

**Die elektrische Leitfähigkeit
granularer Silberschichten
auf Si(111)**

*Vom Fachbereich Physik
der Universität Hannover*

*zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften*

Dr. rer. nat.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Roland Altsinger

geboren am 30. 03. 1961

in Hildesheim

1 9 8 9

Referent : Prof. Dr. M. Henzler

Coreferent: Prof. Dr. H.-U. Everts

Tag der mündlichen Prüfung: 18. 12. 1989

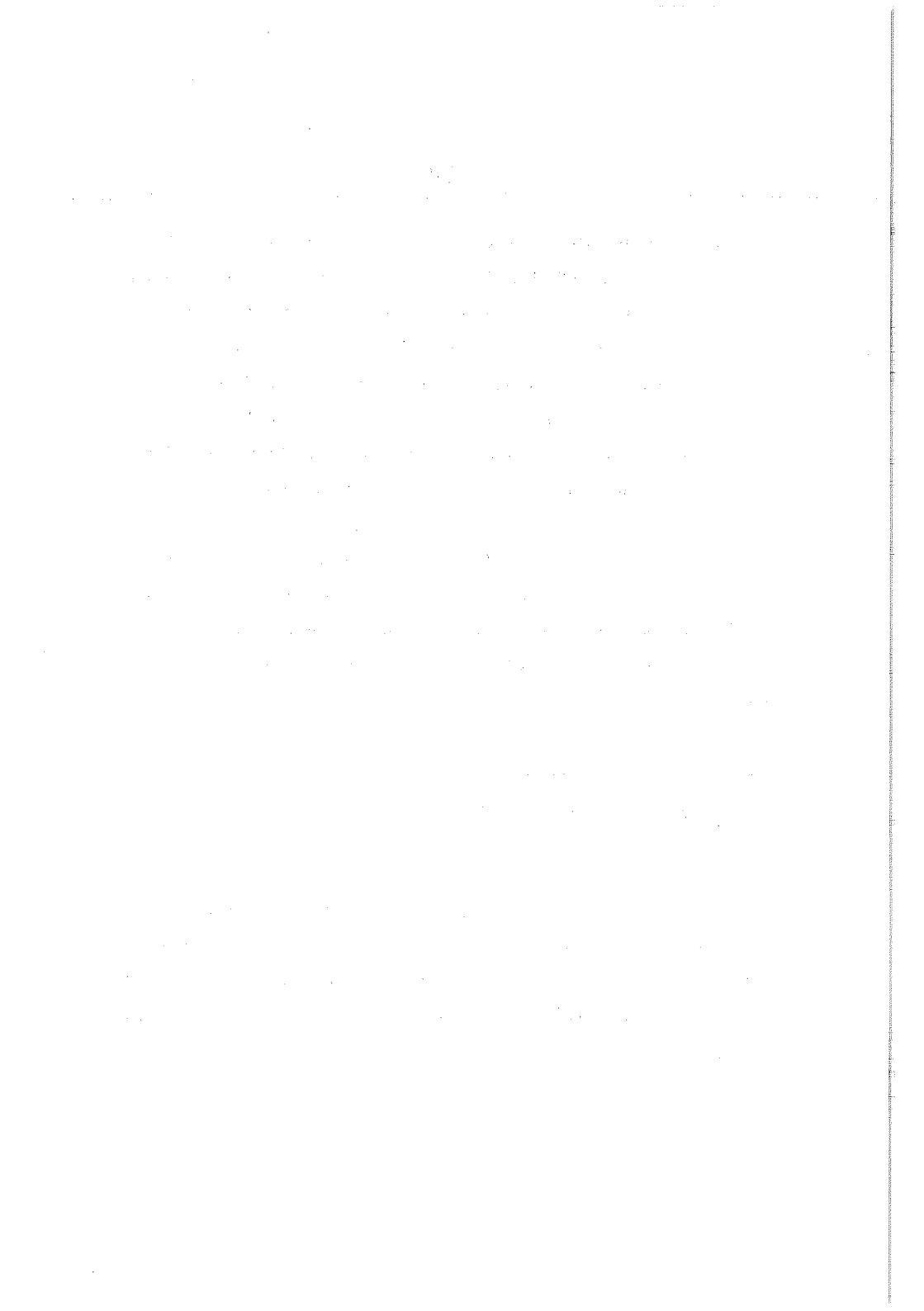
Zusammenfassung

Im UHV auf Si(111)-Wafeln hergestellte dünne Ag-Schichten zeigen bei 100 K keine metallische Leitfähigkeit. Bei Raumtemperatur weicht der Widerstand dicker Schichten (> 50 ML) nur wenig vom Ag-Widerstand ($1,6 \mu\Omega\text{cm}$) ab. Unterhalb 240 K nimmt die Leitfähigkeit innerhalb von 50 K um mehrere Größenordnungen ab. Unabhängig von der Schichtdicke (5 ML-100 ML), der Aufdampftemperatur (60 K-300 K) und Art der Unterlage (7×7 , $\sqrt{3}$, "milky-phase", Oxyd), zeigen alle hergestellten Schichten diesen Effekt. Lediglich Übergangstemperatur und -amplitude können variieren.

Unter Beleuchtung ist der Leitwert bis zu tiefen Temperaturen (50 K) metallisch. Der Restwiderstand einer 100 ML-Schicht beträgt dann $3 \mu\Omega\text{cm}$ und der Temperaturkoeffizient stimmt mit dem von Ag überein ($6 \text{ n}\Omega\text{cm/K}$). Eine 5 ML-dicke Schicht zeigt trotz Beleuchtung einen negativen Temperaturkoeffizienten von $-11 \text{ n}\Omega\text{cm/K}$.

Hochauflösende SEM-Aufnahmen einer 100 ML dicken, bis 500 K getemperten und noch perkolierenden Schicht zeigen Kristallite mit einer Größe von 50 nm - 500 nm.

Die Messungen des Leitwertübergangs lassen sich mit einer temperaturabhängigen Tunnel-Barriere zwischen einzelnen Ag-Kristalliten erklären. Der physikalische Mechanismus für das Auftreten dieser Barriere ist noch nicht bekannt. Der Quantum-Size-Effekt wird als eine Möglichkeit in Betracht gezogen.



Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	
1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	
2.1. Leitfähigkeit in dünnen Schichten	3
2.2. Der Tunnel-Effekt	5
2.3. Der Quantum-Size-Effekt (QSE)	11
3. Experimenteller Aufbau	
3.1. Überblick	14
3.2. Weiterentwicklungen	15
3.3. Kristallhalter	16
3.4. Elektrischer Aufbau	17
3.5. Meßprinzip	19
4. Meßergebnisse	
4.1. Überblick	21
4.2. Temperaturabhängige Messungen ohne Beleuchtung	24
4.2.1. Tempern	24
4.2.2. Verschiedene Aufdampftemperaturen	26
4.2.3. Verschiedene Oberflächen: 7x7 - $\sqrt{3}$	27
4.2.4. Verschiedene Oberflächen: 7x7 - Oxyd	29
4.2.5. Verschiedene Oberflächen: 7x7 - "milky-phase"	30
4.2.6. Vergleich: vor Belüften (im UHV) - nach Belüften	31

4.3.	Temperaturabhängige Messungen mit Beleuchtung	33
4.3.1.	Ausheilen	33
4.3.2.	Temperaturkoeffizienten (T.C.)	34
4.4.	Bedeckungsabhängige Messungen	39
4.4.1.	Im isolierenden Temperaturbereich (ohne Licht)	39
4.4.2.	Im optimalen Wachstumsbereich (mit Licht)	40
4.4.3.	Im gut leitenden Temperaturbereich	41
4.5.	Monochromatische Photoleitung	43
5.	Diskussion	
5.1.	Struktur der Ag-Schichten	45
5.2.	Schottky-Barriere	49
5.3.	Quantum-Size-Effekt der Kristallite	51
5.4.	Tunnel-Effekt	53
	Schluß	63



Die hier verwendete Apparatur ermöglicht Leitfähigkeits- Halleffekt- und Magnetowiderstandsmessungen im UHV [14]. Diese einmalige Kombination erlaubt die elektrische Untersuchung von dünnen Schichten ohne Proben-transfer [15]. Damit können interessante Fragestellungen untersucht werden:

- Welchen Einfluß hat die Oberfläche auf den elektrischen Transport ?
- Ab welcher Schichtdicke leitet eine Schicht ?
- Werden Elektronen an Stufen gestreut ?
- Wie ändert sich die Leitfähigkeit bei Ionenbeschuß ? (Ordnungs- Unordnungsübergang)

Schon die ersten Messungen am System Ag auf Si zeigten, daß diesen Fragen eine weitere hinzuzufügen war: Warum leitet Ag bei 100 K nicht?

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Leitfähigkeit in dünnen Schichten

Bei der Diskussion der Leitfähigkeit dünner Schichten müssen viele Mechanismen beachtet werden [16]. Schon bei der Reduktion der Schichtdicke muß die Streuung an der Oberfläche gesondert behandelt werden. Solange die mittlere freie Weglänge λ klein gegenüber der Schichtdicke d ist, geschieht dies mit Hilfe der Boltzmannschen Transportgleichung und führt zum Beispiel auf die Theorie von Fuchs [17]. Danach hängt die Stärke mit der der Widerstand bei dünnen Schichten ansteigt von dem phänomenologischen Spiegel-Parameter P ab, der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Elektron bei Auftreffen auf die Oberfläche spiegelnd reflektiert wird. Im Grenzfall $P=1$ würde dann keine Abhängigkeit des spezifischen Widerstands von der Schichtdicke auftreten.

Im Schichtdickenbereich < 100 ML können jedoch quantenmechanische Effekte auftreten, da die Elektronen an den Schichtgrenzen reflektiert werden und stehende Wellen bilden. Dieses Phänomen ist als Quantum-Size-Effekt (Q.S.E) bekannt [18,19]. Bei geringer Anhebung der elastischen Streuung in der Schicht kann der Wellencharakter der Elektronen zu einer leichten Widerstandsänderung bei tiefen Temperaturen führen. Im Gegensatz zur Anderson-Lokalisation nennt man diesen Effekt schwache Lokalisation [5].

Bei starker Störung der Schichtstruktur entstehen zunächst an den Bandgrenzen diskrete Niveaus, in denen die Elektronen lokalisiert sind. Bei Veränderung des Fermi-niveaus erfolgt ein Übergang vom metallischen zum isolierenden Zustand (Metal Insulator Transition, MIT) [3].

TEM-Aufnahmen zeigen, daß viele dünne metallische Schichten aus Kristalliten bestehen [20,21]. Die Streuung an den Korngrenzen darf nicht vernachlässigt werden, da die Leitfähigkeit mit der Schichtdicke zunimmt, wenn die Kristallite größer werden. Die mathematische Behandlung mit Gauß-verteilten δ - Potentialen führt auf einen Anstieg des spezifischen Widerstands mit $1/d$ und hat als Parameter die mittlere freie Weglänge und den Reflexionskoeffizienten [20,21,22].

Wenn die Kristallite weiter voneinander getrennt sind (keine Berührung), können die Elektronen nur durch das Vakuum oder durch das Substrat fließen. Im letzten Fall kann die elektrische Verbindung des Metallkristallits zum Substrat eine wichtige Rolle spielen, denn der Kontakt eines Metalls mit einem Halbleiter führt zur Bildung einer Schottky-Barriere.

Daher sollen zwei Themen eingehender behandelt werden: Der Quantum-Size-Effekt (QSE) für die Leitfähigkeit der Kristallite und der Tunnel-Effekt für die Leitfähigkeit der Kristallitverbindung.

2.2. Der Tunnel-Effekt

Sind die Inseln durch eine Potentialbarriere elektrisch voneinander getrennt, so kann diese quantenmechanisch überwunden werden, obwohl die Energie klassisch dafür nicht ausreicht. Für die Berechnung dieses Leitwerts wird von einem eindimensionalen Modell ausgegangen; die Körner sollen nicht quantisiert sein und zwischen ihnen soll zunächst eine Spannungsdifferenz

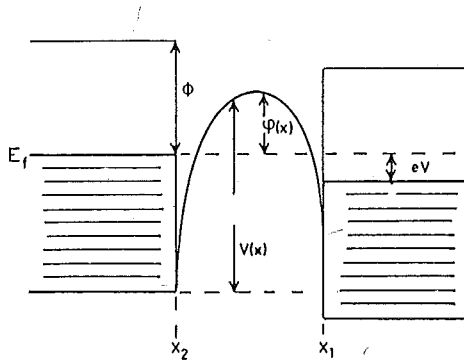


Bild T1: Die Tunnel-Barriere $\phi(x)$ ist die Differenz zwischen dem Potential $V(x)$ und der x -Komponente der Fermienergie E_f . Eine äußere Spannung V verschiebt die Zustände in der Energie um eV . Für die Emission eines Elektrons ins Vakuum muß die Austrittsarbeit ϕ überwunden werden.

V möglich sein [23.24]. Der Potentialverlauf der Barriere zwischen den Kristalliten ist beliebig. Für die Tunnelwahrscheinlichkeit ergibt sich mit quantenmechanischer Rechnung in WKB-Approximation (Entwicklung der Schrödinger-Gleichung nach Potenzen von \hbar) Formel 1.

$$(1) \quad D(E_x) = \exp\left\{-\frac{4\pi}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(V(x) - E_x)} dx\right\}$$

E_x ist die x-Komponente der kinetischen Energie der Elektronen. Für eine rechteckige Barriere mit der Höhe V und Breite $S = x_2 - x_1$ ergibt sich Formel (2).

$$(2) \quad D(E_x) = \exp \left\{ -\frac{4\pi}{h} S \sqrt{2m(V_0 - E_x)} \right\}$$

Vernachlässigt man die Energieverteilung der Elektronen und setzt für m die Masse eines freien Elektrons ein, so erhält man Formel (3), in die ϕ_0 und S einzusetzen sind.

$$(3) \quad D = \exp \left\{ -10,25 \frac{S}{nm} \sqrt{\frac{\phi_0}{eV}} \right\} \quad \phi_0 = V_0 - E$$

Die Tunnelwahrscheinlichkeit nimmt exponentiell mit der Breite und der Wurzel der Barrierenhöhe ab. Von Formel (1) ausgehend erhält man den Tunnelstrom zwischen den Inseln durch Integration über alle Energien E_x . Dabei ist mit der jeweiligen Tunnelwahrscheinlichkeit zu wichten. Außerdem wird für jedes E_x über alle möglichen Energien E_r (parallel zur Barriere) integriert [23]. Die Gesamtenergie ist $E_x + E_r$.

$$(4) \quad J = \frac{4\pi me}{h^2} \int_0^{E_m} \int_0^{\infty} D(E_x) [f(E) - f(E+eV)] dE_r dE_x$$

E : Energie der Elektronen ($E_r + E_x$) f : Fermi-Verteilung

E_m : Maximale Höhe der Barriere

Das Integral in Formel (4) läßt sich nur lösen, wenn man weitere Angaben über den Barrierenverlauf macht. Mit einer Entwicklung um den Mittelwert erhält man [24]:

$$(5) \quad \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\varphi(x)} dx \cong \beta \sqrt{\bar{\varphi}} (x_2 - x_1)$$

mit $\beta = 1 - \frac{1}{8\bar{\varphi}^2(x_2 - x_1)} \int_{x_1}^{x_2} (\varphi(x) - \bar{\varphi})^2 dx$

Mit der zusätzlichen Annahme, daß nur Elektronen mit einer x-Komponente der Energie nahe der Fermi-Energie beitragen und daß die Barrierenhöhe groß gegenüber der thermischen Energie ist, erhält man schließlich für die Tunnelstromdichte Formel 6.

$$(6) \quad J(V,T) = (4\pi \text{ me}/h^3 B^2) \left\{ \pi B \text{ kT} / \sin(\pi B \text{ kT}) \right\} \left\{ 1 - e^{BeV} \right\} e^{-A\sqrt{\varphi_0}}$$

$$B = A/2\sqrt{\varphi} \quad \bar{\varphi}: \text{ mittlere Barrierenhöhe}$$

$$A = (4\pi\beta(\Delta x)/h) \sqrt{2m} \quad \Delta x: \text{ Barrierenbreite}$$

Für kleine Spannungen ($BeV \ll 1$) kann die e-Funktion entwickelt werden. Damit ist der Tunnelwiderstand ohmsch. Für kleine Temperaturen $\pi BkT \ll 1$ läßt sich die Sinusfunktion entwickeln und man erhält für den Leitwert Formel (7).

$$(7) \quad \sigma = 3.15 \times 10^{-6} \left(\frac{BD}{\Delta x} \right) e^{-1.025\beta(\Delta x)} \sqrt{\varphi}$$

B : Breite der Insel in Å β : Entwicklungsparameter ~ 1 (Rechteck)

D : Höhe der Insel in Å σ : Tunnelleitwert in mS

$\bar{\varphi}$: mittlere Barrierenhöhe in eV

In diesem Ausdruck spielt die Tunnelwahrscheinlichkeit die entscheidende Rolle. Der Grenzübergang $\bar{\varphi} \rightarrow 0$ ist nicht sinnvoll, denn das verstößt gegen die Voraussetzung $kT \ll \bar{\varphi}$. Der Leitwert müßte dann eigentlich groß werden, da sich die Elektronen ballistisch verhalten. Der Gesamtleitwert ist im Kurzschlußfall immer durch den der Insel begrenzt. Im Fall $\Delta x \rightarrow 0$ gilt die WKB-Approximation nicht mehr. Der Leitwert dürfte nicht divergieren, sondern zum Beispiel den einer Korngrenze ergeben, wenn sich die Inseln aufgrund thermischer Ausdehnung aufeinander zubewegen. Da für die Auswertung genau diese Grenzfälle eine Rolle spielen, wurde folgender Ansatz gemacht:

$$(8) \quad R = R_0 + R_1 \exp\left(\frac{4\pi}{h} S \sqrt{2m\phi}\right)$$

R_0 ist der Widerstand der Insel, R_1 der Widerstand einer Korngrenze im Kurzschlußfall oder der ballistischer Elektronen. Erst wenn die Barrierenlänge oder Barrierenhöhe von der Temperatur abhängt, ergibt sich eine merkliche Änderung des Tunneleffekts mit der Temperatur. Dieser Punkt wird in der Diskussion eine besondere Rolle spielen.

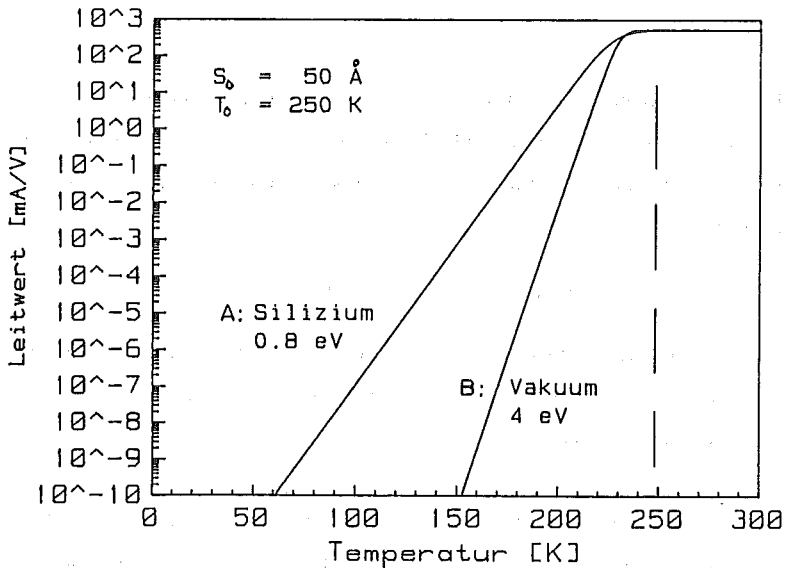


Bild T2: Leitwert nach Formel (8), wenn die Barrierenlänge S linear von der Temperatur abhängt: $S(T) = S_0 - T \cdot (S_0/T_0)$

Kurve A: Tunneln durch Silizium ($\epsilon = 12 \phi = 0.8 \text{ eV}$)

Kurve B: Tunneln durch Vakuum ($\epsilon = 1 \phi = 4 \text{ eV}$)

Hängt die Barrierenlänge linear von der Temperatur ab, so ist der Leitwert oberhalb einer bestimmten Temperatur konstant, unterhalb fällt er exponentiell ab. Dieses zeigen die beiden Kurven im Bild T2. Bei 0 K soll

die Barriere 5 nm lang sein und sich mit 1 nm/50 K verkleinern, so daß der Kurzschluß bei 250 K entsteht. Das Si hat aufgrund der kleineren Barriere trotz größerer Dielektrizitätskonstanten den höheren Leitwert.

Bei beiden Kurven ist das Bildpotential mitberücksichtigt worden, denn der tatsächliche Verlauf des Potentials wird von der Bildkraft beeinflusst. Das effektive Potential ist gleich der Summe aus dem ursprünglichem- und dem Bildpotential. Die negative Ladung des Elektrons influenziert beim Verlassen eine positive Ladung am Korn, daraus resultiert eine Anziehung und damit eine Absenkung der potentiellen Energie [24]. Die maximale Barrierenhöhe φ_m kann reduziert werden, wenn der Abstand der Inseln so klein ist, daß beide Inseln polarisiert werden. Der Effekt hängt von der Dielektrizitätskonstanten (ϵ) des Materials zwischen den Körnern ab. Für $\epsilon = 1$ (Vakuum) ist der Effekt maximal, für $\epsilon = \infty$ ist er nicht mehr vorhanden. Die Dielektrizitätskonstante von Si ist 12.

$$(9) \quad \varphi(x) = \varphi_0 - \frac{e^2}{8\pi\epsilon\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{2x} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{nS}{(nS)^2 - x^2} - \frac{1}{nS} \right] \right\}$$

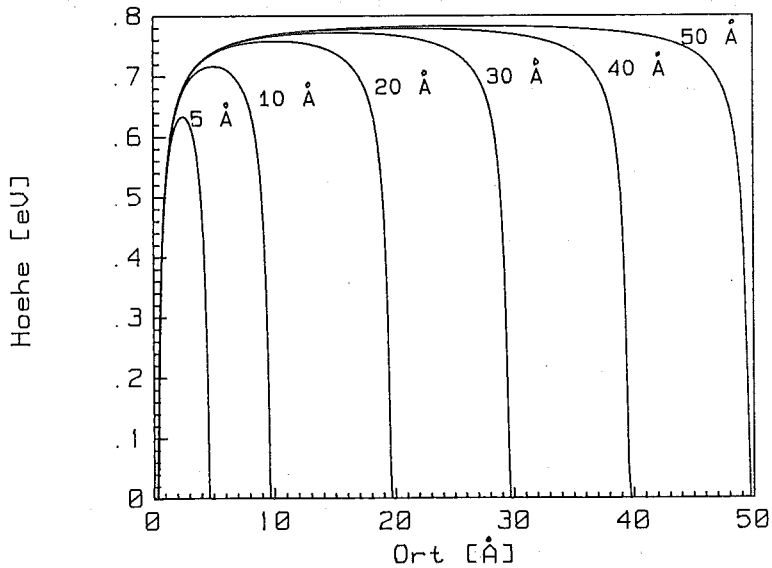
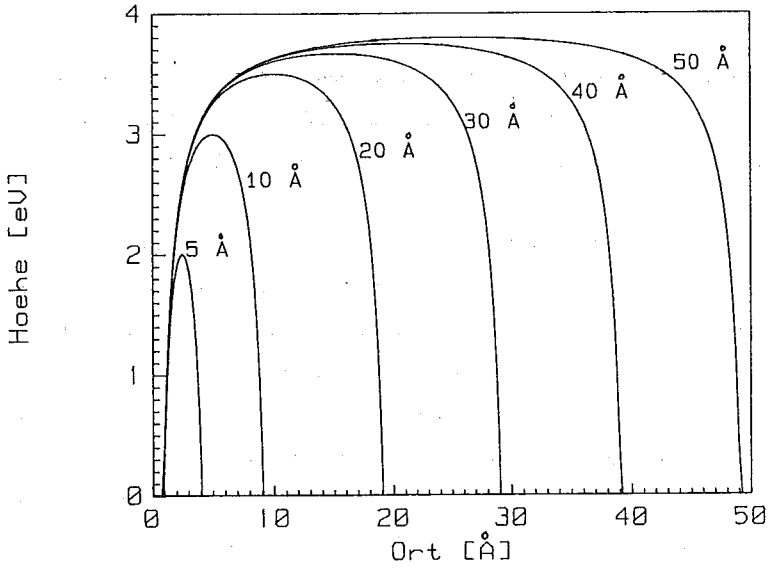
S : Barrierenlänge

ϵ : Dielektrizitätskonstante in Einheiten von ϵ_0

e : Elementarladung

φ : Barrierenhöhe φ_0 mit Bildpotential

Die Bilder T3 und T4 zeigen den Einfluß des Bildpotentials für verschiedene Barrierenlängen. In Bild T4 geht der Stromfluß durch das Si ($\varphi=0,8$ eV, $\epsilon=12$), in Bild T3 durch das Vakuum ($\varphi=4$ eV, $\epsilon=1$). Nimmt das Elektron den Weg durch das Vakuum, so ist die Verminderung zwar größer als bei Si, aber die Barriere ist auch wesentlich höher, so daß im Endeffekt der Weg durch das Si doch günstiger ist.



Bilder T3, T4: Veränderung einer rechteckigen Barriere ϕ durch die Bildkraft:

für verschiedene Barrierenlängen S von 0.5 nm bis 5 nm.

T3 (Oben): $\phi_0 = 4$ eV, $\epsilon = 1$; T4 (Unten): $\phi_0 = 0,8$ eV, $\epsilon = 12$

2.3. Der Quantum-Size-Effekt (QSE)

Ist die Korngröße so klein, daß die Phasenbeziehung der Elektronenwellen beim Durchlaufen eines Korns erhalten bleibt, treten Quanteneffekte auf. Es bilden sich stehende Wellen; der Wellenvektor \vec{k} und damit die Energie der Elektronen ist quantisiert (Formel 10 und Formel 11).

$$(10) \quad E(\vec{k}) = \frac{(\hbar\vec{k})^2}{2m} \quad (\text{freie Elektronen})$$

$$k_i = n_i \frac{\pi}{a} \quad (\text{Würfel mit Kantenlänge } a, i=1,2,3)$$

$$(11) \quad E_{l,m,n} = E_0 (l^2 + m^2 + n^2) \quad l,m,n \text{ ganze Zahlen } \neq 0$$

$$\text{mit } E_0 = \frac{(\hbar\pi)^2}{2ma^2}$$

$$(12) \quad \Delta E = E_{n+1} - E_n = E_0 (2n+1) \quad (\text{Niveaubestand})$$

Ist die Elektronenmasse nahe der eines freien Elektrons, so folgt aus (11):

$$(13) \quad E_0 = \frac{0.37 \text{ eV}}{(a/\text{nm})^2}$$

Aus (13) ergibt sich für einen Würfel mit einer Kantenlänge von 10 nm ein E_0 von 3.7 mV und eine maximal mögliche Niveaufspaltung am Fermineau von 270 mV. Dividiert man noch durch die Anzahl der Zustände in dem Energieintervall, ergeben sich einige mV Abstand. Die Leitfähigkeit geht bei einer bestimmten Korngröße vom leitenden in den isolierenden Zustand über, weil dann der Niveaubestand größer als die -breite ist. Dieser Effekt ist als Size Induced Metal Insulator Transition (SIMIT) bekannt [1,2]. Der Übergang ist kontinuierlich, da die Energieniveaus aufgrund der inelastischen Streuung (τ_i) eine endliche Linienbreite besitzen (Formel 14).

$$(14) \quad \delta E = \hbar / \tau_i$$

Damit werden Quanteneffekte wesentlich, wenn die relevanten Längen etwa die hundertfache Fermiwellenlänge erreichen $d/\lambda_F \sim 100$ [18]. Die Einteilung in Kristallite ist nicht erforderlich, denn auch bei Reduktion der Schichtdicke tritt der QSE in ähnlicher Weise auf. Im Gegensatz zur dreidimensionalen Quantisierung sind die Niveaus nicht mehr diskret, denn für die Beziehung zwischen Energie und Impuls ergibt sich:

$$(15) \quad E_n(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m} + E_0 n^2 \quad n = 1, 2, \dots$$

$$(16) \quad E_0 = \hbar^2 \pi^2 / 2md^2 \quad d: \text{Schichtdicke}$$

Formel 16 ist identisch mit Formel 13. Statt der Kantenlänge a steht hier die Schichtdicke d . Das Auffüllen der Zustände beginnt mit der tiefsten Parabel [18]. In diesem Bereich ist die Zustandsdichte konstant, da das System zweidimensional ist. Wenn die Fermienergie an das nächste Band stößt, gibt es einen Sprung in der Zustandsdichte, da ein Band mehr aufgefüllt werden muß.

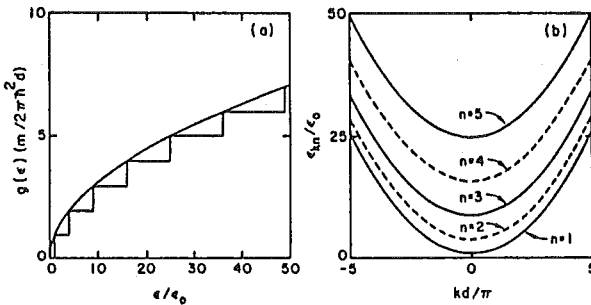


Bild T5: Zustandsdichte (links) und Energie-Impuls-Beziehung (rechts) bei eindimensionaler Quantisierung [nach Artikel 18]. Immer wenn die Fermienergie an ein Minimum einer Parabel stößt gibt es einen Sprung in der Zustandsdichte.

Bei festem chemischen Potential (μ) und Vergrößerung der Schichtdicke ab $d = 0$ ist die Elektronendichte zunächst null, da das tiefste Niveau oberhalb von μ liegt. Ab Erreichen des ersten Niveaus werden k_{\perp} -Zustände gefüllt (zunächst stark, dann abnehmend) bis die Elektronendichte bei Erreichen des nächsten Niveaus wieder stärker ansteigt [18].

Diese Knicke in der Elektronendichte führen zu entsprechendem Verhalten im Leitwert. Eine Schicht kann demnach erst dann leiten, wenn die Schichtdicke gleich der halben Fermiwellenlänge ist. Sie kann bei Verdopplung dieser Dicke bis auf 50 % des Volumenwertes ansteigen, wenn die Beweglichkeit gleich der des Volumenmaterials ist.

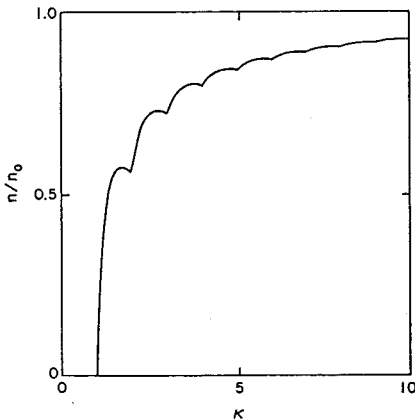


Bild T6: Elektronendichte als Funktion der Schichtdicke bei konstantem chemischen Potential μ aus Review [18]. $\kappa = 2d/\lambda_F$. Die Elektronendichte steigt erst an, wenn die erste Parabel die Fermienergie berührt.

Hält man die Elektronendichte konstant, steigt die Fermi-Energie bei sinkender Schichtdicke, maximal bis zur Austrittsarbeit des Metalls, an.

3. Experimenteller Aufbau

3.1. Überblick

Die Grundkonzeption der UHV - Anlage ist detailliert in [14] beschrieben. Damit ist es möglich geworden, im UHV hergestellte dünne Schichten in situ elektrisch zu untersuchen (Leitfähigkeit, Halleffekt, transversaler Magnetowiderstand). Die zusätzliche Ausstattung mit einem LEED, SIMS und einem AUGER-System ermöglicht eine strukturelle und chemische Analyse der Schichten (Bild E1). Kapitel 3.2 beschreibt die experimentellen Änderungen, Kapitel 3.3 bis 3.5 dienen dem grundsätzlichen experimentellen Verständnis der elektrischen Messungen.

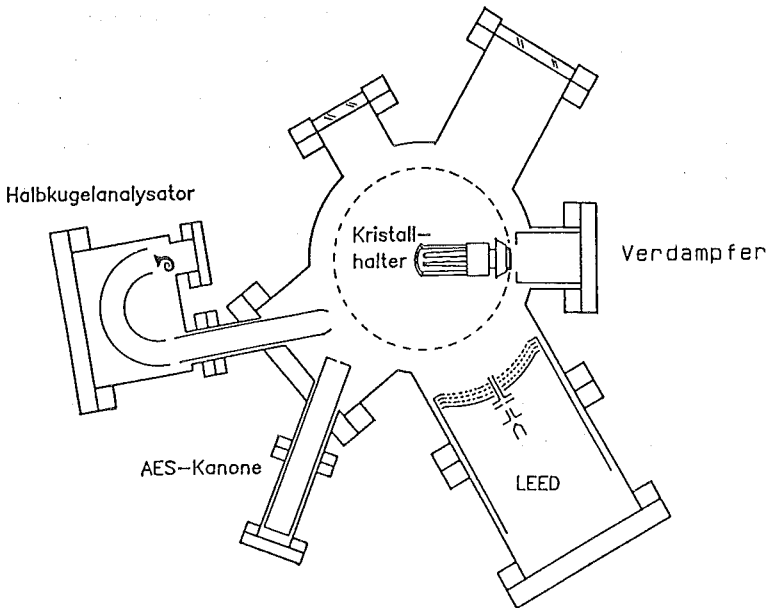


Bild E1: Schnitt in der Standard - Maßebene durch die UHV - Apparatur.

3.2. Weiterentwicklungen

Da durch den Betrieb des Magneten nach Halleffekt - oder Magnetowiderstandsmessungen wichtige Teile der Apparatur magnetisiert waren, wurden einige Maßnahmen zur Reduzierung der magnetischen Restfelder durchgeführt.

- i) Austausch des Stahlgestells, auf dem die Apparatur befestigt war, gegen ein Gestell aus Aluminium.
- ii) Rückführung des 4,5 Tesla starken Magnetfeldes mit einer Umwicklung aus Trafoblech am Magneten.
- iii) Austausch von einfachen VA-Schrauben an der Apparatur, dem AUGER und dem SIMS gegen V4A beziehungsweise Titan-Schrauben.
- iu) Im Bereich des AUGER-Systems wurde die Apparatur von innen mit μ - Folie ausgekleidet.

Diese Maßnahmen ermöglichten störungsfreie, reproduzierbare AUGER-Messungen. Halleffektmessungen am Si-Substrat bestätigten durch Vergleich mit alten Messungen die Linearität des Magneten.

Da das vorhandene Meßprogramm keine Abspeicherung der Daten vorsah, wurde ein neues Programm entwickelt. Damit ist es möglich Halleffekt und Magnetowiderstand gleichzeitig zu messen, die Meßdaten auf Diskette zu speichern und nach der Messung auf dem Plotter grafisch darzustellen. Während der Messung können die wichtigsten Daten auf dem Drucker ausgegeben werden.

Die Referenzstelle des Ni-NiCr Thermoelements wurde nach außen verlegt. So konnte mit einer zusätzlichen Tieftemperaturanpassung der Thermospannung (nach Tabelle) die Kristalltemperatur bei He-Kühlung ermittelt werden. Das half insbesondere bei der Beurteilung, ob die Kristalltemperatur konstant war.

3.3. Der Kristallhalter

Bild E2 zeigt den Kopf des Manipulators mit der Kristallhalterung. 4 Klemmen aus Mo geben elektrischen Kontakt zum Si und halten gleichzeitig den Kristall auf den Mo-Blöcken fest. Über eine elektrische Isolation haben diese Blöcke thermischen Kontakt zum hohlen Cu-Block, der wahlweise mit LN_2 oder LHe gekühlt werden kann. Ein eingelassener Pt100 (Normwiderstand, der bei 0°C einen Widerstand von $100\ \Omega$ hat) dient zur Temperaturmessung des Cu-Blocks. Am Kristall ist mit einer Tantal-Lasche ein Ni-NiCr Thermoelement angebracht. Mit dem Filament zwischen Kristall und Cu-Block kann bei Anlegen einer positiven Spannung das Si durch Elektronenbeschuß auf $1500\ \text{K}$ geheizt werden (flashen, glühen). Strahlungsheizung ist bis $800\ \text{K}$ möglich.

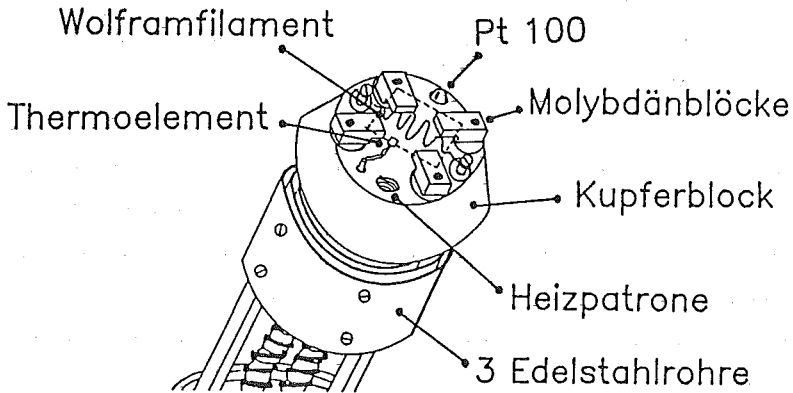


Bild E2: Der Kristallhalter besteht aus 4 Mo - Blöcken, auf denen der Kristall (gestrichelte Linie) mit Mo-Klemmen befestigt wird. Das Ni-NiCr Thermoelement ist an einer Tantal-Lasche befestigt, die auf den Kristall geschoben wird. Ein Pt100 Normwiderstand ist in den Cu-Block eingelassen.

3.4. Elektrischer Aufbau

Bei Leitfähigkeitsmessung einer quadratischen Probe nach der van der Pauw-Methode [25,26] müssen die Vierpunktwiderstände von zwei aufeinanderfolgenden Permutationen gemittelt werden (Bild E3, Formel 17).

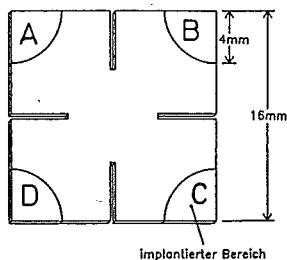


Bild E3: Die mit A,B,C und D gekennzeichneten Bereiche sind mit Ionen implantiert. Dies gewährleistet einen ohmschen Kontakt der Klemmen zum Substrat. Die Schlitze verkleinern den Meßfehler der endlich ausgedehnten Kontakte.

$$(17) \quad \sigma = \frac{\ln(2)}{\pi} \left\{ \frac{R_{AB} + R_{BC}}{2} \right\}^{-1} \quad \text{Leitwert nach Van der Pauw [25]}$$

$$(18) \quad \sigma_s = \sigma / d \quad \text{Leitfähigkeit (über Schichtdicke } d \text{ gemittelt)}$$

$$(19) \quad R_{AB} = \frac{U_{AB}}{I_{CD}} \quad \text{Vierpunktwiderstand}$$

Die Stromzuführung und die Spannungsmessung müssen von Leitfähigkeits- auf Hall-Effekt-Messungen umschaltbar sein. Der Strom muß ausschaltbar (Nullmessung) und invertierbar (+/-) sein. Dies geschieht mit einem Relais-Umschalter, der über einen 8 bit Eingang vom Computer gesteuert wird. Die Spannungsmessung erfolgt wahlweise über ein Elektrometer (KEITHLEY, 5 Stellen, hoher Eingangswiderstand 20 GΩ). Sie kann auch über andere Geräte erfolgen (PREMA, 7 Stellen; HP-DAU, 6 Stellen). Der Stromgeber (KNICK, 0,1 μA - 100 mA , 0 - 30 V) wird (noch!) nicht vom Computer angesteuert: es wird lediglich die Spannung gemessen, da bei Spannungen > 15 V die Stabilität nachlassen kann.

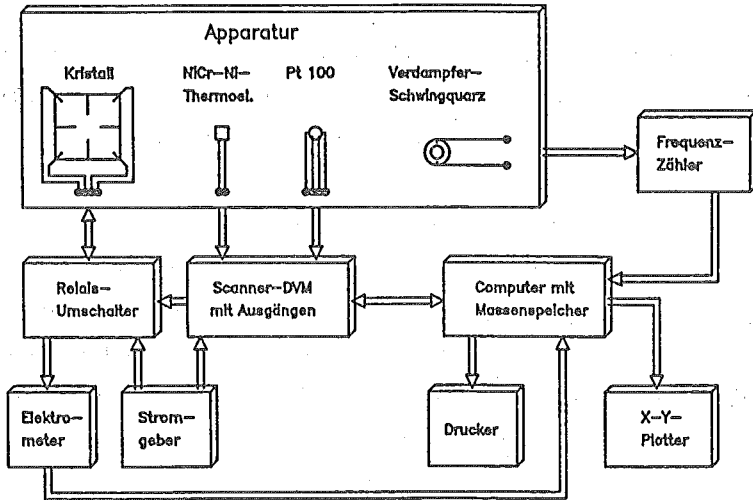


Bild E4: Der elektrische Aufbau: Ein Computer schaltet die Strom- und Spannungskontakte und mißt die Vierpunktspannung an der Probe. Über Spannungsmessungen am Thermoelement und am Pt100 ermittelt ein Programm die Kristall- und die Cu-Blocktemperatur.

Die Temperaturmessung erfolgt mit dem Computer durch Vierpunktmessung an einem Normwiderstand (Pt100) und Messung der Thermospannung an einem Ni-NiCr Thermoelement. Bei Leitfähigkeitsmessungen während des Aufdampfens mißt ein Zähler mit HPIB-Anschluß die Frequenz eines mitbedampften Schwingquarzes. Daraus kann die Aufdampfmenge beziehungsweise -rate bestimmt werden.

3.5. Meßprinzip

Als Substratmaterial wurden hochohmige (1000 Ωcm , (111), $5 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$, n-dot(P)) 0,4 mm dicke Wafer (WACKER Chemitronic Burghausen) verwendet. Zur ohmschen Kontaktierung war das Substrat im Bereich der Klemmen mit Ionen implantiert (Bor, 100 KeV, 10^{16}cm^{-2}). Damit waren Substratmessungen bis weit in den Temperaturbereich möglich, in dem die Ladungsträger ausfrieren ($< 50 \text{K}$). Der Meßablauf ist im Folgenden kurz skizziert:

- I) aus den Wafern nach dem Implantieren der Kontakte $1,5 \times 1,5 \text{cm}$ große Proben schneiden; dabei ist die Oberfläche mit Wachs geschützt.
- II) Zur Verringerung des Kontaktbereichs die Kanten einsägen (Bild E3).
- III) Reinigung in TRI, Aceton, Methanol
- IV) im Wechsel: Oxyd lösen (HF) \leftrightarrow aqua dest. \leftrightarrow oxydieren ($\text{NH}_4\text{OH} / \text{H}_2\text{O}_2 / \text{H}_2\text{O}$); mit oxydieren beenden (Schutzoxyd)
- V) Einbau in die Apparatur, Vakuum, Aushetzen 250°C , UHV
- VI) Substratmessung vor dem Glühen, AUGER
- VII) ein bis dreimal Glühen 1500K , LEED, AUGER
- VIII) Substratmessung nach dem Glühen
- IX) Messung während des Aufdampfens
- X) Messung während des Auftauens bis T_0
- XI) erneutes Einkühlen, erneutes Messen während des Auftauens
- XII) X) und XI) wiederholen, teilweise andere Messungen (Photoleitung, LEED, AUGER) durchführen, bis die Schicht gut ausgemessen ist; dann Glühen und neue Schicht aufdampfen

So konnten viele Schichten auf einem Kristall ausgemessen werden, ohne daß sich der Leitwert des Substrats wesentlich änderte (Bild E5). Vor dem

ersten Glühen betrug der spezifische Widerstand bei Raumtemperatur 1000 Ω cm (Bild E5: o). Das ergibt eine Dotierung von $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ [27]. Durch das Glühen erhöhte sich zunächst der Widerstand im ganzen Temperaturbereich (Bild E5: +). Nach Aufdampfen von mehreren Schichten (hier insgesamt 250 ML) konnte sich der Widerstand bei 100 K weiter vergrößern und zwischen 150 K und 350 K verringern. Als Grund käme hierfür Eindiffusion von Bor aus den Kontaktbereichen in Frage, denn beim Glühen konnten diese Bereiche wärmer werden als die Temperatur, bei der die Implantation ausgeheilt worden war. Dieser Effekt war allerdings so gering, daß er sich nicht auf die Messungen mit Ag-Bedeckung auswirkte.

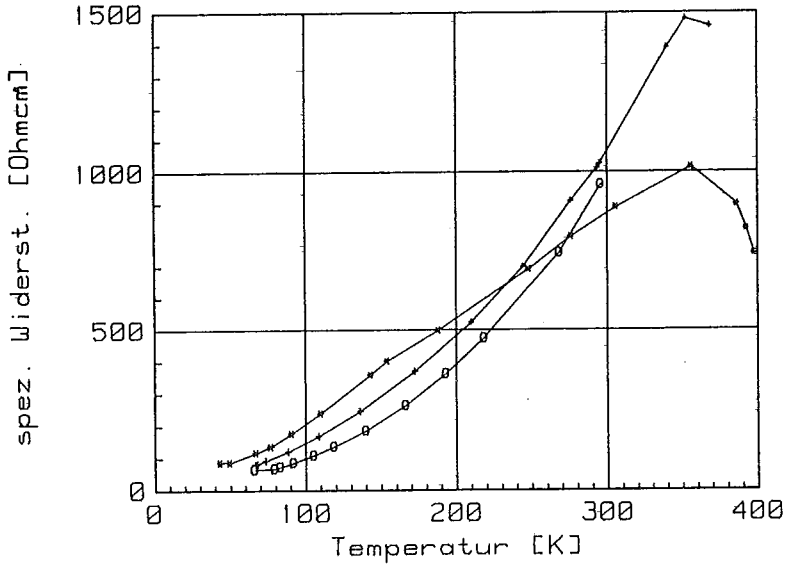


Bild E5: Der Widerstand des Siliziums steigt mit zunehmender Temperatur, da die Beweglichkeit der Ladungsträger abnimmt und die Konzentration in diesem Bereich nahezu konstant bleibt. Alle Elektronen der Dotierung sind in das Leitungsband angeregt. Unterhalb 50 K frieren sie aus, oberhalb 350 K setzt die Eigenleitung ein.

4. Meßergebnisse

4.1. Überblick

Bild M1 zeigt eine typische Messung der Leitfähigkeit einer Ag-Schicht, die im UHV auf einem Si(111) Wafer mit 7x7 Überstruktur hergestellt ist. Dargestellt ist der Leitwert (s. Formel 17 und Bild E3) als Funktion der Temperatur. Die unterste Kurve (D) ist der Leitwert des reinen Substrats

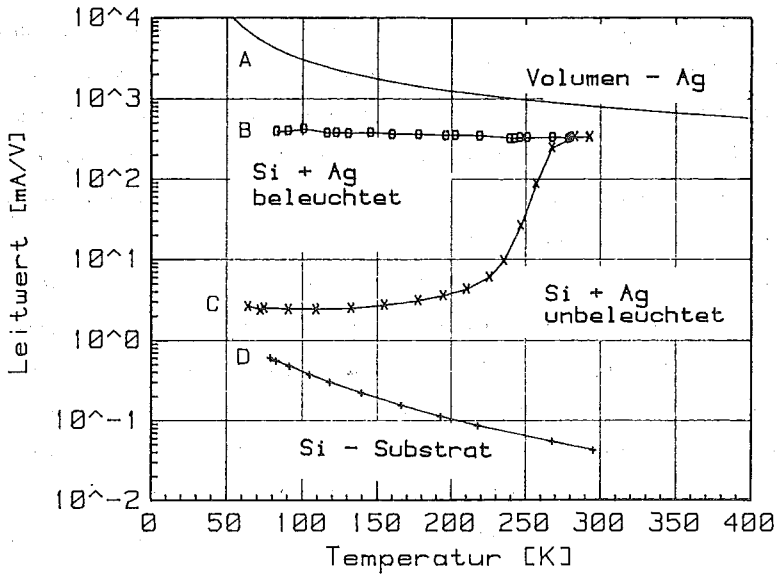


Bild M1: Leitwert einer 53 ML dicken Ag-Schicht, die im UHV auf einer Si(111) Oberfläche hergestellt worden ist. Der Leitwert der unbeleuchteten Schicht (Kurve C) zeigt bei 250 K einen Übergang, der mit ausreichender Beleuchtung (Kurve B) aufgehoben werden kann. D: reines Si (ohne Ag); A: Leitwert von 52 ML Ag bei Volumenleitfähigkeit.

(ohne Ag-Bedeckung), das sich im Temperaturbereich zwischen 60 und 350 K im Erschöpfungsbereich befindet: Der Leitwert nimmt aufgrund der sinkenden Beweglichkeit der Ladungsträger mit zunehmender Temperatur ab. Die Eigenleitung setzt etwa bei 350 K ein, unterhalb 50 K frieren die Ladungsträger (Phosphor, n-dotiert) aus. Der spezifische Widerstand bei Raumtemperatur beträgt etwa $1000 \Omega\text{cm}$. Der Vergleich mit Widerstandskurven bekannter Dotierung ergibt eine Konzentration von $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (siehe 3.5.).

Nach Aufdampfen von 53 ML Ag bei 90 K und anschließendem Tempern auf 300 K lassen sich unterhalb 270 K verschiedene Leitwerte ermitteln, abhängig davon, wie stark die Probe beleuchtet wird: Kurve C wurde ohne Beleuchtung gemessen und Kurve B mit Sättigungsbeleuchtung. Das bedeutet, daß bei stärkerer Beleuchtung keine weitere Leitwerterhöhung erfolgte. Oberhalb 270 K ist der Beleuchtungseffekt nicht mehr vorhanden und der Leitwert weicht nur noch gering (Faktor 2) von dem Volumenleitwert in Kurve A [28] ab. In der beleuchteten Kurve erhöht sich der spezifische Widerstand linear ($4\text{-}7\text{n}\Omega\text{cm/K}$) mit der Temperatur. Der Temperaturkoeffizient von Volumen-Ag beträgt $6\text{n}\Omega\text{cm/K}$ [28]. Der Vergleich mit der Literaturkurve ergibt einen um $3\mu\Omega\text{cm}$ erhöhten Restwiderstand (Kapitel 4.3.2). Beide Kurven (B und C) sind reversibel. Bei Kurve C handelt es sich nicht um die irreversible Leitwertänderung durch Tempern (Ausheilen siehe Kapitel 4.3.1). Bei tiefen Temperaturen sinkt der unbeleuchtete Leitwert fast auf den des Substrats zurück: Ausreichende Beleuchtung schaltet die Leitung wieder ein. Besonders auffallend ist die Steigung, mit der der Leitwert unterhalb 270 K abfällt: Innerhalb 20 K fällt er um eine Größenordnung auf 10 % ab.

Zwar findet man in der Literatur eine mit der Temperatur zunehmende Leitfähigkeit bei Ag und Au-Schichten, die im UHV auf Saphir bei 300 K hergestellt sind [29,30], aber die Effekte sind geringer. Die Leitfähigkeit

steigt kontinuierlich an. Verschiedene Modelle (auch phänomenologische) werden diskutiert. Anpassungen mit einem Boltzmannfaktor ergeben eine Aktivierungsenergie von 60 bis 80 mV [29]. Auch bei Au-Schichten, die bis 800 K getempert sind und nicht mehr perkolieren findet man eine kontinuierliche Zunahme der Leitfähigkeit mit der Temperatur [31]. Ein Modell erklärt diesen Effekt mit der Änderung des Fermi-niveaus an der Oberfläche des Isolators [32].

Wie die folgenden Messungen weiter zeigen, unterscheidet sich der in Bild M1 gezeigte Verlauf drastisch von den Messungen in der Literatur. Das Kapitel 4.2. enthält nur Messungen ohne Beleuchtung und schildert die Veränderungen des Leitwertübergangs durch das Tempern (4.2.1.), bei verschiedenen Aufdampftemperaturen (4.2.2.) und auf verschiedenen Substratoberflächen (4.2.3.). Kapitel 4.3. enthält nur Messungen mit Sättigungsbeleuchtung. Man kann das Ausheilen der Ag-Schicht (4.3.1.) beobachten und Temperaturkoeffizienten ermitteln (4.3.2.). Nach den bedeckungsabhängigen Messungen (4.4.) wird auf die monochromatische Photoleitung (4.5.) eingegangen.

4.2. Temperaturabhängige Messungen ohne Beleuchtung

4.2.1. Tempern

Um den Einfluß des Temperns auf den Leitwertübergang in einem weiten Temperaturbereich untersuchen zu können, muß man eine möglichst dicke Schicht herstellen. Mit zunehmender Schichtdicke bricht die Schicht bei höheren Temperaturen auf. 5 ML Ag lassen sich nur bis 240 K tempern. Dies entspricht der optimalen Wachstumstemperatur des Ag [33]. 92 ML Ag lassen sich bis 600 K tempern, bevor der Leitwert im gutleitenden Temperaturbereich drastisch abnimmt.

Abbildung M2 zeigt den Leitwert einer solchen Ag-Schicht für verschiedene Temperschritte (300 K bis 650 K). Die Schicht wurde bei 90 K mit einer Aufdampfrate von 2 ML/min. hergestellt und anschließend für jeweils 5 min. bei der angegebenen Temperatur getempert. Zwischen den einzelnen Temperschritten wurde eingekühlt und der Leitwert beim Auftauen als Funktion der Temperatur gemessen.

Bereits Kurve A in Bild M2 zeigt einen drastischen Leitwertabfall bei 220 K. Bei 100 K ist der Leitwert um zwei Größenordnungen kleiner als bei Raumtemperatur. Dieser niedrige Wert entsteht nicht durch Tempern auf 300K, sondern ist schon nach dem Aufdampfen vorhanden (4.4.1.). Bis Tempern auf 440 K ändert sich nichts an dem Verlauf des Leitwerts. Dann verändert sich der Übergang: Die Leitwerte bei 100 K und 300 K verringern sich, gleichzeitig verschiebt sich der Übergang von 215 K auf 280 K (Kurven A, B, C). Von Kurve C nach Kurve D bleibt die Übergangstemperatur konstant und der HTL fällt um zwei Größenordnungen. Bemerkenswert ist, daß selbst Kurve D noch den Leitwertübergang zeigt.

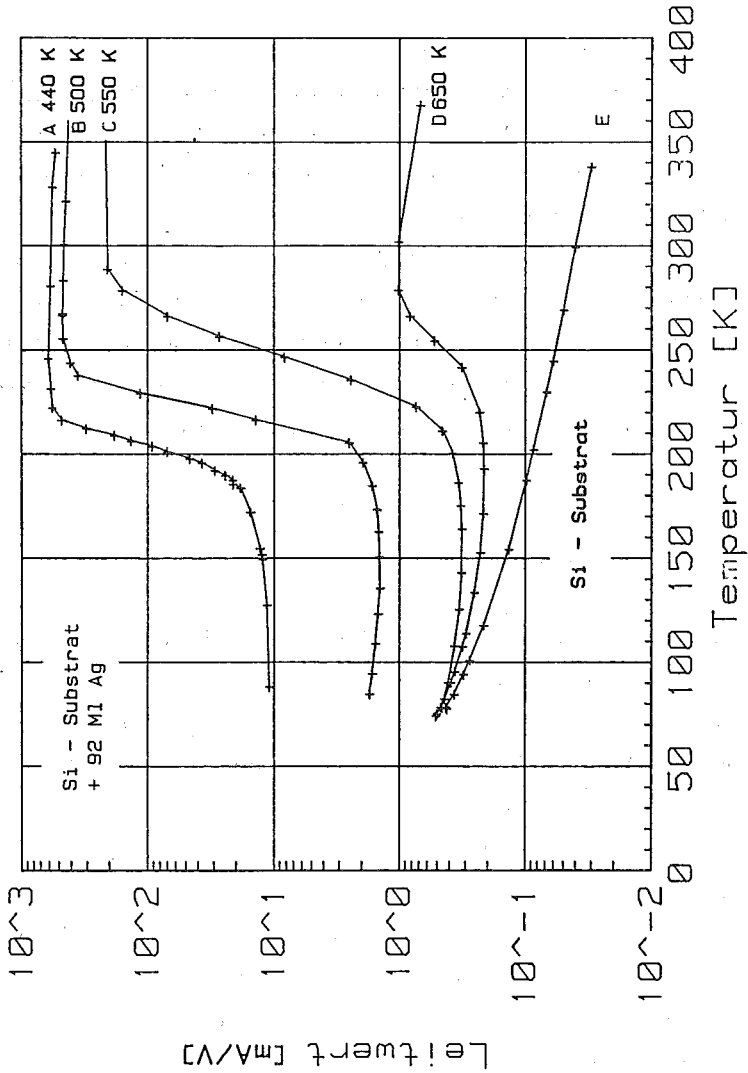


Bild M2: Leitwert einer 92 ML dicken Ag-Schicht, die im UHV auf einer geglühten Si(111)7x7-Unterlage bei 90 K mit 2 ML/min hergestellt und anschließend bei 440 K (A), 500 K (B), 550 K (C) und 650 K (D) jeweils für 5min getempert worden ist.

Bei einer anderen Schicht wurde im Zustand der Kurve B aus Bild M2 eine Probe ausgebaut und in einem SEM bei einer Auflösung von 2nm untersucht (Kapitel 5.1.). Die Ag-Schicht besteht aus einzelnen Kristalliten mit einer Größe von 50 nm bis 500 nm. Zwar sind große Bereiche des Si nicht mit Ag bedeckt, aber die Schicht perkoliert noch.

Dies erklärt den Leitwertabfall bei Raumtemperatur: Die immer schmaler werdenden Brücken zwischen den Ag-Bereichen ergeben einen kleineren Schichtleitwert. Leider ist auf den Bildern nicht zu sehen, wie einzelne Ag-Kristallite miteinander verbunden sind. Jedoch sind bei einer Geräteauflösung von 2 nm deutlich Kristallite zu erkennen.

4.2.2. Verschiedene Aufdampftemperaturen

Um zu sehen, ob der Effekt mit der niedrigen Herstellungstemperatur der Schichten (LHe, 60 K oder LN₂, 90 K) zusammenhängt, wurde mit 2 ML/min. eine 52 ML dicke Schicht auf Si(111)7x7 bei Raumtemperatur hergestellt und anschließend der Leitwert als Funktion der Temperatur gemessen (Bild M3, Kurve C). Auch diese Messung zeigt deutlich denselben Effekt. Zum Vergleich (Kurve B) ist der Leitwert einer 52 ML-Schicht gezeigt, die bei 60 K aufgedampft wurde; sie zeigt den Übergang an der gleichen Temperatur. Allerdings ist die Amplitude unterschiedlich. Kurve C zeigt bei 100 K einen höheren und bei 300 K einen niedrigeren Leitwert.

Zwar verändern verschiedene Aufdampftemperaturen den HTL und den TTL, aber die Temperatur des Leitwertübergangs bleibt davon unbeeinflusst. Kurve A zeigt wieder den für 52 ML zu erwartenden Volumenleitwert [28]. Kurve D beschreibt den Leitwert des Substrats. Der Unterschied in den Substratkurven von Kurven C und B ist kleiner als die Dicke der Meßkreuze.

Folgender Effekt war generell zu beobachten: Mit sinkender Aufdampf-temperatur nimmt der TTL zu und der HTL ab; die Amplitude des Übergangs wird kleiner. Die für Ag optimale Wachstumstemperatur liegt bei 230 K (Kapitel 4.3.1.).

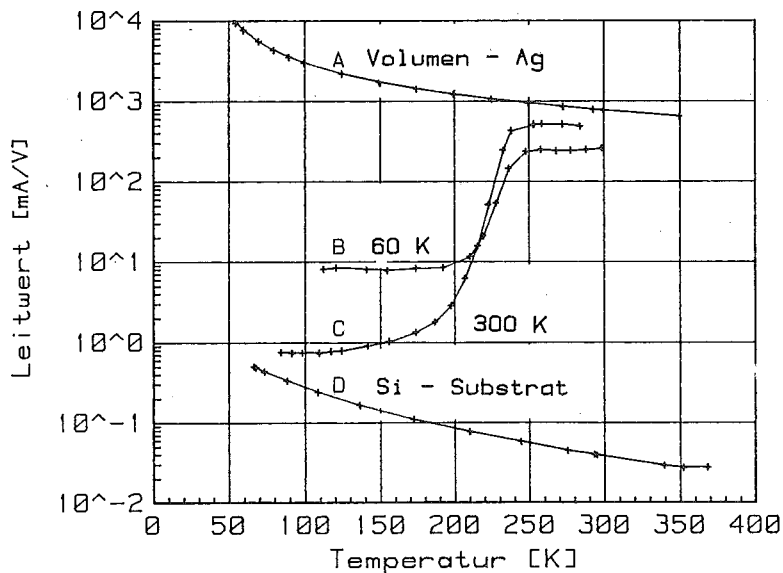


Bild M3: Vergleich der Leitwerte von zwei 52 ML dicken Schichten, die bei verschiedenen Temperaturen aber sonst gleichen Bedingungen hergestellt worden sind. Das Substrat war frisch gegläht und zeigte eine 7x7 - Überstruktur. Kurve B ist bei 60 K hergestellt und bis 300 K getempert worden; Kurve C wurde bei 300 K hergestellt.

4.2.3. Verschiedene Oberflächen: 7x7 = √3

Um den Einfluß der Si-Oberfläche zu studieren, wurden Schichten auf anderen Substratoberflächen hergestellt. Nach dem Glühen auf 1500 K zeigt

die Si-Oberfläche eine 7×7 Rekonstruktion; diese Oberfläche diente normalerweise als Ausgangsfläche für die Schichten. Dampft man bei Zimmertemperatur eine ML Ag auf und tempert diese bis 700 K, so erhält man eine $\sqrt{3}$ -Überstruktur. Die Kurven B und C in Bild M4a zeigen die Leitwerte für zwei Schichten, die bei 200 K hergestellt und bis 400 K getempert wurden. Kurve B (O) hat eine 7×7 , Kurve C (*) eine $\sqrt{3}$ als Startfläche. Die beiden Kurven sind im Rahmen der Reproduzierbarkeit einer Meßkurve identisch. Aus dieser Übereinstimmung läßt sich schließen, daß das Aufwachsen des Ag in dickeren Schichten unabhängig von der Art der kristallinen Unterlage erfolgt. Der Leitwertübergang bleibt unbeeinflusst.

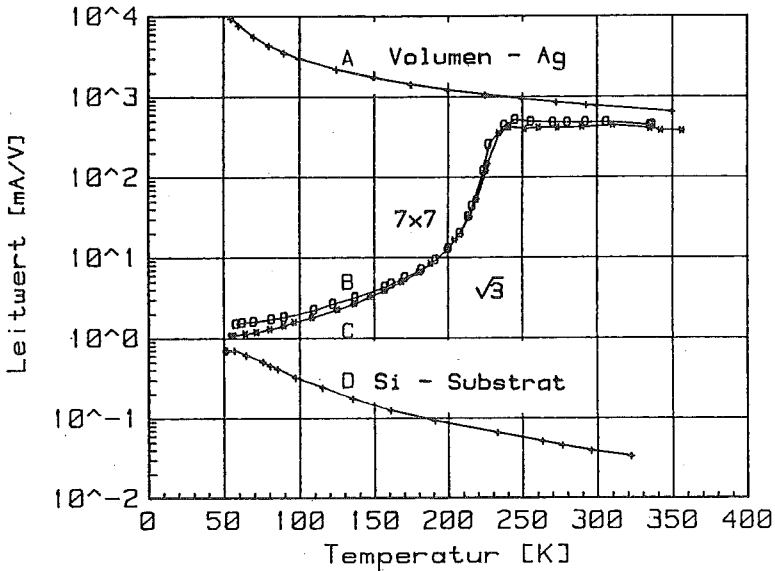


Bild M4a: Vergleich der Leitwerte von zwei 52 ML dicken Schichten, die auf verschiedenen kristallinen Substratoberflächen und sonst gleichen Bedingungen hergestellt worden sind. Schicht B ist auf 7×7 - und Schicht C auf $\sqrt{3}$ Unterlage hergestellt.

4.2.4. Verschiedene Oberflächen: 7x7 = Oxyd

Da $\sqrt{3}$ und 7×7 kristalline Unterlagen sind, wurde auch auf die nicht geblühte schutzoxydierte Probe aufgedampft (siehe Kapitel 3.5). AUGER-Messungen vor dem Aufdampfen ergaben, daß das Oxyd nur wenige ML dick war. Trotzdem war die Kristallinität der Oberfläche drastisch verändert: LEED-Messungen zeigten kein Beugungsbild. Bild M4b zeigt die Leitwerte zweier 52 ML Schichten, die mit 2 ML/min. bei 90 K bzw. 60 K aufgedampft und anschließend bis 300 K getempert worden sind. Kurve B ist auf Si(111) 7×7 -Rekonstruktion hergestellt, Kurve C auf der noch nicht geblühten Fläche. Zusätzlich sind die Schichten auf verschiedenen Kristallen und bei verschiedenen Temperaturen hergestellt und daher nicht direkt

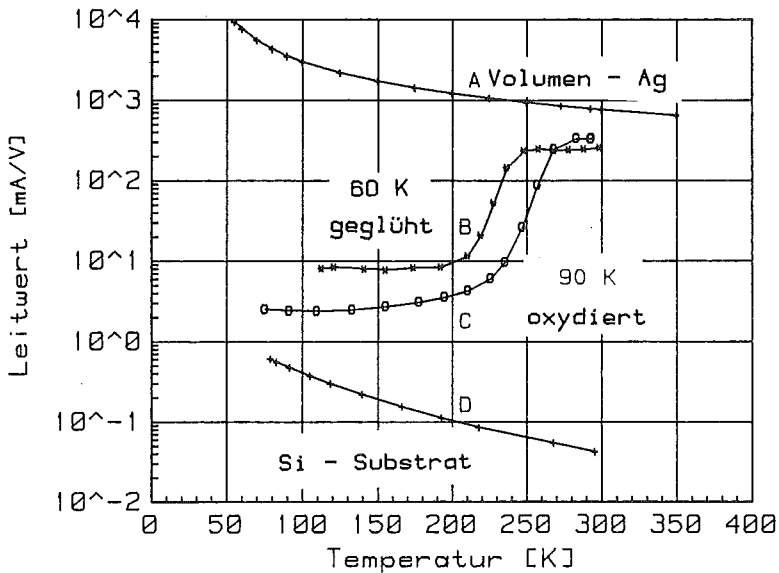


Bild M4b: Vergleich der Leitwerte von zwei 52 ML dicken Schichten. Kurve (C) ist bei 90 K auf Schutzoxyd hergestellt worden und Kurve (B) bei 60 K auf der geblühten Fläche.

vergleichbar. Die Unterschiede im TTL und im HTL liegen in der Richtung, wie man es nach dem vorigen Kapitel 4.2.2 erwartet: Die bei 60 K hergestellte Schicht hat den kleineren HTL und den größeren TTL. Die Verschiebung des Übergangs um 40 K zu kleineren Temperaturen bei der Schicht auf der geglühten Unterlage liegt nicht daran, daß die Messungen an verschiedenen Kristallen gemacht worden sind, denn nach Meßkurve C zeigen die weiteren Schichten auf geglühter Unterlage die Übergangstemperatur bei 240 K. Die Reproduzierbarkeit der Übergangstemperatur beträgt ± 10 K. Die dort gezeigten Schichten sind unmittelbar nacheinander hergestellt worden. Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Ag-Schicht auf der schutz-oxydierten Probe kein qualitativ anderes Verhalten im Leitwert zeigt, als die Schichten, die auf geglühten Unterlagen hergestellt worden sind. Allerdings ist die Übergangstemperatur um 40 K zu höheren Temperaturen verschoben.

4.2.5. Verschiedene Oberflächen: 7x7 - "milky-phase"

Nicht alle LEED-Messungen zeigten nach dem Glühen eine "gute" 7x7-Rekonstruktion. Wenn der Kristall in schlechtem Vakuum geglüht wurde, konnte eine optisch sichtbare Trübung des Kristalls auftreten. Diese durch C-Vergiftung hervorgerufene raue Oberfläche bezeichnet man als "milky-phase". Da diese Probe nach Bedampfen und Messen ausgebaut und mit einem hochauflösenden SEM untersucht wurde, sind in den Aufnahmen (Kapitel 5.1.) kleine Inseln in den Ag-freien Gebieten zu erkennen.

Stellt man auf dieser Unterlage eine Ag-Schicht her, verschiebt sich der Übergang um 100 K zu tieferen Temperaturen (Bild M4c). Die 100 ML wurden bei 90 K mit 2 ML/min aufgedampft und sukzessive bis 500 K getempert. Die Messung aus Bild M2, Kurve A konnte hinsichtlich des Leitwerts bei 300K reproduziert werden; jedoch war die Temperatur des

Leitwertübergangs drastisch verschoben. Die energieabhängige Photoleitung dieser Schicht unterschied sich nicht von der anderer Schichten, die den Übergang bei 250 K. hatten (4.5. monochromatische Beleuchtung) .

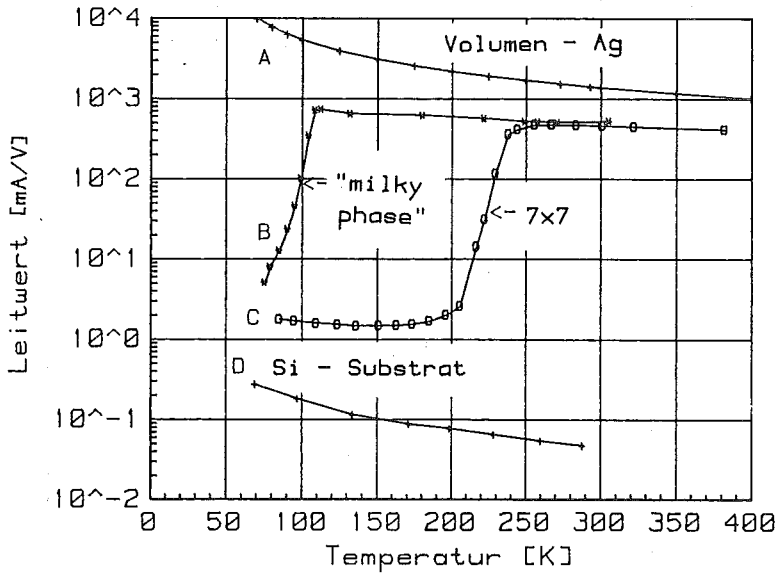


Bild M4c: Vergleich der Leitwerte von zwei 92 ML dicken Schichten, die auf verschiedenen Substratoberflächen hergestellt worden sind. Kurve C auf der spiegelnden Fläche mit guter 7×7 - Rekonstruktion; Kurve B auf der C - vergifteten trüben Fläche.

4.2.6 Vergleich: Vor Belüften (im UHV) - Nach Belüften

Für die Untersuchungen im SEM wurde zunächst getestet, wie sich die Probe elektrisch unter Luft verändert. Bild M4d, Kurve A zeigt den Leitwert der 100 ML Ag-Schicht im UHV. Die Schicht ist bei 90 K hergestellt und bis 500 K getempert. Der HTL ist mit dem in Bild M2, Kurve A gemessenen

identisch und verändert sich nicht, wenn die Probe drei Tage an der Luft liegt. Für die Messung danach wurde, ohne auszuheizen, bis 10^{-5} mbar abgepumpt. Der Leitwertübergang hat sich um 30 K zu höheren Temperaturen verschoben. Das Aufdampfen auf Oxyd verschiebt den Übergang in gleicher Weise. CSTEM-Messungen zeigen, daß dabei das Si am Interface von Ag und Si oxydiert [34].

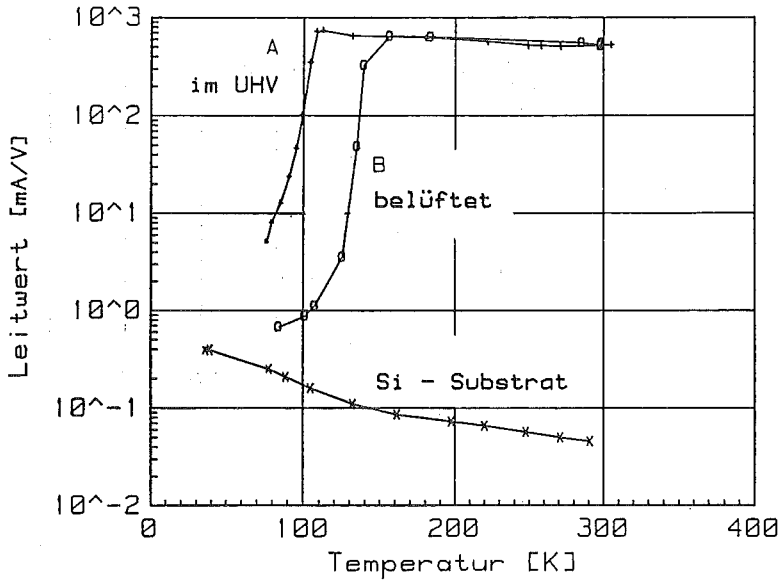


Bild M4d: Veränderung des Leitwerts einer 100 ML dicken Schicht durch Belüften. Kurve A wurde im UHV ermittelt, Kurve B nach 3-tägigem Belüften im HV ohne Auszuheizen.

4.3. Temperaturabhängige Messungen mit Beleuchtung

4.3.1. Ausheilen

Die Temperatur des Leitwertübergangs fällt in einen Temperaturbereich, in dem sich aufgrund von Ausheilprozessen der Leitwert irreversibel ändert. Daher überlagern sich zwei Effekte. Die Sättigungsbeleuchtung hebt den reversiblen Leitwertübergang auf und man kann das Ausheilen der Schicht separat betrachten. Eine 5 ML-Schicht wurde mit 2 ML/min. bei 65 K

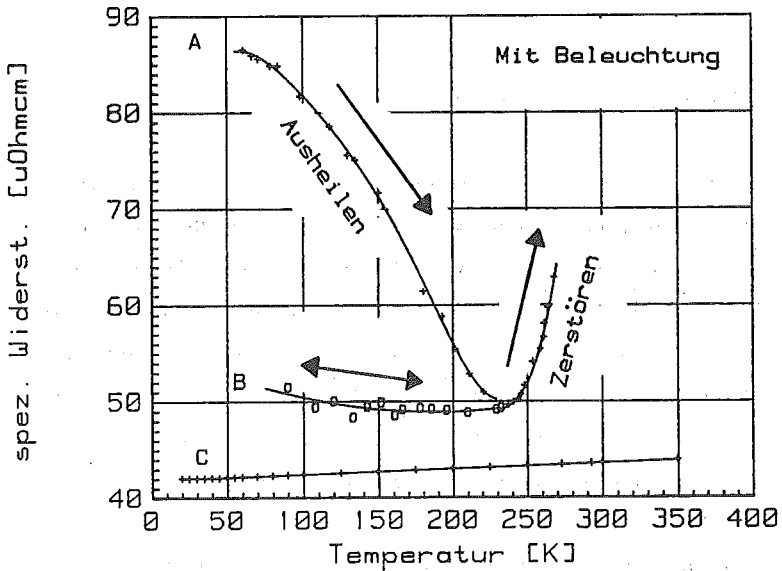


Bild M5: Veränderung des Leitwerts einer 5 ML dicken Schicht auf Si(111)7x7 Unterlage beim Auftauen. Kurve A(+) zeigt bis 225 K (optimale Wachstumstemperatur für Ag) das Ausheilen der Schicht. Kurve B(O) ist reversibel und hat einen NTC. Kurve C ist der um 40 $\mu\Omega\text{cm}$ erhöhte spez. Widerstand von Volumen-Ag.

hergestellt und anschließend unter Beleuchtung aufgetaut. Kurve A in Bild M5 zeigt das Ausheilen. Der Widerstand fällt dabei irreversibel ab. Im Widerstandsminimum bei 230 K wurde das Auftauen gestoppt, erneut eingekühlt und wieder unter Messungen mit Licht aufgetaut. Kurve B in Bild M5 zeigt den Leitwert der ausgeheilten Schicht. Diese Kurve ist reversibel. Nach Überschreiten von 230 K steigt der Widerstand wieder irreversibel, die Schicht wird zerstört. Die optimale Epitaxietemperatur für Ag wird in der Literatur mit 225 K angegeben [33]. Die Debye-Temperatur von Ag liegt bei 230 K. Kurve C zeigt zum Vergleich den um $42 \mu\Omega\text{cm}$ erhöhten spezifischen Widerstand von Volumen-Ag [28].

4.3.2. Temperaturkoeffizienten

Da sich die Ag-Schichten bei Beleuchtung metallisch verhalten, lassen sich Temperaturkoeffizienten ermitteln. Die Kurven A - E in Bild M6 sind mit Sättigungsbeleuchtung gemessen. Kurve F konnte ohne Beleuchtung gemessen werden, da hier der Leitwertübergang bei 100 K lag (Kapitel 4.2.5.). Soweit nötig wurde bei den Kurven der Substratwert abgezogen. Zum Vergleich des T.C. ist der spezifische Widerstand von Volumen-Ag [28] in jedes Bild eingetragen. In den Kurven C, D und E ist ein Restwiderstand von 12, 37 bzw. $46 \mu\Omega\text{cm}$ zu dem Volumenwiderstand addiert worden.

Die Umrechnung des spezifischen Widerstands (in $\mu\Omega\text{cm}$) in den zugehörigen Flächenleitwert (in mS) erfolgt, indem man den reziproken Zahlenwert mit 23,6 und der Anzahl der ML multipliziert, denn für Ag gilt: $(\mu\Omega\text{cm})^{-1} = 23,6 \text{ mS/ML}$. Eine ML in (111) Richtung beträgt 0,236 nm. Zur Übersicht sind die Daten in einer Tabelle zusammengefaßt. Die Temperaturkoeffizienten der Kurven A, C und F stimmen im Rahmen der Meßgenauigkeit

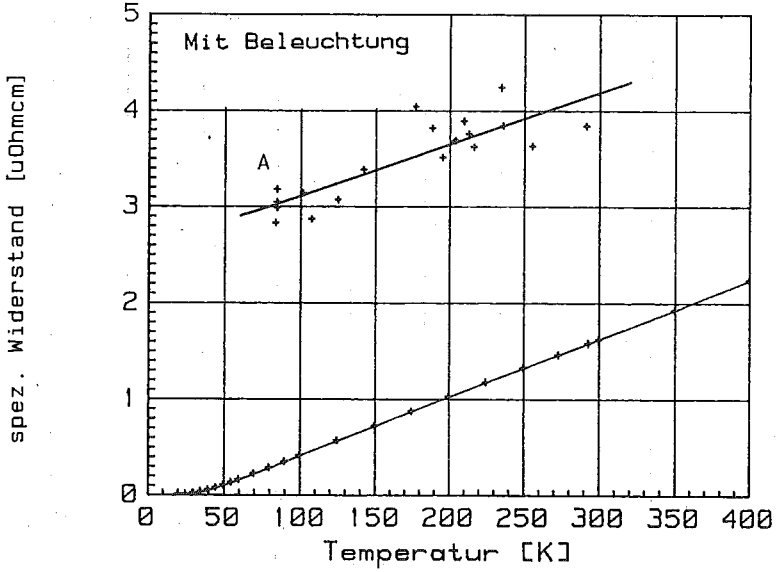


Bild M6 Kurve A: 92 ML Ag bei 90 K hergestellt und bis 375 K getempert.

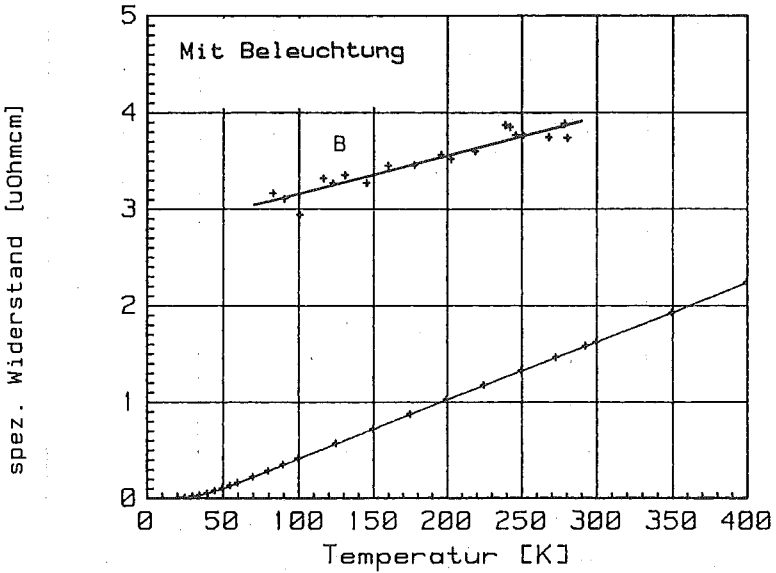


Bild M6 Kurve B: 52 ML Ag bei 90 K hergestellt und bis 300 K getempert.

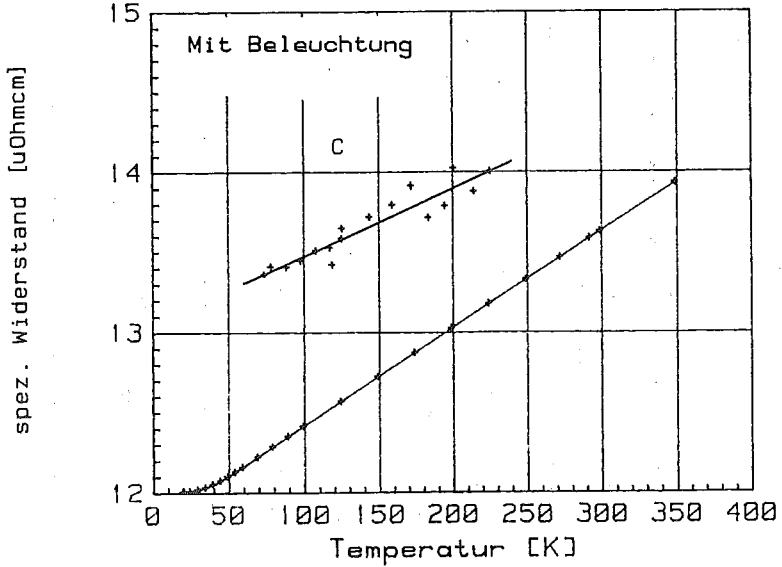


Bild M6 Kurve C: 10 ML Ag bei 65 K hergestellt und bis 240 K getempert.

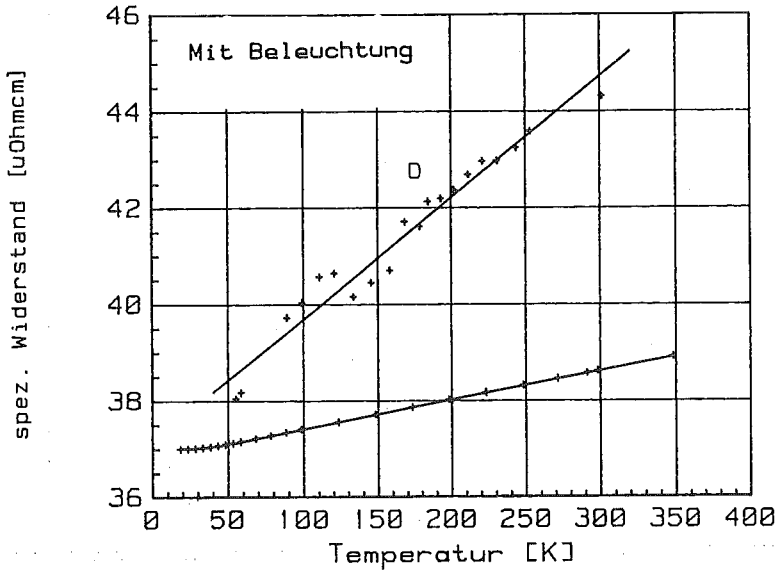


Bild M6 Kurve D: 10 ML Ag bei 65 K hergestellt und bis 300 K getempert.

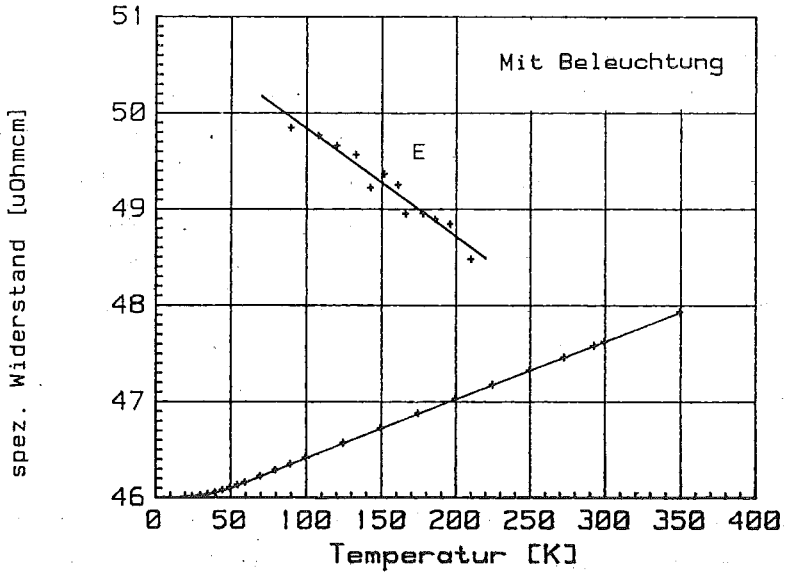


Bild M6 Kurve E: 5 ML Ag bei 65 K hergestellt und bis 240 K getempert.

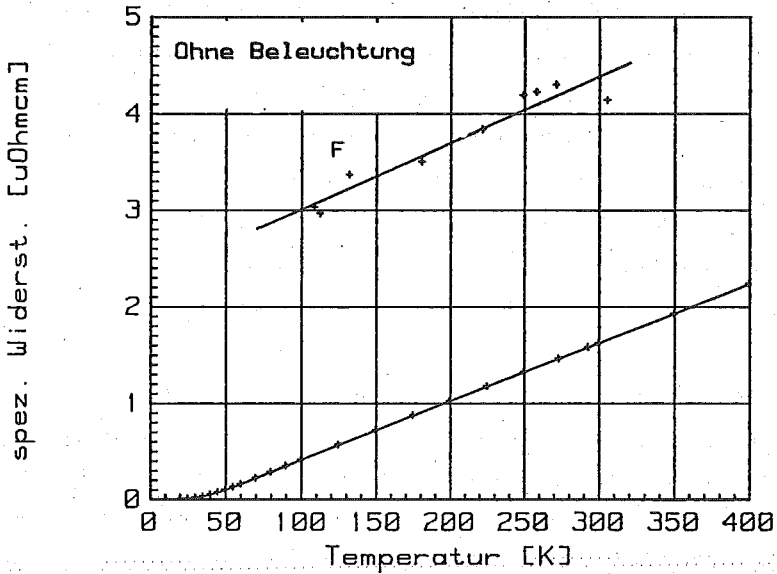


Bild M6 Kurve F: 100 ML Ag bei 90 K hergestellt und bis 500 K getempert.

Tabelle zu den Bildern M6 A bis F:

	A	B	C	D	E	F	Vol.
Unterlage	7x7	Oxyd	7x7	7x7	7x7	"milky"	-
Dicke [Ml]	92	52	10	10	5	100	-
T_A [K]	90	90	65	65	65	90	-
T_T [K]	375	300	240	300	240	500	-
ρ_{300} [$\mu\Omega\text{cm}$]	4,2	4,0	14,4	44,7	47,6	4,4	1,6
[$\ln\Omega\text{cm/K}$]	5,4	4,0	4,3	25,2	-11,3	7,0	6,0

mit dem für Volumen-Ag zu erwartenden überein. Die Abweichung in Kurve B kann prinzipiell dadurch zustande gekommen sein, daß die Sättigungsbeleuchtung nicht vollständig erreicht worden ist. Bei nicht ausreichender Beleuchtung kann die Erhöhung des Leitwerts temperaturabhängig sein und den T.C. verkleinern. Kurve E stimmt mit Kurve B in Bild M5 überein. Dort sind zur Auswertung alle 4 Permutationen verwendet worden. Da die Meßwerte der dritten Permutation stark schwankten, wurden hier nur die ersten Beiden verwendet. Damit läßt sich der negative T.C. von -11 n Ωcm mit kleinerem Fehler berechnen. Ein negativer Temperaturkoeffizient ist auch an dünnen Goldschichten auf Si(111)7x7 gemessen worden [10]. Auch dort ändert der T.C. innerhalb der ersten 10 ML sein Vorzeichen.

Bei Kurve D handelt es sich um die gleiche Schicht wie bei Kurve C. Sie wurde über das Leitwertmaximum auf etwas weniger als ein Drittel des maximalen Leitwerts hinausgetempert. Da die Schicht nicht mehr perkoliert, ist die Leitwertänderung durch das Si bestimmt: Der Temperaturkoeffizient wird steiler. Si hat in diesem Temperaturbereich einen Koeffizienten von einigen $\Omega\text{cm/K}$ (Kapitel 3.5).

4.4 Bedeckungsabhängige Messungen

4.4.1 Aufdampfen im isolierenden Temperaturbereich (ohne Licht)

Bild M7 zeigt die Veränderungen des Leitwerts während des Aufdampfens. Jeder Meßpunkt ist aus 2 VDP-Permutationen ermittelt. Damit wurde kontrolliert, ob sich die Leitwerte der einzelnen Permutationen gleich verhalten. Kurve B ist gleich der um 10 verstärkten Kurve A. Sie beginnt mit einem y-Wert von 0,8 mS. Dies ist der Leitwert des Substrats. Nach 4 ML wurde der Shutter geöffnet. Die daraus resultierende Beleuchtung verändert den Stromfluß der Probe geringfügig. Dadurch fällt der Gesamtleitwert leicht ab. Auch nach Aufdampfen von zwei ML verringert sich der Leitwert

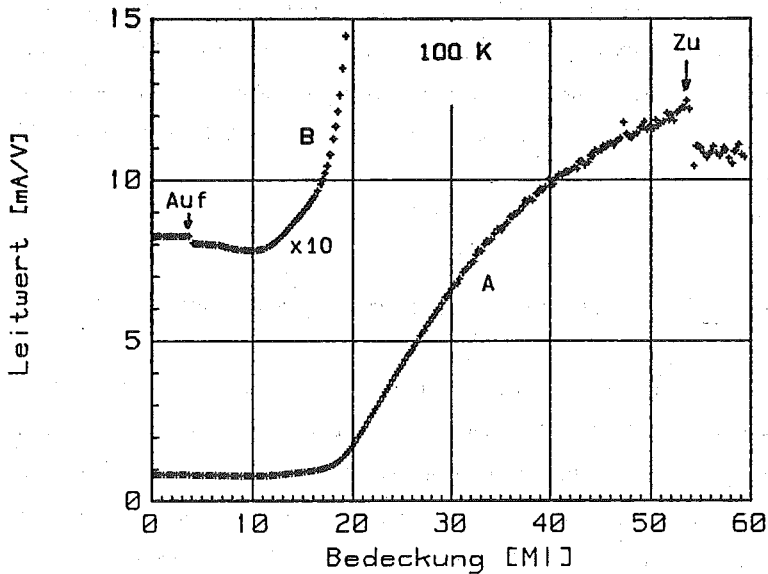


Bild M7: Leitwert während des Aufdampfens von Ag auf Si(111) 7x7 bei 100 K im isolierenden Temperaturbereich ohne Beleuchtung. 1ML = 0.236 nm.

scheinbar. Dies hängt damit zusammen, daß die Unterschiede einzelner Permutationen verringert werden. Bei Aufdampfen von Ni auf Si ist ähnliches beobachtet worden [35]. Ab 8 ML ist die Leitwertänderung auf beiden Kontakten positiv und der Geometriefaktor bleibt konstant. Eine deutliche Leitwertänderung ist erst nach 16 ML zu verzeichnen. Zwischen 20 ML und 30 ML steigt der Leitwert etwa mit 1 mS/ML an. Dieser Wert liegt um 2 Größenordnungen niedriger als der für Ag zu erwartende (80mS/ML). Da sich die Steigung dann verringert, erreicht man bei einer 90 ML-Schicht fast eine Sättigung des Leitwerts: Die Leitfähigkeit verringert sich mit zunehmender Schichtdicke.

Die geringe Beleuchtung durch den Verdampfer verursacht nach Aufdampfen von 50 ML eine Photoleitung von 2 mS. Die entsprechende Photoleitung des Si ist um mindestens eine Größenordnung geringer. Deshalb kann es sich nicht um die Photoleitung des Si handeln. Auch dieser Effekt ist bei Aufdampfen von Ni auf Si beobachtet worden [35]. Nach Aufdampfen von 50 ML ist ein Leitwert von 10 mS erreicht. Dieser ist drei Größenordnungen niedriger als der für Ag zu erwartende Wert.

4.4.2 Aufdampfen im optimalen Wachstumsbereich (mit Licht)

Ein völlig anderes Ergebnis erhält man, wenn man unter Beleuchtung aufdampft (Bild M8). Die Beleuchtung wurde mit dem Kristallfilament realisiert (Kapitel 3.3). Vor dem Aufdampfen ist an einer 50 ML-Schicht ausprobiert worden, welche Beleuchtung notwendig ist, um den Übergang aufzuheben. Die Kurve beginnt mit 0,2 mS, dem beleuchteten Leitwert des Substrats bei 200 K. Nach zwei ML wurde der Shutter geöffnet. Nach einer leichten Abnahme des Leitwerts sieht man bei 4 ML (2 ML aufgedampft)

eine deutliche Zunahme des Leitwerts mit zunehmender Steigung, bis die Steigung etwa 12 mS/ML bei 45 ML erreicht (nicht verstärkte Kurve). Die für Ag bei dieser Temperatur zu erwartende Steigung beträgt 23,6 mS/ML. Nach 52 ML werden 420 mS erreicht, das sind also 8,1 mS/ML. Genau wie bei der Aufdampfmessung ohne Licht ist eine Änderung des Leitwerts nach 2 ML zu beobachten. Dies ist auch bei der Herstellung von Ni-Silizidschichten beobachtet worden [36,37,38].

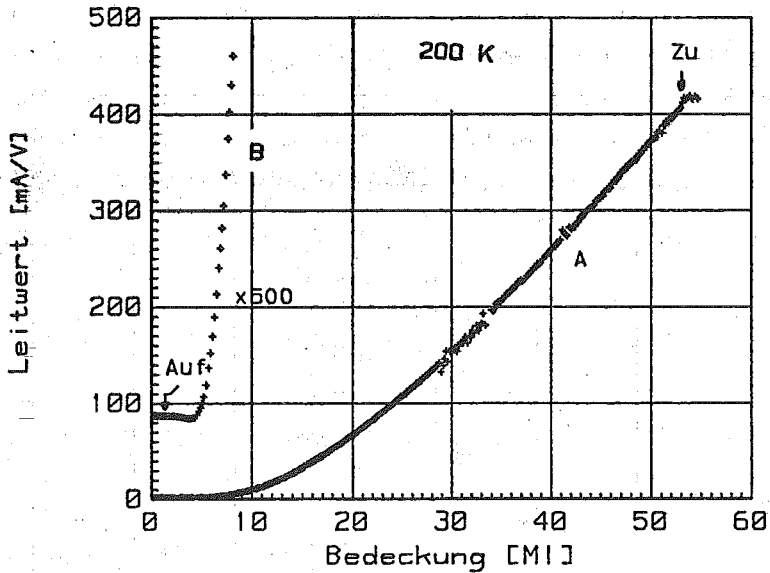


Bild M8: Leitwert während des Aufdampfens von Ag auf Si(111) 7x7 bei 200 K (Bereich der optimalen Wachstumstemperatur von Ag) mit ausreichender Beleuchtung. 1ML = 0.236 nm. Die Rate beträgt 2ML/min.

4.4.3 Aufdampfen im gut leitenden Temperaturbereich

Das Aufdampfen bei Raumtemperatur ähnelt dem Aufdampfen mit Licht. Nach 50 ML wird etwa derselbe Leitwert erreicht. Der Verlauf der

Aufdampfkurve ist sehr unterschiedlich. Wie die verstärkte Kurve zeigt, erfolgt eine wesentliche Änderung im Leitwert erst nach 10 ML. Die Steigung bei 30 ML und 45 ML ist größer als in Bild M8 und mit 20 mS/ML ist sie größer als die für diese Temperatur zu erwartende Steigung von 14 mS/ML. Da Ag bei Raumtemperatur deutlich sichtbar in Inseln aufwächst [39], ist die erhöhte Steigung durch Perkolation bedingt. Eine Messung mit größerer Schichtdicke oder höherer Aufdampfrate müßte wieder ein Abknicken der zu hohen Steigung ergeben. Die Knicke zwischen 30 ML und 40 ML sind nicht bei beiden Permutationen vorhanden. In diesem Schichtdickenbereich ändert sich die Stromverteilung in der Schicht. Die Aussage dieser Messung ist daher auf den anfänglichen Abschnitt von 16 ML und die Steigung von 20 mS/ML zwischen 40 ML und 50 ML beschränkt.

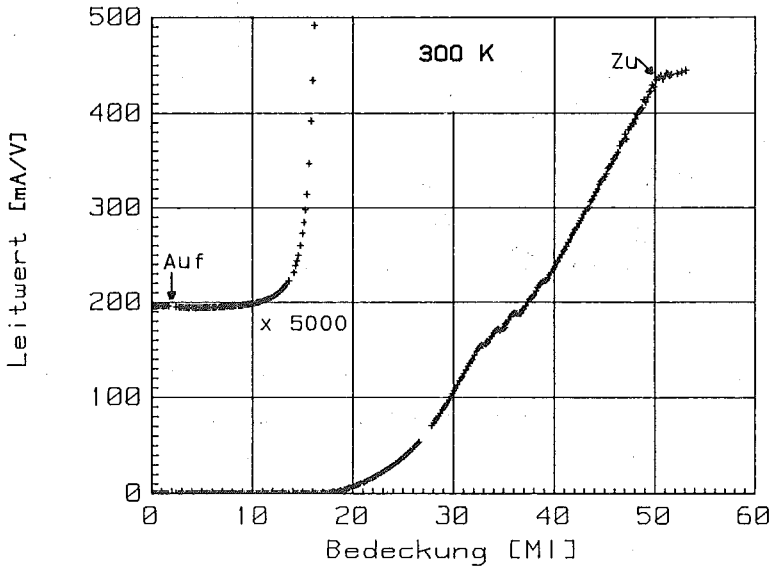


Bild M9: Leitwert während des Aufdampfens von Ag auf Si(111) 7x7 bei 300 K, oberhalb der optimalen Wachstumstemperatur von Ag im gut leitenden Temperaturbereich. 1ML = 0.236 nm.

4.5. Photoleitung (monochromatisch)

Alle Schichten zeigten im isolierenden Temperaturbereich eine enorme Leitwerterhöhung durch Beleuchtung. In Kapitel 4.3. wurde die Probe mit einem Dia-Projektor bis zur maximalen Leitwerterhöhung beleuchtet. Wichtige Informationen über die Art der Photoleitung liefert die Bestrahlung mit monochromatischem Licht. Dazu wurde das Licht einer Lampe durch einen Prismenmonochromator gelenkt, der von 0,5 eV bis 2,5 eV durchgestimmt werden konnte.

Eine 100 ML-Schicht, die mit 2 ML/min. bei 90 K hergestellt und anschließend bis 500 K getempert worden ist, wurde so untersucht. Elektrisch ist die Schicht noch zusammenhängend: Der HTL hat nur entsprechend dem Tempern auf 500 K abgenommen. Bei dieser Schicht zeigte das Substrat vor dem Aufdampfen eine milchige Trübung ("milky-phase", siehe Kapitel 4.2.5.). Der elektrische Übergang war um 100 K zu tieferen Temperaturen verschoben, in der frequenzabhängigen Photoleitung zeigten sich jedoch keine Unterschiede.

In Bild M10 ist die Leitwerterhöhung durch Licht als Funktion der Photonenenergie aufgetragen. Vor jeder Lichtmessung wurde eine Nullmessung durch Ausblenden der Lampe vor dem Prismenmonochromator durchgeführt. Die so erhaltenen Meßwerte sind unabhängig von kleinen Leitwertänderungen ($< 0,1$ mS), die durch Temperaturschwankungen während der Meßzeit (1 h) bedingt sein können. Den Kurven sind zwei charakteristische Energien zu entnehmen: Bei 0,83 eV und bei 1,1 eV zeigt die Photoleitung scharfe Knicke. Der erste stimmt mit dem in der Literatur zu findenden Wert der Schottky-Barriere von Ag auf Si überein (0,78 eV bei 300 K); die Bandlücke des Si bei 100 K beträgt etwa 1,15 eV [40,27]. Unterhalb 0,8 eV ist die Photoleitung nicht

verschwunden. Dies könnte ein konstanter Restlichtanteil sein, der dann einfach abzuziehen wäre. Der Photoleitwert ist nicht auf den einfallenden Photonenstrom normiert. Dies ändert nichts an den beiden charakteristischen Energien. Dafür sieht man in diesem Diagramm die enorme Lichtempfindlichkeit der Ag-Schicht: Die maximale Leitwerterhöhung beträgt 2 mS; Dies ist der 10-fache Leitwert des Substrats.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das Substrat beziehungsweise die Schottky-Barriere von Ag auf Si an dem Leitwertübergang beteiligt sein muß. Am Stärksten wirkt sich wahrscheinlich der Übergang im Si aus.

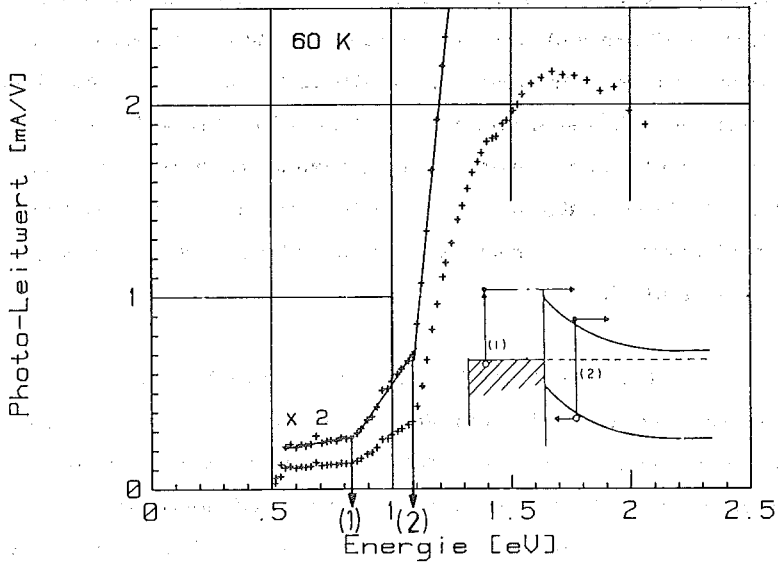


Bild M10: Leitwerterhöhung einer 92 ML dicken Ag-Schicht, die auf einer Si(111)7x7 Unterlage bei 90 K hergestellt und bis 500 K getempert worden ist, als Funktion der Photonenenergie. Das Bild rechts unten ist die Schottky - Barriere von n-Si und Ag mit den Übergängen Ag → Si von 0.83 eV (1) und Si → Si mit 1.1 eV (2).

5. Diskussion

5.1. Struktur der Ag-Schichten

Eine 100 ML dicke bei 90 K hergestellte und bis 500 K getemperte Schicht wurde ausgebaut und mit einem hochauflösendem SEM untersucht. Genau diese Schicht zeigte im UHV ein anderes Verhalten im Leitwert als alle vorherigen [Kapitel 4.2.5.]. Der Leitwertübergang lag bei 100 K und nicht bei 240 K. Da der Leitwert bei 300 K reproduziert wurde, ist davon auszugehen, daß sich die Schichten in ihrer Struktur nicht wesentlich unterscheiden.

In Bild D1 erkennt man, daß die Ag-Schicht aus einzelnen Ag-Inseln mit einer Größe von ~ 500 nm besteht. In den schwarzen Bereichen ist das Si frei von Ag. Die kleinen Inseln verursachen die optisch sichtbare Trübung des Kristalls ("milky-phase"). Da die einzelnen Ag-Bereiche über Brücken miteinander verbunden sind, perkoliert die Schicht noch. Das Temperdiagramm M2 ist demnach so zu deuten, daß sich das Ag im Bereich zwischen 440 K und 600 K zu größeren Bereichen umordnet. Diese Bereiche bestehen aus einzelnen Kristalliten und sind über Brücken miteinander verbunden. Von Kurve A (300K-440K) nach Kurve C (600K) werden diese Brücken schmaler und weniger, bis von Kurve C nach Kurve D (650K) die Verbindung abreißt und der Leitwert drastisch abfällt. Qualitativ bleibt der Leitwertübergang dabei erhalten.

Auf dem Bild D2 ist noch deutlicher die Unterteilung der Ag-Bereiche in einzelne Ag-Kristallite zu sehen. In einer Abschätzung der Breite dieser Korngrenzen geht die Veränderung der Sekundärelektronenemission durch die Korngrenze mit ein. Wenn dieser Effekt einen großen Einfluß hat, ist die

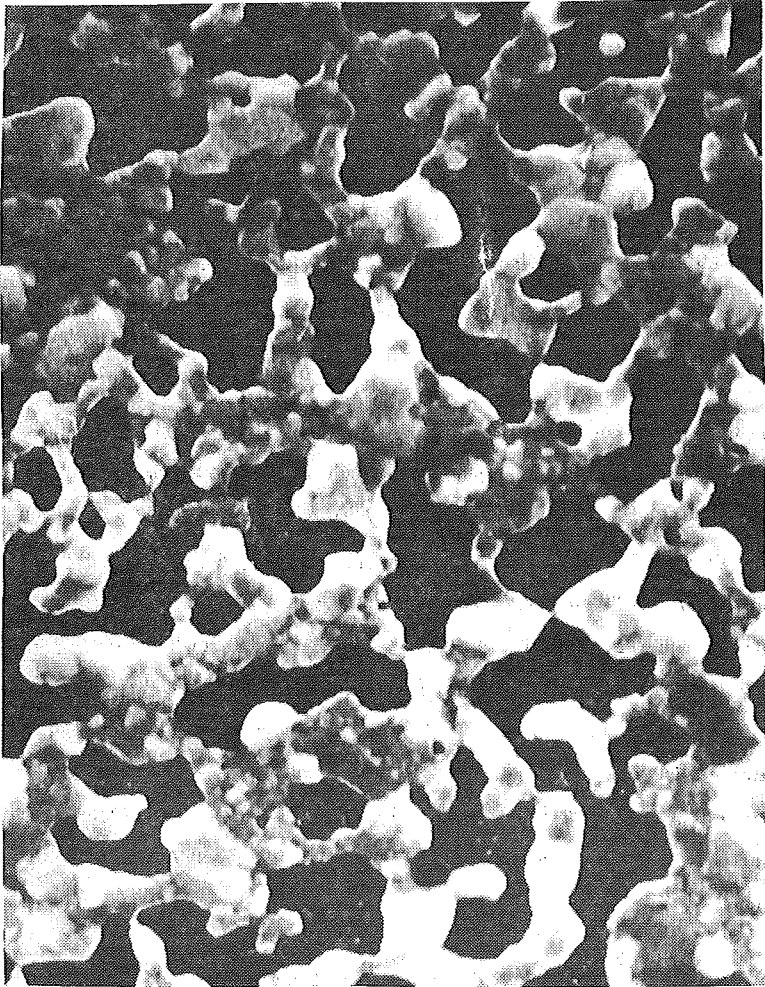


Bild D1: SEM-Aufnahme einer 100 ML dicken Ag-Schicht, die bis 500 K im UHV getempert worden ist.

1000 nm

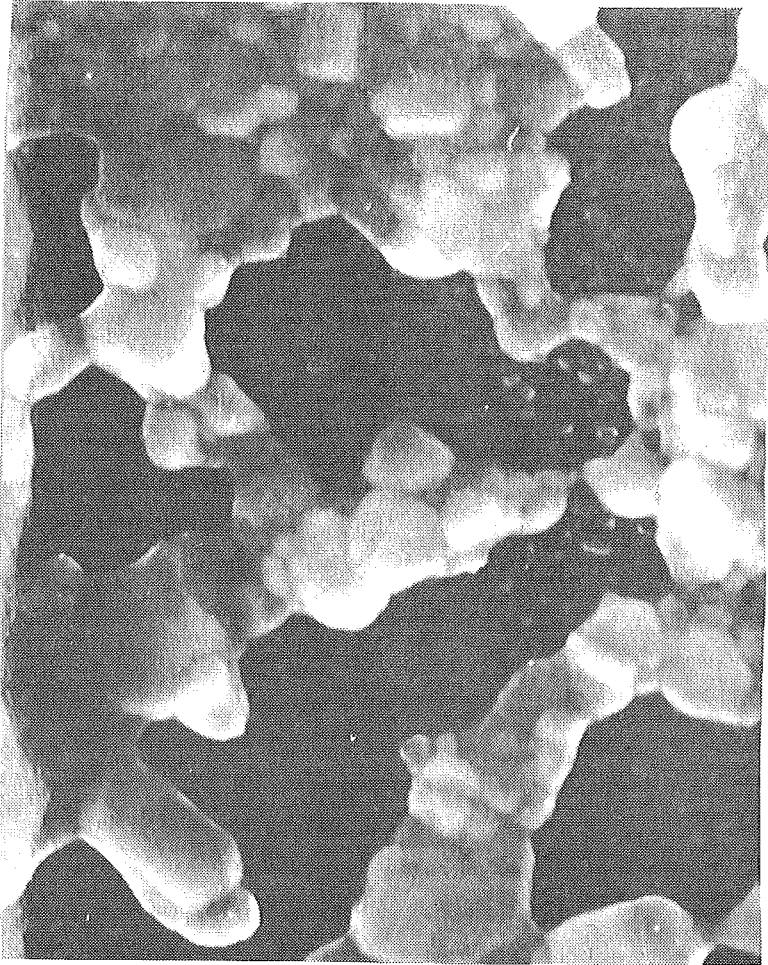


Bild D2: SEM-Aufnahme einer 100 ML dicken Ag-Schicht, die bis 500 K im UHV getempert worden ist. 500 nm

tatsächliche Breite der Korngrenzen wesentlich kleiner. Geht man davon aus, daß dieser Effekt nicht so drastisch ist, kommt man auf typische Abstände die mit 5 nm doppelt so groß wie die Auflösungsgrenze des Mikroskops sind. Obwohl die Kristalle dann deutlich voneinander getrennt sind, müssen sie dennoch zusammenhängen, denn sonst würden sich keine Brücken bilden. Dieser Widerspruch kann entkräftet werden, wenn man annimmt, daß die Kristallitstruktur nicht kastenförmig, sondern an den Ecken abgeflacht ist. Dann berühren sich die Kristallite nur im Sockelbereich. Damit wäre dem Bild genügt, das deutlich Kristallite zeigt und auch den Leitwertmessungen, die bei hohen Temperaturen einen guten Leitwert ergeben. Man kann sogar sagen, daß Brücken nur möglich sind, wenn die Ag-Kristalle noch nicht verschmelzen.

Aus TEM-Messungen einer 85 ML-Schicht, die bei Raumtemperatur aufgedampft und nicht weiter getempert worden ist, weiß man, daß die Kristallite epitaktisch in (111) Richtung aufwachsen und sich mehrere Rotationsdomänen bilden [34]. Nach Tempern auf 700 K bleiben nur zwei übrig: Typ A mit Si (110) \parallel Ag (110) und Typ B mit Ag (114) \parallel Si (110). Bei diesen Temperaturen richten sich die Ag-Kristallite gemäß der Unterlage aus. Eine ebenfalls bei Raumtemperatur aufgedampfte 3 ML dicke und nicht getemperte Schicht zeigt im STM deutlich Inselwachstum [39]. Allerdings reicht die laterale Auflösung nicht aus, um einzelne Kristallite oder gar deren Verbindung zu erkennen. Die auf dem Bild zu erkennenden Inseln haben eine typische Größe von 20 nm und eine Höhe von 0,5 nm bis 1,5 nm (2 ML bis 7 ML). Strukturaufnahmen von Schichten, die bei tieferen Temperaturen aufgedampft und bis Raumtemperatur getempert worden sind, liegen weiter nicht vor. Es ist jedoch anzunehmen, daß sie sich nur in der Größenverteilung der Kristallite unterscheiden. In den Messungen der elektrischen Leitfähigkeit bei verschiedenen Aufdampftemperaturen ist qualitativ kein Unterschied im Leitwertübergang erkennbar (Kapitel 4.2.2.).

5.2. Übergang durch Abbau der Schottky - Barriere

Die frequenzabhängige Photoleitung zeigt deutlich Knicke bei 0,83 eV und 1,1 eV. Daraus könnte man schließen, daß die Temperaturabhängigkeit der Schottky-Barriere den Übergang verursacht. Die Photoleitung wäre dann, genau wie im thermischen Übergang, durch Abbau der Barriere zu erklären. Bei tiefen Temperaturen würde der Strom nur im Si fließen und bei hohen wäre das Si im Bereich des Ag kurzgeschlossen.

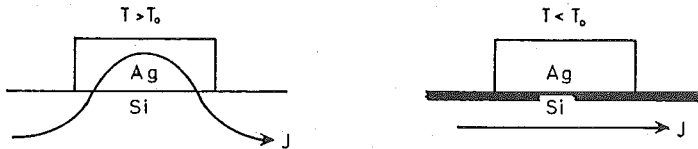


Bild D3: Für $T > T_0$ schließt das Ag das Si kurz, bei $T < T_0$ verhindert die Schottky - Barriere die Kontaktierung des Ag.

Im Rahmen des Modells einer idealen Schottky-Barriere hängt die Höhe nur von der Differenz des Fermi-niveaus ab. Das Fermi-niveau des Si verschiebt sich zwischen 150 K und 300 K von der Leitungsbandkante in die Bandmitte [27]. Messungen mit hundertmal höher dotiertem Substrat sollten dann den Übergang um 80 K zu höheren Temperaturen verschieben. Die Experimente zeigen jedoch, daß innerhalb der Meßgenauigkeit (± 10 K) keine Verschiebung erfolgt [41]. Die Temperaturabhängigkeit der Schottky-Barriere ist wesentlich kleiner, als man es nach der Änderung des Si-Niveaus im idealen Schottky-Barrieren-Modell erwartet. Die hier gezeigten Messungen der frequenzabhängigen Photoleitungen zeigen bei 100 K eine Barrierenhöhe von 0,83 eV. Der Literaturwert bei Raumtemperatur beträgt 0,78 eV [27,40]. Diese schwache Abhängigkeit der Schottky-Barrieren-Höhe von der Tempe-

ratur findet man auch für das System Au auf n-Si [40]. Die Abhängigkeit vom Fermi-Niveau des Metalls ist auch wesentlich geringer [27]. Die Austrittsarbeiten von Mg und Pt unterscheiden sich um 1,8 eV (Mg: 3,5 eV; Pt: 5,3 eV), die Barrieren nur um 0,5 eV (Mg: 0,4 eV; Pt: 0,9 eV). Die Summe der Barrieren von Ag auf n-Si und auf p-Si ist nicht gleich dem Bandabstand [27].

Dieses Modell des Leitwertübergangs ist nicht mit den vorhandenen Messungen in Einklang zu bringen. Damit die Barriere wirksam werden könnte, müßten die Inseln voneinander getrennt sein. Dann wäre ein schlechterer Ag-Leitwert bei 300 K zu erwarten. Bei 100 K müßte er auf den Leitwert des Si abgefallen sein. Dieses Modell könnte höchstens für Kurve D in Bild M2 zutreffen. Die Kurven A und B wären damit nicht zu erklären.

5.3 Übergang durch Quantum-Size-Effekt der Kristallite

Da die Schicht zum Teil aus sehr kleinen Kristalliten mit einer Größe von 50 nm besteht, müssen auch Theorien untersucht werden, die sich mit der Leitfähigkeit kleiner Kristalle beschäftigen. Kommen die typischen Längen in die Größenordnung der 100-fachen Fermiwellenlänge, kann der Quantum-Size-Effekt (QSE) die Leitfähigkeit reduzieren (siehe 2.2). Für Ag liegt dieser Übergang etwa bei einer Länge von 20 nm. Das entspricht einer Schichtdicke von 100 ML.

In der hier vorliegenden Ag-Schicht ist nicht nur die Dicke sehr klein, man sieht sogar einzelne Körner, so daß die Quantisierung möglicherweise dreidimensional ist. Der Leitwertübergang wäre dann so zu erklären, daß sich mit zunehmender Temperatur die inelastische Streulänge verkleinert, bis sie in die Größe der Kristallite kommt. Dann ist die Niveaubreite etwa gleich dem Niveauabstand und das Korn leitet.

Experimentell ist die Quantisierung der Körner aus Messungen der Absorption von Mikrowellen an Indium-Kügelchen in Öl [1,2.] bekannt. Man nennt diesen Effekt Size Induced Metal Insulator Transition (SIMIT). In diesem Experiment verändert sich die Korngröße irreversibel mit der Temperatur, dabei sind die Körner voneinander isoliert. Bei einem Teilchendurchmesser von 10 nm ist die Leitfähigkeit acht Größenordnungen kleiner als die Volumenleitfähigkeit, die bei 1000 nm erreicht wird [2].

Es stellt sich die Frage, ob dieser Effekt auch einen Leitwertübergang bei konstanter Korngröße produzieren kann. Zwar ist die Korngröße vergleichbar, aber die Kristalle sind, wie man in Bild D2 sieht, nicht voneinander isoliert. Eine einfache Korngrenze müßte dann ausreichen, um

den QSE der Körner auszulösen. Ein anderes Problem besteht in der Art des Übergangs. Selbst wenn die Zustände in den Kristallen quantisiert sind, ist eher ein allmähliches Ansteigen der Leitfähigkeit mit der Temperatur bei konstanter Korngröße zu erwarten. Man müßte nach einem zusätzlichen Mechanismus suchen, der für ein plötzliches Einsetzen der Leitfähigkeit sorgt. Bei tiefen Temperaturen sollte die Schicht isolieren. Der Leitwert einer 92 ML-Schicht bei 100K ist jedoch deutlich vorhanden und verändert sich bei tiefen Temperaturen nicht mit der Temperatur. Mit zunehmender Schichtdicke müßte eine Verbesserung der Leitfähigkeit erfolgen. Bei 100 K nimmt die Leitfähigkeit während des Aufdampfens bei 50 ML ab, denn der Leitwert ist nahezu konstant (siehe Kapitel 4.4.1). Fraglich ist, wie die Experimente der monochromatischen Photoleitung in ein solches Modell eingearbeitet werden könnten.

Beim Aufdampfen von Au auf Si sind Oszillationen im Leitwert entdeckt worden [10]. Sie haben dieselbe Wellenlänge, wie die gleichzeitig gemessenen RHEED-Oszillationen und nicht die der Fermiwellenlänge. Daher werden diese Oszillationen als Streuung der Elektronen an Stufen und nicht als QSE gedeutet [10]. Von analogen Ag-Messungen werden nur die RHEED-Oszillationen veröffentlicht.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß der Quantum-Size-Effekt sicherlich bei der Berechnung der Leitfähigkeit in dünnen Schichten oder granularen Systemen beachtet werden muß. Eine 3d-Quantisierung der Kristallite bringt aber wahrscheinlich keine Übereinstimmungen mit den Messungen. Einen wesentlichen Beitrag von experimenteller Seite könnten Spektroskopie-Messungen mit STM liefern. Von theoretischer Seite wäre ein Modell für den Temperature Induced Metal Insulator Transition (TIMIT) hilfreich.

5.4. Tunneleffekt

Das folgende Modell geht von der Annahme aus, daß eine Überschußladung im Ag-Kristallit im Randbereich eine Energiebarriere erzeugt, die von den Elektronen durchtunnelt werden kann (Kapitel 2.3.). Als Ersatzschaltbild dient die Reihenschaltung eines ohmschen Widerstandes R_0 mit einem Tunnelwiderstand. Der Gesamtwiderstand ergibt sich somit:

$$(8) \quad R(T) = R_0 + R_1 e^{\frac{4\pi}{h} S \sqrt{2m\phi}}$$

Die Wechselwirkung der Überschußladung im Ag mit Löchern im Si macht die Barriere temperaturabhängig. Die Konzentration der Löcher ändert sich wie folgt mit der Temperatur:

$$(20) \quad P(T) = P_0 e^{-\Delta E/kT}$$

Wenn die Löcherkonzentration die Überschußladung abbaut, kann man für die Temperaturabhängigkeit der Barrierenhöhe $\phi(T)$ annehmen:

$$(21) \quad \phi(T) = \phi_0 - \tilde{\phi} e^{-\Delta E/kT}$$

$\tilde{\phi}$ beschreibt die Stärke der Wechselwirkung zwischen den Löchern im Si und der Überschußladung im Ag. ϕ_0 hat zwar die Dimension einer Energie; dies ist jedoch nicht von physikalischer Bedeutung, da die Gesamthöhe der Barriere nicht kleiner als null sein kann. Bei thermischem Übergang ist ΔE die Differenzenergie zwischen Bandabstand des Si und der Schottky-Barriere.

Damit ergibt sich ein Modell mit sechs freien Parametern ($R_0, R_1, S, \sqrt{\phi_0}, \tilde{\phi}, \Delta E$), die drei zusätzlichen Bedingungen genügen müssen: Anpassung des Modells im gut leitenden und im isolierenden Bereich; Bestimmung der Übergangstemperatur T_0 . Damit lassen sich drei Parameter unmittelbar aus dem Experiment bestimmen.

Am Abknickpunkt des Leitwerts ($T \approx 240$ K) gilt:

$$(22) \quad \varphi(T_0) = \varphi_0 - \tilde{\varphi} e^{-\Delta E/kT_0} = 0 \quad \Rightarrow \tilde{\varphi}$$

Im gut leitenden Bereich ($T=300$ K, $\varphi=0$) gilt:

$$(23) \quad R_0 + R_1 = R_A \quad \Rightarrow R_0$$

Weit unterhalb des Übergangs ($T=100$ K, $\varphi=\varphi_0$) gilt:

$$(24) \quad R_0 + R_1 e^{\frac{1}{2} \frac{\pi}{h} S \sqrt{2 m \varphi_0}} = R_B \quad \Rightarrow R_1$$

So lassen sich R_0 , R_1 und φ in $R(T)$ eliminieren:

$$(25) \quad R(T) = \frac{(\alpha R_A - R_B)}{(\alpha - 1)} + \frac{(R_A - R_B)}{(1 - \alpha)} e^{\frac{1}{2} \frac{\pi}{h} S \sqrt{2 m \varphi(T)}}$$

$$(26) \quad \varphi(T) = \varphi_0 \left\{ 1 - e^{\left\{ \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right\} \Delta E/k} \right\}; \quad \alpha = e^{\frac{1}{2} \frac{\pi}{h} S \sqrt{2 m \varphi_0}}$$

R_A , R_B und T_0 werden den temperaturabhängigen Messungen entnommen. Die Aktivierungsenergie der Locherzeugung ΔE gewinnt man aus den Experimenten der frequenzabhängigen Photoleitung. Damit bleiben nur noch die Barrierenhöhe und -breite für die Anpassung übrig. Praktisch ist aber nur das Produkt $S\sqrt{\varphi_0}$ bestimmbar. Damit erfolgt die Anpassung nur noch mit einem Parameter. Die Aufteilung in Barrierenhöhe und -breite muß folgenden Randbedingungen genügen: S muß kleiner als die Korngrenzen der SEM-Bilder sein (≈ 10 nm), φ_0 muß größer als $k_B T$ sein. Die Anpassung muß sinnvolle Werte für R_0 , R_1 und φ_0 liefern.

Die Bilder D4 bis D6 zeigen die Anpassung des Modells an die Meßkurve A aus Bild M2 (92 ML Ag auf Si(111)7x7 bei 90 K hergestellt und bis 400 K getempert). Der Bildausschnitt ist auf den Übergangsbereich vergrößert. Alle drei Diagramme haben als Rahmenwerte für die Anpassung folgende Werte erhalten: $1/R_A=560$ mS, $1/R_B=12$ mS, $T_0=220$ K. Die Werte der Anpassung sind in der jeweils danebenliegenden Tabelle festgehalten.

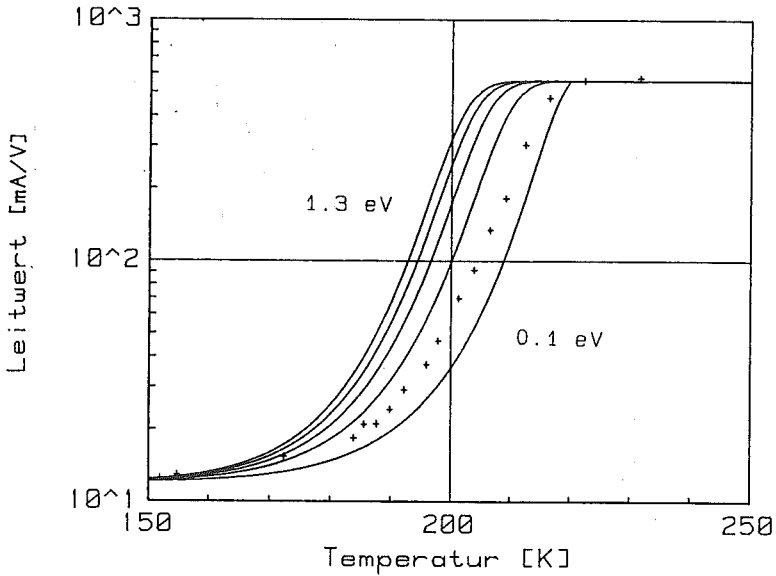


Bild D4: Anpassung des Modells an Meß - $\Delta E = 0,25 \text{ eV}$ $S = 2,5 \text{ nm}$
 kurve A aus Bild M2: 92 ML bei 90 K her-
 gestellt und bis 400 K getempert. Variation
 der Höhe φ_0 von 0.1 bis 1.3 eV.
 $1/R_A = 560 \text{ mS}$ $1/R_B = 12 \text{ mS}$ $T_0 = 220 \text{ K}$

φ_0 [eV]	R_0^{-1} [mS]	R_1^{-1} [mS]	$\tilde{\varphi}$ [eV]
0.1	570	$3 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$
0.4	560	$9 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^5$
0.7	560	$2 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^5$
1.0	560	$9 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^5$
1.3	560	$3 \cdot 10^{13}$	$7 \cdot 10^5$

In Bild D4 wurde die Aktivierungsenergie und die Barrierenlänge konstant gehalten (0,25 eV, 2,5 nm). Die Höhe verändert sich von 0.1 eV auf 1.3 eV in Abschnitten von 0.3 eV. Mit zunehmender Höhe wird der Übergang steiler und der Knick bei T_0 rundet sich ab. Dadurch scheint sich der Übergang zu niedrigeren Temperaturen zu verschieben. Ein ähnliches Verhalten findet man bei der Variation der Barrierenlänge S in Bild D5, denn nur das Produkt S/φ_0 bestimmt den Verlauf.

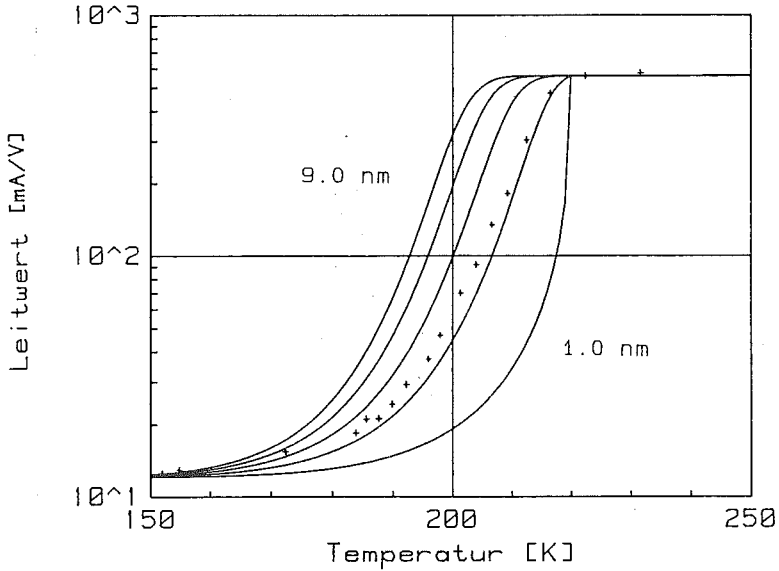


Bild D5: Anpassung des Modells an Meß - $\Delta E = 0.25 \text{ eV}$ $\phi_0 = 0.25 \text{ eV}$
 kurve A aus Bild M2: 92 ML bei 90 K her-
 gestellt und bis 400 K getempert. Variation
 der Barrierenlänge S von 1.0 nm bis 9.0 nm.
 $1/R_A = 560 \text{ mS}$ $1/R_B = 12 \text{ mS}$ $T_0 = 220 \text{ K}$

S [nm]	R_0^{-1} [mS]	R_1^{-1} [mS]	ϕ [eV]
1.0	550	277	$5 \cdot 10^1$
3.0	561	$2 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^4$
5.0	560	$9 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^4$
7.0	560	$5 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^4$
9.0	560	$2 \cdot 10^{13}$	$5 \cdot 10^4$

Die Aktivierungsenergie der Locherzeugung ΔE hat einen starken Einfluß auf die Modellkurven in Bild D6. Sie bestimmt den Temperaturbereich, in dem sich der Leitwert ändert. Die Widerstände R_0 und R_1 sind für alle Kurven gleich, da bei konstanter Übergangstemperatur nur der Vorfaktor ϕ geändert wird. Mit steigender Energielücke wird der Übergangsbereich schmaler und die Steigung größer.

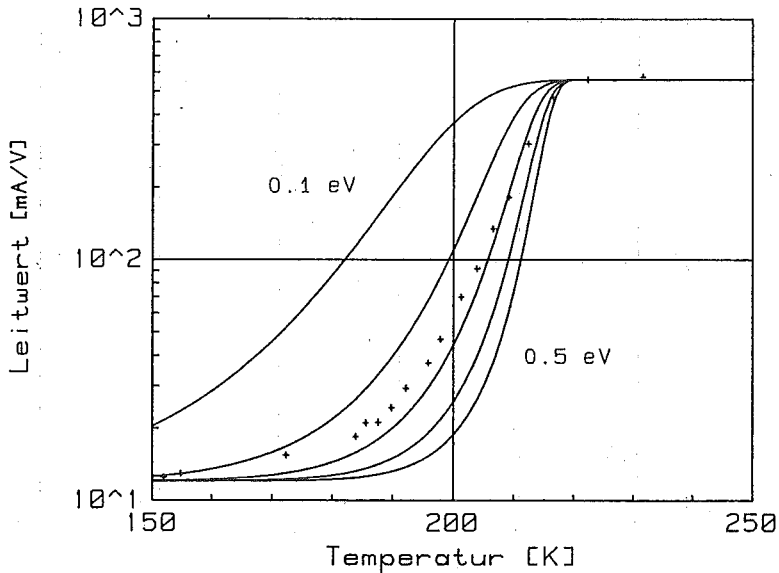


Bild D6: Anpassung des Modells an Meß -
kurve A aus Bild M2: 92 ML bei 90 K her-
gestellt und bis 400 K getempert. Variation
der Aktivierungsenergie ΔE .

$1/R_A = 560 \text{ mS}$ $1/R_B = 12 \text{ mS}$ $T_0 = 220 \text{ K}$

ΔE [eV]	R_0^{-1} [mS]	R_1^{-1} [mS]	$\hat{\varphi}$ [eV]
0.1	560	$3 \cdot 10^6$	49
0.2	560	$3 \cdot 10^6$	9600
0.3	560	$3 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^6$
0.4	560	$3 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^8$
0.5	560	$3 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^{10}$

In den Bildern D7 und D8 ist bei Variation von S die Übergangstemperatur mit verschoben worden, um zu sehen, ob auch eine gute Anpassung mit anderen Parametern erreicht werden kann. φ_0 ist niedrig auf 0,1 eV gesetzt und konstant gehalten, da nur die Variation des Produktes S/φ_0 wesentlich ist. In D7 sieht man, daß eine gewisse Mindestgröße von 2,5 nm vorhanden sein muß, damit der Übergang im Bereich $\varphi \sim 0$ rund genug ist. Ähnliches

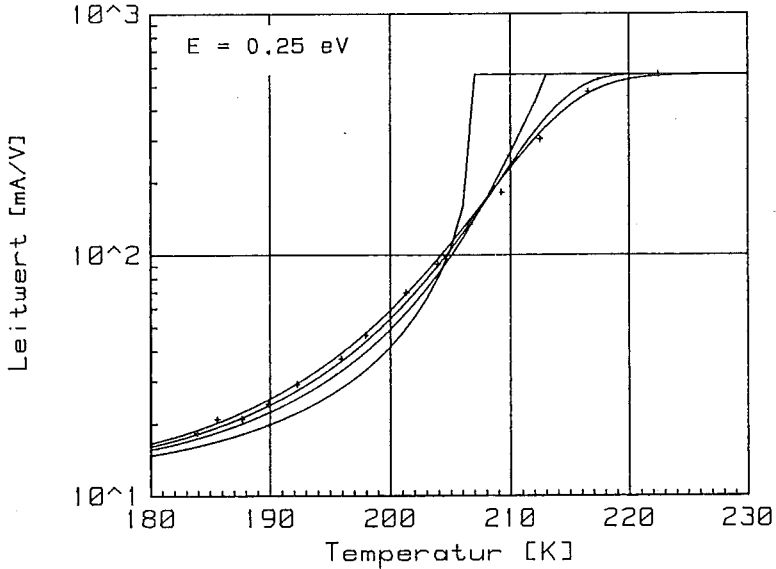


Bild D7: Meßkurve wie bei D4 bis

$\Delta E = 0.25 \text{ eV}$ $\phi_0 = 0.10 \text{ eV}$

D6. Hier: Variation der Barrierenlänge S und der Übergangstemperatur T_0 .

T_0 [K]	S [nm]	R_0^{-1} [mS]	R_1^{-1} [mS]	$\hat{\phi}$ [eV]
207	1.0	-550	277	$1 \cdot 10^5$
213	2.0	610	6830	$8 \cdot 10^4$
220	3.5	560	$8 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^4$
237	10.0	560	$7 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^4$

ergibt sich auch aus dem Bild D8. Hier wurde eine Anpassung mit einem anderen ΔE versucht. Die größere Steigung läßt sich nicht durch eine andere Wahl der Parameter S und T_0 ausgleichen.

Die beste Anpassung (Bild D9, Kurve A) ergab sich mit einer Aktivierungsenergie von 0,22 eV und einem Tunnelexponenten von 12 (3 nm mit 0,16 eV oder 1,5 nm mit 0,64 eV). Von dieser Anpassung ausgehend konnte das

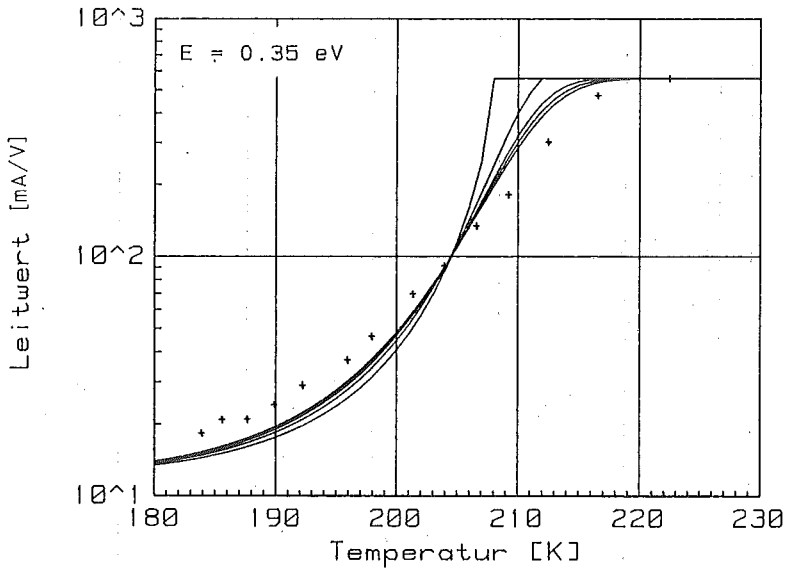


Bild D8: Meßkurve und Anpassung

$\Delta E = 0.35 \text{ eV}$ $\varphi_0 = 0.10 \text{ eV}$

wie in D7, aber: andere Aktivierungsenergie ΔE .

T_0 [K]	S [nm]	R_0^{-1} [mS]	R_1^{-1} [mS]	φ [eV]
208	1.5	935	$1 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^7$
212	2.5	570	$3 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^7$
219	5.0	560	$9 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^7$
227	10.0	560	$7 \cdot 10^{14}$	$6 \cdot 10^6$
260	100	560	$3 \cdot 10^{138}$	$6 \cdot 10^5$

Temperdiagramm M2 mit wenigen Änderungen der Parameter (R_0, R_1, φ) angepaßt werden. Dabei verkleinert sich wie in der Messung mit höherer Übergangstemperatur die Steigung des Übergangs. Die Aktivierungsenergie der Locherzeugung, die Barrierenhöhe und die Breite wurden konstant gehalten. Mit R_1 konnte der Widerstand bei 100 K und mit R_0 der bei 300 K angeglichen werden. Mit kleinerem φ verschiebt sich der Übergang zu höheren Temperaturen und wird flacher.

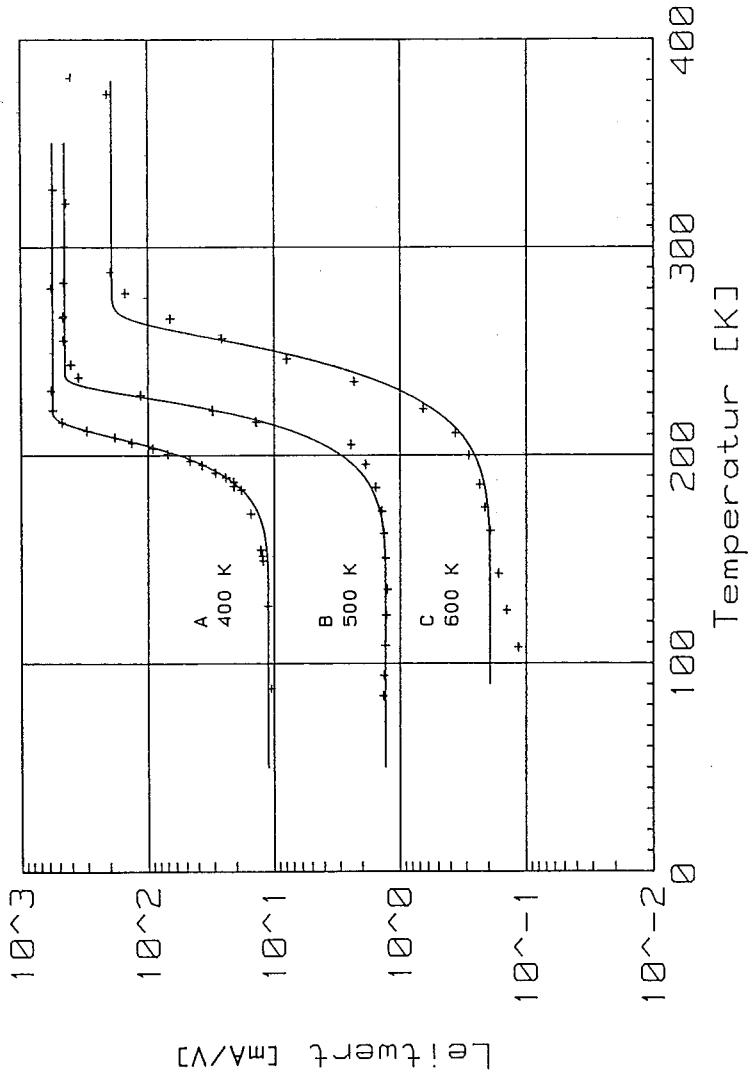


Bild D9: Anpassung der Meßkurven aus Bild M2 mit Formel (23). Bei allen drei Anpassungen ist die Höhe der Barriere identisch. Veränderungen des Hochtemperatur- und des Tieftemperaturwertes sind mit R_A und R_B angepaßt und der Übergang mit φ verschoben.

Dieses Modell erklärt die Messungen zufriedenstellend. Es enthält die Meßdaten und liefert vernünftige Angaben für die Höhe und Breite der Energiebarriere. Es erklärt, wie die Schottky-Barriere an der Photoleitung beteiligt ist und wie große Verschiebungen der Übergangstemperatur durch Veränderung von ϕ möglich sind.

Ein Grund für das Auftreten einer Barriere könnte der Quantum Size Effekt sein, denn in Kapitel 2.2. wurde geschildert, daß sich das Fermi-niveau einer frei schwebenden Schicht erhöht, wenn die Schichtdicke reduziert wird. Bei zwei Metallen mit verschiedenen Fermienergien würden sich die Ladungen ausgleichen und ein Feld aufbauen, das den Unterschied aufhebt. Bei zwei 3-d-quantisierten Systemen wären wahrscheinlich Barrieren vorhanden, denn verschieden große Kristallite haben verschiedene Fermi-niveaus. Sie könnten sich nicht ausgleichen, wenn im Nachbarkorn keine Zustände in gleicher Höhe vorhanden sind. Bei einem 1-d-quantisierten System ist das Energiespektrum aufgrund der $k_{||}$ -Parabeln nicht diskret. Der Parabelabstand der innersten Parabel am Fermi-niveau beträgt bei 100 ML Ag 0.14 eV (Kapitel 2.2) und bei 10 ML Ag 1.4 eV. Dies sollte bei einer Diskussion des Stromtransports durch eine quantisierte Engstelle berücksichtigt werden. Möglicherweise hat die Tunnelbarriere etwas mit dieser Energie zu tun.

Ein anderer wesentlicher Gesichtspunkt sind Effekte der Aufladung, denn bei isolierten Körnern der hier vorliegenden Größe kann die Aufladungsenergie bei einem zusätzlichen Elektron im Bereich 1 eV liegen. Um die Ladung Q auf eine leitende Kugel mit Durchmesser D zu transportieren ist die Energie U notwendig:

$$(27) \quad U = \frac{Q^2}{4\pi\epsilon_0 D}$$

Um ein Elektron auf eine Kugel mit 10 nm Durchmesser zu bringen ist eine Energie von 140 mV nötig, wenn man voraussetzt, daß die Formeln der klassischen Elektrostatik auch in diesem Größenbereich noch gültig bleiben. Der Energieunterschied zwischen homogener und oberflächennaher Aufladung ist unwesentlich.

Thermisch könnte der Übergang in der Leitfähigkeit dadurch hervorgerufen werden, daß einige Elektronen nur mit einem Impulsübertrag ins Nachbarkorn gelangen können, da einzelne Kristallite gegeneinander wie Rotationsdomänen verdreht sind. Die Übergangstemperatur ist dann dadurch bestimmt, daß die inelastische Weglänge der Elektronen in die Größenordnung eines typischen Kristallitdurchmessers kommt.

Schluß

Unter UHV-Bedingungen auf Si(111)-Wafers hergestellte Ag-Schichten leiten bei tiefen Temperaturen nicht. Der Übergang vom leitenden zum isolierenden Zustand erfolgt bei 240 K innerhalb von 50 K. Übergangstemperatur und Amplitude hängen von den Schichtparametern ab (Qualität der Oberfläche, Aufdampftemperatur, Tempertemperatur). Bei ausreichender Beleuchtung verhalten sich die Schichten auch unterhalb des Übergangs metallisch. Zwar zeigt die monochromatische Photoleitung Einsatzpunkte bei der Energie der Schottky-Barriere von Ag auf Si (0.83 eV, 100 K), aber die Temperaturabhängigkeit der Barriere ist nicht der Grund für den Übergang im Leitwert. Die Messungen lassen sich mit einem Modell erklären, das einzelne Kristallite mit einer temperaturabhängigen Tunnel-Barriere von 0,2 eV Höhe und 5 nm Breite verbindet.

Ein Grund für diese Barriere kann der Quantum-Size-Effekt sein. Von theoretischer Seite wäre zu klären, wie der Stromtransport an der Grenze zweier unterschiedlich stark 1-d-quantisierter Systeme verläuft. Dabei müssen Niveaushiftungen durch Ladungsänderungen berücksichtigt werden. Von experimenteller Seite wären STM-Aufnahmen der Kristallitverbindungen hilfreich. In spektroskopischen Messungen könnte der Quantum-Size-Effekt sichtbar sein. Leitfähigkeitsmessungen mit anders dotiertem Substrat könnten weitere Hinweise auf die Rolle der Unterlage liefern. Da die Kristallite bei 100 ML wahrscheinlich noch quantisiert sind, sollten Messungen bis 1000 ML durchgeführt werden. Dabei müßte ein SIMIT erfolgen.

Abkürzungsverzeichnis

Ag	Silber
Au	Gold
AUGER	AUGER-Elektronen-Analyse
CSTEM	Cross-Sectional-TEM
Cu	Kupfer
HTL	Hoch-Temperatur-Leitwert
LEED	Low-Energy-Electron-Microscopy
L _{He}	Liquid Helium (flüssiges Helium)
L _{N₂}	Liquid Nitrogen (flüssiger Stickstoff)
MIT	Metal-Insulator-Transition
ML	Monolage
Mo	Molybdän
Ni	Nickel
NiCr	Nickel-Chrom
Pt	Platin
QSE	Quantum-Size-Effect
RHEED	Reflection-High-Energy-Electron-Diffraction
SB	Schottky-Barriere
SEM	Sekundär-Elektronen-Mikroskopie
Si	Silizium
SIMIT	Size-Induced-MIT
SIMS	Sekundär-Ionen-Massen-Spektroskopie
STM	Scanning-Tunnel-Microscopy
TC	Temperature-Coefficient
TEM	Transmission-Electron-Microscopy
TIMIT	Temperature-Induced-MIT
TTL	Tief-Temperatur-Leitwert
UHV	Ultra-High-Vacuum

Literaturverzeichnis

- [1] P.Marquardt, G.Nimtz und B.Mühlschlegel: On the Quasi-Static Conductivity of Sub-Micrometer Crystals; Solid State Communications (1988), Vol. 65, No. 6, 539
- [2] G.Nimtz: SIMIT-Effekt: Grenzen und neue Chancen der Miniaturisierung; Spektrum der Wissenschaft (1989), Vol. 3, 20
- [3] H.Wenzel: Metall- Nichtmetall- Übergänge; in Supraleitung und verwandte Quantenphänomene, 19. IFF Ferienkurs Jülich (1988), 14
- [4] P.W.Anderson: Phys. Rev, (1958), Vol. 109, 1492
- [5] Dieter Vollhard: Localisation Effects in Disordered Systems Festkörperprobleme 27 (1987), 63
- [6] S.P. Murarka: Silicides for VLSI Applications; Academic Press, New-York (1983)
- [7] C. Calandra, O. Bisi und G. Ottaviani: Electronic Properties of Silicon-Transition Metal Interface Compounds; Surface Science Reports (1985), Vol.4
- [8] G. Rossi: d and f Metal Interface Formation on Silicon; Surface Science Reports (1987), Vol. 7, 1
- [9] D. Dayal, P. Rudolf und P. Wißmann: Thickness Dependence of the Electrical Resistivity of Epitaxially Grown Silver Films; Thin Solid Films (1981), Vol 79, No 2
- [10] M. Jalochowski und E. Bauer: Resistance Oscillations and Crossover in Ultrathin Gold Films, Phys. Rev. B, (1988), Vol. 37, No 0
- [11] Y. Gotoh und E. Yanokura: Growth of Ag Crystals on Si(111) Surface observed by SEM; Journal of Crystal Growth (1988); Vol 87, 408
- [12] M. Hanbücken, M. Futamoto und J.A. Vanables: Nucleation, Growth and the Intermediate Layer in Ag/Si(100) and Ag/Si(111); Surface Science (1984), Vol. 147, 433

- [13] Florin Abeles, Yves Borensztein und Tomas Lopez-Rios: Optical Properties of Discontinuous Thin Films and Rough Surfaces of Silver; Festkörperprobleme XXIV (1984), 93
- [14] R. Theile: Promotion Universität Hannover (1987)
- [15] F. Jentzsch: Promotion Universität Hannover (1988)
- [16] H. Hoffmann: Thin Metal Films: Two and Three Dimensional Behavior of Charge Carriers; Festkörperprobleme XXII (1982), 255
- [17] K. Fuchs: The Conductivity of Thin Metallic Films According to the Theory of Metals; Proc. Cambridge Philos. Soc. (1938), 34, 100
- [18] Nandini Trivedi und N.W.Ashcroft: Quantum size effects in transport properties of metallic films; Phys. Rev. B. (1988), Vol 38, No 17, 12298
- [19] M. Jalochowski und E. Bauer: Quantum Size and Surface Effects in the Electrical Resistivity and High Energy Electron Reflectivity of Ultrathin Lead Films; Phys. Rev. B. (1988), Vol 38, No 8, 5272
- [20] J.W.C. De Vries: Temperature Dependent Resistivity Measurements on Polycrystalline SiO_2 - Covered Thin Gold Films; Thin Solid Films (1987), 150, 201
- [21] J.W.C. De Vries: Temperature Dependent Resistivity Measurements on Polycrystalline SiO_2 - Covered Thin Nickel Films; Thin Solid Films (1987), 150, 209
- [22] A.F. Mayadas und M. Shatzkes: Electrical Resistivity Model of Polycrystalline Films; Phys. Rev. B. (1970), Vol. 1, No.4, 1382
- [23] J.G. Simmons: Generalized Thermal J-V Characteristic for the Electric Tunnel- Effect; J. of Appl. Phys. (1964), Vol. 35, No. 9, 2655
- [24] J.G. Simmons: Generalized Formula for the Electric- Tunnel- Effect Between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film; J. of Appl. Phys. (1963), Vol. 34, No. 6, 1793

- [25] L.J. van der Pauw: A Methode of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape; Philips Research Reports (1958), Vol. 13, 1
- [26] L.J. van der Pauw: Messung des spezifischen Widerstandes und des Hall-Koeffizienten an Scheibchen beliebiger Form; Philips Technische Rundschau (1958), 8, 230
- [27] S.M. Sze: Physics of Semiconductor Devices; Verlag John Wiley & Sons New York (1981)
- [28] R. A. Matula: Electrical Resistivity of Cu, Au, Pd and Ag; in Journal of Physical and Chemical Reference Data (1979), Vol. 8, No 4, 1147
- [29] B. Barwinski: Temperature Dependence of the Electrical Conduction in Discontinuous Silver Films on Sapphire Substrates; Thin Solid Films, (1987), Vol. 148, 233
- [30] B. Barwinski: Temperature Dependence of the Electrical Conduction in Discontinuous Gold Films on Sapphire Substrates; Thin Solid Films, (1985), 128, 1
- [31] M. Celasco, A. Masoero, P. Mazzetti und A. Stepanescu: Electrical Conduction and Current Noise Mechanism in Discontinuous Metal Films, II. Experimental; Phys. Rev. B, (1978), Vol 17, No 6, 2564
- [32] M. Celasco, A. Masoero, P. Mazzetti und A. Stepanescu: Electrical Conduction and Current Noise Mechanism in Discontinuous Metal Films, I. Theoretical; Phys. Rev. B, (1978), Vol 17, No 6, 2553
- [33] W. Schlemminger und D. Stark: The Influence of Deposition Temperature on the Crystalline and Electrical Properties of Thin Silver Films; Thin Solid Films, (1985), Vol 137, No 1
- [34] F.K. LeGoues, M. Liehr, M. Renier und W. Krakow: Microstructure of Epitaxial Ag/Si(111) and Ag/Si(100) Interfaces; Philosophical Magazine B (1988), Vol. 57, No. 2, 179

- [35] L. Schwenger: Diplomarbeit Universität Hannover (1988)
- [36] K. Rönner: Diplomarbeit Universität Hannover (1985)
- [37] Ch. Adamski: Diplomarbeit Universität Hannover (1985)
- [38] R. Schad: Diplomarbeit Universität Hannover (1987)
- [39] St. Tosch und H. Neddermeyer: Nucleation and Growth of Cu and Ag on Si(111)7×7; Preprint (1989)
- [40] L.J. Brillson: The Structure and Properties of Metal-Semiconductor Interfaces; Surface Science Reports, (1982), 2, 123
- [41] R.Schad: Promotion Universität Hannover (noch nicht veröffentlicht)

Herrn Prof. Dr. M. Henzler danke ich für die vielen konstruktiven Ratschläge und Diskussionen die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Für die gemeinschaftliche Arbeit an der UHV-Apparatur danke ich Herrn Dipl. Phys. R. Schad.

Weiterhin danke ich für die inhaltliche Auseinandersetzung Herrn Prof. Dr. H. - U. Everts und Herrn Prof. Dr. Apel.

Für die SEM-Aufnahmen bedanke ich mich bei dem Institut für anorganische Chemie der Universität Hannover.

Ich danke den Mitgliedern des Instituts, die mich durch Anregungen und Diskussionen unterstützt haben.

Den Mitarbeitern der Mechanik- und Elektronikwerkstatt danke ich für ihre Bemühungen.

Die Silizium-Wafer stellte freundlicherweise die Firma Wacker Chemitronic, Burghausen, zur Verfügung.



Lebenslauf

Roland Altsinger

- | | |
|----------------|---|
| 30. 03. 1961 | Geboren in Hildesheim/Niedersachsen |
| 1967 - 1971 | Besuch der Grundschule in Sehnde |
| 1971 - 1980 | Besuch des städtischen Gymnasiums in Lehrte |
| Juni 1980 | Abitur |
| 1980 - 1986 | Studium der Physik an der Universität Hannover |
| Juli 1986 | Diplomhauptprüfung |
| seit 1.11.1986 | Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Festkörper-
physik der Universität Hannover |
| Dezember 1989 | Promotion |

