Kapitel 2

Niederdimensionale Strukturen an Oberflächen

Dieses Kapitel dient dazu, einen kurzen Überblick über den aktuellen Stand der Forschung im Bereich der niederdimensionalen Strukturen an Oberflächen zu geben. Dabei wird das große Gebiet der Halbleiter-Heterostrukturen ausgespart; vielmehr stehen metallinduzierte Rekonstruktionen von Halbleiteroberflächen und reine Metalloberflächen im Vordergrund.

Zunächst werden die grundlegenden elektronischen Effekte erläutert, die mit der Reduzierung der Dimensionalität zusammenhängen. Anschließend sollen verschiedene Herangehensweisen zur Erzeugung dieser Strukturen beschrieben und durch Beispiele aus der Literatur verdeutlicht werden.

2.1 Elektronische Zustandsdichte

Im Rastertunnelmikroskop (*scanning tunneling microscope*, STM) wird — in erster Näherung — die lokale elektronische Zustandsdichte (*local density of states*, LDOS) abgebildet, wie in Kapitel 3 erklärt wird. Daher spielt der Einfluss der Dimensionalität auf die elektronische Zustandsdichte (DOS) eine große Rolle, der hier im Rahmen eines einfachen Modells erklärt wird.

2.1.1 Zustandsdichte in 3D

In einem dreidimensionalen isotropen Festkörper ist die Dispersionsrelation für ein freies Elektronengas gegeben durch

$$E(\boldsymbol{k}) = \frac{\hbar^2|\boldsymbol{k}|^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad , \tag{2.1}$$

mit der Energie E, der Masse m und dem Wellenvektor $\boldsymbol{k}$. Die Wellenfunktion muss die periodischen Randbedingungen

$$k_x = \frac{2\pi n_x}{L}, \quad k_y = \frac{2\pi n_y}{L}, \quad k_z = \frac{2\pi n_z}{L} \tag{2.2}$$

erfüllen, wobei die Quantenzahlen n_x, n_y, n_z ganzzahlig sind. Anders ausgedrückt [Zeg97, Hep02] nimmt jeder erlaubte Zustand das Volumen

$$V_{3\mathrm{D}} = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^3 \tag{2.3}$$

ein, wenn man sich den $\boldsymbol{k}$-Raum als ganz gefüllt vorstellt. Die Anzahl der Zustände mit einem bestimmten $|\boldsymbol{k}|$ erhält man, indem man das Volumen einer Kugelschale mit dem Radius $|\boldsymbol{k}|$,

$$v_{3\mathrm{D}}\,\mathrm{d}\boldsymbol{k} = 4\pi|\boldsymbol{k}|^2\,\mathrm{d}\boldsymbol{k} \quad , \tag{2.4}$$

durch $V_{3\mathrm{D}}$ teilt. Die Zustandsdichte $g_{3\mathrm{D}}(\boldsymbol{k})$ ergibt sich somit zu

$$g_{3\mathrm{D}}(\boldsymbol{k})\,\mathrm{d}\boldsymbol{k} = 2 \cdot \frac{|\boldsymbol{k}|^2\,\mathrm{d}\boldsymbol{k}}{2\pi^2} \quad , \tag{2.5}$$

wobei ein Faktor 2 die Spinentartung berücksichtigt. Die Dispersionsrelation 2.1 lässt sich nach $|\boldsymbol{k}|$ auflösen und nach E ableiten:

$$\mathrm{d}k = \left(\frac{2mE}{\hbar^2}\right)^{-1/2} \frac{m}{\hbar^2}\,\mathrm{d}E \quad . \tag{2.6}$$

Substituiert man anschließend k durch E, dann erhält man die Zustandsdichte in Bezug auf die Energie

$$g_{3\mathrm{D}}(E)\,\mathrm{d}E = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} E^{1/2}\,\mathrm{d}E \quad . \tag{2.7}$$

Das ist die bekannte Abhängigkeit der Zustandsdichte von der Wurzel der Energie für ein dreidimensionales freies Elektronengas.

2.1.2 Zustandsdichte in 2D

Wird eine $\boldsymbol{k}$-Komponente festgehalten, so reduziert sich das Problem auf zwei Dimensionen. Die Fläche eines Zustands in der k-Ebene ist somit

$$V_{2\mathrm{D}} = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 \tag{2.8}$$

und der zu einem festen k gehörende Abschnitt im reziproken Raum ein Kreisring mit

$$v_{2\mathrm{D}}\,\mathrm{d}\boldsymbol{k} = 2\pi|\boldsymbol{k}|\,\mathrm{d}\boldsymbol{k} \quad . \tag{2.9}$$

Analog zu Abschnitt 2.1.1 ergibt sich die Zustandsdichte[1] zu

$$g_{2\mathrm{D}}(\boldsymbol{k})\,\mathrm{d}\boldsymbol{k} = \frac{|\boldsymbol{k}|\,\mathrm{d}\boldsymbol{k}}{\pi L} \tag{2.10}$$

[1] Der Faktor L erscheint hier, weil die Zustandsdichte wie im vorherigen Abschnitt auf das Einheits*volumen* L^3 bezogen wird, nicht auf eine Fläche.

oder, bezogen auf die Energie (s. Gleichungen 2.1 und 2.6):

$$g_{2\mathrm{D}}(E)\,\mathrm{d}E = \frac{m}{\pi\hbar^2 L}\,\mathrm{d}E \quad . \tag{2.11}$$

Die Zustandsdichte in zwei Dimensionen hängt somit nicht von der Energie ab. Dieses Verhalten lässt sich zum Beispiel bei Oberflächenzuständen beobachten, wie noch in Abschnitt 3.3.2 und Kapitel 5 gezeigt werden wird. Handelt es sich bei bei dem System um einen Quantentopf, der mehrere diskrete Energieniveaus in der beschränkten Dimension hat, so ergibt sich eine Stufenfunktion (s. Abbildung 2.1):

$$g_{2\mathrm{D}}(E)\,\mathrm{d}E = \frac{m}{\pi\hbar^2 L_z}\sum_i \Theta(E-E_i)\,\mathrm{d}E \quad , \tag{2.12}$$

mit der Heaviside-Funktion $\Theta(E-E_i)$ und den Energieniveaus E_i.

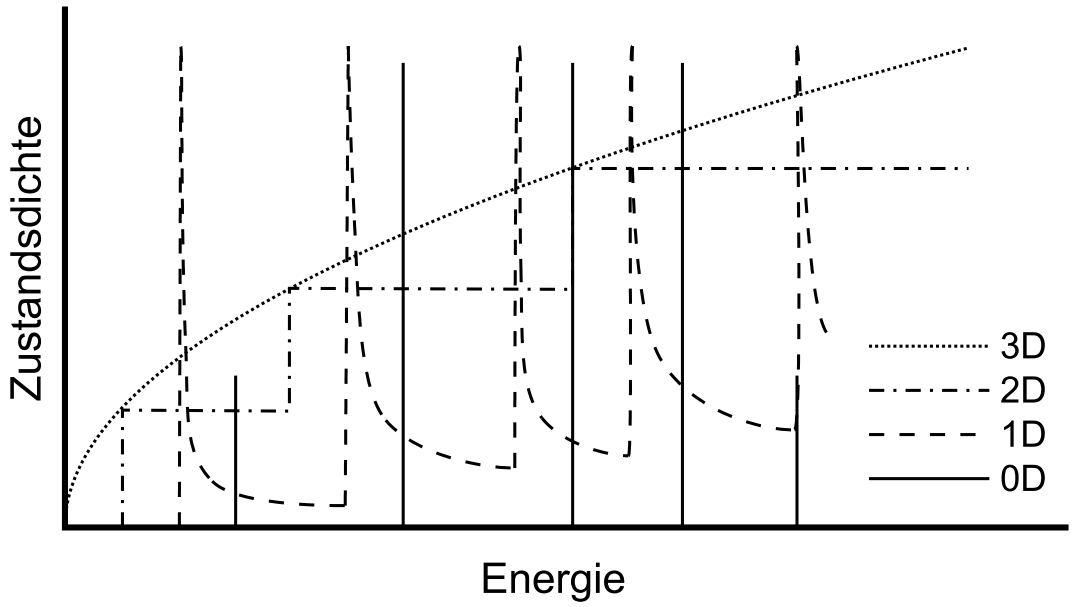

Abbildung 2.1: Zustandsdichte für ein freies Elektronengas in drei, zwei, einer und null Dimensionen (nach [Hep02]). Die Höhe der Maxima in 1D und 0D hängt von der Entartung der Zustände ab.

2.1.3 Zustandsdichte in 1D und 0D

In einer Dimension bilden die Zustände eine Kette und der k-Raum eine Linie („Quantendraht“):

$$V_{1\mathrm{D}} = \frac{2\pi}{L} \quad \text{und} \quad v_{1\mathrm{D}}\,\mathrm{d}k = 2\,\mathrm{d}k \quad . \tag{2.13}$$

Die Zustandsdichte ist somit

$$g_{1\mathrm{D}}(k)\,\mathrm{d}k = \frac{2}{\pi L^2}\,\mathrm{d}k \tag{2.14}$$

oder, als Zustandsdichte pro Einheitsvolumen L^3 bei der Energie E:

$$g_{1\mathrm{D}}(E)\,\mathrm{d}E = \frac{1}{\pi L^2}\left(\frac{m}{\hbar^2}\right)^{1/2} E^{-1/2}\,\mathrm{d}E \quad . \tag{2.15}$$

Berücksichtigt man höhere Energieniveaus, so ergibt sich

$$g_{1\mathrm{D}}(E)\,\mathrm{d}E = \frac{1}{\pi L^2}\left(\frac{m}{\hbar^2}\right)^{1/2} \sum_i \left(\frac{n_i \Theta(E-E_i)}{(E-E_i)^{1/2}}\right)\mathrm{d}E \quad , \tag{2.16}$$

mit dem Entartungsfaktor n_i. Dieser trägt der Tatsache Rechnung, dass bei mehr als einer beschränkten Dimension verschiedene Kombinationen von diskreten k-Werten zu derselben Energie führen können.

In einem nulldimensionalen sogenannten Quantenpunkt ist $\boldsymbol{k}$ in allen Raumrichtungen quantisiert. Die Zustandsdichte lässt sich als eine Abfolge von Deltafunktionen darstellen. Abbildung 2.1 zeigt diese zusammen mit den Zustandsdichten für die höheren Dimensionen. Solche Quantenpunkte lassen sich etwa durch selbstorganisiertes Inselwachstum auf einer Oberfläche realisieren. Ein sehr bekanntes Beispiel ist das Stranski-Krastanov-Wachstum von InAs auf einer GaAs(001)-Oberfläche. Die geringe optische Linienweite, die in Photolumineszenzexperimenten an diesem System gemessen wurde, lässt sich durch eine deltaförmige Zustandsdichte erklären. Quantendrähte und -punkte lassen sich darüber hinaus lithografisch in so genannten *split-gate* Strukturen realisieren; für einen Überblick über niederdimensionale Halbleiterstrukturen sei auf eine Monografie von Barnham und Vvedensky [Bar01] verwiesen.

2.2 Erzeugung metallischer Strukturen

Im Vergleich zu Halbleiternanostrukturen befindet sich die Erzeugung niederdimensionaler metallischer Systeme immer noch in einem Anfangsstadium. Ein Grund dafür liegt in der unterschiedlichen Ladungsdichte n. Sie ist mit der für die elektronischen Eigenschaften charakteristischen Fermiwellenlänge λ_F über

$$k_\mathrm{F} = \frac{2\pi}{\lambda_\mathrm{F}} = \left(3\pi^2 n\right)^{1/3} \tag{2.17}$$

verbunden [Ash76]. Elektronen bilden quantisierte Zustände in einer Dimension aus, wenn ihre Wellenlänge vergleichbar mit den Abmessungen der Struktur ist. Die Effekte durch die räumliche Beschränkung der Elektronen werden als *Confinement* bezeichnet. Die (Volumen-) Ladungsdichte von Metallen wie zum Beispiel Kupfer ist relativ hoch ($n_\mathrm{Cu} = 9{\cdot}10^{28}\,\mathrm{m}^{-3}$ [Hun95]). So liegen typische Fermiwellenlängen im Bereich einiger Ångström.

Anders verhält es sich mit den Oberflächenzuständen der Edelmetalle, die ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) darstellen. Deren totale *Flächen*ladungsdichte ergibt sich gemäß Gleichung 2.12 zu

$$n_{2\mathrm{D}} = \frac{m^*}{\pi\hbar^2} E_0 \quad , \tag{2.18}$$

wobei m^* die effektive Masse der Elektronen und $E_0 < E_F$ die Einsatzenergie des Oberflächenzustands bezeichnet. Die dichtgepackten Oberflächen der Edelmetalle haben Ladungsdichten im Bereich von $n_{2D} \sim 10^{17}\,\mathrm{m}^{-2}$. Die Fermiwellenlängen betragen einige Nanometer [Kev87]. Somit lässt sich Confinement bei Oberflächenzuständen im Vergleich zu Volumenzuständen schon bei größeren Strukturen beobachten.

Zweidimensionale Systeme lassen sich in Form von dünnen Metallfilmen bei geeigneter Materialwahl relativ leicht herstellen. Wichtig für die Ausbildung quantisierter Zustände ist dabei die Frage, ob und wie das Substrat elektronisch vom Film entkoppelt ist. Für einen Überblick über die elektronische Struktur dieser Filme sei exemplarisch auf Chiang [Chi00] verwiesen.

Im Rahmen dieser Arbeit beschränken wir uns auf eindimensionale Ketten- oder Streifenstrukturen. Lithografische Methoden der neuesten Generation erlauben die Erzeugung von Strukturen mit 50 nm lateralen Abmessungen [Int02], und kommen daher noch nicht für metallische niederdimensionale Strukturen in Frage. Bis auf wenige Ausnahmen konzentriert sich die Forschung deshalb auf selbstorganisierte Systeme. Diese lassen sich grob in drei Klassen ordnen: intrinsische Systeme, reine strukturierte Oberflächen und modifizierte Oberflächen mit veränderten Adsorptionseigenschaften. Unter intrinsischen Systemen soll hier verstanden werden, dass ein mit geringer Bedeckung aufgedampftes Metall kettenartige Reihen auf der Oberfläche ausbildet. Hierzu zählen die metallinduzierten Halbleiter-Oberflächenrekonstruktionen, die im nächsten Abschnitt und in Kapitel 4 detaillierter dargestellt werden. Vizinale Oberflächen gehören zu den reinen strukturierten Oberflächen; sie werden am Beispiel von Cu(554) in Kapitel 5 näher untersucht. Oberflächen können entweder durch Verwendung von gestuften Flächen oder von chemischen Masken so verändert werden, dass metallische Adsorbate als Streifen oder atomare Ketten aufwachsen. Näheres wird in Abschnitt 2.5 erläutert.

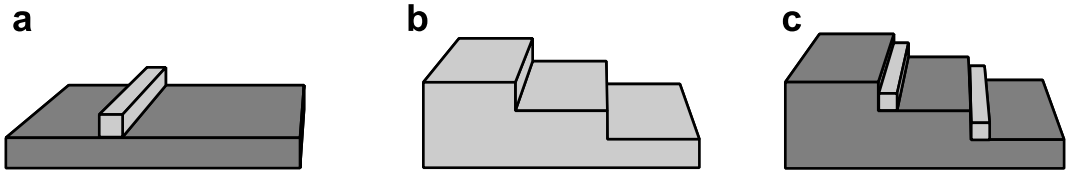

Abbildung 2.2: Verschiedene Möglichkeiten, eindimensionale Strukturen auf einer Oberfläche zu realisieren. (a) intrinsische Linien-/Kettenstrukturen. (b) vizinale Oberfläche. (c) Symbolische Darstellung, dass durch eine Oberflächenmodifikation (z.B. eine gestufte Oberfläche) die Adsorptionseigenschaften geändert werden können.

2.3 Atomare Ketten auf Oberflächen

2.3.1 Selbstorganisierte Ketten und Metallizität

Metallinduzierte Rekonstruktionen von Halbleiteroberflächen mit reihenartiger Struktur sind für eine Vielzahl von Systemen bekannt, so zum Beispiel Au/Si(111)-(5×2) [Hil97,

Los00], In/Si(111)-(4×1) [Nog87], oder die (2×2)-Phase von In, Al, Ga, Pb und Sn auf Si(100) [Bas91, Eva99, Yeo95a, Yeo95b, Glu98]; die letzten beiden Gruppen bilden Dimerreihen aus. Eine Gruppe, die in Kapitel 4 eine wichtige Rolle spielt, sind die M/Si(111)-(3×1)-Rekonstruktionen, wobei M für die monovalenten Elemente Li, Na, Ka und Ag steht.

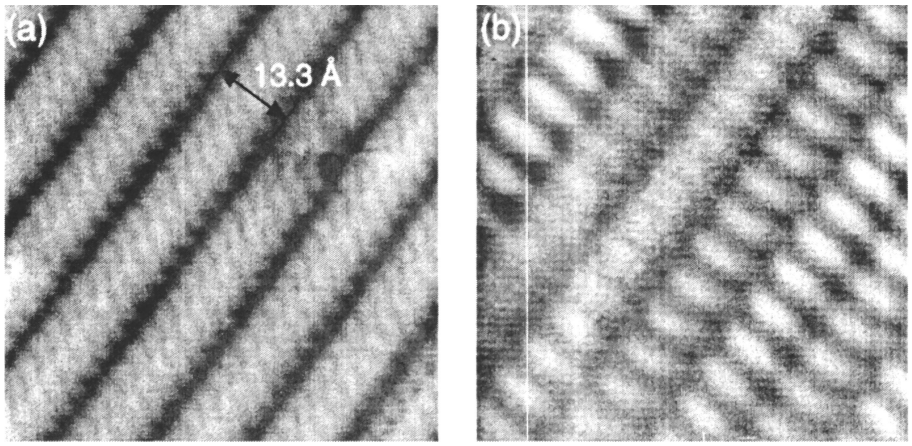

Abbildung 2.3: In-induzierte Rekonstruktion von Si(111) [Yeo01]. (a) STM-Bild der metallische In/Si(111)-(4×1)-Phase bei Raumtemperatur. Die Reihenstruktur verläuft entlang der ×1-Richtung. (b) STM-Bild bei 65 K. Die Ladungsdichte entlang der Reihen ist deutlich moduliert und weist nun ×2-Periodizität auf.

Fast alle erwähnten Oberflächen sind halbleitend, obwohl sie Ketten aus Metallatomen aufweisen. Einzig In/Si(111)-(4×1) hat eine metallische Bandstruktur. Es zeigt sich, dass auch die (4×1)-Phase bei tiefen Temperaturen instabil wird und eine Ladungsdichtewelle (*charge density wave*, CDW) beziehungsweise eine halbleitende (4×2)-Phase ausbildet (Abbildung 2.3) [Yeo99]. Dieses Verhalten erwartet man für eine Peierls-Instabilität[2]. Der Peierls-Mechanismus besagt, dass eine eindimensionale metallische Kette aus äquidistanten Atomen instabil ist [Pei55, Don01], und die Veränderung der Periodizität z.B. durch Dimerisierung zu einem Metall-Isolator-Übergang führen kann. Es könnte also sein, dass der Peierls-Mechanismus bei den anderen Systemen die Formation von metallisch leitenden Drähten aus atomaren Ketten verhindert.

2.3.2 Ketten durch atomare Manipulation

Eine elegante Methode, künstliche atomare Strukturen zu bauen, bietet die Tieftemperatur-Rastertunnelmikroskopie [Eig90]. Mithilfe von Spitzenmanipulation gelang es der Gruppe von Ho, lineare Au-Ketten auf einer NiAl(110)-Oberfläche zu formen [Nil02, Wal02]. Diese Oberfläche weist eine Pseudobandlücke oberhalb der Fermienergie auf, sodass die elektronische Struktur der Goldketten im relevanten Energiebereich nur schwach

[2] Neuere Strukturuntersuchungen mit Röntgenbeugung zeigen allerdings, dass es sich in Wirklichkeit um eine (8×2)-Phase handelt. Auch bei 20 K ist die Struktur der CDW noch nicht voll kondensiert. Das einfache Peierls-Modell muss daher modifiziert werden [Kum00].

an das Substrat gekoppelt ist. Die Goldatome sitzen in Brückenposition auf den Ni-Reihen. Atome innerhalb einer Kette lassen sich nicht mehr atomar auflösen, was ein Hinweis auf einen starken elektronischen Überlapp ist. Rastertunnelspektroskopie (*scanning tunneling spectroscopy*, STS) erlaubt es nun, die elektronische Struktur der Kette ortsaufgelöst zu untersuchen. Es stellt sich heraus, dass die Kette ein Energieband aus einem Atomorbital bildet, wie Abbildung 2.4 zeigt. Aus einer genauen Analyse der Spektren erhält man die effektive Masse der Elektronen entlang der Kette und die Abhängigkeit von der Kettenlänge. Die Zustandsdichte lässt sich relativ gut als Signatur eines 1D-Quantentopfes erklären (siehe Abschnitt 2.1.3); Abweichungen könnten auf Wechselwirkungen mit dem Substrat zurückzuführen sein.

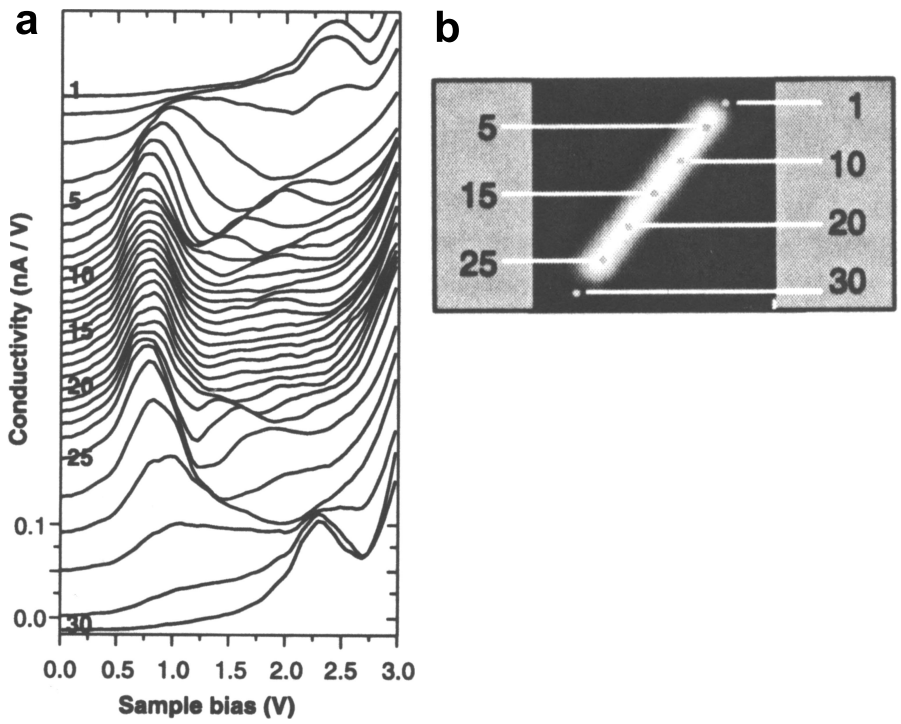

Abbildung 2.4: STS-Messungen an einer Kette aus 20 Au-Atomen auf NiAl(110) [Nil02]. (a) $\mathrm{d}I/\mathrm{d}V$-Spektren entlang der Kette. Das Band in der Mitte der Kette bei 0,75 V ist gut zu erkennen, während an den Rändern ein Maximun bei 2,4 V erscheint. (b) Markierung der Positionen, an der die Spektren in (a) aufgenommen wurden.

2.4 Vizinale Oberflächen

Unter vizinalen Oberflächen versteht man Oberflächen, deren Orientierung nur um einen kleinen Winkel ϕ von einer niedrigindizierten Oberfläche abweicht. Dies führt zur Ausbildung von Terrassen mit hochsymmetrischer Ausrichtung, die durch Stufen getrennt sind. Die genaue Oberflächenmorphologie kann sehr unterschiedlich ausfallen; es kann sich um eine mehr oder weniger regelmäßige Abfolge monoatomarer oder mehratomiger Stufen

handeln, oder aber die Terrassen sind durch Stufenfolgen („bunched steps“) voneinander getrennt. Rekonstruktionen können Vizinalflächen stabilisieren [Bar89, Vie98].

Die Morphologie ist im Allgemeinen durch die Thermodynamik bestimmt, wobei vor allem die Stufenentropie von Bedeutung ist. Im Grenzfall kleiner Stufendichte n gilt für die Oberflächenspannung [Wil94]:

$$f(T,\phi) = f_0(T) + \frac{\beta(T)}{h}\,|\tan\phi| + g(T)|\tan\phi|^3 \quad . \tag{2.19}$$

Für eine regelmäßig gestufte Oberfläche (Abbildung 2.5) ist die Stufendichte $n = L^{-1} = (\tan\phi)/h$, mit der Terrassenbreite L und der Stufenhöhe h. Die Oberflächenenergie der vizinalen Oberfläche setzt sich aus drei (temperaturabhängigen) Beiträgen zusammen. f_0 bezeichnet den Beitrag der Oberflächenspannung der (niedrigindizierten) Terrassen. Der zweite Term beschreibt den Beitrag der Stufen. Der letzte Term $g|\tan\phi|^3$ spiegelt den Verlust an freier Energie aufgrund von Stufen-Stufen-Wechselwirkungen wider. Dieser hängt stark von der Stufendichte ($\propto n^3$) ab. In der Tat findet man zum Beispiel bei vizinalen Cu(100) kurzreichweitige attraktive und repulsive Coulomb-Wechselwirkungen, die die Terrassenbreite beeinflussen [Fro91].

Viele niedrigindizierte Edelmetall-Oberflächen weisen zweidimensionale Oberflächenzustände auf. Da Stufen eine (mehr oder weniger transparente) Potentialbarriere für Elektronen darstellen, lassen sie sich auf vizinalen Oberflächen mit relativ schmalen Terrassen auf weniger als zwei Dimensionen beschränken. Au(788), eine vizinale Au(111)-Oberfläche, stellt einen Extremfall von totalem Confinement dar, und bilden senkrecht zu den Stufen nur diskrete Energieniveaus aus [Mug01]. Anders verhält es sich mit vizinalen Cu(111)-Oberflächen, bei denen die Elektronen auf verschiedenen Terrassen wechselwirken, wie in Kapitel 5 noch eingehend besprochen wird.

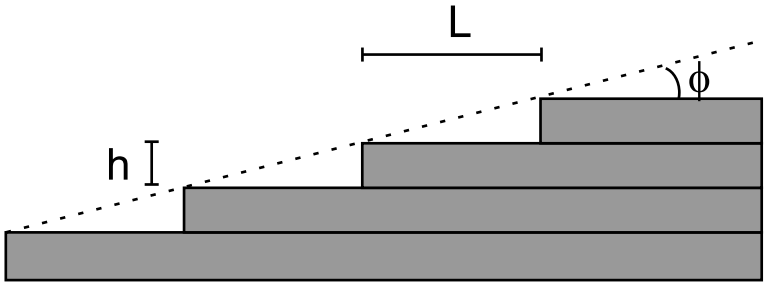

Abbildung 2.5: Modell einer vizinalen Oberfläche. Aufgrund der Fehlorientierung ϕ von einer Hochsymmetrierichtung bilden sich Terrassen der Breite L und Höhe h aus.

2.5 Masken für eindimensionale Strukturen

Die Adsorptionseigenschaften einer Oberfläche können so verändert werden, dass sich ketten- oder streifenartige Strukturen des Adsorbats auf dem Substrat bilden. Dieses

Verhalten soll als „Maske“ bezeichnet werden. Wir greifen hier zwei mögliche Mechanismen heraus: zum einen können Stufen als Adsorptionsplätze bevorzugt werden, oder sie stellen eine Diffusionsbarriere dar. Andererseits können Oberflächen chemisch so behandelt werden, dass danach aufgebrachte Metalle nicht mehr lagen- sondern streifenweise wachsen.

2.5.1 Gestufte Oberflächen als Masken

Metalle, die epitaktisch in Form von Stufendekoration aufwachsen, bilden bei Bedeckungen im Submonolagenbereich auf dem Substrat streifenartige Strukturen aus (zum Beispiel Kupfer auf vizinalem Mo(110) und W(110) [Jun95]). Kobaltatome auf Pt(997), einer vizinalen Pt(111)-Oberfläche, lassen sich von Streifen bis hin zu atomaren Ketten an den Substratstufen durch geeignete Wahl der Bedeckung realisieren [Gam00]. Die Kette aus Kobaltatomen (s. Abbildung 2.6) stellt ein eindimensionales ferromagnetisches System mit kurz- und langreichweitiger Ordnung dar [Gam02].

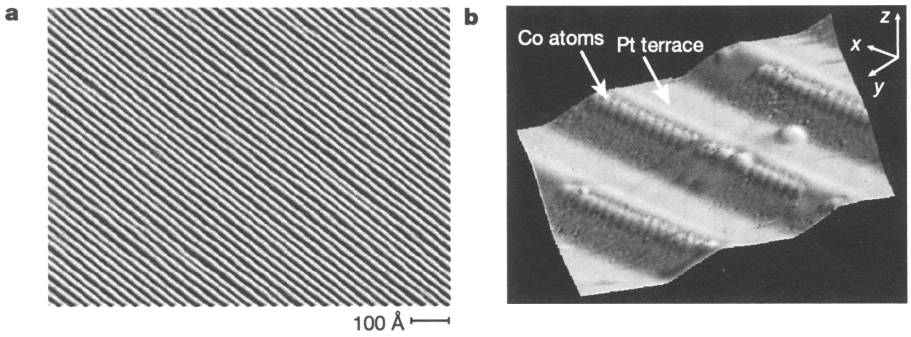

Abbildung 2.6: STM-Bilder der Pt(997)-Oberfläche [Gam02]. (a) Stufenartige Struktur von Pt(997) mit einer Terrassenbreite von ca. 20 Å (b) Monoatomare Co-Ketten dekorieren die Pt-Stufen.

Die gestufte Struktur der Vizinalflächen kann auch zu veränderten Rekonstruktionen führen. Ein in der Literatur kontrovers diskutiertes System ist Au/Si(557). Si(557) ist eine vizinale Si(111)-Oberfläche mit einer Fehlorientierung von 9,5° und sehr regelmäßiger Stufenstruktur [Kir01]. Wie schon in Abschnitt 2.3 erwähnt, bildet Au auf Si(111) die halbleitende (5×2)-Phase. Dagegen ist die Phase auf Si(557) metallisch und bildet ebenfalls Ketten auf dem Si-Substrat, deren Periodizität zunächst als (5×1)-Struktur identifiziert wurde. Eine Analyse der Photoemissionsspektren in der Nähe der Fermienergie, die zwei Maxima aufweisen, führte zu der Schlussfolgerung, dass es sich dabei um kollektive Ladungs- und Spinanregungen (Holon und Spinon) handelt [Seg99]. Diese kollektiven Anregungen werden für eine Luttinger-Flüssigkeit in einem eindimensionalen System vorhergesagt, bei dem das Fermi-Bild der nicht-wechselwirkenden Elektronen nicht mehr gültig ist [Lut63]. Spätere Untersuchungen zeigten aber, dass die Bänder nicht bei der Fermienergie konvergieren, was für eine Luttinger-Flüssigkeit zu erwarten wäre [Los01].

Die Autoren schlagen statt dessen vor, dass es sich um Bänder handelt, die von zwei fast entarteten Kettenkonfigurationen her rühren.

Es sei erwähnt, dass dieses System über seine ungewöhnlichen elektronischen Eigenschaften hinaus als atomarer Datenspeicher vorgeschlagen wurde [Ben02]. Überzählige oder nachträglich aufgedampfte Si-Atome auf den Goldketten lassen sich mit Hilfe einer STM-Spitze entfernen. Der Ausleseprozess erfolgt durch einen topografischen Scan entlang der Reihen. Durch erneutes Bedampfen lässt sich wieder eine vollständige Matrix aus Si-Atomen erzielen. Der große Vorteil gegenüber vielen früheren Ansätzen mit dem Tieftemperatur-STM (z.B. [Eig91]) liegt darin, dass der Schreib/Lese/Lösch-Mechanismus bei Raumtemperatur angewendet werden kann.

2.5.2 Chemische Masken

Eine andere Möglichkeit, metallische Streifenstrukturen zu erzeugen, ist die chemische Präparation der Oberfläche vor dem eigentlichen Aufdampf-Prozess. So wächst Ag auf einer Cu(100)-Oberfläche normalerweise lagenweise auf. Durch Stickstoff-Ionenbeschuss und anschließendem Tempern lässt sich auf der Cu-Oberfläche eine N/Cu(100)-c(2×2)-Phase erzeugen. Langsames Abkühlen sorgt dafür, dass sich die N-Inseln streifenartig anordnen. Dampft man nun 2 ML Ag auf, so bildet es zwischen den N-Inseln Streifen mit einer Breite von etwa 5 nm (Abbildung 2.7) [Sil99]. Auf ähnliche Weise lassen sich auch Co-Nanodrähte auf Cu(110) erzeugen [Yor01].

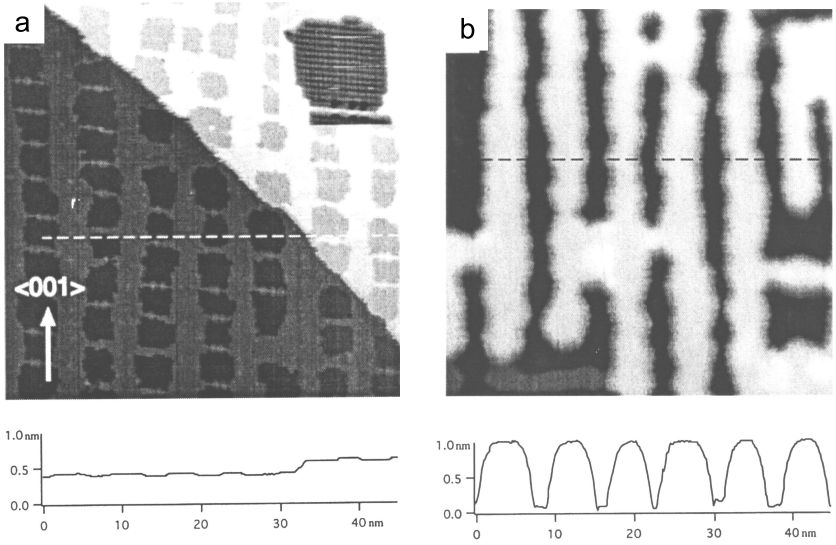

Abbildung 2.7: Ag-Streifen auf N/Cu(100)-c(2×2) [Sil99]. (a) STM-Bild ($50\times50\,\mathrm{nm}^2$) von reihenartig angeordneten N-Inseln auf einer Cu(100) Oberfläche. Das Kästchen rechts oben zeigt die atomar aufgelöste c(2 × 2)-Struktur. Unten ein Profil entlang der gestrichelten Linie im Bild. (b) STM-Bild ($50\times50\,\mathrm{nm}^2$) nach Deposition von 2 ML Ag auf der Oberfläche. Ag wächst bevorzugt zwischen den N-Inseln auf.