

Untersuchung von Defekten an magnetischen Nanostrukturen mittels Rasterwärmemikroskopie

Bachelorarbeit

Michael Bäumer, WWU Münster
Matrikelnummer: 393949

1. Prüfer

Prof. Dr. S. O. Demokritov

2. Prüfer

Dr. V. E. Demidov

Münster, September 2016

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	5
2.1	Aufbau der Proben	5
2.2	Erwärmung der Proben	6
2.2.1	Wärmefluss	7
2.2.2	Durchbrennen	10
2.3	Rasterkraftmikroskopie	11
2.4	Rasterwärmemikroskopie	15
2.5	Lock-in-Verstärker	16
3	Versuchsaufbau und Durchführung	19
3.1	Rasterwärmemikroskop	19
3.2	Wärmebildkamera	21
4	Auswertung	24
4.1	Versuchsteil 1: Pt-100	24
4.2	Versuchsteil 2: NL10-2	28
4.3	Versuchsteil 3: NL15-2	31
5	Fazit	37

1 Einleitung

In dieser Bachelorarbeit sollen Messungen der Oberflächentemperatur an magnetischen Nanostrukturen mittels Rasterwärmemikroskopie durchgeführt werden. Die Rasterwärmemikroskopie ist eine 1986 von C. C. Williams und H. K. Wickramasinghe erarbeitete Weiterentwicklung [1] des 1985 von G. Binnig, C. F. Quate und Ch. Gerber entwickelten Rasterkraftmikroskops [2] und ermöglicht Temperaturentnahmen bei lateralen Auflösungen von unter 100 nm.

Anstoß für diese Arbeit war das Durchbrennen einer Permalloy-Probe, die in Abbildung 1.1 gezeigt ist. Die mit dem Rasterkraftmikroskop gemachten Aufnahmen legten nach dem Durchbrennen einen Defekt im rechten Bereich der Probe offen. Im Betrieb wird die Probe von einem Strom durchflossen, um nichtlineare magnetische Effekte an ihr untersuchen zu können. Beim Betrieb kam es dann vermutlich zu einem Spannungsdurchbruch.

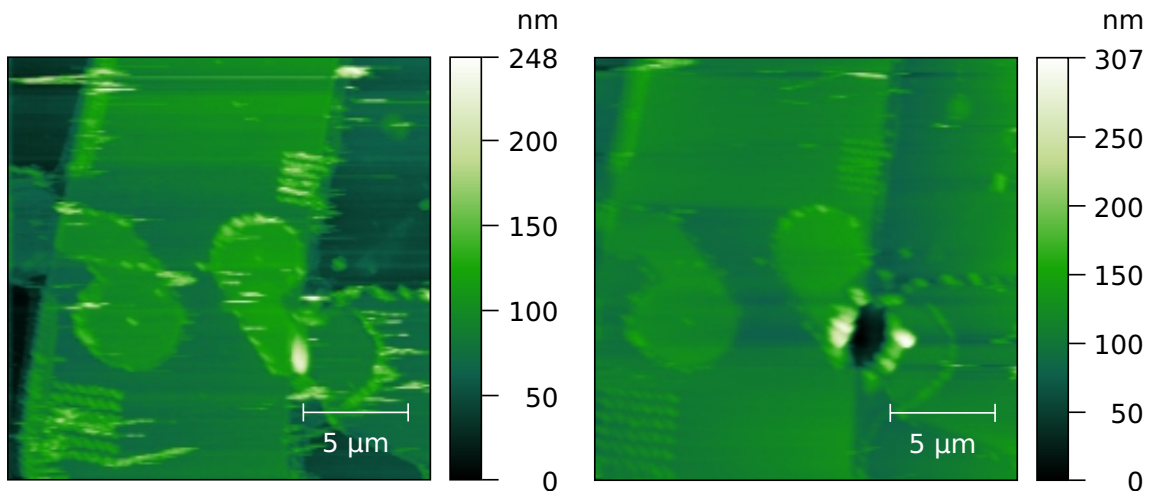


Abbildung 1.1: Rasterkraftmikroskopieaufnahmen der Initialprobe: Links: Vor dem Durchbrennen. Rechts: Nach dem Durchbrennen.

In den Experimenten, die in dieser Arbeit durchgeführt werden, schließen wir die zu untersuchenden Proben an eine Spannungsquelle an. Durch Erwärmungen, die nicht den Erwartungen entsprechen, sollen dann defekte Stellen lokalisiert werden, um den Einbau defekter Proben in andere Versuchsaufbauten zu verhindern. Des Weiteren soll eine Methode entwickelt werden, die die maximale Betriebsspannung für Proben ermittelt.

Wir führen dazu drei Messungen durch: Für jede zu überprüfende Probe wird mit dem Verfahren der Rasterwärmemikroskopie die Temperatur der gesamten Oberfläche bei unterschiedlichen Betriebsspannungen aufgenommen. Simultan wird die Topographie der Probe mit dem Verfahren der Rasterkraftmikroskopie bestimmt. Die Bilder werden dann auf mögliche Defekte untersucht.

In einer zweiten Messung werden für die Funktion der Probe relevante Punkte un-

tersucht. Durch die Messung des Temperaturanstiegs in einem solchen festen Punkt kann untersucht werden, ob und bis zu welchen Spannungen die Probe korrekt arbeitet und wann ein Durchbrennen droht. Dazu wird die Heizspannung schrittweise erhöht.

Für die zweite Messung sollen die genauen Temperaturen an der Oberfläche angegeben werden. Dies erfordert einige Überlegungen zur Wärmephysik und zum Versuchsaufbau, die mit einer dritten Referenzmessung überprüft werden sollen. In dieser Messung werden Daten vom Rasterwärmemikroskop erhoben und daraus die Temperaturen der Probe berechnet. Anschließend folgt ein Vergleich mit den Temperaturdaten einer Wärmebildkamera.

2 Grundlagen

2.1 Aufbau der Proben

In diesem Versuch werden drei Proben verwendet. Die Proben, die auf ihre Defekte hin untersucht werden sollen, sind mit den Namen NL10-2 und NL15-2 versehen. In Abbildung 2.1 ist der skizzierte Aufbau der Proben NL10-2 (a) und NL15-2 (b) gezeigt. Die Probe NL10-2 besteht aus zwei Schichten: Einer 5 nm dicken Permalloyschicht unter der ein 8 nm dicker Platinfilm verläuft [3]. Durch äußere Kontakte wird ein Strom in die Platinschicht geleitet, der das Permalloy nahezu gleichmäßig erhitzt. Die Probe NL15-2 besteht aus drei Schichten: Einer 5 nm dicken Permalloyschicht, einer 20 nm dicken Kupferschicht und einer 8 nm dicken Cobalt-Eisen-Schicht [4]. Dabei ist Kupfer das elektrisch am besten leitende Material. Über einen Nanokontakt aus Gold mit einem Durchmesser von 60 nm fließt in Experimenten zur Untersuchung von nichtlinearen magnetischen Effekten ein Gleichstrom in die Probe hinein, der dann über die Kupferschicht wieder hinausgeleitet wird [4]. In unseren Untersuchungen verwenden wir an Stelle eines Gleichstroms einen Wechselstrom (vgl. Kapitel 2.2). Dieser ermöglicht später die Verwendung eines Lock-in-Verstärkers (Kapitel 2.5). In beiden Fällen erwärmt sich die Probe, sodass wir je nach angelegter Spannung unterschiedliche Temperaturen auf der Permalloyschicht messen können. Die höchste Erwärmung findet bei der Probe NL15-2 aufgrund der hohen Stromdichte im Bereich direkt über dem Nanokontakt statt. Damit ist hier das Risiko des Durchbrennens am höchsten. Zu den äußeren Bereichen hin nimmt die Temperatur aufgrund der abnehmenden Stromdichte ab.

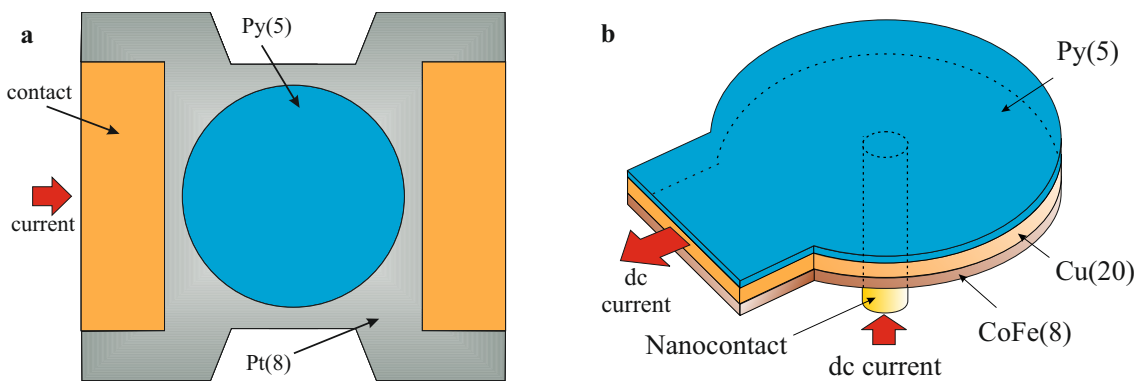


Abbildung 2.1: a) Skizze der Probe NL10-2 und b) Skizze der Probe NL15-2 [4] mit den Schichtdicken in nm in Klammern.

Bei der dritten Probe zur Überprüfung der theoretischen Überlegungen zur Wärme-physik und zum Versuchsaufbau handelt es sich um einen Pt-100 Widerstand. Dieser hat im Gegensatz zu den Proben NL10-2 und NL15-2 deutlich größere Ausmaße, weshalb hier die zusätzliche Untersuchung mit einer Wärmebildkamera möglich ist.

2.2 Erwärmung der Proben

Das Erhitzen der Proben kann entweder durch Wechsel- oder Gleichstrom erfolgen. In unserem Versuch verwenden wir Wechselstrom, den wir für jede Probe individuell anpassen können. Dies ist notwendig, da jede Probe unterschiedliche Empfindlichkeiten aufweist und bei zu hohen Strömen durchbrennen könnte. Der Wechselstrom erwärmt die Probe periodisch, indem er ihr elektrische Leistung P_{el} zuführt. Die elektrische Leistung, die an einen Widerstand R abgegeben wird, entspricht dem Produkt des ihn durchfließenden Stroms I und der an ihm abfallenden Spannung U :

$$P_{\text{el}} = U \cdot I. \quad (2.1)$$

Das Ohmschen Gesetz beschreibt den Spannungsabfall am Widerstand

$$U = R \cdot I \quad (2.2)$$

als Produkt aus dem Widerstand und der Stromstärke. Damit lässt sich Gleichung 2.1 zu

$$P_{\text{el}} = \frac{U^2}{R}. \quad (2.3)$$

umformen. Für Wechselströme

$$I = I_{\text{Heiz}} \cdot \sin(\omega t) \quad (2.4)$$

bzw. Wechselspannungen

$$U = U_{\text{Heiz}} \cdot \sin(\omega t), \quad (2.5)$$

wobei I_{Heiz} bzw. U_{Heiz} die Strom- bzw. Spannungsspitzen angeben, erhalten wir für die Leistung

$$P_{\text{el}}(t) = \frac{U_{\text{Heiz}}^2}{R} \cdot \sin^2(\omega t) = \frac{U_{\text{Heiz}}^2}{2 \cdot R} \cdot (1 - \cos(2\omega t)) \quad (2.6)$$

$$= P - P \cdot \cos(2\omega t), \quad \text{mit } P = \frac{1}{2} \frac{U_{\text{Heiz}}^2}{R}. \quad (2.7)$$

Der Stromfluss durch die Probe führt also zu einer konstanten Leistungsabgabe P , die von einer Leistungsschwankung $P \cdot \cos(2\omega t)$ überlagert wird [5]. Abbildung 2.2 zeigt die zeitliche Entwicklung der Leistung $P_{\text{el}}(t)$ bei zugrundeliegender periodischer Änderung der Spannung U . Bei jedem Punkt, an dem die Spannung Null beträgt, ist auch die Leistungsabgabe gleich Null. In den Extrempunkten der Spannung, ist die Leistungsabgabe an die Probe maximal. Die Leistung ist also unabhängig von der Polung und hängt nur vom Betrag der Spannung ab. Zudem alterniert die Lei-

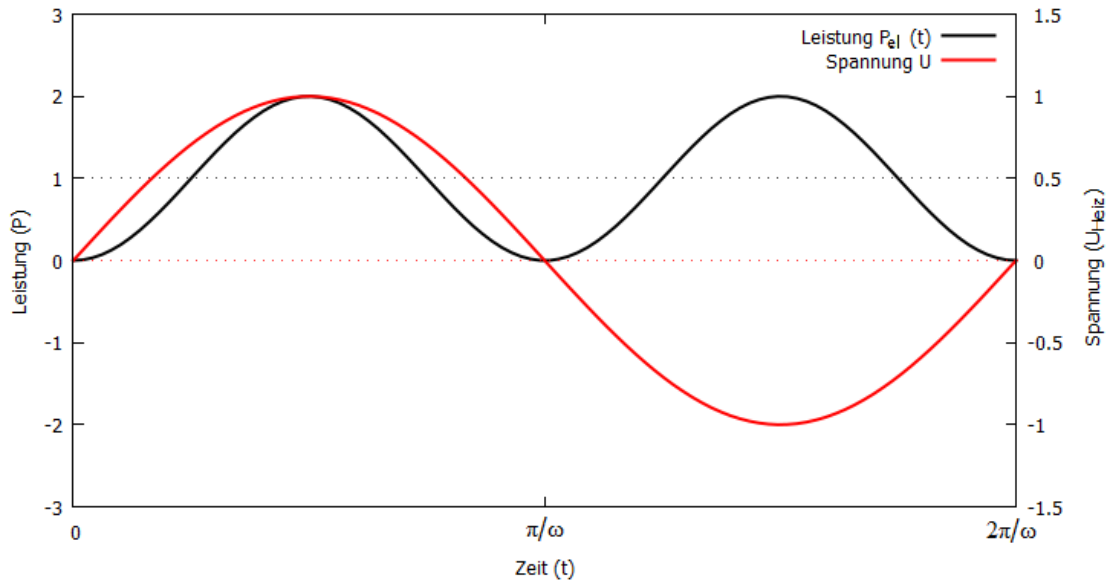


Abbildung 2.2: Elektrische Leistung $P_{\text{el}}(t)$ (in schwarz, linke Achse) in Abhängigkeit der Spannung U (in rot, rechte Achse).

stung mit der doppelten Frequenz der Heizspannung U , weshalb das Verfahren zur Bestimmung der Leistung auch als 2ω -Methode bezeichnet wird.

2.2.1 Wärmefluss

Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Leistung und der Wärmeenergie Q wird durch das Stromwärmegesetz [6, S. 187f.]

$$P_{\text{el}}(t) = \frac{dQ(t)}{dt} \quad (2.8)$$

beschrieben. Gleichung 2.8 suggeriert bei gleichbleibender Leistung einen Temperaturanstieg mit der Zeit. In einem abgeschlossenen System ist diese Überlegung korrekt. Unser System steht jedoch in Kontakt mit der Umgebung, weshalb Wärmeenergie abfließt. Der Transport von Wärmeenergie kann durch Radiation (Wärmestrahlung), Konvektion (Mittragen von Wärme durch ein strömendes Fluid) und Konduktion (Wärmeleitung) erfolgen [7, S. 320f.]. Wir behandeln für unseren Fall nur die Konduktion und nehmen an, dass Radiation (geringe Temperatur \Rightarrow geringe elektromagnetische Strahlung (Schwarzkörperstrahlung) [7, S. 343]) und Konvektion (feste Materie [7, S. 335]) beim Wärmetransport in den Proben eine untergeordnete Bedeutung haben. Die Beschreibung der abfließenden Wärmeenergie pro Zeit \dot{Q} ist für Konduktion durch das Fouriersche Gesetz gegeben. Dies lautet in seiner einfachsten eindimensionalen Form [8, S. 271]:

$$\dot{Q} = \lambda A \cdot \frac{\Delta T}{d}. \quad (2.9)$$

Dabei ist, wie in Abbildung 2.3 zu sehen, A die Fläche senkrecht zum Wärmestrom, d die Dicke der durchströmten Schicht und ΔT die Temperaturdifferenz zwischen den Schichtgrenzen.

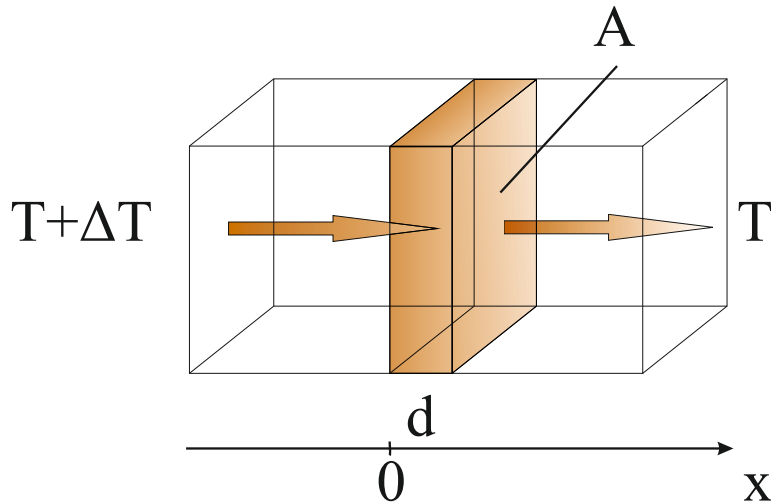


Abbildung 2.3: Veranschaulichung des Fourierschen Gesetzes: Die höhere Temperatur im linken Bereich nimmt durch den Quader mit der Querschnittsfläche A zum niedrigeren Temperaturbereich hin ab. Zwischen $x = 0$ und $x = d$ verringert sich die Temperatur um ΔT . Dadurch ändert sich die Wärmemenge Q am betrachteten Ort mit der Zeit (bei $x = 0$ nimmt sie ab und bei $x = d$ zu).

Die Wärmeleitfähigkeit λ ist ein stoffspezifischer Wert, A und d sind durch den Versuch vorgegeben. Der einzige freie Parameter ist daher die Temperaturdifferenz $\Delta T = T_{\text{Probe}} - T_{\text{Raum}}$ zwischen den Schichtgrenzen. Betrachtet man die Differenz der Temperaturen ΔT zeitlich, nachdem die Leistungszufuhr gänzlich gestoppt wurde, dann lässt sich Gleichung 2.9 als Differentialgleichung schreiben:

$$\dot{Q}(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = -\frac{\lambda \cdot A}{d} \cdot (T_{\text{Probe}}(t) - T_{\text{Raum}}). \quad (2.10)$$

Das negative Vorzeichen kommt durch die Betrachtung einer abfließenden Wärmemenge zustande. Daraus erhalten wir durch einen exponentiellen Lösungsansatz die zeitliche Abnahme der Temperatur in der Probe [7, S. 328]

$$T_{\text{Probe}}(t) = \Delta T \cdot e^{-\frac{\lambda \cdot A}{c \cdot m \cdot d} \cdot t} + T_{\text{Raum}} \quad , \quad \Delta T = T_{\text{Probe}}(t = 0) - T_{\text{Raum}} \quad (2.11)$$

als Exponentialfunktion mit negativem Exponenten (vgl. Abbildung 2.4). Dabei wurde die Wärmeenergie der Probe $Q_{\text{Probe}} = c \cdot m \cdot T_{\text{Probe}}$ mit der spezifischen Wär-

mekapazität c und der Masse m in die Temperatur umgerechnet. Für einen steilen Verlauf der Funktion, also einer große Abnahme der Wärmemenge pro Zeit, muss der Exponent im Betrag groß sein. Dies ist der Fall, wenn die Wärmeleitfähigkeit λ und die Oberfläche A groß, sowie die Schichtdicke d , die Wärmekapazität c und die Masse m klein gewählt werden.

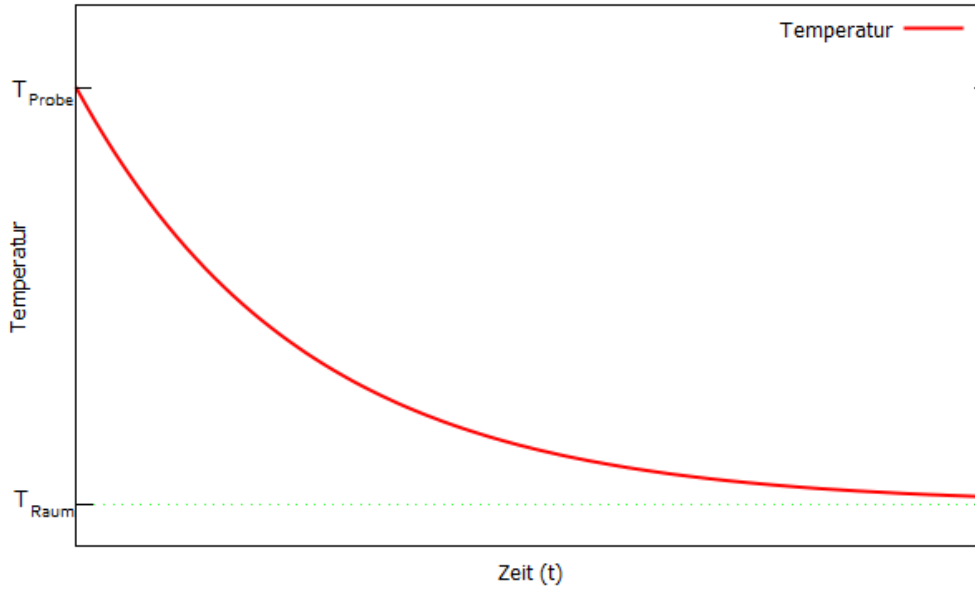


Abbildung 2.4: Temperaturabnahme der Probe bei keiner weiteren Erhitzung nach dem Zeitpunkt $t = 0$. Die negative Steigung der Kurve gibt die Wärmemenge dQ an, die pro Zeit dt abfließt.

In unserem Experiment wird die Leistungszufuhr nicht gestoppt, sondern sie ändert sich periodisch. Im optimalen Fall entspricht die Temperatur in jedem Moment dem Wert, der sich durch das Gleichgewicht zwischen abfließender Wärme und eingehender elektrischer Leistung

$$P_{\text{el}}(t) = \lambda A \cdot \frac{\Delta T}{d} \quad (2.12)$$

einstellt. D.h. es soll eine Proportionalität

$$P_{\text{el}} \propto \Delta T. \quad (2.13)$$

zwischen der Leistung und der Temperatur bestehen. Dazu muss hinreichend viel Wärme in einem Zeitintervall abfließen. Bei den Proben NL10-2 und NL15-2 ist dies durch große Oberflächen und dünne Schichtdicken möglich. Bei dem Pt-100 Widerstand fließt weniger Wärmemenge pro Zeit ab, weshalb das Zeitintervall durch eine andere Frequenz des Wechselstroms vergrößert wird.

2.2.2 Durchbrennen

Für die Überlegungen zum Durchbrennen betrachten wir die Probe wie bei E. Alberts et al. [9, S. 118] vereinfacht als eine Aneinanderreihung von in Serie geschalteten Widerständen. In Abbildung 2.5 a) ist diese Überlegung für eine intakte Probe skizziert. Dabei sind die Widerstände R_1 bis R_N gleich groß. Der Strom

$$I_a = \frac{U_{\text{Heiz}}}{R_{\text{ges}}}, \quad (2.14)$$

der jeden Widerstand durchfließt, ist über das Ohmsche Gesetz als Quotient aus der angelegten Heizspannung U_{Heiz} und des Gesamtwiderstandes $R_{\text{ges}} = \sum_{i=1}^N R_i$ gegeben. Nach der Kirchhoffschen Knotenregel ist dieser Stromfluss durch jeden Widerstand in Reihe gleich. Damit ist auch die Leistungsabgabe

$$P_{\text{el}} = U \cdot I \quad (2.15)$$

an jedem Widerstand gleich, denn bei gleichen Widerständen R_i ($i = 1, 2, \dots, N$) ist auch die Spannungsabnahme U an den Widerständen identisch. Folglich findet eine homogene Erwärmung dieser Probe statt.

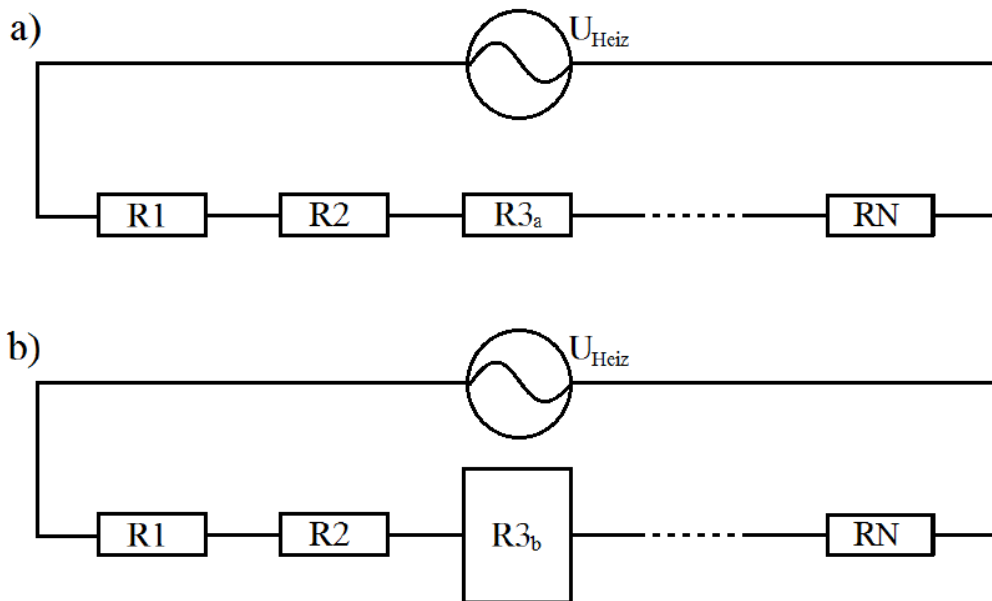


Abbildung 2.5: Vereinfachter Aufbau einer a) intakten - und b) mit dem Durchbrennen beginnenden Probe.

In Abbildung 2.5 b) ist im Vergleich mit a) eine deutliche Erhöhung des Widerstandes R_3 ($R_{3a} \ll R_{3b}$) durch einen Defekt festzustellen. Diese Erhöhung hat vergleichsweise geringe Einflüsse auf die Veränderung der Stromstärke $I_{a \rightarrow b}$ ($I_a \gtrsim I_b$), da die Änderung eines einzelnen Widerstandes prozentual nur gering auf die Änderung des

Gesamtwiderstandes einwirkt. Die Heizspannung U_{Heiz} wird dabei in a) und b) als unverändert angenommen.

Stellt man die Gleichung für die elektrische Leistung mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes um, dann erhält man die Beziehung:

$$P_{\text{el}} = I^2 \cdot R. \quad (2.16)$$

Mit $I_a \gtrsim I_b$ lässt sich für den Vergleich zwischen der Leistungsabgabe an den einzelnen Widerständen R_1 , R_2 , R_4 und R_N in den Bildern a) und b) nur eine geringe Abnahme feststellen. Die Temperaturen sind damit auch nur etwas geringer. Am Widerstand R_3 , der sich stark ändert, findet jedoch eine große Zunahme der Temperatur/Leistungsabgabe statt. Diese Temperaturzunahme führt zu einer stärkeren Ausbildung eines Defekts an dieser Stelle, was den Widerstand weiter steigen lässt. Bei konstant bleibender Heizspannung kommt es so zu immer höheren Temperaturen bis die Probe durchbrennt. Wenn frühzeitig auf den Temperaturanstieg reagiert wird, kann ein Durchbrennen der Probe verhindert werden.

2.3 Rasterkraftmikroskopie

Die Rasterkraftmikroskopie (engl.: atomic force microscopy, kurz: AFM) ist eine Methode zur topographischen Oberflächenbestimmung mit lateralen Auflösungen einiger Nanometer bis hin zu atomaren Größen. Ein Rasterkraftmikroskop kann in unterschiedlichen Moden betrieben werden. Beim dynamischen Modus schwingt die Spitze über der Oberfläche und ändert ihre Resonanzfrequenz, wenn die auf sie wirkende Kraft verändert wird. Das Messen der Resonanzfrequenz gibt dann Auskunft über die Topographie. Der dynamische Modus ermöglicht hohe laterale Auflösungen [10], ist jedoch bei diesem Versuch nicht anwendbar, da die Spitze für eine Temperaturmessung zwingend in direktem Kontakt mit der Probe sein muss. Wir verwenden daher den Kontaktmodus [2]. Abbildung 2.6 zeigt das Funktionsprinzip eines Rasterkraftmikroskops im Kontaktmodus.

Die Spitze befindet sich am Ende eines Cantilevers (deutsch: Federbalken) und wird im Kontaktmodus mit konstantem Druck über eine Probenoberfläche gefahren. Am anderen Ende des Cantilevers befindet sich ein Piezo-Kristall, der den Druck bei Abweichungen anpasst. Durch das Anlegen einer Spannung kann ein Piezo-Kristall ausgedehnt werden (reziproker piezoelektrischer Effekt). Die Information über das richtige Maß der anzulegenden Spannung, erhält das System über einen Regelkreis. Auf das Ende des Cantilevers, an dem die Spitze befestigt ist, ist ein Laserstrahl gerichtet, der bei einer ganz bestimmten Biegung des Cantilevers auf die Mitte einer Photodiode reflektiert wird. Weicht der reflektierte Strahl vom Mittelpunkt dieser Photodiode ab, dann wird die Spannung am Piezo-Kristall so lange korrigiert, bis

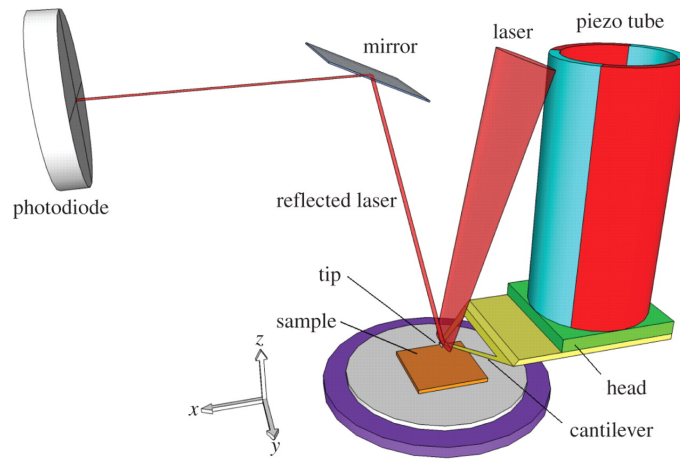


Abbildung 2.6: Funktionsprinzip eines Rasterkraftmikroskops. [11]

der Cantilever wieder die richtige Biegung aufweist. Als Messwert erhält man dann die an den Piezo-Kristall angelegte Spannung.

Die Biegung des Cantilevers, bzw. die Auslenkung Δz der Spitze, ist nach dem Hook'schen Gesetz proportional zur auf die Spitze wirkende Kraft F :

$$F = c \cdot \Delta z, \quad (2.17)$$

wobei

$$c = \frac{E \cdot b \cdot d^3}{4l^3} \quad (2.18)$$

die Federkonstante [12] für balkenförmige Cantilever mit der Länge l , der Dicke d , der Breite b und dem Elastizitätsmodul E ist. Je stärker die Auslenkung der Spitze Δz auf eine Kraftänderung reagiert, desto höher ist auch die Ausdehnung des Piezo-Kristalls. Da diese über die eigentliche Messgröße - die am Piezo-Kristall anliegende Spannung - bestimmt wird, steigt somit bei großen Auslenkungen der Spitze auch die Sensitivität der Messung. Für eine hohe Sensitivität ist bei Betrachtung von Gleichung 2.17 demnach ein Cantilever mit geringer Federkonstante zu wählen. Als weiteres Kriterium für die Wahl eines Cantilevers geht die Resonanzfrequenz ein. Die Resonanzfrequenz [12]

$$f_0 = \frac{1,02}{\pi} \sqrt{\frac{c}{m}} = \frac{1,02}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{d}{l^2}} \quad \text{mit } \rho = m \cdot dbl \quad (2.19)$$

ist groß zu wählen, um den Einfluss störender Tieffrequenzen (z.B. Akustik) gering zu halten. Als Kompromiss zwischen dem Kriterium für die hohe Resonanzfrequenz und der geringen Federkonstante wird häufig ein langer und dünner Cantilever gewählt [2]. Typische Abmessungen eines Cantilevers liegen bei Längen von 100 – 500 μm , Breiten von 30 – 50 μm und Dicken von 0,5 – 8 μm . Die Federkonstanten liegen

dann zwischen 0,06 N/m und einigen 50 N/m. (Werte exemplarisch für rechteckige Cantilever der Firma NanoAndMore GMBH [13].)

Die Kraft F , die auf die Spitze wirkt, ist eine Superposition aus verschiedenen Wechselwirkungen, die zwischen der Oberfläche und der Spitze stattfinden können. Wie Abbildung 2.7 zeigt, können alle Wechselwirkungen als Funktionen des Abstands z in repulsive - (positives Vorzeichen) und attraktive Kräfte (negatives Vorzeichen) unterschieden werden.

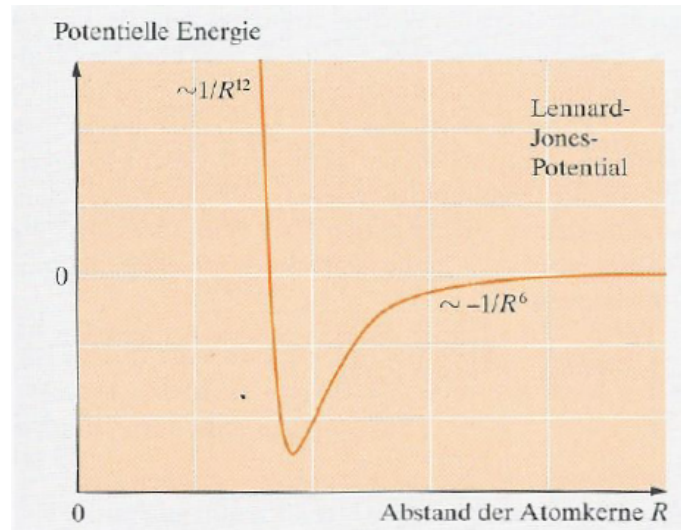


Abbildung 2.7: Darstellung der Superposition von Wechselwirkungen an der Spitze als Funktionen des Abstands. Die dicken Linien skizzieren Arbeitsbereiche verschiedener Betriebsmodi, von denen für unseren Versuch nur der Kontaktmodus von Interesse ist [8, S. 777].

Die verschiedenen Wechselwirkungen werden im folgenden besprochen:

- Van der Waals-Kräfte:

Durch ein momentanes Ungleichgewicht in der Elektronenverteilung der Hülle eines Atoms bildet sich ein Dipol aus. Dieser Dipol induziert in einem benachbarten Atom einen weiteren Dipol. Es kommt folglich zu einer Coulomb-Wechselwirkung zwischen den beiden Dipolen [8, S. 776]. Beim Rasterkraftmikroskop nimmt man für die Spitze näherungsweise eine Kugel und für die Oberfläche eine planare Ebene an. Mit diesen Näherungen erhält man für die Van-der-Waals-Kraft nach Hugo Christiaan Hamaker [14] den vereinfachten Ausdruck

$$F_{\text{VDW}}(z) = -\frac{A_{\text{H}}R}{6z^2}, \quad (2.20)$$

mit dem Spitzenradius R und der Hamaker-Konstante A_{H} (Größenordnung im Vakuum: aJ). Die Proportionalität $F \propto 1/z^2$ zeigt eine vergleichsweise langsame Abnahme der Kraft zum Abstand. Die Van-der-Waals-Kraft wird in der Rasterkraftmikroskopie daher als langreichweitig bezeichnet.

- Pauli-Abstoßung:

Nach dem Pauli-Prinzip sind die Wellenfunktionen zweier identischer Fermionen in einem quantenmechanischen System in Bezug auf Vertauschung antisymmetrisch. Beim Überlappen von Elektronenhüllen zweier Atome drängen Elektronen in den gleichen Zustand, wo sie sich nach dem Pauli-Prinzip [8, S. 823] nicht aufhalten dürfen. Folglich werden die Elektronen in der Hülle verschoben und die Abschirmung der positiven Kernladungen durch die Hülle wird gestört. Es kommt zu einer Coulomb-Abstoßung zwischen den beiden Kernen. Eine mathematische Beschreibung liefert das empirische Lennard-Jones-Potential [8, S. 776] (Gleichung 2.21), das zudem das Van-der-Waals-Potential berücksichtigt:

$$V_{\text{LJ}} = E_0 \left(\left(\frac{r_0}{z} \right)^{12} - 2 \left(\frac{r_0}{z} \right)^6 \right). \quad (2.21)$$

An der Stelle r_0 hat das Lennard-Jones-Potential das Minimum $V_{\text{LJ}}(r_0) = -E_0$. E_0 bezeichnet die Bindungsenergie zwischen zwei Atomen. Der erste Term ist empirisch ermittelt und beschreibt hinreichend genau das Potential durch die Pauli-Abstoßung. Der zweite Term gibt das Van-der-Waals-Potential zwischen zwei Atomen an. Der Exponent $n = 12$ veranschaulicht dabei die kurze Reichweite dieses Terms und die starke Zunahme der Pauli-Abstoßung bei Annäherung der Kerne. Der Van-der-Waals-Term beschreibt hier aufgrund der Nähe der Atome zueinander nicht mehr wie oben die Wechselwirkung zwischen einer Ebene und einer Kugel, sondern zwischen zwei Kugeln.

- Kapillarkraft [15]:

Bei der Messung an Luft sind die Probenoberfläche und die Spitze mit einem dünnen Film aus kondensierten Wassermolekülen bedeckt. Bei Annäherung der Spitze bildet sich ein Meniskus aus, was zu starken attraktiven Kräften führt. Bei besonders empfindlichen Proben können diese Kräfte zur Zerstörung der Probe führen. Solche Proben werden dann direkt in einer Flüssigkeit oder im Vakuum untersucht. Wir verzichten bei unseren Untersuchungen auf solche Modifikationen des Versuchsaufbaus.

- Elastische Kräfte und Deformation [16]:

Bei großem Druck der Spitze auf die Oberfläche, kann es zur Deformation kommen. Da die Messspitze sehr empfindlich ist und große Krafteinwirkungen die Spitze zerstören könnten, verwenden wir Kräfte, bei denen keine Deformation zu erwarten ist.

- Magnetische und elektrostatische Kräfte [17]:

Mit Spitzen aus magnetischem Material oder magnetischen Beschichtungen lassen sich magnetische Kräfte untersuchen. Durch Anlegen eines Potentials

können elektrostatische Kräfte untersucht werden. Die wirkenden Kräfte haben große Reichweiten und können sowohl repulsiv wie auch attraktiv wirken. Da in unserem Versuch durch die Spitze und die Probe ein Strom fließt, treten beide Kräfte auf. Bei dem Strom in der Probe handelt es sich um Wechselstrom, weshalb sich die elektrischen und magnetischen Felder in Betrag und Richtung periodisch ändern. Es ist daher anzunehmen, dass sich große Teile dieser Kräfte im Mittel annihilieren. Wenn das Material an der Probenoberfläche starke Störungen aufweist, können sich diese Kräfte jedoch deutlich bemerkbar machen. Dazu findet sich eine Erklärung in der Diskussion der Messergebnisse (Kapitel 4.3 Versuchsteil 3: NL15-2).

- Reibungskräfte [18]:

Im Kontaktmodus kommt es beim Abrastern der Probenoberfläche zur Abgabe von kinetischer Energie in die Spitze und in das Probenmaterial. Diese Energie wird in die Anregung von Phononen oder in Deformation der Probenoberfläche (Kratzer, Druckstellen, etc.) umgewandelt. Die Reibungskräfte sorgen zudem für eine Torsion des Cantilevers. Diese Torsion kann ebenfalls mit dem oben genannten Regelkreis konstant gehalten werden. Die Photodiode hat daher die Dimension einer Fläche. Vertikale Änderungen des reflektierten Laserstrahls werden durch Änderung der Topographie der Oberfläche oder senkrecht auf die Oberfläche wirkende Kräfte hervorgerufen. Die Torsion bewirkt auch horizontale Änderungen des reflektierten Laserstrahls, die dann korrigiert werden können.

Bei jeder Kraftmessung mit dem Rasterkraftmikroskop gibt es einige Fehlerquellen. Bereits angesprochen wurde der Einfluss von äußeren Vibrationen, die man mit Hilfe einer hohen Resonanzfrequenz des Cantilvers zu begrenzen versucht [12]. Zudem führt eine hohe Luftfeuchtigkeit vermehrt zur Ausbildung von Menisken und einer Beeinflussung durch Kapillarkräfte [15]. Eine weitere Fehlerquelle bei unseren Messungen ist der thermische Drift [19]. Durch Temperaturänderungen während eines Messintervalls und den damit einhergehenden Ausdehnungen des Materials, kann es zu Verschiebungen und Verzerrungen der Bilder kommen.

2.4 Rasterwärmemikroskopie

Zur Bestimmung der Temperatur an der Oberfläche einer Probe setzen wir einen Cantilever ein, in dessen Spitze sich ein PTC-Widerstand (positive temperature coefficient) befindet. Bei Erhitzung um 1°C nimmt der Widerstand der Spitze um $1\ \Omega$ zu (vgl. Tabelle 3.1, Kapitel 3 [20]). Für die Beziehung zwischen der Temperatur T (in $^\circ\text{C}$) und dem Widerstand R der Spitze erhalten wir somit für hinreichend kleine

Temperaturänderungen den linearen Zusammenhang

$$R(T) = R(T_0) + \frac{dR}{dT} \cdot (T - T_0), \quad (2.22)$$

mit $R(T_0) = 334\Omega$, $T_0 = 20^\circ\text{C}$ und $dR/dT = 1\Omega/^\circ\text{C}$.

Nimmt der Widerstand in der Spitze zu, dann steigt nach dem Ohmschen Gesetz

$$U_0(T) = R(T) \cdot I_0 \quad (2.23)$$

bei konstantem, die Spitze durchfließenden, Strom I_0 auch die am Widerstand anliegende Spannung U_0 . Diese Spannung ist die Messgröße, über die der Widerstand berechnet werden kann. Aus dem Temperaturkoeffizienten des Widerstandes $dR/dT = 1\Omega/^\circ\text{C}$ und dem ohmschen Gesetz erhält man dann die Temperatur:

$$T = \frac{dT}{dR} \left(\frac{U_0}{I_0} - R(T_0) \right) + T_0. \quad (2.24)$$

Die Probe wird im Versuch mit Wechselspannung erhitzt. Dies bedeutet periodisches Schwanken der Temperatur zwischen der Raumtemperatur T_0 und einem Maximalwert $T_0 + \Delta T$. Die Messgröße $U(R(T_0 + \Delta T)) - U(R(T_0)) = \Delta U$ bezeichnet dabei die Spannungsänderung über den sich ändernden Widerstand. Bei der Berechnung der Differenz von Raumtemperatur und Maximalwert wird die Raumtemperatur gekürzt und man erhält

$$\Delta T = \frac{dT}{dR} \frac{\Delta U}{I_0} \quad (2.25)$$

2.5 Lock-in-Verstärker

Der Lock-in-Verstärker ist ein Gerät, das sehr häufig zur Unterdrückung von Rauschüberlagerungen bei Signalen genutzt wird. Im Frequenzbild des Signals stellt es einen sehr schmalbandigen Bandpass dar. In Abbildung 2.8 ist der schematische Aufbau eines Lock-in-Verstärkers gezeigt.

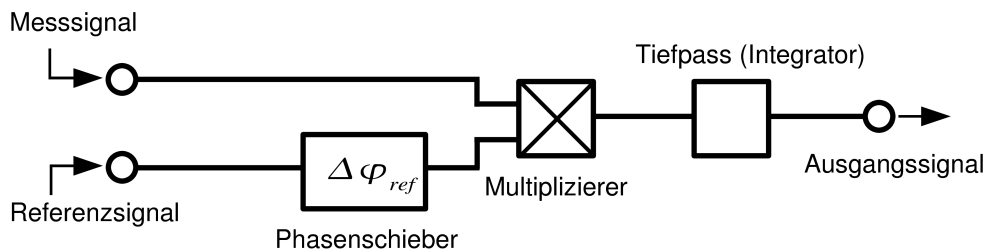


Abbildung 2.8: Aufbau eines Lock-in-Verstärkers. [21]

Die Funktionsweise lässt sich folgendermaßen illustrieren [22]: Wir beziehen zwei Signale aus dem Experiment - ein Mess- und ein Referenzsignal. Das Messsignal $s(t) = (\Delta U/2) \cdot \sin(\omega_1 t)$ erhalten wir aus der Spannung über dem Widerstand der Messspitze im Rasterwärmemikroskop, das Referenzsignal $g(t) = U_{\text{Heiz}} \cdot \sin(\omega_2 t)$ ist in unserem Versuch das Signal des Wechselstroms, der die Probe erhitzt. Dabei sind ω_1 und ω_2 zunächst beliebige Frequenzen der beiden Signale. Der Lock-in-Verstärker führt eine Multiplikation beider Signale und eine anschließende Tiefpassfilterung/Integration ihres Produkts durch. Die Phase $\Delta\varphi = \tau \cdot \omega_2$ des Referenzsignals kann dabei variiert werden. Die Multiplikation liefert durch Anwenden von Additionstheoremen den Ausdruck:

$$s(t) \cdot g^*(t + \tau) = \frac{\Delta U}{2} \cdot U_{\text{Heiz}} \cdot \sin(\omega_1 t) \cdot \sin(\omega_2(t + \tau)) \quad (2.26)$$

$$= \frac{\Delta U \cdot U_{\text{Heiz}}}{4} (\cos((\omega_1 - \omega_2)t - \omega_2\tau) - \cos((\omega_1 + \omega_2)t + \omega_2\tau)). \quad (2.27)$$

Also eine Summen- und eine Differenzfrequenz. Liegen die beiden Frequenzen ω_1 und ω_2 dicht beieinander, so wird die Differenzfrequenz nahezu Null. Durch einen Tiefpass werden dann nur Signale gelassen, bei denen $\omega_1 \approx \omega_2$ gilt. Dadurch können wir die Messung von allen anderen störenden Frequenzen befreien. Für die Wahl der geeigneten Phase betrachten wir nur den vorderen Term der Gleichung 2.27, da dieser nicht vom Tiefpass herausgefiltert wird, und schreiben ihn wie folgt um:

$$\frac{\Delta U \cdot U_{\text{Heiz}}}{4} \cos((\omega_1 - \omega_2)t - \omega_2\tau) = \frac{\Delta U \cdot U_{\text{Heiz}}}{4} \cos((\omega_1 - \omega_2)t) \cdot \cos(\omega_2\tau) \quad (2.28)$$

$$- \frac{\Delta U \cdot U_{\text{Heiz}}}{4} \sin((\omega_1 - \omega_2)t) \cdot \sin(\omega_2\tau) \quad (2.29)$$

$$\stackrel{\omega_1 \approx \omega_2}{\approx} \frac{\Delta U \cdot U_{\text{Heiz}}}{4} \cos((\omega_1 - \omega_2)t) \cdot \cos(\omega_2\tau) \quad (2.30)$$

$$= U_{\text{LI}}^2, \quad (2.31)$$

mit U_{LI}^2 als Ausgabe des Lock-in-Verstärkers. Der Term mit den Sinusfunktionen verschwindet für $\omega_1 \approx \omega_2$. Übrig bleibt ein langsam alternierender (bis konstanter) Term $\cos((\omega_1 - \omega_2)t)$ mit der phasenabhängigen Amplitude $\cos(\omega_2\tau) = \cos(\Delta\varphi)$. Die Amplitude wird mit $\cos(\Delta\varphi) = 1$ am größten, wenn $\Delta\varphi = 0$ ist. Das deutlichste Ausgangssignal erhalten wir also, wenn die Eingangssignale nicht phasenverschoben sind. Beim Experiment kann die optimale Phase manuell ausprobiert oder automatisch vom Lock-in-Verstärker bestimmt werden. Bei optimaler Phase und gleicher Signalfrequenzen ω_1 und ω_2 folgt für die Messgröße ΔU aus Gleichung 2.31

$$\Delta U = 4 \cdot \frac{U_{\text{LI}}^2}{U_{\text{Heiz}}}. \quad (2.32)$$

Wie einleitend zu diesem Abschnitt erwähnt, dient der Lock-in-Verstärker zur Rauschunterdrückung. Das Rauschen überlagert jedes Signal mit verschiedenen Frequenzen. Die Annahme, dass ausschließlich die Signalfrequenzen ω_1 und ω_2 zum Ausgangssignal U_{LI}^2 beitragen, setzt eine Filterung mit einem infinitesimal schmalen Tiefpass voraus. Ansonsten sind in der Differenzfrequenz immer noch Anteile von Rauschen vorhanden. Ein solcher Tiefpass ist in der Realität allerdings nicht existent.

3 Versuchsaufbau und Durchführung

3.1 Rasterwärmemikroskop

In Abbildung 3.1 ist der Versuchsaufbau für die Messungen mit dem Rasterwärmemikroskop gezeigt.

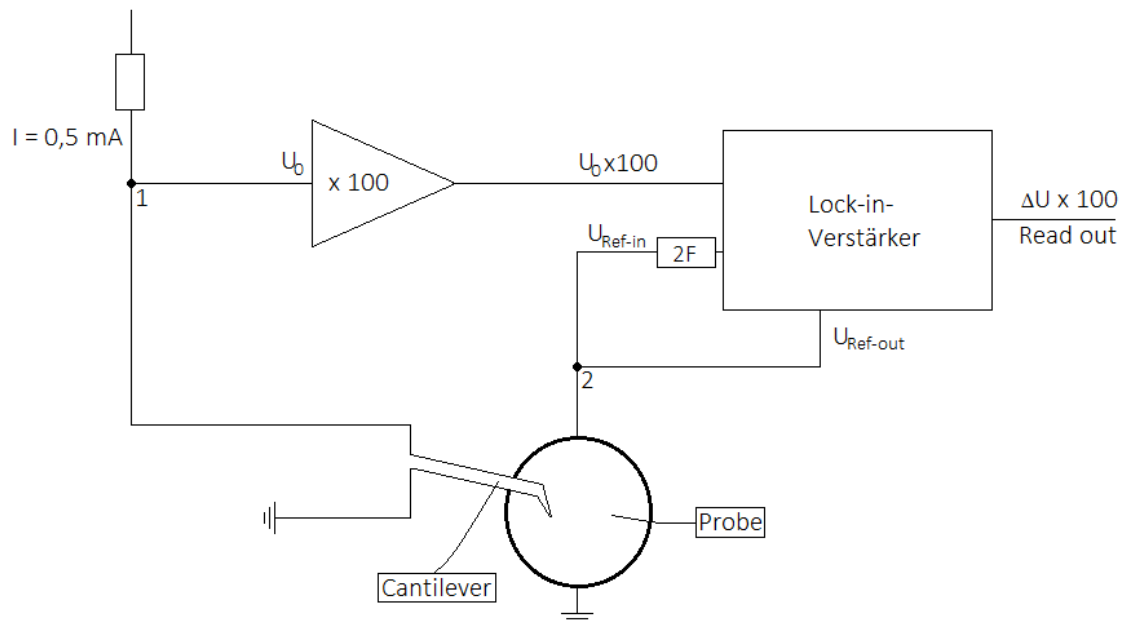


Abbildung 3.1: Versuchsaufbau zur Messung mit dem Rasterwärmemikroskop

Für den Cantilever verwenden wir den KNT-SThM-1an der Firma Kelvin Nanotechnology. Die Skizze in Abbildung 3.2 ist dem Produktblatt entnommen [20]. Die Daten des Cantilevers sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Dabei sind alle Werte bis auf den Widerstand der Spitze, der bei Normaltemperatur (20°C) vor dem Versuch gemessen wurde, dem Datenblatt entnommen. Die leitenden Drähte im Cantilever bestehen aus verschiedenen Nickel-Chrom-Legierungen. Der vorderste Draht ist um $10\ \mu\text{m}$ nach unten gebeugt und formt so die Spitze des Cantilevers. Die gesamte Länge des Cantilevers beträgt $150\ \mu\text{m}$. Alle weiteren Versuchsgereäte finden sich in Tabelle 3.2 am Ende des Kapitels.

Bei allen Proben führen wir Messungen mit dem Rasterwärmemikroskop durch. Dabei erhöhen wir nach und nach die Heizspannung U_{Heiz} der Proben. Die dadurch veränderte Proben­temperatur bewirkt eine Erhöhung des Widerstandes in der Messspitze des Rasterwärmemikroskops. Die Information über den Widerstand der Spitze erhalten wir durch einen konstanten Strom von $I_0 = 0,5\ \text{mA}$, der durch die Spitze fließt. Am Knotenpunkt 1 (vgl. Abbildung 3.1) wird die Spannung U_0 über den Widerstand der Messspitze gemessen. Das Spannungssignal geht nach 100-

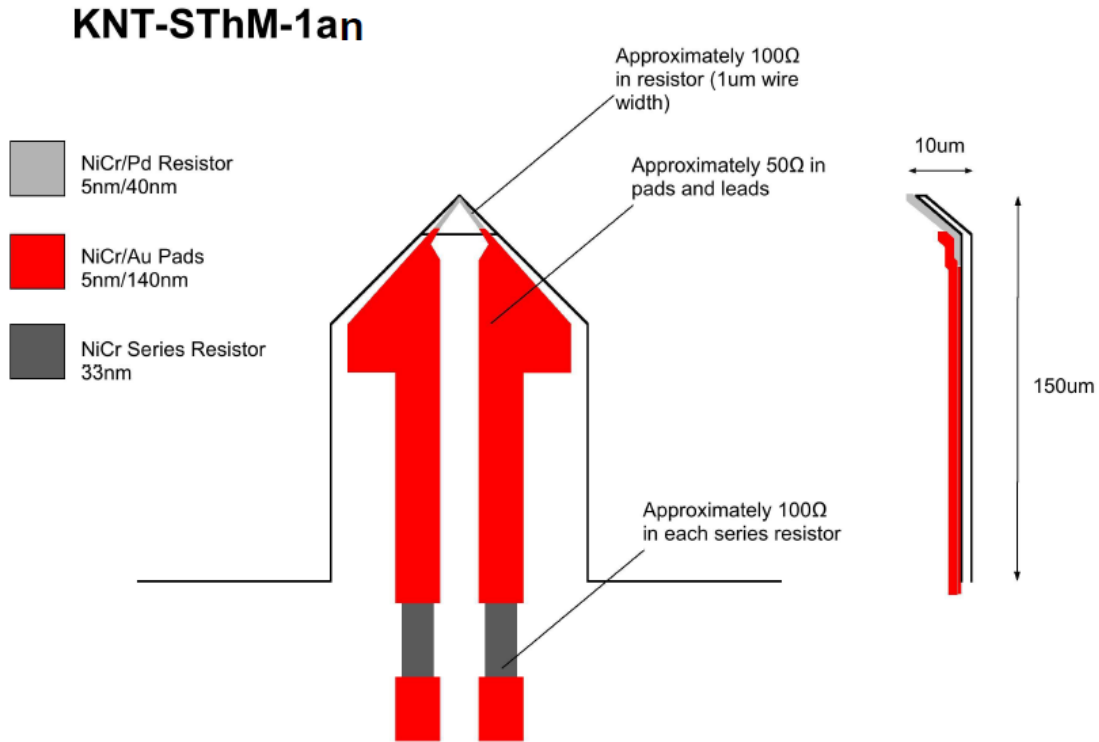


Abbildung 3.2: Skizze des KNT-SThM-1an. [20]

Tabelle 3.1: Daten von KNT-SThM-1an [20]

Eigenschaft	Größe	Quelle
Widerstand (20 °C)	334 Ω	gemessen
Länge (Cantilever)	150 μm	Datenblatt
Breite (Cantilever)	60 μm	Datenblatt
Höhe (Cantilever)	0,4 μm	Datenblatt
Radius (Spitze)	≤ 100 nm	Datenblatt
Höhe (Spitze)	10 μm	Datenblatt
Sensitivität	≈ 1 Ω/°C	Datenblatt
Federkonstante	0,25 N/m	Datenblatt

facher Verstärkung in einen Lock-in-Verstärker.

Am Knotenpunkt 2 (vgl. Abbildung 3.1) greifen wir die Information über den, die Probe erheizenden, Wechselstrom U_{Heiz} ab und verwenden diese als Referenzsignal des Lock-in-Verstärkers. Dort findet ein Vergleich mit der 100-fach verstärkten Information aus der Spitze vom Knotenpunkt 1 statt. Die Spannung zum Aufheizen der Probe hat - wie in Abbildung 2.2 zu sehen - die halbe Frequenz, wie die Veränderung der Spannung, die an der Messspitze anliegt. Die Frequenz der Heizspannung wird daher vor dem Eingang in den Lock-in-Verstärker verdoppelt. Dabei gibt uns der Lock-in-Verstärker ein Signal als Gleichstrom heraus ($\cos((\omega_1 - \omega_2) \cdot t)$, $\omega_1 \approx \omega_2$). Zur genaueren Messung kleiner Spannungen ist eine Anpassung der Sensitivität möglich. Der gesamte Aufbau eines Lock-in-Verstärkers im Versuch ist komplexer als oben beschrieben. Daher lässt sich Gleichung 2.32 nicht anwenden, um ΔU zu bestimmen.

Der Lock-in-Verstärker übernimmt die notwendigen Rechenschritte und gibt direkt das Spannungssignal $\Delta U \cdot 100$ als Peak-zu-Peak-Differenz an. Als letzter Rechenschritt bleibt das Zurückrechnen der 100-fachen Verstärkung.

Mit dem Rasterwärmemikroskop sollen zum einen Messungen an interessanten Punkten an den Probenoberflächen durchgeführt werden. Dazu verharrt die Spitze in den Punkten und nimmt die Temperaturen für unterschiedliche Heizspannungen U_{Heiz} auf. Des Weiteren sollen Aufnahmen der Temperaturen über der gesamten Oberfläche der Proben gemacht werden. Dazu rastert die Spitze verschiedene Punkte der Fläche ab und der Lock-in-Verstärker misst die Peak-zu-Peak-Differenz ΔU der Wechselspannungen. Dies erfordert den Durchlauf mindestens einer Heizperiode. Um eine hohe laterale Auflösung bei akzeptabler Messzeit zu erhalten, wird die Frequenz des Wechselstroms dazu auf 1 kHz gesetzt. Diese hohe Frequenz ist nur bei den kleineren Proben NL10-2 und NL15-2 möglich, da bei ihnen die Wärme schnell genug abfließen kann und nach obigen Überlegungen die Proportionalität aus Gleichung 2.13 zwischen Leistung und Temperatur gegeben ist. Für die Punktmessung wurde bei den Proben NL10-2 und NL15-2 ebenfalls eine Frequenz von 1 kHz eingestellt. Bei dem flächenmäßig größeren Pt-100 Widerstand lief die Punktmessung bei einer Frequenz von 10 Hz. Hierbei wurde auf eine Messung der gesamten Fläche verzichtet, da die Verteilung der Temperatur auf dem Pt-100 Widerstand wird als homogen angenommen werden kann. Die Bestimmung der optimalen Phase wird jeweils vom Lock-in-Verstärker übernommen. Bei jeder Messung über der gesamten Oberfläche wird simultan die Kraft auf die Spitze bestimmt. So erhalten wir zeitgleich die Topographie der Proben.

3.2 Wärmebildkamera

Um eine Kontrolle der Messdaten zu erhalten, wird der Pt-100 Widerstand zudem noch mit der Wärmebildkamera untersucht. Die Wärmebildkamera misst die räumlich gemittelte Temperatur über einen Oberflächenbereich der Probe. Die laterale Auflösung ist dabei geringer als beim Rasterwärmemikroskop. Ein Beispielbild aus diesen Messungen ist in Abbildung 3.3 für eine Heizspannung von $U_{\text{Heiz}} = 3,401$ V gezeigt.

Zur Erzeugung einer Wechselspannung wird ein Spannungsgenerator (siehe Tabelle 3.2) verwendet. Simultan zur Temperatur werden Strom und Spannung gemessen. Vom Generator wird zwar eine Spannung angezeigt, jedoch weicht diese durch Ausgangswiderstände von der Spannung ab, die an der Probe anliegt. Daher ist ein zusätzliches Messen der Heizspannung notwendig. Für den Vergleich der Messwerte aus Wärmebildkamera und Rasterwärmemikroskop ist zu beachten, dass die Kamera im Vergleich zum Rasterwärmemikroskop nur sehr träge auf Temperaturänderungen reagiert. Die durch die Wechselspannung induzierte Temperaturänderung ΔT

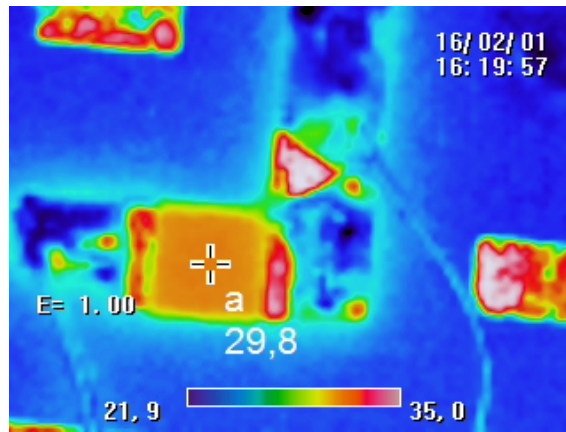


Abbildung 3.3: Messung mit der Wärmebildkamera. Der Pt-100 Widerstand ist an der orangenen Färbung zu erkennen. Die Größe der erhitzten Fläche wurde mit einer Schieblehre zu $(1,3 \cdot 1,3) \text{ mm}^2$ bestimmt.

der Probe kann bei der Wärmebildkamera folglich nur im Mittel gemessen werden (Effektivwert ΔT_{eff}). Für die Mittlung der Leistung P_{el} aus Gleichung 2.7 erhält man

$$\langle P_{\text{el}}(t) \rangle = P \cdot \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} [1 + \cos(2\omega t)] dt \quad (3.1)$$

$$= P = \frac{1}{2} \frac{U_{\text{Heiz}}^2}{R}. \quad (3.2)$$

Die Temperatur ist nach Gleichung 2.13 proportional zur elektrischen Leistung. Beim Rasterwärmemikroskop wird, wie oben erwähnt, die Peak-zu-Peak-Differenz des Spannungssignals vom Widerstand über die Messspitze aufgenommen. Die daraus bestimmte Temperatur der Probe ist also die maximale Temperatur beim Durchgang einer Periode. Diese Temperatur ist ebenfalls proportional zur elektrischen Leistung, die maximal $P_{\text{el}} = 2P$ entspricht. Zwischen der maximalen elektrischen Leistung und der über eine Periode gemittelten Leistung, liegt also ein Faktor 2. Dieser Faktor muss auch bei dem Vergleich der Temperaturen aus den unterschiedlichen Verfahren berücksichtigt werden. Wir passen im folgenden Abschnitt der Auswertung alle Temperaturen an die Effektivwerte ΔT_{eff} , also jene, die von der Kamera angegeben werden, an.

Die obige Überlegung gilt nur, wenn die Leistung proportional zur Änderung der Temperatur ist. Dies kann in der Messung mit der Wärmebildkamera durch zusätzliches Messen der Stromstärke und Anwenden der Gleichung 2.1 überprüft werden. Bei der Messung mit dem Rasterkraftmikroskop ist ein zusätzliches Messen der Stromstärke aus ungeklärten Gründen mit dem Durchbrennen der Probe NL15-2 fehlgeschlagen. Im Folgenden wurde daher auf Messungen der Stromstärke beim Rasterkraftmikroskop verzichtet.

Tabelle 3.2: Geräte zu den Versuchen zum Rasterwärmemikroskop und zur Wärmebildkamera sowie verwendete Proben.

Gerät	Name	Hersteller
Versuch: Rasterwärmemikroskop		
Cantilever	KNT-SThM-1an	Kelvin Nanotechnologie
Lock-in-Verstärker	DSP LI Model 7230	Ametek
Rasterkraftmikroskop	Solver	NT-MDT
Versuch: Wärmebildkamera		
AC-Generator	Generator HMF2550	Rohde & Schwarz
Strommessgerät	U1253B	Agilent
Spannungsmessgerät	3340DMM	Peaktech
Wärmebildkamera	InfraRedCamera R300SR	Nippon Avionics Co.,LTD.
Proben		
Probe1	Pt-100 Widerstand	unbekannt
Probe2	NL10-2	S.Urazhdin
Probe3	NL15-2	S.Urazhdin

4 Auswertung

4.1 Versuchsteil 1: Pt-100

Zunächst sollen über eine Messung der Temperatur an der Oberfläche eines Pt-100 Widerstands mit einer Wärmebildkamera Daten erhoben werden, die anschließend zur Kontrolle der Messwerte des Rasterwärmemikroskops herangezogen werden können. Die Wärmebildkamera gibt uns direkt die Temperatur an, die im Mittel von einer Fläche ausgestrahlt wird. Die laterale Auflösung der Wärmebildkamera ist deutlich geringer als die des Rasterwärmemikroskops. Dies ist bei der Interpretation des Vergleichs zwischen den Daten der Wärmebildkamera und des Rasterwärmemikroskops zu bedenken.

Tabelle 4.1: Temperaturen des Pt-100 Widerstands mit den dazugehörigen Spannungen des Heizstroms. Gemessen mit der Wärmebildkamera mittig auf dem Widerstand.

U_{Heiz} (V)	I_{Heiz} (mA)	P_{Heiz} (mW)	ΔT_{eff} (°C)
$0,20 \pm 0,01$	$0,0 \pm 0,1$	$0,0 \pm 0,0$	$22,2 \pm 0,3$
$0,48 \pm 0,01$	$4,3 \pm 0,1$	$2,1 \pm 0,1$	$22,5 \pm 0,3$
$0,96 \pm 0,01$	$8,6 \pm 0,1$	$8,2 \pm 0,1$	$23,1 \pm 0,3$
$1,44 \pm 0,01$	$12,8 \pm 0,1$	$18,5 \pm 0,2$	$23,8 \pm 0,3$
$1,93 \pm 0,01$	$17,0 \pm 0,1$	$32,9 \pm 0,3$	$24,9 \pm 0,3$
$2,42 \pm 0,01$	$21,2 \pm 0,1$	$51,2 \pm 0,3$	$26,3 \pm 0,3$
$2,91 \pm 0,01$	$25,3 \pm 0,1$	$73,5 \pm 0,4$	$27,9 \pm 0,3$
$3,40 \pm 0,01$	$29,3 \pm 0,1$	$99,7 \pm 0,4$	$29,8 \pm 0,3$
$3,90 \pm 0,01$	$33,2 \pm 0,1$	$129,5 \pm 0,5$	$32,0 \pm 0,3$
$4,39 \pm 0,01$	$37,1 \pm 0,1$	$162,8 \pm 0,6$	$34,6 \pm 0,3$
$4,90 \pm 0,01$	$40,7 \pm 0,1$	$199,4 \pm 0,6$	$37,3 \pm 0,3$

Die mit der Wärmebildkamera mittig auf dem Pt-100 Widerstand gemessenen Temperaturen (siehe Abbildung 3.3 Punkt a) sind in Tabelle 4.1 mit den dazugehörigen Heizspannungen und Heizströmen eingetragen. Durch deren Produkt erhält man die Leistungsabgabe an die Probe. Spannung und Strom werden jeweils simultan gemessen. Da die Messgeräte eine gewisse Trägheit besitzen, dürfen die Frequenzen des Heizstroms (bzw. der Heizspannung) einen Wert von 10 Hz nicht überschreiten. Die Fehler ergeben sich durch Ungenauigkeiten der Messgeräte und Fehlerfortpflanzung nach Gauß.

Zur Überprüfung der in der Theorie angenommenen Proportionalität zwischen Leistung und Temperatur ist in Abbildung 4.1 die Temperatur gegen die Leistung aufgetragen. Der lineare Fit wurde durch Igor Pro ermittelt und beschreibt die Gleichung

$$T(P) = (0,0748 \pm 0,0004) \frac{\text{°C}}{\text{mW}} \cdot P + (22,38 \pm 0,04) \text{°C}. \quad (4.1)$$

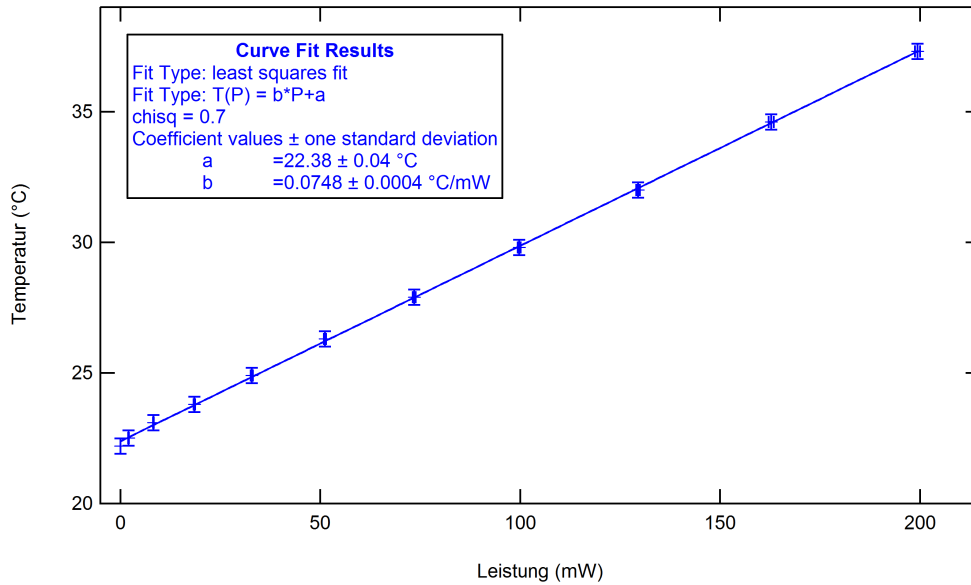


Abbildung 4.1: Temperatur des Pt-100 Widerstands aufgetragen gegen die Leistungsabgabe.

Tabelle 4.2: Temperaturen des Pt-100 Widerstands mit den dazugehörigen Spannungen des Heizstroms. Gemessen mit dem Rasterwärmemikroskop.

U_{Heiz} (V)	ΔU (mV)	ΔT_{eff} (°C)
$0,200 \pm 0,002$	$0,05 \pm 0,01$	$22,43 \pm 0,04$
$0,480 \pm 0,005$	$0,11 \pm 0,01$	$22,49 \pm 0,04$
$0,961 \pm 0,010$	$0,57 \pm 0,01$	$22,95 \pm 0,04$
$1,443 \pm 0,014$	$1,29 \pm 0,02$	$23,67 \pm 0,05$
$1,929 \pm 0,019$	$2,28 \pm 0,05$	$24,66 \pm 0,08$
$2,417 \pm 0,024$	$3,47 \pm 0,10$	$25,85 \pm 0,13$
$2,907 \pm 0,029$	$5,22 \pm 0,10$	$27,60 \pm 0,15$
$3,401 \pm 0,034$	$7,34 \pm 0,10$	$29,72 \pm 0,18$
$3,899 \pm 0,039$	$8,85 \pm 0,20$	$31,23 \pm 0,27$

Für die selbe Probe wurden mit dem Rasterwärmemikroskop die in Tabelle 4.2 gelisteten Werte gemessen. Für die Heizspannung wurde in diesem, wie in allen folgenden Versuchen zum Rasterwärmemikroskop, ein Fehler von einem Prozent angenommen. Die Genauigkeit von ΔU hängt größtenteils von der Sensitivität der Messung ab. Hinzu kommen Schwankungen. Die Genauigkeit der Temperatur ist durch Gaußsche Fehlerfortpflanzung ermittelt. Die Messwerte der Wärmebildkamera für die Temperatur wurden nach den obigen Überlegungen zeitlich gemittelt. Wir betrachten also die Hälfte der Temperaturmaxima ΔT_{eff} (Effektivwerte) beim Rasterwärmemikroskop, um die Werte zu vergleichen (vgl. Gleichung 3.2). Die Heizspannungen sind identisch zu denen des vorherigen Versuchs gewählt. Zum Vergleich der Messdaten

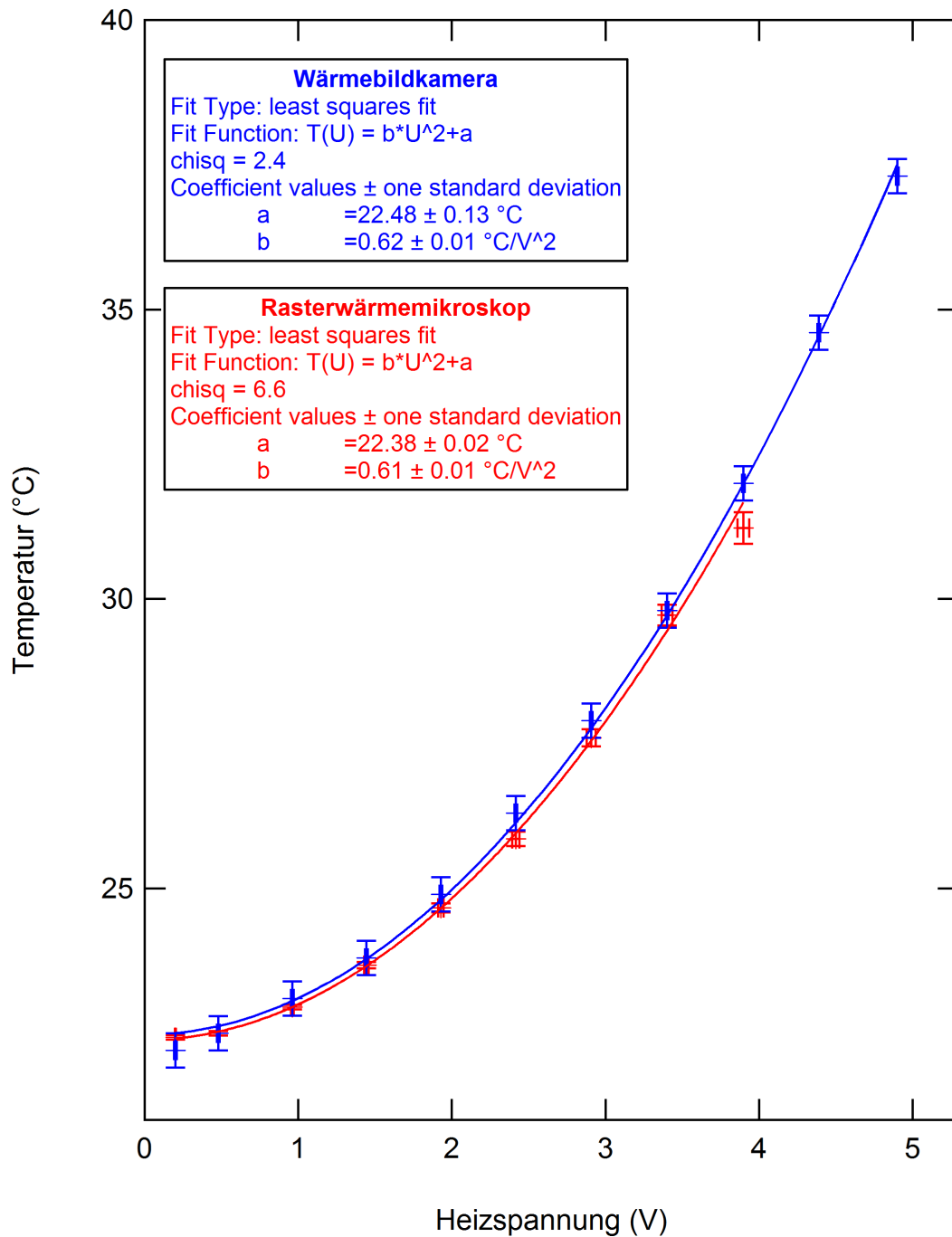


Abbildung 4.2: Temperatur des Pt-100 Widerstands aufgetragen gegen die Heizspannungen U_{Heiz} jeweils für die Messung mit der Wärmebildkamera (blau) und dem Rasterwärmemikroskop (rot). (Erstellt mit IgorPro)

der Wärmebildkamera und des Rasterwärmemikroskops werden die jeweiligen Temperaturen gegen die jeweiligen Heizspannungen in einem Graphen (Abbildung 4.2) aufgetragen. Da das Rasterwärmemikroskop nur Temperaturdifferenzen misst, muss für die Darstellung der absoluten Temperaturwerte noch die Raumtemperatur hinzu addiert werden. Für den Wert der Raumtemperatur wird dabei der durch den linearen Fit in Abbildung 4.1 bestimmte Temperaturachsenabschnitt von $(22,38 \pm 0,04)^\circ\text{C}$ angenommen.

Nach den theoretischen Überlegungen ist für die Temperatur eine Proportionalität zum Quadrat der Heizspannung zu erwarten (vgl. Gleichung 2.3 und Gleichung 2.13). Ein quadratischer Fit durch die beiden Messreihen (ermittelt durch IgorPro / Least-Square) gibt für das Rasterwärmemikroskop die Funktion

$$T(U_{\text{Heiz}}) = (0,61 \pm 0,01) \cdot U_{\text{Heiz}}^2 \frac{\text{°C}}{\text{V}^2} + (22,38 \pm 0,02) \text{°C} \quad (4.2)$$

und für die Wärmebildkamera die Funktion

$$T(U_{\text{Heiz}}) = (0,62 \pm 0,01) \cdot U_{\text{Heiz}}^2 \frac{\text{°C}}{\text{V}^2} + (22,48 \pm 0,13) \text{°C} \quad (4.3)$$

an.

Die Messung mit dem Rasterwärmemikroskop enthält zwei Messpunkte weniger. Bei zu hohen Heizspannungen steigt die Temperatur mit der Zeit weiter an. Um die Spitze und die Probe zu schützen, wurde auf die zusätzlichen Messungen bei Heizspannungen von über 4 V verzichtet. In den späteren Messungen mit anderen Proben kam die Spitze mit höheren Temperaturen bei geringeren Heizspannungen gut zurecht.

Für die Einordnung der Ergebnisse zum Pt-100-Widerstand betrachten wir zunächst die Untersuchung zur Proportionalität zwischen Temperatur und Leistung. Der lineare Fit in Abbildung 1 stimmt mit allen Messpunkten innerhalb der Fehlertoleranzen überein. Die durch den Fit ermittelte Raumtemperatur von $(22,38 \pm 0,04) \text{°C}$ stellt einen sinnvollen Wert dar. Die in der Theorie gemachte Annahme, dass zwischen der Temperatur und der Leistung eine Proportionalität besteht, ist somit verifiziert. Zudem kann davon ausgegangen werden, dass der in der Spitze verwendete PTC-Widerstand eine lineare Widerstandsänderung im untersuchten Temperaturbereich aufweist.

Die Untersuchung mit der Wärmebildkamera lieferte bzgl. der Temperatur wie erwartet eine quadratische Spannungsabhängigkeit. Die Anpassungsgüte des Fits liegt mit $\chi^2 = 2,4$ bei einem guten Wert. Die Raumtemperatur bei 0 V stimmt mit $(22,48 \pm 0,13) \text{°C}$ im Bereich Fehlertoleranz mit der ersten Messung überein.

Die Untersuchung mit dem Rasterwärmemikroskop lieferte bzgl. der Temperatur ebenfalls eine quadratische Spannungsabhängigkeit. Die Anpassungsgüte des Fits liegt mit $\chi^2 = 6,6$ bei einem akzeptablen Wert. Der Fit selbst geht bei höheren Spannungen/Temperaturen nicht mehr ganz exakt durch alle Punkte. Möglicherweise ist die Spitze zwischen der Aufnahme von Messpunkten etwas verrutscht und hat einen anderen, weniger erwärmten Punkt gemessen. Die Raumtemperatur bei 0 V stimmt mit $(22,38 \pm 0,02) \text{°C}$ im Bereich Fehlertoleranz mit der von der ersten Messung überein.

Der Vergleich der Verfahren zur Bestimmung der effektiven Temperaturen bei gleichen effektiven Heizspannungen in Abbildung 2 zeigt eine Übereinstimmung für fast

jeden der zusammengehörigen Messpunkte im Bereich der Fehlertoleranzen. Die einzige Ausnahme sind die Messwerte bei $(3,899 \pm 0,039)$ V (beim Rasterwärmemikroskop) und $(3,90 \pm 0,01)$ V (bei der Wärmebildkamera), deren Abweichung voneinander bereits im vorherigen Absatz erwähnt und diskutiert wurde. Bzgl. der Fits, stimmen die Vorfaktoren der quadratischen Glieder mit $(0,61 \pm 0,01)$ V² (Rasterwärmemikroskop) und $(0,62 \pm 0,01)$ V² (Wärmebildkamera) überein. Zudem stimmen, wie oben erwähnt, auch die ermittelten Raumtemperaturen überein. Dies bestätigt die Richtigkeit der theoretischen Annahmen und lässt weitere Untersuchungen mit dem Rasterwärmemikroskop auf diesen Grundlagen zu.

4.2 Versuchsteil 2: NL10-2

Mit dem Rasterwärmemikroskop wurden neben Temperaturmessungen auch Oberflächenmessungen durchgeführt. Das Ergebnis dieser Topographiemessung für die Probe NL10-2 ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die Skalierung in nm entspricht dabei der Ausdehnung eines Piezo-Kristalls, der senkrecht zur Oberfläche steht (vgl. Abbildung 2.6). Beim Einspannen der Probe ist eine Schräglage meist unvermeidlich. Mit dem Programm Gwyddion wurde diese Schräglage bei den Messdaten korrigiert.

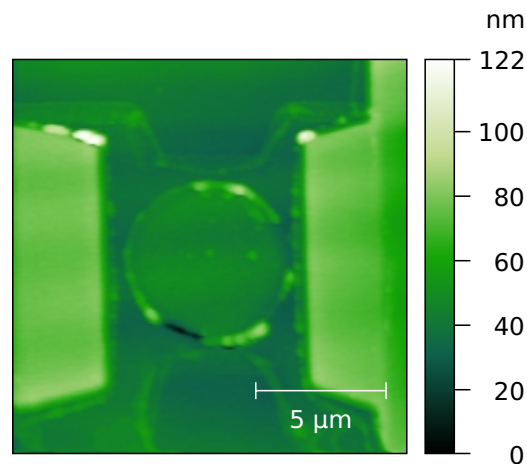


Abbildung 4.3: Topographische Aufnahme mit dem Rasterkraftmikroskop an der Probe NL10-2 als zweidimensionale Draufsicht.

Im Folgenden wird die Probe NL10-2 auf ihre Temperaturen bezüglich der angelegten Heizspannung U_{Heiz} untersucht.

Tabelle 4.3 zeigt die Heizspannung, die dadurch induzierte Erhitzung der Probe in Addition mit der Raumtemperatur von $(22,38 \pm 0,04)$ °C und die Spannungsänderung am Widerstand ΔU . Der Wert der Temperatur bezieht sich dabei auf einen einzelnen Punkt auf der Probenoberfläche, an dem die Messspitze verharrt. Die Topographische Aufnahme in Abbildung 4.3 zeigt im mittleren Bereich der Probe Rauigkeiten. Es ist für die Messung darauf zu achten einen Punkt auf einer sauberen

Tabelle 4.3: Temperaturen der Probe NL10-2 mit den dazugehörigen Spannungen des Heizstroms. Gemessen mit dem Rasterwärmemikroskop.

U_{Heiz} (V)	ΔU (mV)	ΔT_{eff} ($^{\circ}\text{C}$)
$0,200 \pm 0,002$	$0,71 \pm 0,20$	$23,09 \pm 0,20$
$0,250 \pm 0,003$	$1,09 \pm 0,20$	$23,47 \pm 0,21$
$0,300 \pm 0,003$	$1,51 \pm 0,20$	$23,89 \pm 0,21$
$0,350 \pm 0,004$	$2,06 \pm 0,20$	$24,44 \pm 0,21$
$0,400 \pm 0,004$	$2,68 \pm 0,20$	$25,06 \pm 0,21$
$0,450 \pm 0,005$	$3,38 \pm 0,20$	$25,76 \pm 0,21$
$0,500 \pm 0,005$	$4,16 \pm 0,20$	$26,54 \pm 0,22$
$0,550 \pm 0,006$	$5,01 \pm 0,20$	$27,39 \pm 0,23$
$0,600 \pm 0,006$	$5,93 \pm 0,20$	$28,31 \pm 0,24$
$0,650 \pm 0,007$	$6,91 \pm 0,20$	$29,29 \pm 0,25$
$0,700 \pm 0,007$	$7,95 \pm 0,20$	$30,33 \pm 0,26$
$0,750 \pm 0,008$	$22,60 \pm 0,50$	$44,98 \pm 0,68$
$0,800 \pm 0,008$	$25,47 \pm 0,50$	$47,85 \pm 0,71$
$0,850 \pm 0,009$	$28,50 \pm 0,50$	$50,88 \pm 0,76$
$0,900 \pm 0,009$	$31,67 \pm 0,50$	$54,05 \pm 0,81$

Oberfläche zu wählen (siehe grüne Markierung in Abbildung 4.5), da Schmutz die Messungen verfälschen könnte.

Abbildung 4.4 zeigt die Temperatur der Probe gegen die Heizspannung. Analog zu Kapitel 4.1 wird eine Proportionalität zwischen der Temperatur und dem Quadrat der Heizspannung erwartet. Der quadratische Fit durch die Messpunkte (ermittelt durch IgorPro) wird durch die Funktion

$$T(U_{\text{Heiz}}) = (39,99 \pm 0,41) \cdot U_{\text{Heiz}}^2 \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{V}^2} + (22,66 \pm 0,11) ^{\circ}\text{C} \quad (4.4)$$

beschrieben.

Zu jeder Heizspannung wurde nicht nur eine punktuelle Temperatureaufnahme, sondern auch eine Messung der gesamten Temperaturoberfläche gemacht. Die Bilder mit den entsprechenden Heizspannungen finden sich in Abbildung 4.5)

Die Untersuchung der Probe NL10-2 zeigt ein quadratisches Anwachsen der Temperatur mit zunehmender Heizspannung. Der Fit, der dieses quadratische Wachstum beschreibt hat eine Anpassungsgüte von $\chi^2 = 4,7$. Zudem stimmt der Fit mit allen Messpunkten innerhalb der Fehlertoleranzen überein. Die ermittelte Raumtemperatur von $(22,66 \pm 0,11) ^{\circ}\text{C}$ stimmt im Bereich der Toleranz mit dem Wert der ersten Messung nicht exakt überein. Die Abweichung beträgt $0,13 ^{\circ}\text{C}$ und ist damit nicht signifikant genug, um die Theorie in Frage zu stellen.

Die Daten zur Temperaturbestimmung der gesamten Probenoberflächen zeigen einen stetigen Anstieg mit der Heizspannung an. Das Temperaturprofil in Abbildung 4.5 f), sowie die Temperatureaufnahmen an der gesamten Oberfläche der Probe in Ab-

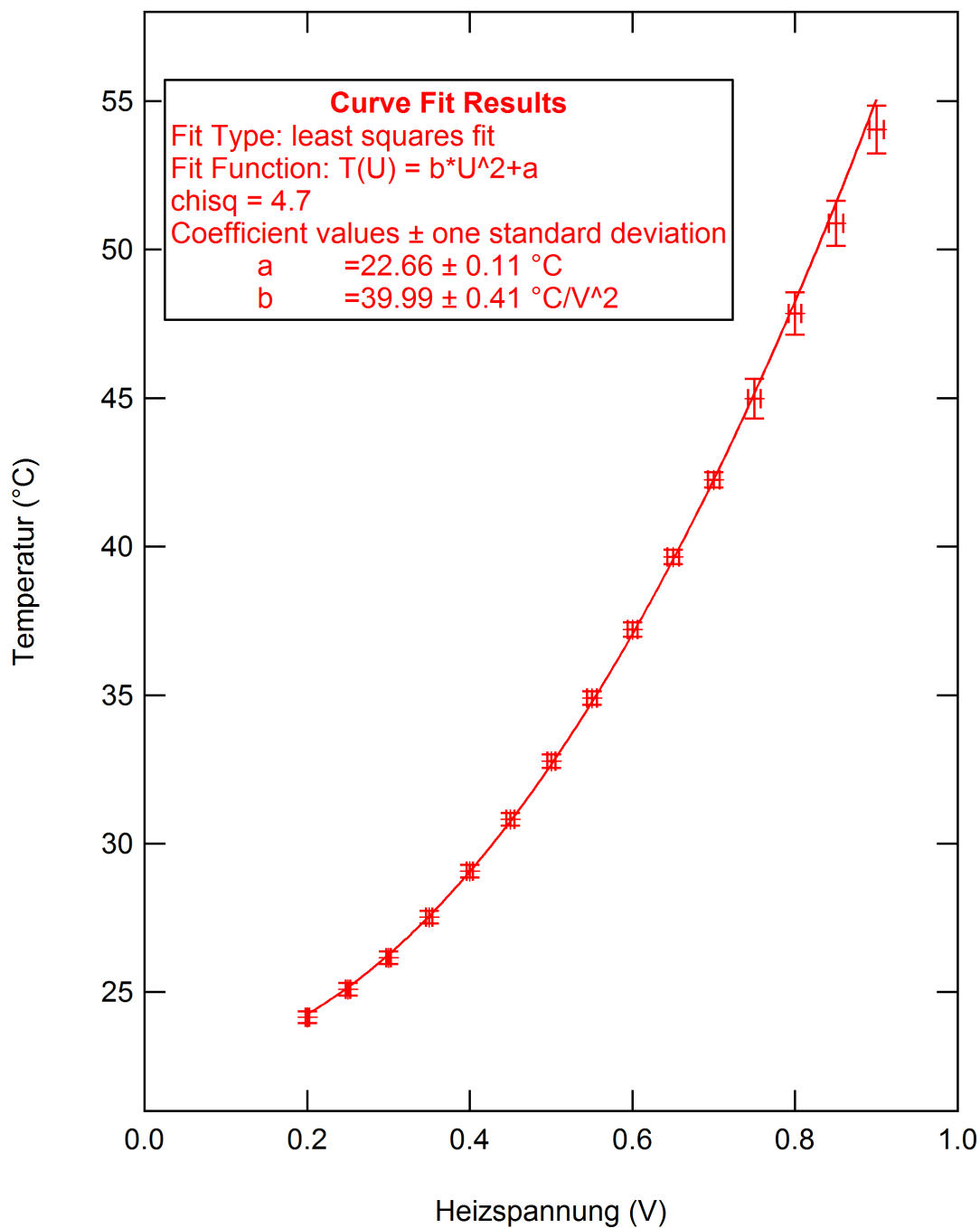


Abbildung 4.4: Temperatur des NL10-2 aufgetragen gegen die Heizspannung.

Abbildung 4.5 a) - e), zeigen, dass die Temperatur in der Permalloyschicht nahezu konstant ist. Es ist ein leichtes radiales Temperaturgefälle von der Mitte der Permalloyschicht zu der Begrenzung mit der Platinschicht hin zu erkennen, das sich durch unterschiedliche Stromdichten begründen lässt.

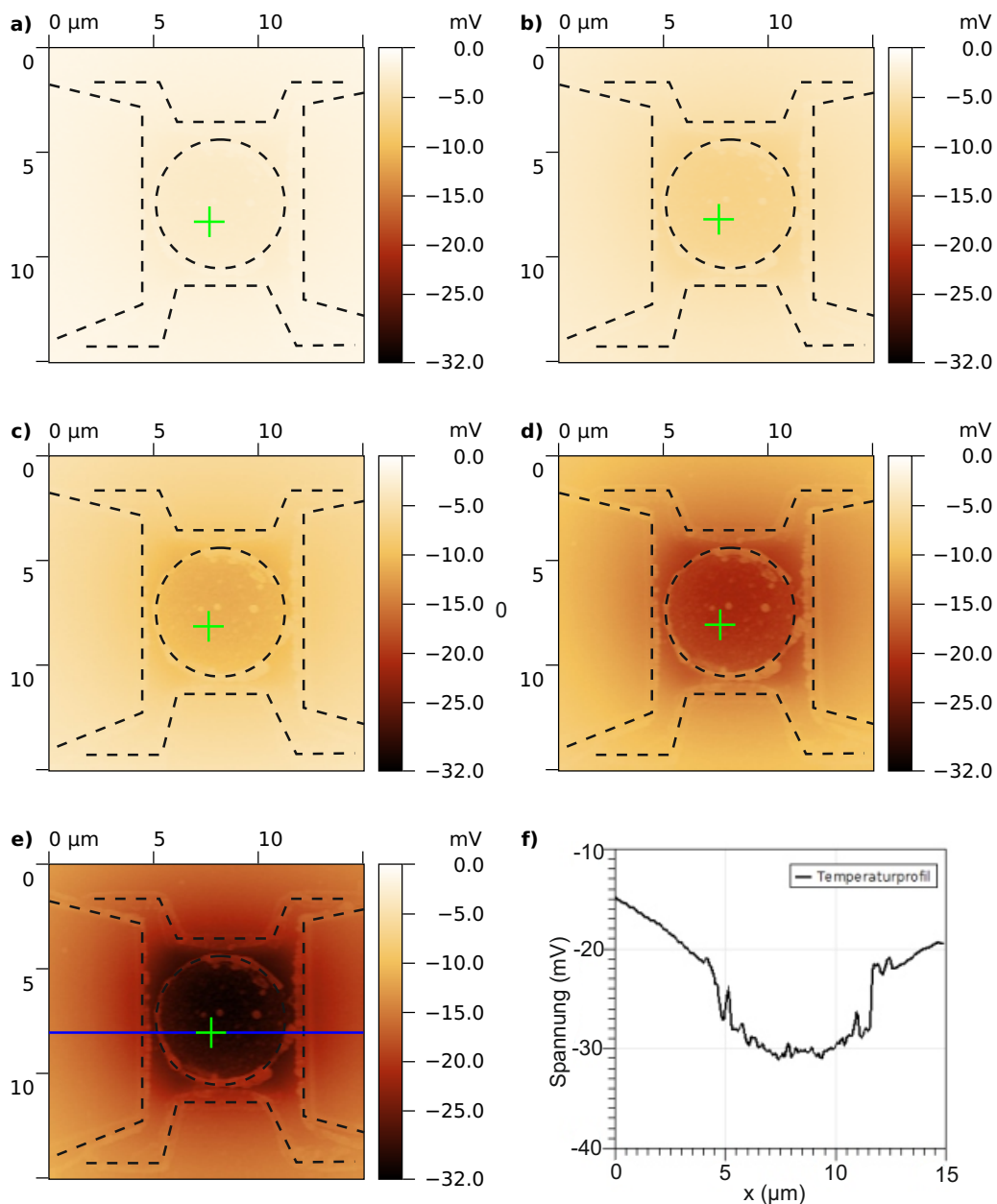


Abbildung 4.5: Temperatur der gesamten Oberfläche der NL10-2-Probe bei Heizspannungen von a) $U_{\text{Heiz}} = 0,3 \text{ V}$, b) $U_{\text{Heiz}} = 0,45 \text{ V}$, c) $U_{\text{Heiz}} = 0,6 \text{ V}$, d) $U_{\text{Heiz}} = 0,75 \text{ V}$, e) $U_{\text{Heiz}} = 0,9 \text{ V}$. Der Punkt, in dem die Temperaturerhöhung mit der Spannungszunahme in Abbildung 4.4 gemessen wurde ist durch ein grünes Kreuz markiert. Die gestrichelten Linien zeichnen die Probenstruktur nach. Das Temperaturprofil in f) wurde bei einer Heizspannung von $U_{\text{Heiz}} = 0,9 \text{ V}$ entlang der blauen Linie in e) aufgenommen.

4.3 Versuchsteil 3: NL15-2

Zur Deutung der Probenoberfläche wurden Rasterkraftmessungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Schräglage der Probe im Rasterwärmemikroskop wurde durch das Programm Gwyddion herausgerechnet.

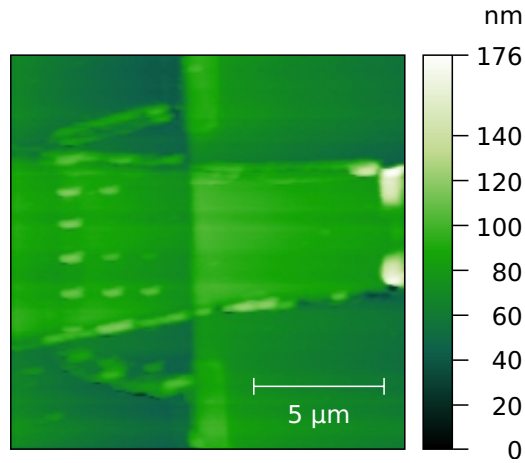


Abbildung 4.6: Topographiemessung mit dem Rasterkraftmikroskop an der Probe NL15-2 als zweidimensionale Draufsicht.

Tabelle 4.4: Temperaturen des NL15-2 mit den dazugehörigen Spannungen des Heizstroms. Gemessen mit dem Rasterwärmemikroskop.

U_{Heiz} (V)	ΔU (mV)	ΔT_{eff} ($^{\circ}\text{C}$)
$0,000 \pm 0,000$	$0,16 \pm 0,05$	$22,54 \pm 0,06$
$0,050 \pm 0,001$	$0,15 \pm 0,05$	$22,53 \pm 0,06$
$0,100 \pm 0,001$	$0,21 \pm 0,05$	$22,59 \pm 0,06$
$0,150 \pm 0,002$	$0,36 \pm 0,05$	$22,74 \pm 0,06$
$0,200 \pm 0,002$	$0,66 \pm 0,05$	$23,04 \pm 0,07$
$0,250 \pm 0,003$	$1,02 \pm 0,05$	$23,40 \pm 0,07$

Tabelle 4.4 zeigt die Heizspannung, die dadurch induzierte Erhitzung der Probe in Addition mit der Raumtemperatur von $(22,38 \pm 0,04)^{\circ}\text{C}$ und die Spannungsänderung am Widerstand ΔU . Der Wert der Temperatur bezieht sich dabei auf einen einzelnen Punkt auf der Probenoberfläche, an dem die Messspitze verharrt. Der Punkt wurde mittig in der rechten Hälfte gewählt (siehe grüne Markierung in Abbildung 4.8). Dort befindet sich ein Nanokontakt, an dessen Stelle die Stromdichte am höchsten sein sollte. Dadurch soll hier eine starke Erwärmung auftreten, die dann radial nach außen hin abnimmt. In der Oberflächenuntersuchung kann man hier eine leichte Erhebung erkennen. Die Stromversorgung dieses Nanokontaktes ist zur Funktion der Probe zwingend notwendig.

Die Temperaturen an der Probenoberfläche sind in Abhängigkeit von der anliegenden Heizspannung U_{Heiz} in Abbildung 4.7 gezeigt. Für den quadratischen Fit durch die Messpunkte erhalten wir eine Temperaturkurve in Abhängigkeit von der Spannung mit der Funktion

$$T(U_{\text{Heiz}}) = (5,62 \pm 1,21) \cdot U_{\text{Heiz}}^2 \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{V}^2} + (22,42 \pm 0,04)^{\circ}\text{C}. \quad (4.5)$$

Zu jeder Heizspannung wurde nicht nur eine punktuelle Temperatureaufnahme, son-

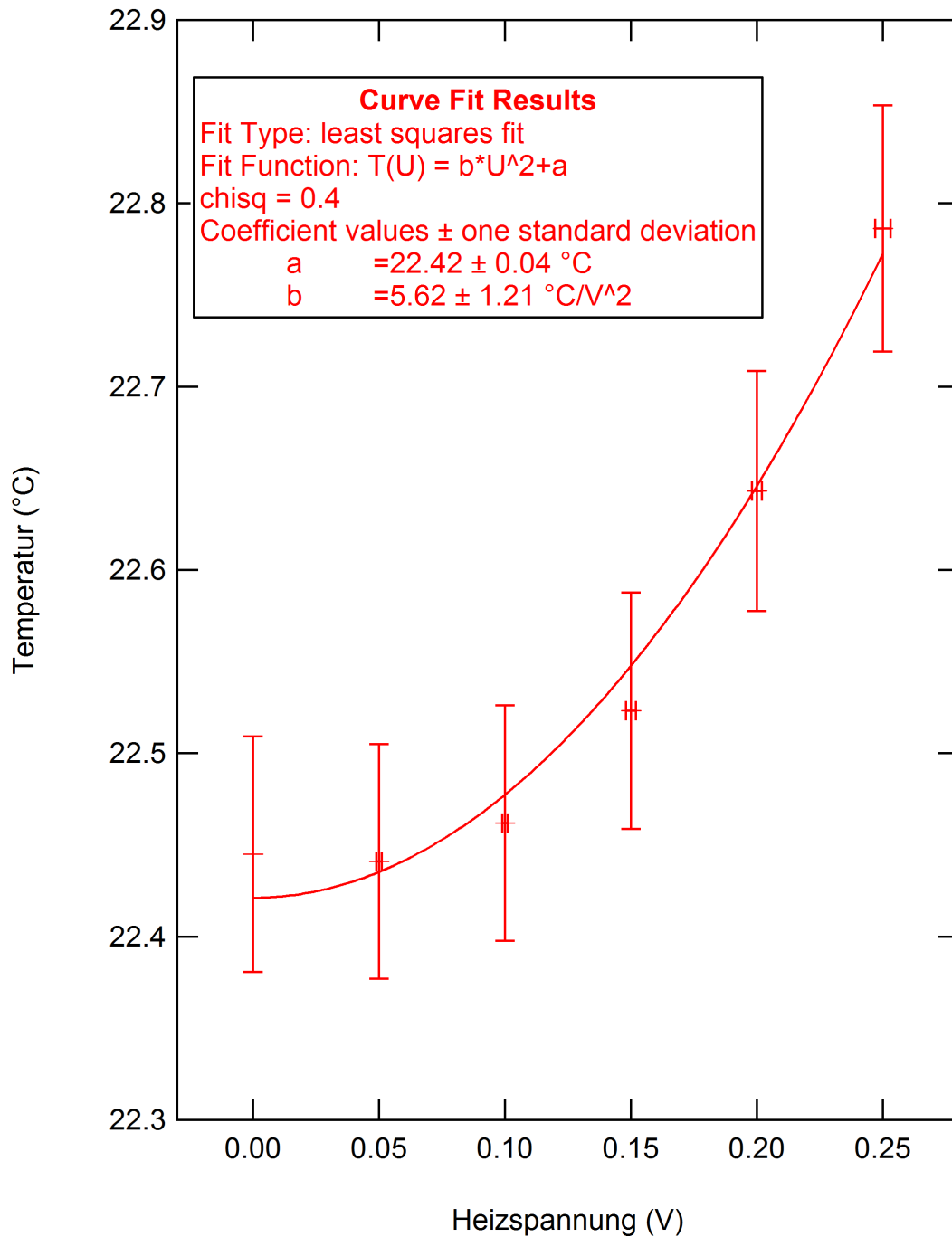


Abbildung 4.7: Temperatur des NL15-2 aufgetragen gegen die Heizspannung.

dern auch eine Messung der gesamten Temperaturoberfläche gemacht. Die Bilder mit den entsprechenden Heizspannungen finden sich im Anhang in Abbildung 4.8. Die Untersuchung der Probe NL15-2 zeigt im Punkt über dem Nanokontakt ein quadratisches Anwachsen der Temperatur mit zunehmender Heizspannung. Der Fit, der dieses quadratische Wachstum beschreibt hat eine Anpassungsgüte von $\chi^2 = 0,4$. Zudem stimmt der Fit mit allen Messpunkten innerhalb der Fehlertoleranzen überein. Auch die ermittelte Raumtemperatur von $(22,42 \pm 0,04)^\circ\text{C}$ stimmt im Bereich der Toleranz mit dem Wert der ersten Messung überein. Es zeigt sich jedoch ein deutlich

schwächeres Temperaturwachstum, als bei der ersten Probe. Da beide Proben ähnliche Abmessungen und Materialien aufweisen, sollte hier eine größere Ähnlichkeit bestehen.

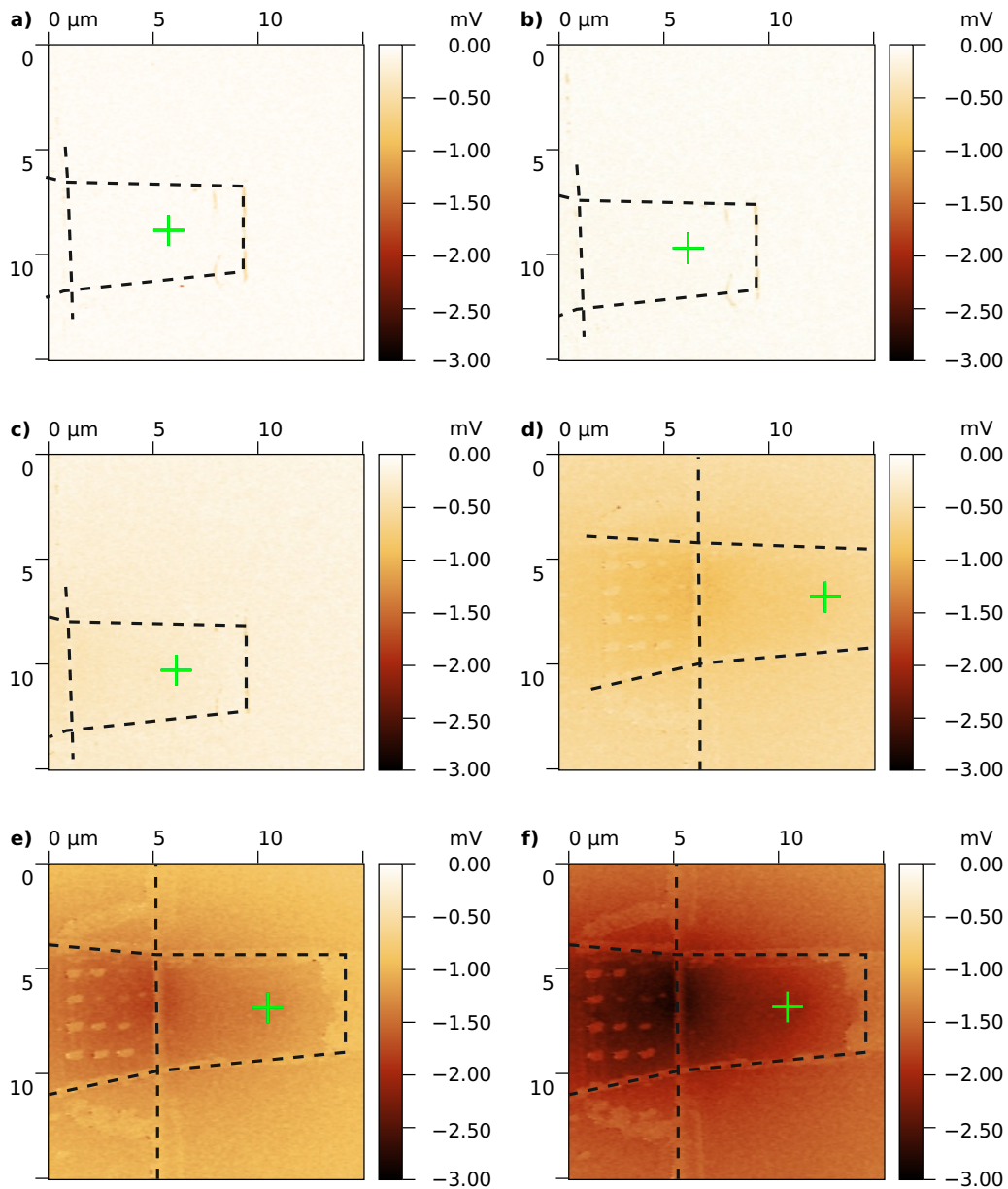


Abbildung 4.8: Temperatur der gesamten Oberfläche der NL15-2-Probe bei Heizspannungen von a) $U_{\text{Heiz}} = 0 \text{ V}$, b) $U_{\text{Heiz}} = 0,05 \text{ V}$, c) $U_{\text{Heiz}} = 0,1 \text{ V}$, d) $U_{\text{Heiz}} = 0,15 \text{ V}$, e) $U_{\text{Heiz}} = 0,2 \text{ V}$, f) $U_{\text{Heiz}} = 0,25 \text{ V}$. Der Punkt, in dem die Temperaturerhöhung mit der Spannungszunahme in Abbildung 4.7 gemessen wurde ist durch ein grünes Kreuz markiert. Die gestrichelten Linien zeichnen die Probenstruktur nach. Die Bilder bei Heizspannungen von 0,15 V bis 0,25 V sind über eine größere Fläche aufgenommen worden. Dadurch wird der Bereich der Zuleitung besser sichtbar.

Die Daten zur Temperaturbestimmung der gesamten Probenoberflächen offenbaren, dass sich am Nanokontakt, der sich eigentlich erhitzen soll, kaum eine Temperaturerhöhung bemerkbar macht. Hingegen ist im Bereich der Zuleitung ein deutlicher Temperaturanstieg zu sehen. Die Erhitzung des Nanokontaktes findet vermutlich

nur durch Wärmeleitung aus diesem Bereich statt. Die Probe weist demnach einen Defekt auf.

Die topographische Analyse der Probenoberfläche bei 0 V Heizspannung in Abbildung 4.6 zeigt einige Unebenheiten, die sich wie bei der Probe NL10-2 in Abbildung 4.3 durch die Herstellung begründen lassen.

Nach dem Durchbrennen der Probe bei dem Versuch simultan die Stromstärke zu messen, sind weitere Aufnahmen gemacht worden. In Abbildung 4.9 ist die Rasterkraftaufnahmen der Probe bei einer Heizspannung von $U_{\text{Heiz}} = 0,2 \text{ V}$ abgebildet. Dabei ist ein deutlicher Anstieg von attraktiven Kräften auf einer kleinen Fläche im oberen linken Bereich der Probe zu erkennen. Dieser Anstieg war ausschließlich vorhanden, wenn an der Probe Spannung anlag.

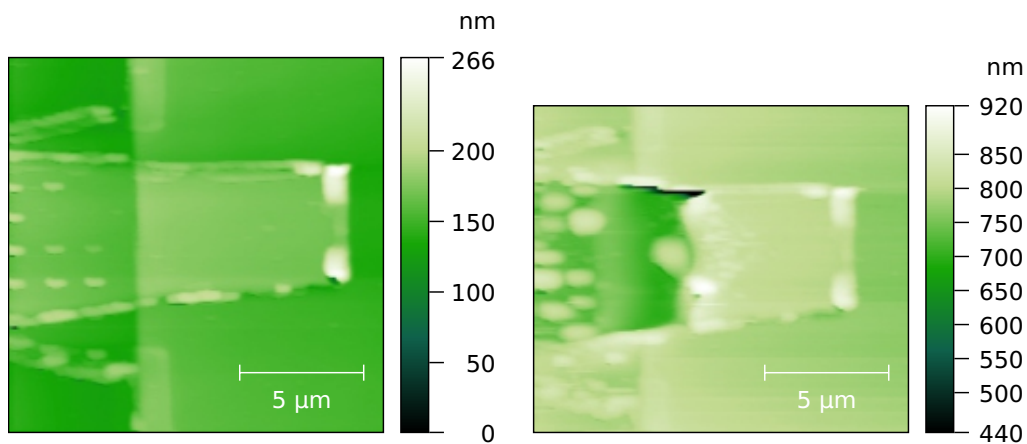


Abbildung 4.9: Probe NL15-2 nach dem Durchbrennen bei einer Heizspannung von $U_{\text{Heiz}} = 0 \text{ V}$ (links) und $U_{\text{Heiz}} = 0,2 \text{ V}$ (rechts) als zweidimensionale Oberflächenaufnahme mit dem Rasterkraftmikroskop.

Daher ist auch davon auszugehen, dass diese Kräfte von Spannungen verursacht werden. Plausibel wäre, dass sich nach dem Durchbrennen der gut leitenden Kupferschicht in diesem Bereich ein elektrisches Feld aufbaut (siehe Abbildung 4.10). Beim Eindringen der Spitze könnten zwischen der Spitze und der Oberfläche Dipole induziert werden. Diese Dipole sorgen für zusätzliche attraktive elektrische Kräfte.

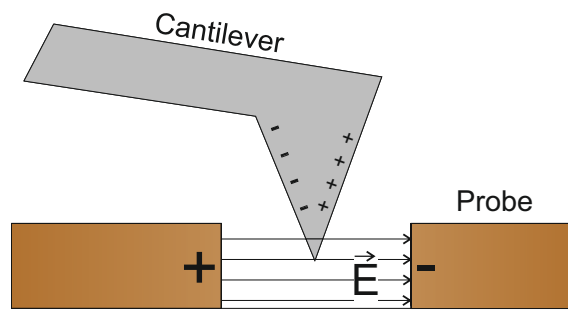


Abbildung 4.10: Skizzierte Überlegung zur Ursache der auftretenden Kräfte zwischen Spitze und durchgebrannter Probe.

5 Fazit

Bei den Messungen mit dem Rasterwärmemikroskop sind gute Übereinstimmungen mit den zugrundeliegenden Überlegungen zu sehen. Demnach kann das Verfahren zur Untersuchung der Proben genutzt werden. Die Referenzmessung mit der Wärmebildkamera an dem Pt-100 Widerstand bestätigt dies hinreichend.

Die Probe NL10-2 zeigt keine Auffälligkeiten. Die Probe ist den Erwartungen entsprechend konstant erhitzt worden und der Verlauf der Temperatur gegen die Spannung zeigt ein quadratisches Verhalten mit hohem Temperaturanstieg. Die Probe weist somit keinen erkennbaren Defekt auf.

Die Probe NL15-2 hingegen zeigt einige Auffälligkeiten. Zum einen steigt die Temperatur gegen die Spannung zwar quadratisch an, allerdings macht sie dies deutlich geringer als die erste Probe NL10-2, die aus vergleichbarem Material besteht und vergleichbare Dimensionen hat. Zum anderen zeigen die Oberflächenaufnahmen der Temperatur, dass sich der Nanokontakt für die Probe nicht wie geplant aufheizt, sondern vermutlich nur durch Konduktion über die erwärmten Stellen der Probe Wärmeenergie aufnimmt. Die Probe weist somit erkennbar einen Defekt auf.

Nach dem Durchbrennen der Probe wurde in der Rasterkraftaufnahme zudem ein starker Kraftanstieg im Bereich der erhitzten Zuleitung der Probe verzeichnet. Für diese Kräfte könnten elektrische Ladungen zwischen Spitze und Probe verantwortlich sein, zwischen denen sich Dipole ausgebildet haben. Somit könnten die Lagen defekter Stellen auf Proben auch allein mit dem Rasterkraftmikroskop zu identifizieren sein. Diese Vermutung gilt jedoch nur nach dem Durchbrennen der Probe, da die vorherigen topographischen Messungen an den Proben NL10-2 und NL15-2 jeweils keine Unterschiede bei unterschiedlichen Heizspannungen aufwiesen.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die Untersuchung magnetischer Nanostrukturen mittels Rasterwärmemikroskopie Auskunft über deren Funktionsfähigkeit geben kann. Zum einen lässt sich diese Funktionsfähigkeit über die Stärke des Temperaturanstiegs in einem ausgewählten Punkt ermitteln, falls vergleichbare Daten vorhanden sind. Zum anderen kann eine Messung der Temperatur an der gesamten Oberfläche die Funktionsfähigkeit offenlegen. Dies lässt sich in Zukunft für die Untersuchung weiterer Proben wiederholen.

Literatur

- [1] C. C. Williams and H. K. Wickramasinghe, “Scanning thermal profiler.” <http://dx.doi.org/10.1063/1.97288>, 1986. Eingesehen am 15.09.2016.
- [2] G. Binnig, C. F. Quate, and C. Gerber, “Atomic Force Microscope.” <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.56.930>, Mar 1986. Eingesehen am 15.09.2016.
- [3] V. E. Demidov, S. Urazhdin, E. R. J. Edwards, M. D. Stiles, R. D. McMichael, and S. O. Demokritov, “Control of Magnetic Fluctuations by Spin Current.” <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.107204>, Sep 2011. Eingesehen am 15.09.2016.
- [4] V. E. Demidov et al., “Spin-current nano-oscillator based on nonlocal spin injection.” <http://dx.doi.org/10.1038/srep08578>, Feb 2015. Eingesehen am 12.09.2016.
- [5] T. Hänninen, “Implementing the 3-omega technique for thermal conductivity measurements, University of Jyväskylä, Pro Gradu.” <https://jyx.jyu.fi/dspace/bitstream/handle/123456789/42120/URN>, April 2013. Eingesehen am 12.09.2016.
- [6] H. Gascha and S. Pflanz, *Großes Buch der Physik*. Compact Verlag, 2003.
- [7] U. Hahn, “Physik für Ingenieure.” <http://www.fh-dortmund.de/de/fb/3/personen/lehr/hahn/medien/Waermetransport.pdf>, 2007. Eingesehen am 12.09.2016.
- [8] D. Meschede, *Gerthsen Physik 24. Auflage*. Springer.
- [9] E. Alberts, W. Arndt, A. Beckmann, E. Besser, F. Born, A. Dresler, W. Dziobek, H. Ewest, W. Ganz, W. Hagemann, E. Hiepe, G. Jaeckel, R. Kell, H. Korte, F. Krautschneider, H. Krefft, J. Kurth, K. Lackner, K. Larché, G. Laue, E. Lax, H. Lossagk, H. Lux, G. Meyer, A. Pahl, and W. Petzold, *Handbuch der Lichttechnik: Erster Teil*. Springer-Verlag, 1938.
- [10] F. J. Giessibl, S. Hembacher, H. Bielefeldt, and J. Mannhart, “Subatomic Features on the Silicon (111)-(7x7) Surface Observed by Atomic Force Microscopy.” <http://science.sciencemag.org/content/289/5478/422>, 2000. Eingesehen am 15.09.2016.
- [11] O. Payton, A. R. Champneys, M. E. Homer, L. Picco, and M. J. Miles, “Feedback-induced instability in tapping mode atomic force microscopy: theory and experiment.” 10.1098/rspa.2010.0451, 2011. Eingesehen am 16.09.2016.

- [12] D. A. Walters, J. P. Cleveland, N. H. Thomson, P. K. Hansma, M. A. Wendman, G. Gurley, and V. Elings, "Short cantilevers for atomic force microscopy." <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/rsi/67/10/10.1063/1.1147177>, 1996. Eingesehen am 12.09.2016.
- [13] NanoAndMore, "Afm probe info www.nanoandmore.com/afm-cantilevers.php." www.nanoandmore.com/afm-cantilevers.php. Eingesehen am 12.09.2016.
- [14] H. Hamaker, "The London—van der Waals attraction between spherical particles." [http://dx.doi.org/10.1016/S0031-8914\(37\)80203-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0031-8914(37)80203-7), 1937. Eingesehen am 15.09.2016.
- [15] M. Binggeli and C. M. Mate, "Influence of capillary condensation of water on nanotribology studied by force microscopy." <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/65/4/10.1063/1.113020>, 1994. Eingesehen am 12.09.2016.
- [16] "NT-MDT." <https://www.ntmdt.com/spm-basics/view/the-effect-of-elastic-deformations-0>, 1998-2016. Eingesehen am 12.09.2016.
- [17] Y. Martin and H. K. Wickramasinghe, "Magnetic imaging by force microscopy" with 1000 Å resolution." <http://dx.doi.org/10.1063/1.97800>, 1987. Eingesehen am 12.09.2016.
- [18] E. Meyer, R. Overney, D. Brodbeck, L. Howald, R. Lüthi, J. Frommer, and H.-J. Güntherodt, "Friction and wear of langmuir-blodgett films observed by friction force microscopy." <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.1777>, Sep 1992. Eingesehen am 12.09.2016.
- [19] M. Abe, Y. Sugimoto, T. Namikawa, K. Morita, N. Oyabu, and S. Morita, "Drift-compensated data acquisition performed at room temperature with frequency modulation atomic force microscopy." <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/90/20/10.1063/1.2739410>, 2007. Eingesehen am 15.09.2016.
- [20] "Scanning Thermal Microscopy Probe KNT-SThM-1an, Datasheet." <http://www.windsorscientific.co.uk/KNT-SThM-1an-datasheet.pdf>, 2015. Eingesehen am 16.09.2016.
- [21] Academic, "Lock-in-verstärker." <http://de.academic.ru/pictures/dewiki/76/Lock-in.png>, 2015. Eingesehen am 18.09.2016.
- [22] "Stanford Reserach Systems, About lock-in amplifiers." <http://www.thinksrs.com/downloads/PDFs/ApplicationNotes/AboutLIAs.pdf>, Mar 2015. Eingesehen am 12.09.2016.