

141.012 Projektarbeit Experimentelle Tieftemperaturphysik

Untersuchung von Flussliniengittern in einem $NbSe_2$ Supraleiter mittels Rastertunnelmikroskop

Projektarbeit für das Master Studium Technische Physik

von Thomas Hausmaninger
betreut von
Univ.Prof. Dr.phil. Dr.h.c. Harald Weber
Dipl.-Ing. Dr.techn. Martin Zehetmayer

Wien, Februar 2012

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **3**

2 Physikalische Grundlagen **4**
2.1 Typ-II Supraleiter 4
2.2 Flusslinien und ihr Gitter 5
2.3 Prinzip des Raster-Tunnel-Mikroskops 6
2.4 Untersuchen von Flussliniengittern mittels STM und STS 7

3 Tunnelspektroskopie **10**
3.1 Parameter für die Tunnelspektroskopie Messungen 10
3.2 Messergebnisse 11

4 Vermessung des Flussliniengitters **15**
4.1 STM-Daten 15
4.2 Hinweise zu Einheiten und Koordinaten System 17
4.3 Bestimmung der Flusslinienpositionen 18
4.4 Flusslinien Profile 19
4.5 Verzerrung des Flussliniengitters 20
4.5.1 Messergebnisse 24
4.6 Bewegung von Flusslinien 25
4.6.1 X-Y Bewegung der Flusslinien 26
4.6.2 X-Y-Bewegung der Probenoberfläche 27
4.6.3 Flusslinien Bewegung in beliebige Richtung 30
4.6.4 Zeitliche Abhängigkeit und Korrelation der Bewegung 30

5 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen **32**

1 Einleitung

Ziel dieser Arbeit war es, weitere Erfahrungen mit dem STM für die Untersuchung von Supraleitern zu sammeln.

Dafür wurden einerseits Tunnel Spektroskopie Messungen mit unterschiedlichen Parametern durchgeführt. Leider waren die Störungen der Messungen zu groß um schöne Messergebnisse zu erhalten.

Außerdem wurden bei angelegtem Magnetfeld Flussliniengitter mit dem STM aufgezeichnet und mit MATLAB ausgewertet und vermessen. Untersucht wurde dabei:

- Die Verzerrung des Flussliniengitters aufgrund einer zum Magnetfeld geneigten Probenoberfläche.
- Das Verhalten (die Bewegung) der Flusslinien in einem kleinen Bereich über einen längeren Zeitraum.
- Die Profile der Flusslinien, von einem mit hoher Geschwindigkeit aufgenommenen Gittern und einem mit langsamer Geschwindigkeit aufgenommenen Gitter.

Für die Messungen wurde eine Niob-Diselenid ($NbSe_2$) Probe verwendet, die bereits in das STM eingebaut war. Diese eignet sich besonders gut für die Untersuchung mit dem STM, da sehr einfach flache Probenoberflächen hergestellt werden können. Die kritische Temperatur von $NbSe_2$ liegt bei ca. 7 K und das obere kritische Magnetfeld bei ca. 4 T.[1]

[1] Details siehe: Johannes Hecher, „Vortex lattice study and irradiated niobium diselenide by scanning tunneling microscopy“, Diplomarbeit TU-Wien (2011) S.34 ff

2 Physikalische Grundlagen[1]

2.1 Typ-II Supraleiter

Wenn ein Supraleiter (SL) (genauer Typ-I Supraleiter) auf eine Temperatur kleiner als die kritischen Temperatur T_c abgekühlt wird, so wird er supraleitend. Dieser reine supraleitende Zustand, auch *Meissner-Phase* genannt, zeichnet sich dadurch aus, dass der elektrische Widerstand $\rho(T)$ verschwindet und der magnetische Fluss eines externen Feldes aufgrund von ausgleichenden Kreisströmen an der Oberfläche des Supraleiters, vollkommen aus dem SL verdrängt wird. Dabei ist die supraleitende Phase nicht nur durch eine kritische Temperatur, sondern auch durch ein (maximales) kritisches externes am Supraleiter angelegtes Feld $B_c(T)$ und auch eine kritische Stromdichte $J_c(T)$ begrenzt.

Im Gegensatz zu Typ-I Supraleiter beobachtet man bei Typ-II Supraleitern, dass zwischen normalleitender und Meissner-Phase noch ein gemischter Zustand, *Shubnikov-Phase* genannt, besteht. Dabei dringt das Feld in Form von einzelnen *Flusslinien* (auch Flussschläuche oder kurz FL genannt) in den Supraleiter ein. Diese Phase wird erst bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes bemerkbar und liegt zwischen den Feldern $B_{c1}(T)$ und $B_{c2}(T)$. Dabei befindet sich der SL für ein angelegtes Feld $B_a < B_{c1}(T)$in der Meissner- Phase und für $B_{c1}(T) < B_a < B_{c2}(T)$ in der Shubnikov-Phase (sonst in der normalleitenden Phase). Für $T \to T_c$ verschwinden beide kritische Felder.

Ein wichtiger Parameter für die Charakterisierung eines Supraleiters ist der *Ginzburg-Landau Parameter* κ (GL Parameter). Dieser setzt sich zusammen aus der Magnetfeldeindringtiefe λ und der Kohärenzlänge ξ. Wobei ξ die Länge ist, innerhalb der, der Ordnungsparameter Ψ für Supraleitung von $\Psi = 0$ (NL) auf $\Psi = 1$ (SL) übergeht (zum Beispiel im Randbereich des SL oder rund um Magnetfeldflusslinien). Diese Übergangslängen entstehen dadurch, dass das B-Feld bzw. die Dichte der für die SL verantwortlichen Cooperpaare am Übergang nicht abrupt auf 0 springen kann. Der GL Parameter ist definiert als:

[1] Ernst Helmut Brandt, The flux-line lattice in superconductors, Review June 1995, Rep. Prog. Phys. 58 (1995) 1465-1594

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi}$$

Es gilt, dass es nur für Supraleiter mit $\kappa > 1/\sqrt{2}$ eine *Shubnikov-Phase* gibt bzw. der Supraleiter ein Typ-II SL ist. Für Typ-I SL gilt dann $\kappa < 1/\sqrt{2}$.

2.2 Flusslinien und ihr Gitter

Der Ordnungsparameter $Psi(r)$ und das mikroskopische Feld $B(r)$ für eine isolierte Flusslinie sind wie folgt gegeben:

$$|\Psi(r)|^2 \approx \frac{1}{1 + 2\xi^2/r^2} \tag{2.1}$$

$$B(r) \approx \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0[(r^2 + 2\xi^2)^{1/2}/\lambda] \tag{2.2}$$

wobei K_0 eine modifizierte Bessel Funktion ist und $\Phi_0 = h/2e$ der, aufgrund der periodischen Randbedingung (supraleitender Ring um FL), quantisierte Fluss einer FL ist.

In der Shubnikov-Phase bilden die Flusslinien ein hexagonales Gitter aus, da sich die Flusslinien gegenseitig abstoßen. Dabei kann die Wechselwirkungsenergie des Feldes F_{int} (Summe über alle Wechselwirkungen zwischen den einzelnen FL) bei parallelen FL gut wie folgt approximiert werden:

$$F_{int} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda'^2\mu_0} \sum_i \sum_{j>i} \left[K_0\left(\frac{|r_i - r_j|}{\lambda'}\right) - K_0\left(\frac{|r_i - r_j|}{\xi'}\right) \right] \tag{2.3}$$

Wobei $\lambda' \approx \lambda/\sqrt{1-b}$ und $\xi' \approx \xi/\sqrt{1-b}$ mit $b = B/B_{c2}$ die effektive Eindringtiefe und effektive Kohärenzlänge sind und B das mittlere Feld im SL ist. Der erste Term in (2.3) beschreibt die abstoßende magnetische Wechselwirkung (aufgrund der Abschirmströme) und der zweite Term die Anziehung aufgrund der Kondensationsenergie (Überlappung der Flusslinienkerne). Für die Simulation wurde die London-Näherung verwendet, welche den zweiten Term vernachlässigt, da der Abstand zwischen den FL in den meisten Fällen zu groß ist und praktisch keine Überlappung der Kerne vorhanden ist.

Wenn das außen angelegte Feld H_a größer wird, dringen immer mehr Flusslinien in den SL ein und das durchschnittliche B Feld $B = \Phi_0 \cdot n$ (n ist die FL Dichte) wächst. Bei

$\mu_0 H_a = B_{c2} (= B)$ überlappen die Flusslinienkerne und die Supraleitung verschwindet zusammen mit Ψ.

Das ungestörte Dreiecksgitter das sich im Typ-II SL ausbildet, wenn kein Pinning auftritt, zeigt nach der Theorie folgenden Zusammenhang zwischen Magnetfeld B und Gitterabstand a_0:

$$a_0 = \sqrt{\frac{2 \cdot \Phi_0}{\sqrt{3} B}} \tag{2.4}$$

2.3 Prinzip des Raster-Tunnel-Mikroskops[2]

Das Grundlegende Konzept des „Scanning Tunneling Microscope“ (STM) besteht aus einer metallischen Spitze, welche in einem kleinen Abstand d zur leitenden Probenoberfläche diese abscannt. Aufgrund einer angelegten Bias-Spannung zwischen Spitze und Probe fließt ein Tunnelstrom I, der gemessen werden kann und direkt oder indirekt Informationen über das Profil und auch die Zusammensetzung der Oberfläche liefern kann.

Die Spitze besteht meistens aus Wolfram oder wie in unserem Fall aus einer Platin-Iridium Legierung. Am untersten Ende der Spitze sollte nur ein einzelnes Atom sitzen, um die höchste Ortsauflösung zu erhalten.

Beim Scannen wird in unserem Fall nicht die Spitze sondern die Probe durch einen Stack von drei Piezo-Kristallen positioniert (jeweils einer für x-,y- und z-Position). Wobei zusätzlich zu den drei Feinpositionierern für das Scannen auch drei Grobpositionierer vorhanden sind, welche die Probe über größere Distanzen bewegen.

Die z-Position der Probe bzw. der Abstand zwischen Probenoberfläche und Spitze wird beim Scannen meistens so eingestellt, dass der Tunnelstrom konstant ist („Constant Current Mode“). Die Regelung der z-Position erfolgt dabei über einen Feedback Loop (PI-Regler) zwischen Tunnelstrom und Piezospannung. Die z-Position des Scanners wird dabei während des Scans aufgezeichnet und man erhält so das Oberflächen Profil. Wobei zu beachten ist, dass der Strom auch von der Zustandsdichte im Material abhängt (siehe Abschnitt 2.4).

Weniger üblich ist es die z-Position konstant zu halten und den Tunnelstrom zu messen („Constant Distance Mode“), unter anderem da dies bei unvorhergesehenen Unebenheiten

[2] Johannes Hecher, „Vortex lattice study and irradiated niobium diselenide by scanning tunneling microscopy“, Diplomarbeit TU-Wien (2011) S.18 ff

der Probe leicht zu einem unerwünschten Kontakt zwischen Spitze und Probe führt bzw. die Spitze zu weit weg von der Probe entfernt wird und kein Signal mehr gemessen werden kann.

Für die hohe Auflösung des STMs ausschlaggebend sind vor allem:

- der Exponentielle Zusammenhang zwischen Abstand d und Tunnelstrom $I \propto e^{-2\kappa d}$, der bei einem üblichen Abstand zwischen Spitze und Probe von $d \lesssim 1$ nm bei einer Änderung $\Delta d = 0.1$ nm zu einer Änderung des Stroms um den Faktor $\sim$10 (bzw. 0.1 bei Vergrößerung des Abstands) führt.

- die einatomige Spitze, die den Tunnelstrom nur sehr lokalisiert fließen lässt (beeinflusst die Auflösung in erster Linie in x- und y-Richtung). Wobei der Beitrag zum Tunnelstrom von den anderen weiter entfernten Atomen der Spitze aufgrund des höheren Abstands vernachlässigt werden kann ($I \propto e^{-2\kappa d}$).

2.4 Untersuchen von Flussliniengittern mittels STM und STS[3]

Die Möglichkeit, dass ein Elektron die Potenzialbarriere zwischen Spitze und Probe überwindet nennt man Tunneleffekt. Der Tunneleffekt ergibt sich in der Quantenmechanik durch Superposition der Wellenfunktionen der Elektronenzustände von Spitze und Probe. Durch aufstellen entsprechender Hamiltonoperatoren und lösen der Schrödingergleichung findet man heraus, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit nicht nur proportional zu $e^{-2\kappa d}$ ist, sondern auch von der elektronischen Zustandsdichte ρ_s (DOS) im Bereich der Fermienergie E_F der Probe abhängt.

Ohne die als konstant angenommene Zustandsdichte der Tunnelspitze zu berücksichtigen lautet der Zusammenhang (berechnet mit der Bardeen Näherung):

$$I \propto V \rho_s \left(E_F - eV\right) \tag{2.5}$$

wobei V die Tunnelspannung zwischen Spitze und Probe und e die Ladung des Elektrons ist.

Die über den Tunnelstrom geregelte z-Position hängt somit nicht nur vom Profil der Oberfläche ab, sondern auch vom Material unter der Spitze bzw. dem Zustand in dem sich das Material befindet (z.B.: supraleitend oder normalleitend siehe Abbildung 4.10).

[3] Johannes Hecher, „Vortex lattice study and irradiated niobium diselenide by scanning tunneling microscopy“, Diplomarbeit TU-Wien (2011) S.26 ff

Dieser Zusammenhang wird für die *„Scaning Tunneling Spectroscopy“* verwendet, bei der die Zustandsdichte rund um die Fermienergie gemessen wird. Dazu wird die Tunnelspitze in konstantem Abstand gehalten und die Tunnelspannung V variiert. Der gemessene Strom I bei einer bestimmten Spannung V entspricht dem Integral der Zustandsdichte unterhalb der Energie $E_F - eV$.

Um die Zustandsdichte selbst zu bekommen, kann mit Überlagerung einer hochfrequenten Wechselspannung und einem Lock-In-Verstärker (oder auch nummerisch) die Ableitung dI/dV gebildet werden. Die Spannung des Ausgangssignals vom Lock-In ist dann proportional zur Zustandsdichte und kann als Funktion der Tunnelspannung V gemessen werden. Der Messwert dI/dV bei $V \approx 0$ ist dann proportional zur Zustandsdichte bei $\approx E_F$

Im supraleitenden Zustand bildet sich im Bereich der Fermienergie der sogenannte supraleitende Gap (Energielücke) aus, da dort die Elektronen durch Elektron-Phononstreuung zu Cooperpaaren werden. Und umgekehrt bilden sich Kohärente Peaks am rand der Lücke aus (siehe Abbildung 2.1). So ist der supraleitende Zustand leicht vom Normalleitenden zu unterscheiden.

Eine Näherung für die (ideale) Zustandsdichte im supraleitenden Zustand rund um die Fermienergie ist folgende[4]:

$$\rho_s(E, \Gamma) = Re\left(\frac{|E| - i\Gamma}{\sqrt{(|E| - i\Gamma)^2 - \Delta^2}}\right) \tag{2.6}$$

wobei 2Δ die Breite der Energielücke ist, i die Imaginäre Einheit ist und Γ die temperaturabhängige endliche Steigung der Zustandsdichte am Rand des Gaps (aufgrund von Streuungen an Inhomogenitäten etc.) berücksichtigt. Ein Plot der Funktion mit beliebig gewählten Parametern ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

Dies wird für das Scannen von Flussliniengittern in Typ-II Supraleitern ausgenützt. Dabei wird die Bias-Spannung so gewählt, dass $E_F - eV$ innerhalb des supraleitenden Gaps liegt, jedoch ungleich 0 ist. Alternativ kann bei einem stabilen Signal auch eine Spannung gewählt werden, bei der einer der (am Rand des Gaps liegenden) kohärenten Peaks in der Zustandsdichte auftritt. Zusätzlich zur z-Position wird beim Scannen auch das Lock-In Signal aufgezeichnet. Außerhalb der Flusslinien ist das Material im supraleitenden Zustand und man misst (innerhalb des Gaps) ein kleines dI/dV Signal, im Flusslinienkern ist man in einem normalleitenden Bereich und das dI/dV Signal wird größer. Genau das umgekehrte gilt für das dI/dV Signal beim Messen der Zustandsdichte im Bereich der kohärenten Peaks.

[4] R. C.Dynes, V. Narayanamurti and J. P. Garno, Direct Measurement of Quasiparticle-Lifetime Broadening in a Strong-Coupled Superconductor, Phys. Rev. Lett. 41, 1509 (1978) 1465-1594

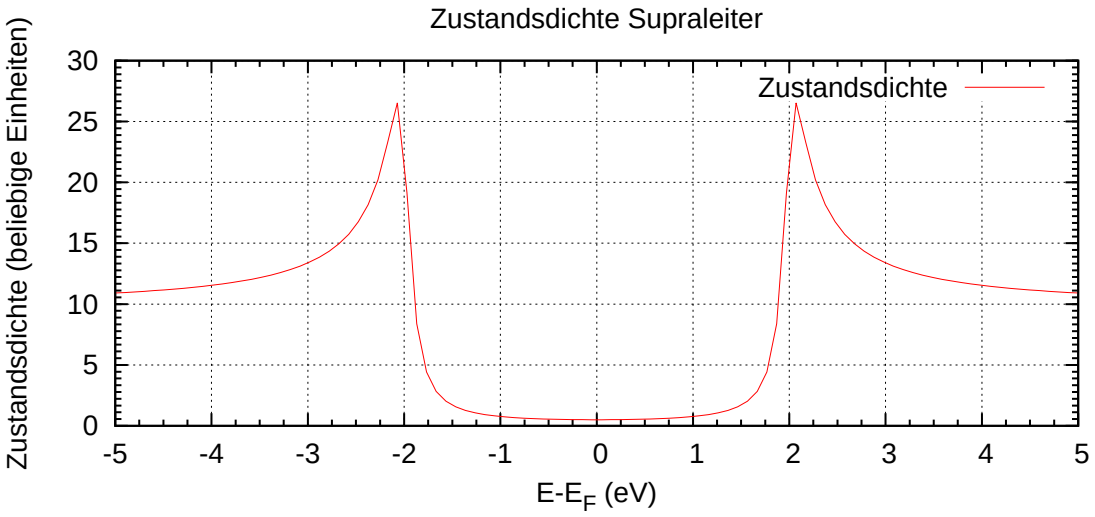


Abbildung 2.1: BCS-Zustandsdichte eines Supraleiters rund um die Fermienergie.

3 Tunnelspektroskopie

Die Spektroskopiemessungen führten aufgrund zu starker Störungen des Messsignals zu keinen guten Ergebnissen. Bei höheren Temperaturen (5 K oder 6 K) konnten überhaupt keine sinnvollen Zustandsdichten gemessen werden.

3.1 Parameter für die Tunnelspektroskopie Messungen

Im Folgenden werden die Parameter beschrieben, die für Spektroskopiemessung eingestellt wurden. Da der Feedback-Loop ausgeschaltet wird und der Abstand zwischen Probe und der Position der Probe konstant gehalten wird, sind im Wesentlichen die Lock-In Parameter einzustellen:

- Frequenz: Die Frequenz ist so zu wählen, dass sie nicht mit Störfrequenzen zusammenfällt oder ein Vielfaches davon ist. Es wurden Frequenzen im Bereich zwischen 5 und 20 kHz getestet, wobei das Signal bei niedrigeren Frequenzen im Vergleich zum Rauschen etwas besser wurde.

- Amplitude: Das Lock-In Signal ist proportional zur Änderung des Tunnelstroms in einem durch die Amplitude festgelegten Bereich um die Bias-Spannung V. Wird die Amplitude des der Bias-Spannung überlagerten Sinussignals größer gewählt, wird die Steigung über einen größeren Spannungsbereich gemessen. Die Amplitude darf für die Tunnelspektroskopie nicht zu groß gewählt werden, da dadurch die Energieauflösung des dI/dV Signals geringer wird. Für das Scannen von Flusslinien, wo es im Wesentlichen um den Kontrast zwischen normalleitenden und supraleitenden Bereichen geht, hat sie einen starken Einfluss auf den Kontrast und kann auch größer gewählt werden.

- Sensitivity: Legt den Bereich fest, in welchem Änderungen des Stromsignals gemessen werden. Bei höherer Sensitivity steigt die Auflösung, jedoch wird bei zu starken Änderungen des Stroms das Signal abgeschnitten.

- Time Constant (TC): Die Time Constant gibt an, über welche Zeit der Lock-In

das Signal mittelt. Sie sollte in der Größenordnung liegen, mit der ein Punkt am dI/dV Diagramm aufgezeichnet wird, bzw. beim Scannen in der Größenordnung der Zeit pro Pixel.

Für das Aufzeichnen der Kurve sind folgende Parameter zu wählen:

- Start/End: Start und Endspannung zwischen denen gemessen wird.
- Data Points: Zahl der Datenpunkte die aufgezeichnet werden.
- Data Point Avgerage Time: Zeit über die pro Datenpunkt das Lock-In Signal gemittelt wird. Die gemittelten Daten ergeben dann den Wert des Datenpunkts.
- Delay Per Data Point: Wartezeit vor der Aufnahme eines Datenpunkts. Diese Wartezeit ist notwendig, damit sich die Spannung stabilisieren kann.

Neben den Einstellungen am Lock-In ist es auch wesentlich den Abstand d zwischen Spitze und Probe einzustellen. Dieser wird über den Set-Point der Feedback-Loop und der Tunnelspannung eingestellt (Details dazu siehe Abschnitt 4.1). Bevor die Spektroskopie Messung gestartet wird, regelt der Feedback-Loop den Abstand zwischen Probe und Spitze.

Es ist dabei zu beachten, dass eine kleine Änderung des Abstands zu einer starken Veränderung des Stroms und des Lock-In Signals führt. Dies kann auch durch schlecht gewählte P/I Parameter des Feedback-Loops verursacht werden.

3.2 Messergebnisse

Im Folgenden werden zwei gemessene Spektroskopiekurven präsentiert. Beide wurden ohne Magnetfeld $\mu_0 H_a = 0\,\mathrm{T}$ bei einer Temperatur $T = 4.2\,\mathrm{K}$ gemessen. Als Position wurde ein flacher ungestörter Teil der Probenoberfläche gewählt.

Bei beiden wurden folgende Lock-In Parameter gewählt:

- Frequenz: 10215.545 Hz
- Amplitude: 5 mV/100
- Sensitivity: 1 mV
- Time Constant (TC): 100 ms

Für den Feedback Loop wurden folgende Parameter gewählt:

- P Parameter: 900 μ
- I Parameter: 900 mHz
- Setpoint: 500 pA
- Tunnelspannung V: 200 mV/100

Für die Aufnahme der Kurven wurden folgende Parameter gewählt:

- Data Points: 820
- Delay Per Data Point: 4ms

Als *Data Point Avgerage Time* wurde für die erste Kurve (Abbildung 3.1) 50 ms und für die zweite Kurve (Abbildung 3.2) 30 ms gewählt.

Bei beiden Kurven ist klar der supraleitende Gap zwischen ± 2 meV zu erkennen. Durch die höhere Mittelungszeit sind die Daten in Abbildung 3.1 weniger gestreut.

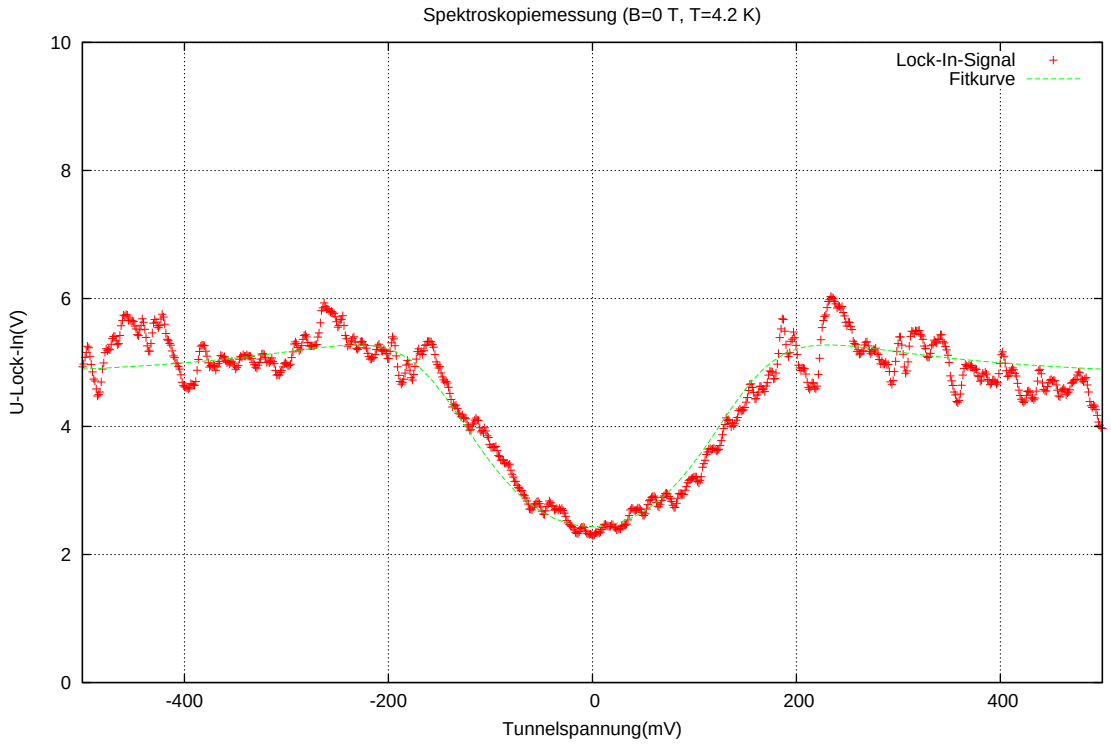


Abbildung 3.1: Tunnelspektroskopiemessung: Data Point Avgerage Time 50 ms, gemessen bei $\mu_0 H_a = 0$ T und $T = 4.2$ K (Datensatz L019). Der Fit mit Gleichung 2.6 ergibt eine Energielücke $2\Delta \approx 3\,\mathrm{eV}$.

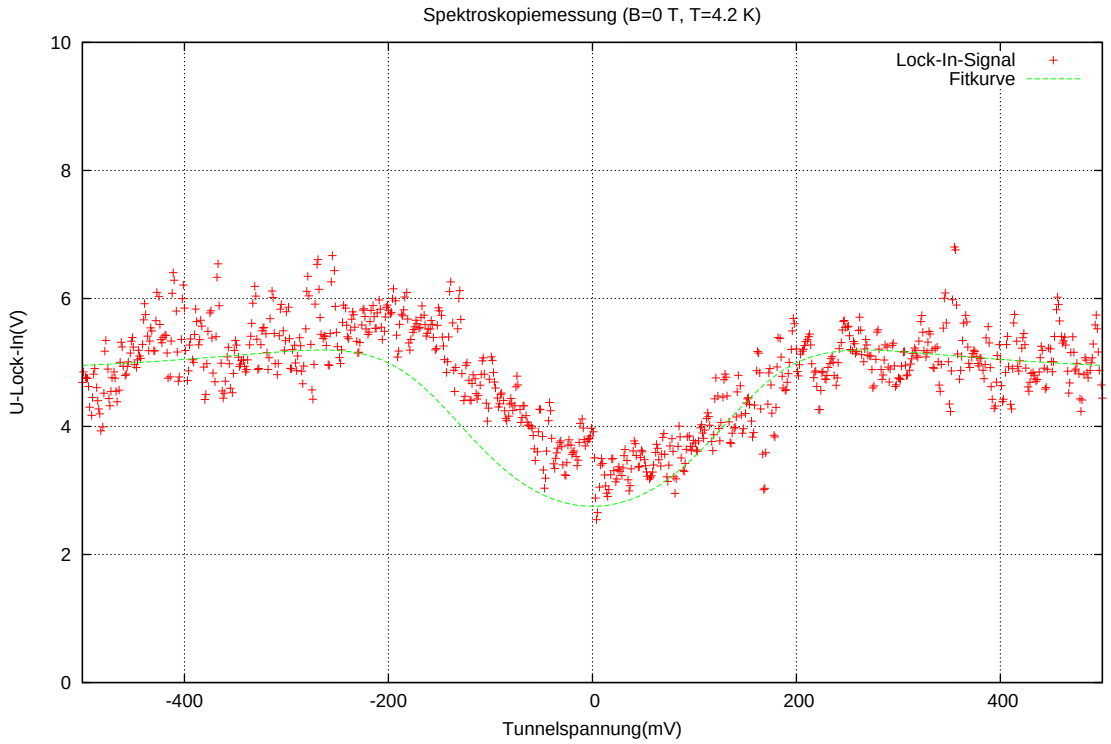


Abbildung 3.2: Tunnelspektroskopiemessung: Data Point Avgerage Time 30 ms, gemessen bei $\mu_0 H_a = 0$ T und $T = 4.2$ K (Datensatz L042). Der Fit mit Gleichung 2.6 ergibt eine Energielücke $2\Delta \approx 3\,\mathrm{eV}$.

4 Vermessung des Flussliniengitters

4.1 STM-Daten

Folgende Einstellungen können für den Scanner gemacht werden:

- Origin X/Y: Gibt den Mittelpunkt des Scanbereiches innerhalb des mit den Feinpositionierern erreichbaren Bereichs an. Dieser Ursprung wird bei den Messungen nicht weiter angegeben, da er keine Aussagekraft hat.
- Range X/Y: Seitenlängen des Bereichs der abgescannt wird.
- Scan Columns/Lines: Die Zahl der Spalten und Zeilen, in die der Scanbereich unterteilt wird, um einzelne Pixel zu erhalten.
- Pixel Size: Die Seitenlänge eines Pixels. Die Pixel Size ergibt sich aus Range und Columns/Lines Parametern, die nur so gewählt werden können, dass ein Pixel quadratisch ist.
- Rotation: Rotation des Scanbereichs bezüglich der zu den Piezos passenden x- und y-Richtung. Diese wird bei unserer Probe meist so gewählt, dass eine Zeile beim Scannen auf einer konstanten z-Höhe liegt.
- Sample-time: Die Zeit, welche für die Messung eines Pixels verwendet wird.

Außerdem sind die Einstellungen des Feedback Loops für das Scannen wesentlich:

- P Parameter: Proportional Parameter des PI-Reglers für die z-Position.
- I Parameter: Integral Parameter des PI-Reglers für die z-Position.
- Setpoint: Strom, auf welchen der PI-Regler des Feedback-Loops hin regelt.

Außerdem wichtig ist die Einstellung der Tunnelspannung V. Um einen guten Kontrast zwischen normalleitenden und supraleitenden Bereichen zu erhalten, sollte eine Span-

nung gewählt werden, für die sich die Zustandsdichte zwischen den Bereichen möglichst stark unterscheidet.

Beim Abscannen werden sowohl die z-Position als auch das Lock-In Signal (dI/dV) für jeden Pixel aufgezeichnet.

Die in diesem Kapitel präsentierten Daten basieren auf 13 Messungen (bezeichnet mit L514 bis L526), die alle mit folgenden Parametern durchgeführt wurden:

Scanner und Feedback Loop Parameter:

- Range: 500x500 nm
- Scan Columns und Lines: 400
- Pixel Size: 1.25 nm
- Sample-time: 50 ms
- P Parameter: 900 μ
- I Parameter: 900 mHz
- Setpoint: 500 pA
- Tunnelspannung V: -70 mV/100

Lock-In Parameter (Beschreibung siehe Abschnitt 3.1):

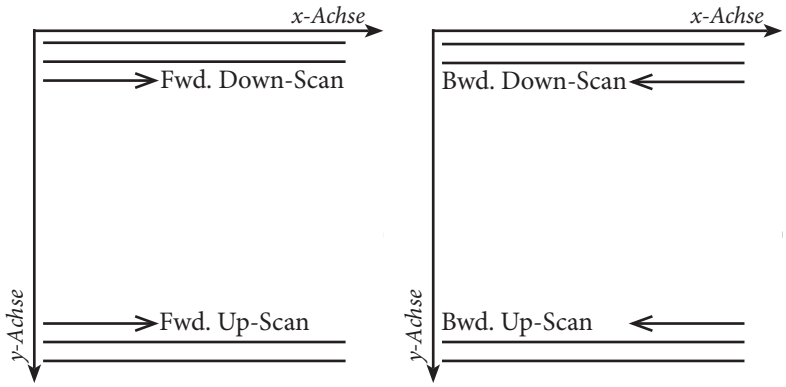
- Frequenz: 12213.000 Hz
- Amplitude: 11 mV/100
- Sensitivity: 1 mV
- Time Constant (TC): 100 ms

Das angelegte Magnetfeld betrug 0.4 T und die Temperatur 4.2 K. Nach Gleichung 2.4 erhält man daraus ein theoretisches $a_0 = 77,1$ nm. Da die vom Scanner angegebenen Einheiten nicht den realen Einheiten entsprechen (siehe Abschnitt 4.2) erhält man in den Messungen andere Werte für a_0.

4.2 Hinweise zu Einheiten und Koordinaten System

Die Scan Daten in Form einzelner Pixel werden zeilenweise in die Ausgabedatei geschrieben. Um die hier präsentierten Ergebnisse leichter anhand der originalen Scan Daten nachvollziehen zu können, wurde ein Koordinatensystem mit dem Ursprung in der linken oberen Ecke (diese entspricht dem ersten Wert der Originaldaten) in sämtlichen Darstellungen der Scans gewählt. Die positive x-Richtung zeigt nach *rechts* und positive y-Richtung nach *unten*. Auch bei Angaben von relativen Bewegungen und Abständen wurde diese Definition angewendet. Außerdem entsprechen die Begriffe abwärts/aufwärts einer positiven/negativen y-Richtung.

Bei jedem Scan werden zwei Dateien ausgegeben, ein „Fwd.-Scan“ und ein „Bwd.-Scan“, da der Scanner jede Zeile zweimal abscannt: Beim „Fwd.-Scan“ von links nach rechts beim „Bwd.-Scan“ umgekehrt. Für die Auswertungen wurden nur „Fwd.-Scans“ ausgewertet (siehe Abbildung 4.1).



(a) Fwd. Scans (b) Bwd. Scans

Abbildung 4.1: Die vier unterschiedlichen Varianten, wie der Scanner den Scanbereich abscannt. Für die Datenauswertung wurden nur „Forward“ Scans verwendet.

Um Messungen mit unterschiedlicher Pixelgröße (siehe Abschnitt 4.1) vergleichbar zu machen wurden Längen in nm umgerechnet. Dabei sind die realen Längen um einen Faktor von 1.29[1] länger, als die vom Scanner ausgegebenen Längen, welche hier angegeben wurden.

[1] Johannes Hecher, „Vortex lattice study and irradiated niobium diselenide by scanning tunneling microscopy“, Diplomarbeit TU-Wien (2011) S.80

4.3 Bestimmung der Flusslinienpositionen

Um die Positionen (Mittelpunkte) der Flusslinien auf der Probenoberfläche zu bestimmen, wurden mittels MATLAB die 2D-Scan Daten der *Zustandsdichte* (bzw. des entsprechenden Spannungssignal des Lock-In-Verstärkers) wie folgt ausgewertet (siehe auch Abbildung 4.2).

1. Pixel mit Spannungswerten außerhalb der 3-fachen Standardabweichungen aller Pixel wurden auf den Mittelwert gesetzt, um unrealistische Messwerte zu entfernen.

2. Mittels 2D-Gaussfilter mit der Standardabweichung σ in der Größe eines Flusslinienradius wurden die Daten geglättet. Der 2D-Gaussfilter wurde umgesetzt, indem eine 2D-Faltung der Daten mit einer 2D-Gaussfunktion, die auf einen Kreis mit Radius 2σ begrenzt war, gemacht wurde. Als Zentrum der Flusslinien wird der Pixel mit kleinstem Wert nach der Faltung genommen. So wird das Zentrum nicht durch den ursprünglich minimalen Messwert festgelegt, sondern durch alle Messdaten aus dem Bereich einer Flusslinie festgelegt und so der Einfluss des Rauschens minimiert.

3. Über kleine Bereiche mit dem Radius einiger Pixel wurde noch einmal 2D-gemittelt. Dies hat sich bewährt, da nach der Faltung mit der 2D-Gaussfunktion oft noch zwei nahe zusammen liegende lokale Minima im Flusslinienzentrum übrigbleiben.

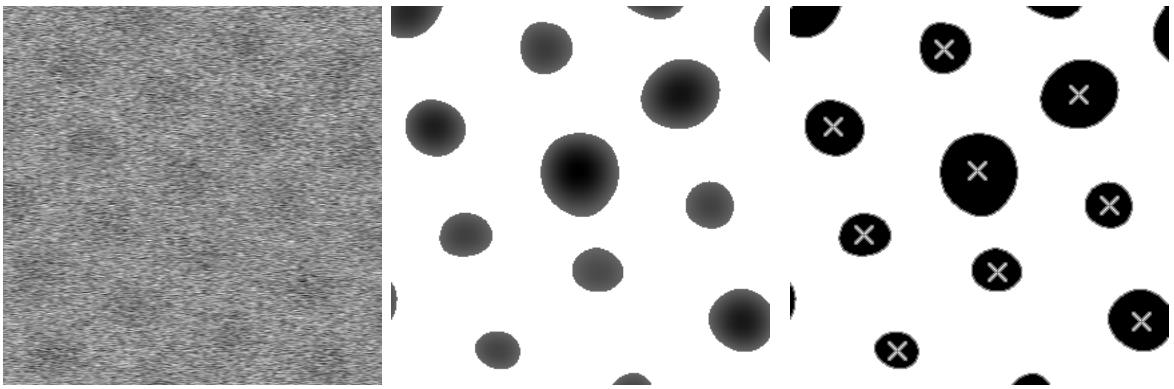
4. Da der Bereich zwischen den Flusslinien für die Positionsbestimmung nicht weiter relevant ist, wurden alle Pixel mit Werten größer als ein bestimmter Grenzwert (also sicher im SL Bereich) abgeschnitten. Ansonsten würde bei der darauffolgende Minimums suche auch lokale Minima im Supraleitenden Bereich gefunden und als Flusslinienzentrum gewertet. Die abgeschnittenen Bereiche sind in Abbildung 4.2(b) weiß dargestellt.

5. Dann wurden die lokalen Minima in den zuvor bearbeiteten Daten gesucht.

Hinweis: Auf Rausch-Filterung mittels Fouriertransformation wurde verzichtet, da die Gefahr besteht, dass durch zu starke Filterung die Flusslinienpositionen verfälscht werden, so dass ein regelmäßigeres Gitter entsteht als es der eigentlichen Messung entspricht.

Nun wurde noch genauer überprüft, ob die Minima als Zentren von Flusslinien interpretiert werden dürfen. Die Sinnhaftigkeit der folgenden Auswahlkriterien wurde dadurch bestätigt, dass beim Auswerten der Nächste-Nachbar-Abstände Abstände weit außerhalb der Standardabweichung nach dem Anwenden der Auswahlkriterien wegfielen.

1. Minima, die zu nahe am Rand der Messung sind, wurden entfernt, da dort nicht



(a) Original STM Daten (b) Mittelwerte (c) Positionen

Abbildung 4.2: Die Schritte der Bearbeitung bis zur Auswahl der gültigen Flusslinien(mit X markiert).

sichergestellt ist, dass der Mittelpunkt der Flusslinien noch im gemessenen Bereich liegt.

2. Jedes Minimum liegt in einem Bereich, der durch das Abschneiden im 4. Schritt der Datenaufbereitung begrenzt ist (schwarze Bereiche in Abbildung 4.2(c)). Der Schwerpunkt der Fläche dieses Bereichs sollte ungefähr mit dem zuvor ermittelten Minimum der Flusslinie übereinstimmen. Übersteigt die Abweichung 6 nm, dann wird das Minimum nicht gewertet.

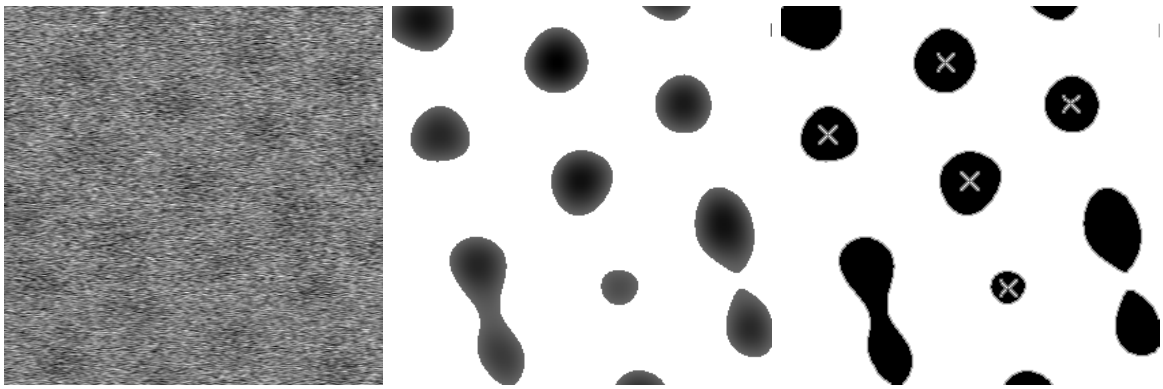
3. Außerdem sollte der Bereich eine in etwa kreisförmige Form haben. Dies wird mit der Exzentrizität[2] der Fläche überprüft: ist diese zu hoch, wird das Minimum nicht als Flusslinie gewertet.

4.4 Flusslinien Profile

Um die Auswirkungen der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Verarbeitung der Scandaten besser zu untersuchen, wurden Profile des Flussliniengitters erstellt. Dafür wurden die Werte der Pixel entlang einer Schnittlinie (Abbildung 4.4(a)) in einem Diagramm dargestellt.

In Abbildung 4.4 sind Messdaten eines schnellen Scans dargestellt, wie er in Kapitel 4 verwendet wurde (siehe Abbildung 4.2).

[2]Wenn a bzw. b die große bzw. kleine Halbachse einer Ellipse ist und für e gilt $a^2 - b^2 = e^2$, dann ist die Exzentrität $\epsilon = \frac{e}{a}$ (ϵ ist 0 für einen Kreis, 1 für eine Linie)



(a) Original STM Data (b) Mittelwerte (c) Positionen

Abbildung 4.3: Die Schritte der Bearbeitung bis zur Auswahl der gültigen Flusslinien (mit X markiert). Im unteren Bereich sind vier Minima zu erkennen, welche nicht als Flusslinien gewertet wurden

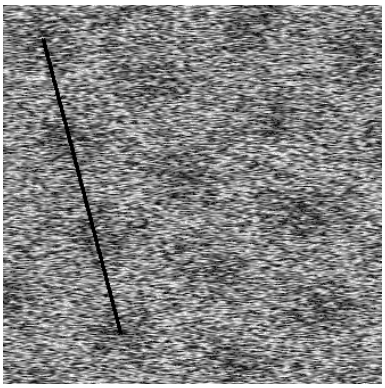
- Jeder Punkt in den Profil Diagrammen entspricht einem Pixel entlang der Schnittlinie in Abbildung 4.4(a).
- Die grünen Punkte (×) stellen die Werte der Pixel nach dem Anwenden des 2D-Gaußfilters (Gewichtete Mittelung im Radius einer Flusslinie) dar.
- Die roten Punkte (+) in Abbildung 4.4(b) stellen den Mittelwert aller Pixel im Umkreis von 5 px dar.
- Die roten Punkte (+) in Abbildung 4.4(c) stellen den Mittelwert aller Pixel im Umkreis von 10 px dar.

Es ist zu sehen, dass bei einem schnellen Scan mit starkem Rauschen, erst eine großflächige 2-dimensionale Mittelung zu klaren Minima führt, die den Flusslinien Mittelpunkt festlegen. Der Wert eines einzelnen Pixels hat hingegen sehr wenig Aussagekraft.

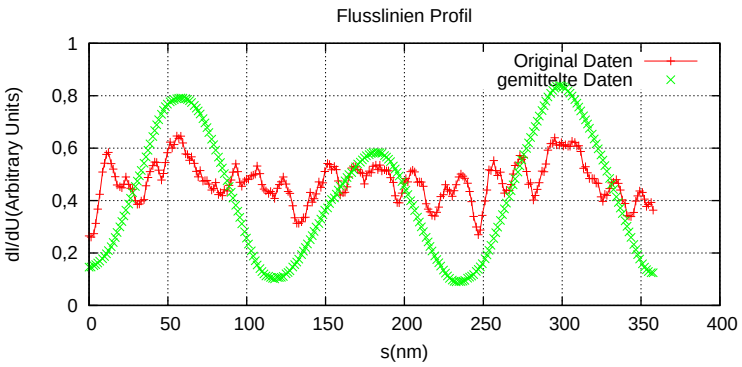
In Abbildung 4.5 sind Messdaten eines langsamen Scans (1000 ms je Pixel) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Minima des Profils vom gemittelten Scans (×) gut mit den unveränderten Messdaten (+) übereinstimmten.

4.5 Verzerrung des Flussliniengitters

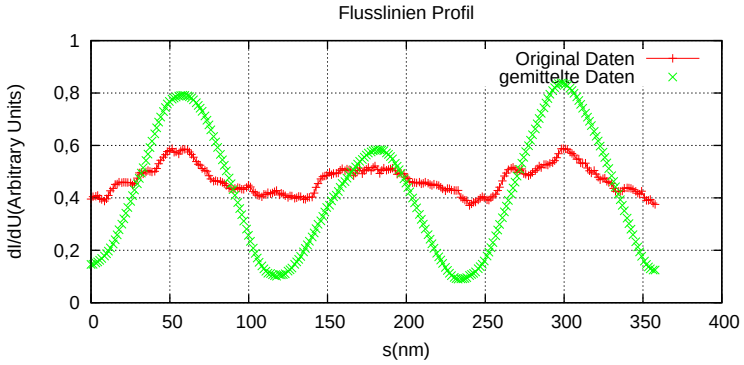
Da die Probe im STM nicht exakt horizontal auf den Probenhalter aufgebracht wurde, ist das äußere Magnetfeld nicht normal zur Probenoberfläche und die x- und y-Achse



(a) Schnittlinie

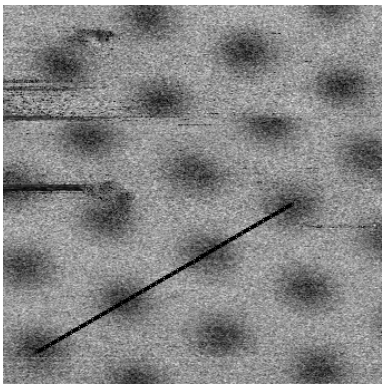


(b) Profil

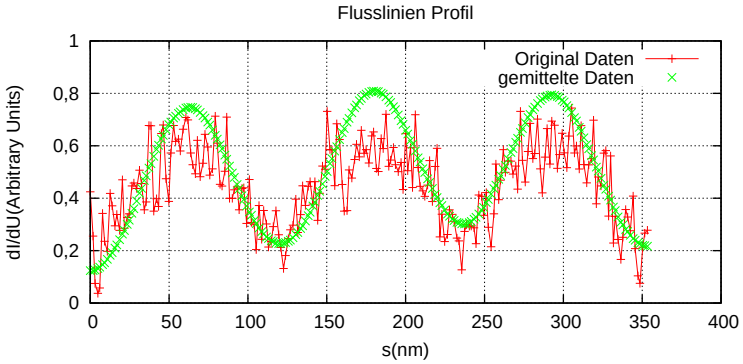


(c) Profil

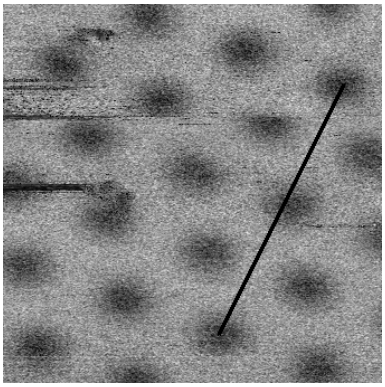
Abbildung 4.4: Schnitte durch ein Flussliniengitter: (a) das STM-Bild mit schwarz eingezeichneter Schnittlinie, (b) das Profil der im Umkreis von $r = 5\,\mathrm{px}$ gemittelten STM-Daten (c) das Profil der im Umkreis von $r = 10\,\mathrm{px}$ gemittelten STM-Daten. (STM Daten L514)



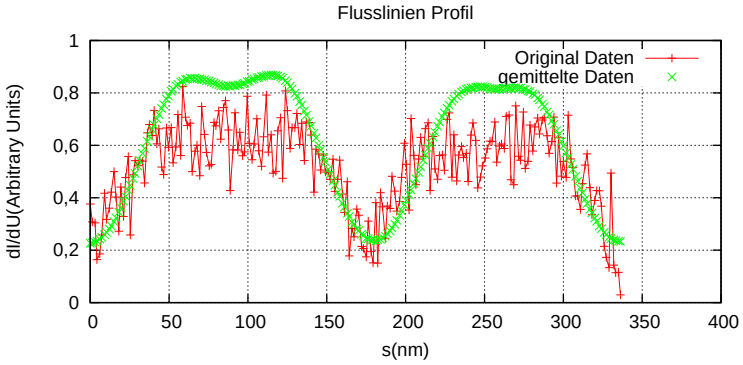
(a) Schnittlinie



(b) Profil



(c) Schnittlinie



(d) Profil

Abbildung 4.5: Schnitte durch ein Flussliniengitter aufgenommen mit 1000 ms je Pixel: Links das STM-Bild mit schwarz eingezeichneter Schnittgerade, rechts das Profil der originalen und gemittelten STM-Daten. (STM Daten L576)

des Scanners nicht normal auf die Flusslinien. Es ist zu erwarten, dass daraus eine Verzerrung des Flussliniengitters resultiert. Um die Verzerrung zu bestimmen, wurden mehrere STM Messungen bezüglich der Richtungsabhängigkeit der Nächsten-Nachbar-Abstände ausgewertet und mit den berechneten Verzerrungen verglichen.

Bei einer Probenoberfläche normal zum Magnetfeld hat das geordnete Flussliniengitter die Form eines Dreieckgitters mit konstantem Gitterabstand a_0 in allen Richtungen.

Wenn die Probenoberfläche zu der Magnetfeldrichtung (z-Achse des Scanners) um den Winkel φ geneigt ist, dann wird der Abstand D zwischen zwei Flusslinien richtungsabhängig (gemessen auf der x-y-Ebene des Scanners, siehe Abbildung 4.6).

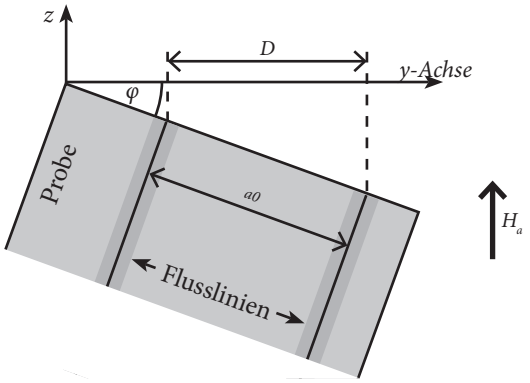


Abbildung 4.6: Skizze zur Verzerrung des gemessenen Flussliniengitters.

In den weiteren Berechnungen gehen wir davon aus, dass die Flusslinien im Bereich der Probenoberfläche normal auf diese stehen und daher auf der Probenoberfläche (d.h. parallel dazu) gemessen den Abstand a_0 haben (wie in Abbildung 4.6 dargestellt).

Wenn die y-Achse die Richtung der maximalen Steigung der Probenoberfläche ist, dann gilt in diese Richtung $D = a_0 \cdot \cos\varphi$. Auf der x-Achse ist die Steigung $\varphi' = 0$ und daher $D = a_0$.

Nun muss noch der Zusammenhang zwischen gemessenem Gitterabstand D und a_0 im Winkel δ zur x-Achse berechnet werden (in Richtung $\delta = 0$ hat die Oberfläche keine Steigung und für $\delta = \pi/2$ ist die Steigung φ).

Der Steigungswinkel φ' in eine beliebige Richtung δ ist:

$$\varphi' = \arcsin\left(\sin\varphi \cdot \sin\delta\right) \tag{4.1}$$

Es gilt $a_0 = D/\cos\varphi'$, was (mit $\cos x = \sqrt{\cos^2 x} = \sqrt{1 - \sin^2 x}$ und $\sin^2(\arcsin x) = x^2$) zu folgender Formel führt:

$$a_0 = D\left(\frac{1}{\sqrt{1-\sin^2(\varphi)\cdot\sin^2(\delta)}}\right) \tag{4.2}$$

4.5.1 Messergebnisse

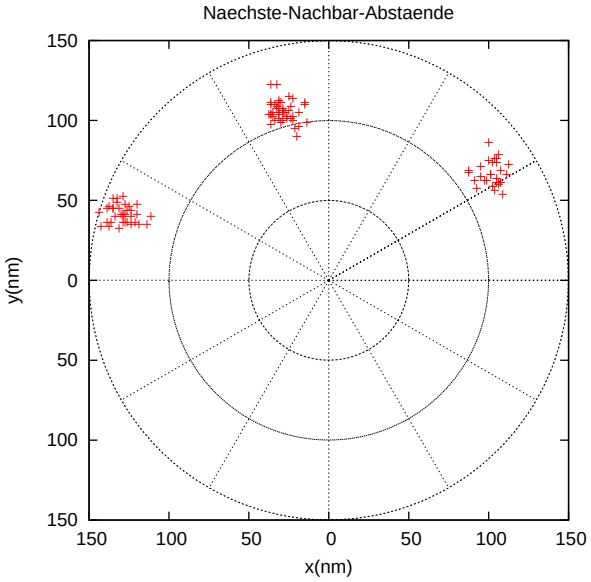


Abbildung 4.7: Polar Plot der Nächste-Nachbar-Abstände $D(\texttt{nm})$ (Radial) mit Winkel $\delta(\texttt{GRAD})$ zur x-Achse

Zur Ermittlung der Steigung φ wurde der Mittelwert jeder Zeile eines z-Scans gebildet und eine Gerade durch die Mittelwerte gefittet (Abbildung 4.8). Dies war möglich, da die Scanrichtung so gewählt wurde, dass die maximale Steigung in y-Richtung (also mit den Zeilen) liegt. Der Fit ergab, dass die Probe um den Winkel $\varphi = 6.8°$ gekippt ist.

In Abbildung 4.7 sind die Nächste-Nachbar-Abstände aus mehreren Messungen (radial) mit dem Winkel δ aufgetragen. Man sieht, dass die Verteilung der Abstände nur im Bereich von $\pm 8\texttt{nm}$ liegt und die Winkel zwischen $\pm 3°$ liegen (siehe auch Standardabweichung Tabelle 4.1). Die Differenzen der drei mittleren Radien D für die drei Gitterwinkel sind deutlich größer.

Um den durchschnittlichen Gitterparameter für die drei unterschiedlichen Gitterrichtungen zu bestimmen, wurden die Daten der drei in Abbildung 4.7 klar sichtbaren Bereiche getrennt. Der Mittelwert des Polarwinkels δ und des Abstandes D, berechnet für die drei Richtungen, ist in Tabelle 4.1 ersichtlich. Aus den Mittelwerten von δ und D wurde mit Formel 4.2 der entsprechende Gitterparameter a_0 berechnet.

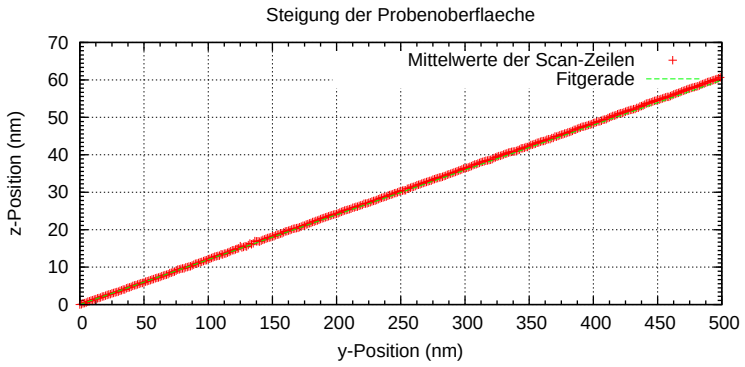


Abbildung 4.8: Die Steigung der Probenoberfläche im Vergleich zur z-Achse des Scanners.

Es geht aus Tabelle 4.1 deutlich hervor, dass sich für unterschiedliche Richtungen sehr unterschiedliche a_0 ergeben, was in diesem Fall bedeutet, dass das Gitter deutlich stärker verzerrt ist als es die ca. $\varphi = 6.8°$ Oberflächenkippung und das Modell aus Abschnitt 4.5 erwarten lässt. Die Auswirkung der entsprechend der Formel 4.2 berechneten Verzerrung würde unterhalb der Genauigkeit der Abstandsbestimmung liegen.

Als Wert für a_0, der am ehesten zur Magnetfeldverteilung im Supraleiter passt, ist $a_0 = 135\,\text{nm}$ zu nehmen, da dieser am wenigsten von der Verzerrung betroffen sein sollte.

δ_i(Grad)	$\pm\sigma$	$\bar{D}$(nm)	$\pm\sigma$	a_0(nm)
33	± 3	122.0	± 7	122.2
105	± 3	109.5	± 7	110.2
162	± 3	135.8	± 8	135.9

Tabelle 4.1: Die Parameter des Gitters mit dem Winkel δ bezüglich der x-Achse (Def. siehe Abschnitt 4.5) und dem mittleren Abstand D in diese Richtung. Weiters ist der theoretisch aufgrund der Oberflächenkippung von $\varphi = 6.8°$ berechnete Gitterparameter a_0 angegeben. Die Daten basieren auf 168 gemessenen Nächste-Nachbar-Abständen.

4.6 Bewegung von Flusslinien

Um die Bewegung von Flusslinien, eventuelle Driften oder scheinbare Bewegung aufgrund von Hysterese und Driften der Positionierer festzustellen, wurde ein ausgewählter Bereich über einen Zeitraum von ca. 58.5 Stunden beobachtet.

Der Bereich der Größe 500x500 nm wurde 13 mal abgescannt. Jeder Scan hatte die Dauer

von ca. 4.5 Stunden. Das angelegte Magnetfeld betrug 0.5 T und der Bereich beinhaltete ca. 9 Flusslinien vollständig.

Die Flusslinienpositionen wurden, wie in Abschnitt 4 beschrieben, bestimmt und zusätzlich die Bewegung der einzelnen Flusslinien zwischen den Schritten berechnet. Dazu wurde der Abstand der Koordinaten (jeder einzelnen Flussline) auf den zwei Scans berechnet.

Eine Ungenauigkeit des Scanners kann ebenso zu einer scheinbaren Bewegung der Flusslinien führen. Um einen Vergleich zu haben, wurde daher auch die Bewegung der Probenoberfläche im Vergleich zur Tunnelspitze untersucht (Abschnitt 4.6.2).

4.6.1 X-Y Bewegung der Flusslinien

Der Bereich wurde abwechselnd von oben nach unten (*abwärts*) und von unten nach oben (*aufwärts*) in y-Richtung abgescannt (vgl. Abbildung 4.1(a)). Dabei kann eine Hysterese der Position in y-Richtung auftreten. Um die Hysterese festzustellen wurden folgende drei Fälle getrennt untersucht:

1. **Fall:** Die Bewegung zwischen einem Abwärts- und dem darauffolgenden Aufwärts-Scan.

2. **Fall:** Die Bewegung zwischen Aufwärts- und dem darauffolgenden Abwärts-Scan.

3. **Fall:** Die Bewegung zwischen Abwärts- und nächstem Abwärts-Scan bzw. Aufwärts- und nächstem Aufwärts-Scan.

Die Ergebnisse für die unterschiedlichen Fälle getrennt für x- und y-Richtung sind in Tabelle 4.2 und in Abbildung 4.9 ersichtlich. Folgende Resultate können daraus abgelesen werden:

1. Die Standardabweichung vom Mittelwert der Bewegung ist für alle Fälle sowohl in x- als auch in y-Richtung zwischen 4 und 6 nm. Das heißt, die Verteilung der Bewegung unterscheidet sich zwischen den einzelnen Fällen und Richtungen nicht signifikant.

2. Für die 3 Fälle standen jeweils 26 Messwerte zur Verfügung. Das ergibt mit der maximalen Standardabweichung von $\sigma \approx 8\,\text{nm}$ einen Standardfehler des Mittelwerts ($SEM = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}$, mit der Zahl der Messwerte n) in eine Richtung von $SEM \approx 2\,\text{nm}$.

3. Für die Fälle 1 und 2 beträgt $\overline{\Delta y} \approx \pm 4\,\text{nm}$ und unterscheidet sich im Wesentlichen

durch das Vorzeichen. Die Differenz von 8 nm liegt deutlich oberhalb des *SEM* und kann daher als signifikant gewertet werden.

4. Für den Fall 3 ist $\overline{\Delta y} \approx 1\,\text{nm}$ und hat damit eine Größe von $\overline{\Delta x}$ welches für alle Fälle ca. gleich ist. $\overline{\Delta y}$ ist also kleiner als der *SEM* (und die Pixelgröße von 1.25 nm) und es können keine weiteren Aussagen getroffen werden.

5. Im Vergleich zum Gitterparameter $a_0 \approx 136\,\text{nm}$ sind die Bewegungen jedenfalls klein ($4\,\text{nm} \approx 0.03 a_0$).

Dies legt nahe, dass es eine Hysterese der Position von $4 \pm 1\,\text{nm}$ in y-Richtung gibt. Mögliche Ursachen sind:

1. dass die Positionierer einer Hysterese unterliegen. Das konnte jedoch im nächsten Schritt mittels Untersuchung der Bewegung der Probenoberfläche nicht bestätigt werden (siehe Abschnitt 4.6.2).

2. dass die Feldlinienpositionen durch die Tunnelspitze leicht beeinflusst werden.

	$\overline{\Delta x}$(nm)	$\sigma_{\Delta x}$(nm)	$\overline{\Delta y}$(nm)	$\sigma_{\Delta y}$(nm)
Fall 1	1.5	6.0	5.1	7.5
Fall 2	2.4	5.3	-4.1	6.3
Fall 3	2.9	5.4	0.9	8.3

Tabelle 4.2: Flusslinienbewegung: Die mittlere Bewegung in x- und y-Richtung (Daten L514 bis L526)

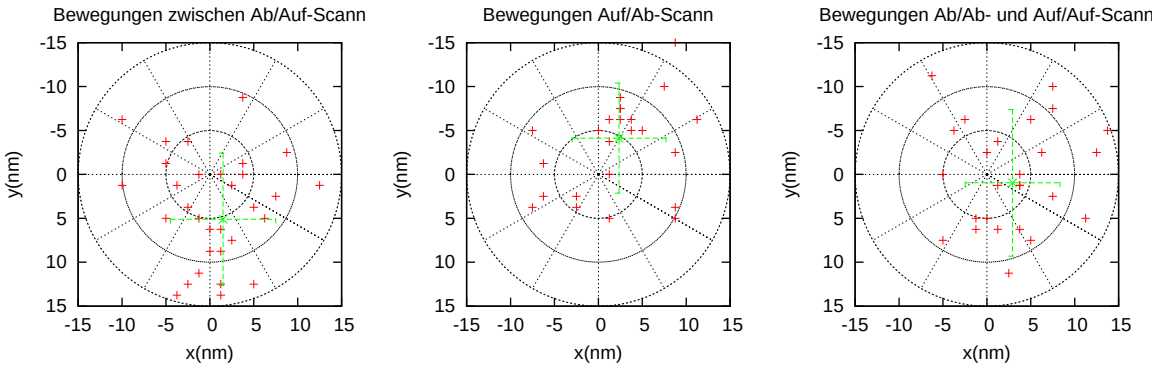
4.6.2 X-Y-Bewegung der Probenoberfläche

Um einen Vergleich der Bewegung zu haben, wurde auch die Bewegung von drei „Unebenheiten“ (siehe Abbildung 4.10) auf der Oberfläche verfolgt.

Eine Bewegung der Oberfläche kann in erster Linie aufgrund von Ungenauigkeiten bzw. Driften des Scanners entstehen.

Die Position der Unebenheiten wurde dabei für jedes Bild manuell festgestellt. Da die Unebenheiten sehr schwach ausgeprägt sind, ist diese manuelle Positionsbestimmung nur auf ca. 3 nm genau möglich. Aufgrund dieser Ungenauigkeit und, da nur drei Unebenheiten untersucht werden konnten, darf das Ergebnis nicht überbewertet werden.

Die in Abbildung 4.11 dargestellte Bewegung der Unebenheiten, lässt aber folgende Schlüsse zu:



(a) Fall 1 (b) Fall 2 (c) Fall 3

Abbildung 4.9: Flusslinienbewegung: Jeder Punkt (+) eines Plots stellt die Bewegung einer einzelnen Flusslinie zwischen zwei Messungen dar. Außerdem eingezeichnet ist der Mittelwert und die Standardabweichungen (Fehlerbalken). Für den Standardfehler des Mittelwerts gilt für alle Fälle $SEM \leq 1\,\mathrm{nm}$

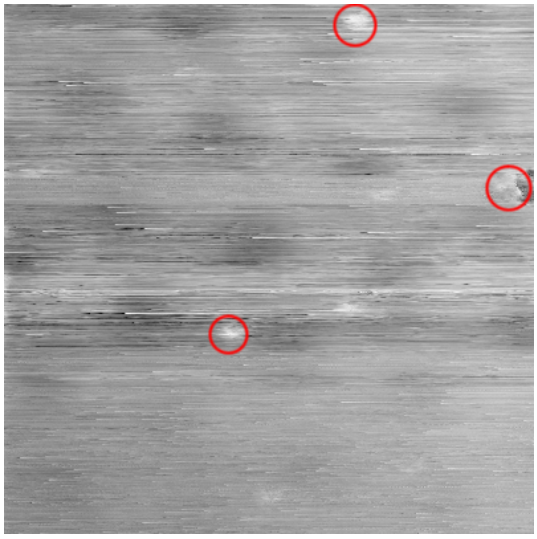
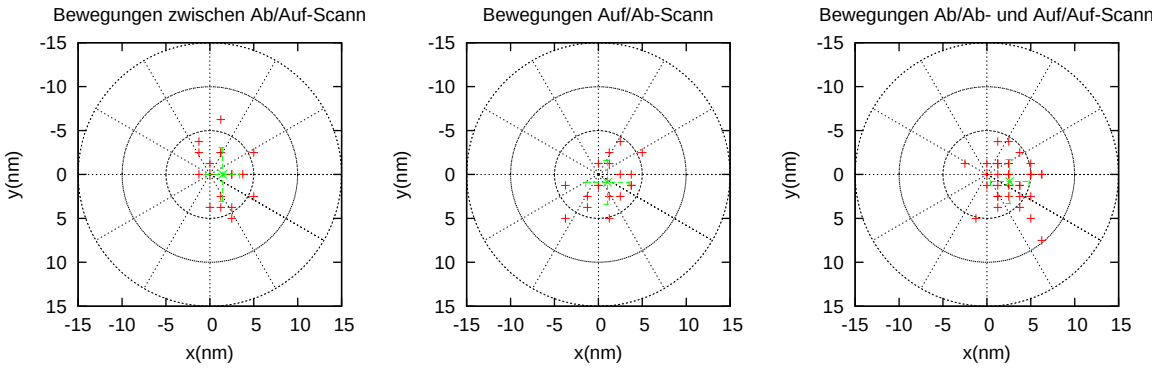


Abbildung 4.10: Beispiel eines z-Scans, die konstante Steigung der Probenoberfläche wurde dabei entfernt. Rot markiert sind die Oberflächenunebenheiten. (Schwach zu erkennen ist auch das Flussliniengitter, da sich die integrierte Zustandsdichte und somit auch der z-Abstand bei konstantem Tunnelstrom zwischen NL- und SL-Bereichen ändert.)



(a) Fall 1 (b) Fall 2 (c) Fall 3

Abbildung 4.11: Oberflächenbewegung: Jeder Punkt (+) eines Plots stellt die Bewegung einer einzelnen Unebenheit zwischen zwei Messungen dar. Außerdem eingezeichnet sind der Mittelwert und die Standardabweichungen (Fehlerbalken).

1. Es gibt eine Drift der Oberfläche relativ zur Spitze von $\overline{\Delta x} = 2.6\,\text{nm}$ und $\overline{\Delta y} = 0.8\,\text{nm}$ pro 9 Stunden. Diese stimmt für Fall 3 mit einem Unterschied von $\leq 0.3\,\text{nm}$ gut mit der der Flusslinien überein.

2. Die Standardabweichung vom Mittelwert in eine Richtung liegt mit bis zu 3.0 nm für die Oberflächenbewegung unter der Standardabweichung der Flusslinienbewegung von mindestens 4.4 nm. Somit unterliegt die gemessene Position der Probe einer weniger breiten Verteilung als die der Flusslinien. Dies kann an der Methode der Positionsbestimmung oder an einer Fluktuation der Flusslinienpositionen liegen.

3. Eine y-Hysterese wie bei den Flusslinien ist nicht zu erkennen. Der Standardfehler des Mittelwerts für Fall 1 und 2 liegt mit $SEM \approx 1\,\text{nm}$ und der Mittelwert daher deutlich unterhalb der Hysterese der Flusslinien.

	$\overline{\Delta x}$(nm)	$\sigma_{\Delta x}$(nm)	$\overline{\Delta y}$(nm)	$\sigma_{\Delta y}$(nm)
Fall 1	1.5	1.9	0.0	3.0
Fall 2	1.0	2.5	0.9	2.5
Fall 3	2.6	2.2	0.8	2.5

Tabelle 4.3: Oberflächenbewegung: Die mittlere Bewegung in x- und y-Richtung (Daten L514 bis L526). Für den Standardfehler des Mittelwerts gilt für alle Fälle $SEM \leq 1$ nm

4.6.3 Flusslinien Bewegung in beliebige Richtung

Um noch ein Maß für die Gesamtbewegung zu erhalten, wurde die Verteilung der Schrittweite zwischen den Scans für die einzelnen Flusslinien untersucht. Dazu wurde ein Offset von 4.5 nm in y-Richtung angenommen (siehe Abschnitt 4.6.1) und subtrahiert.

Insgesamt bleibt eine mittlere Bewegung $\overline{\Delta s} = 8\,\text{nm}$ mit einer Standardabweichung von $\sigma_{\Delta s} = 5\,\text{nm}$. Die entspicht in Einheiten des Gitterabstandes $\overline{\Delta s} = 0.05 \pm 0.03\ a_0$.

Die mittlere Bewegung $\overline{\Delta s}$ ist damit nicht viel größer als die Standardabweichung der Nächste-Nachbar-Abstände (Siehe Tabelle 4.1), welche von einer Bewegung des Gitters auf größerer Zeitskala nicht betroffen sein sollten.

Eine genauere Analyse der Verteilung ist aufgrund zu geringer Daten nicht möglich.

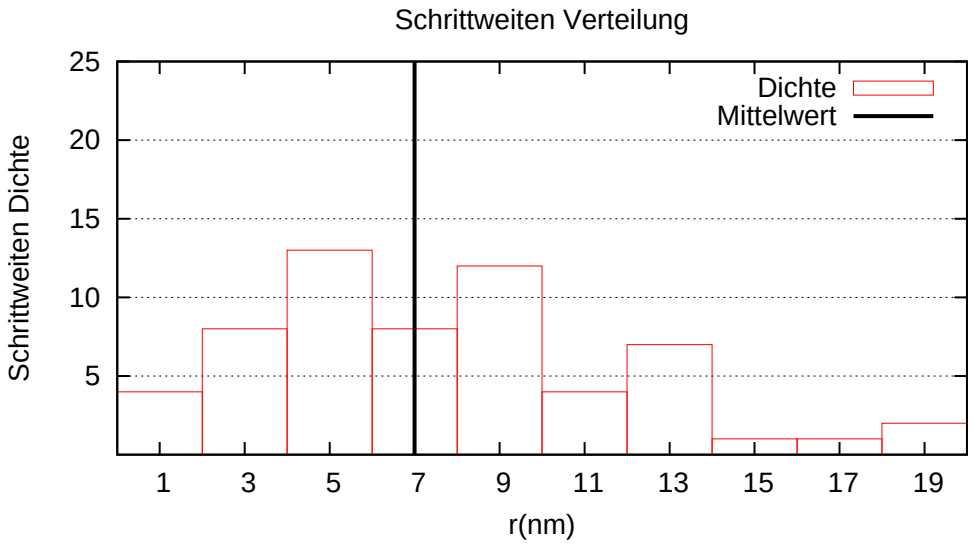


Abbildung 4.12: Verteilung der Sprungweite zwischen zwei Scans mit abgezogenem y-offset. Die Schwarze Linie ist der Mittelwert.

4.6.4 Zeitliche Abhängigkeit und Korrelation der Bewegung

Da die Fläche wie in Abschnitt 4.6.1 beschrieben abwechselnd von oben nach unten und von unten nach oben abgescannt wird, ergeben sich unterschiedliche zeitliche Abstände zwischen zwei aufeinanderfolgenden Scans einer bestimmten Stelle (siehe Abbildung 4.13). Dies wurde ausgenützt und die Bewegung in Abhängigkeit der Zeit zwischen ca. 0 und 10 Stunden darzustellen.

Zusätzlich wurde für jeden Scan die Bewegung im Vergleich zum 1. Scan dargestellt. Das ergibt einen Zusammenhang zwischen Bewegung und Zeit im Bereich zwischen 5 und 50 Stunden.

In Abbildung 4.14 sind die auf beide Weisen gewonnenen Datensätze gemeinsam dargestellt.

Es ist jedoch keine signifikante Abhängigkeit zwischen zeitlichem Abstand und der Schrittweite der Flusslinien zu erkennen.

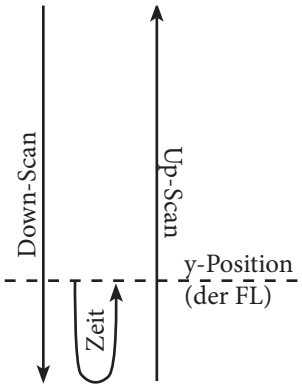


Abbildung 4.13: Je nachdem welche y-Position eine Flusslinie hat, vergeht unterschiedlich viel Zeit zwischen zwei Scans.

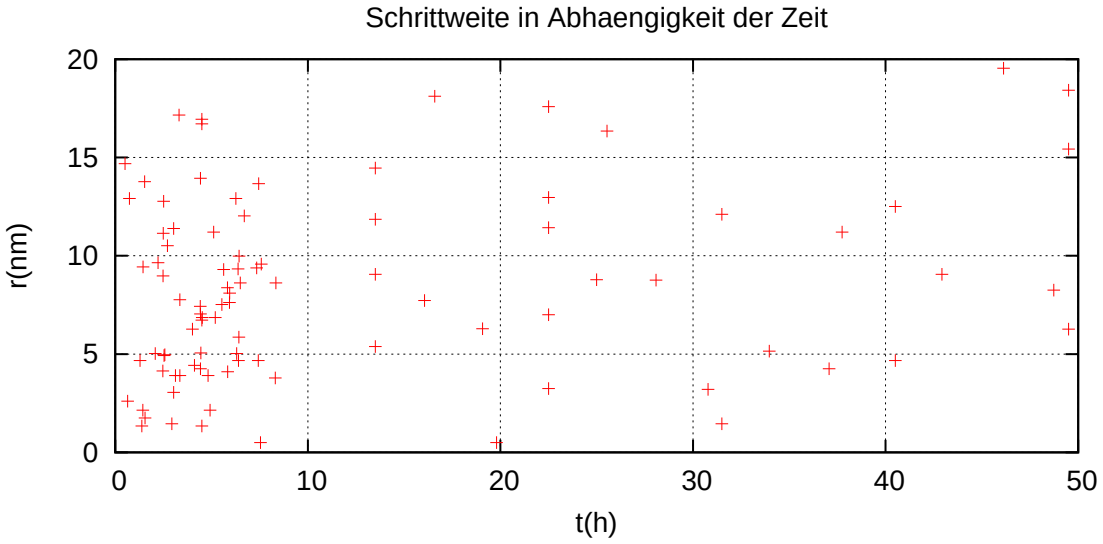


Abbildung 4.14: Bewegungen in Abhängigkeit der Zeit zwischen den Messungen.

5 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Da keine Parameter gefunden werden konnten bei denen schöne Tunnelspektroskopie Kurven aufgezeichnet werden konnten und die Suche nach glatten Oberflächen auf der nicht optimal präparierten Probe viel Zeit in Anspruch nahm, basieren die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse auf relativ wenige Messungen. Die Ursache für die Schwankungen des Stromsignals und des dI/dV-Signals konnten nicht identifiziert werden.

Aus den gelungen Spektroskopiemessungen ist ungefähr die erwartete Breite der Energielücke $2\Delta \approx 4\,\mathrm{meV}$ ersichtlich.

Für die Auswertung der STM-Scans wurde eine Routine in Matlab programmiert, die in Abschnitt 4.3 beschrieben ist.

Die Vermessung der Nächsten-Nachbar-Abstände und deren Richtungsabhängigkeit ergab eine starke Verzerrung des Flussliniengitters. Dies äußerte sich in drei unterschiedliche mittlere Nächsten-Nachbar-Abstände D für die drei Hauptrichtungen des Gitters von 122 nm, 110 nm und 136 nm. Es ist davon auszugehen, dass die Verzerrung an der zur z-Achse des Scanners (und zum angelegten Magnetfeld H_a) gekippten Probenoberfläche liegt. Warum die Verzerrung jedoch so stark ausgeprägt ist, konnte nicht erklärt werden.

Die Vermessung des Flussliniengitters über einen Zeitraum von 58 Stunden ergab, dass die mittlere Position des Flussliniengitters über einen längeren Zeitraum konstant bleibt und die Positionen der einzelnen Flusslinien leichten Schwankungen unterliegen, die sich im Bereich $0.05 \pm 0.03 a_0$ liegen.

Nebenbei wurde festgestellt, dass die y-Position der Flusslinien einer Hysterese zwischen Aufwärts- und Abwärts-Scann von ca. ± 4 nm unterliegen.