

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası  
Fizika-Riyaziyyat və Texnika Elmləri Bölməsi  
Fizika İnstitutu

---

3

# Fizika

Cild

V

1999

Bakı \* Elm

# THE DEPENDENCE OF THE LIGHT MESON'S ELECTROMAGNETIC FORM FACTORS ON THE FACTORIZATION SCALE

S.S. AGAEV, A.I. MUKHTAROV, Y.V. MAMEDOVA

*Baku State University*

*Z. Khalilov, st. 23, Baku, 370148*

The pseudoscalar (pion, kaon) and vector ( $\rho_L$ -meson) mesons electromagnetic form factors  $F_M(Q^2)$  are calculated by means of the running coupling constant and infrared matching methods. The dependence of the mesons' distribution amplitudes (DAs)  $\Phi_M(x, Q^2)$  on the factorization scale  $Q^2$  is taken into account. It is demonstrated that both of these methods allow one to evaluate power-suppressed corrections to  $F_M(Q^2)$ . In calculations the mesons' model DAs obtained in the context of QCD sum rules approach are used.

Exclusive electromagnetic (elm) form factors (ff) are a source of the information about the structure of hadrons. The coupling of an elementary particle to the photon is determined by a few parameters, like its total charge and magnetic moment. For a composite particle these constant coefficients are replaced by momentum dependent functions, which we call form factors, reflecting the internal structure of the particle [1]. It is well known that elm ff, at large momentum transfer, can be calculated using methods

of the perturbative QCD (pQCD) [1,2]. In our works [3,4] we have calculated the pion, kaon and  $\rho_L$  - meson elm ff using the asymptotic and QCD sum rules DAs (only for  $\rho_L$  - meson). In recent paper we extend our investigation of  $F_M(Q^2)$  by including into consideration the pion, kaon sum rules DAs and taking into account their dependence on the factorization scale.

In the framework of pQCD a meson  $M$  elm form factor, due to QCD factorization theorems, can be written as

$$F_M(Q^2) = \int_0^1 \int_0^1 dx dy \Phi_N^*(y, \mu_F^2) T_H(x, y; Q^2, \mu_R^2, \mu_F^2) \Phi_M(x, \mu_F^2) \quad (1)$$

In Eq. (1)  $\Phi_M(x, \mu_F^2)$  is the meson DA, that is the probability amplitude for finding the meson state with constituents carrying the longitudinal momenta  $xp$  and  $(1-x)p$ ,  $T_H(x, y; Q^2, \mu_R^2, \mu_F^2)$  is the hard-scattering  $q\bar{q}' + \gamma^* \rightarrow q\bar{q}'$  amplitude, calculable in the context of pQCD,  $Q^2 = -q^2$  is the momentum transfer in the process,  $\mu_R$  is the renormalization scale and  $\mu_F$  is the scale at which soft and hard physics factorize, i.e. the factorization scale.

At the leading order  $T_H$  does not depend on  $\mu_F^2$  and depends on  $\mu_R^2$  through  $\alpha_s(\mu_R^2)$ . At the next-to-leading order of pQCD [5]  $T_H$  depends on  $\mu_F^2, \mu_R^2$  explicitly due to terms proportional to  $\ln(Q^2/\mu_F^2), \ln(Q^2/\mu_R^2)$ . One of the important problems in pQCD calculations is the proper choice

of the factorization and renormalization scales – the choice which minimizes higher-order corrections to  $F_M(Q^2)$ .

For the factorization scale  $\mu_F^2$ , a natural choice is

$$\mu_F^2 = Q^2 , \quad (2)$$

which eliminates the logarithms of  $Q^2/\mu_F^2$ .

We choose the renormalization scale  $\mu_R^2$  to be equal to the gluon virtuality

$$\mu_R^2 = xyQ^2 , \mu_R^2 = (1-x)(1-y)Q^2 \quad (3)$$

depending on the Feynman diagram under consideration. Then, at the leading order of pQCD for  $T_H$  we get [2]

$$T_H(x, y; Q^2, \alpha_s(\mu_R^2)) = \frac{16\pi C_F}{Q^2} \left[ \frac{2}{3} \frac{\alpha_s(1-x)(1-y)Q^2}{(1-x)(1-y)} + \frac{1}{3} \frac{\alpha_s(xyQ^2)}{xy} \right] , C_F = \frac{4}{3} . \quad (4)$$

Here  $\alpha_s(\mu^2)$  is the one-loop QCD coupling constant

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} , \beta_0 = 11 - \frac{2n_f}{3} , \quad (5)$$

$\beta_0$  is the QCD beta-function's first coefficient,  $n_f$  is the number of quark flavors and  $\Lambda$  is the QCD dimensional parameter  $\Lambda=0.2$  GeV.

The DAs of the pion [6] and longitudinally polarized  $\rho_L$  - meson [7] have the following form

$$\Phi_M(x, \mu_0^2) = \Phi_{asy}^M(x)[a + b(2x - 1)^2] \quad (6)$$

where  $\Phi_{asy}^M(x)$  is the meson  $M$  asymptotic DA

$$\Phi_{asy}^{\pi}(x) = \sqrt{3}f_{\pi}x(1-x) , \Phi_{asy}^{\rho}(x) = \sqrt{2} \cdot \sqrt{3}f_{\rho}^Lx(1-x) . \quad (7)$$

In Eqs. (6), (7) the constants take values:  $f_\pi = 0.093$  GeV,  $a=0$ ,  $b=5$  (Chernyak-Zhitnitsky DA),  $a = -0.1821$ ,  $b = 5.91$  (DA from Ref. [8]);  $f_\rho^L = 0.141$  GeV and  $a = 0.7$ ,  $b = 1.5$  (Ball-Braun DA). The constants  $a, b$  in Eq.(6) were found by

means of the QCD sum rules method at the normalization points  $\mu_0 = 0.5$  GeV (pion, kaon) [6] and  $\mu_0 = 1$  GeV ( $\rho_L$ -meson) [7].

The meson's DAs evolve in accordance with the expression [2,6]

$$\Phi_M(x, Q^2) = \Phi_{asy}^M(x) \sum_{n=0}^{\infty} r_n C_n^{3/2}(2x-1) \left[ \frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{\gamma_n/\beta_0}, \quad (8)$$

where  $\{C_n^{3/2}(2x-1)\}$  are the Gegenbauer polynomials,  $\gamma_n$  is the anomalous dimension,

$$\gamma_n = \frac{4}{3} \left[ 1 - \frac{2}{(n+1)(n+2)} + 4 \sum_{j=2}^{n+1} \frac{1}{j} \right] \quad (9)$$

In our calculations we need expressions only for the first four Gegenbauer polynomials, which are given by the formulae [9]

$$C_0^{3/2}(\xi) = 1, \quad C_1^{3/2}(\xi) = 3\xi, \quad C_2^{3/2}(\xi) = \frac{3}{2}(5\xi^2 - 1), \quad C_3^{3/2}(\xi) = \frac{5\xi}{2}(7\xi^2 - 3), \quad (10)$$

and the corresponding anomalous dimensions take the values

$$\gamma_0 = 0, \quad \gamma_1 = \frac{32}{9}, \quad \gamma_2 = \frac{50}{9}, \quad \gamma_3 = \frac{314}{45} \quad (11)$$

The DAs (6) can be rewritten in the form (8). But after defining the coefficients  $r_n$  and taking into account the

evolution of  $\Phi_M(x, Q^2)$  on  $Q^2$ , for our purposes, it is useful to give to the DAs their old form, namely

$$\Phi_M(x, Q^2) = \Phi_{asy}^M(x) [\alpha(Q^2) + \beta(Q^2)(2x-1)^2]. \quad (12)$$

Now new coefficients  $\alpha(Q^2), \beta(Q^2)$  are functions of the factorization scale  $Q^2$ ,

$$\begin{aligned} \alpha(Q^2) &= a + \frac{b}{5} [1 - A_2(Q^2)], \quad \beta(Q^2) = bA_2(Q^2), \\ A_n(Q^2) &= \left[ \frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{\gamma_n/\beta_0}. \end{aligned} \quad (13)$$

Using the same method for the kaon we find

$$\begin{aligned} \Phi_K(x, Q^2) &= \Phi_{asy}^K(x) [\alpha + \gamma(2x-1) + \beta(2x-1)^2 + \delta(2x-1)^3], \\ \gamma(Q^2) &= \frac{3c}{7} [A_1(Q^2) - A_3(Q^2)], \quad \delta(Q^2) = cA_3(Q^2). \end{aligned} \quad (14)$$

Here  $\alpha, \beta$  are defined as in Eq.(13) and constants are equal:  $a=0.4$ ,  $b=3$ ,  $c=1.25$  (see, Ref.[6]). In Eq.(14)  $\Phi_{asy}^K(x)$  has the same form as  $\Phi_{asy}^\pi(x)$  in Eq.(7), but with  $f_\pi$  replaced by  $f_K=0.112$  GeV.

For calculation of  $F_M(Q^2)$  we have to express the running coupling constant  $\alpha_s(\lambda Q^2)$  in terms of  $\alpha_s(Q^2)$  [10]

$$\alpha_s(\lambda Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{1 + (\alpha_s(Q^2) \beta_0/4\pi) \ln \lambda}. \quad (15)$$

Integration in Eq.(1) using Eqs.(4), (15) generates infrared divergences and as a result for  $F_M(Q^2)$  we get a perturbative series with factorially growing coefficients [11]. This series can be resummed by means of the Borel transformation [12]

$$[Q^2 F_M(Q^2)]^{\text{res}} = C \frac{(16\pi f_M)^2}{\beta_0} \int_0^\infty du \exp\left[-\frac{4\pi u}{\beta_0 \alpha_s(Q^2)}\right] B[Q^2 F_M](u) , \quad (16)$$

where  $B[Q^2 F_M](u)$  is the Borel transform of the corresponding perturbative series. The coefficient  $C$  is equal to 1 for the pion, kaon and  $C = 2$  for the  $\rho_L$ -meson.

The technique for calculation of  $B[Q^2 F_M](u)$  and  $[Q^2 F_M(Q^2)]^{\text{res}}$  has been described in details in Refs. [4,13],

$$[Q^2 F_M(Q^2)]^{\text{res}} = C \frac{(16\pi f_M)^2}{\beta_0} \sum_{k=1}^N \left\{ -\frac{m_k(Q^2)}{k} + [n_k(Q^2) + m_k(Q^2) \ln \lambda] \frac{1i(\lambda^k)}{\lambda^k} \right\} \quad (18)$$

Here  $1i(\lambda^k)$  and  $\lambda$  are defined as

$$1i(\lambda^k) = P.V. \int_0^\lambda \frac{dx}{\ln x} , \quad \lambda = Q^2/\Lambda^2 . \quad (19)$$

The values of  $m_k(Q^2)$  and  $n_k(Q^2)$  for the pion and  $\rho_L$ -meson can be obtained from corresponding formulae of Ref.[4] by replacing  $a \rightarrow \alpha$ ,  $b \rightarrow \beta$ . For the kaon the functions  $m_k(Q^2)$  and  $n_k(Q^2)$  have rather lengthy expressions therefore we omit them here.

The obtained formula (18) is the generalization of the previous results for the pion, kaon and  $\rho_L$ -meson elm ff.

$$[Q^2 F_K(Q^2)]^{\text{res}} = \frac{(16\pi f_K)^2}{\beta_0} \sum_{k=1}^5 1_k(Q^2) \frac{1i(\tilde{\lambda}^k)}{\tilde{\lambda}^k} \cdot \tilde{\lambda} = \frac{Q^2}{2\Lambda^2} \quad (20)$$

The expressions for  $1_k(Q^2)$  are given in the Appendix. In the case of the pion and  $\rho_L$ -meson the sum in Eq.(20) runs up to  $N=4$  and the functions  $1_k(Q^2)$  can be obtained from the corresponding expressions in the Appendix by taking  $\gamma=0$ ,  $\delta=0$  (for the  $\rho_L$ -meson the factor  $C=2$  in Eq.(20) has to be taken into account).

As we have proved in our previous works [3,4] the running coupling constant method allows us to estimate power-suppressed corrections to  $F_M(Q^2)$ . The infrared matching scheme [15] also allows one to make such estimation. In the framework of this method one explicitly divides power corrections from the full expression by introducing moments of  $\alpha_s$  at low scales as new non-perturbative parameters. By

$$\begin{aligned} f_{2k}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) &= 2^k \left(\frac{\mu}{Q}\right)^{2k} f_{2k}(\mu) + \alpha_s \left\{ 1 - \Gamma(1, 2\kappa z) + \frac{\beta_0 \alpha_s}{4\kappa\pi} [1 - \Gamma(2, 2\kappa z)] + \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\beta_0 \alpha_s}{4\kappa\pi}\right)^2 [2 - \Gamma(3, 2\kappa z)] + \dots \right\} \end{aligned} \quad (23)$$

In Eq. (23)  $\mu=2\text{GeV}$  is the infrared matching scale,  $z = \ln(Q/\sqrt{2}\mu)$ ,  $\alpha_s = \alpha_s(Q^2/2)$  and  $\Gamma(n, x)$  is the incomplete gamma function.

therefore, here we write down the final expressions,

$$B[Q^2 F_M](u) = \sum_{k=1}^N \left[ \frac{m_k(Q^2)}{(k-u)^2} + \frac{n_k(Q^2)}{k-u} \right] \quad (17)$$

and

$$[Q^2 F_M(Q^2)]^{\text{res}} = \frac{(16\pi f_M)^2}{\beta_0} \sum_{k=1}^5 1_k(Q^2) \frac{1i(\tilde{\lambda}^k)}{\tilde{\lambda}^k} \cdot \tilde{\lambda} = \frac{Q^2}{2\Lambda^2} \quad (20)$$

Indeed, if we switch off the dependence of  $\Phi_M(x, Q^2)$  on  $Q^2$  (that is, put  $A_n=1$ ), then Eq. (17) coincides for  $a=0$ ,  $b=5$  and  $N=4$  with result of Ref.[13] for the pion, for  $a=0.4$ ,  $b=3$ ,  $c=1.25$  and  $N=5$  with kaon elm ff from Ref.[14] and for  $a=0.7$ ,  $b=1.5$ ,  $N=4$  with  $\rho_L$ -meson ff from Ref.[4].

We can choose the renormalization scale also by freezing one of variables  $x, y$  in Eq.(3) (for example,  $\langle y \rangle = 1/2$ ), which corresponds to the choice  $\mu_R^2 = Q^2(1-x)/2$ ,  $\mu_R^2 = Q^2x/2$ . Then after some calculations for the kaon we get

$$f_p(Q) = \frac{P}{Q^p} \int_0^Q dk k^{p-1} \alpha_s(k^2) \quad (21)$$

freezing one of variables ( $\langle y \rangle = 1/2$ ) in Eq.(4) we can express  $Q^2 F_M(Q^2)$  in terms of moment integrals  $f_p(Q)$  defined as

$$Q^2 F_M(Q^2) = C \cdot 64\pi f_M^2 \sum_{k=1}^N \frac{1_k(Q^2)}{k} f_{2k}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) , \quad (22)$$

where the functions  $f_{2k}\left(Q/\sqrt{2}\right)$  have the form [15]

The value of the non-perturbative parameter  $f_2(2\text{GeV}) \approx 0.5$  is obtainable from the experimental data [16]. For  $p \geq 4$  we have to use the running coupling constant method for their calculation. It is not difficult to find that

$$f_4(2\text{GeV}) \approx 0.347, f_6(2\text{GeV}) \approx 0.329, f_8(2\text{GeV}) \approx 0.322, f_{10}(2\text{GeV}) \approx 0.318 \quad (24)$$

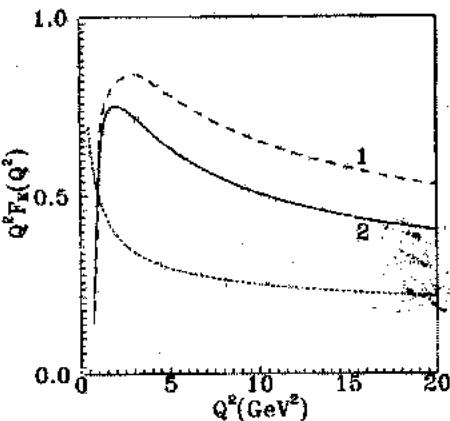


Fig. 1. The  $K'$  meson elm form factor as a function of  $Q^2$ . The curve 2 is  $Q^2 F_K(Q^2)$  calculated using Eq. (20), the curve 1 is the same ff, but obtained by neglecting the dependence of  $\Phi_K(x, Q^2)$  on  $Q^2$ . The short-dashed curve is frozen coupling pQCD result ( $Q^2$  dependence of  $\Phi_K(x, Q^2)$  is taken into account).

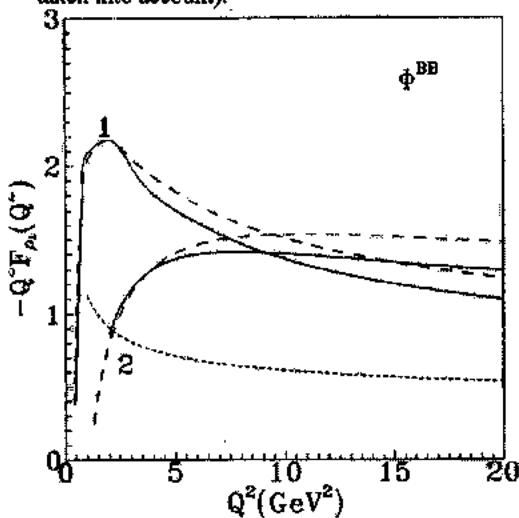


Fig. 2. The  $\rho_L^+$ -meson ff as a function of  $Q^2$ . The curves 1 (solid and dashed) are found using Eq.(20), the curves 2-Eq.(18). The solid curves are obtained by taking into account the dependence of the  $\rho_L^+$ -meson DA on the factorization scale  $Q^2$ , the dashed ones—neglecting this dependence. The short-dashed curve is ordinary pQCD result.

The some results of our numerical calculations are shown in Figs. 1, 2. As is seen, the dependence of the mesons' DAs on the factorization scale  $Q^2$  changes the elm form factors  $Q^2 F_M(Q^2)$  considerably; in particular, this is true for the kaon. Indeed, the form factors  $Q^2 F_M(Q^2)$  calculated in the framework of the running coupling constant method by including the dependence of  $\Phi_M(x, Q^2)$  on  $Q^2$ , in the region of small  $Q^2$ , are larger than the ones obtained neglecting this dependence and become smaller in the region of large values of  $Q^2$ . The size of these regions depends on the choosen renormalization scale (1 or 2 running variables  $x, y$ ) and on the meson under consideration. Thus, for the kaon in the region  $0.7\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 1.2\text{GeV}^2$  the ff with  $Q^2$  dependence is larger than old one, whereas for the  $\rho_L$ -meson (1 running variable case) this region is  $0.5\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 0.7\text{GeV}^2$ . In the both cases for  $Q^2$  larger than upper bounds of these domains, the elm ff with  $Q^2$  dependence are smaller than the old ones. In the case with two running variables (or  $\mu_R^2 = Q^2(1-x)(1-y)$ ) the situation is the same, but the regions under discussion are shifted towards large values of  $Q^2$ ; for example, for the  $\rho_L$ -meson now we have:  $2\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 4\text{GeV}^2$ . The qualitatively same picture is valid also for the pion (does not depicted).

As we have demonstrated in our works [3,4] (see, also [13,14]) both of the methods used in this paper allow us to estimate power-suppressed corrections to  $F_M(Q^2)$ . These corrections enhance the ordinary pQCD (i.e., frozen coupling constant approximation) predictions approximately two times. This conclusion is also reliable, when we take into account  $Q^2$  dependence of the mesons' DAs.

The more detailed analysis of  $F_M(Q^2)$  requires considering the next-to-leading order correction to  $T_H$  [5], as well as the next term in expansion of  $\alpha_S(\lambda Q^2)$  in terms of  $\alpha_S(Q^2)$ . These problems will be studied in our forthcoming publications.

## APPENDIX

The functions  $I_k(Q^2)$  for kaon have the following expressions:

$$\begin{aligned} I_1(Q^2) &= \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\beta}{6}\right)(\alpha + \beta) + \left(\frac{\gamma}{6} + \frac{\delta}{10}\right)(\gamma + \delta) + \frac{\delta}{5}\left(\alpha + \frac{4}{9}\beta\right) + \frac{\gamma}{9}(2\alpha + \beta), \\ I_2(Q^2) &= -\left(\frac{\alpha}{2} + \frac{\beta}{6}\right)(\alpha + 5\beta) - \left(\frac{\gamma}{6} + \frac{\delta}{10}\right)(3\gamma + 7\delta) - \frac{\gamma}{9}(5\alpha + 4\beta) - \delta\left(\frac{6\alpha}{5} + \frac{5\beta}{9}\right), \\ I_3(Q^2) &= 4\beta\left(\alpha + \frac{\beta}{3}\right) + \left(\frac{\gamma}{3} + \frac{\delta}{5}\right)(\gamma + 9\delta) + \delta\left(3\alpha + \frac{19}{15}\beta\right) + \frac{\gamma}{3}\left(\alpha + \frac{5}{3}\beta\right), \\ I_4(Q^2) &= -2\beta\left(\alpha + \frac{\beta}{3}\right) - 10\delta\left(\frac{\gamma}{3} + \frac{\delta}{5}\right) - \frac{2}{9}\beta\gamma - \frac{2\delta}{3}\left(5\alpha + \frac{28}{15}\beta\right), \\ I_5(Q^2) &= \frac{4\delta}{3}\left(\alpha + \gamma + \frac{1}{3}\beta + \frac{1}{15}\delta\right), \end{aligned}$$

where  $\alpha, \gamma, \beta, \delta$  are given in Eqs.(13), (14).

- [1] G. Sterman and P. Stoler. Ann. Rev. Nucl. And Part. Sci., 47, 1997, 193.
- [2] G.P. Lepage and S.J. Brodsky. Phys. Rev., D22, 1980, 2157.  
A.V. Efremov and A.V. Radyushkin. Phys. Lett., B94, 1980, 245.  
Duncan and A.H. Mueller. Phys. Rev., D21, 1980, 1636.
- [3] S.S. Agaev, A.I. Mukhtarov, Y.V. Mamedova. Fizika, v. 5, № 1, 1999, 3.
- [4] S.S. Agaev, A.I. Mukhtarov, Y.V. Mamedova. Baku University News (Phys. And Math. Sci.), № 2, 1999, to appear.
- [5] R.D. Field, R. Gupta, S. Otto and L. Chang. Nucl. Phys. B186, 1981, 429.  
E. Braaten and S.-M. Tse. Phys. Rev. D35, 1987, 2255.
- [6] V.L. Chernyak and A.R. Zhitnitsky. Phys. Rep. 112, 1984, 173.
- [7] P. Ball and V.M. Braun. Phys. Rev. D54, 1996, 2182.
- [8] G.R. Farrar, K. Huleihel and H. Zhang. Nucl. Phys. B349, 1991, 655.
- [9] A. Erdelyi. Higher transcendental functions, v.2, McGraw-Hill Book Company, New York, 1953.
- [10] H. Contopanagos and G. Sterman. Nucl. Phys. B419, 1994, 77.
- [11] S.S. Agaev. Phys. Lett. B360, 1995, 117; Mod. Phys. Lett. A10, 1995, 2009.
- [12] V.I. Zakharov. Nucl. Phys. B385, 1992, 452.
- [13] S.S. Agaev. ICTP preprint IC/95/291, hep-ph/9611215.
- [14] S.S. Agaev. Mod. Phys. Lett. A11, 1996, 957.
- [15] B.R. Webber. JHEP 9810, 1998, 012.
- [16] M. Arneodo et al. Nucl. Phys. B483, 1997, 3.

Ş.S. Ağayev, A.İ. Muhtarov, Y.V. Məmmədova

## YÜNGÜL MEZONLARIN ELEKTROMAQNİT FORMFAKTORLARININ FAKTORİZASIYA MİQYASINDAN ASILILIĞI

Məqalədə deyişen qarşılıqlı tə'sir sabiti və infraqırmızı in'ikas metodları vasitesilə psevdoskalyar (pion, kaon) və vektor ( $\rho_t$  – mezon) mezonların elektromaqnit formfaktorları  $F_M(Q^2)$  hesablanmışdır. Mezonların paylanması funksiyalarının  $\Phi_M(x, Q^2)$  faktori-zasiya miqyası  $Q^2$ -dan asılılığı nəzərə alınmışdır. Her iki metod üstlü azalan düzelişlerin  $F_M(Q^2)$ -ə verdiyi düzelişləri qiymətləndir-məye imkan verdiyi göstərilmişdir. Hesablamalarda mezonların KXD cəmleme qaydaları çərçivesində alınmış paylanması funksiyalarından istifadə olunmuşdur.

Ш.С. Агаев, А.И. Мухтаров, Е.В. Мамедова

## ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ФОРМ-ФАКТОРОВ ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ ОТ МАСШТАБА ФАКТОРИЗАЦИИ

Электромагнитные форм-факторы  $F_M(Q^2)$  псевдоскалярных (пцион, каон) и векторных ( $\rho_t$  – мезон) мезонов вычислены с помощью методов бегущей константы связи и инфракрасного отображения. Учтена зависимость мезонных функций распределений  $\Phi_M(x, Q^2)$  от масштаба факторизации  $Q^2$ . Продемонстрировано, что оба метода позволяют оценить вклад в  $F_M(Q^2)$  степенно-подавленных поправок. При вычислениях использованы мезонные функции распределения, полученные в рамках правил сумм КХД.

# ПРИМЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ ТЕЛЛУРА В ТВЁРДЫХ РАСТВОРАХ ГЕРМАНИЙ-КРЕМНИЙ

**Г.Х. АЖДАРОВ, Р.З. КЯЗИМЗАДЕ, Н.А. АГАЕВ, М.А. АКПЕРОВ**

*Институт Физики АН Азербайджана*

*370143, Баку, пр. Г. Джафарова, 33*

На основе холловских измерений определены закономерности изменения энергии связи донорных состояний замещающих атомов теллура ( $\text{Te}_\alpha$ ) от концентрации кремния в системе  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  ( $0 \leq x \leq 0,30$ ). Показано, что во всём ряду твёрдых растворов  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  и в кремнии  $\text{Te}_\alpha$  является двукратным донором, как и в германии. Энергии активации первого и второго донорных уровней  $\text{Te}_\alpha$  изменяются линейно с составом как в германиеподобных ( $x < 0,15$ ), так и кремниеподобных ( $x > 0,15$ ) матрицах, в соответствии с моделью виртуального кристалла для твёрдых растворов.

Теллур относится к разряду глубоких примесных центров в германии, кремни и их твёрдых растворах. В германии, легированном теллуром, наблюдаются два донорных уровня с энергиями  $E_c - 0,11$  эВ и  $E_c + 0,30$  эВ [1]. Концентрации этих уровней равны. Двукратное донорное действие  $\text{Te}_\alpha$ , являющегося элементом VI группы периодической системы, в  $\text{Ge}$  связывают с замещающими атомами этой примеси, в соответствии с моделью тетраэдрических ковалентных связей кристаллической решётки полупроводника. В кремни с примесью теллура четко выявлен только один донорный уровень с энергией  $E_c - 0,14$  эВ [1]. Положение второго уровня, расположенного ближе к середине запрещённой зоны, точно не определено. Идентификация этих уровней в  $\text{Si}$  не произведена. Энергетические состояния теллура в системе  $\text{Ge-Si}$  были изучены ранее в работе [2]. Исследования проведены только в германиеподобных составах кристаллов с содержанием кремния до 15 ат.%, дно зоны проводимости которых формируется минимумами в направлениях /111/, как и в германии.

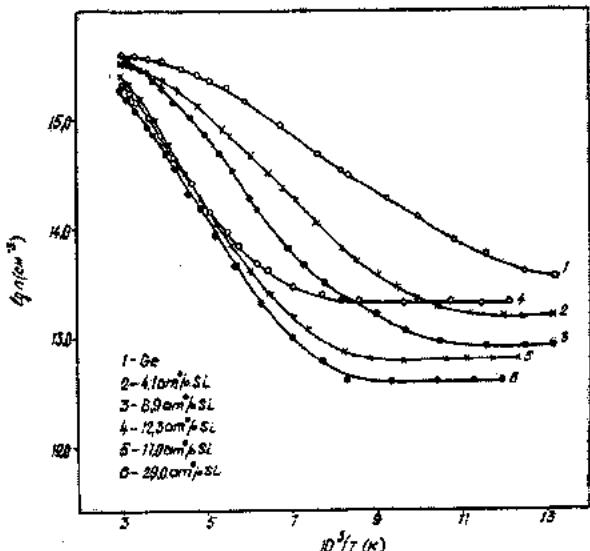
Настоящая работа посвящена исследованию основных энергетических состояний  $\text{Te}$  в  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  ( $0 \leq x \leq 0,30$ ) с целью определения закономерностей изменения с составом ( $x$ ) энергии связи донорных уровней примеси как в германий-, так и в кремниеподобных составах твёрдых растворов, а также идентификации этих состояний.

Однородные кристаллы твёрдых растворов  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  с эффективной концентрацией мелких акцепторных (B) или донорных (Sb) примесей порядка  $10^{14} + 10^{15} \text{ см}^{-3}$  выращивались методом кристаллизации из большого объёма [3]. Образцы, размерами  $(1 \pm 2) \times (2 \pm 3) \times (12 \pm 15) \text{ мм}^3$ , после соответствующей обработки и очистки поверхности [4], легировали теллуром путём диффузии при  $1050-1125 \text{ K}$ , через газовую фазу. Время насыщения образцов теллуром составляло 300-400 часов. Газотранспортное явление, имеющее место в данной системе, предотвращалось помещением образцов в среду из порошкообразного кремния [5]. Закалка кристаллов после легирования осуществлялась опусканием ампул в проточную воду. Энергетические положения донорных состояний  $\text{Te}$  определяли на основе холловских измерений в интервале 77-350 К с использованием данных работ [6] по холл-фактору электронов в  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ . Все образцы с электронной проводимостью с исходной концентрацией мелкой донорной примеси ( $N_d$ )  $10^{14} + 10^{15} \text{ см}^{-3}$  после легирования теллуром не изменяют тип проводимости. В температурных зависимостях концентрации свободных электронов

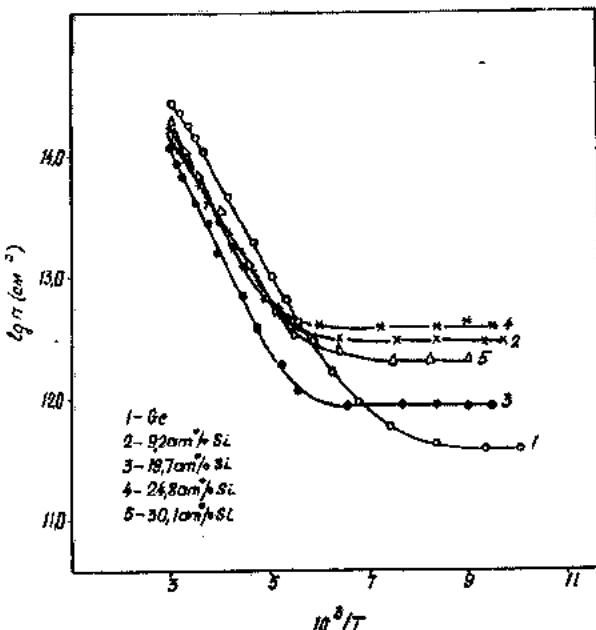
(n) этих кристаллов проявляется верхнее донорное состояние  $\text{Te}_\alpha$ , шунтированное электронами мелких донорных центров. В образцах с исходной дырочной проводимостью после легирования  $\text{Te}$  проявляются верхнее или нижнее донорные состояния с различной степенью компенсации в зависимости от соотношения концентраций мелкой акцепторной примеси ( $N_a$ ) и атомов  $\text{Te}$ . Результаты исследования большого набора образцов в  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x<\text{Te}>$  показывают следующие особенности: зависимости n от T, обусловленные ионизацией первого или второго донорного уровня теллура, не описываются в рамках локального уровня с определённой энергией ионизации; увеличение степени компенсации уровня приводит к росту его эффективной энергии активации. Эти особенности имеют место и в случае других глубоких примесных центров в твёрдых растворах кристаллов (см., например [7, 8]) и косвенно свидетельствуют о размытии уровней в пределах определённого энергетического интервала.

Причиной такого размытия является хаотический характер распределения компонентов в решётках твёрдых растворов кристаллов, который приводит к неидентичности в композиции ближайшего окружения примесного остова [7]. Учитывая это обстоятельство, из данных n от T определяли усреднённые значения энергия активации первого ( $E_1$ ) и второго ( $E_2$ ) донорных состояний теллура. Величина этого параметра определяется тем значением E, которое в уравнении электрической нейтральности кристалла, даёт наилучшее согласие с экспериментальными данными по зависимости n от T в случае с шунтированным состоянием исследуемого уровня [8]. На рис.1 представлены характерные зависимости n от T для образцов Ge и  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  различного состава, в которых после легирования теллуром проявляется первое донорное состояние примеси, шунтированное электронами от полностью ионизированных мелких донорных центров. В этих кристаллах удовлетворяется условие  $N_{\text{Sb}} \ll N_{\text{Te}}$ . В области низких T электропроводность образцов определяется в основном мелкими донорными центрами, концентрацией порядка  $10^{14} + 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . С повышением T рост концентрации свободных электронов связан с ионизацией верхнего уровня  $\text{Te}_\alpha$ . Рис.2 демонстрирует зависимости n от T в кристаллах Ge и  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ , в которых проявляется второе донорное состояние теллура, шунтированное электронами верхнего уровня  $\text{Te}_\alpha$ . В этих образ-

цах  $0 < N_{Te} - N_s \ll N_{Te}$ : здесь электропроводность кристаллов в области



*Рис. 1.* Температурные зависимости концентрации свободных электронов в кристаллах Ge и  $Ge_{1-x}Si_x$  с шунтированным первым донорным уровнем теллура.



*Рис. 2.* Температурные зависимости концентрации свободных электронов в кристаллах Ge и  $Ge_{1-x}Si_x$ , с шунтированным вторым донорным уровнем теллура.

низких  $T$  связана в основном с электронами верхнего уровня Te. Результаты определения значений  $E_1$  и  $E_2$ , вышеизложенным способом, указывают на линейный характер их изменения с составом ( $x$ ) как в германиеподобных, так и в кремниеподобных кристаллах. Найденные значения этих параметров описываются следующими уравнениями:

$$E_1^x = E_c - (0,11 + 0,92x) \text{ эВ} \quad \text{при } 0 \leq x \leq 0,15$$

$$E_1^x = E_c - (0,22 + 0,05x) \text{ эВ} \quad \text{при } x > 0,15$$

$$E_2^x = E_c - (0,30 + 1,05x) \text{ эВ} \quad \text{при } 0 \leq x \leq 0,15$$

$$E_2^x = E_c - (0,41 + 0,14x) \text{ эВ} \quad \text{при } x > 0,15.$$

Для германиеподобных составов ( $x < 0,15$ ) полученные значения  $E_1$  и  $E_2$  удовлетворительно согласуются с данными ранней работы [2]. Согласно полученным уравнениям примесь теллура во всём ряду твёрдых растворов  $Ge_{1-x}Si_x$  является двукратным донором, как и в Ge. Это свидетельствует о связи исследованных уровней с замещающими атомами Te в кристаллах  $Ge_{1-x}Si_x$ . Из уравнений для кремниеподобных составов имеем следующие значения для первого и второго ионизационных потенциалов замещающих атомов Te в кремнии:  $E_1 = E_c - 0,27$  эВ и  $E_2 = E_c - 0,55$  эВ. Эти значения существенно отличаются по энергии от уровня  $E_c - 0,14$  эВ, экспериментально наблюдавшегося в кремнии, легированном теллуром [1]. Очевидно, уровень  $E_c - 0,14$  эВ не связан с замещающими атомами Te в Si и имеет другую природу. Отсутствие экспериментальных данных по энергетическим состояниям замещающих атомов Te в Si следует отнести к их относительно малой растворимости в этом полупроводнике, как и в случае примеси Cu [8].

Резюмируя результаты исследований энергетических состояний примеси Te в системе  $Ge_{1-x}Si_x$ , можно сделать следующее заключение. Замещающие атомы теллура в  $Ge_{1-x}Si_x$  и в Si являются двукратными донорами, как и в Ge. Энергия связи первого и второго донорных состояний теллура растет линейно с концентрацией кремния как в германие-, так и в кремниеподобных составах  $Ge_{1-x}Si_x$ , в соответствии с моделью виртуального кристалла для твёрдых растворов.

- [1] А. Милнес. В кн. «Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках», Москва, «Мир», 1977, с. 562.
- [2] Г.Х. Аждаров, А.С. Ганиев, М.Г. Шахтахтинский. ФТП, 1979, т. 13, № 12, с. 2297-2301.
- [3] В.И. Романенко. В кн. «Управление составом полупроводниковых кристаллов», Москва, «Металлургия», 1976, с. 368.
- [4] Y. Kamiura and F. Hashimoto. Phys. Stat. Sol., 1979, 54(a), p. 697-700.

- [5] E. Janzen, R. Stedman, G. Grossman, H.G. Grimmeiss. Phys. Rev. (B), 1984, v. 29, № 4, p. 1907-1918.
- [6] Р.З. Кязимзаде. ФТП, 1995, т. 29, № 6, с. 1101-1104.
- [7] L. Samuelson. In Proc. 13th Intern. Conf on Defects in Semiconductors, Coronado, CA, 1984; publ. by metal Society of AIME, Wartendale, PA (1985), p. 101.
- [8] Г.Х. Аждаров, Р.З. Кязимзаде, В.В. Мир-Багиров. ФТП, 1992, т. 26, № 3, с. 553-556.

**H.X. Əjdərov, R.Z. Kazımzadə, N.A. Ağayev, M.Ə.Əkbərov**

## **GERMANİUM-SİLİSIÜM BƏRK MƏHLULLARINDA TELLURUN AŞQAR HALLARI**

Xoll ölçmələri əsasında  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 \leq x \leq 0,30$ ) sistemlərində qəfəs düyünlərində yerləşən tellur atomlarının ( $Te_2$ ) donor hallarının rabiə enerjisinin silisiumun konsentrasiyasından asılı olaraq dəyişməsi qanuna uyğunluğu tə'yin edilmişdir. Göstərilmişdir ki, bütün  $Ge_{1-x}Si_x$  bərk məhlulları sırasında və silisiumda  $Te_2$  germaniumda olduğu kimi özünü ikiqat donor kimi aparır.

İstər germaniumabənzər ( $x < 0,15$ ) istərsə də silisiumabənzər matrişlərdə  $Te_2$ -nin birinci və ikinci donor səviyyelerinin aktivləşmə enerjisi tərkibdən asılı olaraq xətti dəyişir ki, bu da bərk məhlullar üçün virtual kristal modelinə uyğundur.

**G.Kh. Azhdarov, R.Z. Kyazimzade, N.A. Agaev, M.A. Akperov**

## **IMPURITY STATES OF TELLURIUM IN GERMANIUM-SILICON SOLID SOLUTIONS**

The relations of donor states activation energies of substitutional Tellurium atoms ( $Te_2$ ) from Silicon concentration in  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 \leq x \leq 0,30$ ) system have been determined on the basis of the Hall measurements. It is shown that in all range of  $Ge_{1-x}Si_x$  solid solutions and in Si  $Te_2$  behaves as double acceptor, as well as in Germanium. The activation energies of the first and second donor states of  $Te_2$  change linearly with composition in Ge-like ( $x < 0,15$ ), as well as in Si-like ( $x > 0,15$ ) matrixes due to the model of virtual crystal for solid solutions.

# ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В ТЕРМООБРАБОТАННЫХ КРИСТАЛЛАХ $Ge_{1-x}Si_x$ С ПРИМЕСЬЮ МЕДИ

**П.Г. АЖДАРОВ**

*Институт Физики АН Азербайджана,  
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33*

Исследовано влияние термообработки на подвижность электронов в кристаллах  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 < x < 0.13$ ) легированных медью при  $900^{\circ}\text{C}$ . Концентрация замещающих атомов примеси меди ( $Cu_S$ ) и компенсирующих мелких доноров (Sb) в образцах составляла  $\approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . На основе измерений температурных зависимостей коэффициента Холла и электропроводности показано, что последовательное снижение температуры отжига образцов с  $900^{\circ}\text{C}$  до  $700^{\circ}\text{C}$  приводит к уменьшению концентрации  $Cu_S$  и росту подвижности электронов ( $\mu_e$ ). Экспериментальные данные зависимости  $\mu_e$  от  $T$ , в интервале 77-300 К согласуются с расчетными с учетом рассеяния электронов на фононах, беспорядках сплава и мультиплетно заряженных атомах примеси меди.

Подвижность свободных носителей заряда в полупроводниках является одним из важных физических параметров, характеризующих материал. Величина этого параметра определяется конкретной зонной структурой матрицы и характером взаимодействия электронов (дырок) с тепловыми колебаниями решетки, а также рядом несовершенств кристаллической структуры. Среди последнего ряда основную роль, в большинстве случаев, играет рассеяние носителей заряда на ионах примеси.

Исследования подвижности электронов и дырок в кристаллах системы германий-кремний проводились ранее рядом авторов (см., например, [1-3]). Основной целью этих работ было установление закономерностей изменения подвижности от температуры при фононном и сплавном рассеяниях. Эксперименты проводились с образцами легированными мелкими примесными центрами с концентрацией порядка  $10^{14}$ - $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , в условиях доминирования указанных механизмов рассеяния.

Атомы меди в Ge, Si и в  $Ge_{1-x}Si_x$  относятся к разряду глубоких примесных центров. Установлено, что замещающие атомы меди ( $Cu_S$ ) в этих кристаллах являются трехкратными акцепторами, в соответствии с моделью тетраэдрических ковалентных связей [4]. Энергетические состояния первого и второго акцепторных состояний  $Cu_S$  попадают в нижнюю половину запрещенной зоны. Третье акцепторное состояние  $Cu_S$  расположено в верхней половине запрещенной зоны и в электрических измерениях проявляется в кристаллах с электронной проводимостью, как псевдодонорный уровень [5]. Зарядовое состояние  $Cu_S$  с заполненным третьим акцепторным уровнем является трехкратно отрицательным и оказывает существенное влияние на рассеяние электронов. Известно, что концентрацией быстродифундирующей примеси меди в кристаллах можно управлять путем отжига образцов при различных температурах [6]. В силу этого обстоятельства следует ожидать ощущимую корреляцию между температурой отжига электронных кристаллов с примесью меди и подвижностью свободных носителей заряда.

В настоящей работе приводятся результаты исследований влияния последовательного снижения температуры отжига образцов с  $900^{\circ}\text{C}$  до  $700^{\circ}\text{C}$  на подвижность электронов в германиеподобных кристаллах  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 \leq x \leq 0.13$ ), легированных медью и интерпретации экспериментальных данных в рамках существующих представлений.

Однородные кристаллы твердых растворов  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 \leq x \leq 0.13$ ) с электронной проводимостью, обусловленной мелкой донорной примесью (Sb), с эффективной концентрацией  $N_{\text{Sb}} \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$  получали методом выращивания из большого объема [7]. Легирование образцов медью производилось диффузионным методом при температуре  $\approx 900^{\circ}\text{C}$ , отвечающей максимальной растворимости этой примеси [8]. В ходе эксперимента температуру отжига образцов последовательно снижали с шагом  $100^{\circ}\text{C}$ . Время выдержки образцов при каждой температуре составляло 4 ч. За это время устанавливалось равновесное состояние [9]. После каждой стадии отжига измеряли температурные зависимости коэффициента Холла и электропроводности. Концентрацию ( $n$ ) ионическую подвижность ( $\mu_e$ ) электронов определяли из экспериментальных значений коэффициента Холла и холловской подвижности с использованием данных по Холл – фактору электронов [10]. В основу анализа экспериментальных результатов была заложена схема, учитывающая трехкратное акцепторное действие  $Cu_S$  и неизменность  $N_{\text{Sb}}$  с  $T$  отжига, обусловленная достаточно малой скоростью диффузии атомов Sb в матрице [6].

На основе холловских измерений для исследования отбирались кристаллы, которые после легирования медью при  $900^{\circ}\text{C}$  не изменяли тип проводимости и в которых проявлялся третий акцепторный уровень примеси. На рис.1, представлена характерная для таких образцов зависимость  $n$  от  $T$ , на примере кристалла с 6.5 at% Si. Там же приведены зависимости  $n$  от  $T$  после отжига при  $800$  и  $700^{\circ}\text{C}$ , а также исходного образца с  $N_{\text{Sb}} \approx 3.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Как видно в исходном образце концентрация свободных электронов остается неизменной с  $T$  (кривая 1), что связано с полной ионизацией мелкой донорной примеси (Sb) в рассматриваемой области температур. Экспоненциальный рост  $n$  с  $T$  после легирования образца медью (кривая 2) свидетельствует о частичной компенсации верхнего уровня  $Cu_S$ , проявляющегося как псевдодонорный центр. В образце в этом случае выполняется условие  $2N_{Cu} < N_{\text{Sb}} < 3N_{Cu}$ . Отжиг образца при  $800$  и  $700^{\circ}\text{C}$  приводит к распаду пересыщенного раствора  $Cu_S$  в кристалле.

Как видно из рис.1 после отжига образца при этих  $T$  верхний уровень  $Cu_S$  в зависимостях  $n$  от  $T$  фактически не проявляется. Это связано с относительно малым значением  $N_{Cu}$ , шунтированием верхнего уровня  $Cu_S$  мелки-

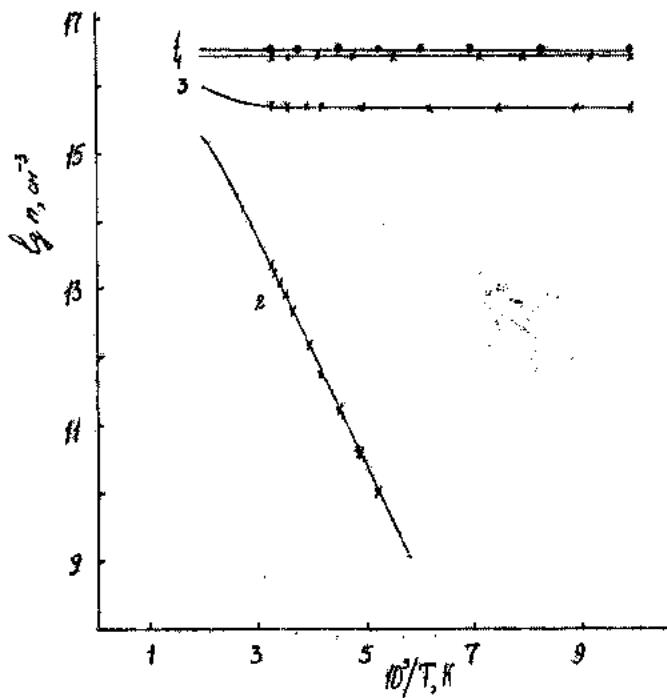


Рис.1. Температурные зависимости концентрации свободных электронов в кристалле  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  (0,065) до (кривая 1) и после легирования медью при  $900^\circ\text{C}$  (кривая 2) и последующих отжигах при  $800^\circ\text{C}$  (кривая 3) и  $700^\circ\text{C}$  (кривая 4) в течении 4ч. Сплошные линии расчетные.

ми донорными центрами и достаточно большим значением энергии связи этого уровня в образце ( $E = E_c - 0,29\text{eV}$  [5]). Экспериментальные данные кривых рис.1 анализировались в рамках уравнения электрической нейтральности с учетом наличия в кристалле примесей меди и сурьмы. Сплошные линии, представленные на рис.1, отвечают расчетным. В расчетах использованы данные работ [5, 11] по  $E$  и максимальной растворимости  $N_{\text{Cu}}$  при различных температурах.

На рис.2 представлены температурные зависимости омической подвижности электронов в обсуждаемом образце до (кривая 1) и после легирования медью при  $900^\circ\text{C}$  (кривая 2), а также отжига при  $800^\circ\text{C}$  (кривая 3) и  $700^\circ\text{C}$  (кривая 4). Крестиками и кружками представлены экспериментальные данные. Как видно из рис.2 подвижность электронов после легирования медью существенно уменьшается во всем интервале температур по сравнению с исходным образцом. Хотя концентрация свободных электронов в образце после легирования медью значительно понижается (см., рис.1), спад  $\mu_e$  объясняется их интенсивным рассеянием на трехкратно отрицательно заряженных ионах  $\text{Cu}_s$ . В исходном образце рассеяние электронов происходит, в основном, на однократно заряженных атомах примеси сурьмы. Отжиг образцов при  $800$  и  $700^\circ\text{C}$  приводит к уменьшению концентрации  $\text{Cu}_s$  и увеличению  $\mu_e$ . Отметим, что дальнейший отжиг образца при  $500^\circ\text{C}$  в течении 4 ч. фактически полностью восстанавливает первоначальные значения  $\mu_e$  во всем интервале температур.

Анализ экспериментальных данных зависимости  $\mu_e$  от  $T$  проводили в предположении аддитивности различных механизмов рассеяния. Основными механизмами

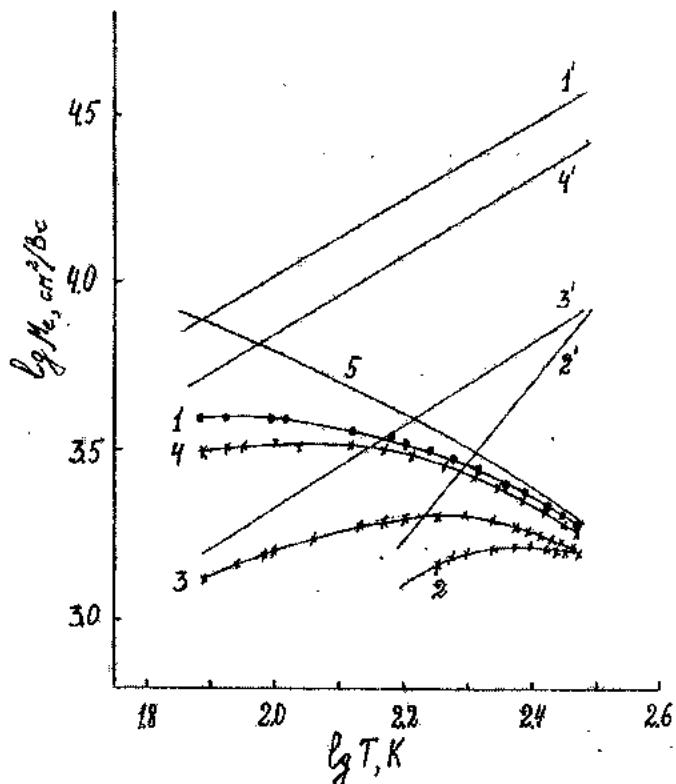


Рис.2. Температурные зависимости подвижности электронов ( $\mu_e$ ) в кристалле  $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$  ( $x=0,065$ ) с  $N_D=3,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  до (1,1') и после легирования медью при  $900^\circ\text{C}$  (2,2') и термообработки при  $800^\circ\text{C}$  (3,3') и  $700^\circ\text{C}$  (4,4') в течении 4 ч. Сплошные линии теоретические. Крестики и кружки экспериментальные данные. Кривые 1-4 - результатирующие  $\mu_e$ ; 1'-4' -  $\mu_e$  при рассеянии на ионах примеси; 5 -  $\mu_e$  при рассеянии на колебаниях решетки и беспорядках сплава [3].  $N_{\text{Cu}}, \text{cm}^{-3}$ : 2,2' -  $8,24 \cdot 10^{15}$ , 3,3' -  $3,4 \cdot 10^{15}$ , 4,4' -  $6,3 \cdot 10^{14}$ .

рассеяния в рассматриваемой области температур являются фононы, беспорядки сплава и ионы примеси [3]. Подвижность, ограниченную рассеянием электронов на первых двух механизмах, представленную на рис.2 кривой 5, рассчитывали по данным работы [3]. Величины  $\mu_e$  при рассеянии на ионах примеси определяли по формуле Брукса-Херринга [12], которая учитывает экранировку поля иона свободными носителями:

$$\mu = \frac{64\pi^{1/2} e^2 (2kT)^{3/2}}{\left(\sum N_i Z^2\right) e^3 m_e^{1/2}} \left[ \ln \left( \frac{24m_e^* k^2 T^2 \epsilon}{e^2 h^2 n} \right) \right]^{-1}$$

Здесь  $\sum N_i Z^2$  - полная концентрация зарядов у примесей;  $Z$ -заряд соответствующих ионов примеси;  $n$ -концентрация электронов в зоне проводимости;  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $m_e^*$  - эффективная масса плотности состояний электрона. В рассматриваемом наци случае все атомы мелкой примеси находятся в ионизированном состоянии с однократно положительным зарядом, а примесь меди в зависимости от температуры - в состояниях с трехкратно и двукратно отрицательными зарядами. В этом случае  $\sum N_i Z^2 = 9N_{\text{Cu}}^{-3} + 4N_{\text{Cu}}^{-2} + N_{\text{sb}}$ . Используя данные, вытекающие из рис.1, были рассчитаны значения  $\mu_e$  в образце, после всех стадий его обра-

ботки. На рис.2 кривые 1'-4' демонстрируют ход  $\mu_e$  от  $T$  для соответствующих стадий. Сплошные линии на кривых 1-4 являются расчетными результатирующими подвижностями. Как видно из рис.2 расчетные кривые достаточно хорошо описывают ход экспериментальных данных.

Резюмируя полученные экспериментальные данные по влиянию термической обработки на подвижность электронов в германиеподобных кристаллах  $Ge_{1-x}Si_x$  легированных медью при 900°C, можно сделать следующее заключение. Последовательное снижение темпера-

туры отжига образцов с электронной проводимостью с 900°C до 700°C приводит к уменьшению концентрации  $Cu_5$  и увеличению подвижности электронов. Экспериментальные данные по температурной зависимости подвижности электронов в кристаллах в интервале 77-300K согласуются с расчетными с учетом рассеяния на колебаниях решетки, беспорядках сплава и ионах примеси. Полученные результаты подтверждают нахождение замещающих атомов меди в электронных кристаллах в двух- и трехкратно отрицательно заряженных состояниях.

- [1] M.Glicksman Phys. Rev., 1958, v.111, p.125-129.
- [2] S.Ishida, E.Otsuka. J. Phys. Soc. Jap., 1968, v.24, p.509-511.
- [3] G.Kh.Azhdarov, N.A.Agaev, R.A.Kyazimzade. Sol.State Commun., 1992, v.84, №4, p.445-447.
- [4] Ф.Милнс. В кн. "Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках", Москва, "Мир", 1997, с.562.
- [5] Г.Х.Аждаров, Р.З.Кязимзаде, В.В.Мир-Багиров, ФТП, 1992. Т.26, №3, с.553-556.
- [6] А.А.Гелесиани, В.Ф.Дегтярев, Е.В.Скуднова. Изв. АН СССР. Неогр. Матер., 1987, т.23, №3, с.368-372.
- [7] В.И.Романенко. В кн. "Управление составом полупроводниковых кристаллов", Москва, "Металлургия", 1976, с.368.
- [8] Е.А.Шелонин, А.Г.Яковенко, А.М.Хорт. Изв.АН СССР. Неогр.Матер., 1988, т.24, №2, с.138-144.
- [9] J.Kamira, F.Hashimoto, T.Nobusada and S.Joneyama. J. Appl. Phys., 1984, v.56, №4, p.936-941.
- [10] Р.З.Кязимзаде. ФТП. 1995, т.29, №6, с.1101-1104.
- [11] В.С.Алиев, В.И.Тагиров, с.И.Таиров. Изв. АН СССР, Неогр. Матер., 1971, т.7, №4, с.593-596.
- [12] Р.Смит. В кн. "Полупроводники", Москва, Изд. И.Л. 1962, с.467.

P.H. Әjdərov

## TERMİK E'MAL EDİLMİŞ MİS AŞQARLI $Ge_{1-x}Si_x$ KRİSTALLARINDA ELEKTRONLARIN YÜRÜKLÜYÜ

900°C temperaturda misle legiro edilmiş  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 < x < 0,13$ ) kristallarında elektronların yürüklüğünə termoe'malın tə'siri tədqiq edilmişdir. Qəfəs düyünlərində yerləşən mis aşqarlarının ( $Cu_5$ ) və kompensasiyaedici xırda donorların (Sb) nümunelərdə konsentrasiyası  $\approx 10^{16}$  cm<sup>-3</sup> tərtibdədir. Xoll emsalının və keçiriciliyin temperatur asılılığının ölçülməsi esasında göstərilmişdir ki, nümunələrin tabalma temperaturunun ardıcıl olaraq 900°C-dən 700°C-yə qədər endirilmesi  $Cu_5$  aşqarlarının konsentrasiyasının azalmasına və elektronların yürüklüğünün ( $\mu_e$ ) artmasına getirib çıxarıır. 77-300 K intervalında  $\mu_e(T)$  asılılığının eksperimental nəticələri elektronların fononlardan, ərinti nizamsızlıqlarından və multiplet yüksəlmış mis aşqarı atomlarından sepilmələri nəzəre alınmaqla aparılmış hesablamalarla uzlaşır.

P.G. Azhdarov

## ELECTRON MOBILITY IN HEAT-TREATED $Ge_{1-x}Si_x$ CRYSTALS WITH COPPER IMPURITY

The influence of heat-treatment on the electron mobility in  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 < x < 0,13$ ) crystals doped by copper at 900°C has been investigated. Concentrations of substitutional copper impurity atoms ( $Cu_5$ ) and compensating small donors (Sb) in samples were  $\approx 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>. On the basis of the temperature dependences of Hall coefficient and electroconductivity it is shown that the successive decreasing of the sample annealing temperature from 900°C to 700°C leads to the decreasing of  $Cu_5$  density and increasing of the electron mobility ( $\mu_e$ ). Experimental data of the  $\mu_e$  dependence on  $T$  in the range 77-300 K agrees with the calculated data taking into account scattering of electrons on phonons, alloy disorders and multiplet charged copper impurity atoms.

## ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ СОСТАВА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНОКРИСТАЛОВ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

З.Ф. АГАЕВ, З.В. ДАМИРОВА, Г.С. СЕЙДЛИ

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана

Баку, 370141, ул. Ф. Агаева 555 квартал

Исследуются аномалии электрических и фотоэлектрических свойств в интервале температур 80-300 К в монокристаллах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  в зависимости от толщины образцов. Установлено, что наблюдаемые аномалии определяются крупномасштабными флуктуациями потенциала, связанного объемными кластерами. Показано что разрушение связанныности кластеров может происходить при переходе к тонким образцам.

В узконановых материалах точечные и протяженные дефекты структуры, как ростовые, так и введенные внешним воздействием, могут существенным образом влиять на электрофизические характеристики полупроводника. К наиболее структурно-чувствительной характеристике относится фоточувствительность, определяемая средним временем жизни и подвижностью носителей заряда [1].

Определяющие значения для ограничения фоточувствительности монокристаллов  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (КРТ) могут иметь протяженные дефекты структуры, органически связанные со спецификой выращивания сложных твердых растворов. К таким дефектам относятся включения второй фазы (ртути, теллура) [2,3], вакансационные кластеры, крупномасштабные флуктуации состава [4] и дислокационные недостатки малоугловых границ. Некоторые из них являются естественными стоками для неравновесных носителей заряда, поскольку скорость рекомбинации в них существенно выше, чем в матрице кристалла, за счет сужения ширины запрещенной зоны, либо повышения концентрации свободных носителей (межузельные атомы Hg- доноры). Скопление акцепторов (вакансии Hg) уменьшает время жизни в результате увеличения скорости шоклиридовой рекомбинации. В результате неупорядоченного расположения заряженных дефектов в КРТ возникает хаотический потенциал, что в свою очередь приводит к размытию краев зон разрешенных энергий. Поэтому представляет интерес изучение воздействия этих неоднородностей на электрофизические характеристики материала.

С этой целью отбирали монокристаллические пластины КРТ  $0.25 \leq x \leq 0.30$  площадью  $0.1 \times 0.2 \text{ см}^2$ . Выявление макроскопических неоднородностей по толщине производили путем послойного удаления материала пластин травлением в смеси 8 % Br и 92 % HBr с фиксацией спектра фотопроводимости после каждого травления. Спектр фотопроводимости изучался с помощью спектрометра ИКС-21, на выходе которого располагали зеркальный объектив, формирующий на поверхности пластины зонд размером 90 мкм.

Холловские измерения проводились на стандартной установке УИППМ-1 компенсационным методом в постоянных магнитных и электрических полях, который обычно комбинируют с двухзондовым методом измерения удельного сопротивления полупроводника.

На рис.1 приведены характерные кривые зависимости электропроводности ( $\sigma$ ) и коэффициента Холла ( $R_x$ ) от температуры для исследуемых образцов. Как видно, для исходного образца (образца с толщиной  $d=1.0 \text{ мм}$ ) с рос-

том температуры электропроводность уменьшается, а коэффициент Холла увеличивается. Наклон кривых зависимостей  $\sigma(T)$  и  $R_x(T)$  при этом не постоянный и с ростом температуры уменьшается. С уменьшением толщины изучаемых образцов от  $d=1.0 \text{ мм}$  до  $0.05 \text{ мм}$ , зависимости  $\sigma(T)$  и  $R_x(T)$  ведут себя различным образом. На кривых зависимостей  $\sigma(T)$  и  $R_x(T)$  появляются почти периодические экстремумы, амплитуда которых значительно превышает скачки, обусловленные возможными погрешностями эксперимента.

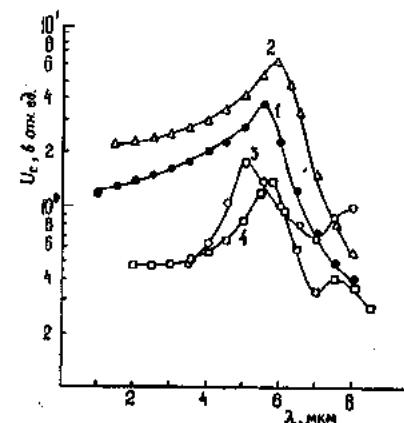


Рис. 1. Зависимость электропроводности кривые (1-4) и коэффициента Холла (кривые 1'-4') от температуры при различных толщинах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ , мм: 1-1; 2-0,8; 3-0,5; 4-0,2.

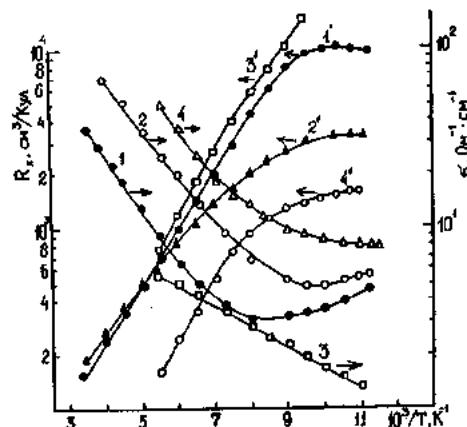


Рис. 2. Спектральное распределение фотопроводимости  $\text{Cd}_{0.37}\text{Hg}_{0.73}\text{Te}$  при различных толщинах  $d$ , мм: 1-1; 2-0,8; 3-0,5; 4-0,2.

Для установления достоверности экспериментальных результатов на этих же образцах проводились фотозелектрические измерения.

На рис.2 приведены характерные для исследуемых образцов спектральные распределения фоточувствительности для одного из образцов при различных толщинах. Как видно, для исходного образца зависимость  $U_c(\lambda)$  имеет типичный селективный характер с максимумом в области  $\lambda=5,9 \text{ мкм}$ . Гладкий ход коротковолновой ветви зависимости  $U_c(\lambda)$  свидетельствует об отсутствии каких-либо поверхностных эффектов в условиях проведенных нами измерений. При уменьшении толщины образцов изменяются не только положения максимума по шкале длины волны, но и абсолютные значения фоточувствительности материала. Необходимо отметить, что эти изменения носят немонотонный характер. В различных образцах, вырезанных из одной шайбы, вышеуказанный периодичность максимума фоточувствительности сохраняется: а вид кривых спектрального распределения отличается. На этих же образцах проводились измерения времени жизни неосновных носителей заряда. Результаты этих исследований приведены на рис.3. Поведения  $\sigma(T)$  при различных толщинах образцов аналогично зависимости  $U_c(\lambda)$ .

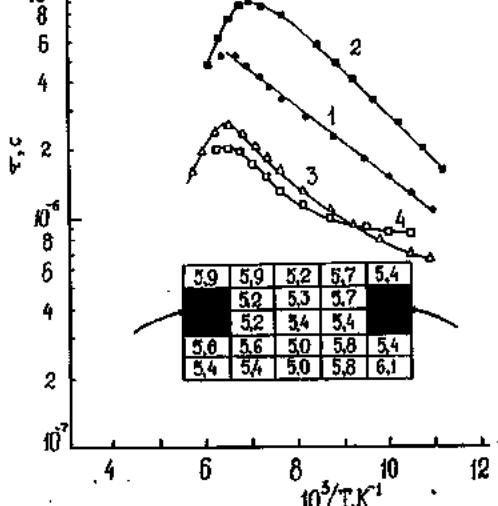


Рис.3. Температурная зависимость времени жизни и распределение фоточувствительности по поверхности  $\text{Cd}_{0.27}\text{Hg}_{0.73}\text{Te}$   $T = 80 \text{ K}$ ,  $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ .

Для выяснения периодичности внутренних неоднородностей кристаллов, нами проведено сканирование поверхности пластины размером  $(500 \times 500) \text{ мкм}^2$  световым зондом, для кристаллов КРТ с  $x=0.27$  эти результаты приведены на рис. 3. Видно, что неоднородности имеют объемный характер и, с уменьшением толщины кристаллов, максимум фотосигнала в различных точках поверхности выравнивается. В точках поверхности кристалла, отстоящих друг от друга на  $100 \text{ мкм}$  определено максимальное значение спектральной зависимости фоточувствительности. Эти данные приведены на вставке рис.3 в виде таблицы. Установлено также, что с увеличением состава кристаллов влияние внутренних неоднородностей на электрофизические и фотоэлектрические свойства ослабляется.

Для объяснения полученных экспериментальных результатов необходимо отметить, что эти аномалии не связаны с наличием инверсных поверхностных слоев [5], так как повторные травления не изменяли исходные параметры материала. Предполагалось, что в изучаемых кристаллах существуют флуктуации кристаллического потенциала, связанные с неоднородным распределением примесей, собственных и структурных дефектов, а также локальной варизонностью. В работе [6] методом рентгеновского энергодисперсионного анализа было показано, что в образцах КРТ с  $x=0.2$  характерный размер флуктуации составляет  $25 \text{ мкм}$ . Поскольку эта величина превосходит длину дебройлевской волны и длину свободного пробега носителей заряда, то в такой схеме микрообластей движение носителей заряда можно считать классическим.

В этих условиях большая величина флуктуации потенциала приводит на фоне основной части образца образование кластеров, соединяющихся между собой пространственными путями протекания. В узкозонных полупроводниках, как было указано в [7], одновременно возможно существование двух объемных взаимопроникающих кластеров разного типа проводимости, условия протекания в которых существенным образом могут зависеть от внешних воздействий. Разрушение связности одного из кластеров в пределах тонкого образца можно проверить экспериментально, т.е. это зависит от периода крупномасштабных флуктуаций потенциала в исследуемых кристаллах. Оказалось, что период флуктуации сигнала фотопроводимости и времени жизни в изучаемых кристаллах лежит в пределах  $70\text{--}150 \text{ мкм}$ , т.е. при таких толщинах образов можно ожидать разрушение связности одного из кластеров в кристаллах.

- [1] Р.Дж. Кисса. В кн. «Фотоприемники видимого и ИК-диапазонов», М.: «Радио и связь», 1985, с.325.
- [2] А.И. Власенко, Ю.Н. Гаврилюк, В.З. Латута, Е.А. Сальков. Письма в ЖЭТФ, 1979, т.5, в.16, с.1013-1017.
- [3] Ю.А. Концевой. ФТП, 1970, т.4, в.6, с.1184-1187.
- [4] Д.Ш. Абдинов, Г.С. Сейдли, Е.Б. Хыдырова. Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы, 1987, т.23, в.11, с.1835-1839.
- [5] W.Scott , R.E .Hader Appl. Phys., 1971, v.42, №2, p. 803-808.
- [6] Л.Д. Сагинов, В.А. Федерико, В.И. Стafeев, В.П. Пономаренко, В.А. Егоров ФТП, 1982, т.16, в.7, с.1256-1259.
- [7] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. В кн. «Электронные свойства легированных полупроводников», М. 1979, с. 415.

З.Ф. АГАЕВ, З.В. ДАМИРОВА, Г.С. СЕЙДЛИ

Z.F. Ağayev, Z.V. Damirova, H.S. Seyidli

## **ТӘРКИБİN QEYRİ BİRCİNSLİYİNİN Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te MONOKRİSTALLARININ ELEKTROFİZİKİ XARAKTERİSTİKALARINA TƏ'SİRİ**

n-Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te monokristallarının elektrofiziki və fotoelektrik xasselerinin anomaliyaları, 80-300 K temperatur intervalında, nümunələrinin qalınlığından asılılığı tədqiq edilmişdir.

Göstərilmişdir ki, müşahidə edilən anomaliyalar, hecmi klasterlərə əlaqədar olan, potensialın hərtərəfli fluktuasiyası ilə müəyyən edilir.

Müəyyən edilmişdir ki, nazik nümunələrə keçid zamanı, klasterlərin bağlılığı pozula biler.

**Z.F. Agayev, Z.V. Damirova, G.S. Seidli**

## **INFLUENCE OF COMPOSITION NONHOMOGENITY ON ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te SINGLE CRYSTALS**

Anomalies of electrical and photoelectric characteristics of Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te single crystals are investigated in the 80-300 K temperature range depending on thickness of the samples.

It is established that observed anomalies are defined by large-scale potential fluctuations due to bulk clusters.

It is shown that a destruction of bonding cluster may take place in the course of transition to thin samples.

*Дата поступления: 10.06.99*

*Редактор: Д.Ш. Абдинов*

# ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА МЕЖЗОННОЕ МАГНЕТОПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВЕРХРЕШЁТКАМИ

Г.Б. ИБРАГИМОВ

*Институт Физики АН Азербайджана,  
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33*

Получено, что в поле интенсивной звуковой волны должно наблюдаться заметное уменьшение поглощения на основной частоте. Действие звуковой волны приводит к возникновению дополнительных максимумов в поглощении, связанных с наличием квазиуровней зонных состояний в интенсивном звуковом поле, причём энергетическое расстояние между соседними максимумами определяется энергией кванта звука.

В последнее время заметно возрос интерес к изучению взаимодействия звуковых волн с электронами кристаллов [1-3], помещённых в квантующее магнитное поле. Исследование влияния интенсивной звуковой волны на межзонное магнетопоглощение в полупроводниках [1] показывает, что при определённых условиях форма линии коэффициента поглощения может определяться полем внешней звуковой волны. В работе [2] показана возможность резонансного взаимодействия ультразвука с электронами сверхрешётками. В настоящей работе рассматривается влияние интенсивной звуковой волны на межзональные магнитооптические переходы в полупроводниковых сверхрешётках.

Сверхрешётка предполагается акустически однородной, длина свободного пробега электрона превышает длину звуковой волны. В этом случае взаимодействие электрона со звуковой волной можно рассматривать, как поглощение и испускание электронами акустических фононов.

В квантующем магнитном поле ( $H \parallel OZ, OZ$  ось СР) электроны сверхрешётки в поле звуковой волны описываются уравнением Шредингера с гамильтонианом

$$H = H_0 + H_1, \quad (1)$$

где

$$H_0 = \frac{P_x^2 + \left( P_y - \frac{e}{c} \cdot H_x \right)^2}{2 \cdot m} + E_z(P_z),$$

$$H_1 = \frac{1}{2} \cdot V_{c,v}^0 [e^{iqx} e^{-i\omega t} + e^{-iqx} e^{i\omega t}], \quad [V_{c,v}^0] = \frac{2IE_{c,v}^2}{\rho_0 v^3}$$

Здесь  $E_v, E_c$  - константы деформационного потенциала дырки и электрона, соответственно,  $\rho_0$  - плотность сверхрешётки,  $v$ -скорость звука,  $I$ -поток энергии звуковой волны,  $q$ -волновой вектор звуковой волны ( $q \perp H$ ).

Для  $E_z(P_z)$  обычно используют модельный спектр в приближении сильной связи [4]

$$E_z(P_z) = -\frac{\Delta}{2} \cos\left(\frac{P_z d}{\hbar}\right) \quad (2)$$

Волновые функции электрона в зоне проводимости найдены в виде разложения по собственным функциям  $Q_a^a(r)$  оператора  $H_0$

$$\phi_a^c(r, t) = \sum_{a'} B_{aa'}^c(t) Q_{a'}^c(r) e^{-\frac{i\epsilon}{\hbar} \frac{P_z^2}{2m}} \quad (3)$$

$B_{aa'}^c(t)$  связан с матричным элементом оператора взаимодействия электрона со звуковой волной на волновых функциях зонного электрона [3]

$$B_{aa'}^c(t) = \delta_{k_x k_x'} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(k_x - k_x')x} \exp\left\{-\frac{i}{\hbar} V_{c,v}^0 U_n \int_0^t \cos(qx + i\omega t_1) dt_1\right\} dx \quad (4)$$

Собственные функции  $Q_a(x)$  и энергии  $E_a^c$  оператора  $H_0$  имеют вид [5]

$$Q_a = \exp[i(K_x X + K_z Z) \varphi(Y - Y_0)]$$

$$E_a = \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar \omega_c - \frac{\Delta}{2} \cos dk_z$$

$\alpha(K_X K_Z, N)$  -квантовые числа носителя в квантующем магнитном поле. Для простоты, ограничимся рассмотрением оптических переходов из нулевого уровня Ландау валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны проводимости.

$$W = \frac{e^2 |A_0|}{\hbar^2 C V} \left| \frac{P_{cv}}{m_0} \right| \sum_{k_x, k_p} J_p^2(\rho) \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp \left\{ -|\Gamma_{cv}|t - \frac{it}{\hbar} (4 \cos dk_z + S_p) \right\} \quad (5)$$

где  $A_0$  - амплитуда электромагнитной волны,  $P_{cv}$  - матричный элемент оператора импульса на волновых функциях зонных электронов,  $J_p(\rho)$  -функции Бесселя действительного аргумента,  $V$  - объём основной области кристалла

$$\rho^2 = \frac{2I(E_c - E_v)^2}{\rho_0 v^3 (\hbar\omega)^2}, \quad (6)$$

$$S_p^+ = E_g + \frac{\hbar\omega_p}{2} - \hbar\Omega + p\hbar\omega$$

здесь  $\omega_p = \frac{eH}{mc}$  -циклотронная частота,  $\omega$  -частота звука,

$\mu^{-1} = \mu_h^{-1} + \mu_e^{-1}$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_h$ -эффективные массы электрона и дырки,  $\Omega$  -частота света,  $E_g$ -ширина запрещённой зоны,  $\Gamma_{cv}$  - связано с вероятностью рассеяния носителей на акустических колебаниях кристаллической решётки и его учёт необходим для устранения расходимостей вероятностей переходов, возникающих из-за особенности плотности состояний носителей в квантующем магнитном поле. В случае упругого рассеяния  $\Gamma_{cv}$  имеет вид [3]

$$\begin{aligned} \Gamma_{cv} &= \frac{\gamma}{\sin k_z d}, \\ \gamma &= \frac{(E_c^2 + E_v^2) \cdot K_b T}{4\pi\rho_0 v^2 \hbar R^2 \Delta d} \end{aligned} \quad (7)$$

где  $R^2 = c\hbar/eH$  - квадрат магнитной длины,  $T$  - абсолютная температура.

В результате коэффициент поглощения света, связанный с переходом из нулевого уровня валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны производимости в поле интенсивной звуковой волны, можно записать в виде

- [1] Э.П. Синявский, Е.Ю. Сафранов. ФТТ, 1990, т. 32, №9, с. 2836-2838.
- [2] С.В. Крючков. ФТП, 1990, т. 24, № 11, с. 2054-2056.
- [3] Г.Б. Ибрагимов. Fizika, 1997, т. 3, № 3, с.6-8. III Все-российская конференция по физике полупроводников. Полупроводники 97.

Число переходов электронов из нулевого уровня Ландау валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны проводимости в единицу времени в единице объема с поглощением света в поле звуковой волны имеет вид

$$\alpha = \frac{e^2}{2\pi c \Omega n_0 R^2 d \Delta} \left| \frac{P_{cv}}{m_0} \right|^2 \sum_p J_p^2(\rho) J(S_p^+) \quad (8)$$

$$\Delta = \frac{2d}{\hbar\gamma}$$

$$J(S_p^+) = \int_0^a \frac{dx}{1 + \left( 1 - \frac{x^2}{a^2} \right) \left( x + \bar{S}_p^+ \right)}$$

$$\bar{S}_p^+ = \frac{S_p^+}{\hbar\gamma}$$

где  $n_0$  - показатель преломления.

Если пренебречь взаимодействием электронов с колебаниями кристаллической решётки ( $\Gamma_{cv}=0$ ) и со звуковой волны ( $\rho=0$ ), то  $\alpha(\Omega)$  совпадает с выражением для коэффициента поглощения света в полупроводниках со сверхрешеткой в квантующем магнитном поле, полученным в [5]. Для следующих параметров СР:  $\rho_0=5 \text{ г/см}^3$ ,  $E_c=7 \text{ эВ}$ ,  $E_v=1 \text{ эВ}$ ,  $v=3 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $\omega=10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $I=1 \text{ Вт/см}^2$ ,  $\rho=11$  и влияние интенсивной звуковой волны на процессы межзонного поглощения света может оказаться существенным. Известно, что функция Бесселя  $J(\rho)$  принимает максимальное значение при  $\rho=0$ . При значениях  $\rho>0$ , как легко видеть из (8) в поле интенсивной звуковой волны должно наблюдаться заметное уменьшение на основной частоте.

$\alpha(\Omega)$  имеет максимумы при  $S_p^+=0$  (разнесённые по частоте для различных  $P$ ), которые связаны с наличием квазиуровней в интенсивном звуковом поле, причём энергетическое расстояние между соседними максимумами определяется энергией кванта звука.

- [4] В.М. Поляновский. ФТП, 1980, т.14, №7, с.1399-1401.
- [5] I.A. Chaikovski, G.M. Shmelev and N.A. Enaki. Phys. Stat. Sol., 1991, 108, № 2, p. 559-566.

H.B. İbrahimov

## YARIMKEÇİRİCİ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ MAQNİT SAHƏSİNDE ZONALARARASI UDULMAYA İNTENSİV SƏS DALĞALARININ TƏ'SİRİ

İntensiv səs dalğaları sahəsində fundamental udulmada azalma müşahidə olunur. Səs dalğalarının tə'siri udulmada əlavə piklərin yaranmasına getirir, bu isə səs dalğaları sahəsində kvazisəviyyələrin olması ilə əlaqədardır və piklər arasında energetik məsafə səs kvantının enerjisi ilə müəyyən olunur.

**ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА МЕЖЗОННОЕ МАГНЕТОПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ...**

**H.B. Ibragimov**

**INFLUENCE OF SOUND WAVE STRENGTH ON INTERBAND MAGNETOABSORPTION  
IN SEMICONDUCTORS WITH SUPERLATTICE**

It is obtained that in the field of intensive sound wave must be observed marked decrease of absorption on base frequency. Effect of sound wave leads to the appearance of additional peak of absorption due to presence of quasi-levels of band states in intensive sound field and energy distance between neighbor maximums is determined by the sound quantum energy.

*Дата поступления: 08.04.99*

*Редактор: Ф.М. Гашимзаде*

# ВЛИЯНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕЙ АРСЕНИДГАЛЛИЕВОЙ ПОДЛОЖКИ С ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ПЛЕНКОЙ НА ТОКОПЕРЕНОС В НЕЙ

**Я.Ю. ГУСЕЙНОВ, Ф.Д. КАСИМОВ, Г.П. КЕМЕРЧЕВ**

*Азербайджанское Национальное Аэрокосмическое Агентство*

*370106, Баку, пр. Азадлыг 159*

Теоретически показана необходимость учета влияния n-v-перехода между полуизолирующей арсенидгаллиевой подложкой и эпитаксиальной пленкой на токоперенос в ней. Получено аналитическое выражение для вычисления толщины области перехода в пленке. Расчет для реальной структуры показал сравнимость толщины n-v-перехода с толщиной эпитаксиальной пленки.

Одна из основных тенденций в твердотельной микрэлектронике состоит в уменьшении толщины используемых пленок. При этом токоперенос в них начинает отклоняться от законов, существующих в объемных телах, что связано как с размерными эффектами, когда толщина пленки сравнима с какой-либо характерной длиной [1], так и с влиянием области пространственного заряда (ОПЗ) на ее границе с подложкой [2]. В кремниевых эпитаксиальных структурах, благодаря более высокому удельному сопротивлению подложки, переход пленка-подложка располагается, в основном, в последней, и его роль сводится к шунтированию протекающих в пленке токов [3].

В другом виде кремниевых структур n<sup>+</sup>-n-типа, широко применяемых при изготовлении силовых полупроводниковых приборов и фотоприемников, фоновые мелкие акцепторы, находящиеся вблизи поверхности сильнолегированных подложек, могут способствовать появлению прослойки с проводимостью дырочного типа [4].

Иная ситуация наблюдается в арсенидгаллиевых подложках. Получение высокоомной подложки в этом материале неизбежно связано с процессами компенсации глубокими центрами, что приводит к видоизменению потенциального перехода к виду n-v. Поскольку основная часть отрицательного заряда n-v перехода сосредотачивается на глубоких центрах, концентрация которых сравнима с концентрацией легирующей примеси в пленке, ОПЗ, находящаяся в пленке, примерно равна области накопления в подложке, что в итоге делает ОПЗ сравнимой с толщиной пленки.

Например, в [5] изучались особенности выращивания из ограниченного объема раствора в расплаве висмута эпитаксиальных слоев арсенида галлия, легированных хромом. Несмотря на то, что в подобных пленках плотность дислокаций на порядок ниже, чем в эпитаксиальных слоях, полученных в аналогичных режимах из раствора в расплаве галлия, она все же достаточно высока ( $6,5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ ), толщина i-области в n<sup>+</sup>-i-n-структурах в зависимости от различных технологических условий изменялась от 5 до 40 мкм., а энергия активации глубоких ловушек в высокоомной области составляла E<sub>1</sub> = 0,7 эВ и E<sub>2</sub> = 0,78 эВ.

Влияние модуляции этой области на процессы токопереноса в тонких пленках на полуизолирующей подложке GaAs начало интенсивно изучаться лишь в последнее время [6,7]. Например, хорошо известны эпитаксиальные

датчики Холла (ДХ), изготавливаемые в структурах InSb-i-GaAs или InAs-i-GaAs [7]. Исследование чувствительности ДХ в зависимости от конструктивно-технологических параметров показало, что с уменьшением толщины эпитаксиальной пленки ниже определенного значения чувствительность ДХ начинала падать, вопреки известной формуле

$$U_x = R \frac{I \cdot B}{d}, \quad (1)$$

где I - ток, B - магнитная индукция, R - постоянная Холла, a d-толщина эпитаксиальной пленки.

Аналогичное явление наблюдалось и в [8] при исследовании ДХ в структурах InSb<sub>x</sub>B<sub>1-x</sub>-i-GaAs. При уменьшении толщины пленки до одного микрона чувствительность ДХ резко падала. В связи с этим представляет интерес вычисление пределов допустимого уменьшения толщины пленок, до которых чувствительность изготавливаемых на их основе приборов не меняется.

При рассмотрении влияния n-v-перехода на проводимость пленки обычно используют численные методы, либо выражения, выписанные по аналогии с p-n-переходом [9]. Однако в слое обогащения n-v-перехода плотность отрицательного заряда, создаваемого заполненными глубокими центрами захвата в подложке, изменяется значительно, в отличие от обычного p-n-перехода, в котором заполнение мелкого акцептора постоянно во всей p-области. Следовательно, погрешность применения аналогии с p-n-переходом также может быть значительной. Поэтому в настоящей статье проводится аналитическое рассмотрение влияния n-v-перехода на проводимость пленки.

Рассмотрим наиболее простую модель резкого n-v-перехода (рис.1). Пусть в активной пленке содержатся мелкие доноры с постоянной концентрацией N<sub>d</sub>, а в полуизолирующей подложке - мелкие доноры и компенсирующие их глубокие центры захвата с постоянной концентрацией N<sub>as</sub> и N<sub>c</sub>, соответственно. Направим ось 0X перпендикулярно к плоскости перехода из подложки в пленку и точку x = 0 выберем в плоскости перехода. Тогда проводимость пленки определяется выражением

$$\sigma = \frac{q\mu_n W}{L} \int_0^d n(x) dx, \quad (2)$$

где  $q$  - заряд электрона,  $L, W, d$  - длина, ширина и толщина пленки, соответственно,  $\mu_n$  - подвижность,  $n$  - концентрация свободных электронов. Воспользовавшись

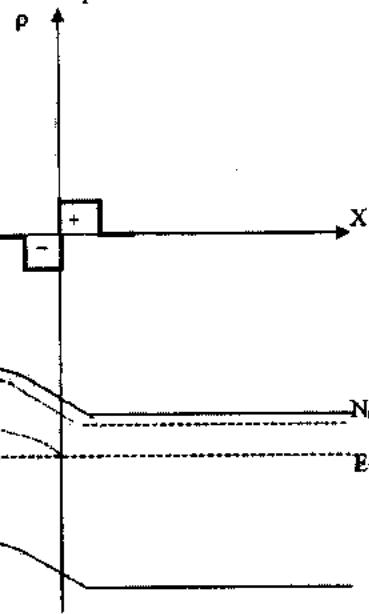


Рис. 1. Зонная диаграмма n-v-перехода пленка-подложка на основе арсенида галлия.

уравнением Пуассона и граничным условием для напряженности  $E$  внутреннего электрического поля на свободной границе пленки  $E(d)=0$ , выражение (2) можно представить в следующем виде:

$$\sigma = \frac{q\mu_n W N_0}{L} (d - \Delta d), \quad (3)$$

где  $\Delta d = \epsilon \epsilon_0 E(0) / q N_0$  ( $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость). Таким образом, наличие в пленке слоя истощения n-v-перехода эквивалентно уменьшению толщины пленки на величину  $\Delta d$ , определяемую значением  $E(0)$  напряженности электрического поля в плоскости перехода. Следовательно, задача сводится к определению  $E(0)$ .

Рассмотрим сначала равновесный n-v-переход в безграничной среде, а затем покажем, что вычисленное при таком предположении значение  $\Delta d$  остается достаточно точным и для тонких пленок, характерных для современной микроэлектроники. Равновесный n-v-переход описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{N_0}{n(0)} = \left[ \frac{n_i}{n(0)} \right]^{N_s/N_0} \left[ \frac{N_{os} n(0)}{N_t n_i} + 1 - \frac{N_{os}}{N_t} \right]^{N_t/N_0} \exp \left( 1 - \frac{n_i}{N_0} \right). \quad (9)$$

Подставив величину  $n(0)$ , полученную из этого уравнения, в (8) можно определить  $E(0)$ . Таким образом, процедура нахождения  $E(0)$  сводится к решению трансцендентного уравнения (9). Однако, для значений концентраций, типичных для арсенидгаллиевых тонко-

$$\begin{cases} \frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (n - N_0) \\ \frac{dn}{dx} = \frac{q}{kT} n E, \end{cases} \quad \text{при } x > 0 \quad (4)$$

$$\begin{cases} \frac{dE}{dx} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (n + N_t - N_{os}) \\ \frac{dn}{dx} = \frac{q}{kT} n E, \end{cases} \quad \text{при } x < 0 \quad (5)$$

где  $k$  - постоянная Больцмана, а  $T$  - абсолютная температура.

Функции  $E(x)$  и  $n(x)$  непрерывны в точке  $x = 0$  и при удалении от плоскости перехода вглубь пленки и подложки удовлетворяют условиям

$$\begin{cases} E \rightarrow 0, n \rightarrow N_0 \\ x \rightarrow \infty, x \rightarrow \infty \\ E \rightarrow 0, n \rightarrow n_i \\ x \rightarrow -\infty, x \rightarrow -\infty \end{cases}, \quad (6)$$

где  $n_i$  - концентрация свободных носителей в глубине подложки, связанная с  $N_t, N_{os}$  условием электронейтральности.

$$N_i + N_t = N_{os}. \quad (7)$$

Проинтегрировав (4) и (5) с учетом (6), получим

$$\begin{cases} \frac{\epsilon \epsilon_0}{2kT} E^2 = n - N_0 + N_0 \ln \frac{N_0}{n}, \\ \frac{\epsilon \epsilon_0}{2kT} E^2 = n - n_i + N_t \ln \frac{n}{n_i} - N_{os} \ln \frac{n}{n_i} \end{cases}. \quad (8)$$

Из непрерывности  $E$  и  $n$  при  $x = 0$  следует, что уравнение для  $n(0)$  можно получить, приравняв правые части (8). С учетом (7) находим

тонких приборов,  $n(0)$  можно найти в явном виде. В самом деле, при выполнении соотношений

$$N_0, N_t, N_{os} \gg n_i, N_t - N_{os} < N_t < N_0 \quad (10)$$

можно ожидать, что значительная часть n-v перехода расположена в активной пленке и, следовательно,  $n(0) \ll N_o$ , откуда с учетом (10) следует, что (9) можно представить в виде

$$\frac{N_o}{n(0)} = e^{\left[ \frac{n_i}{n(0)} \right]^{N_{OS}/N_o} \left[ \frac{n(0)N_{OS}}{n_i N_t} \right]^{N_t/N_o}}, \quad (11)$$

где  $e$  - основание натуральных логарифмов. Решив (11) относительно  $n(0)$ , получим

$$n(0) = \left( \frac{N_o}{e} \right)^{\frac{N_o}{N_o + N_t - N_{OS}}} (n_i)^{\frac{N_t - N_{OS}}{N_o + N_t - N_{OS}}} \left( \frac{N_t}{N_{OS}} \right)^{\frac{N_t}{N_o + N_t - N_{OS}}}. \quad (12)$$

Величина  $n(0)$ , определяемая явным выражением (12), практически совпадает с величиной, полученной из трансцендентного уравнения (9), при следующих типичных для арсенидгаллиевых приборов значениях

$$\Delta d = l_D \left[ 2 \frac{N_t - N_{OS}}{N_o + N_t - N_{OS}} \left( \ln \frac{N_o}{n_i} - \frac{N_t}{N_t - N_{OS}} \ln \frac{N_t}{N_{OS}} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (13)$$

где  $l_D = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 kT}{q^2 N_o}}$  - лебаевская длина в пленке.

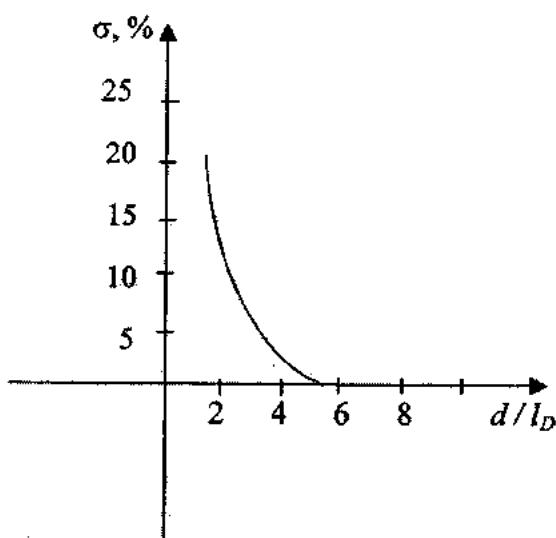


Рис. 2. Погрешность расчета проводимости пленки с учетом влияния n-v-перехода.

концентрации:  $10^{17} \text{ см}^{-3} \leq N_o \leq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_t = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{OS} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_i = 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

Вычислив из (12) величину  $n(0)$ , легко найти  $E_0$ , а затем и  $\Delta d$ :

При  $T=300$  К для приведенных выше значений концентраций  $\Delta d$  составляет примерно 0,05 мкм, т.е. около (3-4)  $l_D$ . Поскольку возможность применения полученной формулы для очень тонких пленок не кажется очевидным, был проведен численный расчет на основании условия равенства нулю поля на свободной границе пленки. Результаты расчета представлены на рис. 2, из которого видно, что погрешность применения формулы (13) возрастает при уменьшении толщины пленки до значений в несколько  $l_D$ , т.е. до толщины, сравнимой с  $\Delta d$ , но все же при этом составляет не более 5%. При более толстых пленках погрешность расчета проводимости по формуле (13) сводится к нулю, т.е. роль области  $\Delta d$  становится незначительной.

Таким образом, наличие n-v-перехода на границе пленки с подложкой приводит к уменьшению эффективной толщины пленки на величину  $\Delta d$ . Поскольку эта величина вполне сравнима с толщиной пленки для структур, применяемых в современной микроэлектронике, модуляция перехода в тех или иных условиях может вносить определяющий вклад в изменения проводимости пленки.

- [1] Ф.Г. Басс, В.С. Бочков, Ю.Г. Гуревич. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках, М.: Наука, 1984, с. 278.
- [2] В.Н. Добровольский, В.Г. Литовченко. Перенос электронов и дырок у поверхности полупроводников, Киев: Наукова Думка, 1985, с. 191.
- [3] W.J. Patrick. Solid State Electron, 1966, v. 9, № 3, p. 203-211.
- [4] В.Е. Бахрушин, В.А. Ольховой, Р.А. Пятигорец. Известия ВУЗов, Электроника, 1997, № 6, с. 44-48.
- [5] А.А. Котелевский, М.Д. Лубянская, И.Е. Марончук. Полузализирующие слои арсенида галлия для приборов микроэлектроники, полученные из растворов в расплаве висмута, Тез. докл. 12-й Всесоюзной научной конференции по микроэлектронике, Тбилиси, 1987, ч. 7, с. 9-10.
- [6] Арсенид галлия в микроэлектронике. Под ред. Н. Айнспрука, М: Мир, 1988, с. 555.
- [7] М.М. Мирзабаев, К.Д. Потаенко, В.И. Тихонов и др. Эпитаксиальные датчики Холла и их применение, Ташкент: Фан, 1986, с. 215.
- [8] Ф.Д. Касимов, Я.Ю. Гусейнов. Датчики Холла на основе висмутсодержащих гетероэпитаксиальных пленок антимонида индия, Труды 6-й Всероссийской конференции с международным участием «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники», Таганрог-Геленджик, 1999, с. 118.
- [9] J. Honge, G. Pearson. J. Appl. Phys., 1978, v. 49, № 6, p. 3348-3352.

ВЛИЯНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПОЛУИЗОЛИРУЮЩЕЙ АРСЕНИЛГАЛЛИЕВОЙ ...

F.C. Qasimov, Y.Yu. Hüseynov, Q.P. Kemerçev

**AYRILMA SƏRHƏDDİNDE POTENSİAL ÇƏPƏRİN YARIMİZOLƏ OLUNMUŞ ARSEN-QALLİUM  
ALTLIĞI ÜZƏRİNDƏKİ EPİTAKSİAL TƏBƏQƏNİN ELEKTRİK KEÇİRİCİLİYİNƏ TƏ'SİRİ**

Yarımızolə olunmuş arsen-qallium allığı ve epitaksial təbəqə arasında n-v keçidinin yükdaşıyıcılarının köçürülməsinə tə'sirinin nəzərə alınmasının zəruriliyi nəzəri olaraq gösterilmişdir. Təbəqədə keçid oblastının qalınlığının hesablanması üçün analitik ifade almılmışdır. Real strukturun hesabatı n-v keçidin qalınlığının epitaksial təbəqənin qalınlığı ilə müqayisə olunmasını göstermişdir.

F.D. Kasimov, Ya.Yu. Guseinov, G.P. Kemerchev

**INFLUENCE OF THE POTENTIAL BARRIER ON THE BOUNDARY LAYER BETWEEN OF  
SEMI-INSULATING GaAs SUBSTRATE AND EPITAXIAL FILM ON THE CARRIER TRANSPORT**

The necessity to take into account influence of n-v-junction between semi-insulating GaAs substrate and epitaxial film on the carrier transport theoretically was shown. Analytical expression for thickness of junction zone in film was obtained. Calculations for real structure showed, that the thickness of n-v-junction is comparable with thickness of the epitaxial films.

Дата поступления: 26.03.99

Редактор: З.И. Искендерзаде

**ТОПОГРАФИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ДЕФЕКТНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ  
МОНОКРИСТАЛЛОВ  $Ge_{1-x}Si_x$**

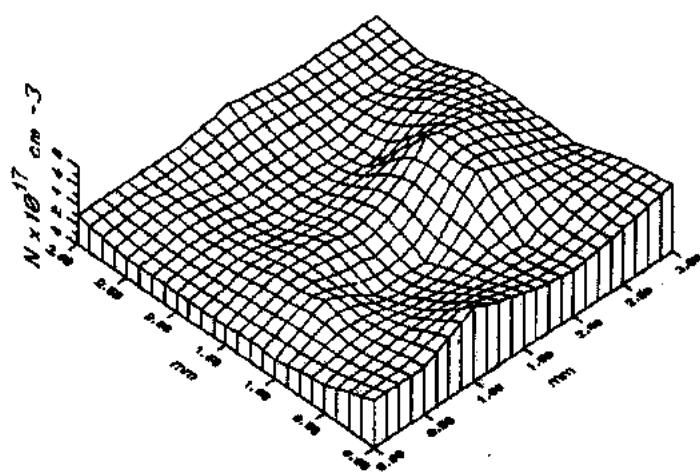
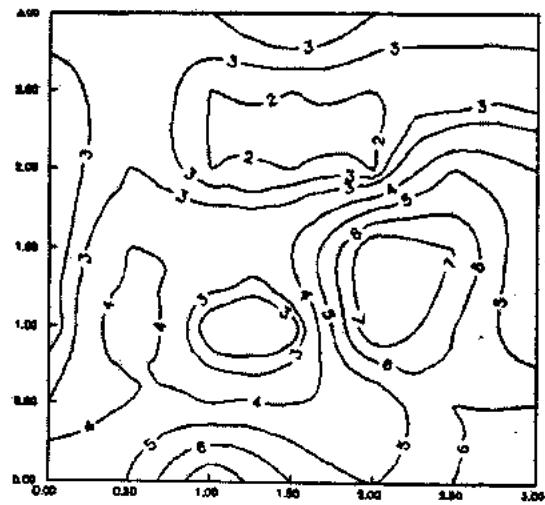
**И.М. АЛИЕВ, Р.А. РАГИМОВА, Э.И. ВЕЛИЮЛИН**

*Институт Физики АН Азербайджана,  
370143, Баку, Г. Джавида, 33*

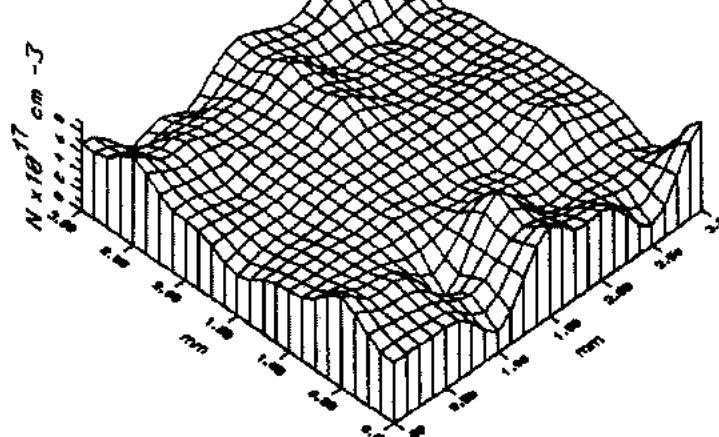
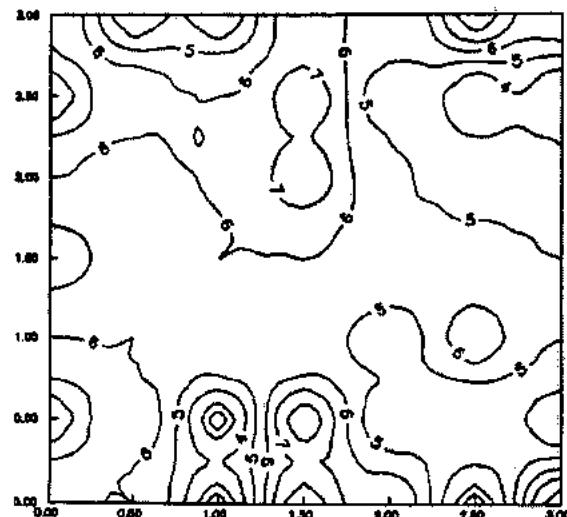
Методом локального электроотражения проведен анализ поверхности монокристаллов  $Ge_{1-x}Si_x$ . Определены распределения дефектов по поверхностям кристалла в зависимости от его ориентации.

Приведены результаты топографических исследований методом локального электроотражения (ЭО) поверхности

монокристаллов  $Ge_{1-x}Si_x$  при вариации составов и концентрации дефектных центров. Анализировались спектры ЭО локальных



a)



б)

*Рис. Распределение плотности дефектов в двух- и трехмерных картах в образце  $Ge_{0.97}Si_{0.03}$  (3x3) мм с ориентацией (111) - а и (110) - б поверхности. Участки 1-8 соответствуют плотности дефектов с интервалом  $2 \cdot 10^{17} - 9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ .*

## ТОПОГРАФИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ДЕФЕКТНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ $Ge_{1-x}Si_x$

областей 80-100 мкм всей поверхности образцов с шагом сканирования 200-500 мкм. Обработка спектров методом «трех точек» [1] и отображение данных производились посредством комплекса программ на ПЭВМ IBM PC. Состав  $X$  и концентрация дефектных центров  $N$  для микрообластей определялись с погрешностями  $\Delta X = 0.005$  и  $\Delta N = 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Изучение распределения дефектов по поверхности кристалла проводилось для двух образцов, вырезанных из одного слитка, обработанных перед измерениями при одинаковых условиях и с ориентациями поверхностей по плоскостям (111) и (110), соответственно. Результаты топографического анализа образцов приведены на рисунке (а, б). Величина  $N$  изменяется от  $2 \cdot 10^{17}$  до  $8 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> и от  $2 \cdot 10^{17}$  до  $9 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> для ориентаций поверхностей (111) и (110), соответственно.

Построенные трехмерные карты распределения дефектов показывают, что поверхность с ориентацией (110) более дефектна и неоднородна по дефектности. Объяснение этому результату можно дать, исходя из предположения возможности канализации с разной эффективностью вдоль направлений [111] и [110] при диффузии атомов примеси и избыточных реагентов твердого раствора и их скопления вдоль соответствующих кристаллографических плоскостей.

Такая возможность представляется реализуемой, если учесть, что кристаллографические направления с малыми индексами, например [111], [110], [100] в решетке алмаза, являются направлениями канализации более эффективного, а преимущественным направлением канализации является направление [110].

---

[1] D.E. Aspnes, J.E. Rowe. Phys. Rev. Lett., 1971, v. 27, p. 188.

İ.M. Əliyev, R.Ə. Rəhimova, E.İ. Vəliyulin

## **$Ge_{1-x}Si_x$ MONOKRİSTALLARINDA SƏTH ORİENTASIYASININ DEFETKLİYƏ TƏ'SİRİNİN TOPOQRAFİK TƏHLİLİ**

Lokal elektrikəksetmə üsulu ilə  $Ge_{1-x}Si_x$  monokristalları səthinin topoqrafik təhlili aparılmışdır. Defektlerin paylaşıma sıxlığının kristalın səth orientasiyasından asılılığı müəyyən edilmişdir.

J.M. Aliyev, R.A. Rahimova, E.I. Veliyulin

## **THE TOPOGRAPHICAL ANALYSIS OF THE SURFACE DEFECTS OF $Ge_{1-x}Si_x$ SINGLE CRYSTALS**

By the local electroreflectance method the topographic analysis of  $Ge_{1-x}Si_x$  monocrystal surface was performed. The influence of the surface orientation on defects density distribution was found.

# ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $TlIn_{1-x}Yb_xS_2(Te_2)$

М.М. ЗАРБАЛИЕВ

Азербайджанский Индустриальный Институт  
373208, г. Сумгаит, 43-й квартал

Работа посвящена исследованию электропроводности, коэффициента Холла, термо-Э.Д.С. и холловской подвижности носителей заряда в твердых растворах систем  $TlInS_2(Te_2)$ - $Tl-YbS_2(Te_2)$ .

Обсуждается природа возрастания коэффициента Холла с ростом температуры и прохождение его через максимум, а также возрастание при этом значений термо-Э.Д.С. и электропроводности.

## Введение

Одной из особенностей электрических свойств полупроводников с одним типом носителей заряда является возрастание коэффициента Холла ( $R_x$ ) с температурой, которое соответствующим образом оказывает влияние на другие кинетические коэффициенты [1-5]. Однако, несмотря на внешнее сходство температурного хода  $R_x(T)$ , физическая природа данного явления может оказаться совершенно разной. В частности, это может быть обусловлено проводимостью по примесной зоне [1,2]; примесной зоной, расположенной в запрещенной зоне [3]; со снятием вырождения электронного газа [4]; при рассеянии на ионизированных примесях; влиянием более тяжелых зон, расположенных выше дна зоны проводимости или ниже потолка валентной зоны [5,6]; а также неквадратичным законом дисперсии носителей заряда [4,7]. Данная работа посвящена выявлению причины особенностей электрических свойств, обнаруженных в твердых растворах  $TlIn_{1-x}Yb_xS_2(Te_2)$ : возрастания  $R_x$  с температурой и прохождения его через максимум, завышенных значений при этом коэффициента термо-Э.Д.С. и электропроводности.

## Результаты и их обсуждение.

Методика эксперимента подробно описана в [8].

На рис. 1 представлены кривые  $R_x$  для твердых растворов  $TlIn_{1-x}Yb_xS_2(Te_2)$ , на которых четко видно возрастание  $R_x$  с ростом температуры. Исследованные образцы во всем температурном интервале обладали р-типов проводимости. Для состава  $TlIn_{0.98}Yb_{0.02}S_2$  возрастание  $R_x$  начинается с 625 К, по мере замещения атомов индия атомами иттербия начало температуры возрастания  $R_x$  смещается в область более высоких температур. Аналогичная зависимость  $R_x(T)$  наблюдается и для твердых растворов  $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$ , в которых возрастание  $R_x$  для образца с  $x=0.05$  начинается с температуры 500 К, а для  $x=0.08$  – с 525 К. Как видно, в обоих случаях возрастание  $R_x$  продолжается до некоторой температуры, затем происходит резкое убывание, то есть  $R_x$  проходит через максимум, причем с ростом содержания атомов лантаноида в составе фаз максимум  $R_x$  смещается в сторону более высоких температур. Как было замечено, наблюдаемые особенности могут быть обусловлены различными причинами. Поэтому, с целью проверки пригодности той или иной модели для исследованных объектов, необходимо

ходимо более подробно раскрыть сущность каждой из перечисленных моделей.

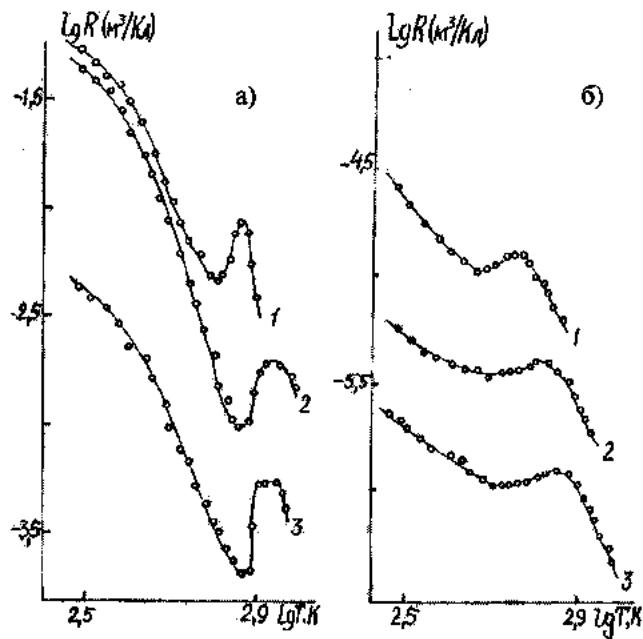


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла твердых растворов  $TlIn_{1-x}Yb_xS_2$  (а): кривые 1 –  $x=0.02$ ; 2 –  $x=0.05$ ; 3 –  $x=0.10$   
и  $TlIn_{1-x}Yb_xTe_2$  (б): кривые 1 –  $x=0.02$ ; 2 –  $x=0.05$ ; 3 –  $x=0.08$ .

В работе [3] было обнаружено, что при легировании PbTe атомами индия до 1 ат.-% In, концентрация электронов возрастает до ~0,07 ат.%, а дальнейшее добавление индия не приводит к росту концентрации электронов. Это отражалось на температурных и концентрационных зависимостях электрических свойств. Для объяснения данного явления авторами была предложена модель, согласно которой атомы индия в зоне проводимости PbTe создают квазилокальные уровни, с возрастанием концентрации которых образуется примесная зона. Начиная с определенной температуры, они играют роль «ловушек» для электронов проводимости, что приводит к уменьшению концентрации электронов и росту  $R_x$ , а при более высоких температурах, когда выполняется условие  $kT \geq \epsilon_g$  ( $\epsilon_g$  –ширина запрещенной зоны), концентрация электронов начинает расти, что и приводит к уменьшению  $R_x$ . Характерной особенностью квазилокальных уровней в зоне проводимости является то, что при достижении уровня Ферми ( $E_F$ ) квазилокальных состояний, концент-

рация электронов проводимости стабилизируется, и  $E_F$  в определенном интервале температур остается постоянной. Данный механизм в случае исследованных объектов не может иметь места, поскольку растворимость примесей в них в указанном интервале имеет непрерывный характер и соответствующие уровни расположены в запрещенной зоне, а не в валентной. Концентрационная зависимость кинетических коэффициентов и уровни Ферми не обладают какими-либо аномалиями.

В работах [5,6] максимум на  $R_x(T)$  объясняется наличием зоны тяжелых дырок в валентной зоне и зоны тяжелых электронов в зоне проводимости [6], расположенных на расстоянии  $\Delta E$  от потолка валентной зоны или дна зоны проводимости. В этом случае роль вышележащих зон в проводимости проявляется при достаточно высоких концентрациях носителей заряда, когда уровень Ферми в зоне проводимости (или в валентной зоне) подходит близко к тяжелым зонам, осуществляется переход легких носителей в тяжелые зоны, что приводит к уменьшению концентрации носителей заряда и росту  $R_x$ . При дальнейшем повышении температуры уровень Ферми входит в тяжелые зоны, происходит выравнивание уровней Ферми в обеих зонах и в некотором интервале температур стабилизируется  $E_F, n(T)$  и  $R_x(T)$ . Только с наступлением собственной проводимости начинает происходить изменение этих параметров и других кинетических коэффициентов. Если собственная проводимость наступает не при очень высоких температурах, то кривая  $R_x(T)$  проходит через острый максимум. Казалось, что эта модель может описать и наши данные. Но, во-первых, в исследованных кристаллах уровень Ферми во всем исследованном интервале температур и концентраций не выходит из запрещенной зоны, то есть вырождение носителей заряда не наступает. Во вторых, сведения о наличии подобной зоны в валентных зонах  $TlInS_2$  и  $TlInTe_2$  отсутствуют.

Имеются данные о возрастании  $R_x$  с температурой и в узкозонных полупроводниках [6,7], в которых обращено внимание на влияние сильной непарabolичности зоны проводимости на Холл фактор  $R_x(T) = A_r/(en)$ . Количественными расчетами показано [6,7], что в случае рассеяния электронов на акустических фонах,  $A_r$  сильно зависит от степени непарabolичности  $\beta = k_b T / \epsilon_g$  и температурной зависимости  $\epsilon_g(T)$ . В определенном сочетании этих параметров значения  $A_r$  и  $R_x$ , при рассеянии электронов на акустических фонах, растут с температурой и с наступлением собственной проводимости уменьшаются, проходя через максимум. Следует подчеркнуть, что предложенная модель не может быть применена к нашим кристаллам, так как исследуемые кристаллы являются широкозонными.

В [1,2] было показано, что в кристаллах GaAs и InP с  $n \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$  вследствие наличия проводимости в примесной зоне, расположенной вблизи дна зоны проводимости и в запрещенной зоне, на температурной зависимости  $R_x(T)$  при  $T < 100 \text{ K}$  наблюдалось возрастание  $R_x$  и прохождение его через максимум. В то же время, в образцах с  $n \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$  во всем интервале температур (2-300 K)  $R_x$  оставался постоянным. Механизм прохождения  $R_x$  через максимум описывается следующим образом: донорные уровни, расположенные на энер-

гетическом расстоянии  $\Delta E$  от дна зоны проводимости ведут себя как «ловушки» собственных электронов и в интервале температур, когда уровень Ферми входит в эту зону, происходит процесс «прилипания» электронов. При достаточно большой концентрации таких уровней образуется примесная зона, в которой осуществляется проводимость. При этом происходит уменьшение концентрации, что приводит к возрастанию  $R_x$ . С дальнейшим повышением температуры происходит насыщение примесных уровней, а при достижении условия  $kT \geq \Delta E$  начинается «испарение» электронов с этих уровней в зону проводимости, то есть возрастание концентрации носителей заряда и уменьшение  $R_x$ . При этом проявляются ряд других эффектов. В частности, в кристаллах типа  $A^3B^5$  с высокими подвижностями электронов наблюдается отрицательное магнитосопротивление  $-\Delta\rho$  и прохождение его  $-\Delta\rho(B)$  через максимум.

При высоких концентрациях примесей зона расщепляется, примесные уровни приближаются к дну зоны проводимости, сливаются с ней и исчезают все наблюдаемые особенности.

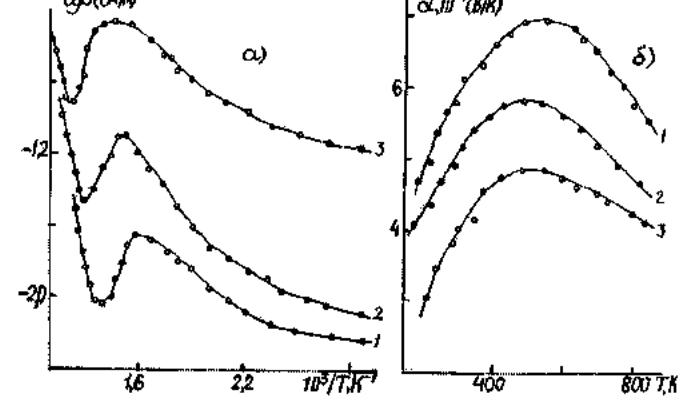


Рис. 2. Температурные зависимости электропроводности (а) и термо-э.д.с. (б) твердых растворов  $Tl_{1-x}Yb_xS_2$ : кривые 1 –  $x = 0,02$ ; 2 –  $x = 0,05$ ; 3 –  $x = 0,10$ .

Итак, из перечисленных моделей, описывающих наблюдаемые особенности электрических свойств, наиболее приемлемой для исследованных в данной работе материалов, является последняя. В этих кристаллах ширина

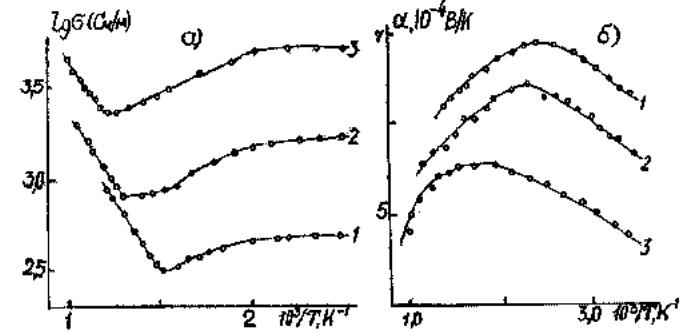


Рис. 3. Температурные зависимости электропроводности (а) и термо-э.д.с. (б) твердых растворов  $Tl_{1-x}Yb_xTe_2$ : кривые 1 –  $x = 0,02$ ; 2 –  $x = 0,05$ ; 3 –  $x = 0,08$ .

запрещенной зоны достаточно велика, концентрация носителей заряда для исходных кристаллов мала, они легко легируются и небольшие отклонения от стехиометрии

также создают акцепторные уровни. Для подтверждения наличия в них акцепторной зоны были проанализированы кривые  $R_x(T)$ ,  $\alpha(T)$  и  $\sigma(T)$  (рис. 2,3). По спадающей части максимума  $R_x$  была вычислена ширина запрещенной зоны. В [1,2,6,7] показано, что по возрастающей части максимума, носящей также активационный характер, можно вычислить энергетический зазор между примесной зоной и потолком валентной зоны (или дном зоны

проводимости). В тройном соединении  $TlInS_2$  и в твердых растворах на его основе  $TlIn_{1-x}Yb_xS_2(Te_2)$  для энергии активации примесных уровней были получены значения  $0,2 \pm 0,06$  эВ, которые хорошо согласуются со значениями, полученными на основании данных электрических свойств в сильных электрических полях [8,9].

Автор благодарит профессора С.А. Алиева за ценные советы при обсуждении результатов.

- [1] С.А. Алиев, Ф.П. Кесаманлы, Т.С. Лагунова и Д.Н. Наследов. Phys. Stat. Sol., 1966, 17, 105.
- [2] О.В. Емельяненко, Т.С. Лагунова, Д.Н. Наследов и Г.В. Талалакин. ФТП, 1965, 7, с. 1315.
- [3] А.А. Аверкин, В.И. Кайданов, Р.Б. Мельник. ФТП, 1971, 5, в. 1, с. 91.
- [4] Б.М. Аскеров. В кн. «Кинетические эффекты в полупроводниках», М., «Наука», 1970, с. 303.
- [5] А.А. Андреев, В.Н. Радионов. ФТП, 1967, т.1, в.1, с.183.
- [6] С.А. Алиев, Д.А. Багиров, С.А. Зейналов. Неорганические материалы, 1988, т.24, с. 1212.
- [7] С.А. Алиев, А.А. Моссумзаде, С.С. Рагимов. Fizika, 1998, с. 4, № 1, с. 8-10.
- [8] М.М. Зарбалиев. Fizika, 1997, с. 3, № 3, с. 30-32.
- [9] М.М. Зарбалиев, Э.М. Годжасаев, В.А. Гаджисев. Неорганические материалы, 1980, т.16, № 11, с. 929-1931.

М.М. Zarbaliyev

## **TlIn<sub>1-x</sub>Yb<sub>x</sub>S<sub>2</sub>(Te<sub>2</sub>) TƏRKİBLİ BƏRK MƏHLULLARIN ELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN XÜSUSİYYƏTLƏRİ**

İş TlInS<sub>2</sub>(Te<sub>2</sub>)-Tl-YbS<sub>2</sub>(Te<sub>2</sub>) sistemlerinin bərk məhlullarının elektrik keçiriciliyi, Holl və termo-e.h.q. əmsallarının və yüksəlişicilərinin Holl yürüklüklerinin tədqiqinə həsr olunmuşdur.

Holl əmsalının temperatur yükseldikcə artması və onun maksimumdan keçməsinin, həmçinin bu zaman termo-e.h.q. və elektrik keçiriciliyinin yüksəlmış qiymətə malik olmalarının səbəbləri təhlil olunmuşdur.

M.M. Zarbaliyev

## **SINGULARITIES OF ELECTRICAL PROPERTIES OF SOLID SOLUTIONS TlIn<sub>1-x</sub>Yb<sub>x</sub>S<sub>2</sub>(Te<sub>2</sub>)**

This work is devoted to the analysis of electric conductivity, Hall coefficient, thermoelectromotive force and Hall mobility of charge carriers of solid solutions TlInS<sub>2</sub>(Te<sub>2</sub>)-Tl-YbS<sub>2</sub>(Te<sub>2</sub>). It is discussed the nature of the Hall coefficient increase with temperature increase and its passage through maximum and also the increase of thermoelectromotive force and electric conductivity values.

## ИЗМЕНЕНИЕ ВО ВРЕМЕНИ ПОДВИЖНОСТЕЙ ИОНОВ ОБОИХ ЗНАКОВ В СМЕСЯХ ( $SF_6+N_2$ )

**А.Р. БАБАЕВА, А.М. ГАШИМОВ, Р.Н. МЕХТИЗАДЕ**

*Институт Физики АН Азербайджана,  
Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 33*

Проведен анализ изменения во времени подвижностей ионов обоих знаков в смесях ( $SF_6+N_2$ ). Вычислен параметр, характеризующий изменение подвижности ионов в процессе их дрейфа в электрическом поле. Выявлено монотонное уменьшение параметра "старения" ионов со временем дрейфа.

Как известно, одной из важнейших электрофизических характеристик диэлектрика является подвижность ионов. В газообразных диэлектриках возникновение, развитие и гашение электрических разрядов зависит от подвижности ионов. Подвижность ионов - величина, связывающая дрейфовую скорость ионов ( $\bar{V}_{dp}$ ) с напряженностью электрического поля ( $\bar{E}$ ):

$$\bar{V}_{dp} = k \bar{E}, \text{ где } k \text{ - подвижность ионов.}$$

В настоящее время известно несколько десятков методов измерения подвижности ионов в газах [1], однако по своей идеи и принципу большинство из этих методов можно отнести к одному методу - методу дрейфовых трубок. Основная идея этого метода состоит в том, что определенные ионы того или иного знака, созданные в специальной камере, дрейфуют под действием приложенного электрического поля; измеряется время дрейфа ионов в трубке, по которому определяются дрейфовая скорость и подвижность ионов. Общей чертой метода дрейфовых трубок, присущей практически всем его модификациям, является возможность измерять в один прием подвижность ионов только лишь одного знака.

Исследование подвижности ионов обоих знаков в смесях элегаза ( $SF_6$ ) с азотом ( $N_2$ ) при различных давлениях смеси и при различном содержании ее компонентов, а также анализ изменения во времени подвижностей ионов, проводились с помощью метода, основанного на использовании явления несамостоятельного разряда, инициируемого распадом отрицательных ионов в сильных электрических полях [2]. Этот метод позволяет измерять подвижности ионов обоих знаков в один прием, что представляется важной задачей, особенно при исследовании подвижностей ионов в газах с быстроизменяющимся составом.

В экспериментах по измерению подвижности ионов использовался технический элегаз без предварительной очистки от примесей и технически чистый азот (99,9%). Давление смеси варьировалось в пределах  $(0,3\text{-}1,5) \cdot 10^5$  Па, относительное содержание элегаза в смеси - в пределах (0,03-1,00). Экспериментальные данные о подвижности ионов обоих знаков в смесях элегаза с азотом и в воздухе свидетельствуют о том, что в пределах времен дрейфа ионов от 1,0 до 7,0 мс максимальные подвижности ионов, дрейфующих на фронте сгустка, не зависят от времени дрейфа, а подвижности ионов в середине сгустка уменьшаются с ростом времени дрейфа. Это приводит к расплыванию начального сгустка ионов в процессе дрейфа в межэлектродном промежутке и связано со "старением" ионов в электрическом поле.

Осциллограммы тока ионов, полученные при измерении подвижности ионов в упомянутых газах, содержат информацию не только о распределении ионов по подвижностям, но и характере изменения подвижностей ионов при различных временах их дрейфа. Это позволяет производить анализ изменения подвижности ионов обоих знаков при различных условиях. Зависимость подвижности от времени представляется эмпирической формулой [3]:

$$k(t) = \frac{M}{N + t}, \quad (1)$$

где  $t$  - время дрейфа ионов,  $M$  и  $N$  - коэффициенты. Преобразуя (1), получим:

$$k(t) = \frac{M / N}{1 + t / N} \quad (2)$$

Стоящая в числителе формулы (2) величина  $M/N$  представляет собой подвижность ионов при  $t=0$ , т.е. начальную подвижность ионов, а величина  $N$  - время, в течение которого подвижность ионов уменьшается вдвое, т.е.

$$k(t) = \frac{k_0}{1 + Ht}, \quad (3)$$

где  $H = \frac{1}{N}$  - параметр "старения", численно равный обратной величине времени, в течение которого подвижность ионов уменьшается вдвое.

Из (3) определим  $k_0$ :

$$k_0 = k(t) + k(t)Ht$$

Подвижность ионов на фронте сгустка представляет собой начальную подвижность ионов  $k_0$ . Подвижность ионов в середине сгустка  $k_{cp}$ . Учитывая  $k_0$  и  $k_{cp}$  запишем:

$$k_0 = k_{cp} + k_{cp} Ht \quad (4)$$

$k_{cp}$  - текущая подвижность ионов в середине сгустка;

Из формулы (4) определяем  $H$ :

$$H = \frac{k_0 - k_{cp}}{k_{cp} \cdot T_{dp}} \quad (5)$$

Таким образом, по измеренным значениям подвижности ионов на фронте и в середине сгустка, а также времени дрейфа ионов в середине сгустка, можно расчетным путем определять параметр  $H$ , характеризующий изменение подвижности ионов в процессе дрейфа их в электрическом поле в различных условиях.

Данные по результатам обработки осцилограмм тока ионов о параметрах "старения" ионов в смесях  $(SF_6 + N_2)$ .  
 $P=1,1 \cdot 10^5$  Па

$C$	0,03	0,10	0,35	0,90
$k_{+(0)}$ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	1,81	1,49	1,15	0,62
$k_{+(cp)}$ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	1,45	1,29	0,88	0,53
$\tau_{+(dp)} \cdot 10^3$ с	1,5	1,5	1,8	2,6
$H_+$ , $\text{с}^{-1}$	180	100	168	64
$k_{-(0)}$ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	1,84	1,29	0,83	0,51
$k_{-(cp)}$ , $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	1,54	1,12	0,73	0,46
$\tau_{-(dp)} \cdot 10^3$ с	1,8	2,2	2,6	3,8
$H_-$ , $\text{с}^{-1}$	100	68	50	25

давлении смеси  $P=1,1 \cdot 10^5$  Па и при значениях относительного содержания элегаза в смеси ( $C=0,03; 0,10; 0,35; 0,90$ ).

Как видно из таблицы 1, для отрицательных ионов характерно монотонное увеличение времени дрейфа и уменьшение параметра  $H$ . С ростом относительного содержания элегаза в смеси; для положительных ионов изменение величин  $\tau_{+(dp)}$  и  $H_+$  не носит монотонного характера, однако и здесь наблюдается тенденция к увеличению времени дрейфа и уменьшению параметра "старения".

В таблице 1 представлены полученные по результатам обработки осцилограмм тока ионов значения подвижностей положительных и отрицательных ионов на фронте сгустка  $k_{+(0)}, k_{-(0)}$  и в его середине  $k_{+(cp)}, k_{-(cp)}$ , времен дрейфа ионов обоих знаков в середине сгустка  $\tau_{+(dp)}, \tau_{-(dp)}$ , а также вычисленные по (5) значения параметров  $H_+$  и  $H_-$  для смесей элегаза с азотом при общем

Таблица 1.

## Выводы

1. Показано, что в смеси элегаза с азотом имеет место различие в величинах подвижностей ионов, дрейфующих в электрическом поле, обусловленное явлением "старения" ионов.

2. По результатам измерений вычислен параметр, определяющий изменение подвижности ионов в процессе их дрейфа.

3. Выявлено монотонное уменьшение параметра "старения" ионов со временем дрейфа.

- [1] И. Мак-Даниель. Процессы столкновений в ионизованных газах. М., Мир, 1967, с. 832.  
[2] Р.Н. Мехтизаде. Подвижность ионов в смесях элегаза с азотом. Докл. АН Азерб. ССР, 1977, т. 33, № 3, с. 14-17.

- [3] В.Е. Литвинов. Труды МЭИ "Применение высоких напряжений в промышленности и энергетике", вып. 224, М., 1975, с. 93-96.

A.R. Babayeva, A.M. Həşimov, R.N. Məhdizadə

## QAZ QARIŞQLARINDA $(SF_6 + N_2)$ HƏR İKİ ADLI İONLARIN YÜRÜKLÜKLƏRİNİN QİYMƏTİNİN DƏYİŞMƏSİNİN TƏ'YİN EDİLMƏSİ

Qaz qarışqlarında  $(SF_6 + N_2)$  hər iki adlı ionların yürüklüyüünün zamandan asılı olaraq deyişməsi araşdırılmışdır. İonların elektrik sahəsində yerdeyişməsi ilə əlaqədar olan yürüklüğünü xarakterize edən parametr hesablanmışdır. İonların yürüklüğünün azalması parametrinin yerdeyişmə vaxtı ilə əlaqədar olaraq, monoton azalması qeydə alınmışdır.

A.R. Babayeva, A.M. Gashimov, R.N. Mekhtizadeh

## THE TIME VARIATION OF BOTH SIGN ION MOBILITIES IN $(SF_6 + N_2)$ MIXTURES

The analysis of the time variation of the both sign ion mobilities in  $(SF_6 + N_2)$  mixtures is carried out. Parameter describing the time variation of ion mobilities in its drift process in electric field is calculated. Monotonous reduction of ion "aging" parameter during the drift time is revealed.

## CRYSTAL-FIELD ANALYSIS OF SPLITTINGS OF THE ENERGY LEVELS FOR THE Nd<sup>3+</sup> CENTRE IN THE GASE CRYSTAL

M.M. BABAEV

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan  
Baku, 370143, pr. G. Javid, 33*

The splittings of the 4f<sup>3</sup> energy levels of trivalent neodymium ions in the GaSe crystal are investigated by means of the crystal-field approach. The crystal-field parameters for the system GaSe:Nd<sup>3+</sup> are determined. The comparison of the calculated energy levels with the experimental data is made.

GaSe layer crystal is a material of great importance in fields of both fundamental research and technical applications because of its structural, optical, electronic and photo-electronic properties. It is very useful to get detailed information on energetic parameters of impurity centres in this semiconductor in order to obtain high-quality devices [1]. The impurity levels of different ions in GaSe have been extensively studied recently [1-7].

In the papers [2,8] intrashell photo- and electroluminescence of trivalent neodymium ions in the GaSe and GaS single crystals have been observed and the scheme of splittings of the Nd<sup>3+</sup> energy levels in these crystals experimentally have been established. The theoretical investigation of the splittings of the Nd<sup>3+</sup> energy levels in GaS crystal is carried out and the values of crystal-field parameters for the GaS:Nd<sup>3+</sup> system are calculated, what we have already reported [9]. The same theoretical problem for the GaSe:Nd<sup>3+</sup> system is considered here.

The properties of rare-earth ions in the crystals, such as the splittings of energy levels in the crystalline electric field,

its luminescence etc. strongly depend on the site of rare-earth ion in the crystal, on its site symmetry and on the nature of neighbouring ions. The sites of stabilization of rare-earth ions in the crystal GaSe are studied in the papers [10,11]. It is established that the complex, consisted of the trivalent rare-earth ion and the alkaline metal ion (such as Li<sup>+</sup> or Na<sup>+</sup>, which are employed for the charge compensation) substitutes the (2Ga)<sup>4+</sup> covalently bounded pair in the GaSe lattice. In this case the rare-earth ion is situated in the centre of layer, while the alkaline metal ion is placed in the interlayer space.

The analysis of excitation and emission spectra [2,8] shows that the charge compensation has the weak influence on spectra of rare-earth ion. Therefore, the effect of the charge compensation on the crystalline electric field may be neglected. Then, the point symmetry at the site of the Nd<sup>3+</sup> ion, as well as the symmetry of the crystalline electric field, which has effect on the Nd<sup>3+</sup> ion can be treated as a hexagonal symmetry D<sub>3h</sub>, and the corresponding crystalline electric potential V is taken as [12]

$$V = B_{20}(3z^2 - r^2) + B_{40}(35z^4 - 30z^2r^2 + 3r^4) + B_{60}(231z^6 - 315z^4r^2 + 105z^2r^4 - 5r^6) + B_{66}(x^6 - 15x^4y^2 + 15x^2y^4 - y^6), \quad (1)$$

where B<sub>nm</sub> are the crystal-field parameters, the centre of the Nd<sup>3+</sup> ion is taken as the centre of the coordinate system and the z axis is directed along the C<sub>3</sub> symmetry axis of crystal.

Under the influence of crystal-field potential (1) the free-ion energy levels of Nd<sup>3+</sup> are split into several components. In this work the crystal-field splittings of Nd<sup>3+</sup> levels in a

first-order approximation of perturbation theory and the matrix elements of potential (1) by means of Steven's operator equivalents method are calculated [12,13]. Within this framework the energy of Stark components are expressed by four parameters:

$$b_{20} = B_{20}\langle r^2 \rangle, \quad b_{40} = B_{40}\langle r^4 \rangle, \quad b_{60} = B_{60}\langle r^6 \rangle, \quad b_{66} = B_{66}\langle r^6 \rangle. \quad (2)$$

Here

$$\langle r^n \rangle = \int R_{4f}^2(r) r^{n+2} dr, \quad (3)$$

where R<sub>4f</sub>(r) is the radial wave-function of the 4f electron.

The simple calculation method for the B<sub>nm</sub> parameters is the point-charge approximation [13]. In this approximation, using the values of  $\langle r^n \rangle$ , which are given in the work [12], for the Nd<sup>3+</sup> situated in the centre of the GaSe layer we have:

$$b_{20} = 4160 \text{ cm}^{-1}, \quad b_{40} = -43,6 \text{ cm}^{-1}, \quad b_{60} = -1,94 \text{ cm}^{-1}, \quad b_{66} = -11,5 \text{ cm}^{-1}, \quad (4)$$

The point-charge model used to calculate the potential (1) has several weaknesses[13]. It neglects the finite extent of charges on the ions, the overlap of the Nd<sup>3+</sup> ion's wave functions with those of neighbouring ions, and the screening of the 4f electrons by the outer electron shells of the Nd<sup>3+</sup> ion. Therefore, the point-charge model can't give the right quanti-

tative results for b<sub>nm</sub>; the results were mostly too large for the n=2 terms, of the right order of magnitude for the n=4 terms, and an order of magnitude too small for the n=6 terms [14]. However, this approximation may be used to determine the signs of the b<sub>nm</sub>, as well as to calculate ratios of terms of the same degree in the potential (1), since these ratios are

independent of the model used and are determined solely by the symmetry [13].

In this work the  $b_{nm}$  parameters are determined by means of the comparison of the theoretical results for the splittings of the  $4f^3$  levels under the influence of crystal-field potential (1) with the experimental data [8]. For the signs of  $b_{nm}$ , as well as for the ratio of  $b_{66}/b_{60}$  we have taken the results, which obtained on the base of the point-charge approximation (4), that gives  $b_{66}=5.9b_{60}$ . Thus, the fitting is made by means of the three independent parameters  $|b_{20}|$ ,  $|b_{40}|$  and  $|b_{60}|$ . The absolute magnitude of  $b_{20}$ ,  $b_{40}$  and  $b_{60}$  are determined from the analysis of splittings of the free ion ground term  $^4I_{9/2}$ , as well as the higher term  $^4I_{11/2}$  by the method of least squares.

$$b_{20} = 710 \text{ cm}^{-1}, b_{40} = -63 \text{ cm}^{-1}, b_{60} = -32 \text{ cm}^{-1}, b_{66} = -189 \text{ cm}^{-1} . \quad (5)$$

These values of crystal-field parameters have the small differences from the corresponding values of  $b_{nm}$  parameters [9] for the system GaS:Nd<sup>3+</sup> ( $b_{20} = 790 \text{ cm}^{-1}$ ,  $b_{40} = -64 \text{ cm}^{-1}$ ,  $b_{60} = -34 \text{ cm}^{-1}$ ,  $b_{66} = -183 \text{ cm}^{-1}$ ). The likeness of the Nd<sup>3+</sup> spectra in GaSe and GaS [2,8], as well as the small differences between the obtained values of crystal-field parameters in these crystals show the similar types of luminescence centres for Nd<sup>3+</sup> in GaSe and GaS.

We note, that the values of parameters  $b_{no}$  in GaSe:Nd<sup>3+</sup> are found somewhat smaller than the values of corresponding parameters in GaS:Nd<sup>3+</sup> (excepting the value of  $b_{66}$ , which has the weak influence on the splittings of the terms of Nd<sup>3+</sup> both in GaSe and GaS). We can explain this result as follows. The nearest-neighbours of Nd<sup>3+</sup> in the centre of the GaSe (or GaS) layer are six ions of Se (or S), which are formed the triangular prism, it being known that three ions of Se (or S) are situated above, and three ions under the mirror plane. The distance of Nd-S in GaS:Nd<sup>3+</sup> is 0.311 nm, but the distance of Nd-Se in GaSe:Nd<sup>3+</sup> is 0.323 nm. Under identical other conditions the crystalline electric field at the Nd<sup>3+</sup> site decreases with increasing of the distance between Nd<sup>3+</sup> and nearest-neighbouring ions and the values of  $b_{no}$  in GaSe:Nd<sup>3+</sup> are smaller than those in GaS:Nd<sup>3+</sup>.

The comparison of the experimental [8] and calculated crystal-field energy levels, which are obtained with the values of crystal-field parameters listed in (5) is shown in Table. In this table the crystal-field energy levels are characterized with the quantum number  $J_z$  (the projection of total angular momentum). But in reality we have taken into account that the nondiagonal (in  $J_z$ ) matrix elements of potential (the term with  $b_{66}$  in (1)) admixes to given Stark state  $J_z$  the small part of the other Stark states, for which  $J_z' = J_z \pm 6$ .

Since the quantum numbers of crystal-field energy levels is not established in the experiments [2,8], we must examine the different variants of order of the crystal-field energy levels of  $^4I_{9/2}$  and  $^4I_{11/2}$  terms and within the every variants we must determine the set of the  $b_{nm}$  parameters. The best set of  $b_{nm}$  parameters is that, for which one can obtain the satisfactory agreement in the description of crystal-field splittings not only for  $^4I_{9/2}$  and  $^4I_{11/2}$  levels, but also for the higher  $^4I_{13/2}$  and  $^4F_{3/2}$  levels. It is necessary to note that the order of Stark components of the Nd<sup>3+</sup> terms in GaSe obtained in this manner is found similar to that in GaS.

The values of  $b_{nm}$  parameters obtained in this manner for the system GaSe:Nd<sup>3+</sup> are:

Table. Comparison of the calculated energy levels for Nd<sup>3+</sup> in GaSe with the experimental values (in cm<sup>-1</sup>).

Term	$J_z$	Experimental	Calculation	$\Delta$
$^4I_{9/2}$	7/2	0	3	3
	9/2	45	42	-3
	5/2	215	223	8
	1/2	235	240	5
	3/2	290	277	-13
$^4I_{11/2}$	11/2	1860	1881	21
	9/2	1910	1895	-15
	7/2	1995	1988	-7
	5/2	2055	2067	12
	3/2	2105	2104	-1
	1/2	2125	2115	-10
$^4I_{13/2}$	11/2	3810	3853	43
	13/2	3930	3878	-52
	9/2	3995	3945	-50
	7/2	4010	4032	22
	5/2	4065	4093	28
	3/2	4095	4106	11
$^4F_{3/2}$	1/2	4110	4107	-3
	1/2	11105	11087	-18
	3/2	11285	11303	18
$^4F_{5/2}$	1/2	-	12066	-
	3/2	12140	12153	13
	5/2	12265	12252	-13

The satisfactory agreement between the theoretical and experimental results shows that the luminescence of GaSe:Nd<sup>3+</sup> obtaining in the works [2,8] is connected with Nd<sup>3+</sup>, which is situated in the centre of GaSe layer.

- [1] G. Micocci, A. Serra and A. Tepore. J.Appl. Phys., 1997, 81, 6200.
- [2] G.B. Abdullaev, S.A. Abushov, Ch.M. Briskina, V.F. Zolin, V.M. Markushev, G.M. Niftiev and B.G. Tagiev. Kvantovaya Elektronika, 1984, 11, 606.
- [3] S.I.Lee, S.R. Hahn, C.H. Chung, S.H. Yun and W.T.Kim. Solid State Commun., 1986, 60, 453.
- [4] S. Shigetomi, T. Ikari, H. Nakashima and H. Nishimura. Phys. Status Solidi (a), 1991, 128, K95.
- [5] S. Shigetomi, T. Ikari and H. Nishimura. J. Appl. Phys., 1991, 69, 7936.
- [6] S. Shigetomi, T. Ikari and H. Nakashima. J. Appl. Phys., 1993, 73, 4686.
- [7] S. Shigetomi, T. Ikari and H. Nakashima. J. Appl. Phys., 1993, 74, 4125.
- [8] B.G. Tagiev, S.A. Abushov, G.M. Niftiev, Ch.M. Briskina, V.F. Zolin, V.M. Markushev, and F.Sh. Aidaev. Phys. Status Solidi (a), 1985, 89, K191.
- [9] M.M. Babaev, G.M. Niftiev and B.G. Tagiev. Optika i Spektroskopiya, 1989, 66, 1316.

## CRYSTAL-FIELD ANALYSIS OF SPLITTINGS OF THE ENERGY LEVELS FOR THE Nd<sup>3+</sup> CENTRE IN THE GASE CRYSTAL

- [10] A.A. Klimov, V.G. Grachev, S.S. Ishenko, Z.D. Kovalyuk, S.M. Okulov and V.V. Teslenko. Fizika Tverdogo Tela, 1987, 29, 28.
- [11] S.S. Ishenko and A.A. Klimov. Fizika Tverdogo Tela, 1998, 40, 63.
- [12] A. Abragam and B. Bleaney. Electron Paramagnetic Resonance of Transition Ions, 1970, v. 2 (Oxford: Clarendon).
- [13] M.T. Hutchings. Solid State Phys., 1964, 16, 227.
- [14] S. Hufner. Optical Spectra of Transparent Rare Earth Compounds (New York: Academic), 1978.

М.М. Babayev

## **GaSe KRİSTALINDA Nd<sup>3+</sup> İONUNUN ENERJİ SƏVİYYƏLƏRİNİN KRİSTALLİK SAHƏNİN TƏ'SİRİ İLE PARÇALANMASININ TƏDQİQİ**

GaSe laylı yarımkürçicilərində kristallik sahənin tə'siri ile üçvalentli neodium ionlarının  $4f^3$  enerji səviyyələrinin parçalanması tədqiq edilmişdir. GaSe:Nd<sup>3+</sup> sistemi üçün kristallik sahənin parametrləri tə'yin olunmuşdur. Nəzəri hesablanmış enerji səviyyələrinin təcrübə nəticələrlə müqayisəsi aparılmışdır.

М.М. Бабаев

## **РАСЩЕПЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ИОНА Nd<sup>3+</sup> ПОД ВЛИЯНИЕМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КРИСТАЛЛЕ GaSe**

Исследовано расщепление энергетических уровней  $4f^3$  трехвалентного иона неодима под влиянием кристаллического поля в слоистых полупроводниках GaSe. Определены параметры кристаллического поля для системы GaSe:Nd<sup>3+</sup>. Проведено сравнение рассчитанных энергетических уровней с экспериментальными результатами.

Дата поступления: 12.04.99

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

## ФОРМИРОВАНИЕ ПЛЕНОК ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ НА АМОРФНОЙ ПОДЛОЖКЕ

**М.Г. АББАСОВ, Я.Ю. ГУСЕЙНОВ, Ф.Д. КАСИМОВ**

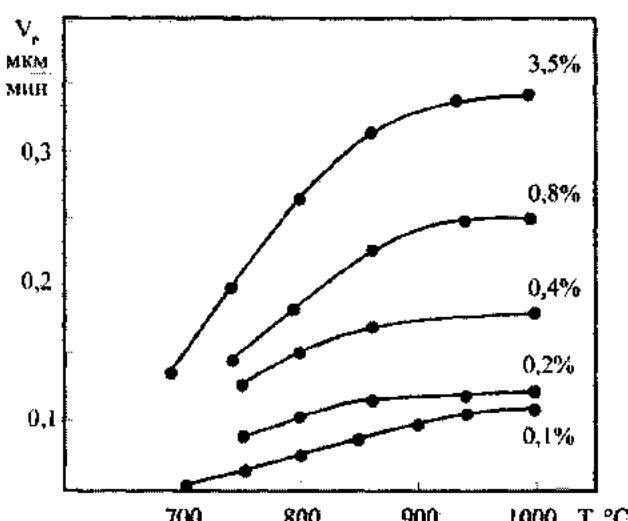
*Азербайджанское Национальное Аэрокосмическое Агентство  
370106, Баку, пр. Азадлыг, 159*

Проведено исследование влияния технологических режимов получения пленок поликристаллического кремния на аморфных масках на их морфологию и структуру. Выявлены оптимальные области температур, концентраций содержания силана в потоке и скорости потока для получения однородных структур ПК/α-Si.

Пленки аморфного ( $\alpha$ -Si) и поликристаллического (ПК) кремния широко используются для изготовления недорогих солнечных элементов (СЭ). Однако, по эффективности преобразования солнечной энергии они уступают СЭ аналогичной конструкции на монокристаллических пленках. Наиболее высоким кпд (~12 %) обладают СЭ с переходом  $\alpha$ -Si-ПК [1]. Как известно, структура пленок ПК и связанные с ней фотоэлектрические и электрофизические свойства аморфных и поликристаллических пленок в сильной степени зависят от технологических режимов их получения [2-4]. В связи с этим является актуальным выявление оптимальных условий получения на аморфных масках пленок ПК с контролируемой структурой.

Осаждение  $\alpha$ -Si толщиной 0,3 мкм производилась методом разложения моносилана в ВЧ тлеющем разряде при температуре 250 °C на окисленные кремниевые подложки р-типа проводимости, КДБ-10 с кристаллографической ориентацией (111).

Для выбора оптимального режима роста пленок ПК исследовалось влияние температуры роста, концентрации моносилана в водороде и линейной скорости потока на морфологию поверхности и структуру слоев. Температура менялась в интервале от 650 до 1000 °C, концентрация  $\text{SiH}_4$  - от 0,1 до 3,5 %, а линейная скорость потока - от 4 до 14 см/с.

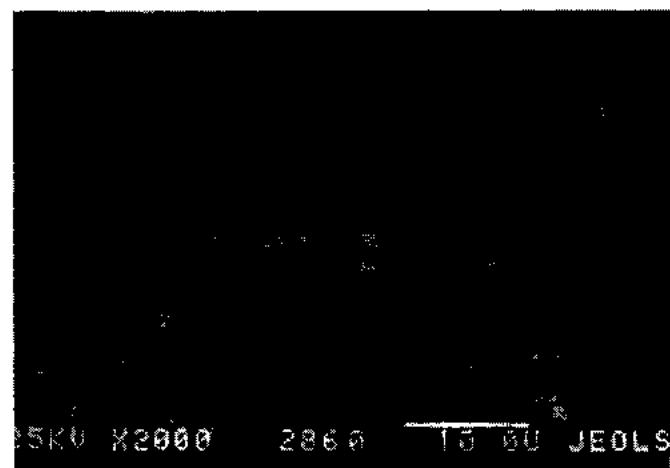


*Рис. 1. Зависимость скорости роста пленок ПК от температуры подложки при различных концентрациях моносилана в потоке.*

Исследования показали, что температура кристаллизации и концентрация исходного материала в газовой фазе являются определяющими технологическими параметрами, управляющими процессом кристаллизации, скоростью роста и морфологией растущего слоя (рис.1). Увеличение температуры подложки в диапазоне 700-850°C для всех исследованных концентраций гидрида приводило к повышению скорости роста. Такая зависимость характерна для процесса лимитируемого поверхностной реакцией. При более высоких температурах



a)



б)

*Рис. 2. Морфология пленок ПК, выращенных на аморфной маске с концентрацией  $\text{SiH}_4$ , равной 0,4 %, при температурах: а)  $T=900$  °C; б)  $T=800$  °C.*

на кривых начинается участок насыщения, что означает, что процесс кристаллизации ограничивается массопереносом и скорость осаждения слабо зависит от температуры.

Изменение температуры кристаллизации в значительной мере определяло морфологию поверхности пленок ПК. Исследование на растровом электронном микроскопе JEOL показало, что при низких температурах ( $< 750^{\circ}\text{C}$ ), а также высоких ( $> 900^{\circ}\text{C}$ ) наблюдалась неоднородность рельефа поверхности, множество иглообразных и куполообразных фигур (рис.2а), в средней области температур росли слои с равномерной зернистостью поверхности (рис.2б).

Температура роста оказывала влияние и на структуру пленок ПК. Слои, выращенные при низких температурах (до  $650^{\circ}\text{C}$ ), имели аморфную структуру, рост в интервале температур  $650\text{--}850^{\circ}\text{C}$  приводил к поликристаллической структуре, а при дальнейшем повышении температуры роста структура слоев становилась более совершенной и наблюдалось упорядочение, близкое к текстуре подложки.

Исследование влияния концентрации гидрида при температуре кристаллизации  $\sim 850^{\circ}\text{C}$  показало, что увеличение концентрации приводит к возрастанию скорости роста слоев (рис.1) и также изменяет морфологию их поверхности. Наиболее однородные слои росли при концентрации гидрида  $\sim 0,4\%$  (рис.2б).

Увеличение линейной скорости потока в исследованном нами интервале значений приводило к росту слоев, но не влияло на их структуру и морфологию поверхности, к тому же способствовало уменьшению разброса пленок по толщине.

Варьируя основные параметры процесса кристаллизации, была выявлена область оптимальных температур и концентраций, при которых росли пленки ПК с однородной поверхностью, со средним размером зерна 0,2 мкм. Эта область II показана штриховкой на рис.3.

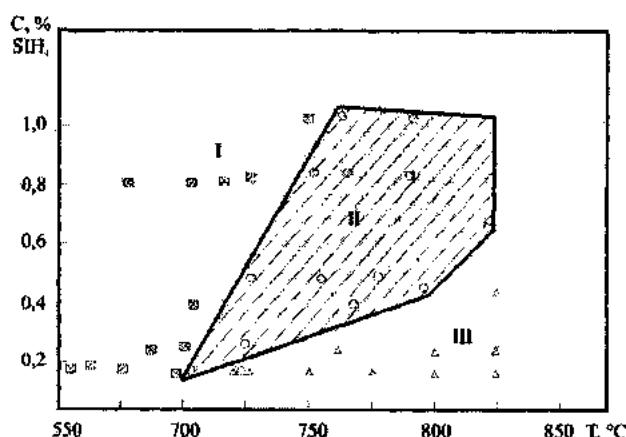


Рис.3. Области роста пленок ПК с различной морфологией

$\blacksquare$  - иглообразные фигуры;  $\circ$  - однородное зерно;  
 $\triangle$  - куполообразные фигуры.

Пленки, выращенные в области температур и концентраций, ограниченных областью I, росли в условиях малых перенасыщений и малой плотности зародышей, поэтому они неоднородны по составу, имели много иглообразных выступов.

В области III, где насыщение велико и где гомогенный спад молекул  $\text{SiH}_4$  вносит заметный вклад в механизм роста, поверхность пленок также неоднородна, изобилует образованиями куполообразной формы.

Полученный результат помимо указанного выше имеет также прикладное значение для двухстадийной технологии одновременного выращивания пленок поликристаллического кремния [5], в которой на первой стадии силанового процесса формируются затравочные слои, от морфологии которых зависит структура и свойства выращиваемых на них в высокотемпературном ( $1200^{\circ}\text{C}$ ) хлоридном процессе пленок ПК.

- [1] З.М. Яржебский, Э.-И. «Электроника», Москва, ВИНТИ, 1986, №10, с.14-17.
- [2] О.А. Голикова. ФТП, 1991, т. 25, вып. 9, с.1517-1534.
- [3] Ф.Д. Касимов, Б.Х. Мамедов. Электронная техника, сер.6, Материалы, 1984, вып. 5, с. 23-26.
- [4] А.С. Турцевич, В.Я. Красницкий, Н.В. Румак. Микроэлектроника, 1993, т. 22, вып. 3, с. 91-94.
- [5] А.Г. Abdullayev, F.D. Kasimov. Thin Solid Films, 1984, v. 115, № 3, p.237-243.

M.Q. Abbasov, Y.Y. Hüseyinov, F.C. Qasimov

## AMORF ALTLIQ ÜZƏRİNDE POLIKRİSTALLİK SİLİSİUM TƏBƏQƏLƏRİNİN FORMALAŞDIRILMASI

Amorf maskalar üzerinde polikristallik silisium təbəqələrinin alınmasının texnoloji rejimlərinin həmin təbəqənin morfolojiyasına və strukturuna tə'siri tədqiq edilmişdir. Bircinsli polikristallik silisium/ $\alpha$ -Si strukturlarının alınması üçün optimal temperatur oblastı, axında silan tərkibinin konsentrasiyası və axının sür'eti aşkar edilmişdir.

M.G. Abbasov, Ya.Yu. Guseinov, F.J. Kasimov

## THE FORMATION OF SILICON POLYCRYSTALLINE FILMS ON THE AMORPHOUS SUBSTRATE

The influence of technological conditions polycrystalline silicon films formation on the amorphous substrate on their morphology and structure was investigated. The optimal regions of temperature, silane concentration and flow speed was discovered.

Дата поступления: 26.03.99

Редактор: З.И. Искендерзаде

# ON THE POSSIBILITY OF THE QUANTUM YIELD INCREASING OF IR - RADIATION DETECTORS

**A.A. ALIEV, SH.M. KULIEV, A.K. MAMEDOV, R.I. MUKHTAROVA**

*Institute of Photoelectronics of Academy of Sciences of Azerbaijan*

*F. Agayev, str., 555 block, Baku 370141*

The construction and technological plan of manufacture of IR- radiation detectors that increases the quantum yield is proposed. The comparative analysis spectral and pulse characteristics of detectors manufactured on the basis  $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$  monocrystals by a traditional diffused planar process and presented plan is given. The obtained data confirm advantages of the presented construction and technological plan, that allow to increase a quantum yield up to 20 %.

At the present time the problem of increasing of IR-radiation photodetector sensitivity on a spectral region  $> 10$  microns is actual one and investigators try to find the additional resources of its increases. The sensitivity of photodetectors of IR-radiation is described by the formula [1]:

$$R = \eta e \mu \tau / d\sigma \quad , \quad (1)$$

where  $d$  - width of a sample,  $\sigma$  - conduction,  $\tau$  - nonequilibrium carrier lifetime,  $\mu$  - mobility,  $\eta$  - quantum yield.

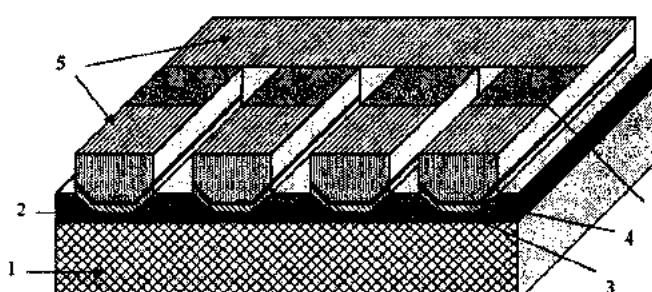
One of the method of the sensitivity increase is the use the factor of its proportional dependence on  $\eta$ , the value of that is equal 1 for ideal photodetectors, and for modern hiper-sensitivity photodetectors - 0,2-0,5 [2]. The semiconductor materials used for the detector manufacture are relatively transparent for wavelengths the fundamental absorption edge, when the absorption coefficient begins to decrease and the part of radiation transits through a material without any interactions with the crystal. If this part of radiation will be returned to a photodetector, then it will be possible noticeably to increase its photoelectric parameters. This purpose was realized in the article [1], by means of the mounting a mirror behind the photodetector, or the use of integrant cavity providing the returning scattered photons to a photodetector. In article [3], the prism form was given to germanium photoelectric inverse side, so that for the radiation entering through a leading face the process of total internal reflection took place. Thus, it is possible to increase value  $\eta$  by the different constructor methods.

Constructions and production process of photoresistors, mentioned in [4], give us the possibility of applying both above mentioned methods of increasing of a quantum yield at of multiple photodetectors of IR-radiation manufacture.

The fact of carrying out the operations of a chemical etching of semiconductor crystal surfaces with the formed topology of the photosensitivity elements is used in this case. It is known, that in interelement backlashes of the order 0,1 mms the crystal etching velocity gradient that decreases in the depth of this crystal. This process leads to that the photosensitivity element has the prism form shape not of a parallelepiped with trapezoid form section. As, this surface is inverse one, then by drawing on it a reflecting coating, it is possible to achieve multiple internal reflection of radiation in volume of a photosensitivity element, that will lead to the increase of a quantum yield.

We manufactured two photoresistors with four elements with sizes  $0,1 \times 0,1 \text{ mm}^2$  and interelement backlashes 0,1 mms from two half-samples of the same monocrystal  $n\text{-Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ . One - on a traditional planar process, second - on the following technological plan:

- On one of plane surfaces of an initial semiconductor plate by the photoengraving method the topology of photosensitivity elements is constructed;
- The chemical etching of the semiconductor plate on depth  $\sim 20$  microns is carried out;
- The protective coating of the photoresist is brought on all surface of crystal, except for fiducial points and the additional etching on the depths  $\sim 10$  microns is carried out;
- The photoresistive layer is deleted and on all surface of a crystal the anodi oxide layer is constructed, and then by vacuum raising method the argentum layer with the thickness  $\sim 0,3$  microns, having reflection coefficient  $\sim 99\%$  is brought;
- The plate is pasted by the manufactured side on a germanium substrate;
- After a desiccation of a glue the thickness of a semiconductor plate is transformed up to the thickness  $\sim 40$  microns by a method of a chemical-mechanical polishing;
- The chemical etching of a plate before exposure of fiducial points created earlier on its inverse side is carried out;
- The topology of photosensitivity elements is formed by the photoengraving and vacuum raising;
- The finish machining is carried out on the installation of ion etching "Imsid", then, on installation of diamond kerf partitioning off-the-shelf units of photosensitivity elements are carried out, that have the form given on figure 1.



*Figure 1. General view of a photosensitivity element:*

*1 - germanium substrates; 2- glues; 3- layer of argentum; 4 - anodi oxide layer; 5 - bonding contact pads; 6 - photosensitivity site.*

Further on obtained samples the measurements spectral and pulse characteristics of the photoconduction are made.

As it is known, linear photoconduction for thin samples is described by the formula [2]:

$$\Delta\sigma_{pc} = e\eta\mu\tau I_0 [1 - \exp(-ad)] h/l , \quad (2)$$

where  $\alpha$  - absorption coefficient,  $I_0$  - incident radiant flux on the photosensitivity site of the detector,  $h$  and  $l$  are width and length of a photosensitivity site of the detector.

The obtained results for both photoresistors and spectral characteristic of a photoconduction of an initial monocrystal are given in a figure 2. Comparing the obtained results it is

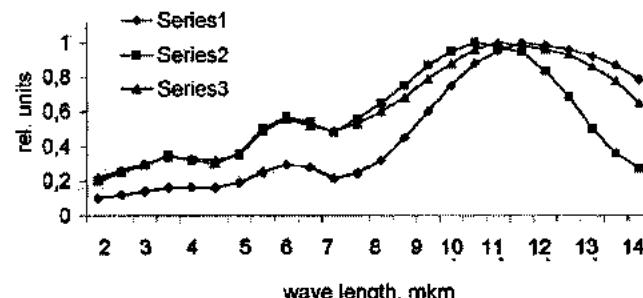


Figure 2. Relative spectra.

- Series 1 – initial monocrystal;
- Series 2 – traditional technology;
- Series 3 – presented technology.

possible to note, that the maximum and long-wave boundary of sensitivity are shifted in more short-wave region respect of initial monocrystal ones. This fact is connected with absorption coefficient decrease and it gives to that the long-wave radiation with absorption coefficient less than  $10^3 \text{ cm}^{-1}$  transits through the semiconductor not interaction with it. At the same time for a device manufactured on the presented technological plan, the maximum of sensitivity is shifted respect of one manufactured on traditional technology on 0.5 mkm, and long-wave decrease of a photoconduction has more smooth form.

The pulse measurements are carried out on installation assembled on the basis of the  $\text{CO}_2$  laser with the electrooptical modulator, permitting to gain pulses by duration  $\sim 10^{-3} - 10^{-7}$  seconds, with front of the increase and decrease no more than  $10^{-8}$  seconds. The obtained results are given in a figure 3. This curves are analyzed according to a procedure and formula given in [2]:

$$\eta = 2 \operatorname{tg}\varphi / e\mu\alpha I , \quad (3)$$

where  $\varphi$  - is the angle of the slope of an initial region of a pulse photoconduction.

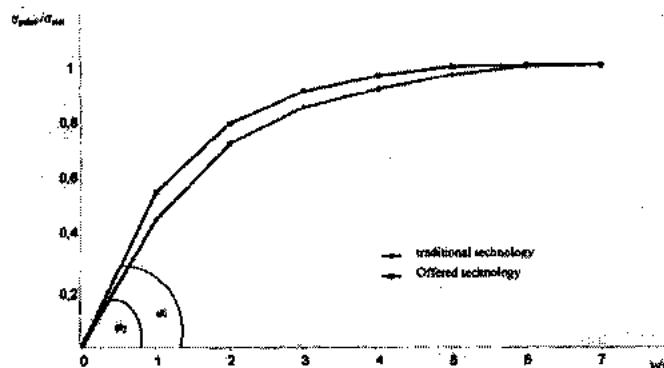


Figure 3. Pulse photoconduction.

For exact definition  $\eta$ , it is necessary also separately to measure mobility, absorption coefficient and absorbed light energy. But in our case for the proof that the delivered problem of the increasing of a quantum yield is reached, it is enough to obtain the relation  $\operatorname{tg}\varphi_1 / \operatorname{tg}\varphi_2$ , where  $\varphi_1$  and  $\varphi_2$  are angles of the slope initial sections of the pulse photoconduction of elements, manufactured by the presented technology, which that is equal  $\sim 1.2$  e.g. the quantum yield increases up to  $\sim 20\%$ .

Thus the presented construction and technological plan of manufacturing IR-radiation detector photosensitivity elements allows to increase their quantum yield up to 20 %.

- 
- |   |   |
|---|---|
| [1] R.D. Hudson, Jr. Infrared System Engineering, Wiley-Interscience, New York-London-Sydney-Toronto, 1969. | [3] Длинноволновая инфракрасная спектроскопия, под редакцией В.Н. Мурзина, Мир, Москва, 1966.   |
| [2] С.М. Рыжкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, Физматгиз, Москва, 1963.                      | [4] A.A. Aliev, Sh.M. Kuliev, E.K. Guseinov, A.K. Mamedov, and R.I. Mukhtarova. Instrument and Experimental Techniques, v. 39, № 2, 1996, pp 297-298. |

**Ə.Ə. Əliyev, Ş.M. Quliyev, A.K. Məmmədov, R.I. Müxtarova**

### İQ-DETEKTORLARIN KVANT ÇIXIŞININ ARTIRMA İMKANI HAQQINDA

İQ-detektorların kvant çıkışının artırılmasına yönələn konstruksiya və hazırlanma texnologiyası tədqiq olunmuşdur. Ənənəvi planar texnologiyası və təqdim edilən hazırlanma sxemi ilə istehsal olunmuş  $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$  əsaslı detektorların spektral və impuls xarakteristikaların müqahisəli analizi keçirilmişdir. Alınan nticicələr təqdim olunan texnoloji sxemin ənənəvi planar texnologiyasından üstünlüyünü təsdiqləyərək, kvant çıkışının 20%-dek artırmaq imkanını göstərir.

A.A. ALIEV, SH.M. KULIEV, A.K. MAMEDOV, R.I. MUKHTAROVA

**А.А. Алиев, Ш.М. Кулиев, А.К. Мамедов, Р.И. Мухтарова**

## **О ВОЗМОЖНОСТИ УВЕЛИЧЕНИЯ КВАНТОВОГО ВЫХОДА ДЕТЕКТОРОВ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ**

Предложена конструкция и технологическая схема изготовления детекторов ИК-излучения, способствующая увеличению квантового выхода. Проведен сравнительный анализ спектральных и импульсных характеристик детекторов изготовленных на основе монокристалла  $Cd_{0.2}Hg_{0.8}Te$  по традиционной планарной технологии и предложенной схеме. Полученные данные подтверждают преимущества предложенной конструкции и технологической схемы, которая позволила увеличить квантовый выход до 20%.

*Дата поступления: 24.02.99*

*Редактор: Д.Ш. Абдинов*

# ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И МОЛЕКУЛЯРНОЕ СТРОЕНИЕ РАСТВОРОВ НИТРОМЕТАНА, N-МЕТИЛФОРМАМИДА И NN-ДИМЕТИЛАЦЕТАМИДА В ДИОКСАНЕ

**Э.Р. КАСИМОВ, С.Т. АЗИЗОВ, Ч.О. КАДЖАР, Р.М. КАСИМОВ**

*Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана*

*Баку, 370141, ул. Ф. Агаева, квартал 555*

Исследованы диэлектрические свойства растворов нитрометана, NN-диметилацетамида, N-метилформамида в диоксане в диапазоне СВЧ и установлено существование в этих полярных жидкостях и растворах двух дисперсионных областей релаксации лебаевского типа, из которых низкочастотная определена процессами распада молекулярных комплексов дипольных молекул. В этих растворах наблюдался эффект безотражательного поглощения электромагнитного излучения.

В работе [1] исследовались свойства формамида и диметилформамида в диоксане в диапазоне СВЧ. Было установлено, что в диапазоне сантиметровых и миллиметровых радиоволн диэлектрические свойства амидов и их растворов в неполярном диоксане достаточно хорошо описываются в терминах двух релаксационных процессов, которые определяются процессами распада водородно связанных комплексов молекул амидов и релаксацией свободных дипольных молекул. Кроме того, исследованиями характеристик отражения микроволн от регулируемой толщины слоя разведенных растворов амидов было обнаружено существование в них при определенных концентрациях полярного компонента эффекта безотражательного поглощения в них падающего электромагнитного излучения. Все эти явления делали интересным дальнейшие исследования в диапазоне микроволн диэлектрических свойств и характеристики отражения растворов в диоксане других полезных веществ, молекулы которых имеют конфигурацию близкую к конфигурации молекул формамида и диметилформамида.

В настоящей работе приведены результаты исследования диэлектрических свойств и характеристики отражения

ранее неизученных бинарных растворов N-метилформамида и NN-диметилацетамида, а также нитрометана. Исследования проводились при температуре 20°C и длинах волн  $\lambda=1,5$  см и  $\lambda=8,15$  мм с использованием панорамных измерителей стоячей волны по напряжению Р2-66, РР-67 и индикаторного устройства Я2Р-67, с которыми были связаны короткозамкнутые на конце измерительные волноводные ячейки. Последние термостатировались и имели приспособления для регулировки толщины отражающего слоя раствора. В качестве компонентов исследуемых растворов использовались нитрометан, N-метилформамид, NN-диметилацетамид и диоксан марки ХЧА. Для определения диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  и диэлектрических потерь  $\epsilon''$  индивидуальных полярных жидкостей и их растворов в диоксане использовался метод, основанный на измерении коэффициентов стоячей волны  $\eta$  и толщины  $l$  отражающего слоя вещества, при которых амплитуды отраженной волны достигают своих минимальных значений [2]. Результаты этих измерений представлены в таблице 1.

Таблица 1.

Диэлектрические проницаемости  $\epsilon'$  и диэлектрические потери  $\epsilon''$  растворов нитрометана, N-метилформамида и NN-диметилформамида в диоксане при температуре 20°C и длинах волн  $\lambda=1,5$  см и  $\lambda=8,15$  мм.  
Объемные концентрации  $\varphi$  полярного компонента в %.

$\varphi$ % объем	Нитрометан-диоксан				NN-диметилацетамид-диоксан				N-метил- формамид-диоксан	
	$\lambda=1,5$ см		$\lambda=8,15$ мм		$\lambda=1,5$ см		$\lambda=8,15$ мм		$\lambda=1,5$ см	
	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$\epsilon'$	$\epsilon''$	$\epsilon'$	$\epsilon''$
100	30,2	15,1	19,2	18,1	14,1	14,9	5,80	8,01	29,7	52,9
80	26,9	13,6	16,3	16,1	12,2	11,5	5,21	5,61	16,7	29,5
60	22,7	11,3	12,8	12,8	9,92	8,24	4,53	3,85	10,2	14,0
50	19,8	9,7	11,2	11,2	8,70	6,55	4,24	3,19	8,33	9,86
40	16,3	7,5	9,41	8,59	7,45	5,10	3,92	2,49	6,90	6,84
30	12,5	5,35	7,70	6,27	6,29	3,65	3,54	1,82	5,81	4,63
20	8,92	3,45	6,04	4,25	4,98	2,40	3,20	1,19	4,68	2,37
10	5,50	1,70	4,25	1,92	3,44	1,10	2,80	0,75	3,26	0,87
0	2,28	-	2,28	-	2,28	-	2,28	-	2,28	-

Для предварительного суждения о молекулярной природе азотосодержащих полярных жидкостей и их растворов в неполярном растворителе проведена оценка межмолекулярных короткодействующих сил в чистых жидкостях с использованием параметра корреляции

$g = \mu_*^2 / \mu_g^2$ , где  $\mu_*$  и  $\mu_g$  - значения дипольных моментов молекул, определенных соответственно в жидкой и газовой фазах. В качестве  $\mu_g$  использовались значения дипольных моментов исследуемых веществ, полученные

по данным работы [3] в газовой фазе. Для нахождения  $\mu_*$  использовались литературные данные низкочастотных измерений равновесной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_0$  [4]. Вычисление  $\mu_*$  проводились по уравнению Онзогера-Кирквуда-Фрелиха, выводимого из статической теории поляризации [5]

$$\mu_*^2 = \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)(2\epsilon_0 + \epsilon_\infty)}{\epsilon_0(\epsilon_0 + 2)^2} \cdot \frac{9KT}{4\pi \cdot N_A}, \quad (1)$$

где  $T$  - абсолютная температура;  $N_A$  - постоянная Авогадро;  $K$  - постоянная Больцмана.

Входящую в (1) величину высокочастотного предела диэлектрической проницаемости  $\epsilon_\infty$  определяли из уравнения Кладзиуса-Моссоти

$$\frac{\epsilon_\infty - 1}{\epsilon_\infty + 1} = 1,05 \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}, \quad (2)$$

где  $n$  - оптический показатель преломления вещества; коэффициент 1,05 учитывает вклад атомной поляризации в  $\epsilon_\infty$  [5].

Эффективные дипольные моменты  $\mu_*$  и корреляционные параметры  $g$  исследованных полярных жидкостей при температуре 20°C.

NN	Вещества	$\epsilon_0$	$\epsilon_\infty$	$\mu_*, D$	$\mu_r, D$	$g$
1	N-метилформамид	190,5	2,20	7,00	3,0	5,44
2	NN-диметилацетамид	38,93	2,10	4,34	3,79	1,31
3	Нитрометан	38,57	1,97	3,39	3,50	0,94

Частотные зависимости  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  чистого нитрометана при температуре 20°C хорошо аппроксимируются уравнениями Дебая при допущении незначительного распределения времени релаксации вблизи наиболее вероятного

$$\hat{\epsilon} = \epsilon' - i\epsilon'' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}}, \quad (3)$$

где  $\alpha$  - параметр распределения времен релаксации [4].

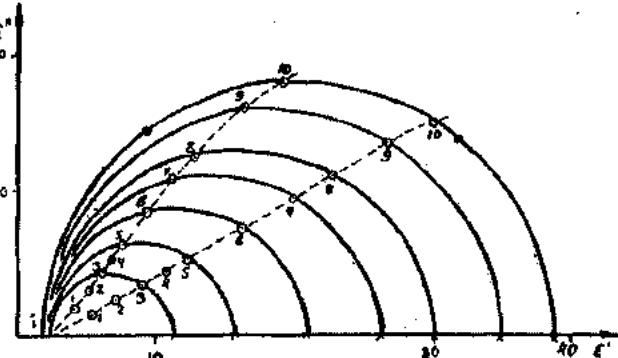


Рис. 1. Диаграммы Дебая-Коула растворов нитрометан-диоксан при температуре 20°C и при объемных концентрациях нитрометана 10(1); 20(2); 30(3); 40(4); 50(5); 60(6); 70(7); 80(8); 90(9); и 100(10) % • по данным работы [4].

Результаты проведенных расчетов  $\mu_*$  и  $g$  исследованных полярных жидкостей представлены в таблице 2. У всех из них только у нитрометана величина  $g$  близка к единице и, как показывают расчеты, проведенные при других температурах, она практически не зависит от температуры. Такое поведение  $g$  указывает на то, что нитрометан характеризуется хаотическим распределением дипольных молекул. У NN-диметилацетамида и особенно у N-метилформамида величина  $g$  оказывается выше единицы. Это свидетельствует, как и в случае формамида и диметилформамида [1], о большой корреляции молекул этих веществ, обусловленной наличием у этих молекул водородных связей. Существование последних приводит к образованию цепочечных ассоциатов дипольных молекул с параллельным расположением в них диполей. Действие водородных связей, возникающих между атомами водорода и азота соседних молекул, по-видимому частично блокируется у NN-диметилацетамида, благодаря наличию в аминогруппе двух метильных радикалов. Этим можно объяснить снижение параметра корреляции  $g$  у NN-диметилацетамида по сравнению с N-метилформамидом.

Таблица 2.

Экспериментальные значения  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  нитрометана, найденные при различных длинах волн и нанесенные на плоскости координат  $[\epsilon', \epsilon'']$  лежат на окружности, центр которой расположен несколько ниже оси абсцисс (см. рис.1). Характерным для нитрометана является то, что высокочастотный предел  $\epsilon_\infty$  его дисперсионной области, определяемый экстраполяцией данных микроволновых измерений, достаточно хорошо численно согласуется с величиной  $\epsilon_\infty$ , рассчитанной по уравнению (2). При разбавлении нитрометана неполярным диоксаном характер поведения функций  $\epsilon''$  от  $\epsilon'$  сохраняется таким же, как в случае чистого нитрометана, но с небольшим увеличением параметра  $\alpha$  при средних концентрациях полярного компонента (см. рис.1).

Результаты расчета по уравнению (3) времен релаксации  $\tau$  и параметра распределения времен релаксации  $\alpha$ , приведенные в таблице 3, указывают на слабое изменение величины  $\tau$  с уменьшением концентрации нитрометана в растворе. Это подтверждает сделанное выше предположение о хаотической ориентации молекул нитрометана и свидетельствует о том, что дисперсия нитрометана и его растворов в диоксане может быть определена релаксацией простых кинетических единиц, а именно - релаксацией неориентированных межмолекулярными силами отдельных молекул нитрометана.

Таблица 3.

Времена релаксации  $\tau$ , относительные вклады низкочастотной дисперсии  $C_1$  и параметры  $\alpha$  распределения времен релаксации растворов нитрометана, N-метилформамида, NN-диметилацетамида в диоксане.  
Объемная концентрация полярного компонента в %.

$\varphi$ % объем	Нитрометан-диоксан		N - метил-формамид-диоксан			NN-диметилацетамид- диоксан			
	$\tau \cdot 10^{12}$	$\alpha$	$\tau_1 \cdot 10^{12}$	$C$	$\varepsilon_{\infty 1}$	$\tau \cdot 10^{12}$	$\tau_2 \cdot 10^{12}$	$C_1$	$\varepsilon_{\infty 1}$
100	4,40	0,01	24,2	0,96	12,3	13,1	9,98	0,86	5,50
80	4,63	0,03	24,2	0,96	7,0	12,2	7,83	0,84	5,06
60	4,80	0,04	23,2	0,94	5,3	11,5	6,26	0,81	4,50
40	4,69	0,03	20,7	0,90	4,3	10,4	5,91	0,74	3,80
20	4,48	0,02	17,9	0,86	3,4	9,80	4,50	0,64	3,10

У N-метилформамида и NN-диметилацетамида характер дисперсионных и абсорбционных зависимостей в области микроволн существенно отличается от аналогичных зависимостей для нитрометана. Изменение  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  с частотой указывает прежде всего на то, что релаксационные процессы в них не могут быть описаны в рамках представлений о единственном времени дипольной релаксации, а также симметричного или асимметричного распределения времен релаксации (см. рис.2,3). Анализ

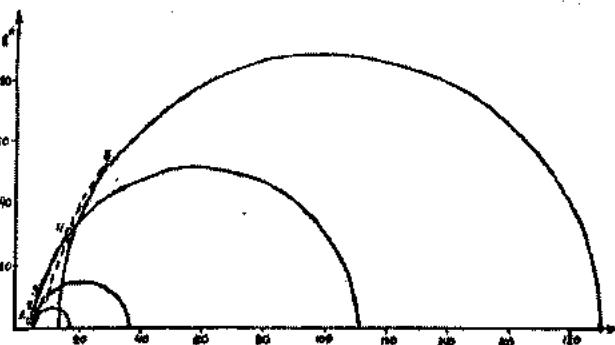


Рис.2. Диаграммы Дебая-Коула растворов N-метилформамида-диоксан при температуре 20°C и при объемных концентрациях N-метилформамида 20(1); 30(2); 50(3); 80(4); 100(5) % • по данным работы [4].

экспериментальных данных показал, что диэлектрические свойства N-метилформамида и NN-диметилацетамида лучше всего описываются в терминах двух независимых релаксационных процессов. В этих случаях реальные частотные зависимости  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  вещества представляются уравнениями вида

$$\frac{\varepsilon' - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty} = \frac{C_1}{1 + \omega\tau_1^2} + \frac{C_2}{1 + \omega\tau_2^2}, \quad (4)$$

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty} = \frac{\omega\tau_1 C_1}{1 + \omega\tau_1^2} + \frac{\omega\tau_2 C_2}{1 + \omega\tau_2^2}$$

где  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $C_1$  и  $C_2$  – соответственно, времена релаксации и относительные вклады двух дисперсий [4]. В общем случае расчет  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $C_1$ ,  $C_2$  по уравнениям (4) требует применения специальных методов расчета. В таблице 3 приведены результаты вычислений параметров двух дисперсионных областей с применением описанной в [4] методики расчета.

В соответствии с данными низкочастотных измерений  $\varepsilon_0$ , можно считать, что низкочастотная дисперсионная область амидов определена процессами распада водородно связанных цепочек. При этом величина, обратная времени релаксации этой дисперсии характеризует вероятность разрыва водородных связей. Релаксация же мономерных молекул и молекул на концах цепочек определяет существование на микроволнах второй высокочастотной дисперсионной области.

Уменьшение значения  $\tau$  основной дисперсионной области NN-диметилацетамида по сравнению с N-метилформамидом определяется блокирующими действиями метильных групп, снижающих возможность формирования молекулярных ассоциатов, образуемых за счет водородных связей. Характерно, что несмотря на различия в поведении основных дисперсионных областей у амидов, времена релаксаций и относительные вклады их вторых дисперсий близки между собой.

Диэлектрическое поведение растворов N-метилформамида и NN-диметилацетамида в диоксане в изученном интервале концентраций близко к поведению чистых полярных компонент (рис.2) так же, как и в случае чистых полярных амидов полученные результаты не укладываются в рамки представлений о существовании в растворах симметричного или асимметричного распределения времен релаксаций. Лучшее приближение дает механизм двух релаксационных процессов, который, по-видимому, сохраняет свою значимость и при разбавлении амидов неполярным растворителем.

В растворах N-метилформамида время релаксации  $\tau_1$ , определяющее в формамиде и его растворах низкочастотную дисперсионную область уменьшается по величине с увеличением содержания диоксана (см. табл.3). Этот результат указывает на то, что при растворении N-метилформамида происходит разрушение образуемых с помощью водородных связей цепочечных комплексов молекул формамида; это приводит к уменьшению продолжительности жизни ассоциатов, а также среднего размера таких ассоциатов молекул формамида. С ростом концентрации диоксана происходит возрастание в растворе числа свободных мономерных молекул N-метилформамида и молекул на концах цепочек. Экспериментально это подтверждается тем, что с разбавлением N-метилформамида диоксаном уменьшается относительный вклад  $C_1$  низкочастотной дисперсионной области. Сходный результат отмечается и в растворах NN-диметилацетамида-диоксан: уменьшение величины времени релаксации  $\tau_1$  растворов

с ростом в них неполярного диоксана сопровождается возрастанием доли вторых дисперсионных областей; при этом величина  $\tau_2$  сохраняется практически независимой от концентрации диоксана (см. табл. 3, рис. 3).

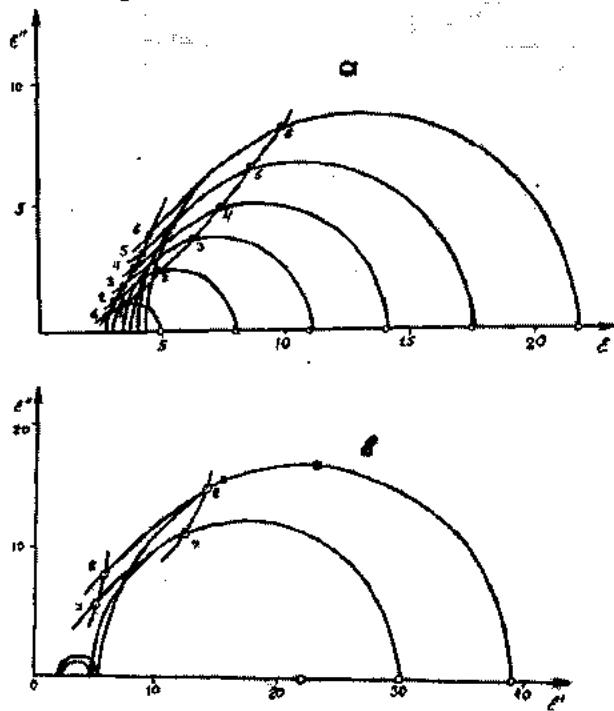


Рис. 3. Диаграммы Дебая-Коула растворов NN-диметилацетамида - диоксан при температуре 20°C и при объемных концентрациях NN-диметилацетамида 10(1); 20(2); 30(3); 40(4); 50(5); 60(6), а 80(7) и 100(8) в % \* по данным работы [4].

Полученные экспериментальные значения  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$  растворов различных концентраций были использованы для нахождения графоаналитическим способом резонансных концентраций полярных компонентов растворов, при которых следовало бы ожидать появление прогнозируемого эффекта безотражательного поглощения электромагнитного излучения заданной длины волны и при известных размерах волноводной направляющей системы [1]. Используя эти данные были проведены эксперименты по прямому нахождению резонансных концентраций полярного компонента в исследуемых растворах. С этой целью снимались концентрационные зависимости коэффициента отражения волны  $\rho$  последовательно для каждого очередного номера  $N$  минимума функции  $\rho(1)$ . Результаты этих экспериментов отражены на рис. 4, 5. Полученные по этим зависимостям резонансные концентрации полярных компонентов растворов близки к их расчетным значениям и даны в таблице 4. Они дополнительно подтверждают высказанные в работе предположения об общем характере возникновения эффекта безотражательного поглощения электромагнитного излучения в полярных растворах: этот эффект может обнаруживаться практически в любом растворе полярного вещества в неполярном растворителе при любой температуре  $T$  и частоте излучения  $f$ , но при условии существования при этих  $T$  и  $f$  дисперсии волн в изучаемом растворе.

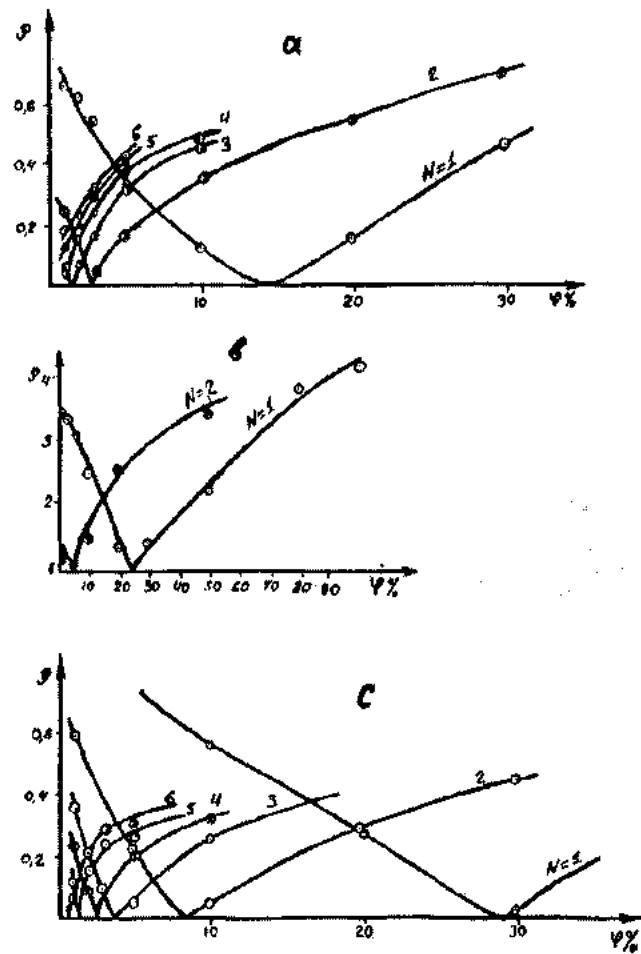


Рис. 4. Экспериментальные зависимости модуля коэффициента отражения волны  $\rho$  от объемной концентрации  $\phi$  полярного компонента растворов нитрометан-диоксан (а); N-метилформамид - диоксан (б); NN-диметилацетамид - диоксан (в) при длине волны  $\lambda = 1,5$  см и температуре 20°C.

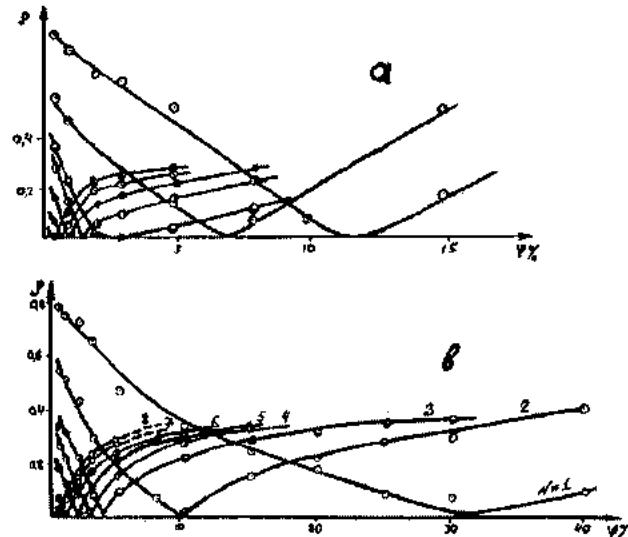


Рис. 5. Экспериментальные зависимости модуля коэффициента отражения волны  $\rho$  от объемной концентрации  $\phi$  полярного компонента растворов нитрометан-диоксан (а); NN-диметилацетамид - диоксан (б) при длине волны  $\lambda = 8,15$  мм и температуре 20°C.

Таблица 4.

Экспериментальные резонансные значения объемных концентраций  $\phi$  полярных компонентов растворов нитрометана (1), N-метилформамид (2) и NN-диметилацетамид (3) в диоксане при температуре 20°C.

Длина волны $\lambda$ , см	Критическая длина волны в волноводе, см	Номер нулевого минимума, $\rho$	1 $\phi$ , %	2 $\phi$ , %	3 $\phi$ , %
1,5	2,3	1	14,6	23,0	23,4
		2	2,7	4,7	8,5
		3	1,4	0,4	3,8
		4	-	-	2,5
		5	-	-	1,3
		6	-	-	0,9
0,815	1,44	1	11,8		31
		2	7,0		9,7
		3	2,5		3,2
		4	1,5		2,8
		5	1,0		2,0
		6	0,75		1,1
		7	0,50		0,8
		8	-	-	0,5

- [1] Э.Р. Касимов, С.Т. Азизов, Ч.О. Каджар, Р.М. Касимов. Физика, 1998, т. 4, № 1, с. 30-33.  
[2] Р.М. Касимов. Метрология, № 7, 1987, с. 45-51.  
[3] О.А. Осипов, В.И. Минкин. Справочник по дипольным моментам, М., Высшая школа, 1965.  
[4] Я.Ю. Ахадов. Диэлектрические свойства бинарных растворов. М., Наука, 1977, с. 400.  
[5] М.И. Шахпаронов. Методы исследования движения молекул строения жидкостей, М., МГУ, 1963.

E.R. Qasimov, S.T. Əzizov, Ç.O. Qacar, R.M. Qasimov

## NİTROMETANIN N-METİLFORMAMİDİN VƏ NN-DİMETİLASETAMİDİN DİOKSAN MƏHLULUNDU DİELEKTRİK XASSƏLƏRİ VƏ MOLEKÜLYAR GURULUŞU

İnfrayüksek tezlikler diapazonunda N-metilformamidin, NN-dimetilasetamidin ve nitrometanın dioksan mehlulunda dispersiya spektri tədqiq olunmuş və bu polyar maye mehlullarda Debay tipli relaksasiyanın iki dispersiya sahəsinin olması müşahidə edilmişdir, onlardan ancaq tezliklisi hidrogen əlaqəsinin tə'siri ilə əməle gelen polyar molekulların paylanması prosesleri ilə tə'yin olunur. Bu mehlullarda elektromaqnit dalğalarının eksetdirilməden udulmaq şərtləri tapılmışdır.

E.R. Kasimov, S.T. Azizov, Ch.O. Qadjar, R.M. Kasimov

## DIELECTRIC PROPERTIES AND MODULAR STRUCTURE OF NITROMETANE, N-METILFORMAMIDE AND NN-DIMETILACETAMIDE SOLUTION IN DIOXANE

Dielectric properties of nitromethane, N- metilformamide, NN-dimethylacetamide solution in dioxane were studied in microwave region, and two dispersion region of Debay's type relaxation were observed. Low frequency dispersion region was explained by process of dissociation of dipole molecular complexes.

In these solutions the effect of reflectionless absorption of microwave radiation was observed.

## n-GaAs QUALITY DIAGNOSE FROM SHALLOW IMPURITIES PHOTOELECTRIC SPECTROSCOPY LINE SHAPES DEPENDENCE ON ELECTRIC FIELD

O.Z. ALEKPEROV

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan  
370143, Baku, H. Javid av., 33*

It is established experimentally that the low temperature photoelectrical spectra line width of shallow impurities depends not only on charged impurity concentration  $N_i=2N_A$  and degree of samples compensation  $K=N_A/N_D$  as it was believed earlier. To a great extent it depends on the impurity distribution inhomogeneity also. For samples with homogeneous and inhomogeneous distribution of impurities line width dependence on external electric fields, smaller than breakdown one, are different. This broadening mechanism allows to control the quality of samples with nearly equal impurity concentrations.

### 1. INTRODUCTION

Shallow impurities photoelectric spectroscopy (SIPS) of hydrogen like impurities consist in arising of lines in photoconductivity spectra (PS) of semiconductor, when electrons localized on impurities are photo excited resonantly. It is an effective method for investigations of SI in semiconductors [1], and semiconductor structures, such as heterojunctions [2] and quantum dots [3]. Considerable information can be obtained from the investigations of the line broadening mechanisms [4-6] and experimental line width. Convenient for this purpose are optically allowed transition lines from the ground state of SI (1s) to excited Zeeman states  $2p_{-1}$  and  $2p_{+1}$ , formed in magnetic field H. Even for available purest samples of Si, Ge, GaAs, InP the low temperature dominant broadening mechanism of SI photoexcitation lines is concentration mechanism (inhomogeneous broadening). This broadening is a result of optical transition (for example  $1s \rightarrow 2p_{+1}$ ) energy differences for all impurity atoms from that of isolated impurity atom owing to their interaction with surrounding impurities. In particular, in compensated semiconductors ( $K \geq 0.1$ ) with charged impurities concentration  $N_i=2KN_D$  comparable with  $N_D$ , at moderate magnetic fields

$$(\gamma = \frac{\hbar\omega_c}{2R^*} \sim 1, \hbar\omega_c - \text{cyclotron energy}, R^* -$$

effective Rydberg), quadrupole-electric field gradient broadening for  $1s \rightarrow 2p_{\pm 1}$  lines is negligible[4], and broadening of  $1s \rightarrow 2p_{+1}$  line arises from the quadratic Stark effect shift of levels by charged impurities electric field E. Then the line shape would be determined by distribution of  $E^2$  at the neutral donor center, which in turn depends on charged impurity distribution in semiconductor. These SI line broadening mechanisms take place at impurity concentrations  $N_D \leq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  when each impurity atom can be considered as an isolated one. In n-GaAs at high magnetic fields there exists SIPS at sufficiently higher concentrations also  $N_D \leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  close to Mott transition case. It is natural that in this situation the line broadening mechanisms would depend on such a parameters as an impurity band width and potential of fluctuations.

Distribution of charged impurities around the optically active neutral donors depends on two factors. The first is the distribution of impurity atoms in semiconductor, which is mainly determined by growing technology (we consider the residual SI only). The inhomogeneous in impurity distribu-

tion causes an additional increase of the random potential in semiconductor, which is the potential of fluctuations. The influence of this potential on cyclotron resonance line shape was established in [7-8] and it was used for quality control of semiconductor samples with nearly equal neutral and charged impurity concentrations [9]. The second is how the electrons are distributed on impurities. In the case of high temperature limit ( $T=\infty$ ) it is a random distribution. But in the zero temperature limit the distribution is correlated, providing the Coulomb interaction energy of system of charged acceptors, donors and electrons to be minimized [10]. In the random electron distribution case the  $1s \rightarrow 2p_{+1}$  transition line width depends on charged impurity concentration  $N_i$  only, independently on sample compensation  $K=N_A/N_D$  [4-5]. In the correlated distribution case acceptors are charged taking electrons from nearest donor [10]. Then with the same value of  $N_i$  the line width is smaller and strongly depends on K.

Distribution of electrons transforms from the correlated to the random at temperatures [11]

$$k_B T \gg \frac{e^2}{\epsilon_0 \cdot r_0} \quad (1.1)$$

( $r_m = (4\pi/3N_i)^{1/3}$  is the mean distance between charged impurities,  $\epsilon_0$  - static dielectric constant,  $k_B$  - the Boltzmann constant). In the case of strong inhomogeneous impurity system they are collected into the clusters, which have higher ionized impurity concentration (because of the pure regions are between them) than the mean value for sample, determined from Hall measurements. Note that only these clusters are optically active for the impurity absorption of radiation. So, strong inhomogeneous in the impurity distribution must cause an additional broadening mechanism for impurity absorption lines.

The distribution can be changed from correlated to random not only with heating, but under any external perturbation increasing the energy, for example, an electric field.

It is well established (see for example [4]) that in n-GaAs at magnetic fields higher than 20 kOe excited state  $2p_{+1}$  crosses  $N=0$  Landau level and after the  $1s \rightarrow 2p_{+1}$  transition electrons turn out isoenergetically in conduction band as indicated in fig 1. For this reason there is not the necessity to invoke other processes (field induced tunneling from excited  $2p_{+1}$  state or impact ionization from it by free electrons) to explain the line generation mechanism in PS. Nevertheless in

this situation, as in the case when  $2p_{+}$  state is below the conduction band, mechanism of photoconductivity can be considered as a photothermal one. Because of photosignal  $\Delta U \sim \Delta\sigma = e\mu\Delta n$ , and under the radiation free carriers concentration  $\Delta n = G_{1s \rightarrow N=0} \tau_c$ , where photoexcited carriers capture time  $\tau_c$  in turn is depend on thermal ionization (and capture) coefficients from states below the  $N=0$  Landau level.

This work devoted to experimental investigations of the SIPS  $1s \rightarrow 2p_{+}$  line broadening mechanisms caused by SI inhomogeneous distribution in n-GaAs epitaxial layers with SI concentrations  $N_D > 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Some of the results obtained already were used as a semiconductor quality analysis methods [12].

## 2. EXPERIMENT

The  $1s \rightarrow 2p_{+}$  transition line shape of residual donors were investigated in n-GaAs using the laser magnetic photoelectric spectroscopy method at moderate magnetic fields up to  $\gamma \sim 1$ . Photoconductivity spectra (PS) of samples were registered at fixed far infrared  $H_2O$  and  $D_2O$ -lasers radiation at wavelengths  $\sim 119 \mu$  and  $\sim 84 \mu$  as a function of magnetic field in the intervals  $(35 \pm 37) \text{ kOe}$  and  $(60 \pm 62) \text{ kOe}$  respec-

tively. PS were measured at different electric fields- from linear region of current voltage characteristics (CVC) up to SI break down electric field values  $E_{bd}$ . At electric fields smaller than the break down one the constant voltage regime ( $R_{load} \ll R_{sample}$ ) and at the break down the constant current regime ( $R_{sample} \ll R_{load}$ ) was used. In order the true line shape to be registered the precaution was taken the photoconductivity, which is proportional to the change of sample conductivity  $\Delta\sigma$ , to be linear to radiation intensity in both regimes. Parameters of samples and growth technology are given in table 1. Samples of n-GaAs obtained by liquid phase epitaxy (LP) and vapor phase epitaxy (VP). The thickness of epitaxial layers were  $20-100 \mu$ . Hall measurements of samples carried by authors of [13], in where the ways of determination of  $N_D$ ,  $K$  and  $\mu$ , from temperature dependencies of conductivity and Hall-factor of samples are described. The photoconductivity measurements were carried out by cross-modulation method with modulation frequency 750 Hz of radiation intensity. The experiments were made in Voight and Faraday geometries of incident radiation and magnetic field directions and all results given here not depend on geometry.

Table 1  
n-GaAs samples parameters and widths of  $1s \rightarrow 2p_{+}$  donors lines at linear region of CVC

Samples	$N_D \cdot 10^{14}, \text{cm}^{-3}$	$K=N_A/N_D$	$\mu_{77} \cdot 10^4, \text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	$\Delta E_{1/2} (\text{meV})$ $H=36 \text{ kOe}$	$E_{1/2} (\text{meV})$ $H=61 \text{ kOe}$
1LP	4.3	0.52	10	0.064	0.07
2LP	7.3	0.65	7.3	0.07	0.08
3LP	8.7	0.53	7.3	0.15	0.16
4LP	15.0	0.38	5.7	0.085	0.09
5LP	4.22	0.36	8.6	0.136	0.14
6LP	4.3	0.52	10	0.062	0.065
7LP	high purity	-	-	0.012	0.008

For investigated samples, according to (1.1), the random distribution of electrons takes place at temperatures  $T > 20 \text{ K}$ . It is known that at  $T > 20 \text{ K}$  more than 50% of neutral shallow donors are ionized, and SIPS disappears in GaAs. It means that at temperatures when SIPS does exist the distribution of electrons is always close to correlated one. So we suppose that at measurements temperature  $T = 4.2 \text{ K}$  in the linear region of CVC the distribution of electrons is nearly correlated.

## 3. RESULTS AND DISCUSSIONS

The results of  $1s \rightarrow 2p_{+}$  line shape investigations for different n-GaAs samples are given in Table 2. The width  $\Delta E$

was measured at the half height of the line in magnetic field unites  $\Delta H$  and then it was transformed into energetic unites  $\Delta E = \left( \frac{\partial E_{1s \rightarrow 2p_{+}}}{\partial H} \right) \cdot \Delta H$ . The rapidity of  $1s \rightarrow 2p_{+}$  transition energy increasing in magnetic field  $\frac{\partial E_{1s \rightarrow 2p_{+}}}{\partial H} \approx 0.18 \text{ meV/kOe}$  was determined from the two magnetic field positions (as indicated in fig 2) of this line at different laser quantum energies  $\varepsilon_{119} = 10.45 \text{ meV}$  and  $\varepsilon_{84} = 14.71 \text{ meV}$ .

Table 2

Samples	$N_D \cdot 10^{14}, \text{cm}^{-3}$	$K=N_A/N_D$	$\delta, \text{meV}$	$(\Delta E_{1/2} - \delta), \text{meV}$	$\delta/\Delta E_{1/2}$	$\beta, (\%)$
1LP	4.5	0.52	0.215	-0.145	3.07	-36
2LP	9.6	0.65	0.271	-0.191	3.39	-40
3LP	9.0	0.53	0.269	-0.109	1.68	45
4LP	11.0	0.38	0.295	-0.205	3.28	-38
5LP	3.0	0.36	0.194	-0.054	1.39	50
6LP	4.5	0.52	0.214	-0.149	3.29	-38

First we will analyze the  $1s \rightarrow 2p_{+}$  line shape at small electric fields far from the break down one. The main results are given below.

1. As seen from table 1 it is hard (except the purest sample 7) to find any correlation between the line width and SI concentration, on the one hand, and degree of compensation on the other hand, in the intervals  $N_D \sim 10^{14}-10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ,  $K \sim 0.3-0.7$ .

As a rule samples obtained by LPE technology have relatively narrower SI  $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ , photoexcitation lines than those obtained by VPE technology. For example in spite of higher charged impurity concentration and compensation degree than in sample 1, sample 5 has almost twice broader  $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ , donor line in the linear CVC region. This fact can be explained by more inhomogeneous distribution of SI in sample 5. The quantities  $N_D$  and  $K$ , usually determined from Hall measurements temperature dependence, are mean values for all sample volume. When impurities are distributed homogeneously then  $N_D$  and  $K$  values in any part of sample equal to the mean values obtained from Hall measurements given in table 1. In the strong inhomogeneous distribution case in the optically active parts of sample, where absorption of radiation takes place, the impurities form clusters with higher concentration than its mean value. It is obvious that this will cause to broaden the lines.

2. Except the purest, all samples have symmetric line shape as they are shown for two of them in figure 1.

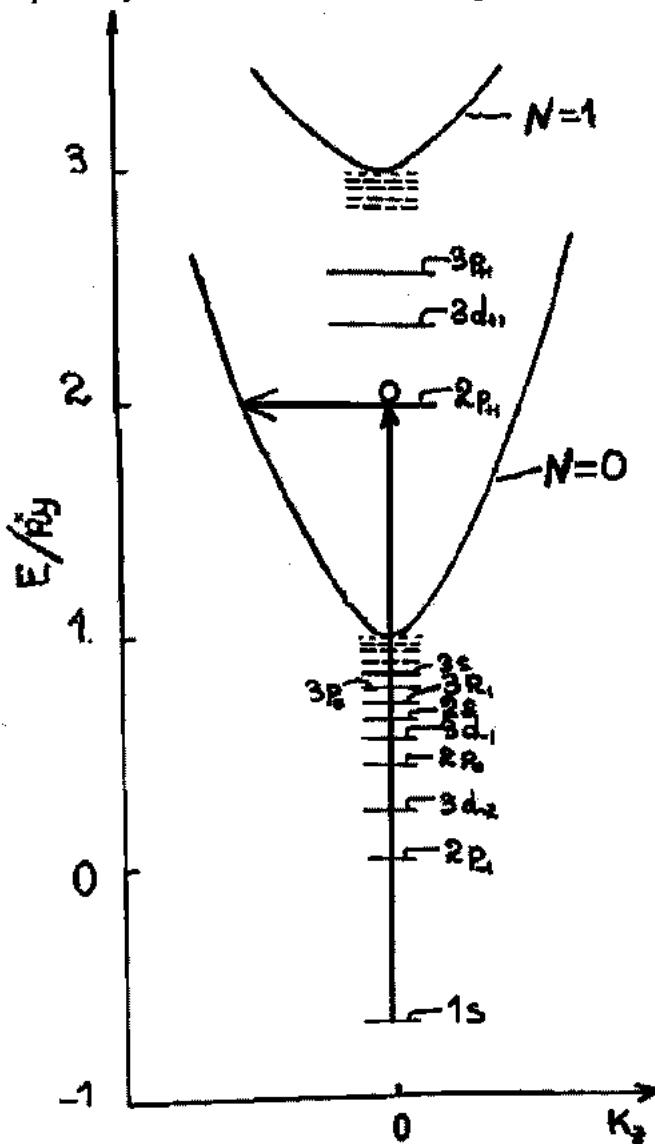


Fig.1. Shallow donor and  $N = 0, 1$  electron Landau states for GaAs at  $\gamma = 1$ . Conduction band bottom at  $H = 0$  corresponds to zero of energy.

3. High purity sample's line shape is asymmetric (fig.3), having nearly all width at lower energy (or higher magnetic

field) side, as it must be for quadratic Stark effect broadening mechanism. Narrowing of the  $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ , line with increasing of magnetic field in this sample also is the result of quadratic Stark effect broadening mechanism in pure samples. Narrowing of  $1s \rightarrow 2p_{\pm}$ , donor's lines with magnetic field increasing was also observed in [14] for very pure n-GaAs samples.

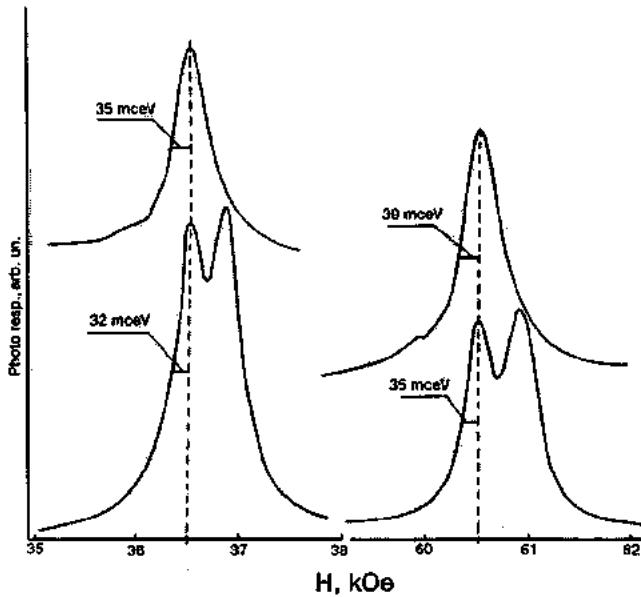


Fig.2. Photoconductivity as a function of magnetic field for sample 1 (lower PS) and sample 2 (upper PS) at  $\lambda \approx 119 \mu$  (left) and  $\lambda \approx 84 \mu$  (right) wavelengths radiation. Applied voltage is about 1V.

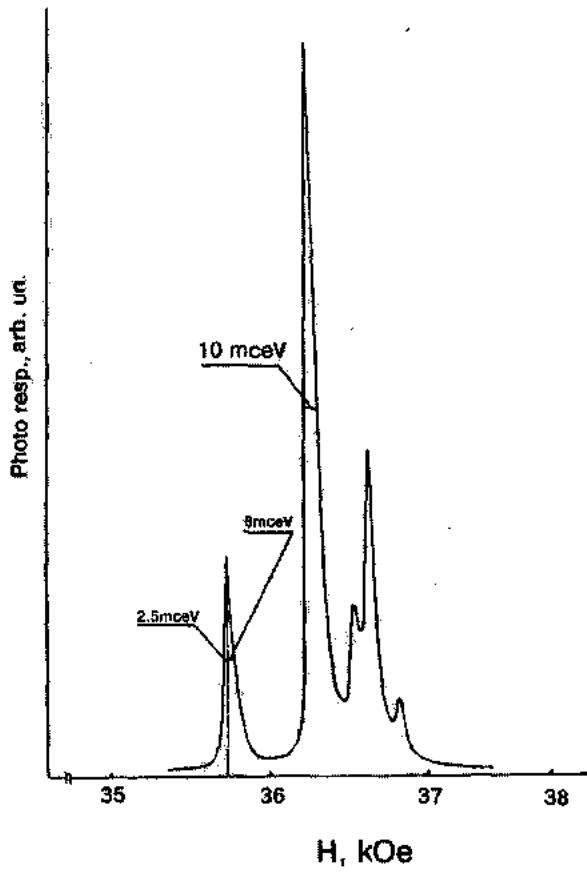


Fig.3. PS of different donors of high quality sample 7 ( $\lambda \approx 119 \mu$ ). The line width is not depends on applied voltage, as in the case of [14].

4. It is also notable that the line widths of all samples (except the purest) with  $N_D > 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  do not decrease with magnetic field value as it can be seen from the comparison of PS at different magnetic fields for two samples shown in figure 2 and for all samples in table 1. On the contrary there are some line width increasing tendency with increasing of magnetic field. But for both knowing inhomogeneous (quadratic Stark and quadrupole-gradient) broadening mechanisms in the indicated regions of magnetic fields the  $1s \rightarrow 2p_{+1}$  line width must decrease with increasing of magnetic field.

All the above given experimental results show that there is an additional inhomogeneous line broadening mechanism. Let we consider the possibility of the influence of the potential fluctuations on the  $1s \rightarrow 2p_{+1}$  line broadening. Note that this would be possible only at high impurity concentrations when impurity states broaden and form an impurity band first for the excited states and then for the ground one. In order the impurity band width would to give a contribution to SIPS line width it is necessary to suppose that parallel with the intra impurity the transitions and transitions between impurities (from the  $1s$  state of a given neutral donor to the empty excited  $2p_{+1}$  state other charged donor) are to take place. At high SI concentrations it becomes possible because of SI excited states wave functions are partially overlapped. It is obvious that this broadening mechanism cannot take place in the framework of the inter impurity absorption of radiation. It was shown in [15] that the distribution of this potential when charged SI randomly distributed in semiconductor has a form

$$F(e\phi) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{e^2\phi^2}{\Gamma^2}\right) \quad (3.1)$$

with  $\Gamma = 0.42 \cdot e^2 N_D^{1/3} K^{1/4} \epsilon_0^{-1}$  being mean square value of the potential energy fluctuations. If to substitute  $\Gamma^2 = 2\delta^2$  the expression (3.1) would be in usual Gaussian form with the line width

$$\Gamma = \frac{\Gamma}{\sqrt{2}} = 0.29 \cdot e^2 N_D^{1/3} K^{1/4} \epsilon_0^{-1}. \quad (3.2)$$

The energy of fluctuations  $\Gamma$  increases with increasing of impurity concentration and compensation degree and in n-GaAs at concentrations  $N_D > 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  it becomes SIPS lines dominant broadening mechanism. The values of  $\delta$  for samples investigated with  $\epsilon_0=12.5$  are given in table 2. Being the same order of magnitude as the  $\Delta E$  they are about 1.5 and 3 times greater than the experimental  $1s \rightarrow 2p_{+1}$  lines width for VP and LP samples respectively. To demand that the  $\delta$  must to have the same value as an experimental line width  $\Delta E$  means to neglect intra impurity transitions at all, and to suppose that between impurity transitions takes place not only between adjacent impurities, but with equal probability, between any of them. Note also that (3.1) and (3.2) takes into account only random distribution of impurities. Inhomogeneous impurity distribution would cause the more local concentration  $N_D$  in the optically active parts of sample and as a consequence the more value of  $\delta$  and hence the line width, connected with inhomogeneous distribution of impurities. Because of the potential fluctuations depend not only on impu-

rity concentration, but on distribution character of SI also, this broadening mechanism can be used in quality control of samples [12]. It is clear that the values of  $\Delta E$  as well as  $\Delta E - \delta$  can to serve as a measure of SI distribution inhomogeneous degree in samples with nearly equal values of  $N_D$  and  $K$ , so that the smaller them the more are the quality of samples. One can put a question. Is it possible to compare the SI inhomogeneous distribution of samples with much different  $N_D$  and  $K$ ? It is obvious that if the sample with higher charged SI concentration has smaller or equal line width then it has the more homogeneous distribution of SI. But in arbitrary case the value of  $\delta/\Delta E$  is suitable parameter for such a comparison as it seen from table 2, so that the higher  $\delta/\Delta E$  the higher is the quality of samples from SI homogeneous (or random) distribution point of view.

This conclusion is in accordance with the results of investigations of line width dependence on electric field. It was found that at electric fields smaller than the break down the dependence of  $1s \rightarrow 2p_{+1}$ , SIPS line width on electric field is different for different samples. In figure 4 this dependence is shown for two samples with most inhomogeneous (sample 5) and homogeneous SI distribution (sample 1). With increasing of applied electric field smaller than break down, it was observed both- increasing as well as decreasing line width (curves 1 and 2 in fig.4). For other samples the changes of lines width ( $\Delta E - \Delta E_{bd}$ )  $\Delta E_{1/2} = \beta$  are given in table 2. There is seen a good correlation between this value and  $\delta/\Delta E$  which is the SI distribution homogeneity measure of samples. At the current avalanche increase region of CVC for all samples the drastic narrowing of  $1s \rightarrow 2p_{+1}$ , SIPS lines takes place [16]. The narrowing at break down is the result of screening of charged impurity Coulomb potential by free electrons arising in result of theirs avalanche throwing from the part of neutral donors into the conduction band.

If consider electric fields smaller than break down, the experiments show that only in inhomogeneous samples we have a gradual narrowing of  $1s \rightarrow 2p_{+1}$ , SIPS lines with increasing of electric field, as it indicated in fig.4 (curve 1). This can be explained in the following way. Far wings of line in PS correspond to those neutral donors which are placed at high potential fluctuations and as a consequence around them the charged impurity concentration is higher than the mean value for sample. External voltage applied on inhomogeneous sample will distributed inhomogeneously creating more electric field values in parts of sample with higher charged impurity concentration. On the other hand in clusters with high impurity concentration the potential of ionization must be lowered (for example in Mott transition case, when  $N_D \cdot a_B \geq 0.25$ , for n-GaAs taking place at  $N_D > 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  the SI break down potential is zero because all donor electrons already are free [17]). For this reason with increasing of electric field the neutral donors in clusters with high impurity concentration (which cause the photoconductivity signal far from the line center) must to be ionized the first. In turn this would cause narrowing of  $1s \rightarrow 2p_{+1}$ , line.

For samples with homogeneous SI distribution at fields  $E < E_{bd}$  the  $1s \rightarrow 2p_{+1}$ , line width increases with electric field. The typical  $1s \rightarrow 2p_{+1}$ , line width dependence on applied voltage for VP samples is shown in fig.3 (curve 1). Our comparison of theories for uncorrelated [5] ( $T=\infty$ ) and correlated [6] ( $T=0$ ) electron distribution the quadratic Stark broadening

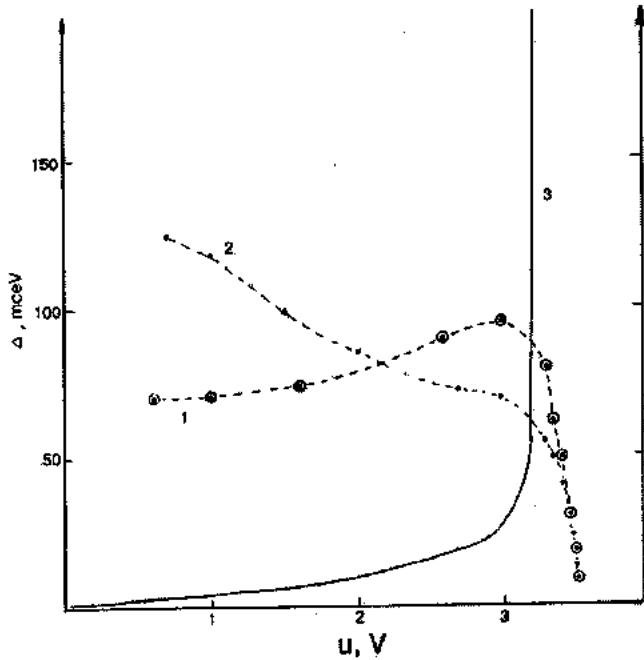


Fig. 4. Electric field dependence of  $1s \rightarrow 2p_{+1}$  line width of two samples ( $\lambda \approx 119 \mu$ ): 1 - sample 1; 2 - sample 5; 3 - CVC of sample 1 at  $E_{LH}$  and  $H = 36.5$  kOe. Sample 5 has nearly the same CVC. Distance between contacts is about 3 mm.

calculations for n-GaAs sample with  $N_D = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  and  $K = 0.5$  shows that in the first case the charged impurities electric field distribution function  $P(E^2)$  gives the  $1s \rightarrow 2p_{+1}$  line 4.5 times broader. In the first case we take  $P(E^2) = \frac{2}{\pi} E^2 \int_0^\infty dx \cdot x \cdot \exp(-\beta x^{3/2}) \cdot \sin(E^2 x)$  after the analogy of Holtzmark distribution, where electric field  $E$  - in units of  $\left(\frac{eN_i^{2/3}}{\epsilon_0}\right)$ , and  $\beta = \frac{14}{15}(2\pi)^{3/2}$ . So,

we believe that at  $T = 4.2\text{K}$  an external electric field can change the electron distribution towards to uncorrelated, so that to explain the 1.5 times broadening of the  $1s \rightarrow 2p_{+1}$  line, as it was observed for LP sample 1. As it is seen from the curve 1 of fig. 4 a strong increase of line width takes place near the break down field. Note that near the break down field electron distribution changes must to be strong.

Another experiment directly shows that the external electric field smaller than  $E_{bd}$  changes the distribution of electrons on donors appreciably. If there are different kinds of SI in semiconductor with comparable concentrations, as it is shown in PS of samples 1 and 6, the real ground state would be the  $1s$  state of the donor having maximal chemical shift value (the first line in the PS in magnetic field). As a result of this, at low temperature, when electron distribution is correlated, the acceptors must to be charged, basically, on account of donors having minimum central cell correction (chemical shift) value (the last line of PS in magnetic field). In fig. 5 the dependence on electric field is shown for the relation of intensities of these lines ( $S_1/S_2$ ) indicated as 1 and 2 in the PS shown in the sketch. The difference in ground state energy for these donors obtained from magnetic field positions of corresponding lines ( $\Delta H = 0.6$  kOe) is about 0.1 meV. As seen from fig. 5 the relative population of donors 1 by electrons

( $S_1/S_2$ ) increases with increasing of electric field about 10%. This result is not depend on how would be determined the lines intensities;  $S_1$ -as integrated from the right side line width for line 1 (see sketch of fig. 5) and,  $S_2$ -from left side line width for line 2 or as a PC peak intensity. Sample 6 as it seen from the sketch of fig. 5 has very similar PS as the sample 1 in fig. 2, which was taken from the same ingot. They have two donors with nearly equal concentrations. For this reason the influence of two lines to one another is the same.

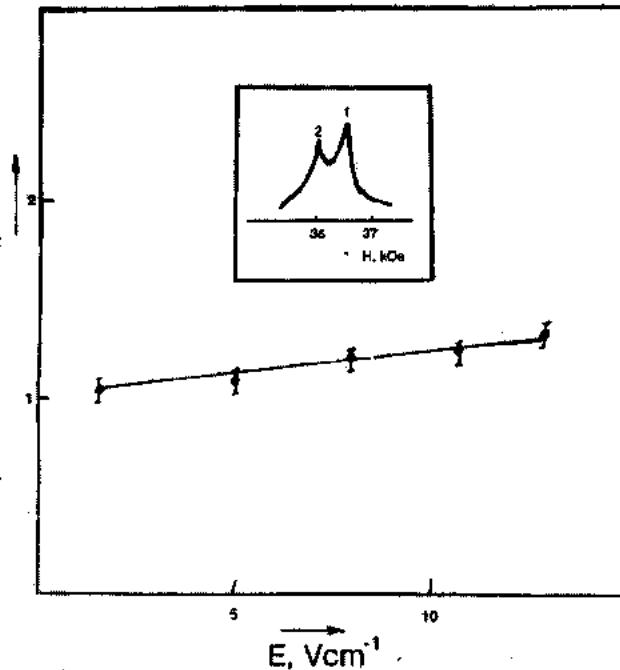


Fig. 5. The electric field dependence of two shallow donors  $1s \rightarrow 2p_{+1}$  lines intensity relation  $S_1/S_2$ , which ground states energy difference is  $\sim 0.1$  meV. The PS is shown in sketch (sample 6).

There are one more consequences of the fluctuation broadening mechanism. Substituting  $(KN_D)^{1/3} = (N_i/2)^{1/3}$  in (3.2) the  $\delta$  can be written in the form

$$\delta = 0.23 \frac{e^2 N_i^{1/3}}{K^{1/12} \epsilon_0} \cong 0.23 e^2 N_i^{1/3} \epsilon^{-1} \quad (3.3)$$

since for the samples used  $K \geq 0.36$  all of  $K^{1/12}$  values are between 0.92 and 1. So for fluctuation broadening mechanism there is not such a strong line width dependence on charged SI concentration as  $N_i^{1/3}$  (for quadratic Stark) or  $N_i$  (for quadrupole-gradient) as in cases [4-6]. The line width also practically does not depend on  $K$  on the contrary to a strong  $K$  dependence in [6]. If to compare LP samples only grown in the same conditions (samples 1, 2, 4 and 6 in table 2) one can see that  $N_i$  dependence of the lines width is much weaker than the linear and there does not any  $K$  dependence for them. In fig. 6 the curve shows the dependence (3.3). In order to compare the  $N_i$ -dependence of samples line width with (3.3) their experimental line width  $\Delta E$  were linked with  $\delta$  via sample 1 (placing corresponding point on curve), which

experimental line width about 3 times greater than  $\delta$ . As seen from this comparison the  $\Delta E$  dependence on  $N_I$  is very close to (3.3).

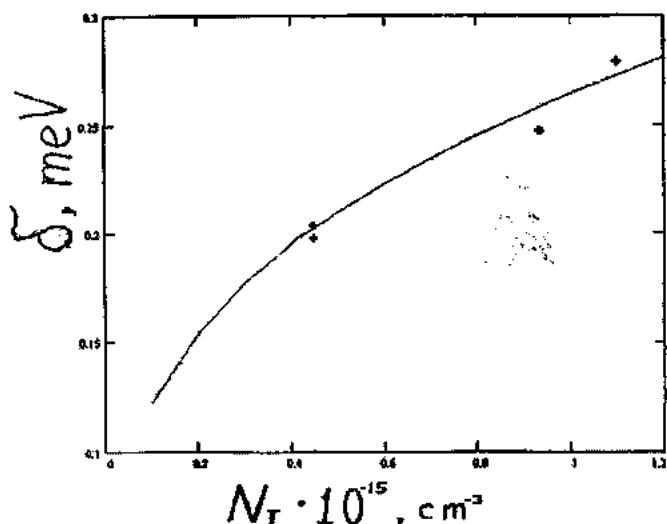


Fig.6. The dependence of  $\delta$  on charged impurity concentration  $N_I$  from relation (3.3). Points correspond to sample 1,2,4 and 6 which lines widths are linked to  $\delta$  via the sample 1.

The growth technology for LP n-GaAs films on p-GaAs bulk samples requires substantially higher temperature, at

which SI are more randomly distributed than for the VP samples. It may be that this is the reason why LP samples in comparison with the VP ones have more homogeneous SI distribution.

#### 4. CONCLUSION

A new broadening mechanism of  $1s \rightarrow 2p_{\pm 1}$  SIPS lines were established which takes place in n-GaAs samples with  $N_D > 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  and connected with the potential fluctuations. Because of this potential depends not only on charged SI concentration but on SI inhomogeneous distribution also, an additional broadening of lines arises as a result of SI distribution inhomogeneity. At  $E < E_{bd}$  homogeneous and inhomogeneous SI distribution in samples causes the different dependence on external electric field for the line width. The results obtained extends the opportunity of n-GaAs samples quality control by SIPS method. In particular, they allows to diagnose SI distribution and to check more homogeneous sample among those having nearly equal  $N_I$  or  $N_D$  and  $K$ .

#### 5. ACKNOWLEDGMENTS

Samples used in this work with their  $N_D$ ,  $K$  and  $\mu$ , parameters are from different sources; samples 2-5 from Dr.T.S. Lagunova, 1 and 6 from Dr.Y.V. Ivanov, high purity sample7 from Dr.A. Osutin. I would like to acknowledge them. I also thank prof.V.I. Ivanov-Omskii for supports when I carried out the most of these experiments at his laboratory.

- [1] Sh.M. Kogan, T.M. Lifshits. Phys. Stat. Sol.(a), 1977, 39, 11.
- [2] Zh.I. Alferov. Fiz. Tekh. Poluprovodn., 1998, 32, 3.
- [3] N.N.Ledentsov, V.M.Ustinov, V.A.Shchukin, P.S.Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg. Fiz. Tekh. Poluprovodn., 1998, 32, 385.
- [4] D.M. Larsen. Phys. Rev., 1973, B8, 535.
- [5] D.M. Larsen. Phys. Rev., 1975, B13, 1681.
- [6] Sh.M. Kogan, Nguen Van Lien. Fiz. Tech. Pol., 1980, 15, 44.
- [7] L.B. Ioffe, A.I. Larkin. JETP, 1981, 81, 1048.
- [8] O.Z. Alekperov, V.G. Golubev, V.I. Ivanov-Omskii. Fiz. Tekh. Poluprovodn., 1983, 17, 155.
- [9] O.Z. Alekperov, V.G. Golubev, V.I. Ivanov-Omskii. "Semiconductor materials analyzing method by cyclotron resonance", USSR Avtorskoe svidetelstvo N1289204, 1986.
- [10] B.I. Shklovskii, A.L. Efros. Fiz. Tekh. Poluprovodn., 1980, 14, 825.
- [11] B.I. Shklovskii, A.L. Efros. "Electron properties of doped semiconductors", Moscow, "Nauka", 1979, p. 416.
- [12] O.Z.Alekperov, A.Sh.Mekhtiev, M.O.Godjaev. "Impurity distribution inhomogeneity determination method in semiconductors", USSR Avtorskoe svidetelstvo N1547623, 1989.
- [13] O.V. Emelyanenko, T.S.Logunova, D.N.Nasledov, A.A.Tellegin, Z.I. Tchugueva. Fiz. Tekh. Poluprovodn., 1976, 10, 1280.
- [14] P.E.Simmonds, R.A.Chamberlain, L.A.Hoult, R.A.Stradling, C.C. Bradley. "Far infrared spectroscopy of bound and free electrons in III-V and II-VI semiconductors", Annual reports of Clarendon Laboratory University of Oxford, 1975, p. 43.
- [15] A.L. Efros, B.I. Shklovskii, and I.Y. Yanchev. Phys. Stat. Sol.(b), 1972, 50, 45.
- [16] O.Z. Alekperov, V.G. Golubev, V.I. Ivanov-Omskii. Pisma v JTF, 1983, 9, 742.
- [17] O.Z.Alekperov. Journal of Phys.:Cond. Matt., 1998, 10, 8517.

O.Z. Alekperov

#### DAYAZ AŞQARLARIN FOTOLEKTRİK SPEKTRLƏRİNİN XƏTLƏRİ FORMASININ ELEKTRİK SAHƏSİNDƏN ASILILIĞI VASITƏSİ İLƏ n-GaAs-NİN KEYFİYYƏT DİAQNOSTİKASI

Gösterilmişdir ki, aşağı temperaturlarda dayaz aşqar fotoelektrik spektrleri xətlərinin eni tekce aşqar ionlarının konsentrasiyası  $N_i = 2K_N_A$  ve kompensasiya derecesinden  $K = N_A / N_D$  asılı deyildir. Xətlərin eni daha çox aşqarların qeyri-bircinsli paylanmasından asılıdır. Aşqarların bircinsli ve qeyri-bircinsli paylanması hallarından xətlərin eninin elektrik sahəsindən asılılığı müxtəlifdir. Xətlərin bu genişlənmə məxanizmi kompensasiyanın ve konsentrasiyanın yaxın qiymətlərində yarımkəcərıcıların keyfiyyətini diaqnozlaşdırmağa imkan verir.

O.Z. ALEKPEROV

О.З. Алекперов

## **ДИАГНОСТИКА КАЧЕСТВА n-GaAs ИЗ ЗАВИСИМОСТИ ФОРМЫ ЛИНИИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ МЕЛКИХ ПРИМЕСЕЙ ОТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ.**

Экспериментально установлено, что ширина низкотемпературных линий фотоэлектрических спектров мелких примесей зависит не только от концентрации ионизированных примесей  $N_i = 2KN_d$  и степени компенсации  $K = N_d/N_p$ , как считалось ранее. Ширина линий в большей степени зависит от степени неоднородности распределения мелких примесей. Для образцов с однородным и неоднородным распределениями примесей зависимость ширины линий от электрического поля разная. Данный механизм уширения позволяет контролировать качество образцов с близкими значениями концентраций мелких примесей и степени их компенсации.

*Дата поступления: 02.12.98*

*Редактор: Ф.М. Гашимзаде*

## ПРОВОДИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$

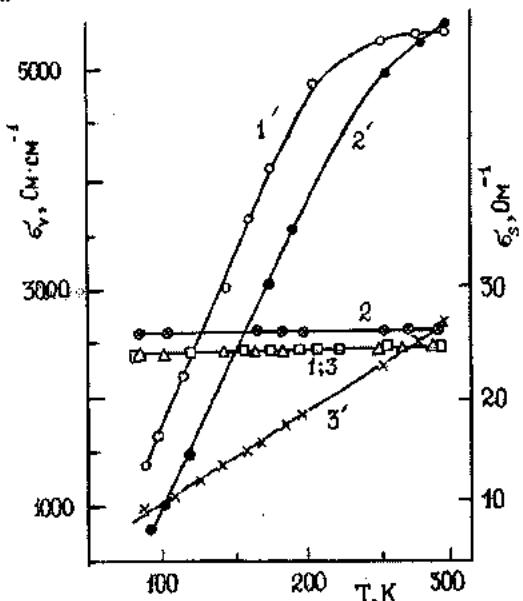
**Г.З. БАГИЕВА, Д.З. АХМЕДОВА, Н.Б. МУСТАФАЕВ**

*Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана*

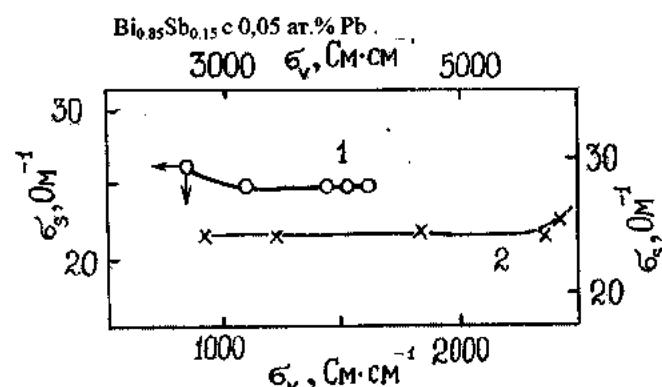
*370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555 квартал*

Исследованы зависимости поверхностей проводимости монокристаллических и экструдированных образцов твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  от различных обработок, объемной проводимости и состава окружающей среды. Измерения проводились в интервале температур 77 – 300 К. Выяснено, что поверхностная проводимость образцов незначительно зависит от указанных факторов. Это обусловлено тем, что поверхность среза в этом твердом растворе нарушена незначительно и этот нарушенный слой по структуре и составу не отличается от поликристаллического состава образцов.

Кристаллы твердых растворов системы Bi-Sb обладают высокими термо- и магнитотермоэлектрическими добротностями при температурах ниже ~200 К. Поэтому эти кристаллы, обладающие n-типовом проводимости, являются в данный момент незаменимыми высокоеффективными материалами для гальваномагнитных электронных охладителей, а также для n-ветвей термо- и магнитотермоэлектрических преобразователей. В современной технике благодаря резкому уменьшению габаритов термозлементов, переходу к микромодулям и пленочным схемам, роль поверхностных явлений в работе электронных охладителей, и других преобразователей неизмеримо возросла. Поэтому научиться управлять электронными процессами на поверхности – задача первостепенной важности для современной полупроводниковой техники. Учитывая это, нами была исследована поверхностная проводимость твердых растворов  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ . При этом уделялось внимание зависимости поверхностной проводимости от исходного материала. С этой целью была исследована поверхностная проводимость монокристаллических образцов твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ , полученных методом Чохральского, а также легированных экструдированных образцов данного твердого раствора, легированных акцепторными примесями свинца.



*Рис. 1. Температурные зависимости  $\sigma_v$  и  $\sigma_s$  чистого твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  с 0,005 и 0,05 ат.% Pb от температуры. 1' – 1 чистый  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ ; 2' – 2 твердый раствор  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  с 0,005 ат.% Pb; 3' – 3 твердый раствор*



*Рис. 2. Зависимость проводимости поверхностного слоя образцов твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  от их объемной проводимости при 77 К (1) и 300 К (2).*

Образцы были вырезаны методом электроэрзационной резки из монокристаллических и экструдированных брусков указанного твердого раствора. Экструдированные образцы твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  прошли послеэкструдионный отжиг при ~503 К в течение 5 часов в откаченных до  $\sim 10^{-2}$  Па давления объемах.

Удельное сопротивление измерялось методом [1,2], а поверхностная проводимость – методом "клина" [3]. При измерениях обращалось особое внимание на однородность образцов, и на то, что контакты металл-полупроводник в местах подвода тока были омическими. Для обеспечения омичности контактов использовались контактные сплавы, разработанные в [4].

Экспериментальные результаты представлены на рисунках 1 и 2. Отметим, что электрические параметры полученных и исследованных нами образцов хорошо совпадают с литературными данными [5-8].

Обращают на себя внимание следующие особенности температурной зависимости объемной  $\sigma_v$  и поверхностной  $\sigma_s$  чистого твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  и твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  с 0,005 и 0,05 ат.% Pb от температуры, а также зависимости  $\sigma_s$  от  $\sigma_v$  при 77 и 300 К:

- средние значения  $\sigma_s$  от  $\sigma_v$  монокристаллических и экструдированных образцов  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  одинаковые, хорошо совпадают с литературными данными;

- поверхностная проводимость  $\sigma_s$  монокристаллических и экструдированных образцов почти не зависит от температуры в интервале от 77 до 300 К;

- акцепторные примеси свинца сильно влияют на объемную проводимость  $\sigma_v$  образцов, однако на их поверхностную проводимость влияют незначительно;

- при изменении  $\sigma_s$  от  $\sim 700 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  до  $\sim 1500 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  при 77 К и от  $\sim 1700$  до  $\sim 6000 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$  при 300 К поверхностная проводимость образцов твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  существенно не изменяется.

При экструзии синтезированного твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  возникает аксиальная текстура [9], т.е. часть зерен в материале ориентируется так, что их тригональная ось становится параллельной оси экструзии. При экструзии, в результате пластической деформации, возникают и различные структурные дефекты в образце. Последэкструзионный отжиг при 503 К в течение не менее 5 часов приводит к залечиванию структурных дефектов экструзии, и образец по структуре и электрическим свойствам приближается к монокристаллическому.

Чистый твердый раствор  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  при температурах ниже комнатной является примесным полупроводником n-типа. Поэтому с ростом температуры за счет ионизации примесей  $\sigma_s$  растет. Однако, поверхностная проводимость  $\sigma_s$  как монокристаллических, так и экструдированных образцов определяется мелкими поверхностными состояниями, которые ионизированы при  $\sim 77$  К. При этом концентрация поверхностных состояний существенно превосходит концентрацию электронов в объеме.

Вследствие этого, акцепторные примеси свинца до 0,05 ат.% не до конца компенсируют их. Возможно еще и то, что поверхностные состояния носят акцепторный характер.

Обработка поверхности среза образцов электрохимическим способом показала, что поверхностная проводимость твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  не зависит от обработки. Она также малочувствительна к окружающей среде.

Эти данные показывают, что при резке образцов из слитка образующийся поверхностный слой на поверхности среза  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  по стехиометрии и составу не отличается от основного объема. Он лишь по структуре поликристаллический.

Таким образом, комплекс исследований поверхностной проводимости твердого раствора  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ , проведенный в образцах с различной удельной проводимостью в различных атмосферах показывает, что поверхность среза в этом твердом растворе нарушена незначительно, и этот нарушенный слой по структуре и составу не отличается от поликристаллического состава  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$ .

- 
- [1] А.С. Охотин, А.С. Пушкинский, Р.П. Боровикова, В.А. Симонов. «Методы измерения характеристик термоэлектрических материалов и преобразователей», М.: Наука, 1974, с. 168.
  - [2] Т.Д. Алиева, М.М. Тагиев, Д.Ш. Абдинов. Заводская лаборатория, 1995, № 2, с. 33-36.
  - [3] Р.Н. Рубинштейн, В.И. Фистуль. Докл. АН СССР, 1959, т. 125, № 3, с. 542-545.
  - [4] Д.Ш. Абдинов, Б.Ш. Бархалов Б.Ш., Н.А. Джамалов. Авторское свидетельство № 1323938, СССР, 1987.
  - [5] В.С. Земсков, А.Д. Белая, Н.Г. Бородин. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 1982, т. 1, № 7, с. 1154-1157.
  - [6] В.С. Земсков, А.Д. Белая, С.А. Заякин. Изв. АН СССР, Высокочистые вещества, 1987, № 5, с. 53-62.
  - [7] Ф.С. Самедов, М.М. Тагиев, Д.Ш. Абдинов. Неорганические материалы, 1997, т.33, №12, с. 1460-1462.
  - [8] Ф.С. Самедов, М.М. Тагиев, Д.Ш. Абдинов. Неорганические материалы, 1998, т.34, №7, с. 847-850.
  - [9] С.С. Горелик, М.Я. Дащевский. «Материаловедение полупроводников и диэлектриков», М.: Металлургия, 1998, с. 574.

G.Z. Bağıyeva, C.Z. Əhmədova, N.B. Mustafayev

### Bio<sub>0.85</sub>Sb<sub>0.15</sub> BƏRK MƏHLULUN SƏTH KEÇİRİCİLİYİ

$\text{Bio}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  bərk məhlulu monokristal və ekstruziya olunmuş nümunələrinin səth keçiriciliyinin səthin işlənməsi, həcmi keçiricilik və etraf mühitin tərkibindən asılılığı 77-300 K intervalında tədqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, səth keçiriciliyi göstərilən faktorlardan çox az asılıdır. Buna səbəb strukturca polikristal quruluşa malik səth təbəqəsinin tərkibcə həcmində fərqlənməməsidir.

G.Z. Bagieva, D.Z. Ahmedova, N.B. Mustafayev

### SURFACE CONDUCTION OF Bi<sub>0.85</sub>Sb<sub>0.15</sub> SOLID SOLUTIONS

Dependence of surface conduction of mono-crystalline and extruded samples of  $\text{Bi}_{0.85}\text{Sb}_{0.15}$  solid solutions on different kind of treatment, bulk conduction and ambient composition have been investigated. Measurements were made from 77 to 300 K. It is found that surface conduction of samples weakly depends on mentioned factors. It is due to the fact that a cutting surface of this solid solutions is weakly distorted and this distorted layer does not differ by structure and composition from polycrystalline samples.

Дата поступления: 16.02.99

Редактор: Д.Ш. Абдинов

# PHOTOCONDUCTIVITY OF $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ SINGLE CRYSTALS

N.F. GAKHRAMANOV, S.S. SADULOVA, E.S. GARAEV

*Baku State University  
Z. Khalilov, st. 23, Baku, 370148*

The photoconductivity spectrums at different temperatures as well as the temperature dependences of the photocurrent in  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  compound have been investigated in the present paper. The band gap and its temperature coefficient have been determined from the photoconductivity spectrum. The lifetime of nonequilibrium carriers of the current has also been determined.

In [1] the phase analysis has been carried out and the character of interaction the quasibinary  $\text{AuGaSe}_2\text{-Ga}_2\text{Se}_3$  system has been considered. The technology of synthesis and growth of single crystals of a new compound semiconductor  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  has been developed. The materials for ohmic contact have been chosen and certain electrical, optical and thermal properties have been investigated. The main fundamental semiconductive parameters of  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  compound have been determined.

The results of studying the photoelectric properties of  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  single crystals are shown in the present paper.

The spectral dependence of the photocurrent in  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  samples has been investigated in steady-state conditions at light intensity modulation at the frequency of 82 Hz.

The light pulse duration is usually several times higher as compared to generation and recombination time of nonequilibrium carriers. The photoconductivity spectra of  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  crystal at temperatures of 100, 300 and 420 K are shown in Fig. 1. The curve 1 denotes the photoconductivity spectrum at 100 K. The sensitivity region of the photoconductivity spectrum is at 1.4–2.4 eV of the radiation quantum energy.

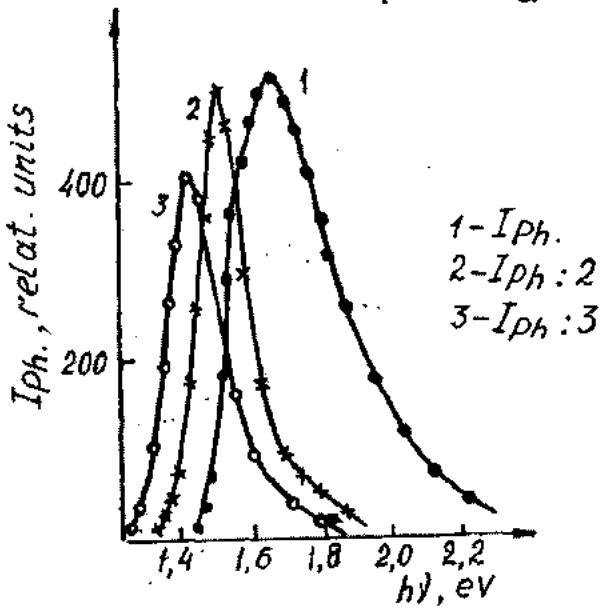


Fig. 1. The photoconductivity spectrum of  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  single crystals at different temperatures: T, K: 1 – 100, 2 – 300, 3 – 420.

The energy gap at 100, 300 and 420 K has been determined according to the Moh's criterion and is equal to 1.5, 1.45 and 1.38 eV, respectively. With increasing temperature the photocurrent maximum shifts toward the lower energies.

At 300 and 420 K the photoconductivity spectrum covers the quantum energy region narrower than at 100 K, while in the high energies region the curves drop sharply that as usual is attributed to increase of surface recombination with increasing temperature.

The energy gap coefficient of  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  compounds is  $\partial(\Delta E_g)/\partial T \approx 2.5 \cdot 10^{-4}$  eV/K.

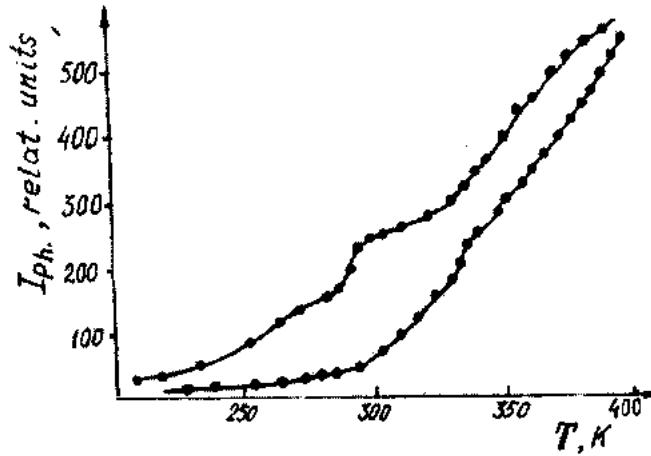


Fig. 2. The temperature dependences of photocurrent in two  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  crystals.

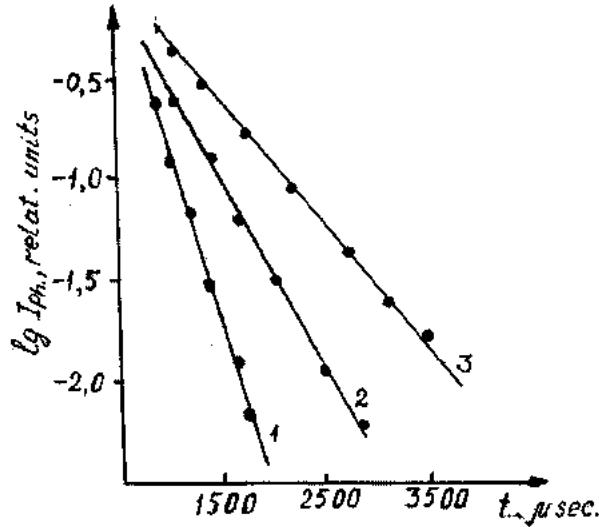


Fig. 3. Relaxation curves of photocurrent in  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  at different temperatures: T, K: 1 – 100, 2 – 300, 3 – 420.

The temperature dependences of the photocurrent in two  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  crystals are shown in Fig. 2. As seen in Fig. 2, at

low temperatures ( $T < 250$  K) the samples are nearly not sensitive to radiation. Then with increasing temperature the photocurrent also increases. In  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  crystals the stepped regions are observed in the  $I_{ph.}(T)$  dependences. It is known that the photocurrent is determined by quantum yield, the radiation intensity, the relaxation time and the absorption coefficient [2]. As the first two values are constant in our experiments, the behaviour of the  $I_{ph.}(T)$  dependences is attributed to the temperature dependence of the lifetime and the absorption coefficient. To study the temperature dependence of the lifetime,  $\tau(T)$ , the relaxation curves of the photocurrent have been taken after the excitation of samples by light pulses of the ISSh-100 lamp. The light pulse duration is no less than  $5 \mu\text{sec}$ . The time dependences of

the photocurrent in  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  compound are shown in Fig. 3. The lifetime  $\tau$  of nonequilibrium carriers of current at temperature of 100, 300 and 420 K has been determined from the linear regions and is equal to 3.2, 4.3 and  $7.9 \mu\text{sec}$ , respectively. It is seen that with increasing temperature the  $\tau$  value increases.

The results of measuring  $\tau$  in different crystals show that in the temperature region of 100–410 K the  $\tau$  value increases no more than 2.5 times, but the photocurrent increases nearly by two orders. Thus, the behaviour of the curves of  $I_{ph.}(T)$  dependence is greatly characterized by the temperature dependence of the absorption coefficient. Hence, the steps observed in the temperature dependence of the photocurrent,  $I_{ph.}(T)$ , are due to the impurity absorption.

- [1] N.F. Gakhramanov Izv. BGU, ser. phys.-math., Baku, 1998, № 1, p. 59-65.

- [2] V.E. Lashkaryev, A.V. Lyubchenko, M.K. Sheinkman. In book "Nonequilibrium processes in semiconductors", Naukova Dumka, Kiev, 1981.

**N.F. Qəhrəmanov, S.S. Sadulova, E.S. Qarayev**

### **$\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ MONOKRİSTALININ FOTOKEÇİRİCİLİYİ**

İşdə  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$  birleşməsinin müxtəlif temperaturlarda fotokeçiricilik spektri və fotocərəyanın temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur. Təcrübə nəticələrdən qadağan olmuş zonanın eni, onun temperatur emsali və qeyri-tarazlıq yüksətiyicilərinin yaşama müddəti tə'yin edilmişdir.

**Н.Ф. Гахраманов, С.С. Садулова, Э.С. Гараев**

### **ФОТОПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$**

В работе исследованы спектры фотопроводимости при различных температурах и температурные зависимости фототока соединения  $\text{Au}_3\text{Ga}_5\text{Se}_9$ . Из спектра фотопроводимости определены ширина запрещенной зоны и ее температурный коэффициент. Определено время жизни неравновесных носителей тока.

Дата поступления: 26.11.98

Редактор: В.А. Алиев

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКРОВОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ

**Ч.М. ДЖУВАРЛЫ, Г.М. КЕРИМОВ, З.К. НУРУБЕЙЛИ**

*Институт Физики АН Азербайджана*

*370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33*

Изучены режимы разряда источника ионов с искровым разрядом. Определено межэлектродное расстояние, обеспечивающее максимальную эффективность ионообразования. Показано, что для достижения высоких технических показателей ионно-оптической системы источника необходимо установить оптимальный угол расположения образца относительно оптической оси системы.

При решении ряда проблем в некоторых областях науки и техники часто ставится задача количественного определения содержания элементов в исследуемом образце. Применяемые в настоящее время методы, такие как радиометрический, спектральный, гравиметрические и другие не всегда могут обеспечить необходимую точность, чувствительность и требуемый предел обнаружения.

Одним из путей решения таких задач может быть применение масс-спектрометрического анализа с применением вакуумного искрового разряда для ионизации образца.

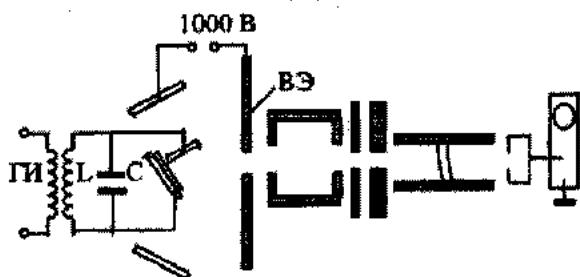
Возможность одновременного определения нескольких десятков примесей, включая газообразующие, на уровне  $10^{-5} + 10^{-7}$  % массы, а также определение примесей на поверхности и получение профилей их распределения в тонких слоях материалов ставит масс-спектрометрию с искровым источником ионов на одно из главных мест в комплексе методов определения примесного состава особенно чистых веществ.

Однако, пределы обнаружения примесей при искровом способе ионизации не всегда удовлетворяют требованиям ряда материалов для микро- и оптоэлектроники. Это в первую очередь связано с ограничением дисперсионных характеристик анализатора, обусловленным энергетическим разбросом образовавшихся ионов. С другой стороны большой угол разлета ионов при пробое разрядного промежутка усложняет получение параксиального ионного пучка.

В ряде работ описаны методы устранения вышеуказанных недостатков путем выбора конструкции электродов [1,2] и режимов разряда [3]. Однако, при решении аналитической задачи, где требуется надежное определение содержания элементов на уровне  $10^{-8} + 10^{-10}$  % массы, необходимо обеспечить стабильность режима и воспроизводимость результатов на ряду с высокими ионно-оптическими показателями источника.

Эти недостатки, а также неустойчивость эффективности ионизации обусловили исследования искрового источника ионов. Эксперименты проводились на времеполетном масс-спектрометре МХ 1302. Конструкция разрядного промежутка и ионно-оптической системы источника приведены на рис.1. Эксперименты проводились при различных напряжениях пробоя ( $U_{пр}$ ) для различных расстояний межэлектродного промежутка. Между ионно-оптической системой и образцом на расстоянии 15 мм был установлен вытягивающий электрод (ВЭ). Электроды искрового промежутка питались от генератора импульсов с помощью параллельно соединен-

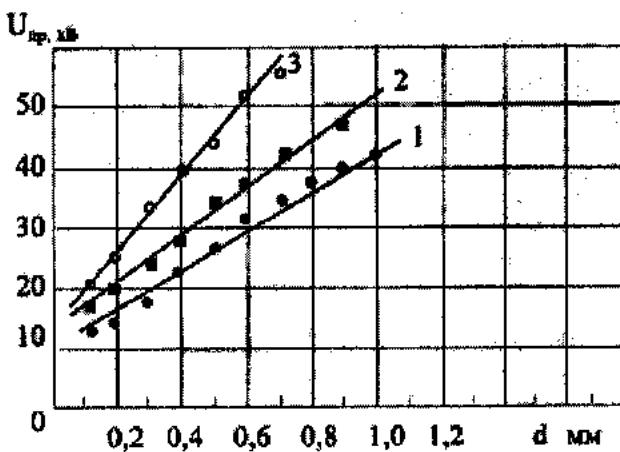
ных к ним индуктивности ( $L = 1,5$  мГн) и емкости ( $C = 50$  пФ).



*Рис. 1. Экспериментальная установка*

Это позволяло в течении  $10^{-6}$  с накапливать энергию до 50 кэВ.

Искра возникала при достижении напряжения между электродом и антиэлектродом, превышающего  $U_{пр}$  (для определенного давления остаточного газа в камере источника). Как и следовало ожидать, с уменьшением межэлектродного промежутка пробой вакуума происходил при более низком  $U_{пр}$  (рис. 2), что можно объяснить высокой напряженностью поля, необходимой для возникновения автоэлектронной эмиссии, которая является причиной "взрыва" на катоде. Это сопровождается появлением импульса ионного тока на выходе анализатора.



*Рис. 2. 1 -  $p = 3.5 \cdot 10^{-3}$ ; 2 -  $p = 10^{-2}$ .*

Многочисленные эксперименты показали, что при расстоянии между электродами менее 0,1 мм и напряжении на электродах, превышающем  $U_{пр}$ , на выходе анализатора появляются 2-3 импульса с уменьшающимися

$(2 \div 5) \times 10^{-8}$  с. Последующий визуальный анализ образца под микроскопом показал, что количество импульсов на выходе в большинстве случаев совпадает с количеством участков взрывов (кратеров).

В литературе приводятся данные о разрушении электродов искровым разрядом. Приводятся результаты исследования кратеров на поверхности образцов при различных напряжениях пробоя [4]. Измеряя время появления этих импульсов и отставание между ним нам удалось установить корреляцию между циклами высокочастотного генератора и появлением импульсов. Установлено, что каждый первый кратер образуется в конце цикла за время не более  $10^{-7}$  с. Частота образования последующих кратеров хорошо коррелирует с частотой цикла.

Исследования ионного тока, проходящего через анализатор как функции от  $U_{np}$ , от расстояния и от давления позволили, с одной стороны, оценить эффективность ионообразования в искровом разряде, с другой – определить оптимальный режим разряда, при котором отбор ионов из области ионизации максимальен. Семейство кривых  $I = f(U_{np})$  представлено на рис. 3. На основе результатов этой серии измерений можно определить наиболее благоприятный режим разряда.

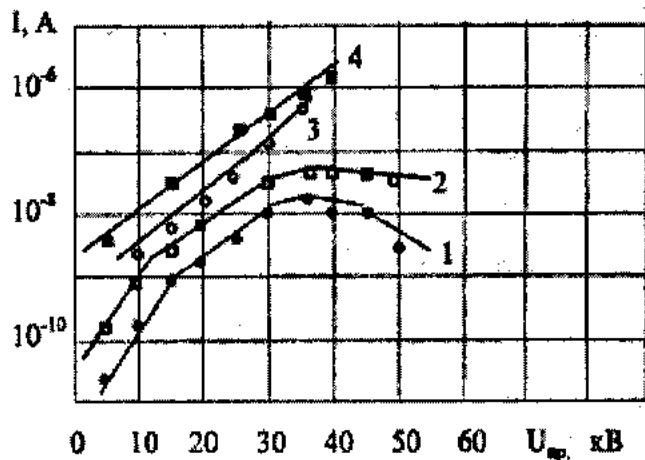


Рис.3. 1 -  $d = 0,4$ ; 2 - 0,3; 3 - 0,15; 4 - 0,1 мм.

Как показывает ход кривых  $I(U_{np})$ , для больших углов наклона плоскости образца и больших  $U_{np}$ , несмотря на большой выброс материала образца, количество ионов, дошедших до детектора, уменьшается с увеличением  $U_{np}$ . Это позволяет сделать вывод о том, что вещество пробы в ионном источнике используется с наибольшей пользой, если обеспечены условия минимального экранирования ионного тока электродами, и анализ ведется при невысоком напряжении пробоя.

Для исследования ионизации вещества и переноса ионов через анализатор проводились специальные эксперименты для определения эффективности ионно-оптической системы (рис. 4).

В литературе часто оценивают коэффициент эффективности ионно-оптической системы источника как  $\Delta = 1/\eta$ , равный числу атомов, которые необходимо распылить в источнике для того, чтобы один ион достиг детектора [5]. Величина  $\eta$  зависит от типа масс-спектрометра, ширины выходной щели ионного источника, направленности ионного пучка и, естественно, распределения

ления электростатического поля на всем пути движения иона до детектора.

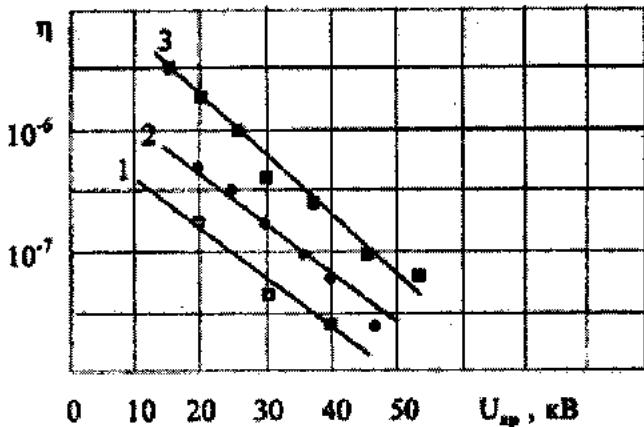


Рис.4. 1 -  $\alpha = 20^\circ$ ; 2 -  $\alpha = 30^\circ$ ; 3 -  $\alpha = 45^\circ$ .

Для исследования  $\eta$  от режима разряда был измерен ток ионов образца по масс-спектрометру и рассчитывался расход материала образца по объему кратеров на образце по формуле:

$$\eta = \frac{\rho N_A}{M} V$$

где  $\rho$  – плотность образца,  $M$  – атомный вес образца,  $V$  – объем кратера,  $N_A$  – число Авогадро. Оказалось, что  $\eta$  уменьшается с ростом  $U_{np}$ . Это может быть вызвано двумя причинами. Во-первых, при высоких импульсных напряжениях энергетический разброс ионов, образующихся в источнике становится большим, во вторых, не исключено, что увеличение разряда вызывает повышенное распыление нейтральных частиц, вследствие чего падает коэффициент ионизации [6].

Изучение характеристик импульсов на выходе анализатора показало, что с увеличением  $U_{np}$  длительность ионного тока увеличивается, одновременно с этим уменьшается высота импульса. Это, по всей вероятности, вызвано тем, что при больших  $U_{np}$  выделяемая энергия не успевает прогреть образец, часть атомов не успевает ионизироваться, а часть имеет большой энергетический разброс, что снижает их проходимость через анализатор. Об этом свидетельствуют длительности импульсов токов: если при  $U_{np} = 30$  кВ,  $\tau = 6 \times 10^{-8}$  с, то при  $U_{np} = 50$  кВ,  $\tau = 4 \times 10^{-7}$  с.

Таким образом, использование искрового источника ионов в масс-спектрометрии для анализа примесей в твердом веществе позволяет получить высокую абсолютную чувствительность и достаточное разрешение при правильном выборе режима разряда, конструкции электродов, их взаимного расположения и ионно-оптической системы. Многочисленные эксперименты показывают, что эффективность вакуумной искры также зависит от расположения образца относительно оптической оси, собирающей и фокусирующей электрические системы, и, для максимального отбора ионов из области разряда, угол между нормалью поверхности образца и оптической осью системы не должен превышать 45 угловых градусов.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКРОВОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ

- [1] С.В. Кирченко. "Журнал Технической Физики", № 55, 1985.
- [2] Я.Г. Гречко, С.Г. Бучнев, М.В. Шатров. "Журнал аналитической химии", № 45, 1990.
- [3] Б.В. Тихомиров, Е.В. Олейников. "Журнал аналитической химии", № 43, 1988.
- [4] М.С. Чупахин, Г.И. Рамендин. "Журнал аналитической химии", № 35, 1980.
- [5] J.S. Halliday et al. In: "Advance Mass-spectrometry", V. 13, Paris, 1985.
- [6] М.С. Чупахин, О.И. Крючкова, Г.И. Рамендин. Аналитические возможности искровой масс-спектрометрии, М., 1980.

Ç.M. Cuvarlı, Q.M. Kərimov, Z.K. Nurubəyli

### **QIĞILCILMLİ BOŞALMA ARALIĞINA MALİK İON MƏNBƏLƏRİNİN TƏDQİQİ**

İş bəzi kütle-spektrometrlərində istifadə olunan qiğılçılıq boşalma aralığına malik ion mənbələrinin tədqiqinə həsr olunub. Göstərilir ki, ion mənbəyində yaranan ion paketinin enerjiyə görə dağlıqlığı istər elektrik boşalmasının rejimindən, isterse de elektrodların konstruksiyası və qarşılıqlı vəziyyətlərindən keskin asılıdır. Deşilmə gərginliyinin böyük qiymətlərində analizatorun çıxışında alınan ionların miqdarı keskin azalır və cihazın dispersiya xassəleri pislesir. Analizatorun həssaslığını və qiğılçımın effektivliyini artırmaq üçün nümunenin səthinin normali ion-optik oxu ilə 45 bucaq eməle getirməlidir.

Ch.M. Djuvarly, G.M. Kerimov, Z.K. Nurubeyly

### **INVESTIGATION OF THE SPARK ION SOURCE**

The discharge modes of the ion source by spark discharge are investigated. The interval between electrodes ensuring as much as possible efficiency of the ion generation is determined. It is shown, that for achievement of high technical parameters of the ion-optical system of a source it is necessary to establish an optimum angle between the sample position and optical axis of system.

## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $Pb_{0.9}Ge_{0.1}Te$ , ЛЕГИРОВАННЫХ ИНДИЕМ

С.Г. РЗАЕВ, А.А. ИСМАИЛОВ, Т.С. МАМЕДОВ, Т.Г. МАМЕДОВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследовано влияние атомов индия на кинетические свойства  $Pb_{0.9}Ge_{0.1}Te$ . Установлено, что при  $T=128$  К кристаллы претерпевают структурный фазовый переход, который исчезает при легировании индием.

Соединения  $A^{IV}B^{VI}$  и твердые растворы на их основе составляют материальную основу создаваемых в настоящее время приемников ИК-излучения и перестраиваемых лазеров, перекрывающих широкую область длин волн ИК-спектра (2.5÷32 мкм). Благоприятные условия для применения указанных материалов создает то, что на их основе можно создать различные гетероструктуры с наиболее совершенными переходными слоями. Последнее обусловлено тем, что состав гетеропар можно плавно изменять и достичь наиболее близких величин постоянной решетки, что в свою очередь позволяет значительно улучшить структурное совершенство переходных слоев гетероструктур и тем самым улучшить их электрофизические параметры и повысить надежность в эксплуатации.

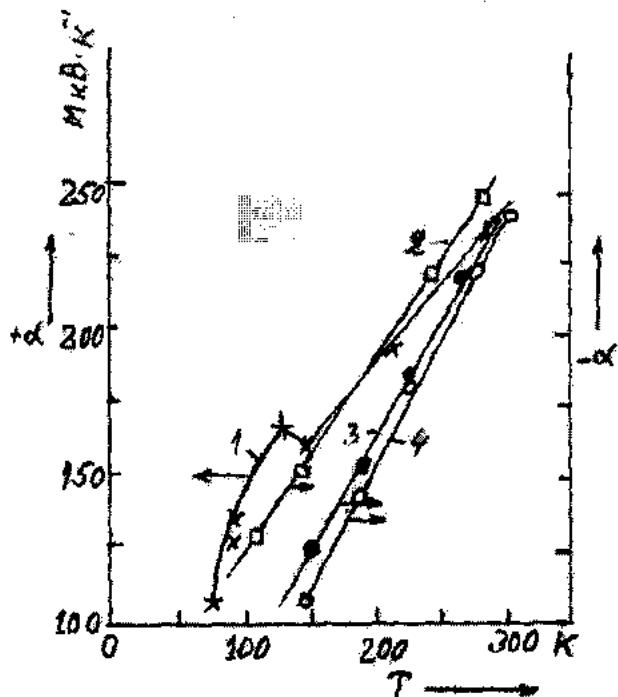


Рис. 1. Температурная зависимость термо-эдс (х – чистый кристалл; о -  $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te + 0.3$  ат.% In; • - $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te + 0.5$  ат.% In; □ - $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te + 1$  ат.% In).

Наряду с этим, свойства этих материалов можно изменять в широких пределах легированием различными примесями. Наибольший интерес вызывает легирование этих материалов индием, поскольку он в них проявляет донорные свойства и создает квазилокальные уровни, проявляет амфотерность, а также создает глубокие уровни в запрещенной зоне  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  [1,2]. Так, например, в твердых растворах  $Pb_{1-x}Ge_xTe$  на основании экспериментальных данных надежно установлено наличие струк-

турного фазового перехода (СФП) [3,4], при котором изменяются электропроводность, емкость р-п перехода и

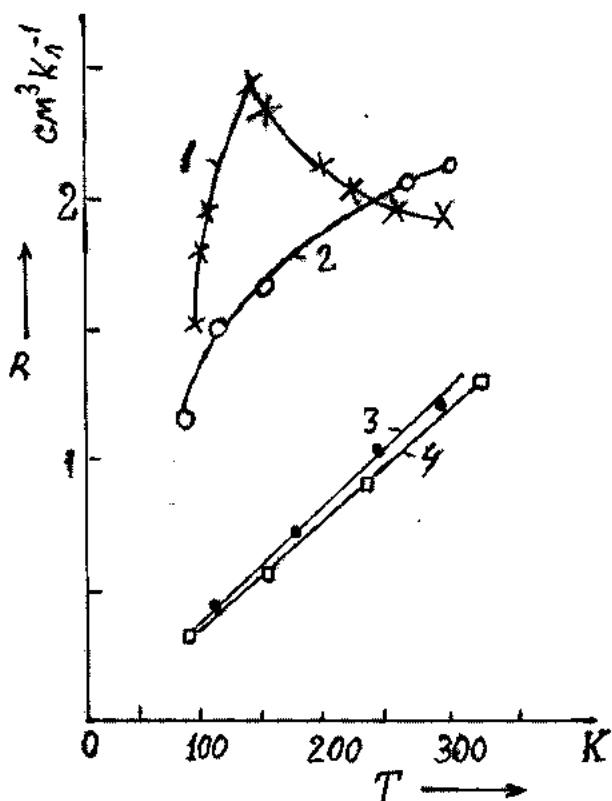


Рис. 2. Температурная зависимость константы Холла.  
(х – чистый кристалл; о -  $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te + 0.3$  ат.% In;  
• - $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te + 0.5$  ат.% In; □ - $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te + 1$  ат.% In).

электрофизические параметры материала. Интересно отметить, что к таким результатам приводит легирование индием почти всех халькогенидов свинца [1]. Поэтому представляет интерес исследование влияния индия на электрофизические свойства  $Pb_{1-x}Ge_xTe$  и особенно в области СФП.

В работе проведено экспериментальное исследование коэффициентов Холла ( $R_H$ ) и термо-эдс ( $\alpha$ ) в образцах  $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te$ , выращенных методом Бриджмена в температурном диапазоне 77÷300 К. В нелегированных образцах на зависимости  $\alpha(T)$  в интервале 77÷128 К наблюдается рост  $\alpha$  с увеличением температуры (Рис.1), что связано с уменьшением концентрации дырок. Об этом свидетельствует также рост в этой области температур постоянной Холла ( $R_H$ ) (Рис.2). При  $T_c=128$  К на зависимости  $\alpha(T)$  наблюдается инверсия хода кривой 1 (Рис.1).

# ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $Pb_{1-x}Ge_xTe$ , ЛЕГИРОВАННЫХ ИНДИЕМ

В работах [3,4] на основании экспериментальных данных достоверно установлено, что инверсия на зависимости  $\alpha(T)$  обусловлена структурно-фазовым переходом в твердых растворах  $Pb_{1-x}Ge_xTe$ . Так же показано, что температура СФП может сильно изменяться в зависимости от  $x$ .

Как видно из рис.2 (кривая 1), зависимость  $R_x(T)$  при  $T_c=128$  К достигает максимума и при  $T > 128$  К уменьшается, что указывает на рост концентрации дырок с температурой.

Такое поведение  $R_x(T)$ , по-видимому, связано с изменением знака температурной зависимости ширины запрещенной зоны при СФП, а именно при  $T < T_c$  имеем  $\partial E_g / \partial T > 0$  и  $\partial E_g / \partial T < 0$  при  $T > T_c$ . На основании вышесказанного можно утверждать, что в  $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te$  при  $T=128$  К происходит структурно-фазовый переход. Зависимости  $\alpha(T)$  и  $R_x(T)$  для образцов  $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te$ , легированных индием, отличается от нелегированных. При  $N_{In} \geq 0.3$  ат.% инверсия на зависимости  $\alpha(T)$  исчезает (Рис. 1, кривые 2 и 3) и уже при  $N_{In} \geq 0.5$  ат.% становится линейной (Рис. 2, кривая 3). Исчезновение

инверсии на кривых  $\alpha(T)$  и  $R_x(T)$  свидетельствует о том, что легирование твердых растворов  $Pb_{1-x}Ge_xTe$  атомами индия устраняет СФП.

Рядом авторов [3-5] СФП в  $Pb_{1-x}Ge_xTe$  объясняется локальной неустойчивостью атомов Ge в решетке указанных соединений. Согласно [6], неустойчивость атомов Ge приводит к поляризации решетки, которая обуславливает перестройку решетки. Установленные в настоящей работе факты дают основание сделать вывод о том, что атомы индия закрепляют атомы Ge в решетке твердых растворов  $Pb_{1-x}Ge_xTe$ , вследствие чего предотвращается поляризация решетки и тем самым устраняется возможность СФП.

Таким образом установлено, что зависимости  $\alpha(T)$  и  $R_x(T)$  в нелегированных твердых растворах  $Pb_{1-x}Ge_xTe$  при  $T=128$  К претерпевают инверсию. Наблюдаемые инверсии в зависимостях  $\alpha(T)$  и  $R_x(T)$  обусловлены структурно-фазовым переходом в  $Pb_{1-x}Ge_xTe$ . Выявлено, что легирование твердых растворов  $Pb_{1-x}Ge_xTe$  индием устраняет СФП.

- 
- [1] В.И. Кайданов, Ю.И. Равич. УФН, 1985, т.145, в. 1, с. 51-86.
  - [2] С.Г. Рзаев, Т.С. Мамедов, Ш.А. Алиханов. ЭТ, Материалы, 1988, в. 4, с. 62-65.
  - [3] S. Taraoka, K. Murase. Phys. Rev. B, 1979, v. 20, № 7, p. 2823-2833.
  - [4] Г.В. Лашкарков, А.В. Бродовой, С.Д. Летюченко, М.В. Радченко, Е.И. Слынько, В.П. Федорченко. ФТП, 1987, в. 10, с. 1921-1923.
  - [5] T. Suski, S. Taraoka, K. Ishii, K. Murase. J. Phys. C; Sol. St. Phys., 1984, v. 17, p. 2181-2192.
  - [6] Б.Е. Вугмайстер, К.Д. Глинчук. УФН, 1985, т. 146, в. 3, с. 459-491.

S.Q. Rzayev, A.A. İsmayılov, T.S. Məmmədov, T.Q. Məmmədov

## **INDİÜMLA AŞQARLANMIS $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te$ -UN ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNİN ÖYRƏNİLMƏSİ**

$Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te$  -un kinetik xassələrinə indium atomunun tə'siri öyrenilib. Göstərilib ki, bu kristalda  $T=128$  K-də struktur faza keçidi baş verir və kristalı indium ilə aşqarlıdıqda o yox olur.

S.G. Rzaev, A.A. Ismailov, T.S. Mamedov, T.G. Mamedov

## **ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te$ DOPED BY INDIUM**

The influence of In atoms on kinetic properties of  $Pb_{0.99}Ge_{0.1}Te$  was investigated. It was established that at  $T=128$  K these crystals undergo structure phase transition, which disappear at the doping.

## ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ КОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ПВДФ-CdS

М.А. КУРБАНОВ

*Институт Физики АН Азербайджана  
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33*

**И.Н. ОРУДЖЕВ, М.К. КЕРИМОВ, М.М. АХМЕДОВ**

*Сектор Радиационных Исследований АН Азербайджана  
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 31<sup>a</sup>*

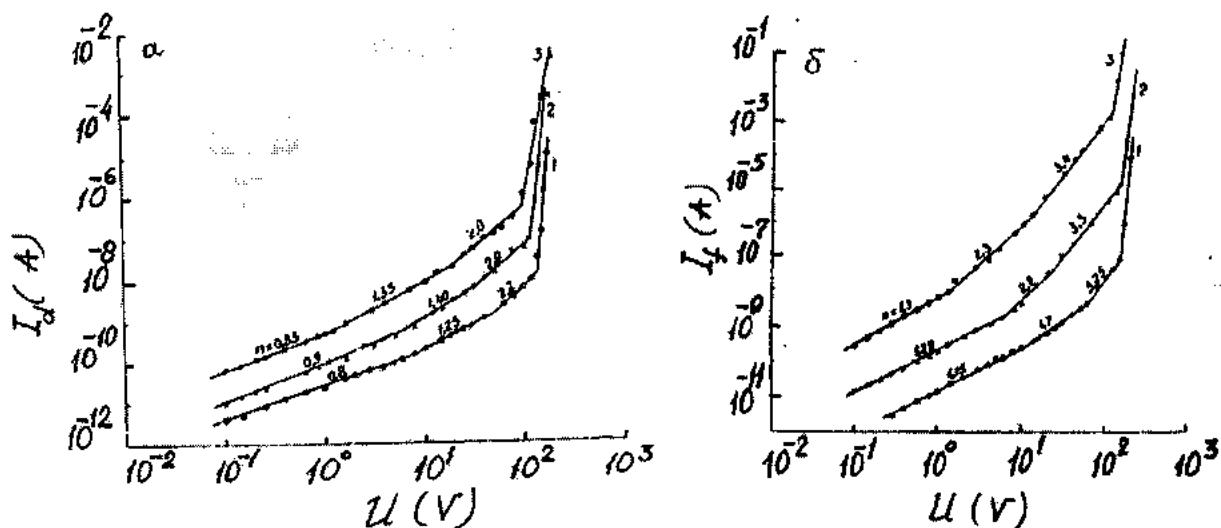
Исследованы фотоэлектрические свойства, спектральные и вольтамперные характеристики композитов на основе поливинилиденфторида и CdS. Показано, что полученные композиты при соответствующем выборе соотношения компонентов могут служить в качестве эффективных фоточувствительных материалов.

Получение эффективных фоточувствительных материалов на основе простых и экономичных технологий имеет важное значение для различных реагирующих сред, преобразователей и приемников излучений. Одним из путей создания новых эффективных фотоактивных материалов является разработка композитов типа полимер-полупроводник [1]. В настоящей работе исследованы фоторезистивный эффект, вольтамперные и спектральные характеристики фоточувствительных композитов в зависимости от объемного содержания компонентов.

Фоточувствительные композиты получали на основе термопластического полярного полимера – поливинилиденфторида (ПВДФ) и фотопроводника CdS путем горячего прессования гомогенной смеси порошков компонентов. Полученный композит заключался между двумя металлизированными кварцевыми пластинками, надежный контакт которых с композитом осуществлялся также путем горячего прессования при температуре плавления полимерной фазы. Измерения фототоков проводились с использованием белого света интенсивностью 40 мкВт/см<sup>2</sup>. Отношение темнового сопротивления  $R_T$  к световому  $R_C$  в зависимости от соотношения компонентов находилось в пределах  $R_T/R_C \approx 10^2 \div 10^4$ , что

приблизительно на порядок меньше по сравнению с чистым образцом CdS.

На рис.1а приведены темновые вольтамперные характеристики (ВАХ) композита ПВДФ+CdS при различном объемном содержании ( $\phi$ ) частиц CdS. При всех значениях  $\phi$  ВАХ имеют несколько характерных участков, обусловленных неоднородностью материала, в котором полупроводниковые частицы CdS окружены прослойками из непроводящего полимера. В этом случае электрическое поле, приложенное к образцу, сосредотачивается, в основном, между хорошо проводящими участками, образованными частицами CdS. Поэтому, при относительно низких значениях электрического поля наблюдается омический участок проводимости, обусловленный термически генерированными носителями в полимере. С повышением напряженности электрического поля начинается инжеекция носителей из полупроводника в объем полимера, что приводит к изменению наклона ВАХ (рис.1а). После некоторого значения напряжения на образце концентрация инжектированных носителей становится больше, чем термически генерированных. При этом наблюдается ТОПЗ, описываемый «ловушечным» квадратичным законом.



*Рис. 1. Темновые (а) и световые (б) ВАХ композита ПВДФ+CdS при различном объемном содержании CdS:  
1 – 20 %; 2 – 40 %; 3 – 60 % об. CdS.*

После завершения заполнения всех ловушек наблюдается участок почти вертикального роста тока. Напряжение, соответствующее предельному заполнению ловушек  $U_{\text{пл}}$  позволяет определить концентрацию уровней прилипания по формуле [2]:

$$N = 1.1 \cdot 10^6 \frac{\varepsilon_{\Phi K} U_{\text{пл}}}{L^2} \text{ см}^{-3},$$

где  $\varepsilon_{\Phi K}$  – диэлектрическая проницаемость фотокомпозита,  $L$  – толщина образца. Как видно из рис.1а  $U_{\text{пл}}$  с увеличением  $\Phi$  смещается в сторону более низких напряжений. Однако, при этом  $\varepsilon_{\Phi K}$  возрастает так, что произведение  $\varepsilon_{\Phi K} \cdot U_{\text{пл}}$  для всех образцов примерно одинаково. Найденное значение  $N$  оказалось равным  $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

При освещении образцов их вольтамперные характеристики существенно изменяются (рис.1б): наблюдаемый уже при небольших напряжениях участок сверхлинейной зависимости  $J_\Phi \approx U^n$  с  $n=1,3$  показывает, что концентрация генерированных светом носителей превышает кон-

центрацию равновесных носителей тока [3,4]. Далее начинается ТОПЗ близкий к квадратичной  $J_\Phi=f(U)$  – зависимости, переходящий к кубическому участку. При больших напряжениях также наблюдается почти вертикальный рост тока. Отметим, что показатели  $n$  на всех трех участках возрастают с увеличением объемного содержания наполнителя, а напряжения, при которых происходит переход от одного участка к другому, смещаются в сторону более низких значений.

Сравнение ВАХ образцов показывает, что фототок увеличивается с напряжением в большей степени, чем темновой ток. На рис.2 приведены зависимости отношения фототока  $J_\Phi$  к темновому току  $J_T$  от напряжения на образце. Видно, что при малых напряжениях  $J_\Phi/J_T$  медленно возрастает с ростом напряжения, затем на участках с  $n=2$  и  $n=3$  зависимость отношения  $J_\Phi/J_T$  от величины  $U$  резко увеличивается и при  $U=U_{\text{пл}}$  достигает максимума. Дальнейшее увеличение напряжения на участке вертикального роста тока приводит к быстрому уменьшению отношения  $J_\Phi/J_T$ .

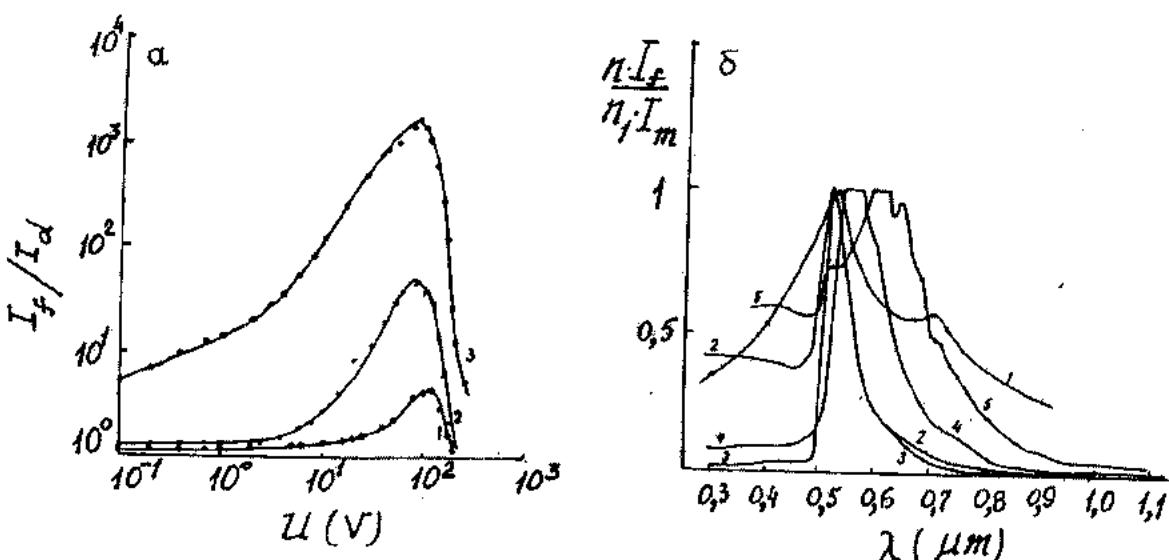


Рис.2. а) Зависимость отношения фототока к темновому току от напряжения на образце: 1 – ПВДФ+20% об.CdS; 2 - ПВДФ+40% об.CdS; 3 - ПВДФ+60% об.CdS. б) Относительная спектральная чувствительность CdS и композита ПВДФ: 1 – CdS; 2 - ПВДФ+20 %об. CdS; 3 - ПВДФ+40% об.CdS; 4 - ПВДФ+60% об.CdS; 5 - ПВДФ+80% об.CdS.

На рис.3 (а и б) представлены спектральные характеристики  $J_\Phi=f(\lambda)$  для композитов ПВДФ-CdS с объемным содержанием фотопроводника 60 и 80 %, соответственно, при различных значениях напряжения. Видно, что для образцов с 60% об. CdS при  $U=30$  В и 50 В наблюдаются два максимума в области 550 и 550 нм, которые отсутствуют в образах с 80% об.CdS. Кроме того, как следует из рисунка, с увеличением содержания CdS максимум спектральной чувствительности смещается в сторону больших длин волн.

Из приведенных рисунков 3, (а и б) путем построения зависимостей типа  $(J_\Phi h\omega)^{1/2}=f(h\omega)$  можно определить пороговые энергии возбуждения фототока в исследованных композитах [5]. Как показано на рис. 4 (а и б), значение пороговой энергии уменьшается с повышением электрического напряжения на образце; кроме того, это

значение зависит от объемного содержания наполнителя. Исходя из полученных зависимостей можно предположить, что значения пороговых энергий фототока связаны с величиной энергетических барьеров, сформированных в межфазном слое на границе полимер-полупроводник. Внешнее электрическое поле модулирует высоту барьеров, уменьшая ее с ростом поля. Построением зависимости  $\Delta\varepsilon=f(U^{1/2})$  при экстраполяции  $U$  к нулю можно определить высоту барьера на границе CdS-ПВДФ. Для композитов с объемным содержанием CdS 60 и 80 % значения высоты барьера оказались равными 1.63 и 1.28 эВ, соответственно.

Приведенные результаты свидетельствуют о принципиальном значении границы раздела полимер-фотопроводник в формировании фоторезистивного эффекта в

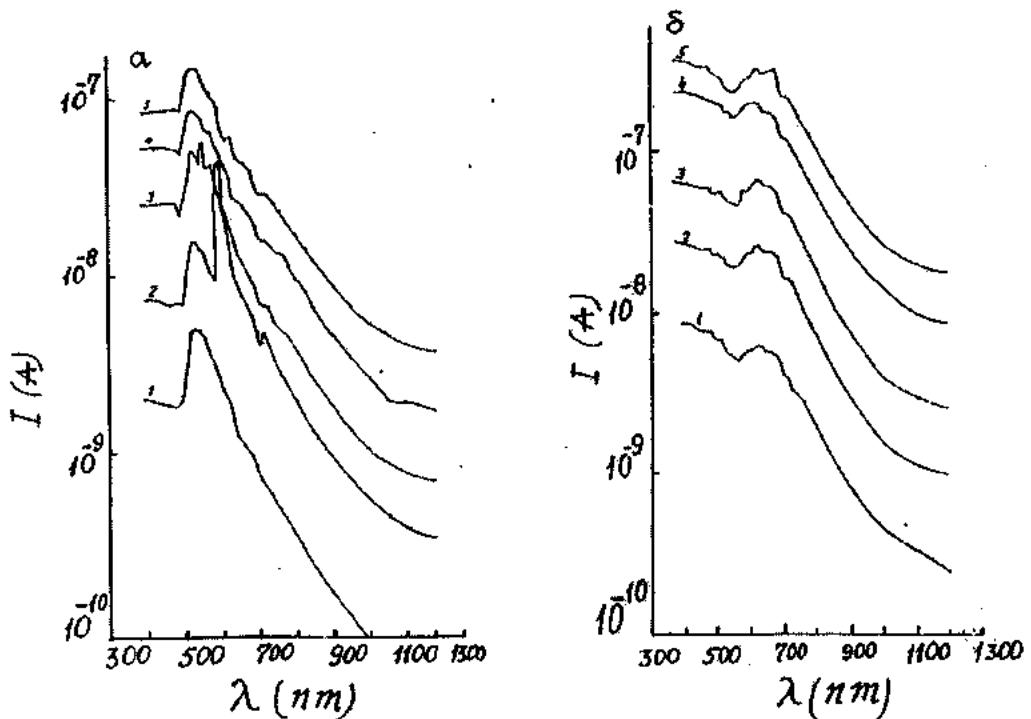


Рис. 3. Спектральные характеристики композитов ПВДФ+60% об. CdS (а) и ПВДФ+80% об. CdS (б) при различных измерительных напряжениях: 1 – 15 В; 2 – 30 В; 3 – 50 В; 4 – 80 В; 5 – 120 В.

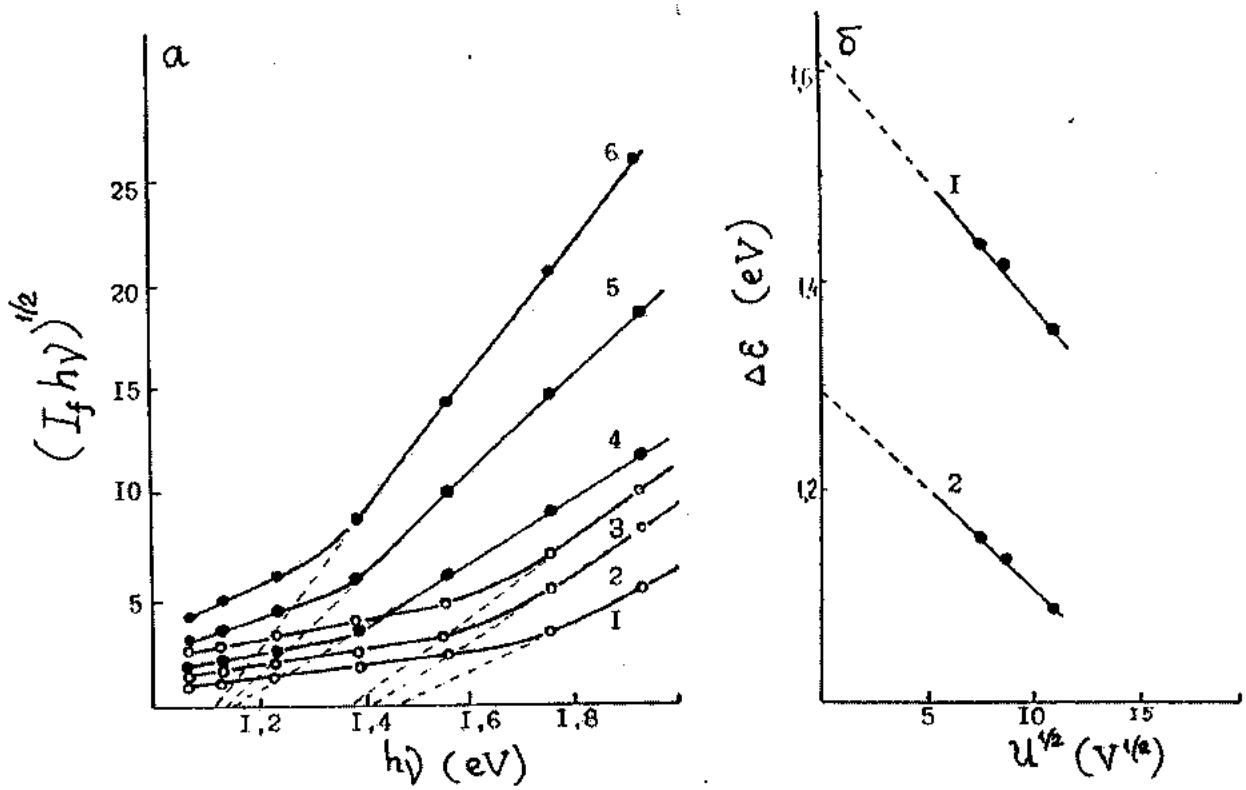


Рис. 4. а) Зависимости  $(J_f h\omega)^{1/2}$  от энергии возбуждающих квантов для композитов с 60 об.% (1-3) и 80 об.% (4-6) CdS при измерительном напряжении 50 В (1,4); 80 В (2,5); 100 В (3,6). б) Зависимости пороговой энергии фотопроводимости от  $U^{1/2}$  для образцов с 60 % (1) и 80% (2) об. CdS.

композитах. Наличие полимерного слоя в окружении фотопроводника может оказывать существенное влияние на процессы генерации и переноса носителей тока под действием света. Так, полярные группы молекулы ПВДФ с большим дипольным моментом мономерного звена –

$\text{CH}_2-\text{CF}_2$  – индуцируют в микроокружении частицы CdS электрическое поле величиной  $\approx 10^6$  В/м [6], которое способствует диссоциации электронно-дырочной пары и увеличению фототока в композите. Действительно, композиты на основе полярного ПВДФ имеют существенно

большие значения фототока по сравнению с композитами из неполярных полиэтилена или полипропилена при прочих равных условиях.

Хотя механизм фотопроводимости в таких гетерогенных системах, какими являются исследованные нами композиты, еще нуждается в детальном изучении, тем не менее первичные экспериментальные результаты свидетельствуют о перспективности подобных композицион-

ных материалов в качестве фотоактивных сред. Удачный выбор компонентов и их соотношений может обеспечить достаточно высокую фоточувствительность композитов, а если к этому добавить также технологическую простоту их изготовления, то можно рассчитывать на их практическое применение в различных фото- и оптоэлектронных устройствах.

- 
- [1] В кн. «Светочувствительные полимерные материалы», под редакцией А.В.Ельцова, Л.,«Химия», 1985, с. 296.
  - [2] *M.A. Ламперт, Т. Марк.* В кн. «Инжекционные токи в твердых тела», М., «Мир», 1973, с. 416.
  - [3] *В.С. Мыльников.* В кн. «Фотопроводимость полимеров», Л., «Химия», 1990, с. 240.
  - [4] *A. Роуз.* В кн. «Основы теории фотопроводимости», М., «Мир», 1966, с. 192.
  - [5] *M. Поуп, Ч. Свенберг.* В кн. «Электронные процессы в органических кристаллах», М., «Мир», 1985, т.2, с. 462.
  - [6] *M. Бродхерст, Г. Дэвис.* «Пьезо- и пироэлектрические свойства», В кн. «Электреты», М., «Мир», 1983, с. 357-399.

**İ.N. Orucov, M.Ə. Qurbanov, M.K. Kərimov, M.M. Əhmədov**

### **PVDF-CdS ƏSASINDA FOTOHƏSSAS KOMPOZİTLƏR**

Polivenildenstorid (PVDF) və CdS əsasında kompozitlərin fotoelektrik, spektral və volt-amper xarakteristikaları tədqiq edilmişdir. Göstərilmişdir ki, alınmış kompozitlər komponentlərin müəyyən nisbətində effektiv fotohəssas material kimi istifadə oluna bilər.

**I.N. Orudzhev, M.A. Kurbanov, M.K. Kerimov, M.M. Akhmedov**

### **PHOTOSENSITIVE COMPOSITES ON THE BASE OF PVDF-CdS.**

Photoelectric properties, spectral and volt-ampere characteristics of composites on the base of polyvinylidene fluoride (PVDF) and CdS are investigated. It is shown that the obtained composites in corresponding choice of the components can serve as an effective photosensitive materials.

## ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПРЕССИОННО-ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ В РАЗЛИЧНЫХ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ РЕЖИМАХ

**Ф.К. АЛЕСКЕРОВ**

*НПО «Селен» Института Физики АН Азербайджана*

*370143, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 14*

В работе рассмотрены вопросы оптимизации температурных параметров компрессионно-термоэлектрических систем (ТКС) в различных экстремальных режимах. Спроектированы компрессионно-термоэлектрические охладители в режиме максимального понижения температуры. При этом оптимальные значения температуры ( $T_n$ ) теплового сопряжения каскадов (температура испарителя компрессионного агрегата) оказываются отличными от значений  $T_n$  для режима максимального холодильного коэффициента ТКС. Найденные расчетные формулы для вычисления  $T_n$  были использованы при конструировании компрессионно-термоэлектрических охладителей.

Известны полупроводниковые термоэлектрические камеры [1], предназначенные для температурных испытаний различной аппаратуры в лабораторных условиях. Полупроводниковым камерам присущ ряд положительных качеств: небольшие габариты, возможность использования в лабораторных условиях, простота и удобство управления и обслуживания [2]. Из данных [2] следует, что использование в малогабаритных термокамерах каскадного термоэлектрического охлаждения (ТО) требует вследствие малого холодильного коэффициента большой удельной потребляемой мощности ( $\sim 150$  Вт·дм<sup>-3</sup>). Рациональным же, видимо, является применение комбинированных каскадных установок, реализующих различные физические принципы охлаждения.

Малогабаритные термокамеры обычно выполняются в виде единого агрегата, в который входят собственно камера, холодильный агрегат и вспомогательное оборудование.

Известно применение воздушных холодильных машин в камерах с минимальной температурой до минус 100 °C, для более низких температур применяют газовые холодильные машины, работающие по циклу Стирлинга, в которых рабочим телом является гелий [3,4].

Из литературных данных следует, что для значений рабочих объемов порядка 20-60 дм<sup>3</sup> и тепловых нагрузок в несколько десятков ватт отсутствуют малогабаритные, надежные, простые в эксплуатации системы охлаждения, способные обеспечить понижение температуры в объеме до минус 50 °C. Ряд преимуществ термоэлектрического охлаждения, таких как практически неограниченный ресурс работоспособности, бесшумность, отсутствие движущихся частей, холодильного агента, плавность и простота регулирования холодопроизводительности, высокая точность поддержания заданной температуры в объеме, определяют целесообразность его применения.

Для достижения температуры минус 50-60 °C в объемах в 20+60 дм<sup>3</sup> оптимальной системой являются комбинированные компрессионно-термоэлектрические холодильные установки.

Таким образом, необходимость проведения исследований по оптимизации систем, сводящихся к выявлению условий наивысшей температурно-энергетической эффективности при заданной теплоотводящей способности исследуемого агрегата, не вызывала сомнений.

Рассмотрим несколько вариантов оптимизации КТС:

1. Максимальный холодильный коэффициент при реализации температурного режима, удовлетворяющего условию:  $T_k^{(min)} > T_K > T_{K,T}^{(min)}$ , где  $T_K^{(min)}$  и  $T_{K,T}^{(min)}$  - значения нижних пределов температурных уровней, обеспечиваемых, соответственно, в испарителе компрессионного агрегата и на радиаторах холодных спаев термобатарей (ТБ).
2. Проектирование устройств, обеспечивающих максимальное понижение температуры при тепловых нагрузках, сведенных к минимуму.
3. Режимы между  $\varepsilon_{KT}^{max}$  и  $T_{KT}^{min}$ .

Холодильный коэффициент  $\varepsilon_{KT}^{max}$  КТС определяется по формуле:

$$\varepsilon_{KT} = \frac{Q_0^{TB}}{W^K + W^{TB}}$$

где  $Q_0^{TB}$  - выходная холодильная мощность компрессионно-термоэлектрической системы, равная холодильной мощности ТБ;  $W^K$  и  $W^{TB}$  - мощность, потребляемая компрессионным агрегатом и ТБ.

Произведя несложные преобразования, можно получить

$$\varepsilon_{KT} = \frac{\varepsilon_T \cdot \varepsilon_K}{\varepsilon_K + K(\varepsilon_T + 1)}, \quad (1)$$

где  $K$  - коэффициент теплового запаса обычно принимаемый равным 1.1+1.2 и определяемый из условия

$$K = \frac{Q^K}{Q^{TB}} \quad (2)$$

Из уравнения (1) следует, что для реализации наиболее экономичной работы компрессионно-термоэлектрической термокамеры следует обеспечивать, во-первых, режим  $\varepsilon_{KT}^{max}$  термобатареи, и, во-вторых, работу компрессионного агрегата при некоторой оптимальной промежуточной температуре.

Приравнивая нулю производную  $\dot{\varepsilon}_{KT}$ , можно найти условия работы компрессионно-термоэлектрической системы в режиме  $\varepsilon_{max}$ :

$$-\frac{\dot{\varepsilon}_T}{(\varepsilon_T + 1)} = \frac{K \cdot \dot{\varepsilon}_K}{(K + K) \cdot \varepsilon_K} \quad (3)$$

В частности, уравнение (3) позволяет определить оптимальную температуру  $T_n$  теплового сопряжения компрессионного агрегата.

Зависимости холодильных коэффициентов  $\varepsilon$ , холодильной  $Q$  и электрической  $N$  мощности от  $T_n$  для различных агрегатов вычислены и приведены в работе автора [5] данной статьи. С достаточно высокой точностью можно положить

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon(T_n) &= d_\varepsilon T_n + b_\varepsilon \\ Q_0^K(T_n) &= d_Q T_n + b_Q \end{aligned} \right\}, \quad (4)$$

где значения  $d_\varepsilon, d_Q, b_\varepsilon$  и  $b_Q$  для вышеуказанных агрегатов, вычисленные автором, приведены в [5].

Предполагая, что максимальные режимы работы ТБ и ТКС, то есть

$$\varepsilon_{max}^{(TB)} = \frac{1}{T_n - T_0} \cdot \frac{MT_0 - T_0}{(M + 1)}, \quad (5)$$

можно получить после выполнения дифференцирования по  $T_n$ :

$$\frac{(M^2 - 1) \cdot T_0}{(MT_0 - T_0) \cdot (MT_n - T_n)} = -\frac{KQ_0}{(d_\varepsilon T_n + b_\varepsilon) \cdot (d_\varepsilon T_n + b_\varepsilon + K)} \quad (6)$$

Решая уравнение (6) относительно  $T_n$ , найдем:

$$T_n = \frac{\Pi_2}{\Pi_1} \cdot \left( 1 \pm \sqrt{\frac{1 - \Pi_1 \cdot \Pi_3}{\Pi_2^2}} \right), \quad (7)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Pi_1 &= d_\varepsilon \cdot [Q_0 T_0 \cdot (M^2 - 1) + KM] \\ \Pi_2 &= T_0 d_\varepsilon \cdot [K - b_\varepsilon \cdot (M^2 - 1)] \\ \Pi_3 &= T_0 \cdot [(M^2 - 1) \cdot b_\varepsilon \cdot (b_\varepsilon + K) \cdot K d_\varepsilon M_0 T] \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

При предварительных расчетах можно исходить из того, что  $T_0 \approx T_0 + 10 \text{ K}$ .

Поэтому уравнение (7) может быть использовано для оценки оптимального значения температуры испарителя компрессионного агрегата при проектном подборе его и осуществлении наладочных работ.

В практике весьма часто возникает задача обеспечения максимального понижения температуры объекта в малых объемах при отсутствии тепловыделений. Проектирование для этих целей компрессионно-термоэлектрического охладителя производится на режим  $\Delta T_{max}$ , при этом оптимальные значения  $T_n$  оказываются отличными от значений  $T_n$  для режима  $\varepsilon_{max}^{(KT)}$ .

Действительно, из расчета ТБ в этом случае на режим  $\Delta T_{max}$  следует:

$$Q_1^{(TB)} = \frac{n e^2}{R} \cdot \left[ \frac{3}{2} T_n^2 - \frac{1}{z} (T_n - T_0) \right], \quad (9)$$

где  $e$  – коэффициент термоэдс цепи;  $z$  – термоэлектрическая эффективность;  $R$  – электрическое сопротивление ветви термоэлемента;  $n$  – число термоэлементов в батарее.

Учитывая (2) и (4), получим:

$$K \frac{n e^2}{R} \cdot \left[ \frac{3}{2} T_n^2 - \frac{1}{z} (T_n - T_0) \right] = d_Q T_n + b_Q \quad (10)$$

Решая уравнение (10) относительно  $T_n$ , получим:

$$T_n = \frac{C_1}{2C_2} \cdot \left( 1 - \sqrt{\frac{1 - 4 \cdot C_2 \cdot C_0}{C_1^2}} \right), \quad (11)$$

где

$$C_0 = K \frac{n e^2}{R} z T_0 - b_Q;$$

$$C_1 = K \frac{n e^2}{R} z + d_Q;$$

$$C_1 = \frac{3}{2} K \frac{n e^2}{R}$$

Так как выражение

$$0 < \frac{n \cdot C_0 C_2}{C_1^2} < 1, \quad (12)$$

то, используя разложение в ряд Тейлора

$$\left( \frac{1 - 4 \cdot C_2 \cdot C_0}{C_1^2} \right)^{\frac{1}{2}} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{4 \cdot C_2 \cdot C_0}{C_1^2} \right) - \frac{1}{4} \left( \frac{4 \cdot C_2 \cdot C_0}{C_1} \right)^2, \quad (13)$$

получим, пренебрегая 3-м членом с погрешностью, не превышающей 7-10%:

$$T_n = \frac{K \frac{ne^2}{R} z T_0 - b_0}{K \frac{ne^2}{R} z + d_0}. \quad (14)$$

Уравнения (10) и (14) были использованы при предварительных расчетах конструкций различных вариантов компрессионно-термоэлектрических холодильников в объеме до 60 дм<sup>3</sup> и температур до минус 50°C.

- [1] Ю.Н. Цветков, А.Г. Щербина, Е.Г. Покорный, А.П. Садиков, Ф.Л. Эгмет, А.А. Бердин. Холодильная техника, 1971, № 1, с. 6-8.
- [2] И.В. Зорин, Э.Д. Зорина. В кн. «Термоэлектрические холодильники и генераторы», Л. «Энергия», 1973, с. 136.
- [3] В.Д. Вайнштейн, В.М. Кантрович. В кн. «Низкотемпературные холодильные установки», М., «Пищевая промышленность», 1972, с. 351.
- [4] А.М. Архаров, К.С. Буткевич. В кн. «Техника низких температур», М., «Энергия», 1976, с. 511.
- [5] Ф.К. Алекскеров. Диссертационная работа «Малогабаритные каскадные и компрессионно-термоэлектрические терmostаты для температур минус 50 – плюс 80°C.», 1987, с. 158.

F.K. Ələskərov

## KOMPRESİON-TERMOELEKTRİK SİSTEMİ SOYUDUCULARIN MÜXTƏLİF EKSTREMAL REJİMLƏRDƏ TEMPERATUR PARAMETRLƏRİ

Məqalədə kompress-termoelektrik sistemlərin müxtəlif ekstremal rejimlərdə temperatur parametrlərinin optimizə məsələləri öyrənilmişdir. Maksimum aşağı temperatur rejimində kompressiion-termoelektrik soyuducuları hesablanmışdır. Bu zaman kaskadlar arası temperaturun optimal qiymətləri ( $T_n$ )  $T_n$ -nin maksimum soyutma emsali rejimindəki qiymətlərindən fərqlidir. Temperaturun ( $T_n$ ) hesablanması üçün təpililmiş formulalar kompressiion-termoelektrik soyuducuların yaradılmasında istifadə edilmişdir.

F.A. Aleskerov

## TEMPERATURE PARAMETERS OF COMPRESSOR-THERMOELECTRIC SYSTEMS AT DIFFERENT EXTREME REGIMES

Problems of the optimization of temperature parameters of compressional-thermoelectric systems (CTS) are considered at different extreme regimes. Compressional-thermoelectric coolers have been projected at the regime of the maximum temperature lowering. Then optimum values of the temperature ( $T_n$ ) of the thermal integration of cascades (the temperature of the evaporator in the compressional set) differ from values  $T_n$  for the regime of the maximum cooler coefficient of CTS. Obtained formulas for the calculation of values T were used at designing of compressional-thermoelectric coolers.

# РАСЧЕТ ЧАСТИЧНЫХ ПРОВОДИМОСТЕЙ МЕЖДУ КОПЛАНАРНЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО КОМПОЗИЦИОННОГО ЭЛЕКТРООБОГРЕВАТЕЛЯ

Т.М. ХАЛИНА

*Алтайский Государственный Технический Университет  
656099, Россия, г. Барнаул, ул. Ленина, 46*

С целью более обоснованного проектирования низкотемпературных композиционных обогревателей методом конформного отображения и непосредственного определения напряженности электрического поля выполнен точный расчет частичных проводимостей между копланарными электродами обогревателей.

При проектировании низкотемпературных композиционных электрообогревателей помимо проводимостей между копланарными электродами (рисунок, а), найденных в работе [1], необходимо знать и частичные проводимости  $G_{12}, G_{13}$  между высокопотенциальным электродом 1 и участками  $A_0A_{01}, A_{02}A_1$ , соответственно, (рисунок, б). Это позволяет определить локальные распределения потребляемой мощности (температуры) электрообогревателя по ширине электродов. Для точного расчета применим метод конформного отображения и непосредственного определения напряженности поля с учетом математической аналогии между потенциальными полями [2]. Приняв заштрихованную область за часть плоскости комплексного переменного  $Z$ , конформно отобразим ее на верхнюю полуплоскость нового комплексного переменного  $\zeta$  таким образом, чтобы соблюдалось следующее соответствие точек указанных плоскостей:

Точки в плоскости	
$Z$	$\zeta$
0	0
$\pm(1-a)$	$\pm a_0$
$\pm(1-a+\Delta)$	$\pm a'_0$
$\pm(1-\Delta_1)$	$\pm a''_0$
$\pm 1$	$\pm a_1$
$\pm 1+jh$	$\pm a_2$
$jh$	$\pm \infty$

Данное отображение осуществляется следующей функцией [2]:

$$\zeta = a_1 \operatorname{sn}\left(K_0 \frac{Z}{l}, k_0\right), \quad (1)$$

где  $k_0 = \frac{a_1}{a_2}$  - модуль полного эллиптического интеграла первого рода  $K_0$ , определяемого соотношением

$$\frac{h}{l} = \frac{K'_0}{K_0}, \quad (2)$$

$K'_0$  - полный эллиптический интеграл первого рода с дополнительным модулем  $k'_0 = \sqrt{1 - k_0^2}$ ;

$\operatorname{sn}\left(K_0 \frac{Z}{l}, k_0\right)$  - эллиптический синус.

$$\text{При } Z = (1 - a)$$

$$\zeta = a_0 = a_1 \operatorname{sn}\left(K_0 \frac{1 - a}{l}, k_0\right),$$

отсюда

$$\frac{a_0}{a_1} = \operatorname{sn}\left(K_0 \frac{1 - a}{l}, k_0\right). \quad (3)$$

Аналогично находим:

$$\frac{a'_0}{a_1} = \operatorname{sn}\left(K_0 \frac{1 - a + \Delta}{l}, k_0\right); \quad (4)$$

$$\frac{a''_0}{a_1} = \operatorname{sn}\left(K_0 \frac{1 - \Delta_1}{l}, k_0\right). \quad (5)$$

Таким образом, геометрическая часть задачи получает точное решение с помощью конформного отображения.

Учитывая, что при конформных отображениях проводимости между соответствующими электродами сохраняются, достаточно найти проводимость в системе электродов, приведенной на рисунке, б.

Модуль напряженности поля  $E$  системы электродов в отображенной плоскости при  $\eta = 0$  и разность потенциалов  $\Delta U$  между пластинами были определены в [1] и имеют вид:

$$E_{\eta=0} = \frac{A}{\sqrt{\zeta^2 - a_0^2} \sqrt{\zeta^2 - a_1^2}}; \quad (6)$$

$$\Delta U = 2A \int_{a_0}^{a_2} \frac{d\xi}{\sqrt{(a_1^2 - \xi^2)(a_0^2 - \xi^2)}}. \quad (7)$$

Ток  $I_{12}$  на участке  $A'_0 A'_{01}$  электрода 2 на единицу длины определяется по формуле

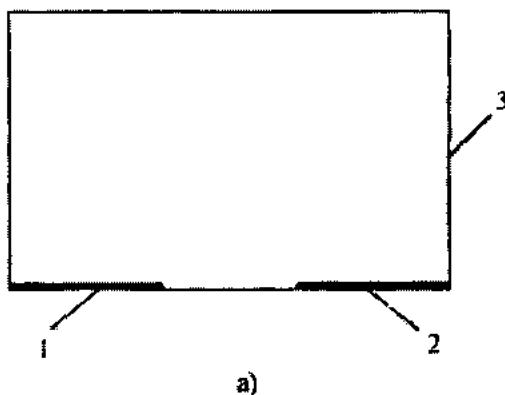
$$I_{12} = \gamma \int_{a_0}^{a'_0} E_{\eta=0} d\xi = \gamma A \int_{a_0}^{a'_0} \frac{d\xi}{\sqrt{(\xi^2 - a_0^2)(a_1^2 - \xi^2)}} \quad (8)$$

где  $\gamma$  - удельная электропроводность резистивного материала.

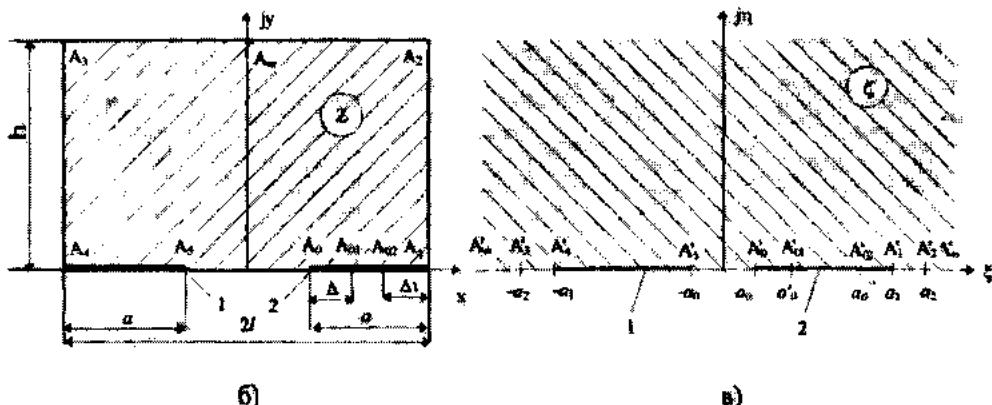
Приведя в (7) и (8) эллиптические интегралы к нормальной форме [3] и поделив (8) на (7), получим следующее выражение для частичной проводимости  $G_{12}$  на единицу длины

$$G_{12} = \frac{I_{12}}{\Delta U} = \gamma \frac{F(\varphi, k')}{2K(k)}, \quad (9)$$

где  $K(k)$  - полный эллиптический интеграл первого рода с модулем



a)



б)

в)

Рис. Система с компланарными электродами: а - исходная система; б - расчетная модель; в - система в отображенной плоскости; 1,2 - высокопотенциальный и низкопотенциальный электроды; 3 - резистивный материал.

$$k = \frac{a_0}{a_1} = sn\left(K_0 \frac{1-a}{1}, k_0\right) \quad (10)$$

в котором  $a_0/a'_0$  находится из отношения выражений (3) и (4)

$$\frac{a_0}{a'_0} = \frac{sn\left(K_0 \frac{1-a}{1}, k_0\right)}{sn\left(K_0 \frac{1-a+\Delta}{1}, k_0\right)}. \quad (13)$$

$F(\varphi, k')$  - неполный эллиптический интеграл первого рода с модулем

$$k' = \sqrt{1 - k^2} \quad (11)$$

и аргументом

$$\varphi = \arcsin \sqrt{\frac{1 - a_0^2/a_0'^2}{1 - a_0^2/a_1^2}}, \quad (12)$$

Если  $\Delta_1 = 0$ , а  $\Delta = a$ , то  $a'_0 = a''_0 = a_1$  и, как следует из (12),  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  и выражение для расчета проводимости  $G$  между электродами 1 и 2 совпадает с формулой, приведенной в [2]

$$G = \gamma \frac{K(k')}{2K(k)} \quad (14)$$

Для выбора оптимальных размеров технических устройств, реализующих рассмотренную расчетную модель, удобнее пользоваться относительной частичной проводимостью. Поделив левые и правые части выражений (9) и (14), получим

$$\frac{G_{12}}{G} = \frac{F(\phi, k')}{K(k')} \quad (15)$$

С целью сопоставления предельных значений частичных проводимостей найдем частичную проводимость между электродом 1 и участком  $A'_{02}A'_1$  и соответствующую частичную проводимость  $G_{13}$  в исходной плоскости. Так как ток  $I_{13}$  на единицу длины на участке  $A'_{02}A'_1$  определяется по формуле

$$I_{13} = \gamma \int_{a_0}^{a_1} E_{t=0} d\xi = A \gamma \int_{a_0}^{a_1} \frac{d\xi}{\sqrt{(a_1^2 - \xi^2)(\xi^2 - a_0^2)}} = \frac{A \gamma F(\phi_1, k')}{a_1} \quad (16)$$

то искомая частичная проводимость  $G_{13}$  на единицу длины

$$G_{13} = \frac{I_{13}}{\Delta U} = \frac{\gamma}{2} \frac{F(\phi_1, k')}{K(k)} \quad , \quad (17)$$

где  $F(\phi_1, k')$  - неполный эллиптический интеграл первого рода с модулем  $k'$  и аргументом

$$\phi_1 = \arcsin \sqrt{\frac{1 - a_0''^2/a_1^2}{1 - a_0^2/a_1^2}} \quad . \quad (18)$$

По аналогии с относительной частичной проводимостью  $G_{12}/G$  на основании (17), (14) найдем относительную частичную проводимость  $G_{13}/G$ , которая определяется по формуле

$$\frac{G_{13}}{G} = \frac{F(\phi_1, k')}{K(k')} \quad . \quad (19)$$

Если  $A_{01}=A_{02}$ , т. е.  $\Delta + \Delta_1 = a$ , то  $a'_0 = a''_0$  и, очевидно, должно выполняться следующее равенство:

$$G = G_{12} + G_{13} \quad . \quad (20)$$

Подставив в (20) правые части формул (14), (9) и (17), получим

$$K(k') = F(\phi, k') + F(\phi_1, k') \quad . \quad (21)$$

Тождество (21) выполняется, так как [4]  $\operatorname{ctg}\phi_1 = ktg\phi$ , поэтому справедлива и формула (20). Формулы (9) и (17) показывают, что частичные проводимости системы довольно сложным образом зависят от ее геометрических характеристик, т. к. получены для произвольных размеров электродов. Если участки электродов  $\Delta$  и  $\Delta_1$  малы, то указанные выражения можно существенно упростить, приведя их к виду, удобному для анализа и расчета. Указанная цель достигается путем разложения всех функций, через которые определяются проводимости, в ряды [3] при сохранении в последних одного или двух членов.

Для анализа распределения частичных проводимостей в системе особый интерес представляет отношения частичных проводимостей, в которых токи подсчитываются на крайних участках, т. е.  $G_{12}/G_{13}$ . Выведем приближенную расчетную формулу для указанного случая при  $\Delta=\Delta_1$ ,  $\frac{a}{l} \ll 1, \frac{l}{h} \gg 1$  и

$$\frac{\Delta}{a} \ll 1 \quad .$$

Поделив левые и правые части формул (9) и (17), получим

$$\frac{G_{12}}{G_{13}} = \frac{F(\phi, k')}{F(\phi_1, k')} \quad . \quad (22)$$

Так как  $\frac{\Delta}{a} \ll 1$  и  $\frac{\Delta_1}{a} \ll 1$ , то  $\frac{a'_0}{a_0} \sim 1$  и  $\frac{a'_1}{a_1} \sim 1$ .

Тогда из (12) и (18) следует, что

$$\phi \approx \sqrt{\frac{1 - a_0^2/a_1^2}{1 - a_0''^2/a_1^2}}; \phi_1 \approx \sqrt{\frac{1 - a_0''^2/a_1^2}{1 - a_0^2/a_1^2}} \quad , \quad (23)$$

$\phi \ll 1$  и  $\phi_1 \ll 1$ , следовательно,  $F(\phi, k') \approx \phi$ , а  $F(\phi_1, k') \approx \phi_1$  и поэтому выражение (22) примет следующий приближенный вид

$$\frac{\tilde{G}_{12}}{\tilde{G}_{13}} \approx \frac{\phi}{\phi_1} \approx \sqrt{\frac{1 - a_0^2/a_1^2}{1 - a_0''^2/a_1^2}} \quad . \quad (24)$$

Используя правила приближенных вычислений в эллиптических функциях Якоби при  $\frac{1}{h} \gg 1$  и

$\frac{a}{l} \ll 1$ , находим:

$$\frac{a'_0}{a_1} = sn\left(K_0 \frac{1-a}{l}, k_0\right) \approx 1 - \frac{1}{2} k_0'^2 K_0^2 \frac{a^2}{l^2}; \quad (25)$$

$$\frac{a'_1}{a_1} = sn\left(K_0 \frac{1-a+\Delta}{l}, k_0\right) \approx 1 - \frac{1}{2} k_0'^2 K_0^2 \left(\frac{a-\Delta}{l}\right)^2; \quad (26)$$

$$\frac{a'}{a_1} = \operatorname{sn}\left(K_0 \frac{1-\Delta}{l}, k_0\right) \approx 1 - \frac{1}{2} K_0'^2 K_0^2 \frac{\Delta^2}{l^2}. \quad (27)$$

Подставляя (25) - (27) в (24) после ряда преобразований и упрощений находим приближенное выражение для расчета искомого отношения

$$\frac{\tilde{G}_{12}}{\tilde{G}_{13}} \approx \sqrt{\frac{2a}{\Delta}}. \quad (28)$$

Если, например,  $\Delta/a = 0,1$ , то  $\tilde{G}_{12}/\tilde{G}_{13} = 4,5$ , т. е. частичная проводимость  $G_{12}$  превышает частичную проводимость  $G_{13}$  в 4,5 раза.

Этот вывод подтверждается и численными значениями относительных частичных проводимостей  $G_{12}/G$ , рассчитанными на ЭВМ по точной формуле (15). Как следует из полученных данных, на участке  $A_0A_{01}$  с относительной шириной  $\Delta/a = 0,1 = 10\%$  сосредоточены следующие значения относительных частичных проводимостей  $G_{12}/G$  в зависимости от отношений  $\frac{a}{l}$  и  $\frac{l}{h} = 1$  (значения слева) и  $\frac{l}{h} = 5$  (значения справа):

$\frac{G_{13}}{G}, \%$	29-36	30-48	33-57	36-64
$\frac{a}{l}$	0,2	0,4	0,6	0,8

В тоже время на участке  $A_{02}A_1$  с такой же относительной шириной  $\Delta_1/a = 0,1 = 10\%$  значения относительных частичных проводимостей  $G_{13}/G$ , рассчитанные на основе формулы (20), имеют довольно малые значения:

$\frac{G_{13}}{G}, \%$	6,3-4,4	5,9-1,8	5,4-0,6	4,6-0,2
$\frac{a}{l}$	0,2	0,4	0,6	0,8

Из приведенных данных нетрудно подсчитать, что с увеличением отношения  $\frac{a}{l}$  отношение  $G_{12}/G_{13}$  увеличивается от 4,6 (при  $\frac{a}{l} = 0,2$ ;  $\frac{l}{h} = 1$ ) до 320 раз (при  $\frac{a}{l} = 0,8$ ;  $\frac{l}{h} = 5$ ).

Аналогичные данные получены и при  $\frac{a}{h} \rightarrow 1$  и  $\frac{a}{h} \gg 1$

даже при  $\frac{a}{l} \ll 1$ . Например, при  $\Delta/a = \Delta_1/a = 0,1$ ;  $\frac{a}{h} = 0,9$ ;

$\frac{l}{h} = 5$  ( $\frac{a}{l} = 0,18$ ) значения  $\frac{G_{12}}{G} = 67\%$ ,  $\frac{G_{13}}{G} = 0,1\%$ , а

$\frac{G_{12}}{G_{13}} = 670$ . С уменьшением отношения  $\frac{a}{h}$  отношение

$\frac{G_{12}}{G_{13}}$  понижается и, например, при  $\Delta/a = \Delta_1/a = 0,1$ ;  $\frac{a}{h} = 0,5$ ;  $\frac{l}{h} = 5$  отношение  $\frac{G_{12}}{G_{13}} = 52$ , т.е. в этом случае

равномерность распределения проводимости по ширине электродов увеличивается. Из данных расчета следует также, что при  $\frac{a}{l} \sim 1$  и  $\frac{l}{h} \gg 1$  на участке  $A_0A_{01}$  с малой

шириной  $\Delta$  сосредоточена практически вся проводимость системы. Например, при  $\frac{a}{l} = 0,8$  и  $\frac{l}{h} = 5$  на участке  $A_0A_{01}$  с относительной шириной  $\Delta/a = 30\%$  сосредоточено 90% проводимости системы. Нетрудно подсчитать, что на остальной участок  $A_{02}A_1$  с относительной шириной  $\Delta_1/a = 70\%$ , что составляет  $\Delta_1 = 0,561$ , приходится всего 10 % проводимости системы, т.е. на большей половине системы (56 %) на участке  $A_{02}A_1$  практически не будет протекать электрический ток и, следовательно, она не будет нагреваться.

Более благоприятные условия получены для случая

$\frac{l}{h} \gg 1$  при  $\frac{a}{l} \ll 1$  или  $0,1 \leq \frac{a}{h} \leq 0,9$ . В этом случае, как

следует из данных расчета, например, при  $\frac{a}{h} = 0,5$ ;  $\frac{l}{h} = 5$  на участке  $\Delta/a = 0,5$  сосредоточено 91,2 % проводимости системы, а на остальную часть системы с шириной  $\Delta_1 = 0,051$  проходит 8,8%. В этом случае только на участке  $A_{02}A_1$  с относительной шириной  $\frac{\Delta_1}{l} = 5\%$  не

будет протекать ток, причем при отношении  $\frac{l}{h} \geq 5$  указанный процент будет падать.

Таким образом, для более равномерного распределения проводимости по ширине электродов и уменьшения зон, в которых проводимость и, следовательно, ток и потребляемая мощность электрообогревателя малы, следует уменьшать отношения  $\frac{a}{l}$  или  $\frac{a}{h}$ .

Данные расчета, совместно с формулой (20), позволяют определить относительную погрешность

формулы (28), которая при  $\frac{A}{a} \leq 0,3$ ,  $\frac{a}{h} \leq 0,1$  и  $\frac{l}{h} \geq 2$  не превышает 17%.

При необходимости расчета приближенных относительных значений частичных проводимостей  $\frac{\tilde{G}_{12}}{\tilde{G}}$  и  $\frac{\tilde{G}_{13}}{\tilde{G}}$  приближенную проводимость  $\tilde{G}$  можно определить по формуле [1]

$$\frac{\tilde{G}}{\gamma} = \frac{h}{2l \left( 1 + \frac{2h}{\pi l} \ln \frac{2h}{\pi a} \right)} \quad (29)$$

Точные значения безразмерной проводимости  $\frac{G}{\gamma}$

могут быть использованы для определения точных значений частичных проводимостей  $G_{12}$ , а с учетом (20) и частичных проводимостей  $G_{13}$  системы.

Полученные точные и приближенные формулы и выводы, а также массив численных значений проводимостей позволяет более обоснованно проектировать низкотемпературные композиционные электрообогреватели.

- [1] *M. Халин. Электротехника, 1996, № 6, с. 56 - 59.*
- [2] *Ю.А. Иоссель, Э.С. Кочанов, М.Г. Струнский. Расчет электрической емкости, Л.: Энергия, 1981, с. 288.*
- [3] *И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М.: Физматгиз, 1963, с. 1100.*

- [4] *P.F. Byrd, M.D. Friedman. Handbook of elliptic integrals for engineers and physicists, Berlin, Gottingen, Heidelberg: Springer-Verlag, 1954, p. 650.*

T.M. Xalina

### ALÇAQ TEMPERATURLU KOMPOZİSYALI QIZDIRICILARIN KOPLANAR ELEKTRODLARI ARASINDAKI QISMİ KEÇİRİCİLİYİN HESABATI

Alçaq temperaturlu kompozisiyalı qızdırıcıların optimal layingileşdirilmesi məqsədile elektrik sahəsinin bilavasitə tə'yin edilməsi və konform eks olunma metodu ilə qızdırıcının koplanar elektrodları arasındakı qismi keçiriciliyin dəqiq hesabati yerinə yetirilmişdir.

T.M. Khalina

### CALCULATION OF PARTIAL CONDUCTIVITIES BETWEEN THE CO-PLANAR ELECTRODES OF THE LOW TEMPERATURE COMPOSITION ELECTRICAL HEATER

With the purpose of more reasonable designing of low temperature composition electrical heaters the calculation of partial conductivity between the co-planar electrodes of heaters is carried out by the method of conform reflection and immediately determination of the electrical field intensity.

# ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ИОНАМИ $Ni^{2+}$ В $Ni\text{-Cr-Sb-K}/\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ КАТАЛИЗАТОРЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРОКАЛКИ

**С.А. ДЖАМАЛОВА, О.Н. НОВРУЗОВ, А.А. КАСИМОВ, С.А. ЗЕЙНАЛОВА,  
Х.А. АМРАХОВА**

*Институт нефтехимических процессов АН Азербайджана*

*Баку, ул. Н. Рафиева, 30*

В настоящей статье представлены результаты исследований влияния магнитного состояния оксидов элементов, входящих в состав катализатора, на их катализическую активность в зависимости от температуры прокалки.

Установлено, что увеличение температуры прокалки катализатора до  $600^{\circ}\text{C}$  вызывает рост обменного взаимодействия между ионами  $Ni^{2+}$  и, как следствие, повышение активности катализатора. Выше температуры прокалки катализатора  $600^{\circ}\text{C}$  наблюдается стабилизация обменного интеграла, что объясняется завершением формирования структуры катализатора в процессе его прокаливания.

В результате исследования влияния магнитного состояния оксидов переходных элементов на их катализическую активность, установлено, что увеличение температуры прокалки катализатора до определенного предела вызывает рост обменного взаимодействия между ионами  $Ni^{2+}$  и, как следствие, активность катализатора повышается. Изменение магнитного состояния катализаторов и их электронных свойств характеризуется обменным взаимодействием (OB) ионов металлов в соединениях.

Оксиды переходных металлов являются составной частью многих катализаторов. Известно, что физико-химические свойства твердых тел, в частности катализаторов, зависят от магнитного состояния. Так, при переходе стехиометрической закиси никеля из анти- в парамагнитное состояние вблизи точки Нееля ( $T_N$ ) наблюдается аномальное изменение коэффициента теплового расширения, магнитной восприимчивости ( $\chi$ ), удельной теплоемкости, электропроводности и ряда других свойств.

В литературе имеются работы [1], свидетельствующие о том, что изменение конфигурации спинов в решетке твердого тела могут определенным образом влиять на его катализические свойства.

Для закиси никеля обнаружены изменения в кинетике катализического окисления оксида углерода (CO) и изотопного обмена кислорода. В тоже время, в других работах не были установлены какие-либо изменения в кинетических характеристиках окисления CO в окрестности  $T_N$ .

Противоречивость результатов отдельных работ вызывает, на наш взгляд, необходимость проведения исследований влияния магнитного состояния оксидов переходных элементов на их катализическую активность.

Известно [1,2], что антиферромагнитное взаимодействие между ионами  $Ni^{2+}$  в  $NiO$  или других оксидах осуществляется через ион  $O^{2-}$  по, так называемому, механизму косвенного обмена Крамерса-Андерсена. Введение посторонних ионов в  $NiO$  может привести к резкому изменению обменного взаимодействия [1], что вызывает смещение точки перехода в сторону низких температур. Экспериментально важным параметром для оценки обменного взаимодействия в антиферромагнетиках является изменение магнитной восприимчивости в точке Нееля ( $T_N$ ) и при температуре Вейсса [2,3]. Для оценки обменного взаимодействия в  $NiO$  по  $T_N$  и  $\chi(T_N)$  удобно

использовать метод Бете-Пайерса-Вейсса (БПВ), в котором обменный интеграл  $|J|$  определяется выражением

$$\frac{|J|}{k} = \Gamma(z, s) \cdot C_m \cdot \chi_m^{-1}(T_N),$$

где  $k$  – постоянная Больцмана ( $1.39 \cdot 10^{-23}$  Дж·К<sup>-1</sup>);  $z$  – в данном случае, число ближайших соседей ионов  $Ni^{2+}$ ;  $C_m$  – молярная постоянная Кюри;  $\chi(T_N)$  – магнитная восприимчивость в точке Нееля;  $s$  – спин на один атом.

$$\Phi(z, s) = \frac{3}{2} z \cdot s (s + 1);$$

$$\Gamma(z, s) = \frac{(z - 2) \cdot z^{-1} \cdot (z - 1)^{-1}}{4 \cdot (z - 1) \cdot s \cdot (s + 1)}$$

где  $z$  – функция Ланжевена. Значения функций  $\Phi$  и  $\Gamma$  даны в работе Дж. Смарта [4] для различных  $z$  и  $s$ . Для гранецентрированной кубической решетки можно принять  $z=6$ , а объемно-центрированной решетки  $z=8$ .

Можно рассматривать случаи, когда имеется только два основных взаимодействия:

- взаимодействие с первой координационной сферой -  $J_1$ ;
- взаимодействие со второй координационной сферой -  $J_2$ .

При расчете обменного взаимодействия мы ограничились взаимодействием лишь с первой координационной сферой. Для оксида никеля было принято  $s = 1$ , а среднее значение функции  $\Phi(z, s) = 0.125$ . Для катализаторов, синтезированных в условиях пониженного давления, с увеличением температуры прокалки от 673 до 873 K растет значение температуры Нееля с 493 до 543 K (см. табл. 1). Дальнейшее повышение температуры вызывает некоторую стабилизацию изменения величины температуры Нееля и уже при температуре выше 923 K наблюдается ее спад (Рис.1).

Энергия магнитного взаимодействия нескомпенсированных спинов соседних атомов при комнатной темпера-

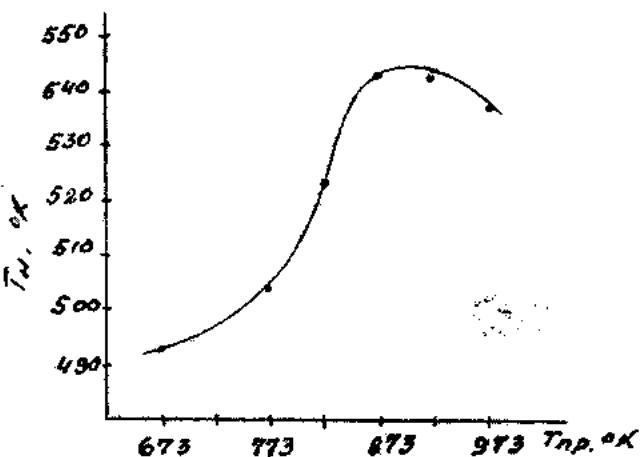


Рис. 1. Изменение значения температуры Нееля ( $T_N$ ) от прокалки ( $T_{пр.}$ ).

туре меньше величины  $E < kT$ , поэтому спины ориентированы почти антипараллельно и наблюдается антиферромагнетизм. Однако, энергии равной  $kT$  достаточно, чтобы вызвать некоторые флуктуации суммарного магнитного момента системы неспаренных спинов. Выше температуры Нееля энергия магнитного взаимодействия становится больше  $kT$  и при этом антиферромагнетизм разрушается и система становится парамагнитной.

С ростом концентрации парамагнитных центров ( $\mu$ ) растет число, непарных электронов в соответствии с  $\mu = \sqrt{n} \cdot (n + 1)$ , где  $n$  – число непарных электронов.

Таблица 1

Оценка обменных взаимодействий между ионами никеля в  $Ni-Cr-Sb-K/\gamma-Al_2O_3$  катализаторе в зависимости от температуры прокалки ( $T_{прок.}$ ).

\* - расчет проведен по методу БПВ.

$T_{прок.}, K$	$T_N, K$	$J/k, *$
673	493	61.625
773	503	62.875
823	523	65.375
873	543	67.875
923	543	67.875
973	538	67.250

Смещение точки Нееля в сторону высоких температур с ростом температуры прокалки указывает на то, что

- [1] J.A. Pople, A.G. Segal. J.Chem.Phys., 1987, v.47, p.158  
[2] Д.А. Жоголев, В.Б. Волков. В кн. «Методы, алгоритмы и программы для квантово-химических расчетов молекул», Наукова Думка, Киев, 1976.

происходит усиление степени антиферромагнитного взаимодействия в катализаторе. Как следует из рис.2, обменный интеграл растет до температуры прокалки 873 K до величины 67.9. Затем до 923 K несколько стабилизируется, а выше 923 K снижается, что по-видимому связано с формированием структуры катализатора в процессе прокаливания. Однако, надо отметить, что при температурах прокалки выше температуры Нееля катализатор переходит в парамагнитное состояние и, следовательно, в катализаторе происходит переход от сильно отрицательных антиферромагнитных взаимодействий до слабых парамагнитных.

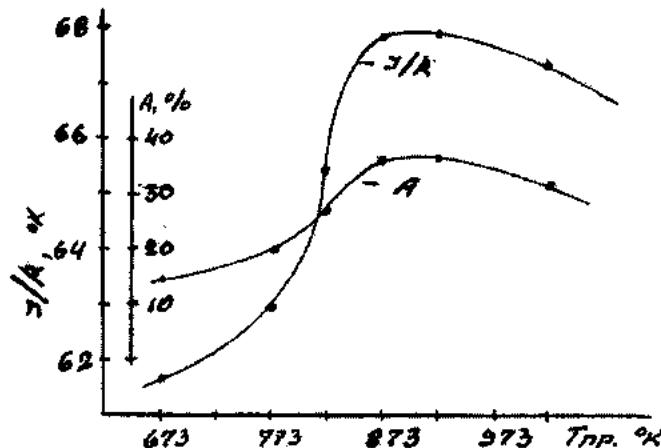


Рис. 2. Изменение обменного взаимодействия ( $J/k$ ) между ионами никеля ( $Ni^{2+}$ ) в  $Ni-Cr-Sb-K/\gamma-Al_2O_3$  катализаторе и его активность в реакции дегидрирования пропана в зависимости от температуры прокалки ( $T_{пр.}$ ).

В виду того, что на данном катализаторе исследуемый процесс дегидрирования пропана проводят при температурах выше 500 °C, то есть при температурах значительно выше  $T_N$  и, следовательно, как на поверхности катализатора, так и в объеме закись никеля находится в парамагнитном состоянии. Причем активность катализатора при температуре прокалки выше 500 °C растет и, следовательно, рост активности катализатора обусловлен ростом парамагнитных центров выше температуры Нееля (Рис. 2).

- [3] D.W. Kiar, H.S. Hush, J.R. Jandle. J. Chem. Phys., 1972, v. 57, p. 3503.  
[4] Дж. Смарт. В кн. «Эффективное поле в теории магнетизма», М., 1968, с. 271.

S.Ә. Camalova, O.N. Novruzov, A.Ә. Qasimov, S.H. Zeynalova, X.Ә. Әmrəhova

## KÖZƏRMƏ TEMPERATURUNDAN ASILI OLARAQ $Ni-Cr-Sb-K/\gamma-Al_2O_3$ KATALİZATORUNDA $Ni^{2+}$ İONLARI ARASINDA QARŞILIQLI TƏ'SİR MÜBADİLƏSİ

Bu məqaledə katalizatorların tərkibində olan elementlərin oksidlərinin maqnit halının onların katalitik aktivliyinə tə'sirinin tədqiqinin nəticələri göstərilib.

Müəyyən olunmuşdur ki, közərtmə temperaturunun 600 °C-ə qədər artması  $Ni^{2+}$  ionları arasında qarşılıqlı tə'sir mübadilesinin böyümesinə, bunun da nəticəsində katalizatorun aktivliyinin artmasına səbəb olur.

Közərtmə temperaturunun 600 °C-de olduqda dəyişen integrallın stabilşəməsi müşahidə olunur ki, bu da katalizatorun közərtmə prosesində onun quruluşunun tam formalşmasının başa çatması ilə izah olunur.

С.А. ЖАМАЛОВА, О.Н. НОВРУЗОВ, А.А. КАСИМОВ, С.А. ЗЕЙНАЛОВА, Х.А. АМРАХОВА

S.A. Jamalova, O.N. Novruzov, A.A. Kasimov, S.A. Zeinalova, Kh.A. Amrakhova

## **EXCHANGE INTERACTION BETWEEN $\text{Ni}^{2+}$ IONS IN $\text{Ni-Cr-Sb-K}/\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ CATALYST DEPENDING ON CALCINATION TEMPERATURE**

The result of study of determination of the effect of magnetic state of oxides of the catalyst elements on their catalytic activity depending on calcinations temperature are presented in the article.

It has been established that the increase of the catalyst calcinations temperature to 600 °C leads to the growth of exchange interaction between  $\text{Ni}^{2+}$  ions and consequently to increase of catalyst activity.

At temperature higher than catalyst calcinations temperature at 600°C the exchange integral stabilization is observed and this is explained by completion of catalyst structure formation during its calcination.

*Дата поступления: 11.06.99*

*Редактор: Т.Р. Мехтиев*