

## NOTIZEN

## Das Symmetrieverhalten warmer Elektronen in kubischen Halbleitern

Von W. KLOSE

Forschungslaboratorium der Siemens-Schuckertwerke AG,  
Erlangen  
(Z. Naturforsch. 17 a, 1030—1031 [1962]; eingeg. am 4. Oktober 1962)

Die als „warme Elektronen-Effekte“ bekannten quadratischen Abweichungen vom OHMSCHEN Gesetz in homogenen, isotropen Halbleitern haben eine ausgeprägte Richtungsabhängigkeit. Wie SCHMIDT-TIEDEMANN<sup>1</sup> zeigte, läßt sich die seit SHIBUYA<sup>2</sup> betrachtete Anisotropie in Halbleitern mit kubischer Holohedrie auf zwei Materialgrößen zurückführen. Die Elektronenbeweglichkeit in Richtung des angelegten elektrischen Feldes  $\mathfrak{F} = F(e_1, e_2, e_3)$ ,

$$\mu = \mu_0(1 + \beta F^2), \quad (1)$$

enthält den richtungsabhängigen Aufheizkoeffizienten:

$$\beta = \beta_0(T) + \gamma_0(T) \left( \sum_{i=1}^3 e_i^4 - 1 \right). \quad (2)$$

Im Anschluß an eine frühere Arbeit<sup>3</sup> erhält REIK diese Koeffizienten  $\beta_0, \gamma_0$  aus einer Transporttheorie. Hier soll in einfacher Weise eine Möglichkeit angegeben werden, aus den bisher entwickelten Theorien warmer Elektronen mit parabolischen Energiebändern<sup>4</sup> die Koeffizienten  $\beta_0$  und  $\gamma_0$  zu bestimmen. Im Fall parabolischer Energiebänder findet man in<sup>1</sup>:  $\beta = \beta^* = \beta_0, \gamma_0 = 0$ .

Unseren Rechnungen liegt folgendes Modell zugrunde. Die Bandkanten des nichtentarteten Halbleiters liegen in der BRILLOUIN-Zone bei Stern( $\mathfrak{k}_\varrho$ ). Neben intra-valley-Streuung wird auch inter-valley-Streuung zugelassen, der zugehörige Stoßterm in der BOLTZMANN-

Gleichung durch ein Relaxationsglied ersetzt, das noch von der Bandkante abhängig sein kann. Die BOLTZMANN-Gleichung zerfällt mit dieser Annahme in verkoppelte Teilgleichungen (für jede Bandkante eine). Wie in<sup>5</sup> wird dann an jeder Bandkante eine Transformation der ellipsoidischen Energieflächen auf parabolische vorgenommen und in diesem neuen Koordinatensystem die von Gittersymmetrie herkommenden Beiträge pauschal berücksichtigt (vgl. <sup>5</sup>).

An jeder Bandkante hat man dann die schon bekannten Verhältnisse der Halbleiter mit einer Bandkante und parabolischen Energieflächen vorliegen, d. h. man kann den Stromausdruck aus den früheren Arbeiten übernehmen.

Man erhält so:

$$j = \sum_{\varrho=1}^s j_\varrho = e \lambda \mu_0 \sum_{\varrho=1}^s n_\varrho (1 + \beta^* F_\varrho^2) A_\varrho \mathfrak{F}. \quad (3)$$

Hier bedeuten:  $\mu_0$  = OHMSche Beweglichkeit,  $n_\varrho$  = Elektronendichte an der Bandkante  $\mathfrak{k}_\varrho$  (wegen der inter-valley-Streuung keine Konstante),  $A_\varrho = D_\varrho^{-1} A D_\varrho$ ,  $A = \lambda_1 \lambda_2^2 (\lambda_i^{-2} \delta_{ij})$ ;  $\lambda_i = \sqrt{m_i^*/m_0}$ ,  $D_\varrho$  die Drehmatrix, die das kristallfeste Koordinatensystem so in das Hauptachsensystem an der Bandkante  $\mathfrak{k}_\varrho$  dreht, daß die  $x$ -Achse in die große Ellipsoidachse übergeht.

Wir setzen noch:

$$n_\varrho = \frac{n}{s} (1 + \nu_\varrho F_\varrho^2) \quad \text{und erhalten aus (3):}$$

$$j = \sigma_0 \cdot \frac{1}{s} \sum_{\varrho=1}^s (1 + (\beta^* + \nu_\varrho) F_\varrho^2) A_\varrho \mathfrak{F}. \quad (4)$$

Die zwei interessierenden Koeffizienten  $\beta_0$  und  $\gamma_0$  können aus (4) leicht errechnet werden, wenn man das Feld  $\mathfrak{F}$  in zwei einfachen Richtungen betrachtet:

$$\mathfrak{F} = F(1, 0, 0); \quad \mathfrak{F} = \frac{1}{3} F(1, 1, 1).$$

Die Ergebnisse sind für Ge- und Si-ähnliche Halbleiter in Tab. 1 zusammengestellt. [Ge- und Si-ähnlich heißt, daß die Bandkanten in (111)- oder (100)-Richtungen liegen.] Dabei ist schon berücksichtigt, daß die Größen  $\nu$  über den Teildrehersatz untereinander verknüpft sind.  $\beta_{00}$  und  $\gamma_{00}$  erhält man bei Vernachlässigung der inter-valley-Streuung. Sie sind also rein geometrische Größen und man erkennt, daß in  $\gamma_{00}$  ein Vorzeichenunterschied durch die verschiedene Lage der Bandkanten in (111)- und (100)-

	Si-ähnlich	Ge-ähnlich
$\beta_0$	$\beta_{00} \left( 1 + 2 \xi \frac{\lambda_2^{-2} (\lambda_2^{-2} - \lambda_1^{-2})}{\lambda_1^{-4} + 2 \lambda_2^{-4}} \right)$	$\beta_{00}$
$\gamma_0$	$\gamma_{00} \left( 1 + 3 \xi \frac{\lambda_2^{-2}}{\lambda_2^{-2} - \lambda_1^{-2}} \right)$	$\gamma_{00} \left( 1 + \frac{1}{2} \xi \frac{\lambda_1^{-2} + 8 \lambda_2^{-2}}{\lambda_2^{-2} - \lambda_1^{-2}} \right)$
$\beta_{00}$	$\beta^* \frac{\lambda_1^{-4} + 2 \lambda_2^{-4}}{\lambda_1^{-2} + 2 \lambda_2^{-2}}$	$\beta^* \frac{\lambda_1^{-2} + 2 \lambda_2^{-2}}{3}$
$\gamma_{00}$	$\beta^* \frac{(\lambda_1^{-2} - \lambda_2^{-2})^2}{\lambda_1^{-2} + 2 \lambda_2^{-2}}$	$-\beta^* \cdot \frac{2}{3} \frac{(\lambda_1^{-2} - \lambda_2^{-2})^2}{\lambda_1^{-2} + 2 \lambda_2^{-2}}$

Tab. 1.

<sup>1</sup> K. J. SCHMIDT-TIEDEMANN, Phys. Rev. **123**, 1999 [1961].

<sup>2</sup> M. SHIBUYA, Phys. Rev. **99**, 1189 [1955].

<sup>3</sup> H. G. REIK u. H. RISKEN, Phys. Rev. **124**, 777 [1961].

<sup>4</sup> I. ADAWI, Phys. Rev. **120**, 118 [1960].

<sup>5</sup> W. KLOSE, Ann. Phys., Lpz. **8**, 287 [1961].



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.

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.

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.

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.

Richtung bewirkt wird. Dieser Vorzeichenunterschied wird durch die inter-valley-Streuung nicht geändert, so daß sich in  $\gamma_0$  eine Meßgröße anbietet, die aus Strommessung direkt Aussagen über die Bandstruktur gestattet.

$\xi = \nu_h/\beta^*$  ist das Verhältnis des Aufheizkoeffizienten  $\beta^*$  und dem Änderungskoeffizienten der Teilchenzahl in den „heißen“ Tälern (vgl. Anm. <sup>6</sup>).

Zum Vergleich mit den Experimenten hat man somit 2 Parameter  $\beta^*$  und  $\xi$  zu bestimmen. Für Ge liegen Ergebnisse von SEEGER <sup>7</sup> vor.

<sup>6</sup> E. G. S. PAIGE, Proc. Phys. Soc., Lond. **74**, 174 [1960].

Es ist

$$\gamma_0/\beta_0 = -0,43(1+4,2\xi), \quad (\gamma_0/\beta_0)_{\text{exp}} = -1,6.$$

Das gilt für  $\xi = 0,65$ , was mit <sup>6</sup> in Einklang steht, wenn man die dort angegebenen Ergebnisse bei kleinen Feldern (warme Elektronen) benutzt.

Den Herren Dr. H. REIK und Dr. K. H. SEEGER danke ich für anregende Diskussionen und die Mitteilung ihrer noch unpublizierten Ergebnisse. (Manuskript abgeschlossen am 25. Mai 1962.)

<sup>7</sup> K. H. SEEGER, Z. Phys., im Druck.

## Zum Mechanismus der $\text{He}_2^+$ -Bildung \*

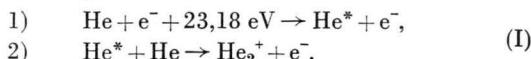
Von F. J. COMES

Institut für Physikalische Chemie der Universität Bonn  
(Z. Naturforsch. **17a**, 1032—1033 [1962]; eingeg. am 20. September 1962)

Von den Sekundärprozessen, die in Ionenquellen von Massenspektrometern auftreten, sind erst in neuerer Zeit diejenigen eingehender untersucht worden, die über neutrale Reaktionspartner verlaufen. Diese Reaktionen werden meist mit dem Sammelbegriff HORNBECK-MOLNAR-Reaktionen bezeichnet. HORNBECK und MOLNAR <sup>1</sup> hatten in einer eingehenden Untersuchung die Molekülionenbildung in He, Ne, A, Kr und Xe gemessen und dabei festgestellt, daß alle diese Edelgase bei einer Energie, die zwischen den bekannten metastabilen Zuständen und dem Ionisierungspotential dieser Gase liegt, Molekülionen der Form  $\text{He}_2^+$ ,  $\text{Ne}_2^+$ ,  $\text{A}_2^+$ ,  $\text{Kr}_2^+$  und  $\text{Xe}_2^+$  bilden. In früheren Experimenten waren zwar  $\text{He}_2^+$ ,  $\text{Ne}_2^+$  und  $\text{A}_2^+$  gemessen worden <sup>2</sup>, jedoch wurden durch die Experimente von HORNBECK und MOLNAR zum erstenmal präzisere Angaben über die Energie gemacht, bei der ein solcher Prozeß ablaufen kann.

In einer sorgfältigen Untersuchung bei höherem Druck wurde in der vorliegenden Arbeit die Bildung des He-Molekülions untersucht, um eine Auskunft über den Mechanismus dieser Reaktion zu erhalten. Beim He liegt der günstige Fall vor, daß das Termschema gut zu übersehen ist und die Anregungsfunktionen für eine größere Anzahl von Termen bekannt sind.

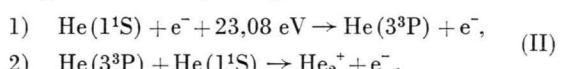
Für den Mechanismus einer HORNBECK-MOLNAR-Reaktion nahmen die Autoren <sup>1</sup> folgenden Zweistufenprozeß, hier am Beispiel des He demonstriert, an:



Der Anregungszustand wurde nicht näher angegeben. Er sollte kurzlebig (wahrscheinlich  $< 10^{-7}$  sec) und

möglichlicherweise ein <sup>1</sup>P- oder <sup>1</sup>D-Term sein. Diesen Zweistufenmechanismus selbst schlossen sie aus der Existenz eines unter der Ionisationsgrenze liegenden Appearance-Potentials und der quadratisch vom Druck abhängigen Stromstärke des Molekülions. Aus früheren Messungen von ARNOT und M'EVEN <sup>3</sup> war geschlossen worden, daß  $\text{He}_2^+$  über den Anregungszustand <sup>2</sup>S des He (19,8 eV) gebildet würde, jedoch war die experimentelle Durchführung nicht exakt, und die gemessenen Appearance-Potentiale sowie der Kurvenverlauf für  $\text{He}_2^+$  in Abhängigkeit von der Elektronenenergie sind mit wesentlich verbesserten experimentellen Anordnungen nicht mehr verifiziert worden.

Für den Mechanismus der  $\text{He}_2^+$ -Bildung folgt aus den vorliegenden Messungen folgender Ablauf der Reaktion



Mit einem *Atlas*-Massenspektrometer CH4 wurde die  $\text{He}_2^+$ -Bildung in Abhängigkeit von der Elektronenenergie bei einer Reihe von He-Drucken in der Ionenquelle ( $10^{-3}$  bis max. einige  $10^{-2}$  Torr) gemessen. Das Meßergebnis zeigt Abb. 1. Bei jeder neuen Druckeinstellung wurde zur Eichung der Energieskala gleichzeitig das Ionisationspotential des  $\text{He}^+$  mitgemessen. Aus der mehrmaligen Durchführung einer solchen Meßreihe ist das Appearance-Potential des  $\text{He}_2^+$  zu  $(23,1 \pm 0,3)$  eV bestimmt worden. Außerdem wurde eine Messung der Druckabhängigkeit der Reaktion durchgeführt (Abb. 2). Es wurde eine quadratische Abhängigkeit vom Druck gefunden, wie sie früher schon für niedrigere Drücke bestimmt worden war. Gleichzeitig gibt die Meßkurve der Abb. 1, die unter den speziellen Bedingungen der Ionenquelle (Ziehspannung, magnetisches Hilsfeld) gewonnene Anregungsfunktion für denjenigen Zustand des He wieder, der verantwortlich für die Molekülionenbildung ist. Vergleicht man die Kurvenform mit den bekannten Anregungsfunktionen des He <sup>4</sup>, so sieht man,

<sup>3</sup> F. L. ARNOT u. M. B. M'EVEN, Proc. Roy. Soc., Lond. A **171**, 106 [1939].

<sup>4</sup> LANDOLT-BÖRNSTEIN, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1950.

\* Vorgetragen bei der Tagung der DPG in Stuttgart, September 1962.

<sup>1</sup> J. A. HORNBECK u. J. P. MOLNAR, Phys. Rev. **84**, 621 [1951].

<sup>2</sup> O. TÜXEN, Z. Phys. **103**, 463 [1936].