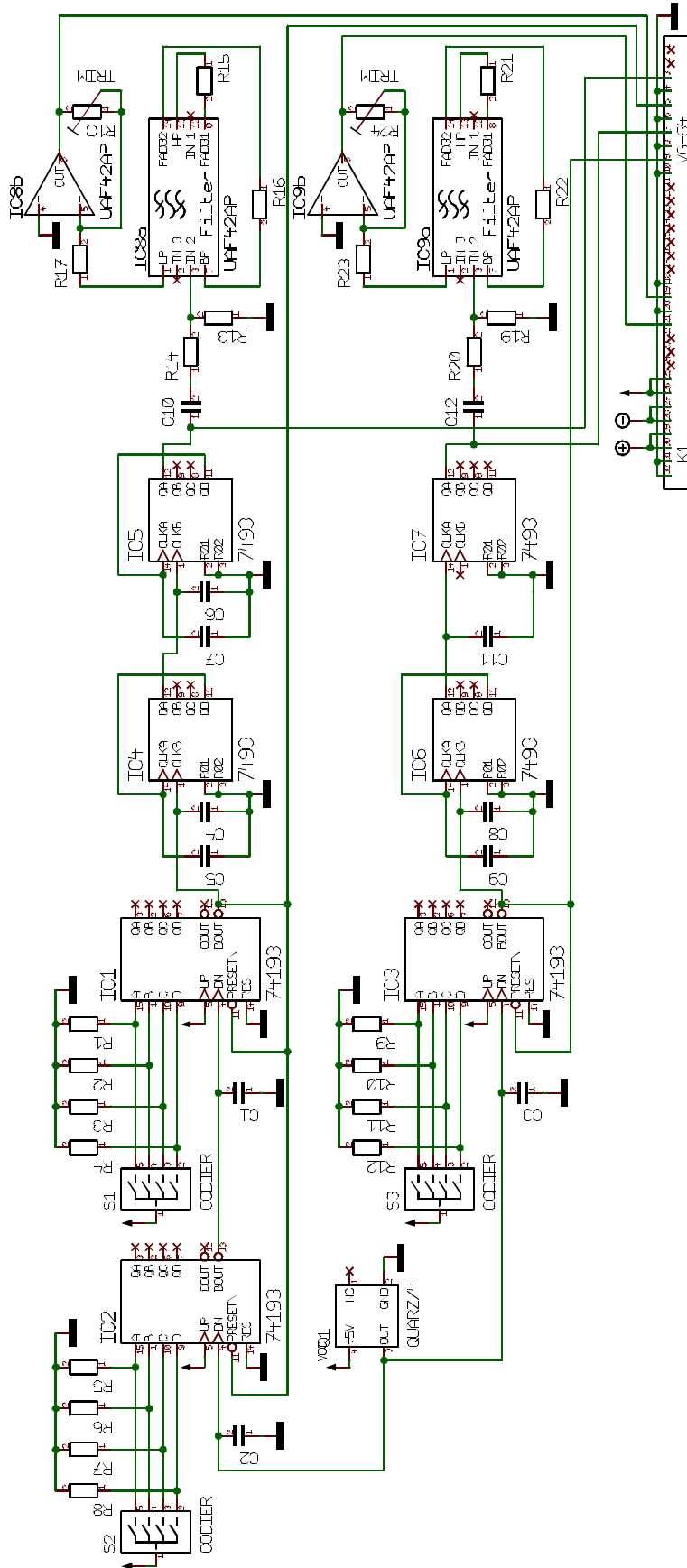


Abb. 5.14: Schaltungsentwurf für die Frequenzgeneratoren

Um aus der festen Frequenz des Quarzschwingers eine einstellbare Frequenz zu erzeugen, wird ein Frequenzteiler mit einstellbarem Teilungsverhältnis benötigt. Daher kommt hier der voreinstellbare Zähler SN74LS193, wie er unter anderem von Motorola hergestellt wird, zum Einsatz<sup>1</sup>. Der Hersteller gibt die maximale Arbeitsfrequenz dieses integrierten Schaltkreises mit mindestens 25, typisch 32 MHz an, der Quarzoszillator muß dementsprechend gewählt werden.

Bei dem verwendeten integrierten Schaltkreis handelt es sich um einen 4-bit-Zähler, dessen Zustand über Eingänge voreingestellt werden kann. Zur Einstellung dieses Anfangswertes werden hier Kodierschalter verwendet, die die jeweiligen Eingänge mit + 5V verbinden, während je ein Widerstand den Eingang bei geöffnetem Kodierschalter auf Masse legt. Der negative Überlauf wird dazu verwendet, den vorgegebenen Wert wieder einzustellen, nachdem der Zähler auf Null heruntergezählt hat. Somit kann der am Eingang anliegende Takt um einen einstellbaren Faktor von 1 bis 16, bei zwei kaskadierten Zählern von 1 bis 256, geteilt werden.

Das Ausgangssignal der einstellbaren Taktteiler wird durch Teiler mit einem festen Verhältnis weiter heruntergeteilt. Als Teiler werden integrierte Schaltkreise vom Typ SN74LS93 verwendet, ein Hersteller für diese Schaltkreise ist Motorola<sup>1</sup>. Der SN74LS93 ist ein 4-bit-Zähler, kann also, abhängig von der externen Beschaltung, eine Teilung um den Faktor 2, 4, 8 oder 16 bewirken.

Die Anregungsfrequenz wird durch zwei kaskadierte einstellbare 4-bit-Teiler sowie zwei feste 4-bit-Teiler aus der Oszillatorfrequenz erzeugt. Damit kann die Anregungsfrequenz wie folgt berechnet werden:

$$f_a = f_{Osz} \cdot \frac{1}{2^8 \cdot (n_{Kodier,a} + 1)} \quad (5.11)$$

$n_{Kodier,a}$  ist hierbei die mittels der beiden Kodierschalter eingestellte Binärzahl. Als achtstellige Binärzahl kann  $n_{Kodier,a}$  Werte zwischen „0000 0000“ und „1111 1111“, gleichbedeutend mit 0 und 255, annehmen. Damit gilt:

$$\frac{f_{Osz}}{256} \leq f_a \leq \frac{f_{Osz}}{65536}$$

Bei einer Oszillatorfrequenz von 25 MHz sind somit Anregungsfrequenzen zwischen 381 Hz und 97,7 kHz möglich, was also auch den technisch sinnvollen Bereich von 20 kHz bis 40 kHz beinhaltet.

Die Modulationsfrequenz entsteht durch Bearbeitung des Oszillatorsignals mittels eines einstellbaren 4-bit-Teilers, eines festen 4-bit-Teilers sowie 1-bit-Teilers. Als 1-bit-Teiler fungiert ebenfalls ein integrierter Schaltkreis SN74LS93, von dem 3 bit ungenutzt bleiben. Für die Modulationsfrequenz gilt also:

---

<sup>1</sup> Produktinformationen sind verfügbar auf der Internetseite des Herstellers: [www.motorola.com](http://www.motorola.com)

$$f_b = f_{osz} \cdot \frac{1}{2^5 \cdot (n_{Kodier,b} + 1)} \quad (5.12)$$

Da  $n_{Kodier,b}$  Werte zwischen „0000“ und „1111“ beziehungsweise 0 und 15 annehmen kann, gilt:

$$\frac{f_{osz}}{32} \leq f_b \leq \frac{f_{osz}}{512}$$

Die Modulationsfrequenz kann also, ebenfalls eine Oszillatorfrequenz von 25 MHz vorausgesetzt, zwischen 48,8kHz und 781 kHz liegen. Die bei dem in [7] beschriebenen Gerät verwendete Modulationsfrequenz liegt bei 100 kHz. Der verfügbare Bereich gestattet neben diesem Frequenzbereich auch höhere Frequenzen, die theoretisch eine genauere Abstandsregelung ermöglichen, vermutlich jedoch schwerer handhabbar sind.

Die Ausgangssignale der Frequenzteiler sind Rechtecksignale mit den Spannungen 0 V und +5 V. Benötigt werden jedoch symmetrische Sinussignale. Daher müssen aus den Ausgangssignalen sowohl die Gleichanteile als auch die Oberschwingungen eliminiert werden. An den Hochpaß-Filter, der den Gleichanteil ausfiltert, sind keine besonderen Anforderungen gestellt. Daher reicht hier ein RC-Glied aus, das aus C10 und R13 beziehungsweise C12 und R19 gebildet wird. Die Grenzfrequenz kann wie folgt berechnet werden:

$$f = \frac{1}{2\pi RC}$$

Für R und C können R13 und C10 beziehungsweise R19 und C12 eingesetzt werden, um die RC-Glieder so zu dimensionieren, daß deren Grenzfrequenz bei der Hälfte der Anregungsfrequenz beziehungsweise der Modulationsfrequenz liegt.

Für das Ausfiltern der Oberschwingungen werden aktive Filter vom Typ UAF42 des Herstellers Burr-Brown verwendet<sup>1</sup>. Diese integrierten Schaltkreise werden durch die externe Beschaltung als Tiefpaß-Filter konfiguriert. Abbildung 5.15 zeigt die durch den Hersteller vorgegebene externe Beschaltung.

---

<sup>1</sup>Produktinformationen sind verfügbar auf der Internetseite des Herstellers: [www.burr-brown.com](http://www.burr-brown.com)

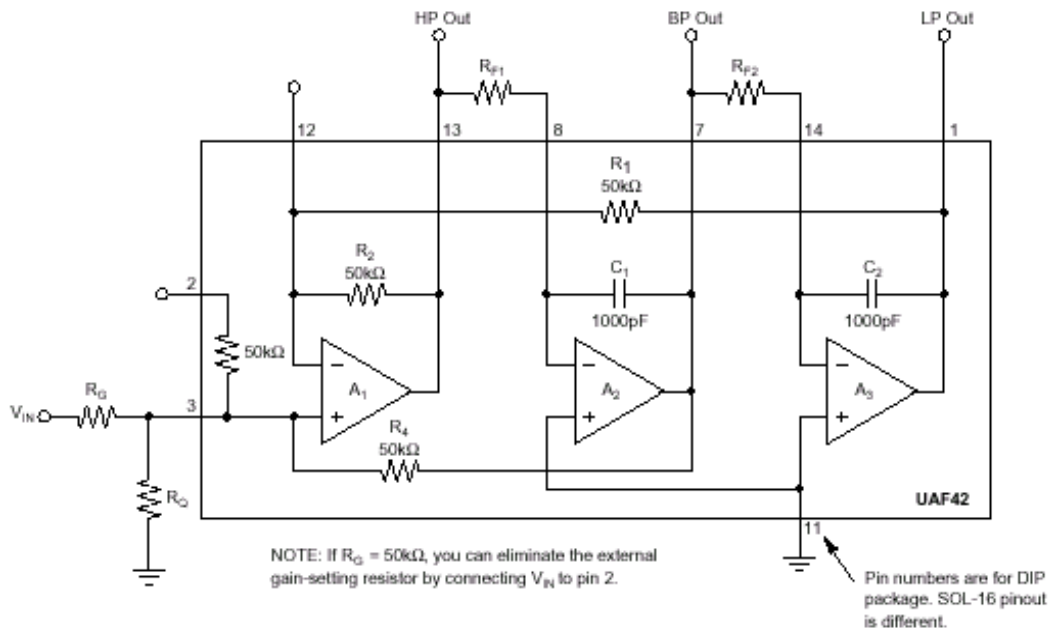


Abb. 5.15: Externe und interne Beschaltung des aktiven Filters UAF42 (Quelle: Burr-Brown)

Für die Dimensionierung der Elemente in der externen Beschaltung gibt der Hersteller folgende Formeln für Grenzfrequenz und Güte vor:

$$\omega_G^2 = \frac{R_2}{R_1 R_{F1} R_{F2} C_1 C_2}$$

$$Q = \frac{1 + \frac{R_4 (R_G + R_Q)}{R_G R_Q}}{1 + \frac{R_2}{R_1}} \left( \frac{R_2 R_{F1} C_1}{R_1 R_{F2} C_2} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Für die durch den Hersteller verwendeten Bezeichnungen sind die in der folgenden Tabelle aufgeführten Bauelemente beziehungsweise Werte einzusetzen.

Datenblatt	$R_1$	$R_2$	$R_4$	$R_{F1}$	$R_{F2}$	$R_G$	$R_Q$	$C_1$	$C_2$
Anregungsfrequenz	50kΩ	50kΩ	50kΩ	R15	R16	R14	R13	1nF	1nF
Modulationsfrequenz	50kΩ	50kΩ	50kΩ	R21	R22	R20	R19	1nF	1nF

Die maximale Arbeitsfrequenz des Filters gibt der Hersteller mit 100 kHz an. Es ist also anzunehmen, daß bei einer Erhöhung der Modulationsfrequenz über diesen Wert hinaus das Ausgangssignal an Amplitude verliert. Dem ist durch eine Verstärkung des Ausgangssignals entgegenzuwirken.

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

Zusätzlich zu den Operationsverstärkern, die den aktiven Filter bilden, ist im UAF42 ein weiterer Operationsverstärker mit positivem Eingang auf Pin 4, negativem Eingang auf Pin 5 sowie Ausgangs auf Pin 6 integriert. Dieser Operationsverstärker wird genutzt, um den Ausgangspegel des jeweiligen Frequenzgenerators den Erfordernissen anzupassen. Die Verstärkung ergibt sich aus dem Verhältnis der Widerstände R18 und R17 beziehungsweise R24 und R23.

Neben den beiden Ausgangsfrequenzen stellt der Frequenzgenerator auch für die Steuerung der teildigitalen Schaltung benötigte Taktsignale zur Verfügung. Dies sind neben den Rechtecksignalen mit der Frequenz der beiden Ausgangssignale Takte mit Vielfachen der Ausgangssignale. Diese vielfachen Takte erhält man, indem man das Signal vor den festen Teilern abgreift. Damit ergeben sich ein Rechtecksignal mit der 256-fachen Frequenz des Anregungssignals und ein Rechtecksignal mit der 32-fachen Frequenz des Modulations-signals.

Die Ausgabe der sechs Ausgangssignale sowie die Spannungsversorgung der Platine erfolgt über einen 32-poligen Steckverbinder.

Abbildung 5.16 zeigt den Platinentwurf und den Bestückungsplan für die Frequenzgeneratoren. Die Anfertigung der Platine erfolgt auch hier auf fotochemischem Wege.

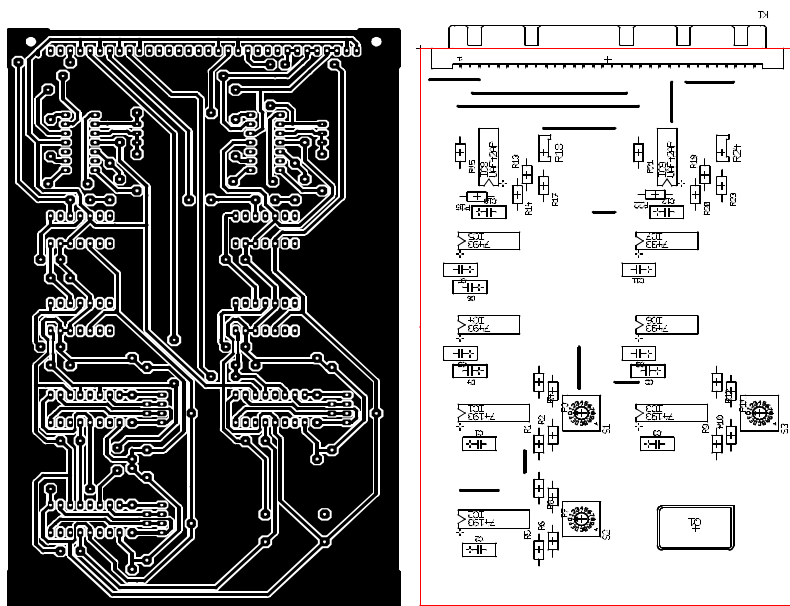


Abb. 5.16: Platinentwurf und Bestückungsplan für die Frequenzgeneratoren



## 5.6 Teildigitale Lock-In-Verstärker

Grundelement des teildigitalen Lock-In-Verstärkers ist das bereits aus Kapitel 5.1 bekannte, in Abbildung 5.17 nochmals dargestellte System.

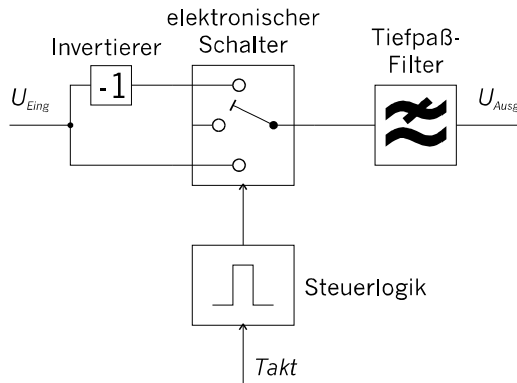


Abb. 5.17: Blockschaltbild eines teildigitalen Lock-In-Verstärkers

In Abbildung 5.18 sind verschiedene Bewertungsfunktionen und die daraus resultierenden Ausgangssignale des teildigitalen Lock-In-Verstärkers dargestellt. Alle Signale sind berechnet worden, also theoretischer Natur.

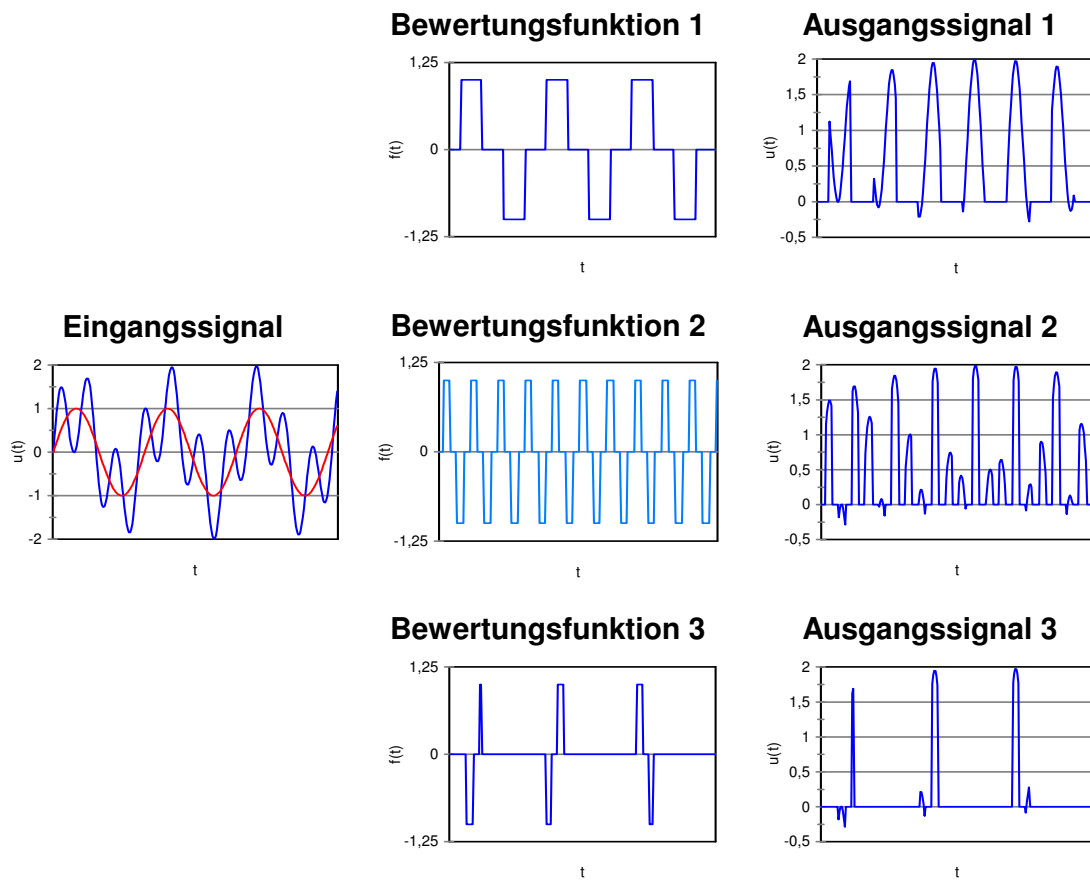


Abb. 5.18: Verschiedene Bewertungsfunktionen und Ausgangssignale

Das in der Abbildung gezeigte Eingangssignal ist das, vereinfacht dargestellte, Signal eines modulierten Raster-Kelvin-Mikroskops. Es besteht aus dem eigentlichen Kelvinsignal und dem für die Abstandsregelung benötigten, durch kapazitive Kopplung der Modulationsspannung über den Probe-Sonde-Zwischenraum entstehenden höherfrequenten Signal. Beide Einzelsignale sind hier vereinfachend als Sinus-Funktion dargestellt. Da ohnehin nur die Grundschiwingung beider Teilsignale ausgewertet werden soll, sollte diese Vereinfachung ohne Auswirkung auf die weiteren Betrachtungen bleiben.

Bewertungsfunktion 1 dient dazu, Anteile mit der Frequenz der mechanischen Schwingung aus dem Eingangssignal zu isolieren. Das aus dieser Bewertungsfunktion resultierende Ausgangssignal kann, gleichgerichtet und mit einem Tiefpaß-Filter bearbeitet, als Regelgröße für die Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz verwendet werden.

Die auf die Modulationsfrequenz abgestimmte Bewertungsfunktion 2 erzeugt ein Ausgangssignal, das proportional zum Betrag des übergekoppelten Modulationssignals und damit zur Probe-Sonde-Kapazität ist. Damit ist dieses Ausgangssignal eine geeignete Regelgröße für den mittleren Abstand.

Ausgehend von Bewertungsfunktion 2 wird in Bewertungsfunktion 3 nur der Zeitbereich betrachtet, in dem die Anregungsfunktion sich ihrem Maximum nähert. Damit wird anstelle des durchschnittlichen Abstands annähernd der minimale Abstand gemessen. Der Vorteil dieser Bewertungsfunktion liegt darin, daß ein Aufschlagen der Sonde auf der Probe auch unter Bedingungen verhindert werden kann, wo dies mit Bewertungsfunktion 2 nicht mehr möglich ist. Nachteilig ist hier, daß die Schaltung vergleichsweise lange Zeit kein Ausgangssignal liefert, der durchschnittliche Ausgangspegel also gering ist.

Jede der Bewertungsfunktionen ist definiert durch die Einschalt- und Ausschaltzeitpunkte für das invertierte und das unveränderte Signal. Als Grundlage für die Bestimmung dieser Zeitpunkte dienen die durch die Frequenzgeneratoren erzeugten Taktsignale.

Abbildung 5.19 zeigt den Schaltungsentwurf für die teildigitalen Lock-In-Verstärker.

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

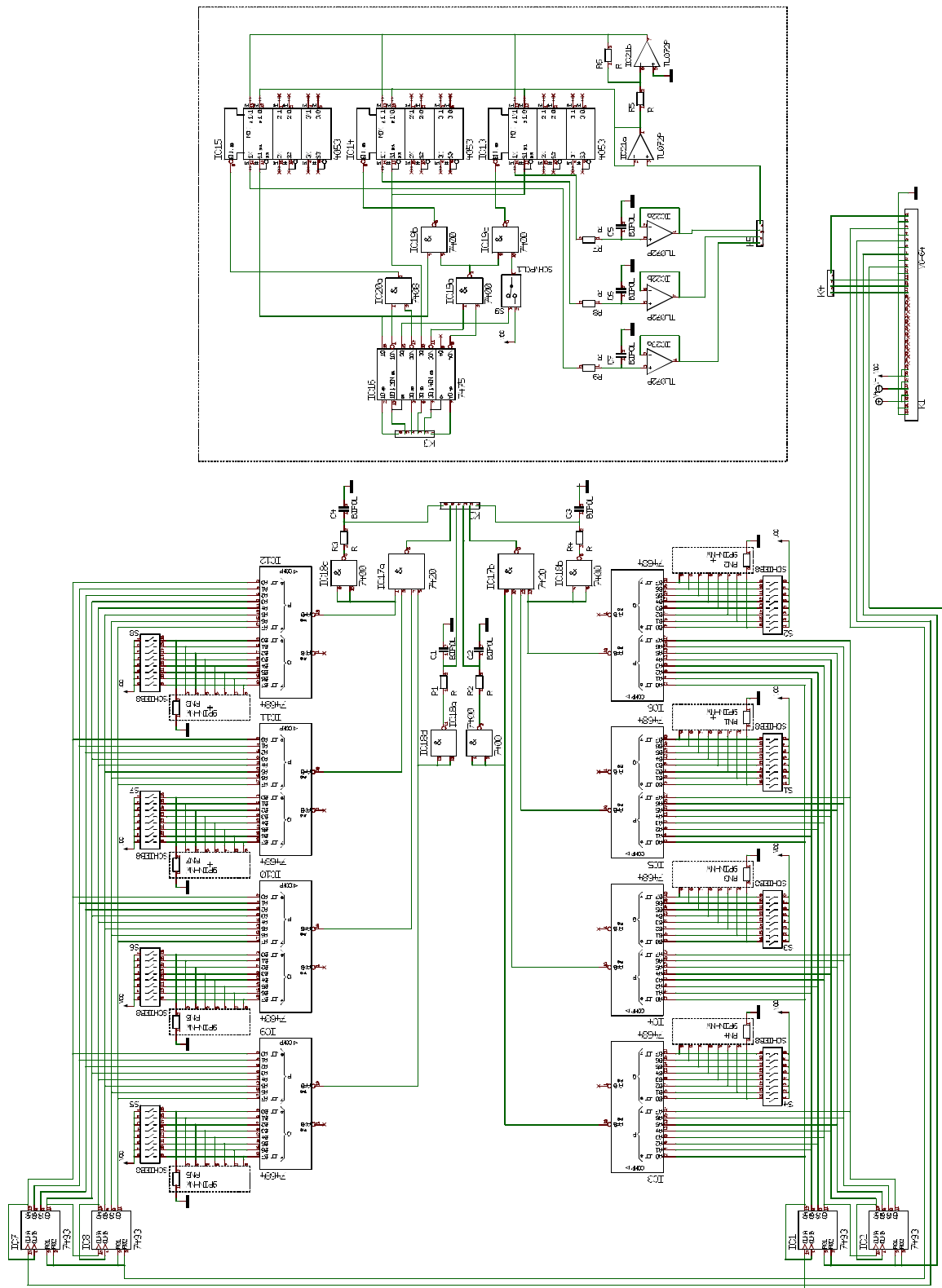


Abb. 5.19: Schaltungsentwurf für die teildigitalen Lock-In-Verstärker

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

Die Taktsignale mit den Vielfachen der Frequenzen von Anregungs- und Modulationssignal werden jeweils zwei kaskadierten Zählern vom Typ SN74LS93 als Eingangssignal zugeführt. An den Ausgängen der Zähler steht damit ein 8-bit-Signal zur Verfügung, das mit jedem eingehenden Takt um eins erhöht wird. Dieses Signal soll als Zeitbasis für die Steuerlogik dienen. Die Rücksetz-Eingänge der Zähler sind mit den Taktsignalen mit den Frequenzen des Anregungssignals und des Modulationssignals verbunden, dadurch wird sichergestellt, daß die Zähler mit den Frequenzgeneratoren synchron laufen.

Die beiden durch die Zähler ausgegebenen 8-bit-Zahlen werden durch jeweils vier Vergleicher mit voreingestellten Zahlen verglichen. Als Vergleicher wurde der integrierte Schaltkreis SN74HC684, der zum Beispiel vom Hersteller Texas Instruments angeboten wird, verwendet<sup>1</sup>. Dieser Schaltkreis vergleicht zwei an den Eingängen anliegende 8-bit-Zahlen und gibt über zwei Ausgänge das Ergebnis des Vergleichs aus. Einer der Eingänge wird jeweils mit dem Ausgang der Zähler verbunden, der andere wird über einen 8-poligen Kodierschalter mit der Versorgungsspannung sowie über Widerstände mit Masse verbunden, wodurch die voreingestellten Zahlen realisiert werden. Der Ausgang „A=B“ eines jeden Vergleichers wird zur weiteren Verarbeitung einer Steuerlogik zugeführt.

Als Eingang für die Steuerlogik dienen die Ausgänge „A=B“ der acht Vergleicher, ausgegeben werden die Steuersignale für invertiertes und unverändertes Signal für die drei als elektronische Schalter eingesetzten Multiplexer. Da als Eingangssignal nur ein kurzer Impuls zur Verfügung steht, das Ausgangssignal jedoch den elektronischen Schalter bis zum Eingang eines neuen Eingangssignals geschlossen lassen muß, ist ein Speicher erforderlich. Die folgende Tabelle gibt die Ausgangssignale, die nach Eingang der jeweiligen Impulse anliegen sollen, wieder.

Eingangsimpuls				Ausgang	
ein, pos	aus, pos	ein, neg	aus, neg	select	enable
↓	H	H	H	L	L
H	↓	H	H	X	H
H	H	↓	H	H	L
H	H	H	↓	X	H
H	H	H	H	unverändert	

Das Zeichen „↓“ steht hier für eine abfallende Flanke, also für den Übergang von H-Pegel zu L-Pegel. Der Ausgang enable bestimmt, ob eines der Signale durchgeschaltet wird, der Ausgang select, ob das invertierte oder das unveränderte Signal. Daher ist der Ausgang select ohne Belang, wenn durch den auf H-Pegel gesetzten Ausgang enable der elektronische Schalter geöffnet ist. Zwischen den Eingangsimpulsen bleiben die Ausgangswerte unverändert.

---

<sup>1</sup>Produktinformationen sind verfügbar auf der Internetseite des Herstellers: [www.ti.com](http://www.ti.com)

Die oben dargestellte Tabelle gilt für das Signal mit der Frequenz des Anregungssignals und, wenn der durchschnittliche Abstand bestimmt werden soll, auch für das Signal mit der Frequenz des Modulationssignals. Soll statt des durchschnittlichen Abstands der maximale, oder, was für die Abstandsregelung weitaus bedeutsamer ist, minimale Abstand bestimmt werden, muß auch das zur Oszillation der Meßspitze synchrone Signal mit der Frequenz der Anregungsfrequenz berücksichtigt werden. Dazu ist der elektronische Schalter nur dann mittels des Ausgangs enable der Steuerlogik für das Signal mit der Frequenz des Modulationssignals zu schließen, wenn sich der Abstand zwischen Probe und Sonde seinem Maximum beziehungsweise Minimum nähert. Dies kann durch eine zusätzliche und-Verknüpfung des Ausgangssignals mit den synchron zum Anregungssignal laufenden Ausgängen des Speichers geschehen.

Der Speicher, der die durch die Vergleicher ausgegebenen Impulse in Dauersignale umwandelt, wird durch einen integrierten Schaltkreis 74HC75, wie er zum Beispiel von Texas Instruments angeboten wird, realisiert<sup>1</sup>. Dieser integrierte Schaltkreis beinhaltet zwei je über einen enable-Eingang gesteuerte 2-Bit-Latches, ist also geeignet, die Schaltzustände beider Bewertungsfunktionen zu speichern. Die enable-Eingänge werden jeweils durch die über ein NAND-Gatter verknüpften Ausgänge „A=B“ der Vergleicher gesteuert, der Speicher kann also dann verändert werden, wenn einer der Vergleicher eine Übereinstimmung zwischen Zähler und voreingestellter Zahl feststellt. Der hier verwendete integrierte Schaltkreis 74HC20, auch hier ist Texas Instruments einer der Hersteller, enthält zwei NAND-Gatter mit jeweils vier Eingängen<sup>1</sup>. Um zu verhindern, daß am Ende der Impulse die Ausgänge des Speichers wieder zurückgeschaltet werden, ist es erforderlich, daß die pos,ein- und neg,ein-Impulse der Vergleicher über den Impuls am enable-Eingang hinaus an den Dateneingängen des Speichers anliegen zu lassen. Das erreicht man durch ein RC-Glied am Ausgang eines Gatters, in diesem Fall ein 74HC00, zum Beispiel von Motorola<sup>2</sup>.

Für die weitere Steuerlogik stehen als Eingangswerte die Ausgänge des Speichers pos,CPD und neg,CPD, synchron mit der Anregungsfrequenz laufend, und die Ausgänge pos,Top und neg,Top, mit der Modulationsfrequenz synchron, zur Verfügung. Die Ausgänge enable und select für die Ansteuerung des elektronischen Schalters können daraus wie folgt generiert werden:

$$\begin{aligned} \overline{enable, CPD} &= \overline{pos, CPD} \cap \overline{neg, CPD} \\ select, CPD &= pos, CPD \end{aligned}$$

Der enable-Eingang des elektronischen Schalters ist negierend, daher wird auch in der Formel mit einem negierten Signal gearbeitet.

Für die Bestimmung des mittleren Abstands sind die Ausgänge der Steuerlogik wie folgt:

$$\begin{aligned} \overline{enable, Top, mitt} &= \overline{pos, Top} \cap \overline{neg, Top} \\ select, Top &= pos, Top \end{aligned}$$

<sup>1</sup>Produktinformationen sind verfügbar auf der Internetseite des Herstellers: [www.ti.com](http://www.ti.com)

<sup>2</sup>Produktinformationen sind verfügbar auf der Internetseite des Herstellers: [www.motorola.com](http://www.motorola.com)

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

Soll statt des mittleren Abstands der maximale beziehungsweise der minimale Abstand bestimmt werden, so gilt für den Ausgang enable der Steuerlogik:

$$\overline{\text{enable, Top, max}} = \overline{\overline{\text{pos, Top}} \cap \overline{\text{neg, Top}} \cap \text{pos, CPD}}$$

$$\overline{\text{enable, Top, min}} = \overline{\overline{\text{pos, Top}} \cap \overline{\text{neg, Top}} \cap \overline{\text{neg, CPD}}}$$

Der Ausgang select ist hierbei identisch mit dem für den mittleren Abstand.

Zur schaltungstechnischen Realisierung der Steuerlogik genügen zwei integrierte Schaltkreise, ein 74HC00, also vier NAND-Gatter mit zwei Eingänge, und ein 74HC08, der vier AND-Gatter beinhaltet. Beide integrierte Schaltkreise werden beispielsweise vom Hersteller Motorola angeboten<sup>1</sup>.

Als elektronische Schalter werden analoge Multiplexer/ Demultiplexer vom Typ 74VHC4053 des Herstellers Motorola verwendet<sup>1</sup>. Dieser integrierte Schaltkreis verfügt zwar über drei unabhängige Kanäle, jedoch nur über einen enable-Eingang. Daher ist für jede Bewertungsfunktion ein separater Multiplexer erforderlich. Die drei vorhandenen Multiplexer werden mit der Bewertungsfunktion für die Messung der Kontaktpotentialdifferenz, mit der Bewertungsfunktion für die Bestimmung des minimalen Abstandes und, umschaltbar mittels eines Schalters oder einer Steckbrücke, mit der Bewertungsfunktion für die Bestimmung des mittleren oder des maximalen Abstandes betrieben.

Das invertierte Signal wird durch einen als invertierender Verstärker beschalteten Operationsverstärker bereitgestellt. Das Verstärkungsverhältnis dieses Operationsverstärker sollte -1 sein, dafür müssen die Widerstände R5 und R6 in Abbildung 5.19 gleich groß sein. Der andere Operationsverstärker, der in dem hier verwendeten integrierten Schaltkreis TL072 enthalten ist, wird als Spannungsfolger beschaltet und stellt das unveränderte Kelvin-Signal bei gleichzeitiger Vermeidung von störenden Einflüssen der Schaltvorgänge auf das Eingangssignal (Pin 1 des Steckverbinders) zur Verfügung. Der integrierte Schaltkreis wird von SGS-Thomson Microelectronics angeboten<sup>2</sup>.

Die Ausgangssignale der Multiplexer enthalten neben dem gesuchten, sich nur langsam ändernden Signal auch unerwünschte, hochfrequente Anteile, die teilweise aus dem Kelvin-Signal stammen, teilweise aber auch von den Schaltvorgängen herrühren. Diese unerwünschten Frequenzanteile können durch geeignet dimensionierte Tiefpaß-Filter aus dem Ausgangssignal der Multiplexer entfernt werden. Daher wird jedem der Ausgänge der Multiplexer ein RC-Glied nachgeschaltet. Um eine gegenseitige Beeinflussung der Ausgänge der einzelnen teildigitalen Lock-In-Verstärker auszuschließen, trennt ein als Spannungsfolger beschalteter Operationsverstärker die Multiplexer vom Ausgang der Platine.

Die drei Ausgangssignale der teildigitalen Lock-In-Verstärker liegen an den Pins 11 (mittlerer/ maximaler Abstand), 12 (minimaler Abstand) und 13 (Kontaktpotentialdifferenz) des Steckverbinders an.

---

<sup>1</sup>Produktinformationen sind verfügbar auf der Internetseite des Herstellers: [www.motorola.com](http://www.motorola.com)

<sup>2</sup>Produktinformationen sind verfügbar auf der Internetseite des Herstellers: [us.st.com](http://us.st.com)

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

Aufgrund der großen Anzahl von Bauelementen ist es hier erforderlich, die Schaltung auf zwei huckepack montierten, beidseitig mit Leiterzügen versehenen Platinen aufzubauen. Der Entwurf für die, auch hier auf fotochemischem Wege herzustellenden, Platinen wird in Abbildung 5.20 gezeigt, Abbildung 5.21 zeigt den Bestückungsplan.

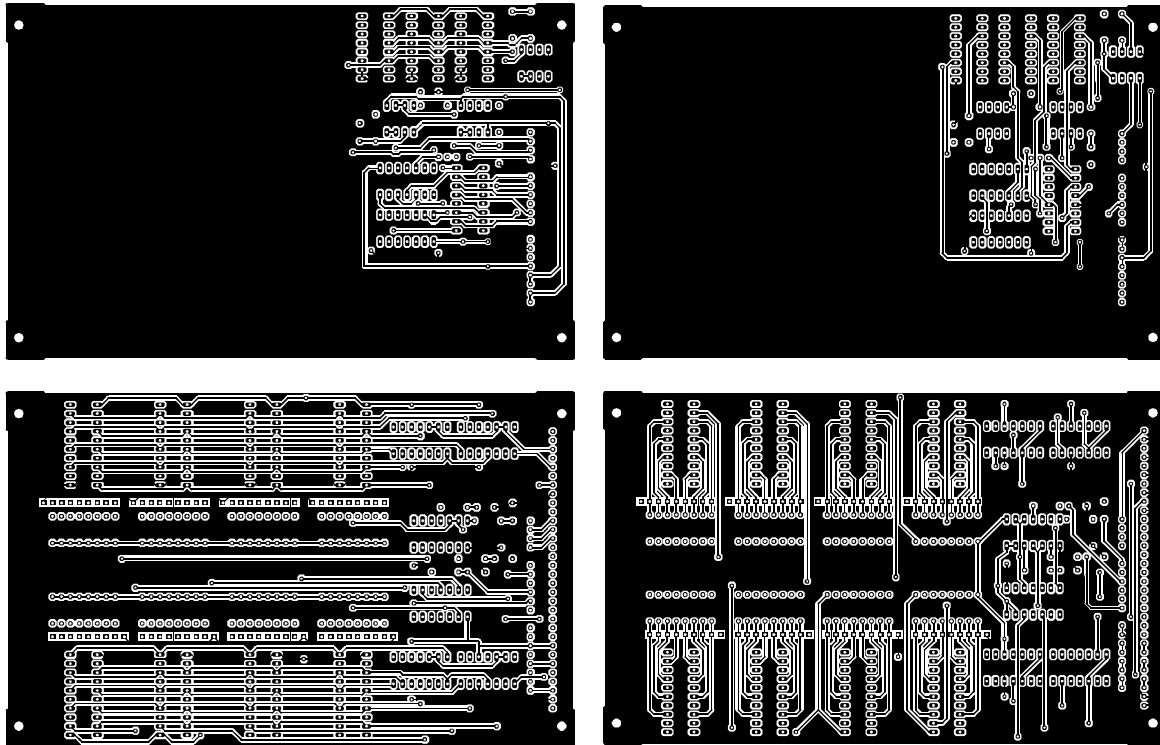


Abb. 5.20: Platinenentwurf für die teildigitalen Lock-In-Verstärker

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

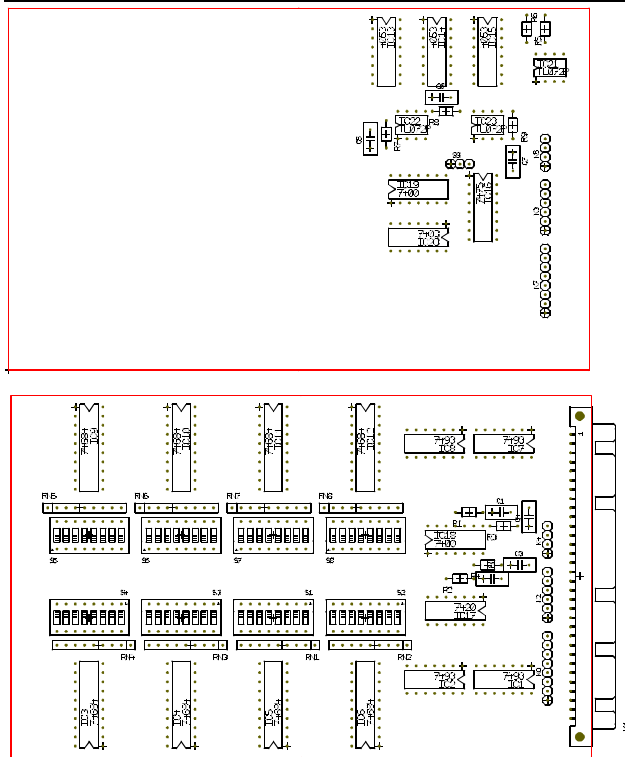


Abb. 5.21: Bestückungsplan für die teildigitalen Lock-In-Verstärker



## 5.7 Regler

Um eine vollständige Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz beziehungsweise eine fehlerfreie Nachführung des Abstands zu erreichen, ist ein Bauelement, das die Ausgangswerte der teildigitalen Lock-In-Verstärker über die Zeit integriert, erforderlich. Ein solcher reiner I-Regler hat jedoch den Nachteil, daß er, selbst wenn er an der Grenze der Stabilität betrieben wird, vergleichsweise langsam ist. Ein schnellerer Ausgleich der Regeldifferenz läßt sich durch ein parallel zum I-Glied geschaltetes P-Glied erreichen. Der dadurch realisierte PI-Regler vereint die Vorteile eines I- und eines P-Reglers, also eine statisch genaue und eine dynamisch schnelle Regelung [30].

Abbildung 5.22 zeigt den Schaltungsentwurf eines als PI-Regler konzipierten Reglers für die Probenspannung.

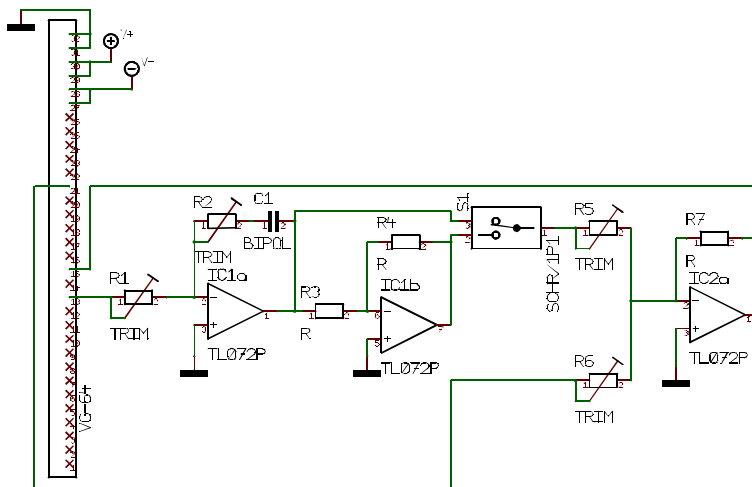


Abb. 5.22: Schaltungsentwurf für den Regler für die Probenspannung

Das zur Potentialdifferenz zwischen Probe und Sonde proportionale Signal wird über Pin 13 des Steckverbinders zugeführt. Der PI-Regler wird durch einen Operationsverstärker, dessen Rückkoppelung aus einer Reihenschaltung eines ohmschen Widerstands und eines Kondensators besteht, realisiert [30]. Durch Verändern des Widerstands R2 kann die Eckfrequenz des PI-Gliedes eingestellt werden, R1 bestimmt die Verstärkung. Ein zweiter Operationsverstärker invertiert das Ausgangssignal des Reglers, mit dem Schalter S1 kann zwischen dem invertierten Signal und dem Ausgangssignal gewählt werden.

Die zum Ausgangssignal des Reglers hinzuzufügende Frequenz  $f_b$  wird der Reglerplatine über Pin 21 des Steckverbinders zugeführt. Mit den einstellbaren Widerständen R5 und R6 können die Ausgangspegel von Reglerausgangssignal und Modulationssignal getrennt eingestellt werden. Das Ausgangssignal des die beiden Signale addierenden Operationsverstärkers wird über Pin 15 des Steckverbinders ausgegeben. Von dort aus wird es über das Bussystem dem Proben Tisch zugeführt.

Platinenentwurf und Bestückungsplan für die Reglerplatine sind in Abbildung 5.23 dargestellt.

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

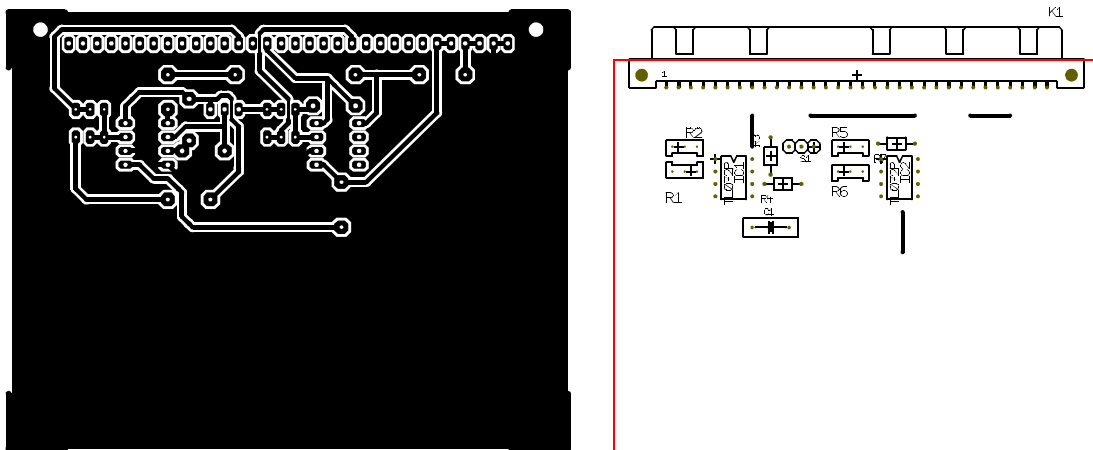


Abb. 5.23: Platinententwurf und Bestückungsplan für den Regler für die Probenspannung

Der zweite Regler hat im Regelkreis für den Abstand zwischen Probe und Sonde die Aufgabe, das vom Lock-In-Verstärker ausgegebene Signal mit einem fest eingestellten Wert zu vergleichen. Das Ergebnis dieses Vergleichs wird zur Ansteuerung des zur Einstellung des Abstandes eingesetzten Piezotranslators verwendet. Auch hier ist aus Gründen der Genauigkeit und Geschwindigkeit ein PI-Regler am besten geeignet.

In Abbildung 5.24 ist der Schaltungsentwurf für den Regler für den Abstand zwischen Probe und Sonde dargestellt.

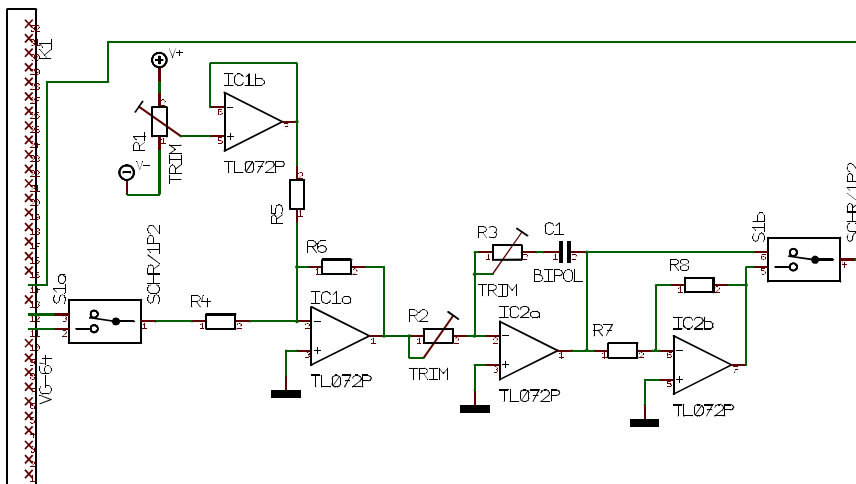


Abb. 5.24: Schaltungsentwurf für den Regler für den Abstand Probe-Sonde

Hier ist dem Regler ein weiterer, als Addierer beschalteter Operationsverstärker vorgeschaltet, der eine einstellbare Gleichspannung zum Eingangssignal addiert. Dadurch wird der Vergleich des Eingangssignals mit dem voreingestellten Sollwert realisiert. Für das Eingangssignal selbst kann mittels eines Schalters zwischen dem Signal für den mittleren beziehungsweise maximalen Abstand an Pin 11 und dem Signal für den minimalen Abstand an Pin 12 des Steckverbinders gewählt werden.

Wie auch beim anderen Regler können über verstellbare Widerstände, hier R3 und R2, Eckfrequenz und Verstärkung bestimmt werden. Ebenso kann auch hier zwischen dem

Ausgangssignal des Reglers und dem eines nachgeschalteten, als Invertierer konfigurierten, Operationsverstärkers gewählt werden. Das Ausgangssignal wird über Pin 14 des Steckverbinders auf das Bussystem ausgegeben und dem Hochspannungsverstärker für den Abstandspiezo zugeführt.

Abbildung 5.25 zeigt den Platinenentwurf und den Bestückungsplan für den Regler für den Abstand zwischen Probe und Sonde.

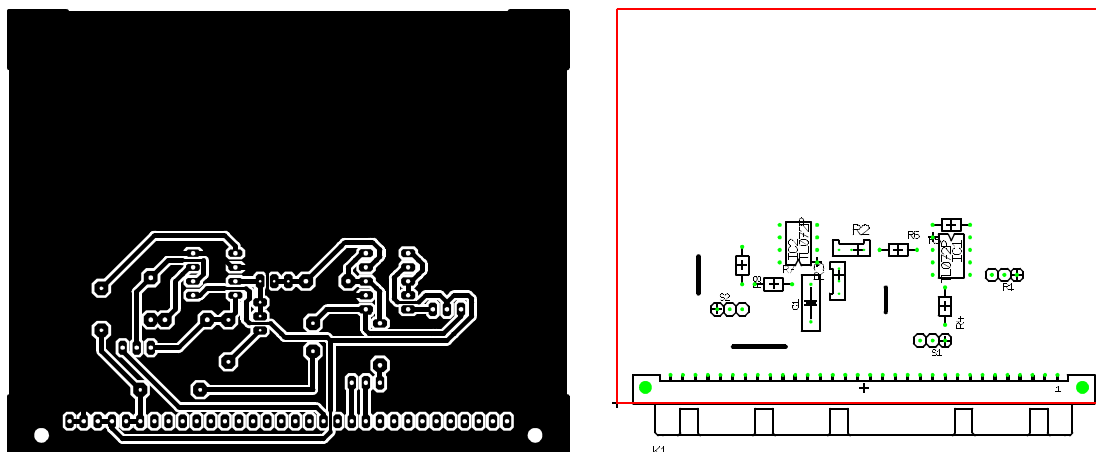


Abb. 5.25: Platinenentwurf und Bestückungsplan für den Abstandsregler

Obwohl der Platz auf einer Platine problemlos für beide Regler ausreichen würde, ist für jeden Regler eine separate Platine vorgesehen. Dies bietet den Vorteil, daß bei Modifikationen an einer der Reglerplatinen die andere weiter verwendet werden kann.

Für die Operationsverstärker kommt der integrierte Schaltkreis TL 072 des Herstellers SGS-Thomson Microelectronics in Betracht<sup>1</sup>. Es können jedoch auch andere integrierte Schaltkreise eingesetzt werden, die in Pinbelegung und maximal zulässigen Spannungen dem TL 072 entsprechen.

## 5.8 Gehäuse und Bussystem

Das die einzelnen Steckkarten verbindende Bussystem ist in das Gehäuse integriert, daher werden hier Gehäuse und Bussystem als eine Einheit betrachtet. Als Gehäusesystem bietet sich hier das bereits in [52] verwendete 19-Zoll-Gehäuse an. Dieses Gehäuse ist speziell für die Aufnahme von Steckkarten im Format 160mm x 100mm, auch mit an ihnen montierten Frontplatten, konzipiert.

Es ist zweckmäßig, das Netzteil, wie ebenfalls in [52] beschrieben, im hinteren Teil des Gehäuses fest zu montieren. Die vier Versorgungsspannungen werden den Leitungen 25 bis 32 des Bussystems zugeführt.

<sup>1</sup>Produktinformationen sind verfügbar auf der Internetseite des Herstellers: [us.st.com](http://us.st.com)

## Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

Das Bussystem besteht aus fest im Gehäuse montierten 32-poligen Steckverbindern, die über Kabel miteinander verbunden sind. Der Schaltplan des Bussystems ist in Abbildung 5.26 dargestellt.

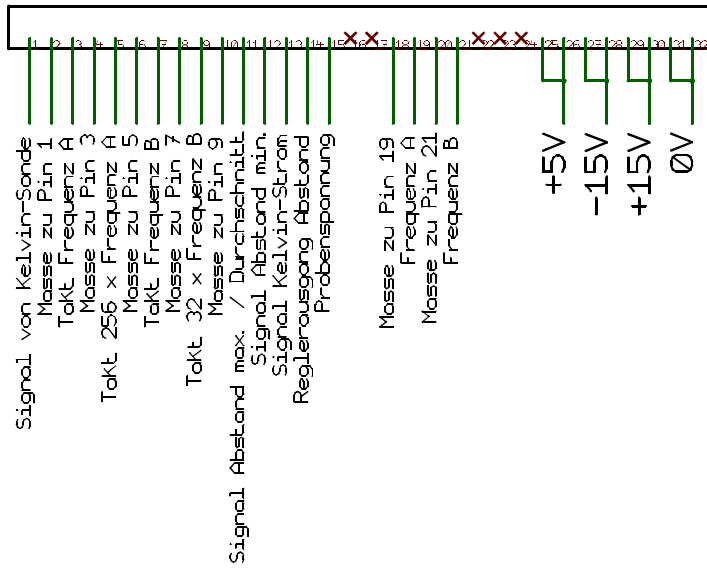


Abb. 5.26: Bussystem

Die Leitungen des Bussystems sind wie folgt belegt:

### Beispiel zur schaltungstechnischen Realisierung

Leitung	Belegung / Funktion	Herkunft
1	Eingangssignal	vom U/I-Wandler
2	Masse zu Leitung 1	
3	zur Anregungsfrequenz synchrones Taktsignal	vom Frequenzgenerator
4	Masse zu Leitung 3	
5	Takt bei 256-fachem der Anregungsfrequenz	vom Frequenzgenerator
6	Masse zu Leitung 5	
7	zur Modulationsfrequenz synchrones Taktsignal	vom Frequenzgenerator
8	Masse zu Leitung 7	
9	Takt bei 32-fachem der Modulationsfrequenz	vom Frequenzgenerator
10	Masse zu Leitung 9	
11	zum maximalen/ mittleren Abstand proportionales Signal	vom Lock-In-Verstärker
12	zum minimalen Abstand proportionales Signal	vom Lock-In-Verstärker
13	zur Potentialdifferenz proportionales Signal	vom Lock-In-Verstärker
14	Ansteuerung für Abstandspiezo	vom Regler (Abstand)
15	Probenspannung zur Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz	vom Regler (Proben- spannung)
16, 17	nicht belegt	
18	Masse zu Leitung 19	
19	Anregungsfrequenz	vom Frequenzgenerator
20	Masse zu Leitung 21	
21	Modulationsfrequenz	vom Frequenzgenerator
22, 23, 24	nicht belegt	
25, 26	Versorgungsspannung + 5V	vom Netzteil
27, 28	Versorgungsspannung - 12V	vom Netzteil
29, 30	Versorgungsspannung + 12V	vom Netzteil
31, 32	Versorgungsspannung 0V	vom Netzteil

## 6 Bildliche Darstellung des Meßergebnisses

### 6.1 Ausgangspunkt und Entwicklungsziel

Die im Computer aufgezeichnete Kontaktpotentialdifferenz und Topographie liegt in Form von 2-dimensionalen Feldern von Fließkommazahlen vor. Diese Felder sind in Textdateien, versehen mit einem Vorspann mit Daten wie Feldgröße, Schrittweite und Abtastgeschwindigkeit, gespeichert.

Die in den Dateien enthaltenen Informationen sind in dieser Form dem menschlichen Betrachter nur schwer zugänglich, in Form einer grafischen Darstellung können wir die Informationen leichter aufnehmen. Zur Umsetzung der Daten in ein Bild wurde, etwa in den in [5] und [52] vorgestellten Arbeiten, wurde das Programm Origin benutzt. Abbildung 6.1 zeigt nochmals die aus den Kapiteln 4.2.1 und 4.4.2 bereits bekannten, mit Origin erzeugten Darstellungen.

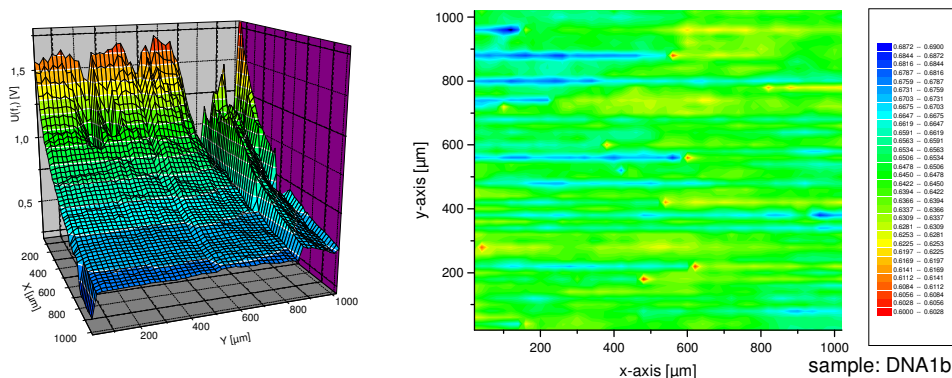


Abb. 6.1: Beispiele für mit Origin erzeugte grafische Darstellungen (aus [52])

Wie in Abbildung 6.1 angedeutet wurde, ermöglicht Origin die grafische Darstellung verschiedenartigster Daten. Jedoch gerade bei der Umwandlung zweidimensionaler Zahlenfelder in Graustufen- oder Falschfarbenbilder wird eine große Schwäche des Programms Origin deutlich. Origin ist nicht in der Lage, die Zahlenwerte in den Datenfeldern in analoge Farb- oder Helligkeitswerte umzuwandeln. Statt dessen werden die Werte als maximal 32 digitale, durch Schwellwerte definierte Farb- oder Helligkeitswerte dargestellt. Dadurch wird die Spannungs- und Höhengauflösung der bildlichen Darstellung von Kontaktpotentialdifferenz und Topographie enorm verringert. Heutige Computer jedoch sind in der Lage, mehrere Millionen Farbtöne und zumindest 256 reine Graustufen darzustellen, Origin bleibt also weit unter dem technisch Möglichen. Daraus resultiert der Entschluß, anstelle von Origin ein selbst erstelltes, weit spezialisierteres Programm zu verwenden.

Als Programmiersprache wurde Microsoft Visual Basic gewählt. Diese Entwicklungsumgebung vereinigt die leichte Erlernbarkeit der Programmiersprache Basic mit der klaren Strukturierung professioneller Programmiersprachen wie C und der Möglichkeit, standardisierte Funktionen der Windows-Umgebung zu nutzen. Andere Programmiersprachen wie C oder Assembler versprechen zwar eine bessere Nutzung der Ressourcen wie Speicher und Rechengeschwindigkeit, moderne Computer bieten jedoch beides im Überfluß. Außerdem ist die

bildliche Darstellung des Meßergebnisses, da nicht Teil des eigentlichen Meßvorgangs, nicht zeit- beziehungsweise geschwindigkeitskritisch.

Für das Programm wurden folgende Entwicklungsziele definiert:

- Darstellung der Kontaktpotentialdifferenz- und Topographiedaten als Graustufen- oder Falschfarbenbild
- Anpassungsfähigkeit an verschiedene Datenquellen
- Ausdruck der Darstellung
- Export der Darstellung als Bilddatei oder über die Zwischenablage zur Weiterverwendung mit anderen Programmen
- Erweiterbarkeit um weitere Darstellungsmodi

Eine Erweiterung des Programms, insbesondere um weitere Darstellungsmodi, kann in Form von Folgeversionen erfolgen. Hier können auch erkannte Mängel vorhergehender Versionen behoben werden.

## 6.2 Darstellungsalgorithmus

Unter Darstellungsalgorithmus ist eine Rechenvorschrift zu verstehen, die aus einem Zahlenwert aus dem zweidimensionalen Feld einen Helligkeitswert oder die drei Farbwerte des RGB-Systems, gleichbedeutend mit den Anteilen der Grundfarben Rot, Grün und Blau, ermittelt. Den einfachsten solchen Algorithmus stellt eine lineare Beziehung zwischen Zahlenwert und Helligkeits- oder Farbwert dar. Ein solcher linearer Zusammenhang läßt sich durch folgende Formel ausdrücken:

$$Y = Y_{min} + (Y_{max} - Y_{min}) \cdot \frac{X - X_{min}}{X_{max} - X_{min}} \quad (6.1)$$

mit: Y: Ausgangswert (Helligkeits-, R-, G- oder B-Wert)  
Y<sub>min</sub>: kleinster gewünschter Ausgangswert  
Y<sub>max</sub>: größter gewünschter Ausgangswert  
X: Eingangswert (aus Zahlenfeld)  
X<sub>min</sub>: kleinster vorhandener Eingangswert  
X<sub>max</sub>: größter vorhandener Eingangswert

Soll durch die Formel 6.1 eine Abbildung des Zahlenwerts in einen RGB-Farbwert definiert werden, so ist für jede der drei Grundfarben eine separate Berechnung erforderlich. Somit läßt sich aus einer Anfangs- und einer Endfarbe, jeweils definiert durch den R-, den G- und den B-Wert, die lineare Abbildung definieren.

Neben der linearen Beziehung zwischen Zahlenwert und Farbwert sind auch weitere Beziehungen denkbar, etwa ein Farbverlauf am Umfang des Farbkreises entlang. Diese können als Option in einer späteren Version hinzugefügt werden.

Beim Erstellen der Darstellung ist zu beachten, daß der Bildschirm des Computers ungleich mehr Bildpunkte hat als es Meßpunkte in den Datenfeldern gibt. Die Bildschirmauflösung eines modernen Computers liegt in der Größenordnung von je 1000 Bildpunkten horizontal und vertikal, während eine Ergebnisdatei eines Raster-Kelvin-Mikroskops derzeit eine typische Auflösung von einigen hundert Punkten in beiden Dimensionen aufweist.

Die einfachste Möglichkeit, einen Punkt auf mehrere abzubilden, ist, allen betroffenen Punkten in der Abbildung den selben Wert zuzuweisen. Dem geringen Aufwand steht das meist recht grobkörnige Erscheinungsbild der Abbildung gegenüber. Diese entsteht dadurch, daß mehrere Bildpunkte praktisch zu einem, größeren Punkt zusammengefaßt werden.

Als Alternative bietet sich an, die Fläche zwischen den Meßpunkten mit Zwischenwerten aufzufüllen. Der Eingangswert  $X$  aus Formel 6.1 ist dann nicht ein Wert  $X_{\mu,v}$  aus dem Datenfeld, statt dessen wird er aus den umliegenden Werten des Datenfelds errechnet.

$$\begin{aligned}
 X = & X_{\mu,v} \cdot (1 - \mu_{Rest}) \cdot (1 - v_{Rest}) + \\
 & X_{(\mu+1),v} \cdot \mu_{Rest} \cdot (1 - v_{Rest}) + \\
 & X_{\mu,(v+1)} \cdot (1 - \mu_{Rest}) \cdot v_{Rest} + \\
 & X_{(\mu+1),(v+1)} \cdot \mu_{Rest} \cdot v_{Rest}
 \end{aligned}
 \tag{6.2}$$

mit:  $\mu, v$  : Position (ganzzahlig) im Datenfeld  
 $\mu_{Rest}, v_{Rest}$  (nicht ganzzahliger) Rest der Position im Datenfeld

Das Auffüllen der Fläche zwischen den Meßpunkten mit Zwischenwerten bewirkt eine Glättung des Bildes. Abbildung 6.2 zeigt den gleichen Bildausschnitt mit und ohne Glättung.



Abb. 6.2: Darstellung ohne (links) und mit (rechts) Glättung

Obwohl beide Darstellungen aus den gleichen Daten entstanden sind, wirkt das geglättete Bild höher aufgelöst. Die Glättung sollte demnach zumindest dann, wenn die Bildschirmauflösung deutlich über der Auflösung des Datenfelds liegt, aktiviert sein.

### 6.3 Handhabung des Programms

Hier soll die Handhabung des im Rahmen dieser Arbeit erstellten Programms erläutert werden. Eine geringfügig veränderte Fassung dieses Abschnitts wird, vorerst als HTML-



Datei, dem Programm beigelegt. Als Bezeichnung für das Programm wurde „Kelvin-Viewer“ gewählt, in den folgenden Abschnitten wird dieser Name benutzt.

### **6.3.1 Installation und Start**

Die Installationsdateien liegen entweder als Verzeichnis auf einem Datenträger oder, nach dem Herunterladen aus dem Internet, als ZIP-Datei vor. In letzterem Fall ist vor dem Start des Installationsprogramms die ZIP-Datei in ein geeignetes Verzeichnis zu entpacken.

Der Installationsvorgang wird durch Doppelklick auf die Datei „setup.exe“ begonnen. Im Installationsassistenten kann zunächst der Installationsort, dann die Programmgruppe, unter der eine Verknüpfung im Startmenü abgelegt werden soll, festgelegt werden. Nach Beendigung des Installationsvorgangs kann das Programm Kelvin-Viewer durch Auswahl im Startmenü gestartet werden.

Wird Kelvin-Viewer nicht mehr verwendet oder soll das Programm aus anderen Gründen entfernt werden, kann dies im Teil Software der Systemsteuerung erfolgen. Hierdurch wird sowohl das Programm selbst als auch die Verknüpfung im Startmenü entfernt.

### **6.3.2 Importieren von Daten aus anderen Anwendungen**

Die Daten müssen als zweidimensionale Zahlenfelder im ASCII-Format vorliegen. Dabei müssen zwischen den einzelnen Zahlen festgelegte Trennzeichen stehen, damit beim Importieren der Beginn der jeweils nächsten Zahl erkannt wird. Da verschiedene Datenquellen meist auch verschiedene Trennzeichen verwenden, kann in den Voreinstellungen Kelvin-Viewer verschiedenen Datenquellen angepaßt werden.

Durch Auswahl des Punktes „Importieren“ im Menü „Datei“ gelangt man in ein Dialogfeld, in dem die zu importierende Datei ausgewählt werden kann. Nach Auswahl und Bestätigung beginnt Kelvin-Viewer, die Datei einzulesen.

Treten beim Importieren der Daten Fehler auf, so gibt Kelvin-Viewer eine entsprechende Fehlermeldung aus. Mögliche Fehlerquellen sind:

- Die Datei ist nicht lesbar oder das Dateiformat ist falsch.
- Die in der Datei verwendeten Trennzeichen entsprechen nicht den in den Voreinstellungen angegebenen.
- Der Dateikopf stimmt nicht mit den Voreinstellungen überein.
- Die Aufzeichnung der Datei wurde abgebrochen, so daß am Ende keine vollständige Datenzeile steht.

Ist der Datenimport erfolgreich, werden im Hauptfenster Informationen zu den in den Arbeitsspeicher geladenen Daten angezeigt, wie in Abbildung 6.3 gezeigt.

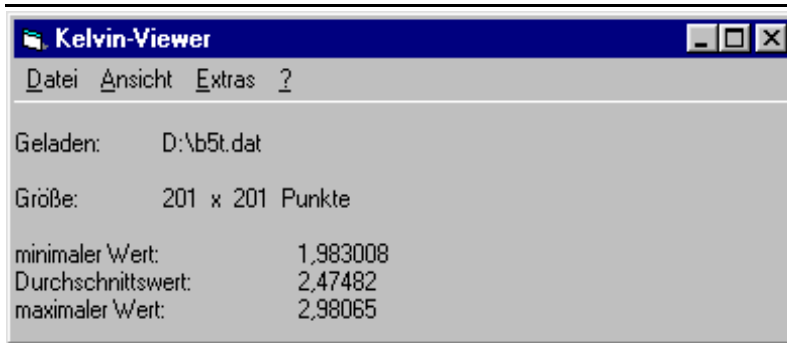


Abb. 6.3: Anzeige der Informationen zur importierten Datei

Angezeigt werden der Name der importierten Datei, ihre Größe in Bildpunkten, der kleinste und der größte in der Datei vorkommende Zahlenwert sowie der Durchschnitt aller Zahlenwerte in der Datei. Sobald Daten in den Arbeitsspeicher geladen sind, sind das „Ansicht“-Menü sowie die Punkte „Speichern“ und „Speichern unter“ im „Datei“-Menü verfügbar.

### 6.3.3 Anzeige der Daten in tabellarischer Form

Diese Funktion dient der Anzeige des Zahlenfeldes, das in der importierten Datei enthalten ist. Sie kann durch Auswahl des Punktes „Daten“ im Menü „Ansicht“ aufgerufen werden. Das Anzeigefenster für die Zahlenwerte ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

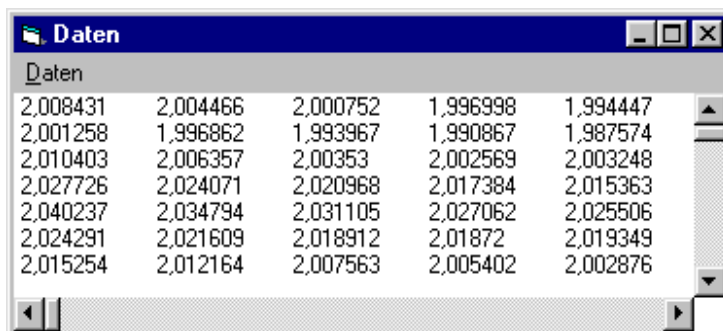


Abb. 6.4: Anzeige in tabellarischer Form

Die Größe des Anzeigefensters ist veränderbar, mit den Scrollbalken kann der angezeigte Ausschnitt innerhalb des Zahlenfeldes verschoben werden. Der Menüpunkt „Drucken“ im Menü „Daten“ gibt das gesamte Zahlenfeld auf einen unter Windows installierten Drucker aus.

### 6.3.4 Anzeige der Daten in grafischer Form

Die Hauptfunktion von Kelvin-Viewer wird über den Menüpunkt „2D“ im Untermenü „Grafik“ des Menüs „Ansicht“ erreicht. Die Unterbringung dieser Funktion in einem Untermenü hat den Grund, daß andere Darstellungsmodi, die in späteren Versionen des Programms hinzugefügt werden, in diesem Untermenü zusammengefaßt werden sollen. Nach Auswahl des Darstellungsmodus benötigt der Rechner, abhängig von der verfügbaren Rechenleistung,

einige Sekunden, um das Bild im Darstellungsfenster aufzubauen. Während dieser Zeit wird eine Fortschrittsanzeige eingeblendet. Das Darstellungsfenster für die grafische Anzeige wird in Abbildung 6.5 gezeigt.



Abb. 6.5: Anzeige in grafischer Form

Durch Positionieren des Mauszeigers in der grafischen Abbildung erreicht man, daß anstelle des Fenstertitels die Position des Punktes unter dem Mauszeiger sowie der zugehörige Zahlenwert aus der importierten Datei angezeigt wird. Von der Grafikansicht aus kann die grafische Darstellung angepaßt, ausgedruckt, zur weiteren Bearbeitung gespeichert oder an andere Anwendungen übermittelt werden.

Der Punkt „Farben“ im Menü „Grafik“ ermöglicht, anstelle der voreingestellten Graustufen-darstellung einen Verlauf zwischen zwei beliebigen Farben zur Darstellung der Werte zu verwenden.

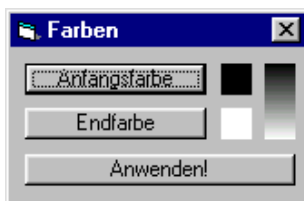


Abb. 6.6: Farbanpassung

Aus dem in Abbildung 6.6 gezeigten Fenster gelangt man durch einen Mausklick auf die Schaltflächen „Anfangsfarbe“ und „Endfarbe“ in ein Auswahlfenster für die jeweilige Farbe. Rechts neben den Schaltflächen werden die eingestellten Farben sowie der resultierende Farbverlauf dargestellt. Durch einen Mausklick auf die Schaltfläche „Anwenden!“ wird die Grafikdarstellung mit den neuen Farbeinstellungen neu aufgebaut.

Durch den Punkt „Anzeigebereich“ im Menü „Grafik“ kann anstelle des gesamten Bereichs zwischen minimalem und maximalem Wert in der importierten Datei ein Ausschnitt daraus in den Farbverlauf interpretiert werden. Werte außerhalb des Ausschnitts werden dann mit der Anfangs- beziehungsweise Endfarbe dargestellt, abhängig davon, ob sie unterhalb oder

oberhalb des ausgewählten Bereichs liegen. Das Auswahlfenster für den Anzeigebereich ist in Abbildung 6.7 dargestellt.

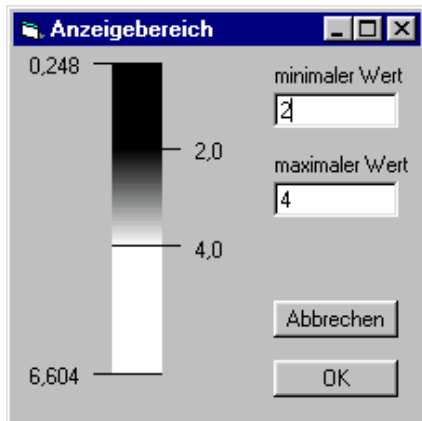


Abb. 6.7: Einstellung des Anzeigebereichs

In den Zahlenfeldern für den minimalen und den maximalen Wert sind bei Aufruf der Funktion zunächst der niedrigste und der höchste Wert in der importierten Datei eingetragen. Gibt man in diesen Feldern neue Werte ein, so wird die Position dieser Werte in Bezug zum niedrigsten und höchsten Wert der importierten Datei eingetragen. Zugleich wird auch der Farbverlauf angepaßt. Zum Verwerfen der Änderungen kann auf „Abbrechen“ geklickt werden, durch einen Mausklick auf „OK“ werden die Änderungen übernommen und die Grafikanzeige mit den neuen Werten neu aufgebaut.

Unter dem Menüpunkt „Skala“ im Menü „Grafik“ kann ein Fenster mit einer Skala zur gerade angezeigten Grafik, wie es in Abbildung 6.8 gezeigt wird, geöffnet werden.

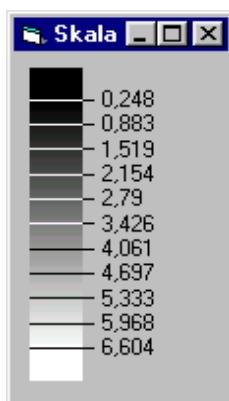


Abb. 6.8: Skala

Durch Auswahl des Punktes „Grafik drucken“ im Menü „Datei“ kann die grafische Darstellung auf jedem mit Windows kompatiblen Drucker ausgegeben werden. Papiergröße und Ausrichtung sind hierbei auf A4, Querformat fest eingestellt, andere Parameter wie Druckerwahl, Druckqualität und Anzahl der Kopien können in dem aus anderen Windows-Anwendungen bekannten Drucker Menü eingestellt werden.

Vor dem Ausdruck der Grafik kann über den Menüpunkt „Druckvorschau“ im Menü „Datei“ das zu erwartende Druckbild betrachtet werden. Die Druckvorschau wird immer in voller

Bildschirmgröße erstellt, auch dieser Vorgang kann, insbesondere bei langsamen Rechnern, einige Zeit in Anspruch nehmen. Abbildung 6.9 zeigt eine solche Druckvorschau.

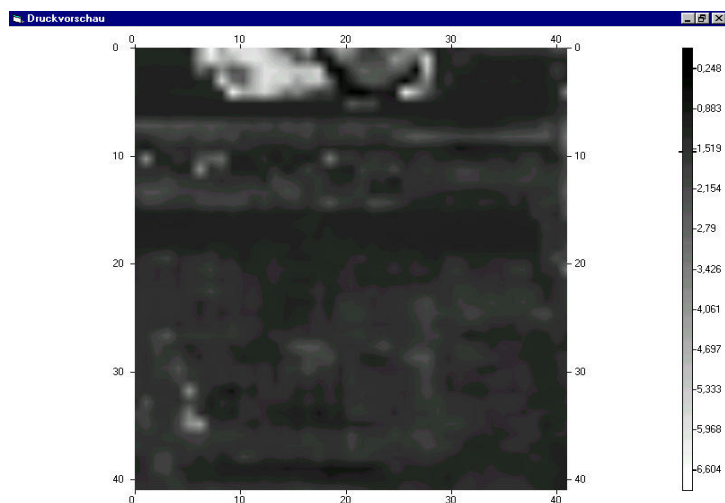


Abb. 6.9: Druckvorschau

Die grafische Darstellung kann anderen Anwendungen auf zwei verschiedenen Arten zur weiteren Bearbeitung zur Verfügung gestellt werden: als Bilddatei oder über die Zwischenablage.

Zum Abspeichern als Bilddatei kann nach Auswahl des Punktes „Bitmap speichern“ im Menü „Datei“ in einem Dialogfeld Dateiname und Pfad für die Bilddatei eingegeben werden. Die Datei kann nur im bmp-Format gespeichert werden, andere Dateitypen, insbesondere komprimierte Bilddateien sind nicht verfügbar.

Mittels des Punktes „alles Kopieren“ im Menü „Bearbeiten“ wird die gesamte angezeigte Darstellung in die Zwischenablage kopiert. Sie kann von dort aus in Dokumente der verschiedensten Programme eingefügt werden, etwa in Textverarbeitungen oder Grafikprogramme.

### 6.3.5 Speichern und Laden

Damit nicht jedesmal, wenn auf eine grafische Darstellung zugegriffen werden soll, erneut ein Datenimport durchgeführt und eventuelle Anpassungen vorgenommen werden müssen, kann der Bearbeitungsstand abgespeichert und später wieder geladen werden.

Durch Auswahl von „Speichern“ oder „Speichern unter“ im Menü „Datei“ des Hauptfensters gelangt man in ein Dialogfenster, in dem der Dateiname eingegeben werden kann. Der Dateityp ist dabei ein speziell für Kelvin-Viewer entwickelter Dateityp mit der Kennung „kvn“. Sind die bearbeiteten Daten bereits einmal gespeichert worden oder handelt es sich bei den Daten um eine geladene kvn-Datei, so erscheint das Dialogfenster für den Dateinamen nur bei „Speichern unter“. „Speichern“ bewirkt in diesem Fall, daß die Daten unter dem zuletzt benutzten Dateinamen gespeichert werden.

Abgespeichert werden neben den Daten selbst auch Informationen wie Farbeinstellungen und Anzeigebereich. Weiterhin wird auch festgehalten, welche Darstellung während des Abspeicherns angezeigt wurde. Damit kann nach dem Laden der gespeicherten Datei die Arbeit an dem Punkt fortgesetzt werden, an dem sie unterbrochen wurde.

Der Menüpunkt „Laden“ im Menü „Datei“ öffnet ein Dialogfenster, in dem die zuvor gespeicherte Datei ausgewählt werden kann. Beim Laden der Datei werden die Anzeigefenster, die während des Speicherns geöffnet waren, wieder aufgebaut.

### 6.3.6 Voreinstellungen

Die Voreinstellungen dienen der Anpassung des Programms an die individuellen Erfordernisse des Nutzers. Durch Auswahl des Punktes „Voreinstellungen“ im Menü „Extras“ wird das nachfolgend abgebildete Fenster geöffnet.

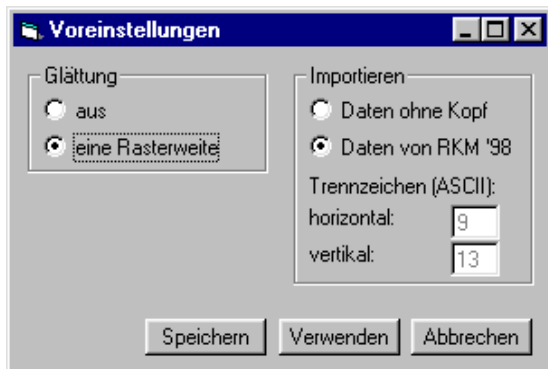


Abb. 6.10: Voreinstellungen

Durch den Punkt „Glättung“ kann der bereits in Abschnitt 6.2 vorgestellte Glättungsalgorithmus ein- und ausgeschaltet werden. Die Auswirkungen der Glättung sind in Abbildung 6.2 verdeutlicht worden.

Im Teil „Importieren“ wird Kelvin-Viewer an die verschiedensten Datenquellen angepaßt.

Die Auswahl „Daten ohne Kopf“ ermöglicht eine manuelle Einstellung der Trennzeichen. In die beiden Textfelder können die ASCII-Codes für die Trennzeichen, die eine Weiterschaltung zur nächsten Zahl beziehungsweise in die nächste Zeile auslösen, eingegeben werden.

Die Auswahl „Daten von Raster-Kelvin-Mikroskop '98“ ermöglicht das Einlesen der mit dem in [52] beschriebenen Gerät erzeugten Dateien. In diesem Fall wird der durch die Software des Raster-Kelvin-Mikroskops erzeugte Dateikopf ignoriert und die Trennzeichen den dort verwendeten angepaßt. Denkbar wäre, in späteren Versionen den Dateikopf nicht zu ignorieren, sondern auszuwerten. Dadurch könnte zum Beispiel der Name der Probe automatisch eingeblendet werden oder eine Bemaßung der Probe in Längeneinheiten statt in Pixeln erfolgen. Weiterhin kann das Programm durch Hinzufügen weiterer Optionen für den Datenimport an andere Datenquellen angepaßt werden.

## **7 Alternativen und Verbesserungsmöglichkeiten**

### **7.1 Zielsetzung**

In diesem Kapitel soll betrachtet werden, inwieweit Verbesserungen an dem im vorangegangenen Kapitel beschriebenen System sinnvoll erscheinen oder ob andere, vom oben beschriebenen Ansatz abweichende Lösungen möglich sind.

Unterschieden werden muß hierbei zwischen solchen Weiterentwicklungen, die technisch bereits problemlos möglich sind, und solchen, für die die technischen Voraussetzungen noch geschaffen werden müssen. Über Notwendigkeit und Erfolgsaussichten der einzelnen Modifikationen muß anhand der mit dem hier vorgestellten Gerät zu sammelnden Erfahrungen entschieden werden, oft gilt es auch, Aufwand beziehungsweise Kosten gegenüber dem zu erwartenden Vorteil abzuwägen.

Im folgenden werden die einzelnen Verbesserungsmöglichkeiten anhand der zu modifizierenden Baugruppen geordnet vorgestellt.

### **7.2 Mechanischer Aufbau**

#### **7.2.1 Schwingungspiezo**

Die im vorangegangenen Kapitel beschriebene Elektronik ist für den Einsatz zusammen mit der bereits in [52] verwendeten Mechanik vorgesehen. Während der Erprobung dieses Gerätes an der University of Toronto kamen jedoch Zweifel an der Zweckmäßigkeit des hier verwendeten Schwingungspiezos auf. Als nachteilhaft wurde die vergleichsweise niedrige Schwingungsfrequenz von 2 kHz empfunden, da sie zum einen als Pfeifton hörbar ist und zum anderen eine große Schwingungsamplitude und damit auch einen großen mittleren Abstand erfordert. Die dadurch nötig gewordene große Sondenfläche und die elektrischen Streufelder zwischen Probe und Sonde reduzieren die erreichbare räumliche Auflösung.

Eine Erhöhung der Schwingungsfrequenz ist mit dem bisher verwendeten Piezotranslator nicht möglich. Die hohe Eigenmasse des Piezosystems würde bei einer höheren Frequenz zu einer Zunahme der Leistungsaufnahme und damit zur Überhitzung des Piezos führen. Damit würde dieser aufgrund der dadurch ausgelösten Depolarisation unbrauchbar werden.

Benötigt wird daher ein Schwingungspiezo, der mit einer höheren Frequenz betrieben werden kann. Es sollten hierbei Frequenzen in der Größenordnung von 30 bis 100 kHz angestrebt werden. Mäkel und Ren beschreiben in [3] und [4] Piezosysteme, die diese Vorgabe erfüllen. Im Gegensatz zum in [52] verwendeten Stapelpiezo handelt es sich hierbei um Röhrenpiezos, die zum einen eine geringere Eigenmasse aufweisen und zum anderen keine mechanische Vorspannung benötigen. Die daraus resultierende kleinere schwingende Masse ermöglicht wesentlich höhere Schwingungsfrequenzen.

Dem Vorteil der höheren erreichbaren räumlichen Auflösung stände der Nachteil, daß aufgrund des geringeren mittleren Abstands nur sehr dünne isolierende Schichten auf der Probenoberfläche sein dürfen, gegenüber. Dies kann erforderlich machen, daß für Messungen an solchen Proben weiterhin der Stapelpiezo, betrieben mit einer niedrigeren Frequenz, zum

Einsatz kommt. Die Empfindlichkeit gegenüber von außen einwirkenden mechanischen Schwingungen nimmt mit geringerem Abstand zwischen Probe und Sonde stark zu, so daß auch Maßnahmen gegen Trittschall und durch die Positionierungsmotoren des Scan-Tisches erzeugte Schwingungen erforderlich werden können.

## 7.2.2 Maßnahmen gegen mechanische Schwingungen

Eine der wesentlichsten Quellen für unerwünschte mechanische Schwingungen sind durch den Fußboden auf den Versuchsaufbau übertragene Erschütterungen, die durch menschliche Schritte, Fahrzeugverkehr oder ähnliches entstehen. Da diese Schwingungen, insbesondere bei einer hohen Anregungsfrequenz und dem dadurch bedingten geringen Abstand zwischen Probe und Sonde, zu Meßfehlern, unter Umständen auch zur Beschädigung von Probe und Sonde, führen können, ist eine Entkoppelung des mechanischen Aufbaus von der Umgebung zweckmäßig.

Eine technische Lösung für die Entkoppelung vom Boden besteht darin, den mechanischen Aufbau so mit Gummiseilen im Inneren eines Gestelles aufzuhängen, daß er frei schwebt. Eine andere Möglichkeit ist, den mechanischen Aufbau auf eine schwere, federnd gelagerte Masse zu stellen. Eine ausreichende mechanische Entkoppelung kann mit beiden Varianten erreicht werden, man muß demzufolge zwischen der besseren Transportierbarkeit der ersten Variante und der besseren Handhabbarkeit der zweiten Variante abwägen.

Störende mechanische Schwingungen können auch vom mechanischen Aufbau selbst erzeugt werden. Als Schwingungsquellen kommen die Antriebe des Scantisches sowie der den Abstand nachstellende Piezotranslator in Frage.

Für die Entkoppelung der Stelltischantriebe beschreibt Mäckel in [3] ein auf hydraulischer Übertragung der Bewegung von den Stellantrieben zum Scantisch basierendes System. Dabei ist ein vom Stellantrieb betätigter Hydraulikzylinder über eine Schlauchleitung mit dem zweiten Zylinder, der seinerseits Scantisch und Probe bewegt, verbunden. Somit kann eine Beeinflussung der Messung durch von den Stellmotoren erzeugten Vibrationen nahezu vollständig vermieden werden. Weiterhin kann in einem hydraulischen System eine Untersetzung durch Verwendung von Zylindern unterschiedlicher Fläche realisiert werden, so daß hier mit einfachen Mitteln die Genauigkeit der Stellantriebe, wenn auch auf Kosten des nutzbaren Scanbereichs, erhöht werden kann.

Vom Abstandspiezo ausgehende Schwingungen können durch eine möglichst feste Verbindung von Scantisch und Probe zum Abstandspiezo vermieden werden, da so weniger zu mechanischen Schwingungen fähige Systeme vorhanden sind. Erreicht werden kann das durch eine niedrige Bauhöhe und flächige Verbindungen innerhalb des Scantisches. Weiterhin ist es, besonders bei einer kleinen Zeitkonstante im Regelkreis für den mittleren Abstand zwischen Probe und Sonde, erforderlich, daß die Probe am Scantisch befestigt ist, da sie sonst bei schnellen Bewegungen des Abstandspiezoes verrutscht oder gar hochgeschleudert wird. Geeignete Befestigungsmittel sind zum Beispiel Befestigungsschrauben oder federbelastete Klemmen. Eine weitere Möglichkeit, vom Abstandspiezo ausgehende Schwingungen zu vermeiden, besteht darin, durch geeignete Wahl der Parameter des Reglers für den Abstand die Stellgeschwindigkeit des Abstandspiezoes ausreichend zu begrenzen. Dies steht jedoch im



Widerspruch zu der Forderung nach einer möglichst schnell arbeitenden Regelung, es muß also ein Kompromiß zwischen Geschwindigkeit und Störungsfreiheit gefunden werden.

### 7.3 Eingangsverstärker und I/U-Wandler

Der Rauschpegel des als Eingangsverstärker verwendeten Hybridschaltkreises liegt laut Herstellerangaben bei Zimmertemperatur bei ca. 100 Elektronenladungen. Dieser Wert ließe sich bis auf ca. 20 Elektronenladungen absenken, jedoch wäre dazu eine Kühlung des externen Eingangstransistors auf  $-55\text{ °C}$  erforderlich. Eine derart niedrige Temperatur ist mit einem erheblichen apparativen Aufwand verbunden. Neben der eigentlichen Kühlung, die vermutlich nur unter Einsatz tiefkalter oder unter hohem Druck stehender flüssiger Gase realisiert werden kann, ist hierfür auch eine aufwendige Wärmeisolierung erforderlich. Der gekühlte Teil des Eingangsverstärkers müßte im Vakuum oder unter einer Schutzatmosphäre betrieben werden, um eine Eisbildung zu verhindern. Der Nutzwert eines gekühlten Eingangstransistors dürfte somit also in keinem Verhältnis zum damit verbundenen Aufwand stehen, diese Maßnahme könnte aber dennoch erforderlich werden, wenn andere Maßnahmen zur weiteren Erhöhung der Auflösung bereits ausgeschöpft sind.

Eine weitere Senkung des Rauschpegels und damit eine Verbesserung des Signal-Rausch-Abstands wäre dann kaum noch vorstellbar. Das Quantenrauschen der den Verschiebungsstrom darstellenden Elektronen kann mit keinerlei technischen Maßnahmen beeinflusst werden. Einzig eine Betrachtung des Durchschnittswertes über einen längeren Zeitabschnitt kann hier Abhilfe schaffen, wenn auch auf Kosten der Meßgeschwindigkeit.

Ein besonderes Augenmerk muß auf die elektrische Leitung zwischen der Kelvin-Sonde und dem Eingang des Verstärkers gelegt werden. Die mit fortschreitender Miniaturisierung der Sonde notwendig werdende hohe Verstärkung des Eingangsverstärkers hat zur Folge, daß hier eingestreuten Störsignalen eine viel größere Bedeutung zuzumessen ist als an anderen Stellen des Meßaufbaus entstehenden Störungen. Weiterhin fließt über die Kapazität zwischen dieser Leitung und Metallteilen ein Teil des Kelvin-Stromes ab, und gelangt so nicht in den Eingangsverstärker. Ziel muß es daher sein, diese Leitung so kurz wie möglich zu halten.

Der daraus abgeleiteten Forderung, den Eingangsverstärker so nah wie möglich an der Sonde zu plazieren, stehen die beengten räumlichen Verhältnisse gegenüber. Hier ist zu berücksichtigen, daß nicht nur für die Scanbewegung, sondern auch für Arbeiten wie Proben- oder Meßspitzenwechsel Platz benötigt wird. Daher bietet sich an, Teile des Eingangsverstärkers, etwa die erste Verstärkerstufe oder den Eingangs-FET, in unmittelbarer Nähe der Meßspitze anzubringen, während der Rest des Eingangsverstärkers weiter entfernt untergebracht werden kann.

Erwähnenswert ist in diesem Zusammenhang das von Mäckel in [3] vorgestellte Konzept. Er integriert einen Teil des Eingangsverstärkers, nämlich den Eingangstransistor und dessen Rückkoppelungswiderstand, in den oberen Teil des Piezo-Gehäuses. Die elektrische Verbindung zur Meßspitze wird dabei durch ein im Inneren des Röhrchenpiezos verlaufendes Kabel hergestellt. Durch die geringe Kabellänge und den Verlauf des Kabels im feldfreien Raum im Inneren des Röhrchenpiezos kann die elektrische Einkoppelung erheblich verringert werden.

Mäckel berichtet in [3] von einer Verringerung der Einkoppelung um 60% gegenüber einer längeren Kabelverbindung zwischen Meßspitze und Eingangstransistor.

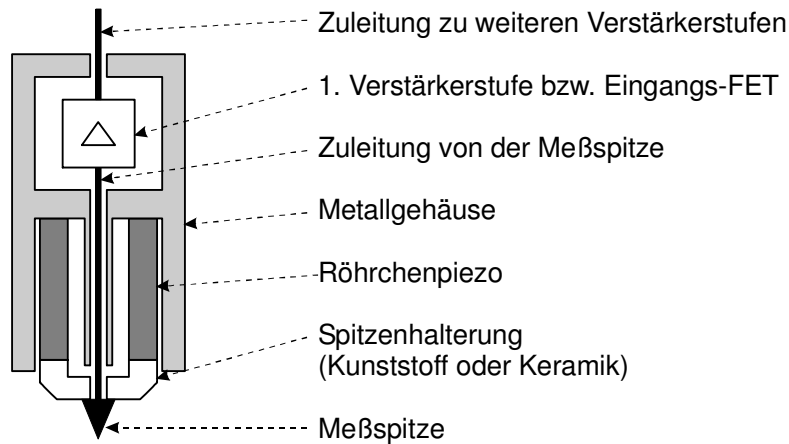


Abb. 7.1: In das Piezogehäuse integrierte Verstärkerstufe nach Mäckel [3]

Abbildung 7.1 stellt die beschriebene Anordnung von Verstärkerstufe und Piezosystem dar. Erkennbar ist hier das im Bereich des Röhrchenpiezos als Doppelrohr ausgeführte Metallgehäuse, das das elektrische Feld des Piezos sowohl nach außen als auch nach innen, zur Leitung zwischen Meßspitze und erster Verstärkerstufe, abschirmt. Das Zuleitungskabel muß daher selbst nicht abgeschirmt sein, was aufgrund der kleineren schwingenden Masse und der höheren Beweglichkeit des verwendeten Kabels die Schwingung der Meßspitze weniger beeinflußt.

## 7.4 Auswertungselektronik

### 7.4.1 Lock-In-Verstärker

Der in Abschnitt 5.6 vorgestellte Schaltungsentwurf sieht eine Ansteuerung der elektronischen Schalter durch eine diskret aufgebaute Steuerlogik vor. Diese Steuerlogik ist durch Codierschalter einstellbar, so daß die Ein- und Ausschaltzeitpunkte den Erfordernissen angepaßt werden können. Den Anpassungsmöglichkeiten sind dabei insofern Grenzen gesetzt, daß für die unveränderte und die invertierte Eingangsspannung jeweils nur ein Ein- und Ausschaltvorgang je Periode des gesuchten Signals möglich ist. Wünschenswert wäre eine flexiblere Steuerung, die mehrere Schaltvorgänge, gegebenenfalls auch Zwischenwerte, gestattet. Die Vergleiche und Flipflops aus Abschnitt 5.6 könnten dazu durch Speicherbausteine, bevorzugt programmierbare Nur-Lese-Speicher (PROM) ersetzt werden. In den Speicher werden die Schaltzustände der elektronischen Schalter für jeden Abschnitt der Periode des gesuchten Signals abgelegt. Die Ausgangssignale der Zähler werden an den Adressbus des Speichers angelegt, mit dem Ausgangssignal des Speichers kann ein elektronischer Schalter direkt angesteuert werden.

Abbildung 7.2 zeigt ein schematisches Schaltbild eines solchen, mit Speicherbausteinen aufgebauten Lock-In-Verstärkers.

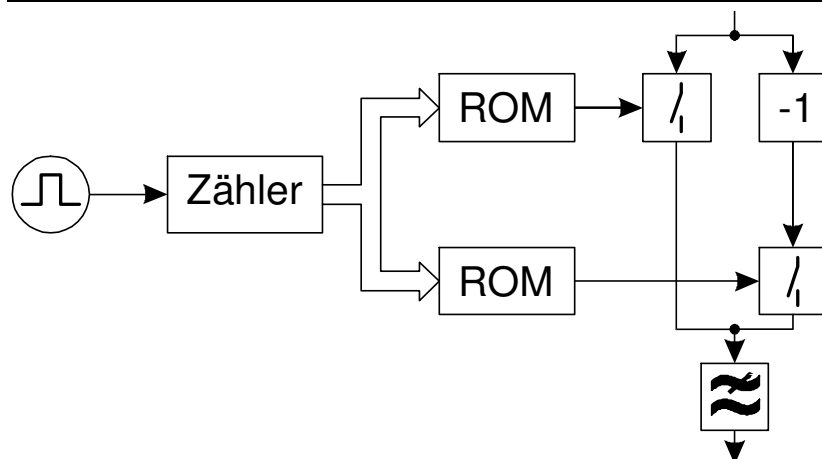


Abb. 7.2: Mit Speicherbausteinen aufgebauter teildigitaler Lock-In-Verstärker

Dargestellt ist hier ein teildigitaler Lock-In-Verstärker, der, genau wie der in Abschnitt 5.6 beschriebene, nur die unveränderte und die invertierte Eingangsspannung auf den Ausgang schaltet. Sollen zusätzlich zu den Bewertungsfaktoren „1“ und „-1“ noch Zwischenwerte geschaltet werden, ist dies durch Hinzufügen weiterer Speicherbausteine und elektronischer Schalter problemlos möglich.

Denkbar ist jedoch auch ein gegensätzlicher Ansatz, nämlich eine vollständig analog aufgebaute Regelung für Abstand und Kompensation der Kontaktpotentialdifferenz, wie sie in [7] vorgestellt wird. Der Vorteil hier läge darin, daß auf vorhandene, industriell gefertigte Lock-In-Verstärker zurückgegriffen werden kann.

## 7.4.2 Regler

Die in Abschnitt 5.7 vorgestellten Regler für mittleren Abstand und Proben Spannung sollten bei geeigneter Wahl der Parameter einen stabilen Betrieb ermöglichen. In Situationen, in denen der monotone Zusammenhang zwischen der zu regelnden Größe und dem gemessenen Spektralanteil des Kelvin-Stromes verletzt wird, kann jedoch prinzipbedingt die Regelung nicht aufrechterhalten werden. Besonders kritisch ist hier das Verhalten der Abstandsregelung nach einem Aufsetzen der Sonde auf die Probe. Die meisten industriell gefertigten Lock-In-Verstärker schalten durch den zu hohen Strom ihren Eingang ab. Die Ausgangsspannung ist dann Null, bei eingeschalteter Offset-Kompensation sogar negativ. Bei teildigitalen Lock-In-Verstärkern ist nicht ausgeschlossen, daß es durch den Phasenunterschied zwischen kapazitiv und direkt übertragenem Strom zu einem ähnlichen Verhalten kommt. In beiden Fällen würde die Abstandsregelung dies als sehr großen Abstand zwischen Probe und Sonde interpretieren und in dem Bestreben, diesen Abstand zu verringern, den Abstandspiezo voll auslenken.

Ein intelligenterer Regler würde, diskret aufgebaut, einen wesentlich höheren Schaltungsaufwand erfordern. Auch wäre die Einstellung und eine etwaige Anpassung an einen veränderten mechanischen Aufbau vergleichsweise aufwendig. Daher bietet sich als Alternative ein digitaler Regler an.

Es kann dabei auf eine Vielzahl vorgefertigter, meist für den Einsatz in der Industrie vorgesehenen, Regler zurückgegriffen werden. Diese Regler bestehen aus einem Analog-Digital-Wandler, einem Rechenwerk und einem Digital-Analog-Wandler. Damit sind sie nicht nur in der Lage, jeden denkbaren analogen Regler nachzubilden, sondern auch zu Funktionen fähig, die mit einem analogen Regler nicht oder nur schwer zu realisieren sind.

Ein anderer Ansatz wird derzeit am Department of Chemistry der University of Toronto verfolgt. Hier wird, anstelle nur das Ausgangssignal eines Reglers zur Aufzeichnung in einen Computer einzulesen, der gesamte Regler softwaremäßig im Rechner nachgebildet. Das Blockschaltbild für das so modifizierte Raster-Kelvin-Mikroskop ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Der Vergleich mit dem aus Abbildung 4.16 bekannten Blockschaltbild für ein moduliertes Raster-Kelvin-Mikroskop mit diskret aufgebauten Reglern zeigt den Wegfall dieser Regler und damit die Verringerung des schaltungstechnischen Aufwands.

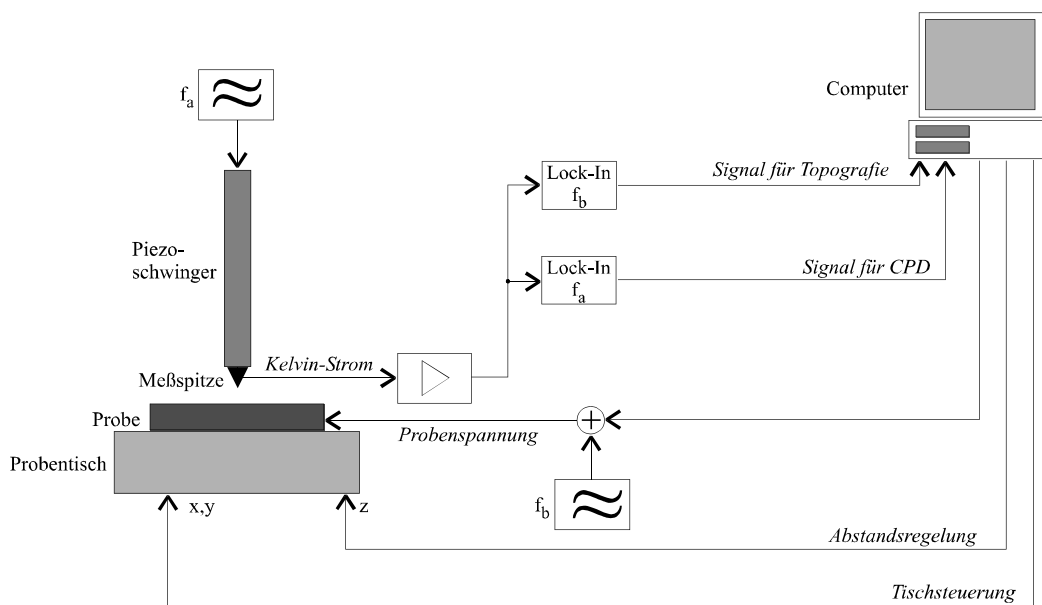


Abb. 7.3: Moduliertes Raster-Kelvin-Mikroskop bei softwaremäßiger Realisierung der Regler

In den softwaremäßig dargestellten Reglern sollen dabei neben der eigentlichen Funktion der I- oder PI-Regler folgende, mit diskret aufgebauten Regler nicht oder nur schwer zu verwirklichende Funktionen realisiert werden:

- An unsinnigen Werten für das Topographie-Signal soll ein Aufsetzen der Sonde auf die Probe oder eine vergleichbare Störung erkannt werden. In diesem Fall wird die Sonde von der Probe weggezogen und langsam wieder angenähert, um die Probenoberfläche zu suchen. Sinnvoll wäre hier, wenn dies am selben Punkt mehrmals hintereinander nicht zum Erfolg führt, den Versuch abubrechen und einen Wert für diesen Punkt durch Interpolation zu ermitteln.
- Die Scangeschwindigkeit wird den Regelkreisen angepaßt, indem nicht ein fester zeitlicher Abstand zwischen den Scanschritten eingehalten wird, sondern der nächste Schritt erst dann freigegeben wird, wenn die Ausgangssignale der Lock-In-Verstärker innerhalb zuvor definierter Toleranzgrenzen liegen. So kann zum Beispiel die Abstandsregelung die Scangeschwindigkeit verringern, wenn auf der Probe zu steile

Strukturen vorliegen. Die Gefahr eines Aufsetzens der Sonde auf die Probe könnte so verringert werden.

- Der Rücklauf des Scantisches nach dem Scannen einer Linie kann wesentlich beschleunigt werden. Dazu wird nach dem letzten Punkt der Linie die Sonde von der Probe entfernt, der Rücklauf schnell und bei ausgeschalteter Regelung durchgeführt und dann Piezoauslenkung und Probenspannung wieder auf die gespeicherten Werte des ersten Punktes der Linie eingestellt.
- Beginn und Ende von Messungen können vereinfacht werden, indem zu Beginn der Messung die Sonde manuell einige 100µm über die Probe gebracht wird und dann auf Knopfdruck die Abstandsregelung die Probenoberfläche findet. Am Ende der Messung wird dann die Sonde automatisch wieder von der Probe entfernt.

An der University of Toronto wird dazu LabView, eine graphische Programmiersprache, die speziell für die computergestützte Meß- und Regeltechnik konzipiert ist, verwendet. Neben einer Vielzahl von vorgefertigten Funktionen bietet LabView eine graphische Darstellung des Programms, einem Organigramm nicht unähnlich. Prinzipiell ist jedoch auch die Verwendung einer zeilenbasierten Programmiersprache wie BASIC oder C möglich. Ein in einer zeilenbasierten Sprache geschriebenes Programm sollte, insbesondere wenn es compiliert ist, also wenn der Quellcode in ein ausführbares Programm umgewandelt worden ist, weit geringere Anforderungen hinsichtlich Rechengeschwindigkeit und Speicherplatz stellen. Dafür sind in LabView Änderungen vergleichsweise einfach zu bewerkstelligen, so daß diese Programmiersprache zumindest in der Entwicklungsphase vorzuziehen ist.

### 7.4.3 Alternative Methode zur Abstandsregelung

Die in Abschnitt 4.2.4 erläuterte Methode zur Regelung des Abstands durch Messung bei verschiedenen Probenvorspannungen kann mit der in dieser Arbeit konzipierten Meß- und Regelelektronik ohne jede Änderung an der Hardware angewendet werden. Die wenigen erforderlichen Änderungen können ausnahmslos durch einige, nachfolgend aufgezählte, Modifikation der Meß- und Regelsoftware vorgenommen werden.

- Das Modulationssignal wird hier nicht benötigt. Auf dem hierfür vorgesehenen Analogausgang kann also statt einer der Probenvorspannung überlagerten Wellenform nur die Probenvorspannung ausgegeben werden.
- Der bei der Modulationsfrequenz betriebene Lock-In-Verstärker, der nun keine verwertbaren Ergebnisse liefert, muß nicht aus der Meßanordnung entfernt werden. Es reicht vielmehr aus, sein Ausgangssignal zu ignorieren.
- In den Programmablauf ist die Messung der Amplitude der Grundschwingung im Kelvin-Strom, verfügbar am Ausgang des bei der Schwingungsfrequenz betriebenen Lock-In-Verstärkers, bei verschiedenen Probenvorspannungen zu integrieren. Steigung und Nullpunkt der  $i_1$ - $U_k$ -Geraden sind durch Interpolation zu ermitteln. Daraus können dann der mittlere Abstand zwischen Probe und Sonde und die Kontaktpotentialdifferenz bestimmt werden. Diese Größen können dann in der Meß- und Regelsoftware wie gewohnt weiter verarbeitet werden.

Da zur Anwendung dieser Methode zur Regelung des mittleren Abstands keinerlei Änderungen am Meßaufbau erforderlich sind, ist es möglich, sowohl diese Regelungsmethode als auch den Betrieb als moduliertes Raster-Kelvin-Mikroskop in ein und demselben Raster-Kelvin-Mikroskop zu integrieren. Denkbar wäre dann, vor der Messung die anzuwendende Methode zur Abstandsregelung im Meßprogramm auszuwählen.

Damit wäre ein direkter Vergleich zwischen dem modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop und der Abstandsregelung durch Messung bei verschiedenen Probenvorspannungen möglich. Die beiden Verfahren basieren zwar auf den gleichen Grundlagen, unterscheiden sich jedoch wesentlich hinsichtlich des elektrischen Feldes zwischen Probe und Sonde. Während bei der Regelung durch Messung bei verschiedenen Probenvorspannungen ein in seiner Stärke veränderliches Gleichfeld existiert, gibt es beim modulierten Raster-Kelvin-Mikroskop kein nennenswertes Gleichfeld, jedoch ein hochfrequentes Wechselfeld.

## 7.5 Meßspitze

Gemäß der von Meinke in [21] vorgeschlagenen Näherung für den Einfluß elektrischer Streufelder kann die Kapazität eines realen Plattenkondensators als die Kapazität eines idealen Plattenkondensators, dessen Platten in jede Richtung um die Hälfte ihres Abstands gegenüber ihrer tatsächlichen Größe vergrößert sind, angenommen werden. Diese Näherung ist gültig für ebene, parallele Platten in einem im Vergleich zu ihren Abmessungen kleinen Abstand voneinander.

Tatsächlich aber stellt diese Annahme einen kaum zu verwirklichenden Idealfall dar. Wie schon in Abschnitt 4.2.3.4 gezeigt wird, wirkt sich jede Abweichung vom idealen Plattenkondensator negativ auf die zu erwartende Auflösung des Raster-Kelvin-Mikroskops aus. Insbesondere die Flanken der Meßspitze sind Ausgangspunkt von Feldlinien zur Probenoberfläche und tragen damit nicht unwesentlich zum Streufeld bei.

Werden die von den Flanken der Meßspitze ausgehenden Feldlinien aufgefangen, kann das Streufeld zwischen Sonde und Probe verringert werden. Dazu müßten die Flanken der Meßspitze mit einer von der eigentlichen Meßspitze isolierten und auf Masse gelegten Metallschicht bedeckt werden. In Abbildung 7.4 werden die zu erwartenden Feldlinienbilder für eine nicht abgeschirmte und eine abgeschirmte Meßspitze sowie die Ersatzschaltbilder für beide Meßspitzen verglichen.

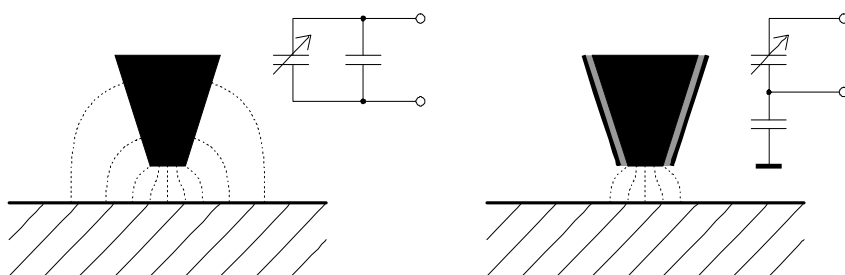


Abb. 7.4: Streufeld an nicht abgeschirmter (links) und abgeschirmter (rechts) Meßspitze

Erkennbar ist, daß die von den Flanken der Meßspitze ausgehenden Feldlinien die Probenoberfläche weiter entfernt erreichen als die von der Spitze ausgehenden, somit also erheblich

zur Vergrößerung der betrachteten Fläche beitragen. Dies ist gleichbedeutend mit einer Verringerung der lateralen Auflösung. Durch Auffangen dieser Feldlinien durch eine an den Flanken abgeschirmte Meßspitze kann also die laterale Auflösung erhöht werden.

In [7] erläutern Nabhan, Equer, Broniatowsky und de Rosny die Herstellung einer solchen seitlich abgeschirmten Meßspitze mit einem Spitzendurchmesser von ca. 100 nm. Dabei wird eine durch Ätzen hergestellte Spitze durch chemische Behandlung oxidiert. Auf die Oxidschicht wird eine Metallschicht abgelagert, damit ist die Meßspitze allseitig von einer elektrisch leitfähigen, jedoch vom Trägermaterial isolierten Schicht umgeben. Diese Abschirmung wird durch Entladen eines Kondensators zwischen dem Trägermaterial der Sonde und einer Metallfläche an der Spitze verdampft. Durch eine entsprechend konstruierte Sondaufnahme wird der Kern der Meßspitze mit dem Eingangverstärker elektrisch verbunden und der Mantel auf Masse gelegt. Damit ist die Meßspitze seitlich elektrisch abgeschirmt, nur an der Spitze können elektrische Felder eintreten.

## 7.6 Software zur Darstellung

Die in Kapitel 6 vorgestellte Software stellt eine erste Version dar, die die minimalen an sie gestellten Anforderungen erfüllt. Erweiterungen und Verbesserungen sind vorgesehen und teilweise bereits in der Programmarchitektur berücksichtigt. Die Modifikationen können in Form weiterer Programmversionen verfügbar gemacht werden.

### 7.6.1 Weitere Darstellungsmodi

Eine wesentliche geplante Erweiterung sind weitere Darstellungsmodi. Die erste Version besitzt als einzigen Darstellungsmodus eine zweidimensionale Abbildung, wobei die Kontaktpotentialdifferenz- oder Topographiewerte in Graustufen oder in einen Farbverlauf zwischen zwei Farben umgesetzt werden. Dabei entspricht der Farbverlauf einer Geraden im Farbkreis, im Grunde genommen wird also lediglich eine Graustufendarstellung eingefärbt. Um in einer Farbdarstellung zusätzliche Informationen unterzubringen, müßte der Farbverlauf eine Kurve im Farbkreis, etwa einen Kreisbogen, beschreiben.

Weiterhin ist vorgesehen, einen dreidimensionalen Abbildungsmodus hinzuzufügen. Dabei werden die Werte aus den Quelldaten in die Höhe des korrespondierenden Abbildungspunktes über einer Bezugsfläche umgesetzt. Das so erzeugte dreidimensionale Bild muß durch Parallelprojektion zweidimensional dargestellt werden. Zusätzlich können die Bildpunkte wie oben beschrieben farbig dargestellt werden.

Weiterhin gibt es die Möglichkeit, Kontaktpotentialdifferenz und Topographie zusammen in einer Abbildung wiederzugeben. Dazu müßte die Topographie als Höhe des Punktes und die Kontaktpotentialdifferenz als Farbe oder Graustufe dargestellt werden. Da dies nur möglich ist, wenn die Quelldaten für Topographie und Kontaktpotentialdifferenz gleichzeitig eingelesen sind, wären hierzu umfangreiche Änderungen an der Programmstruktur erforderlich.

## 7.6.2 Verarbeitung der Kopfdaten

In der ersten Version werden die von der Steuerungssoftware generierten und zusammen mit den eigentlichen Daten in die Dateien gespeicherten Kopfdaten einfach beim Datenimport übergangen, also ignoriert. In diesen Kopfdaten sind jedoch Informationen wie Position auf der Probe, Rasterweite und Art der Datei, also Kontaktpotentialdifferenz- oder Topographieaufzeichnung, gespeichert. Würden statt dessen diese Informationen eingelesen und separat gespeichert, könnten sie in die Darstellung mit einfließen. So wäre es möglich, die Skalen an den Darstellungen statt mit der Anzahl der Scanpunkte mit tatsächlichen Größenangaben in  $\mu\text{m}$  zu beschriften. Weiterhin könnten für die dargestellten Kontaktpotentialdifferenz- oder Topographiewerte automatisch die richtigen Maßeinheiten benutzt werden.

Denkbar wäre weiterhin, daß in den Kopfdaten Informationen zu Betriebsparametern des Raster-Kelvin-Mikroskops wie Einstellungen der Lock-In-Verstärker und Regler sowie Angaben zur Probe gespeichert werden. Diese Daten könnten dann in geeigneter Form zusammen mit der Darstellung oder separat wiedergegeben werden. Voraussetzung ist jedoch eine Modifikation der Software des Raster-Kelvin-Mikroskops, der dann eine Anpassung der Darstellungssoftware folgen kann.

## 7.6.3 Anpassung an weitere Datenquellen

Die Quelldaten können sich, abhängig von ihrer Herkunft, durch Form und Inhalt des Dateikopfes sowie durch die jeweils verwendeten horizontalen und vertikalen Trennzeichen unterscheiden. Die erste Programmversion besitzt lediglich einen Importmodus für die mit dem in [52] beschriebenen Raster-Kelvin-Mikroskop erzeugten Daten. Dieser Importmodus kann im Menüpunkt „Voreinstellungen“ ausgewählt werden, alternativ steht nur der Import von Dateien ohne Dateikopf zur Verfügung. Die Trennzeichen können dann manuell eingestellt werden.

Weitere Importmodi können anhand vorliegender, von dem Gerät, an die es das Programm anzupassen gilt, erzeugter Dateien erstellt und in das Programm integriert werden. Die Auswahl zwischen den verschiedenen Importmodi ist vorerst im Fenster „Voreinstellungen“ möglich. Auch eine selbständige Erkennung der Datenquelle, etwa anhand des Dateikopfes, ist prinzipiell möglich. Da jedoch bei kaum einem Nutzer Daten verschiedener Herkunft zu verarbeiten sein dürften, eine Einstellung des zu verwendenden Importmodus also nur einmal vorzunehmen ist, wird auf eine automatische Erkennung vorerst verzichtet.

## 7.6.4 Mathematische Nachbearbeitung der Daten

Am wichtigsten erscheint hier derzeit der Ausgleich einer Probenneigung. Da die Probenoberfläche in den seltensten Fällen völlig parallel zur x-y-Scanebene sein dürfte, wird diese Neigung auch in den Daten für die Proben-topographie wiederzufinden sein. Insbesondere niedrige Strukturen auf der Probenoberfläche können dann nicht mehr dargestellt werden, da sie im Gefälle über die gesamte Probenfläche untergehen.



Die Neigung der Probenoberfläche kann dadurch ausgeglichen werden, daß von jedem Meßwert ein Wert subtrahiert wird, der der Höhe einer fiktiven Fläche über der x-y-Ebene für diese Koordinate entspricht. Diese fiktive Fläche wird somit anstelle der x-y-Ebene als Bezugsebene für die Topographie der Probenoberfläche angenommen. Ihre Neigung wird durch die Steigung entlang der x-Achse und der y-Achse definiert. Beide Steigungen können, zum Beispiel durch lineare Korrelation aller Meßpunkte, aus der gemessenen Topographie errechnet werden. In einigen besonderen Fällen jedoch würde eine so kompensierte Probenneigung zu Darstellungsfehlern führen, etwa wenn die Probe tatsächlich auf einer Seite höher ist als auf der anderen. Vorstellbar wäre hier eine ansonsten vollständig ebene Probe mit einer Stufe in der Mitte. Da kaum ein Algorithmus vorstellbar ist, der allen Sonderfällen gerecht werden kann, muß auch eine manuelle Eingabe der Neigung der Bezugsebene vorgesehen werden.

Alternativ kann die Darstellung geneigter Probenoberflächen durch numerische Differentiation der Höhenwerte verbessert werden. Es würde dann anstelle der Höhe der Meßpunkte über der x-y-Ebene die erste Ableitung dieser Höhe nach der x- oder der y-Position des Meßpunktes dargestellt werden. Denkbar wäre auch eine Darstellung der Summe beider Ableitungen, da diese Strukturen in x- und y-Richtung gleichermaßen gut wiedergeben würde. Eine geneigte Probenoberfläche würde hier anstelle des stetigen Anstiegs bei Darstellung der eigentlichen Meßwerte einen konstanten, von Null verschiedenen Wert ergeben. Auf einem solchen Hintergrund wären Strukturen wesentlich besser erkennbar als auf einer geneigten Ebene. Es ist dabei jedoch zu bedenken, daß Strukturen verfälscht wiedergegeben werden. Abbildung 7.5 illustriert dieses Verfahren an einigen Beispielstrukturen.

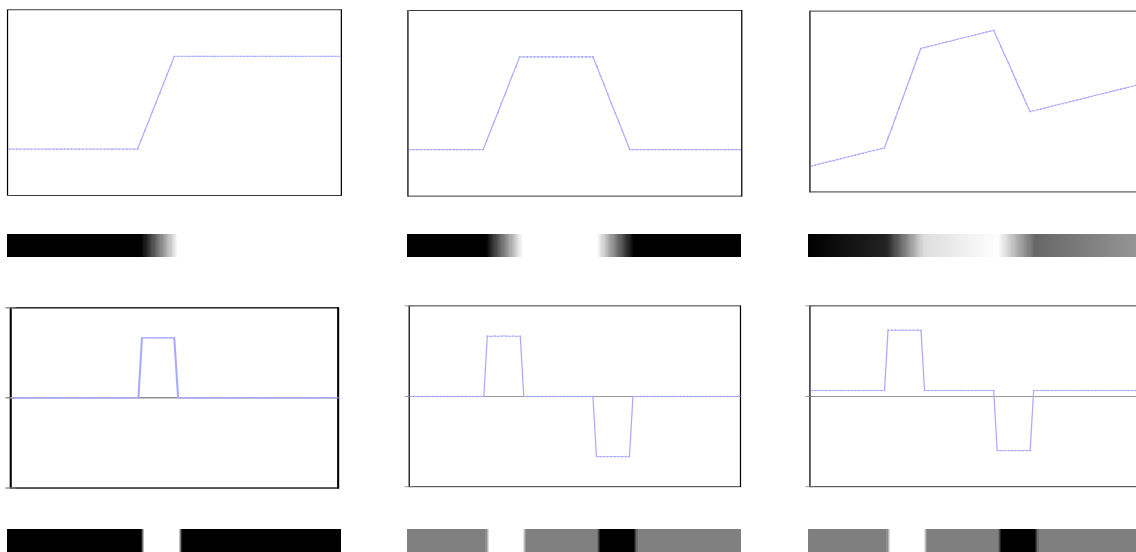


Abb. 7.5: Graphische Darstellung unveränderter und numerisch differenzierter Daten

Es sind dabei jeweils oben die eigentlichen Daten und unten das Ergebnis des numerischen Differenzierens dargestellt, einmal als Graph und einmal in Form des von Kelvin-Viewer erzeugten Graustufenbildes. Links ist dabei eine Steigung in der ansonsten flachen Probentopographie dargestellt, die in der differenzierten Darstellung als erhöhter Bereich erscheint. Sinngemäß wird das zusätzlich vorhandene Gefälle in der mittleren Abbildung differenziert als Vertiefung dargestellt. In der rechten Abbildung ist die selbe Struktur wie in der Mitte

dargestellt, der jedoch eine gleichförmige Steigung überlagert wurde. Dadurch wird eine zur x-y-Ebene geneigte Probenoberfläche nachempfunden.

In der Graustufendarstellung für die eigentlichen Daten ist der durch die Neigung bedingte Helligkeitsverlauf erkennbar. Bei dem hier gewählten Verhältnis zwischen Probenneigung und Strukturhöhe zeichnet sich die Erhöhung auf der Probenoberfläche noch deutlich ab, im Verhältnis zur Neigung kleine Strukturen würden hingegen im Graustufenbild kaum noch erkennbar sein. Die Darstellung der differenzierten Werte hingegen ist praktisch unverändert, die im Graph erkennbare Anhebung der gesamten Kurve wird durch Kelvin-Viewer bei der Zuweisung der Graustufen zu den Meßwerten kompensiert. Die Graustufendarstellung der differenzierten Beispieldaten in der Mitte und rechts unterscheiden sich daher nicht.

Der Nachteil der differenzierten Darstellung liegt darin, daß die Abbildung gegenüber den eigentlichen Meßwerten verfälscht wiedergegeben wird. Die Farb- beziehungsweise Helligkeitsstufen in der differenzierten Darstellung entsprechen nicht mehr der Probenhöhe, sondern der Steigung. Dennoch sind Strukturen, insbesondere mit steilen Flanken, gut erkennbar. Das gewonnene Bild ist durchaus vergleichbar mit einer einfarbigen Oberfläche, die schräg beleuchtet wird. Dort werden der Lichtquelle zugewandte Bereiche hell und ihr abgewandte Bereiche dunkel erscheinen, während allein aus der Helligkeit eines Punktes seine Höhe nicht bestimmt werden kann.

Eine mathematische Nachbearbeitung der Daten kann weiterhin in Form einer Elimination von offensichtlich fehlerhaften Meßwerten erfolgen. Diese sind während der Messung durch Ereignisse wie ein Aufsetzen der Probe auf die Sonde oder durch äußere Einflüsse wie in die Apparatur eingekoppelte Störungen entstanden.

Fehlerhafte Meßwerte sind in der Regel durch Werte, die außerhalb eines erwarteten Bereichs liegen oder sich übermäßig von benachbarten Punkten unterscheiden, erkennbar. So kann die Kontaktpotentialdifferenz nur Werte annehmen, die innerhalb der größten möglichen Differenz zweier Elektronegativitäten liegt. Aus den Werten 3,98 für Fluor und 0,7 für Francium ergibt sich eine maximal mögliche Kontaktpotentialdifferenz von 3,28 V. Da jedoch die Materialkombination Fluor-Francium äußerst unwahrscheinlich sein dürfte, sind in der Praxis eher Werte bis 2 V vorstellbar. Der maximale Unterschied zwischen zwei benachbarten Punkten ist abhängig von Punktabstand und Auflösung des Geräts. Hier müssen in Versuchen zu bestimmende Erfahrungswerte vorgegeben werden.

Da die Messung bereits abgeschlossen ist, können Meßfehler hier nicht mehr durch Wiederholung der Messung an den betroffenen Punkten verbessert werden. Eine wirkliche Korrektur fehlerhafter Meßwerte ist jetzt also nicht mehr möglich. Es können allenfalls wahrscheinliche Werte aus den umliegenden Punkten extrapoliert werden. Die einfachste solche Extrapolation wäre, den fehlerhaften Wert durch das arithmetische Mittel der 8 umliegenden Punkte zu ersetzen.

Eine verlustfreie Korrektur von Meßfehlern ist daher nur während der Messung möglich. Dazu müssen Meßfehler sofort erkannt und durch Wiederholung der als fehlerhaft erkannten Teile der Messung korrigiert werden. Dies verdeutlicht erneut den Stellenwert der Meß- und Regelsoftware.

Weitere Möglichkeiten für eine mathematische Nachbearbeitung der Daten ergeben sich in der nachträglichen Erhöhung der Abbildungsschärfe. Möglich ist dies durch einen rechneri-

---

schen Ausgleich des elektrischen Streufeldes zwischen Probe und Sonde. Dies ist jedoch sehr aufwendig, da dazu die elektrischen Eigenschaften der Meßspitze genauestens bekannt sein müssen. Eine Berechnung des Streufeldes erfordert wenigstens die exakte Kenntnis der Form der Spitze. Einfacher wäre es, durch Messung einer bekannten Struktur die durch die Spitzenform bedingten Abweichungen zu ermitteln. Ein weiterer, weit unspezifischerer Ansatz zur Verbesserung der Abbildungsschärfe läge darin, einen Algorithmus zur Hervorhebung von Kanten und Linien, wie er aus Programmen zur Fotobearbeitung bekannt ist, anzuwenden.

### **7.6.5 Weitere Optionen für die Darstellung**

Zuerst ist hier die Notwendigkeit, anstelle der gesamten Datenmenge nur einen Ausschnitt zu betrachten, zu nennen. Der Ausschnitt sollte durch numerische Eingabe der Grenzen oder durch Ziehen mit der Maus in einer zweidimensionalen Darstellung festgelegt werden können.

Durch horizontale und vertikale Spiegelung können verschiedene Vorzeichendefinitionen des die Daten erzeugenden Geräts, oft schon durch die Frage, ob die Probe oder die Sonde bewegt wird, bedingt, ausgeglichen werden. In den Voreinstellungen sollte eine bevorzugte Festlegung der Achsenrichtungen festgehalten werden können. So könnte etwa durch Auswahl des Importmodus auch bestimmt werden, ob die y-Koordinate von oben nach unten oder umgekehrt gezählt wird.

Weiterhin ist eine Möglichkeit, die Abbildung wenigstens um Vielfache von  $90^\circ$  drehen zu können, zweckmäßig. Bei einer dreidimensionalen Darstellung ist darüber hinaus auch eine stufenlose Drehung um die Hochachse sowie eine Änderung des Betrachtungswinkels wünschenswert.

## 8 Zusammenfassung und Schluß

Die Raster-Kelvin-Mikroskopie bietet im Vergleich zu anderen Meßverfahren für Austrittsarbeit beziehungsweise Kontaktpotentialdifferenz mehrere Vorteile: Es ermöglicht direkte, zerstörungsfreie Messungen der Kontaktpotentialdifferenz mit lateraler Auflösung. Dabei sind Messungen sowohl an Umgebungsluft als auch unter Schutzatmosphäre oder im Vakuum möglich.

Am zweckmäßigsten können Raster-Kelvin-Mikroskope anhand des Verfahrens zur Regelung des mittleren Abstands zwischen Probe und Sonde klassifiziert werden. Dabei erscheinen zur Zeit das modulierte Raster-Kelvin-Mikroskop sowie die Regelung durch Messung bei verschiedenen Probenvorspannungen am vielversprechendsten. Die vielfach praktizierte Regelung durch das Verhältnis der Harmonischen ist mit dem Nachteil der nur schwer reproduzierbaren Bedingungen behaftet und verliert daher zunehmend an Bedeutung.

Das modulierte Raster-Kelvin-Mikroskop ist an einem Beispiel zur schaltungstechnischen Umsetzung in dieser Arbeit näher erläutert worden. Ebenso wurde eine erste Version eines vom Autor erstellten Programms zur bildlichen Darstellung der Meßergebnisse vorgestellt.

Neben den schon bekannten Anwendungsmöglichkeiten für die Raster-Kelvin-Mikroskopie wie der Werkstoffforschung und der Halbleitertechnik gewinnt der Einsatz in der Biotechnologie zunehmend an Bedeutung. Jedoch ist auch 15 Jahre nach den ersten Messungen mit lateraler Auflösung das Raster-Kelvin-Mikroskop noch Objekt der Forschung und nicht Werkzeug für die Forschung.

In dieser Zeit sind allein am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München mehrere Artikel, 3 Diplomarbeiten und, diese Arbeit inbegriffen, 5 Doktorarbeiten angefertigt worden, die das Raster-Kelvin-Mikroskop zum Thema haben. All diese Veröffentlichungen, die hier noch einmal zusammengefasst wurden, haben den Einsatz der Raster-Kelvin-Mikroskopie in der Praxis in greifbare Nähe gerückt.

Ziel der weiteren Entwicklung muß in erster Linie sein, schnelle und reproduzierbare Messungen mit einfacher Bedienung zu kombinieren. Die physikalischen Grenzen der Raster-Kelvin-Mikroskopie hingegen sind nahezu ausgeschöpft. Eine weitere Verbesserung der für die Leistungsfähigkeit bedeutsamen Kennzahlen laterale Auflösung, Spannungsauflösung und Scangeschwindigkeit ist mit einem überproportional steigenden technischen Aufwand verbunden und nur in begrenztem Umfang möglich. Eine signifikante Weiterentwicklung ist daher vorrangig bei der Ansteuerung des Instruments sowie bei der Weiterverarbeitung der Meßwerte zu erwarten.

## Quellenverzeichnis

---

- [1] Lord Kelvin, Contact electricity of metals. *London, Edinburgh and Philosophical Magazine and Journal of Science*, Vol. 46 (1898) Nr. 5 S. 82-120
- [2] Zisman, W.A., A new method of measuring contact potential differences in metals. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 3 (1932) S. 367-370
- [3] Mäckel, R., Raster-Kelvin-Mikroskop Ein neues Verfahren zur Oberflächenuntersuchung und seine Realisierung. *Fortschrittberichte VDI*, Reihe 8, Nr. 360 (1993), VDI Verlag (*Dissertation bei H.-D. Ließ am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München*)
- [4] Ren, J., Modulated Scanning-Kelvin-Microscope for Quantitative Contact Potential Difference Measurement with Lateral Resolution. *Dissertation bei H.-D. Ließ am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München* (1995)
- [5] Zhao, X., Untersuchung der DNS-Hybridisierung mit dem Raster-Kelvin-Mikroskop. *Diplomarbeit bei H.-D. Ließ am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München* (1997)
- [6] Baumgärtner, H., Aufbau und Charakterisierung eines biologisch sensitiven Feldeffekttransistors auf der Basis von Langmuir-Blodgett Filmen. *Dissertation bei H.-D. Ließ am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München* (1987)
- [7] Nabhan, Equer, Broniatowsky, de Rosny, A high resolution scanning Kelvin probe microscope for contact potential measurements on the 100 nm scale. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 68 (1997) Nr. 8 S. 3108-3111
- [8] Surplice, N.A. u. D'Arcy, R.J., A critique of the kelvin method of measuring work functions. *J.Phys.E: Sci.Instrum.*, Vol. 3 (1970), S. 477-482
- [9] Forbes, R.G., What do we mean by work function? In R.J. Behm et al., *Editor, Scanning Tunneling Microscopy and Related Methods*, Kluwers Academic Publishers, (1990), S. 163-172
- [10] Burns, G., *Solid State Physics*. 1.Aufl. Orlando: Academic Press, Inc., 1985
- [11] Lang, N.D., *Solid State Physics, Advances in Research and Applications*, Kapitel: The Density-Functional Formalism and the Electronic Structure of Metal Surfaces. New York: Academic Press, Vol. 28 (1973), S. 255-300
- [12] Lang, N.D. u. Kohn, W., Theory of metal surfaces: work functions. *Phys. Rev. B*, Vol. 3 (1971), Nr.4, S. 1215-1223
- [13] Beneking, H., *Feldeffekttransistoren*. 1. Aufl. Berlin: Springer-Verlag (1973)
- [14] Hering, Martin, Stohrer, *Physik für Ingenieure*. 4. Aufl. Düsseldorf: VDI-Verlag (1992)
- [15] Telieps, W. u. Bauer, E., An analytical reflection and emission uhv surface electron microscope. *Ultramicroscopie*, Vol. 17 (1985), S. 57-66
- [16] Nonnenmacher, O'Boyle, Wickramashinghe, Kelvin probe force microscopy. *Appl. Phys. Lett*, Vol. 58 (1991), Nr. 25, S. 2921-2923

## Quellenverzeichnis

---

- [17] Mitchinson, Pringle u. Farvis, Surface potential measurement using a rotating dynamic capacitor. *J. Phys E.:Sci. Instrum.*, Vol. 4 (1971), S. 525-529
  - [18] Rivière, J.C., *Solid State Surface Science*, Kapitel Work Function: Measurements and Results. Volume 1, New York: Dekker (1969) S. 179-284
  - [19] Müller, V., Hochenergiephysik. *P.M.*, (1999) Nr. 10, S. 42-46
  - [20] Ederle, E., Einfluß der Geometrie der Messelektrode auf den Verschiebungsstrom der Kelvin-Sonde. *Dissertation bei H.-D. Ließ am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München* (1990)
  - [21] Meinke, H.H., *Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenz*. Springer Verlag (1965), S. 49
  - [22] Delchar, T.A. u. Ehrlich, G., Chemisorption on Single-Crystal Planes: Nitrogen on Tungsten. *Journal of Chemical Physics*, Vol. 42 (1965), Nr. 8, S. 2686-2702
  - [23] Blott, B.H. u. Lee, T.J., A two frequency vibrating capacitor method for contact potential difference measurement. *Journal of Scientific Instruments*, Vol. 2 (1969), S. 785-788
  - [24] Simon, R.E., Work Function of Iron Surfaces Produced by Cleavage in Vacuum. *Physical Review*, Vol. 116 (1959), Nr. 3, S. 613-617
  - [25] Petit-Clerc, Y. u. Carette, J.D., New Feedback Kelvin Probe. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 38 (1968), S. 933-934
  - [26] Amsel, G. u. Samuel, D., The Mechanism of Anodic Oxidation. *J. Phys. Chem. Solids*, Vol. 23 (1962), S. 1707-1718
  - [27] Bronstein, Semendjajew, Musiol, Mühlig, *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch (1995), S. 956
  - [28] Nabhan, Broniatowski, de Rosny, Equer, Design and implementation of a Kelvin microprobe for contact potential measurements at the submicron scale. *Microscopy, Microanalysis, Microstructures*, Vol. 5 (1994), S. 509-517
  - [29] Bottomley, Coury, First, Scanning Probe Microscopy. *Analytical Chemistry*, Vol. 68 (1996), S. 185-230
  - [30] Böttiger, A., *Regelungstechnik: eine Einführung für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. 2. Aufl. München, Wien: R. Oldenbourg Verlag (1991), S. 104-109
  - [31] Binnig, G. und Rohrer, H., Scanning Tunneling Microscopy. *Helvetica Physica Acta*, Vol. 55 (1982), S. 726-735
  - [32] Binnig, G. und Rohrer, H., Scanning Tunneling Microscopy. *Surface Science*, Vol. 126 (1983), S. 236-244
  - [33] Fowler, R. H. und Nordheim, L., Electron Emission in Intense Electric Fields. *Proceedings of the Royal Society of London*, Vol. 119 (1928) S. 173-181
  - [34] Steeb, S. u.a., *Röntgen- und Elektronenbeugung.*, Sindelfingen: expert-Verlag, (1985)
-

## Quellenverzeichnis

---

- [35] Hamann, C. und Hietschold, M., *Raster-Tunnel-Mikroskopie*. Berlin: Akademie-Verlag (1991)
- [36] Binnig, Quate, Gerber, Atomic Force Microscope. *Physical Review Letters*, Vol. 56 (1986) S. 930-923
- [37] Dürig, Pohl, Rohner, Near-field optical scanning microscopy with tunnel-distance regulation. *IBM journal of research and development*, Vol. 30 (1986) S. 478-483
- [38] Engel, Kordesch, Rotermund, Kubala, von Oertzen, A UHV-compatible photoelectron emission microscope for applications in surface science. *Ultramicroscopy*, Vol. 36 (1991) S. 148-153
- [39] Lewis, Isaacson, Harootunian, Muray, Development of a 500 Å spatial resolution light microscope. *Ultramicroscopy*, Vol. 13 (1984) S. 227-232
- [40] Busse, G., Rasterbildverfahren mit optisch erzeugten Wärmewellen in der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung. *Habilitation, Universität Stuttgart* (1984)
- [41] Muralt, P. und Pohl, D.W., Scanning Tunneling Potentiometry. *Applied Physics Letters*, Vol. 48 (1986), Nr. 8, S. 514-516
- [42] Meyer, G. und Amer, N.W., Erratum: novel optical approach to Atomic Force Microscopy. *Applied Physics Letters*, Vol. 53 (1988), S. 2400-2402
- [43] Dürig, Pohl, Rohner, Near-field optical-scanning microscopy. *Journal of Applied Physics*, Vol. 59 (1986), S. 3318-3327
- [44] Pohl, Denk, Lanz, Optical stethoscopy: Image recording with resolution  $\lambda/20$ . *Applied Physics Letters*, Vol. 44 (1984), S. 651-653
- [45] Alexander, Hellemans, Marti, Schneir, Elings, Hansma, Longmire, Gurley, An atomic-resolution atomic-force microscope implemented using an optical lever. *Journal of Applied Physics*, Vol. 65 (1989), S. 164-167
- [46] Schäfer, W. und Terlecki, G., *Halbleiterprüfung: Licht- und Elektronenmikroskopie*. Heidelberg: Hüthig-Verlag (1986)
- [47] Baumgärtner, H. und Ließ, H.-D., Micro Kelvin probe for local work-function measurements. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 59 (1988) Nr. 5, S. 802-805
- [48] Briggs, A., *Acoustic microscopy*. Oxford: Clarendon Press (1992)
- [49] Baikie, I.D. und Estrup, P.J., Low cost PC based scanning Kelvin probe. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 69 (1998) Nr. 11, S. 3902-3907
- [50] Cheran, Chacko, Zhang, Thompson, Protein microarray scanning in label-free format by Kelvin microprobe. *Analyst*, Vol. 129 (2004), S. 161-168
- [51] Frenkel, J., On the electrical resistance of contacts between solid conductors. *Physical Review*, Vol. 36 (1930) S. 1604-1618
- [52] Heuer, T., Bau und Erprobung eines Raster-Kelvin-Mikroskops. *Diplomarbeit bei H.-D. Ließ am Institut für Physik der Universität der Bundeswehr München* (1998)