

tation und des Elektromagnetismus der  $2(2s + 1)$ -Einfachheitsforderung bereits genügen: die Gravitation [ $s = 2$ ,  $2(2s + 1) = 10$ ] wird durch 10 Größen (symmetrischer metrischer Fundamentaltensor) und das Maxwell-Feld [ $s = 1$ ,  $2(2s + 1) = 6$ ] durch einen Sechservektor dargestellt, während z. B. in

der klassischen Elektrodynamik (bzw. Proca-Meson) 10 Größen benötigt werden. Über eine allgemeine, auf der  $2(2s + 1)$ -Forderung beruhende nichtlineare Theorie der Elementarteilchen mit variablem Massenterm soll in Kürze an anderer Stelle berichtet werden.

## NOTIZEN

### Zur Frequenzabhängigkeit von Elektronenschwankungserscheinungen in Halbleitern

Von K. W. Böer und K. Junge

II. Physikalisches Institut der Humboldt-Universität, Berlin

(Z. Naturforschg. 8a, 753—755 [1953]; eingeg. am 16. September 1953)

Bekanntlich nimmt die Elektronenschwankung in Halbleitern mit wachsender Frequenz ab. Es zeigt sich jedoch, daß für verschiedene Halbleiter und unterschiedliche Versuchsbedingungen nicht immer eine gleiche Frequenzabhängigkeit erhalten wurde.

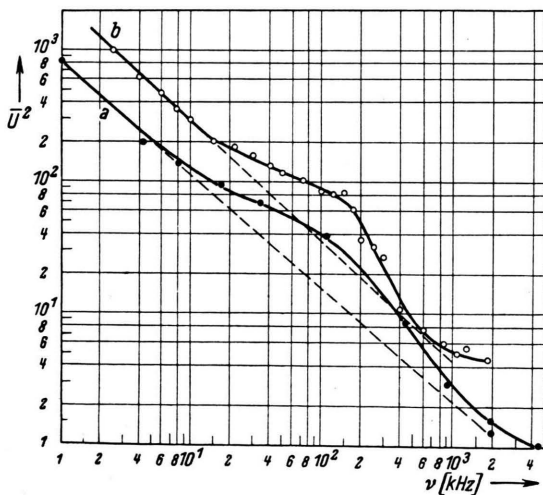


Abb. 1. Gemessenes Schwankungsquadrat in willkürlichen Einheiten als Funktion der Frequenz. a) Germanium nach van der Ziel und Mattson, b) Cadmiumsulfid nach Böer (sehr große Photoströme).

So haben einige Autoren<sup>1</sup> einen Abfall der Elektronenschwankung gemäß einem  $1/\nu$ -Gesetz gefunden. Andere Autoren zeigten, daß in einigen Fällen sich ein deutlicher Buckel aus diesem  $1/\nu$ -Abfall erhebt<sup>2</sup> (vgl. Abb. 1). In letzter Zeit von uns im Bereich von 1 kHz

<sup>1</sup> H. C. Torrey u. C. A. Whitmer, Crystal Rectifiers, McGraw Hill Co., New York 1948.

bis 2,5 MHz durchgeführte Messungen an CdS-Einkristallen zeigten jedoch, daß darüber hinaus Frequenzabhängigkeiten auftreten, die besser durch zwei Potenzgesetze approximiert werden können. Dabei fällt die Elektronenschwankung bis zu einer Grenzfrequenz  $\nu_0$  gemäß einem  $1/\nu^\alpha$ -Gesetz und danach gemäß einem  $1/\nu^\beta$ -Gesetz ab (Abb. 2). Die Exponenten schwanken dabei als Funktion der Versuchsbedingungen und für verschiedene Kristalle gemäß  $0,5 < \alpha < 1,5$  und  $0,5 < \beta < 3$ . Ein Abfall gemäß einem  $1/\nu$ -Gesetz ergibt sich dabei als Grenzfall.

Bisher vorliegende Theorien zeigen, daß die Elektronenschwankungen in Halbleitern, welche einen zusätzlichen Anteil gegenüber dem Rauschen der Wider-

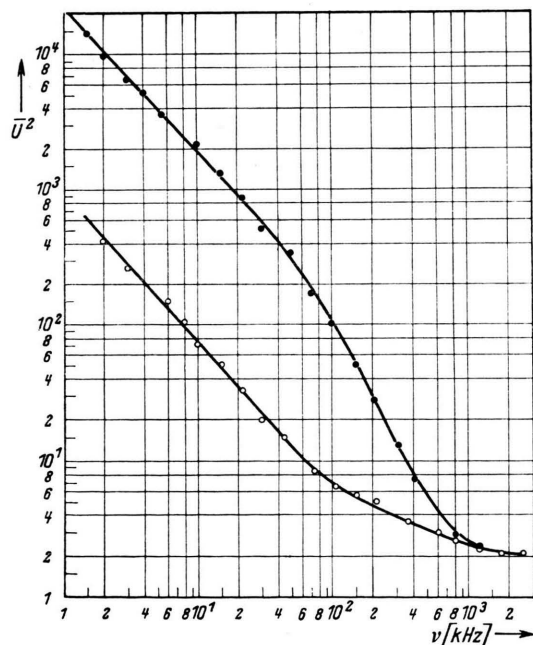


Abb. 2. Gemessenes Schwankungsquadrat in willkürlichen Einheiten als Funktion der Frequenz am Cadmiumsulfid bei kleineren Photoströmen.  $\circ - \circ$   $i_0 = 2 \cdot 10^{-5}$  A,  $\bullet - \bullet$   $i_0 = 1,2 \cdot 10^{-4}$  A.

<sup>2</sup> R. H. Mattson u. A. van der Ziel, J. appl. Physics 24, 222 [1953]; K. W. Böer, Dissertation, Berlin 1951.



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.

stände nach Nyquist<sup>3</sup> geben, wohl hauptsächlich von den Schwankungserscheinungen in der Rand- bzw. Kontaktschicht herrühren. Gemäß solchen Überlegungen von Macfarlane<sup>4</sup> sollte sich jedoch die Elektronenschwankung über einen größeren Bereich im wesentlichen gemäß einem  $1/\nu$ -Gesetz ändern. Damit kann eine Reihe experimenteller Ergebnisse erklärt werden.

Durch Berücksichtigung eines von Bernamont und Gisolf<sup>5</sup> angegebenen weiteren Effektes der Konzentrationsschwankungen von Leitungselektronen läßt sich schließlich das Herauswachsen eines Buckels aus diesem  $1/\nu$ -Abfall recht gut verstehen. Dieser Buckel tritt nur bei relativ hohen Leitfähigkeiten auf.

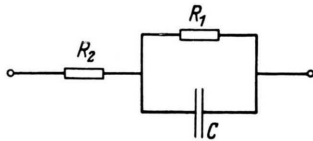


Abb. 3. Ersatzschaltbild eines Kristalls mit Randschicht.

Unverständlich war bislang die oben beschriebene Frequenzabhängigkeit gemäß zweier Potenzgesetze im Gebiet geringerer Leitfähigkeit. Berücksichtigt man jedoch, daß in vielen Fällen der Hauptanteil der Elektronenschwankung von der Randschicht geliefert wird, und daß infolge des unterschiedlichen Leitfähigkeitsverhaltens von Randschicht und Kristallinnerem der Gesamtkristall als komplexer Widerstand mit einem aus der Abb. 3 ersichtlichen Ersatzschaltbild dargestellt werden kann, so hat man folgerichtig auch dieses Ersatzschaltbild bei der Berechnung der am Gesamtkristall gemessenen Elektronenschwankung zugrunde zu legen.

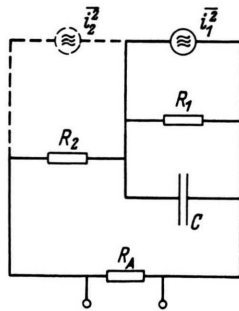


Abb. 4. Arbeitsschaltbild desselben Kristalls als Rauschgenerator.

Berücksichtigt man die Kapazität, mit welcher der Stromgenerator  $i_1^2$  in der Randschicht überbrückt wird (vgl. Abb. 4), und nimmt man zur Vereinfachung an, daß die Elektronenschwankung im Kristallinneren

klein gegen jene in der Randschicht ist, also meist vernachlässigt werden kann, so ergibt sich nach elementarer Rechnung für das am Arbeitswiderstand  $R_A$  meßbare Spannungsschwankungsquadrat<sup>6</sup>

$$\overline{U^2} = \frac{R_A^2 R_1^2 \overline{i_1^2}}{R_1^2 R_2^2 \omega^2 C^2 + (R_1 + R_2)^2}, \text{ mit } \omega = 2\pi\nu. \quad (1)$$

Da andererseits für die Elektronenschwankung in der Randschicht gilt

$$\overline{i_1^2} = \frac{1}{\omega} A, \quad (2)$$

wobei  $A$  eine u. a. von der Bandbreite, der angelegten Spannung und der Temperatur abhängige Konstante ist, läßt sich leicht die Frequenzabhängigkeit von  $\overline{U^2}$  angeben. Sie ist für verschiedene Werte der Parameter  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $C$  und  $A$  in Abb. 5 gezeichnet.

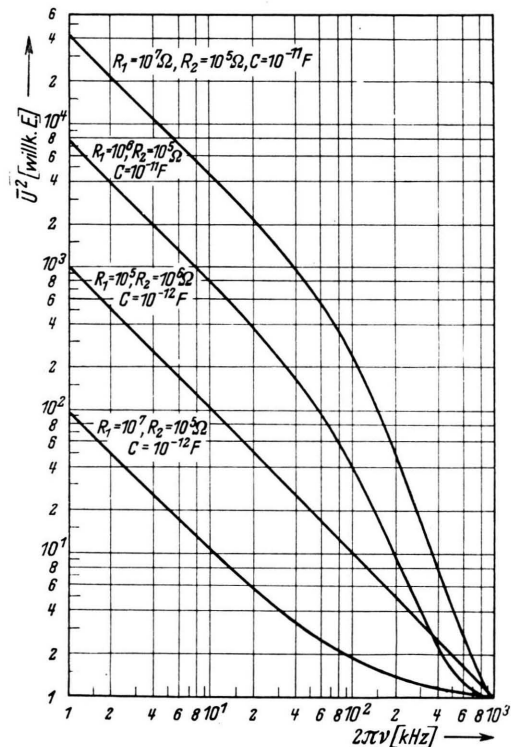


Abb. 5. Berechneter Frequenzverlauf des Schwankungsquadrates an Kristallen mit Randschicht für verschiedene Größen der Parameter  $C$ ,  $R_1$ ,  $R_2$  und  $A/B$  [vgl. Abb. 4 und Gl. (4)].

Wie zu erwarten, fällt das meßbare Schwankungsquadrat im Bereich tiefer Frequenzen proportional  $1/\nu$ , im Bereich hoher Frequenzen proportional  $1/\nu^3$  ab.

<sup>3</sup> H. Nyquist, Physic. Rev. **32**, 110, 753 [1928].

<sup>4</sup> G. G. Macfarlane, Proc. Phys. Soc. **59**, 366 [1947]; **63**, 807 [1950]; van der Ziel, Physica **16**, 359 [1950].

<sup>5</sup> J. Bernamont, C. R. hebdomadaire Séances Acad. Sci.

**198**, 1755 u. 2144 [1934]; Ann. Physique **7**, 71 [1937]; Proc. Phys. Soc. **49** (extrapart), 138 [1947]; J. H. Gisolf, Physica **15**, 825 [1949]; K. W. Böer, Ann. Physik, im Druck.

<sup>6</sup> Unter der Voraussetzung  $R_A \ll (R_1, R_2)$ .

In diesem Bereich ist es durchaus möglich, daß das Rauschen des Kristallinnern, das nicht durch die Kapazität  $C$  überbrückt wird, den Hauptanteil zur meßbaren Elektronenschwankung des Kristalles liefert.

Nimmt man an, daß der Rauschgenerator des Kristallinnern  $i_2^2$  (in Abb. 4 gestrichelt gezeichnet) im Untersuchungsgebiet frequenzunabhängig (z. B. nach Nyquist) gemäß

$$\overline{i_2^2} = B \quad (3)$$

rauscht, so erweitert sich Gl. (1) zu (4):

$$U^2 = \frac{R_A^2 R_1^2 A (1/\omega) + B (R_2^2 + R_1^2 R_2^2 \omega^2 C^2)}{R_1^2 R_2^2 \omega^2 C^2 + (R_1 + R_2)^2} \quad (4)$$

Unter bestimmten Bedingungen treten dann Kurven auf, die im Gebiet höherer Frequenzen flacher verlaufen als bei tiefen Frequenzen, wo sie etwa proportional zu  $1/\nu$  abfallen (vgl. Abb. 5).

Diese Überlegungen sollten zeigen, daß das komplexe Verhalten von Halbleiterwiderständen in beträchtlichem Maße die Frequenzabhängigkeit ihrer Elektronenschwankung beeinflusst, und ein Vergleich der Abb. 2 und 5 zeigt, daß der bisher ungeklärte experimentelle Befund weitgehend hierdurch erklärt werden kann.

## Über den Bindungszustand bei $\text{Fe}_2\text{Al}_5$ und $\text{MnAl}_6$

Von K. Schubert und M. Kluge

Max-Planck-Institut für Metallforschung, Stuttgart  
(Z. Naturforsch. 8a, 755—756 [1953]; eingeg. am 10. Oktober 1953)

Die Verbindung  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$ , über deren Struktur kürzlich berichtet wurde<sup>1</sup>, ist chemisch ähnlich dem  $\text{CuAl}_2$ . Betrachtet man die Struktur des  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$  längs der  $c$ -Achse, so kann man eine deutliche Verwandtschaft der Atomlagen zu denen des  $\text{CuAl}_2$  (projiziert nach [001]) erkennen. Diese geometrische Verwandtschaft legt nahe, daß auch die Bindungszustände beider Verbindungen verwandt sind. Für  $\text{CuAl}_2$  wurde eine tetragonal verzerrte B1-Korrelation der Außenelektronen vorgeschlagen<sup>2</sup>, an der 11 Elektronen je Cu- und 3 je Al-Atom teilnehmen (Durchdringungskorrelation).

In der Tat zeigt sich, daß man in ähnlicher Weise im  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$  eine dem B1-Gitter verwandte Ortskorrelation unterbringen kann, die den an solche Elektronengitter zu stellenden Anforderungen<sup>3</sup> genügt. Es ergeben sich für das  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$ , ebenso wie für  $\text{CuAl}_2$ , 72 Elektronenplätze je Elementarzelle. Auf Grund von Dichtemessungen<sup>4</sup> erhält man jedoch nur 62 bis 64 Elektronen je Zelle, wenn man dem Fe 8 und dem Al 3 Elektronen zuschreibt. Eine genauere Betrachtung legt nahe, daß das Elektronengitter (18 Elektronen je Elektronengitternetzebene senkrecht zur  $c$ -Achse und 4 Elektronenebenen je Kristallzelle) so gegen das Kristallgitter verschoben ist, daß von den Al-Atomen der Lage 8 (g) 8 Elektronenplätze je Zelle zugedeckt werden. Man gelangt so zu einer vollständigen Besetzung der freien Elektronenplätze mit je einem Elektron. — Im Gegensatz zur  $\text{CuAl}_2$ -Struktur, in der eine Al-Atomschicht senkrecht zur  $c$ -Achse von 2 parallelen Elektronenschichten umgeben ist, liegen hier die Elektronenebenen in den Al-Atomenebenen senkrecht zur  $c$ -Achse. Auf diese Weise erhält 1 Al-

Atom in der Ebene der zugehörigen Elektronenschicht 4 nächste Elektronenplätze zugeordnet; ähnlich von Elektronen umgeben sind die Fe-Atome. Die Lage derjenigen Elektronenebenen, die sich zwischen 2 Hauptaluminiumebenen befinden, kann noch um gewisse Vektoren in diesen Ebenen verschoben werden. Energetisch günstig ist es beispielsweise, wenn die Elektronen dieser Ebenen bezüglich ihrer Nachbarebenen „auf Lücke“ treten. Dadurch erhielte 1 Fe-Atom 6 nächste Elektronenplätze und 1 Al-Atom 8 + 4 nächste Elektronenplätze. Die Abstände Elektron-Atomkern sind nie kleiner als 1 Å. —

Homöotyp zum  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$ -Gitter ist die neuerdings analysierte Struktur des  $\text{MnAl}_6$ <sup>5,6</sup>. Stellt man diese wie folgt auf:

$$D_{2h}^{17} - \text{Cmcm}, a = 7,55 \text{ } b = 6,49 \text{ } c = 8,87 \text{ kX},$$

$$4 \text{ Mn in } 4 (c): 0, y, 1/4 \text{ mit } y = 0,457,$$

$$8 \text{ Al}_I \text{ in } 8 (e): x, 0, 0 \text{ mit } x = 0,327;$$

$$8 \text{ Al}_{II} \text{ in } 8 (f): 0, y, z \text{ mit } y = 0,140 \text{ und } z = 0,100;$$

$$8 \text{ Al}_{III} \text{ in } 8 (g): x, y, 1/4 \text{ mit } x = 0,320 \text{ und } y = 0,290;$$

so kann man die Struktur des  $\text{MnAl}_6$  aus der des  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$  dadurch herleiten, daß man 2 Elementarzellen  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$  längs  $c$  aufeinandergelegt, einige T-Atome streicht, die restlichen T-Atome ein wenig zurechtrückt und einige neue Al-Atome einführt, — nämlich die Al-Atome der Lage 8 (f) der  $\text{MnAl}_6$ -Struktur, die der Lage 4 (a) beim  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$  entspricht. Ähnlich läßt sich auch die Ortskorrelation für die Struktur des  $\text{MnAl}_6$  aus der des  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$  ableiten: Man erhält bei verdoppelter  $c$ -Achse insgesamt 144 Elektronenplätze in der Struktur und hat bei Annahme von Durchdringungskorrelation 100 Elektronen unterzubringen. Analog wie im  $\text{Fe}_2\text{Al}_5$  decken im  $\text{MnAl}_6$  die Al-Atome der Lagen 8 (e) und 8 (g) je einen Elektronenplatz zu. Befinden sich die Elektronenschichten zwischen den Hauptaluminiumebenen senkrecht zur  $c$ -Achse wie-

<sup>1</sup> K. Schubert, U. Rösler, M. Kluge, K. Andenko und L. Härle, Naturwiss. 40, 437 [1953]. In der Mitteilung muß es statt  $w \text{ Al}_{II}$  richtig  $w \cdot 4 \text{ Al}_{II}$  heißen.

<sup>2</sup> K. Schubert, Z. Metallkunde 44, 254 [1953].

<sup>3</sup> K. Schubert, Z. Naturforsch. 8a, 30 [1953].

<sup>4</sup> M. Kluge, Diplomarbeit, Stuttgart 1953.

<sup>5</sup> A. D. I. Nicol, Acta crystallogr. [Copenhagen] 6, 285 [1953].

<sup>6</sup> U. Hofmann, Aluminium [Berlin] 20, 867 [1938].