

men, was zeigt, daß die Diffusionsvorgänge in kubisch flächenzentrierten und kubisch raumzentrierten Metallen gleichartig sind, wahrscheinlich da der Spannungseffekt sehr bedeutend ist.

Die scheinbare Reaktionsordnung wird mit dem Temperungsgang kleiner, doch ist der Wert viel größer als bei einem einfachen Diffusionsvorgang<sup>6</sup> und als bei Edelmetallschichten<sup>2</sup>. Nach der Deutung von OVERHAUSER<sup>7</sup> ist dies auf den mechanischen Spannungseffekt zurückzuführen. Er tritt wegen der Härte des Über-

<sup>6</sup> J. PRIEST, C. CHIOW u. H. L. CASWELL, J. Appl. Phys. **32**, 1772 [1961].

gangsmetalls auf. Nach der Gleichung von OVERHAUSER ergeben sich Reaktionsordnungen von  $10^2$  bis  $10^3$ , wenn die Zwischengitteratomdichte etwa  $10^{-2}$  beträgt. Dabei errechnet sich die Spannung zu  $> 10^9 \text{ dyn/cm}^2$ . Eine genaue Bestimmung der Aktivierungsenergie des einzelnen Vorganges ohne Spannung ist nicht möglich.

Die Anwesenheit von Sauerstoff während des Aufdampfens bewirkt, daß die Aktivierungsenergie und der Anfangswiderstand größer und der Anteil der Ausheilung kleiner wird<sup>6</sup>.

<sup>7</sup> A. W. OVERHAUSER, Phys. Rev. **90**, 393 [1953].

## Tunnelwiderstand in Metallkontakte und der Widerstand aufgedampfter Metallschichten

Von YOSHIHIKO MIZUSHIMA und OSAMU OCHI

Electrical Communication Laboratory,  
Musashino-shi, Tokio, Japan

(Z. Naturforsch. **18 a**, 254—255 [1963]; eingeg. am 12. Dezember 1961)

HOLM<sup>1</sup> hat in seinen Arbeiten über das Kontaktproblem den Tunnelwiderstand dünner Fremdhäute in Metallkontakte berechnet, wobei er einige vereinfachende Annahmen gemacht hat. Der Tunneleffekt ist von der Temperatur selbstverständlich sehr wenig abhängig und deshalb vernachlässigt. In vorliegender Notiz wird sowohl die Spannungsabhängigkeit als auch die Temperaturabhängigkeit etwas ausführlicher behandelt.

Angenommen wird ein eindimensionales Potentialmodell, wobei ein schmaler Spalt ( $S$ ) die Kontaktmetalle voneinander trennt (Potentialdifferenz  $V$ ). Die Bildkraft für Elektronen läßt sich nach HOLM durch eine Parabel darstellen, wobei am Mittelpunkt ( $x=0$ ) das höchste Potential herrscht. Die Durchtrittswahrscheinlichkeit ( $D$ ) ist nach HOLM

$$D(E_x) = \exp \left[ -1,15 \frac{\pi}{2 \hbar} \sqrt{2 m} \left( S - \frac{\varepsilon^2}{2 W - E_x} \right) \cdot \sqrt{W - \frac{V}{2} - E_x - \frac{\varepsilon^2}{S} \ln 2} \right],$$

wobei  $\varepsilon$  die elektronische Ladung,  $E_x$  die Elektronenergie in  $x$ -Richtung und  $W=\varphi+\zeta$  die innere Austrittsarbeitsbedeutung.  $\varphi$  ist die äußere Austrittsarbeitsbedeutung und  $\zeta$  die Grenzenergie der Elektronen bei 0 K.

Der Elektronenstrom ( $j$ ) ergibt sich zu

$$j = 2 \varepsilon \left( \frac{m}{h} \right)^3 \int_0^\infty v_x D(E_x) dv_x \cdot \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty [f(E) - f(E+V)] dv_y dv_z,$$

<sup>1</sup> R. HOLM u. B. KIRSCHSTEIN, Z. techn. Phys. **16**, 488 [1935]. — R. HOLM, J. Appl. Phys. **22**, 569 [1951]. — R. HOLM, Electric Contacts, H. Geber, Stockholm 1946.

wobei  $v$  die Elektronengeschwindigkeit und  $f(E)$  die FERMISCHE Verteilungsfunktion sind. Das Integral läßt sich umformen<sup>1</sup>

$$j = \frac{4 \pi m}{h^3} \int_0^\infty D(E_x) I'(E_x) dE_x, \\ I' = \varepsilon \int_{E_x}^\infty \{f(E) - f(E+V)\} dE.$$

Für die Auswertung setzt man hierbei

$$I'(E_x) = \varepsilon \bar{V} \left( 1 - \frac{1}{\beta} \ln \frac{1 + e^\alpha e^\beta}{1 + e^\alpha} \right),$$

wobei  $\alpha = (E - \zeta)/kT$ ,  $\beta = V/kT$ .

Für jeden Parameter ( $T, V, S$ ) werden  $D(E)$  und  $I'(E)$  ausgerechnet und das Produkt (Energieverteilungskurve) numerisch integriert. Gold ist als Beispiel angeführt, wobei  $\varphi = 4,90 \text{ eV}$  und  $\zeta = 5,52 \text{ eV}$ .

In Abb. 1 ist der Widerstandsverlauf in Abhängigkeit von der Spaltweite gezeigt. Er bezieht sich auf 0 K und  $V \sim 0$ .

Bei einer Spaltweite von 30 Å ist die Spannungsabhängigkeit in Abb. 2 dargestellt. Auch bei HOLM liegt ein Widerstandsmaximum bei kleinen Spannungen vor. Er hat das auf sein großes Potentialmodell zurückgeführt. Das vorliegende Maximum bei besserer Näherung ist etwas kleiner, aber noch deutlich. Wir haben an der unten beschriebenen Metallschicht vergeblich versucht, dieses Maximum experimentell zu finden.

In Abb. 3 ist die Temperaturabhängigkeit bei normaler Temperatur wiedergegeben. Eine halbleitende Eigenschaft ist vorhanden, mit einer Aktivierungsenergie von 1/10 bis 1/1000 eV. Sie nimmt mit der Spaltweite etwas zu.

Sehr dünne aufgedampfte Metallschichten (z. B.  $< 100 \text{ \AA}$ ) zeigen nichtohmische, halbleitende Eigenschaften<sup>2</sup>. Der bisher angenommene Grund ist der Kontaktwiderstand zwischen feinkörnigen Mikrokristallen.

<sup>2</sup> Zum Beispiel R. SUHRMANN u. W. BERNDT, Z. Phys. **115**, 17 [1940].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

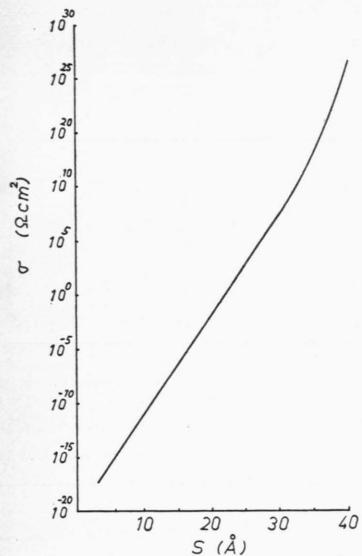


Abb. 1. Kontaktwiderstand infolge des Tunneleffektes bei 0 °K. Potentialdifferenz  $V \sim 0$ , Kontaktmetall ist Gold.

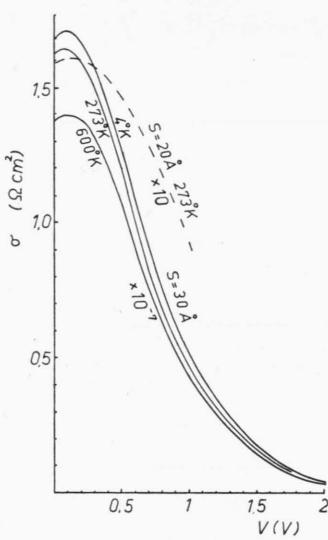


Abb. 2. Spannungsabhängigkeit des Kontaktwiderstandes bei verschiedenen Temperaturen.

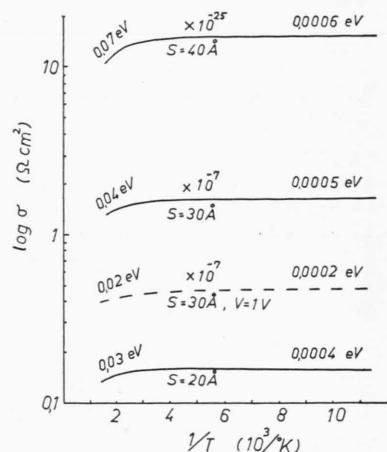


Abb. 3. Temperaturabhängigkeit des Kontaktwiderstandes bei verschiedenen Spaltweiten.

len. Die elektronenmikroskopische Beobachtung zeigt, daß der Schichtwiderstand nichtohmisch, halbleitend und sehr hoch wird, wenn die Kristallkörnchen wegen Temperung ihren Kontakt miteinander verlieren und auseinanderrücken ( $S < 30 \text{ \AA}$ ). Bei Temperung geschieht dies, obgleich die Schicht in geordnetem Zustand

ist, wie der Elektronenbeugungsversuch zeigt. Die halbleitende Eigenschaft kommt nicht durch die Oxydhaut des Kontaktes zustande, denn dieses Charakteristikum ist bei Gold besonders deutlich. Bei Edelmetall ist die Neigung zur Koagulation viel ausgeprägter, was den Kontaktwiderstand begünstigt.

Zur Erklärung dieses Kontaktwiderstandes hatte man drei Deutungen: Thermoemission<sup>3</sup>, MOTT-SCHOTTKY-scher Metall-Halbleiter-Kontakt<sup>4</sup> und Tunneleffekt<sup>5</sup>. Die erste hat den wichtigen Nachteil, daß die Austrittsarbeit des Metalls zu ca. 1/100 eV anzunehmen ist. Wenn die zweite eine Hauptrolle spielen würde, dann wäre das Spannungsgefälle am Kontakt konzentriert, und der Widerstand wäre von der Spaltweite unabhängig. Der Tunnelwiderstand soll nun mit der oben entwickelten Rechnung verglichen werden.

Als Beispiel ist der Widerstand eines halbleitenden aufgedampften Goldfilms in Abb. 4 dargestellt, wobei der Film sukzessive auf höheren Temperaturen im Vakuum getempert wurde. Die Aktivierungsenergie und der Widerstand ist mit der Temperung, d. h. mit der Spaltweite größer geworden.

Die gemessene Energie ist größer als die berechnete, insbesondere bei Heliumtemperatur<sup>3</sup>. Somit ist die Deutung mit dem Tunneleffekt nicht ganz befriedigend, obgleich bei normaler Temperatur qualitative Übereinstimmung besteht.

Die neueste Deutung von NEUGEBAUER<sup>6</sup> scheint sehr interessant. Sie bezieht sich auf das elektrostatische Potential des einzelnen Körnchens.

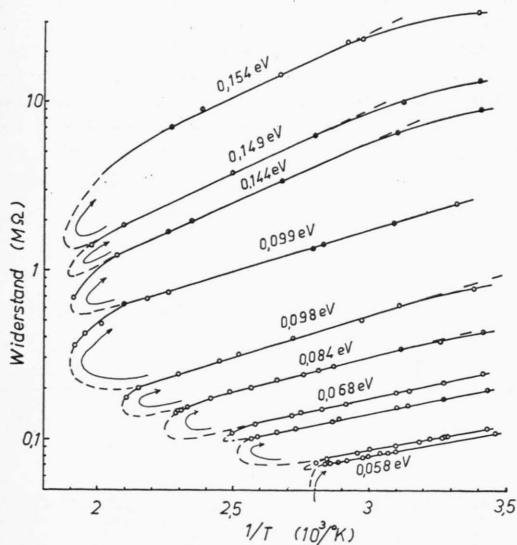


Abb. 4. Widerstand einer aufgedampften Goldschicht unter sukzessiver Temperung, Schichtdicke ca. 100 Å.

<sup>3</sup> N. MOSTOVETSCH, Ann. Phys., Paris **8**, 61 [1953]. — B. VODAR, J. Phys. Radium **17**, 213 [1956].

<sup>4</sup> A. BLANC-LAPIERRE u. N. NIFONTOFF, J. Phys. Radium **17**, 230 [1956].

<sup>5</sup> N. NIFONTOFF, C. R. Acad. Sci., Paris **237**, 24, 228 [1953]; **238**, 1200 [1953].

<sup>6</sup> C. A. NEUGEBAUER u. M. B. WEBB, J. Appl. Phys. **33**, 74 [1962].