

## Zum Leitfähigkeitsverhalten von polykristallinem Selen

Von F. ECKART

Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin,  
Physikalisch-Technisches Institut,  
Bereich Elektronische Halbleiter

(Z. Naturforschg. 16 a, 631 [1961]; eingegangen am 24. März 1961)

Die Untersuchungen an polykristallinem Selen werden durch zwei Faktoren wesentlich erschwert: einmal ist die Reinigung bzw. Darstellung von halbleiterreinem Selen recht schwierig, da es beim Selen nicht wie bei anderen Halbleitern möglich ist, physikalische Reinigungsmethoden, wie Kristallziehen oder Zonenschmelzen anzuwenden und zum anderen, weil das durch Kristallisation der amorphen Phase entstandene polykristalline Selen durch seine besondere Kristallstruktur und durch die auftretende Volumenkontraktion bereits einen hohen Fehlordnungsgrad besitzt, der zudem von der Temperatur, den Kristallisations-Bedingungen und damit von der Reinheit, Dotierung und thermischen Vorbehandlung u. a. abhängt.

Es ist schon lange bekannt, daß die Leitfähigkeit des Selenes wesentlich von Halogenbeimengungen beeinflusst wird. Handelsübliche Selenen, wie sie beispielsweise auch zur Gleichrichterfertigung verwendet werden, haben Halogengehalte von  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  Gew.-Prozent.

Handelsübliche hochgereinigte Selenen zeigen ein für Halbleiter charakteristisches Leitfähigkeits-Temperaturverhalten (Abb. 1, Kurve 1) mit Leitfähigkeitswerten bei Zimmertemperatur von etwa  $10^{-3} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$ .

Wird das gleiche Selen z. B. bei  $300^\circ \text{C}$  geschmolzen und eine Stde. lang Sauerstoff bzw. Stickstoff durchgeleitet, so sind die Leitfähigkeitswerte bei Zimmertemperatur zwar etwas niedriger (Kurve 2 und 3 in Abb. 1) als die des Ausgangsselenes, die  $(\log \sigma, 1/T)$ -Abhängigkeit zeigt indessen einen vom Ausgangsselen nicht wesentlich verschiedenen Verlauf. Wird nun aber durch die Selenschmelze eine Stde. lang bei  $300^\circ \text{C}$  molekularer Wasserstoff geblasen, so werden um etwa 3 Größenordnungen niedrigere Leitfähigkeitswerte gemessen (Kurve 4 in Abb. 1). Charakteristisch ist, daß auch hier die bereits früher beschriebenen, ausgesprochenen Hysterese-Erscheinungen auftreten<sup>1</sup>.

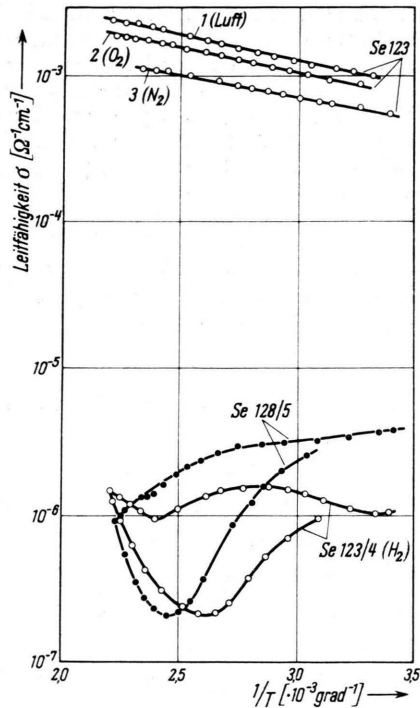


Abb. 1. Leitfähigkeits-Temperatur-Abhängigkeiten für Selenen verschiedener Vorbehandlung jeweils nach 2 Stdn. Temperung bei  $180^\circ \text{C}$  im Vakuum, 1–4: gleiches Ausgangsmaterial Se 123 nach Durchblasen (1 Stde. bei  $300^\circ \text{C}$ ) von 1: Luft; 2:  $\text{O}_2$ ; 3:  $\text{N}_2$ ; 4:  $\text{H}_2$ ; 5: Ausgangsmaterial Se 128.

Die Vermutung, daß beim Durchblasen von Wasserstoff durch die Selenschmelze die Halogene als Halogenwasserstoff-Säuren ausgetrieben werden, wird dadurch bestätigt, daß Selen, das auch hinsichtlich seines Chlorgehalts extrem gereinigt wurde (Chlorgehalt  $< 5 \cdot 10^{-5}$  Gew.-%), ähnlich niedrige Leitfähigkeitswerte und auch ein ähnliches Leitfähigkeits-Temperaturverhalten zeigt (Kurve 5 in Abb. 1).

<sup>1</sup> F. ECKART, Ann. Phys., Lpz. 14, 233 [1954].

## Zur Theorie des Austauschmodells des Ferromagnetismus

Von K. MEYER

VEB Entwicklung und Projektierung kerntechnischer Anlagen  
Berlin-Pankow

(Z. Naturforschg. 16 a, 631–632 [1961]; eingegangen am 16. Mai 1961)

In einer früher erschienenen Arbeit<sup>1</sup> wurden Transformationen angegeben, die es gestatten, den HAMILTON-Operator für das Austauschmodell des Ferromagnetis-

mus für einen Spin pro Gitterplatz in einen HAMILTON-Operator für wechselwirkende Quasiteilchen überzuführen, die der FERMI-Statistik gehorchen. Die Suche nach diesen Transformationen war durch eine Abzählung der möglichen Zustände des Systems in der dem betrachteten Modell zugrunde liegenden Näherung nahegelegt worden. Ähnliche Methoden wurden auch von anderen Autoren benutzt<sup>2–4</sup>. Obwohl der HAMILTON-Operator nach der Transformation keine besonders einfache Form hat, was insbesondere die Anwendung auf flächenhafte und räumliche Gitter sehr erschwert, liegt es nahe zu

<sup>1</sup> K. MEYER, Z. Naturforschg. 11 a, 865 [1956].

<sup>2</sup> D. FRANK, Z. Phys. 146, 615 [1956].

<sup>3</sup> T. W. RUIJGROK u. S. RODRIGUEZ, Phys. Rev. 119, 596 [1960].

<sup>4</sup> J. MANNARI, Progr. Theor. Phys. 19, 201 [1958].



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 digitalized 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.

untersuchen, ob man in anderen Fällen ähnliche Transformationen finden kann. Wie man sich durch eine Abzählung der Zustände klar machen kann, ist es denkbar, in den dem Austauschmodell entsprechenden Fällen, in denen  $(2^n - 1)$  fest gekoppelte Spins pro Gitterplatz vorhanden sind ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ), eine ähnliche Reduktion vorzunehmen, da hier  $2^n$  Zustände pro Gitterplatz möglich sind. Als Beispiel betrachten wir den Fall  $S = 3/2$ . An jedem Gitterplatz wird der Zustand beschrieben durch einen Vektoroperator  $\mathfrak{S}_v$ , für den die Vertauschungsrelationen  $\mathfrak{S}_v \times \mathfrak{S}_{v'} = i \delta_{vv'} \mathfrak{S}_v$  gelten. Für diesen Vektoroperator gilt  $\mathfrak{S}_v^2 = \frac{3}{2} (1 + \frac{3}{2})$ , seine kartesische  $z$ -Komponente hat die Eigenwerte

$$\frac{3}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}.$$

Führt man nun Vektoroperatoren  $\mathfrak{S}_{vj}$  ( $j = 1, 2$ ) ein, für die die Vertauschungsrelationen

$$\mathfrak{S}_{vj} \times \mathfrak{S}_{v'j'} = i \delta_{vv'} \delta_{jj'} \mathfrak{S}_{vj}$$

gelten, für die  $\mathfrak{S}_{vj}^2 = \frac{1}{2} (1 + \frac{1}{2})$  ist, und deren  $z$ -Komponenten die Eigenwerte  $\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$  haben, so zeigt sich, daß man die Operatoren  $\mathfrak{S}_v^x, \mathfrak{S}_v^y = \mathfrak{S}_v^x \pm i \mathfrak{S}_v^y$  durch die Operatoren  $\mathfrak{S}_{vj}^z$  und  $\mathfrak{S}_{vj}^\pm = \mathfrak{S}_{vj}^x \pm i \mathfrak{S}_{vj}^y$

in folgender Weise darstellen kann

$$\mathfrak{S}_v^\pm = \sqrt{3} \mathfrak{S}_{v1}^\pm + 2 \mathfrak{S}_{v2}^\pm, \quad \mathfrak{S}_v^z = \mathfrak{S}_{v1}^z + 2 \mathfrak{S}_{v2}^z.$$

Die Gültigkeit dieser Beziehungen ist dadurch nachzuweisen, daß man zeigt, daß aus den Vertauschungsregeln für die  $\mathfrak{S}_{vj}$  für die  $\mathfrak{S}_v$  die oben angegebenen Vertauschungsregeln folgen. Man hat dazu noch die

früher<sup>1</sup> hergeleitete Beziehung

$$\mathfrak{S}_{vj}^+ \mathfrak{S}_{vj}^- + \mathfrak{S}_{vj}^- \mathfrak{S}_{vj}^+ = 1$$

zu benutzen. Die Umkehrtransformationen lauten

$$\mathfrak{S}_{v2}^\pm = \frac{1}{2\sqrt{3}} (\mathfrak{S}_v^\pm)^2,$$

$$\mathfrak{S}_{v1}^\pm = \frac{1}{\sqrt{3}} [(\mathfrak{S}_v^\pm)^3 (\mathfrak{S}_v^\pm)^2 + (\mathfrak{S}_v^\pm)^2 (\mathfrak{S}_v^\pm)^3].$$

Prinzipiell besteht danach die Möglichkeit, den Austauschoperator für  $S = \frac{3}{2}$  mittels Spinoperatoren darzustellen, wie sie im Falle  $S = \frac{1}{2}$  verwendet werden, aber umgekehrt ist die Darstellung des früher<sup>1</sup> benutzten Austauschoperators für  $S = \frac{1}{2}$  mittels Drehimpulsoperatoren für  $S = \frac{3}{2}$  möglich. Man erkennt an dem angeführten Beispiel unmittelbar die Willkür, die in der Darstellung des Austauschoperators besteht, die sogar so weit geht, daß nebeneinander Quasiteilchen benutzt werden können, die verschiedenen Statistiken gehorchen. In dieser Hinsicht ist also die von WONSOWSKI und SWIRSKI (s. Anm.<sup>5</sup>) geäußerte Kritik an der Darstellung des Austauschoperators durch FERMI-Quasiteilchen, die eingehend von FRANK<sup>6</sup> diskutiert worden ist, berechtigt, während sie aber die prinzipielle Möglichkeit nicht berührt, da diese Darstellung auf exakt gültigen Transformationen beruht.

<sup>5</sup> S. W. WONSOWSKI u. M. S. SWIRSKI, J. Exp. Theor. Phys., USSR 35, 1447 [1958], dt. Übers. Physikal. Abhandlungen Sowjetunion, N.F. Bd. 1, Heft 2, S. 25 [1959].

<sup>6</sup> D. FRANK, Dissertation, Jena 1960.

## Erklärung für das positive Vorzeichen der Thermokraft von Kupfer bei höheren Temperaturen

VON HELMUT BROSS und WALTER HÄCKER

Institut für theoretische und angewandte Physik  
der Technischen Hochschule Stuttgart  
und Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart  
(Z. Naturforschg. 16 a, 632—634 [1961]; eingegangen am 12. Mai 1961)

Herrn Prof. Dr. U. DEHLINGER zum 60. Geburtstag gewidmet

Bis heute gibt es noch keine befriedigende Theorie der Thermokraft von Edelmetallen bei höheren Temperaturen. Mit den üblichen Näherungen der Elektronentheorie der Metalle erhält man bei diesen Stoffen einen sowohl dem Betrag als auch dem Vorzeichen nach falschen Wert. Von den verschiedenen Untersuchungen, die diese Diskrepanz zwischen Theorie und

Experiment erklären wollten, seien die Arbeiten von BLATT<sup>1</sup>, BARRIE<sup>2</sup>, JONES<sup>3</sup> und TSUJI<sup>4</sup> genannt. Im Anschluß an die Betrachtungen von BOHM und PINES haben die beiden zuerst genannten Autoren den Einfluß der langreichweitigen COULOMB-Wechselwirkung auf die Transportvorgänge in Metallen untersucht, durch die die seither angenommene quadratische Abhängigkeit der Elektronenenergie von dem Ausbreitungsvektor  $\mathbf{k}$  modifiziert wird. Die hierbei auftretenden Korrekturen erwiesen sich jedoch als so gering, daß man sicher ist, daß durch diese Berücksichtigung der Elektronenwechselwirkung das positive Vorzeichen der Thermokraft nicht erklärt werden kann. Von JONES stammt der Hinweis, daß das positive Vorzeichen der Thermokraft bei hohen Temperaturen auf den starken Anstieg der Zustandsdichte der Elektronen zurückzuführen sei. Dieser Anstieg tritt auf, wenn die FERMI-Oberfläche den (111)-Ebenen der ersten BRILLOUIN-Zone nahe kommt oder sie sogar berührt, was durch die neueren Untersuchungen über die Form der FERMI-Oberfläche von Kupfer, Silber

\* Vorgetragen auf der Tagung der Nordwestdeutschen Physikalischen Gesellschaft in Bad Pyrmont, April 1961.

<sup>1</sup> F. J. BLATT, Phys. Rev. 99, 1735 [1955].

<sup>2</sup> R. BARRIE, Phys. Rev. 103, 1581 [1956].

<sup>3</sup> H. JONES, Proc. Phys. Soc., Lond. A 68, 1191 [1955].

<sup>4</sup> M. TSUJI, J. Phys. Soc., Japan 13, 133 [1958].