

Elektronen an Metalloberflächen und ihre Wechselwirkungen aus atomarer Perspektive

B. G. Briner

Die Anwendung des Rastertunnelmikroskops (Scanning Tunneling Microscope, STM) zum Studium von Metalloberflächen hat sich bis vor kurzem auf den Themenkreis der geometrischen Struktur (z.B. Wachstum, Inselbildung, Rekonstruktion) beschränkt. Dies erscheint etwas seltsam, wenn man bedenkt, daß das STM eigentlich die Ladungsdichte an der Oberfläche abtastet und deshalb für Untersuchungen der elektronischen Struktur geradezu prädestiniert sein sollte. Während tunnelsepektroskopische Untersuchungen an Halbleitern schon früh erfolgreich durchgeführt wurden, brachte auf Metallen erst die Verbindung von Tunnelmikroskopie und Tieftemperaturtechnik die zum Nachweis von elektronischen Struktureffekten notwendige Detektionsempfindlichkeit. Der folgende Beitrag beschreibt anhand mehrerer Beispiele, welche Möglichkeiten ein Tieftemperatur-STM für das Studium von Elektronenzuständen an Metalloberflächen und deren Wechselwirkung mit Adsorbaten bietet.

Einleitung

Die einfachste Methode, mit dem STM ein Bild aufzunehmen, ist der „topographische“ Modus. Das in dieser Betriebsart registrierte Signal ist im Grenzfall kleiner Tunnelspannungen proportional zur Ladungsdichte der Probenoberfläche am Fermi-Niveau [1]. Ein topographisches STM-Bild stellt also eigentlich eine Karte der *Ladungsdichteverteilung* dar, und die Bezeichnung „topographisch“ ist nur insofern berechtigt, als STM-Bilder von Metalloberflächen tatsächlich vor allem die geometrische Struktur erkennen lassen. Daß darüber hinaus auch rein elektronische Effekte zu einer Ladungsdichteveränderung führen, war vom theoretischen Standpunkt klar, man hielt es aber lange nicht für möglich, solche Effekte auch experimentell nachzuweisen. Ein Blick in die neuere Literatur zeigt, daß es vor allem dank der Konstruktion von Tunnelmikroskopen, die bei tiefen Temperaturen bis zu 4 K arbeiten, in den letzten Jahren gelungen ist, diese Herausforderung zu bewältigen.

Weshalb sind tiefe Temperaturen zum Studium von Metalloberflächen überhaupt notwendig? Eine Verbesserung der Energieauflösung durch Reduktion der thermischen Energie $k_B T$ ist eigentlich nur dann sinnvoll, wenn man spektroskopische Merkmale oder Anregungsmechanismen untersuchen will, deren Energie von vergleichbarer Größenordnung wie $k_B T$ ist. Valenzbandstrukturen an Metalloberflächen erfüllen diese Voraussetzung aber in der Regel nicht, wenn wir von Phänomenen absehen, welche auf die Elektron-Phonon-Kopplung zurückzuführen sind. In der Praxis hat sich gezeigt, daß ein Hauptvorteil der Tieftemperatur-Tunnelmikroskope in ihrer im Vergleich zu den Raumtemperaturinstrumenten besseren mechanischen Stabilität liegt. Neben der erhöhten Steifigkeit der Konstruktionsmaterialien spielt hier vor allem die aufwendige Entkopplung des STM von externen mechanischen Störungen eine wichtige Rolle – kon-

struktive „Details“ wie meterlange Pendel, Sandgruben oder schalldichte Kammern haben erst mit den Tieftemperaturinstrumenten Einzug in die STM-Labors gehalten. Der Stabilitätsgewinn führt zu einer höheren Auflösung, die es ermöglicht, auch geringe Ladungsdichteänderungen sichtbar zu machen.

Ein Beispiel hierfür sind die im nächsten Abschnitt diskutierten Ladungsdichteoszillationen, die in STM-Bildern mit einer „Korruption“ von nur einigen hundertstel Ångström erscheinen. Für einen anderen Themenkreis, das Studium der Adsorption, spielt hingegen neben den technischen Aspekten auch die Verringerung der thermischen Energie eine entscheidende Rolle. Wegen der oftmals niedrigen Diffusionsbarrieren kann die thermische Bewegung mancher Adsorbate nur bei tiefen Temperaturen unterdrückt werden. Dies ist jedoch eine Voraussetzung, um durch gleichzeitiges Abbilden von Adsorbat und Substratgitter Information über die Adsorptionsgeometrie zu gewinnen. Darüber hinaus ist es auch möglich, mit dem STM die mikroskopische Diffusion zu verfolgen, wenn die Temperatur so gewählt wird, daß die durchschnittliche Verweilzeit der Adsorbate in der Größenordnung von 1 – 1000 s liegt.

Ladungsdichteoszillationen

Ladungsdichteoszillationen entstehen durch die Streuung von Valenzelektronen an festen Hindernissen wie z. B. Stufenkanten oder Adatomen. Zum prinzipiellen Verständnis ihrer Entstehung genügt eine eindimensionale Betrachtung: Die Wellenfunktion eines freien Elektrons $\psi_k(x) = \exp(ikx)$ werde bei $x=0$ total reflektiert. Durch Überlagerung von einlaufender und reflektierter Welle ergibt sich die Gesamtwellenfunktion $\Psi(x) = \psi_k(x) + \psi_{-k}(x)$ und die entsprechende Ladungsdichte

$$\rho(x) = e|\Psi(x)|^2 = 2e(1 - \cos 2kx). \quad (1)$$

Dr. Beat G. Briner, Abteilung Oberflächenphysik, Fritz-Haber-Institut der MPG, Faradayweg 4-6, 14195 Berlin, e-mail: briner@fti-berlin.mpg.de

Wir erhalten also eine oszillatorische Störung der Ladungsdichte, deren Periode π/k den Wellenvektor widerspiegelt. Diese Betrachtung bildet den Kernpunkt der Idee, Informationen über die elektronische Struktur nahe der Fermi-Energie zu gewinnen, indem man Ladungsdichteoszillationen abbildet. Auf manchen Metalloberflächen existieren Elektronen, die sich parallel zur Oberfläche frei bewegen können, aber senkrecht dazu in einem Potentialwall gefangen sind. Elektronen in solchen Oberflächenzuständen [2] eignen sich besonders gut zum Nachweis von Ladungsdichtewellen, denn deren Reichweite nimmt zu, wenn man die Beweglichkeit der Elektronen auf zwei Dimensionen einschränkt.

1993 gelang es erstmals, Ladungsdichteoszillationen auf Cu(111) und Au(111) mit dem STM abzubilden [3]. Die (111)-Oberflächen der Edelmetalle besitzen einen Oberflächenzustand, dessen Dispersion derjenigen von freien Elektronen entspricht, d. h. die Elektronen propagieren isotrop, und ihre Energie ist proportional zu k^2 . Abb. 1a illustriert, wie Ladungsdichtewellen freier Elektronen im STM sichtbar werden. Das bei 5 K aufgenommene Topographiebild von Au(111) zeigt zunächst ein zickzackförmiges Muster, das auf die Rekonstruktion dieser Oberfläche, d. h. Stapelfehler in der obersten Monolage, zurückzuführen ist. Zusätzlich erkennen wir bei genauem Hinsehen, daß die in Abb. 1a blau kolorierten Adatome von konzentrischen, kreisförmigen Wellenzügen umschlossen sind. Dies sind Ladungsdichtewellen, die darauf hinweisen, daß die Adatome als Streuzentren für die Elektronen des Oberflächenzustands wirken. Abb. 1a zeigt, daß eine gute z-Auflösung notwendig ist, um Ladungsdichtewellen direkt im Topographiebild sichtbar zu machen. Die Rekonstruktion wird mit $\Delta z \approx 0.15 \text{ \AA}$ abgebildet, während die Ladungsdichtewellen nur eine Amplitude von maximal 0.02 \AA aufweisen.

Zur Analyse topographischer STM-Bilder hat sich die Berechnung einer zweidimensionalen Fourier-Transformation als sehr hilfreich erwiesen [4]. Abb. 1b zeigt ein solches Fourier-Bild für Au(111). Da das zugrundeliegende Topographiebild mit geringer Spannung aufgenommen wurde, enthält es ausschließlich Ladungsdichtewellen von Elektronen nahe der Fermi-Energie E_F . Im Fourier-Bild erscheint ein Kreis mit Radius $2k_F$, der die Menge aller Wellenvektoren k des Oberflächenzustands mit $E(k) = E_F$ repräsentiert. Für Volumenzustände entspricht diese Menge der Fermi-Fläche; in Analogie dazu können wir den Kreis in Abb. 1b als Fermi-Linie des Oberflächenzustands deuten. Durch Fourier-Analyse von Leitfähigkeitsbildern, die bei verschiedenen Tunnelspannungen aufgenommen werden, läßt sich auch die Dispersion des Oberflächenzustands bestimmen. Diese Art der Bandstrukturbestimmung ist im Gegensatz zur Photoemission nicht auf die Untersuchung von besetzten Zuständen beschränkt – es ist egal, ob man aus einem besetzten Zustand der durch Gl. (1) beschriebenen Form hinaus- oder in einen solchen unbesetzten Zustand hineintunnelt. Die Dispersion läßt sich mittels STM jedoch nur in einem kleinen Energiebereich (etwa $\pm 2 \text{ eV}$) um die Fermi-Energie bestimmen, und es ist bis jetzt noch nicht gelungen, Ladungsdichtewellen von d-artigen Zuständen abzubilden, da diese Zustände ins Vakuum auf sehr kurzer Distanz abklingen.

Bloch-Elektronen

Freie Elektronen in Metallen sind eigentlich etwas uninteressant, denn sie repräsentieren den Grenzfall vernachlässigbarer Wechselwirkung zwischen Elektronen und Gitterpotential. Gerade diese Wechselwirkung entscheidet aber über die individuellen Eigenschaften unterschiedlicher Metalle. Es stellt sich nun natürlich die Frage, wie sich die Elektron-Gitter-Wechselwirkung in den

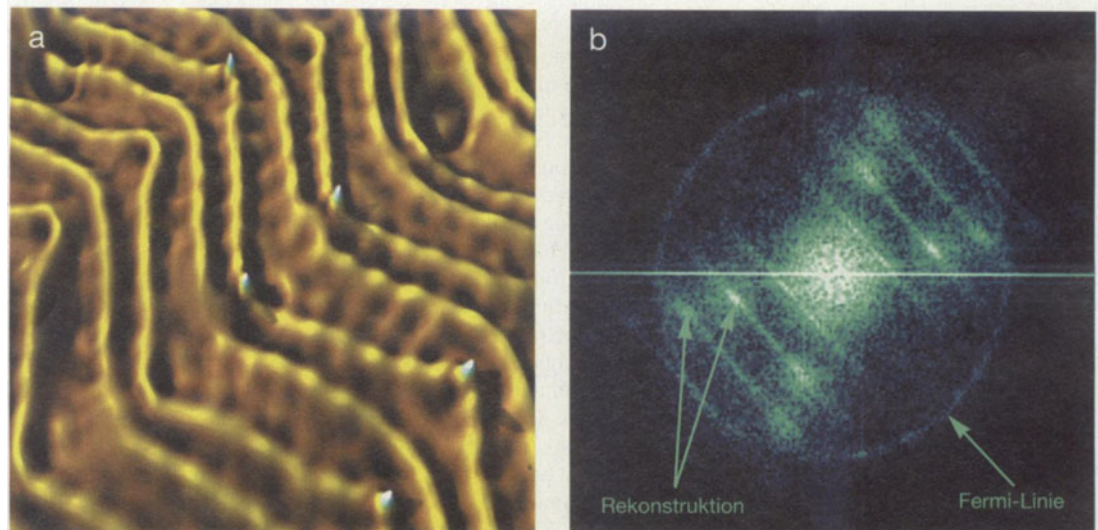
Ladungsdichtewellen widerspiegelt. Zur Klärung dieser Frage greifen wir auf unser eindimensionales Modell zurück, beschreiben die Elektronen aber mit Bloch-Funktionen $\psi_k(x) = \exp(ikx) \sum_n a_n \exp(inGx)$, um die Wechselwirkung mit dem Gitter zu berücksichtigen (G bezeichnet hier einen inversen Gittervektor). Totalreflexion bei $x=0$ führt zu folgendem Ausdruck für die Ladungsdichte:

$$\rho_k(x) = 2ea_0[(1 - \cos 2kx) + 2a_1(\cos Gx - \cos(G+2k)x) + 2a_{-1}(\cos Gx - \cos(G-2k)x) + \dots] \quad (2)$$

Der wesentliche Unterschied zu freien Elektronen besteht gemäß Gl. (2) darin, daß die Ladungsdichtewellen mehrere Perioden enthalten, die sich voneinander durch inverse Gittervektoren unterscheiden. Da die Amplituden der zusätzlichen Oszillationsterme die jeweiligen Entwicklungskoeffizienten a_n enthalten, ist es im Prinzip möglich, aus der Stärke der verschiedenen spektralen Komponenten auf die Form der elektronischen Wellenfunktionen zu schließen.

Solche multiperiodischen Ladungsdichteoszillationen konnten auf der Be(10 $\bar{1}$ 0)-Oberfläche mit dem STM identifiziert werden [5, 6]. Abb. 2 illustriert, daß hier im Vergleich zu Au(111) deutliche Unterschiede auftreten. Die in dem Topographiebild (Abb. 2a) sichtbaren Wellenmuster sind stark anisotrop. Dies wird besonders deutlich in der Nähe des gelb kolorierten Adatoms. Während Adatome auf Au(111) kreisförmige Wellen erzeugen, finden wir hier nur eine lokale Verzerrung der planaren Wellenfronten, die eine Art Moiré-Muster hervorruft. Zur Interpretation der Ladungsdichteoszillationen auf Be(10 $\bar{1}$ 0) erweist sich die Fourier-Analyse als entscheidendes Hilfsmittel. Abb. 2b zeigt zwei auf einer Diagonalen liegende Punkte, die im Fourier-Raum den parallelen Wellenzügen entsprechen. Konzentrisch um diese „Gitterpunkte“ finden sich zwei halb-ellipti-

Abb. 1: a) Topographiebild der Au(111)-Oberfläche (Tunnelspannung $U_T = 3 \text{ mV}$, Tunnelstrom $I_T = 150 \text{ pA}$). Die perspektivische Darstellung zeigt einen etwa $300 \text{ \AA} \times 300 \text{ \AA}$ großen Flächenausschnitt. Einige Adatome (blau koloriert) erscheinen an den zickzackförmigen „Bergen“ der $(22 \times \sqrt{3})$ -Rekonstruktion. b) Fourier-Bild (genauer: Logarithmus des Powerspektrums) von Au(111). Innerhalb der kreisförmigen Fermi-Linie des Oberflächenzustands befinden sich mehrere Maxima, die alle von der Rekonstruktion herrühren.



sche Linien, die wiederum die Fermi-Linie des Oberflächenzustands repräsentieren. Interessanterweise erscheint jedoch zusätzlich zu diesen Halbellipsen eine deutlich schwächer ausgeprägte elliptische Linie im Zentrum des Bildes. Diese Ellipse weist identische Dimensionen wie die Fermi-Linien auf und ist gegenüber diesen um einen inversen Gittervektor verschoben. Daraus läßt sich schließen, daß die zentrale Ellipse in der Tat eine zusätzliche Ladungsdichtewelle des gleichen Oberflächenzustands darstellt. Hier wird also der Unterschied zwischen freien Elektronen und Bloch-Elektronen direkt sichtbar.

Adsorbatdiffusion

Die Möglichkeit, mit dem STM Bloch-Wellen zu erkennen, wird auch genutzt, um die atomare Struktur von Metalloberflächen abzubilden. Entgegen der weitverbreiteten Ansicht, man könne mit dem STM routinemäßig Atome „sehen“, erweist sich dieses Unterfangen wegen der geringen Ladungsdichtekorrigation auf Metallen als schwierig. Der Aufwand ist aber durchaus sinnvoll, wenn man die Adsorptionsgeometrie kleiner Moleküle studieren will. Leider können wir hier aus Platzgründen nicht auf die Bestimmung des Adsorptionsplatzes mittels STM eingehen und verweisen deshalb auf Ref. [7]. Durch geeignete Temperaturwahl kann erreicht werden, daß Adsorbate gerade zu diffundieren beginnen, während ihre thermische Bewegung aber noch mit sehr geringer Rate stattfindet. Unter diesen Bedingungen ist es möglich, die Adsorbatdiffusion mit dem STM zu verfolgen. Die ersten derartigen Messungen wurden an metallischen Adatomen auf Halbleitern durchgeführt [8]. Erst in jüngster Zeit gelang es, auch die Bewegung von schwächer gebundenen Adsorbaten zu beobachten [9]. Hier stellen wir zwei Studien der Diffusion von CO vor, die sich wegen der geringen Wechselwirkungen

zwischen Adsorbaten und Metalloberfläche von ähnlichen, früher durchgeführten Experimenten unterscheiden. Auf Cu(110) ist CO sehr schwach gebunden, die Moleküle desorbieren bei etwa 200 K. Entsprechend der niedrigen Bindungsenergie setzt die CO-Diffusion schon bei Temperaturen um 40 K ein. Bildserien, die zwischen 42 und 53 K aufgenommen wurden, ermöglichen es, die Sprungraten für einzelne Moleküle zu bestimmen, aus denen schließlich eine Aktivierungsenergie von 97 meV resultierte [10].

Die Diffusion von CO auf Cu(110) ist nicht nur in erster Linie wegen der geringen Aktivierungsenergie interessant, sondern weil CO-CO-Wechselwirkungen einen bedeutenden Einfluß auf die Molekülbewegung ausüben. Auf dem in Abb. 3a gezeigte Topographiebild findet man neben einzelnen Molekülen auch Dimere und längere Ketten. Die Bindung in den CO-Ketten ist sehr schwach, denn es wurde beobachtet, daß solche Ketten schon durch thermische Bewegung aufbrechen können. STM-Daten suggerieren, daß diese Bindung durch eine Änderung der Ladungsdichte auf der Kupferoberfläche vermittelt wird. Isolierte Moleküle erscheinen in Abb. 3a als Vertiefungen. Im Gegensatz dazu werden die Ketten mit lokalen Maxima abgebildet, die *zwischen* den Positionen der einzelnen CO-Moleküle liegen und folglich auf eine lokale Ladungsdichteänderung hinweisen. Abb. 3b und 3c illustrieren, daß neben einzelnen Molekülen auch ganze Ketten diffundieren. Abb. 3b zeigt denselben Oberflächenausschnitt wie Abb. 3a nach einer Wartezeit von 580 s. Alle Adsorbate, die ihren Platz während dieser Zeit gewechselt haben, werden in dem Differenzbild (Abb. 3c) sichtbar. Dieses Bild ist farbkodiert: Die Adsorbatpositionen von Abb. 3a sind gelb und diejenigen von Abb. 3b grün dargestellt. Man erkennt in Abb. 3c, daß sich neben einzelnen Molekülen auch mehrere CO-Dimere und ein CO-Trimer verschoben haben.

Eine quantitative Untersuchung hat erstaunlicherweise ergeben, daß CO-Dimere *schneller* als einzelne Moleküle diffundieren. Die theoretische Beschreibung der Diffusionskonstanten enthält einen Entropieterm ΔS . In unserem Fall bezeichnet ΔS den Entropieunterschied zwischen einem CO-Dimer im Grundzustand und einem „angeregten“ Dimer, d. h. einem Dimer, der gerade aufzubrechen beginnt. Es konnte nachgewiesen werden, daß eine Verringerung von ΔS für die erhöhte Dimermobilität verantwortlich ist [10]. Dieser Effekt kommt vermutlich dadurch zustande, daß die Entropie im Grundzustand eines Dimers durch teilweises Unterdrücken der Molekülschwingungen reduziert wird. Das Beispiel CO/Cu(110) zeigt, daß es durchaus lohnt, Systeme mit schwachen Wechselwirkungen zu untersuchen, denn die Entropie kann nur deshalb einen wesentlichen Einfluß auf die Diffusion erlangen, weil sowohl die Wechselwirkung zur Substratoberfläche wie auch die CO-CO-Wechselwirkung gering sind.

Diffusion in Ladungsdichtewellen

Es stellt sich natürlich die Frage, ob und in welcher Weise die im ersten Teil dieses Beitrags diskutierte Ladungsdichteooszillationen die Adsorbatdiffusion beeinflussen. Diese Thematik wurde für CO auf Ag(111) experimentell untersucht. Ag(111) rekonstruiert im Gegensatz zu Au(111) nicht, besitzt aber denselben Oberflächenzustand. CO ist auf Ag(111) nur physisorbiert, d. h. bei der Bindung findet kein Ladungsaustausch zwischen Molekül und Oberfläche statt. Da physisorbierte Spezies einen großen Abstand zur Oberfläche aufweisen, kann man erwarten, daß die Gitterkorrigation nur ein geringes Hindernis für die CO-Diffusion darstellt. Folglich ist es durchaus denkbar, daß die Diffusionsbarriere durch Ladungsdichteooszillationen modifiziert wird. Immerhin wurde schon 1978 theoretisch hergeleitet, daß

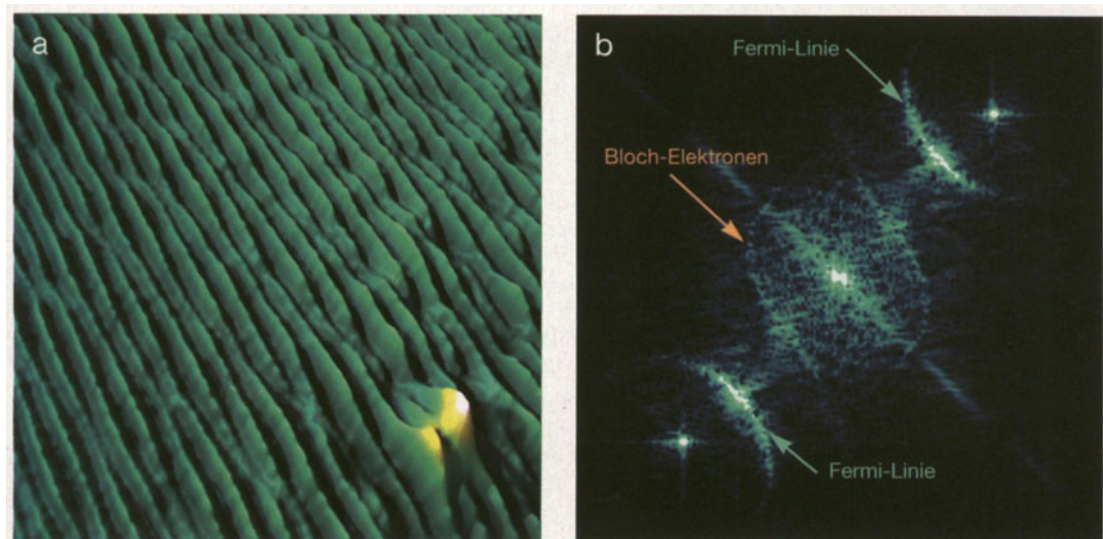


Abb. 2: a) Topographiebild der Be(10 $\bar{1}0$)-Oberfläche ($U_T = 10$ mV, $I_T = 100$ pA) mit einem Adatom (gelb koloriert). b) Fourier-Bild von Be(10 $\bar{1}0$) (aus [6]). Die beiden markierten Halbellipsen repräsentieren die Fermi-Linie des Oberflächenzustands. Zusätzlich erscheint im Zentrum des Bildes eine Ellipse, die gegenüber den Fermi-Linien um einen reziproken Gittervektor verschoben ist und anzeigt, daß die Elektronen auf Be(10 $\bar{1}0$) als Bloch-Wellen beschrieben werden müssen.

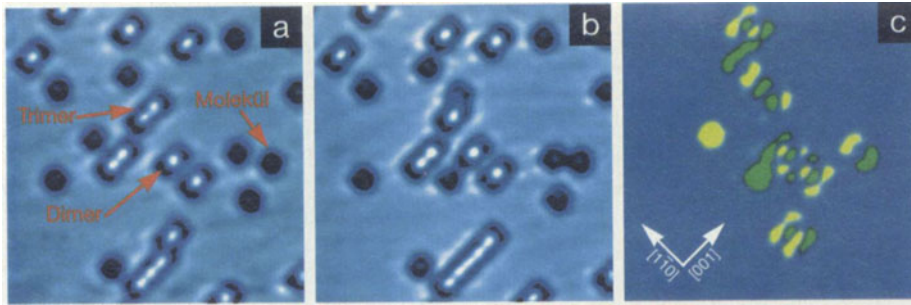


Abb. 3: a) $75 \text{ \AA} \times 75 \text{ \AA}$ großes Topographiebild von CO/Cu(110), aufgenommen bei 44 K. b) Bild desselben Oberflächenausschnitts, 580 s später. c) Differenzbild (farbkodiert). Adsorbate, die einen Platzwechsel erfahren haben, werden gelb-grün dargestellt, wobei gelb die Ausgangsposition und grün die Endposition markiert.

Ladungsdichtewellen eine oszillatorische Wechselwirkung zwischen zwei Adatomen vermitteln [11].

Abb. 4 illustriert, wie CO bei 5 K auf Ag(111) adsorbiert. In dem STM-Bild ist ein komplexes Muster von Ladungsdichteoszillationen zu erkennen. CO wird wie auf Cu(110) mit negativem Kontrast abgebildet (zur Verdeutlichung sind die Moleküle in Abb. 4 blau koloriert). Es fällt sofort auf, daß die Adsorbate nicht gleichmäßig verteilt sind; CO sammelt sich vorzugsweise in den „Gräben“ der Ladungsdichtewellen, d. h. in Regionen mit reduzierter Ladungsdichte an. Bei 5 K ist die CO-Diffusion noch unterdrückt. Die ungleichmäßige Anordnung der Adsorbate deutet deshalb darauf hin, daß CO nicht sofort immobilisiert wird, nachdem es aus der Gasphase auf die Oberfläche trifft, sondern seine kinetische Energie, die einer Gastemperatur von 300 K entspricht, im Verlauf eines transienten Diffusionsprozesses an das Substrat abgibt. Obwohl hier also zunächst noch keine thermische Bewegung sichtbar wird, kann man schließen, daß die

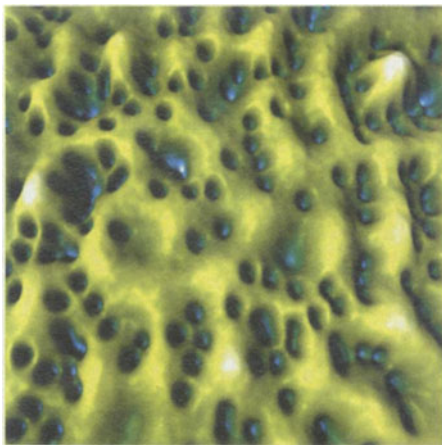


Abb. 4: Topographiebild von CO/Ag(111), aufgenommen bei 5 K ($U_T = 10 \text{ mV}$, $I_T = 11 \text{ pA}$). Die CO-Moleküle werden mit negativem Kontrast (d. h. als Vertiefungen) abgebildet und sind hier zur Verdeutlichung blau koloriert. Die Adsorbateverteilung ist inhomogen; CO findet sich bevorzugt in den Minima der Ladungsdichteoszillationen [12].

Ladungsdichtewellen in der Tat einen Einfluß auf die adsorbierten Moleküle ausüben.

Schon bei einer leichten Temperaturerhöhung setzt die Diffusion von CO auf Ag(111) ein; sie läßt sich zwischen 10 und 15 K im STM verfolgen. Die Experimente bestätigen, daß die Adsorbatebewegung durch die Ladungsdichtewellen beeinflusst wird. Eine quantitative Analyse der Daten gestaltet sich aus folgendem Grund jedoch schwierig: Einerseits bewegen sich die Moleküle in dem durch *statische* Streuzentren (Stufenkanten, Defekte) erzeugten Wellenmuster. Andererseits streut CO selbst aber ebenfalls die Elektronen des Oberflächenzustands. Der Streuerschnitt einzelner Moleküle ist zwar gering, aber bei zunehmender Adsorbatebedeckung kann dieser Effekt nicht mehr vernachlässigt werden. Gemäß den experimentellen Daten verhält sich die Streuphase so, daß die Moleküle in einem Minimum der selbst erzeugten, *dynamischen* Ladungsdichtewelle liegen. Wenn die Adsorbate diffundieren, so nehmen sie gleichsam ihre „eigene“ Ladungsdichtewelle mit und stören dadurch die benachbarten Moleküle in einem Aktionsradius von mindestens einer Wellenperiode (d. h. 38 \AA). Diese über die Elektronen des Oberflächenzustandes vermittelte repulsive CO-CO Wechselwirkung führt dazu, daß die Adsorbatebewegung in hochgradig korrelierter Weise abläuft. Die Messungen zu diesem Projekt werden noch fortgeführt, um die Diffusionsparameter präzise zu bestimmen. Aufgrund der vorhandenen Daten schätzen wir, daß die Aktivierungsbarriere etwa 10 meV beträgt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß es mit Tieftemperatur-Tunnelmikroskopen gelungen ist, die Eigenschaft des STM als Ladungsdichtemikroskop gezielt zu nutzen, um Elektronenzustände auf Metalloberflächen abzubilden und ihre Wechselwirkungen mit Adsorbaten, Oberflächendefekten und dem Gitterpotential auf atomarer Skala zu untersuchen. Es ist zu erwarten, daß sich STM-basierte Arbeiten in Zukunft weniger der Abbildung der Oberflächengeometrie und vermehrt dem Studium elektronischer Eigenschaften widmen werden.

Dank

Ich möchte an dieser Stelle Alex Bradshaw für seinen motivierenden Rat und die vielfältige Unterstützung danken. Mein Dank geht auch an Hans-Peter Rust, Marcus Doering, Ralf Liebenow, Philip Hofmann, Ward Plummer, Jörg Buisset, Larry Cramer und Erhard Schweizer, die alle durch ihr Engagement zum Erfolg unseres Tieftemperatur-STM-Projekts beigetragen haben.

Literatur

- [1] J. Tersoff, D. R. Hamann, Phys. Rev. Lett. **50**, 1998 (1983); Phys. Rev. B **31**, 805 (1985).
- [2] N. Memmel, E. Bertel, Phys. Bl., April 1997, S. 323.
- [3] M. F. Crommie, C. P. Lutz, D. M. Eigler, Nature **363**, 524 (1993). Y. Hasegawa, Ph. Avouris, Phys. Rev. Lett. **71**, 1071 (1993).
- [4] P. T. Sprunger, Ph. Hofmann, L. Petersen, E. Laegsgaard, F. Besenbacher, B. G. Briner, M. Doering, H.-P. Rust, A. M. Bradshaw, E. W. Plummer, Phys. Rev. B, im Druck (1998).
- [5] Ph. Hofmann, B. G. Briner, M. Doering, H.-P. Rust, E. W. Plummer, A. M. Bradshaw, Phys. Rev. Lett. **79**, 265 (1997).
- [6] B. G. Briner, Ph. Hofmann, M. Doering, H.-P. Rust, E. W. Plummer, A. M. Bradshaw, Europhys. Lett. **39**, 67 (1997).
- [7] M. Doering, J. Buisset, H.-P. Rust, B. G. Briner, A. M. Bradshaw, Faraday Discuss. **105**, 163 (1996).
- [8] E. Ganz, S. K. Theiss, I.-S. Hwang, J. A. Golovchenko, Phys. Rev. Lett. **68**, 1567 (1992).
- [9] J. V. Barth, T. Zambelli, J. Winterlin, R. Schuster, G. Ertl, Phys. Rev. B **55**, 12902 (1997).
- [10] B. G. Briner, M. Doering, H.-P. Rust, A. M. Bradshaw, Science **278**, 257 (1997).
- [11] K. H. Lau, W. Kohn, Surf. Sci. **75**, 69 (1978).
- [12] R. Liebenow, H.-P. Rust, B. G. Briner, A. M. Bradshaw, vorl. Resultate (1998).