

## AŞQARLI YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ TERMOMAQNİTİK DALĞALAR

E.R. HƏSƏNOV<sup>1,2</sup>, Ş.Q. XƏLİLOVA<sup>2</sup>, R.K. MUSTAFAYEVA<sup>1</sup>

Bakı Dövlət Universiteti, Z. Xəlilov küç., 23, Bakı, Azərbaycan

Elm və Təhsil Nazirliyinin Fizika İnstitutu, H.Javid pr-ti, 131 Bakı, Azərbaycan

E-mail: [shahlaganbarova@gmail.com](mailto:shahlaganbarova@gmail.com)

GeAu tipli aşqarlı yarımkeçiricilərdə həyəcanlı maqnit sahələrinin təsiri altında müəyyən tezlikli termomaqnit dalğası yaranır. Hidrodinamik hərəkətlərin sürəti dalğa vektoruna perpendikulyar istiqamətləndirilir. Elektron tutma tezliyi (rekombinasiya zamanı) və dəşik emissiyasının tezliyi müəyyən nisbətlərlə dəyişir. Xarici elektrik sahəsi temperatur gradientinə perpendikulyar yönəldilmişdir. Temperatur qradienti və xarici elektrik sahəsinin digər istiqamətləri üçün həyəcanlanmış termomaqnit dalğası fərqli bir tezlikdə baş verir. Termomaqnit dalğalarının qeyri-sabitliyi şərtləri sabit temperatur qradienti qiymətindən və nümunənin temperaturundan asılıdır. GeAu nümunəsindəki aşqarın ədədi qiyməti termomaqnit dalğalarının həyəcanlanması üçün çox vacibdir. Göstərilən problem xarici maqnit sahəsi olmadan həll edilir. Xarici bir maqnit sahəsinin olması, şübhəsiz ki, termomaqnit dalğalarının oyanması üçün şərtləri əhəmiyyətli dərəcədə dəyişdirəcəkdir. Bu nəzəriyyə bütün dəyişən fiziki kəmiyyətlərin kiçik dalğalanmaları üçün qurulmuşdur. Termoelektrik enerjinin elektron və dəşik hissələri yük daşıyıcılarının yaranması və rekombinasiyasının xarakterik tezlikləri ilə ifadə edilir. Termomaqnit dalğalarının həyəcanlanması üçün şərait tək və ikiqat yüklü mərkəzlər daha aktiv olduqda nəzərə alınır. Şarj daşıyıcıları tam tək və ikiqat mənfi mərkəzlərlə dəyişir. Bu yarımkeçiricilərdə termomaqnit dalğaları görünəndə elektron konsentrasiyalarının dəşik konsentrasiyalarına nisbəti müəyyən qiymətlərə malik olur.

**Açar sözlər:** cərəyan sıxlığı, termomaqnit dalğaları, aşqarlı yarımkeçiricilər, Nernst-Ettingshausen effekti əmsalı

**PACS:** 78.55, 73.22.CD, 73.22

## GİRİŞ

Keçirici mühitlərdə yük daşıyıcılarının hidrodinamik hərəkətləri dəyişən maqnit sahəsi yaradır ki, bu da sabit temperatur qradienti  $\vec{\nabla}T = \text{const}$  olduqda tezliyə malik termomaqnit dalğaları [1] həyəcanlandırır  $\omega_T = -c\Lambda'k\vec{\nabla}T$  ( $\vec{k}$  - dalğa vektoru,  $\Lambda'$  - Nernst-Ettingshausen effekti əmsalı). İzotrop və anizotrop keçirici mühitlərdə termomaqnit dalğaları uzununa  $\vec{k}||\vec{\nabla}T$  və eninə istiqamətlərdə yayıla bilər  $\vec{k} \perp \vec{\nabla}T$  [2].

Aşqarlı yük daşıyıcıları zamanla nəsil və rekombinasiya ilə dəyişir və yarımkeçirici qeyri-bərabər və tarazlıq vəziyyətinə keçir. Məsələn, GeAu yarımkeçiricisində, qəfəsdəki qızıl (Au) atomları beş yük vəziyyətində, neytral, tək mənfi yük vəziyyətində və ikiqat mənfi yük vəziyyətində, üçlü mənfi yük vəziyyətində və müsbət yük vəziyyətində qablaşdırılır. Xarici şəraitdən (elektrik sahəsinin mövcudluğu, maqnit sahəsi, temperatur qiyməti və s.) asılı olaraq, bu aşqarlıq səviyyələri az, və ya çox dərəcədə aktivdir. Otaq temperaturunda Ge-də tək və iki dəfə mənfi qızıl çirkələri daha aktivdir [2]. GeAu birləşməsindəki qeyri-sabit vəziyyətlər [3, 4, 5]-də nəzəri cəhətdən daha ətraflı öyrənilmişdir. Təbii ki, GeAu tipli yarımkeçiricilərdə termomaqnit dalğalarının həyəcanlanması elmi maraq doğurur.

Bu nəzəri işdə sabit temperatur qradienti olduqda iki növ yük daşıyıcısı (elektron və dəşik) olan yarımkeçiricilərdə termomaqnit dalğalarının həyəcanlanması şərtlərini öyrənəcəyik. Yükdaşıyıcıların generasiyasını və rekombinasiyasını nəzərə alaraq, GeAu tipli yarımkeçiricilərdə qeyri-sabit termomaqnit dalğalarının həyəcanlanması zamanı xarici elektrik sahəsinin dəyişmə intervalını və generasiya ilə rekombinasiya tezlikləri arasında əlaqəni tapırıq.

## PROBLEMIN ƏSAS TƏNLİKLƏRİ

Nümunənin daxilində hidrodinamik hərəkətlərin olması halında aşağıdakı formada elektrik sahəsi yaranır

$$\vec{E}^* = \vec{E} + \frac{[\vec{\nabla}\vec{H}]}{c} + \frac{T}{e} \left( \frac{\nabla n_+}{n_+^0} - \frac{\nabla n_-}{n_-^0} \right) \quad (1)$$

$\vec{E}$  - xarici elektrik sahəsi,  $\vec{\nabla}$  - hidrodinamik hərəkətlərin sürəti,  $\vec{H}$  - hidrodinamik hərəkətlərdə yaranan maqnit sahəsi,  $\frac{T \nabla n_+}{e n_+^0}$  və  $\frac{T \nabla n_-}{e n_-^0}$  dəliklərin və elektronların konsentrasiyası dəyişdikdə nümunə daxilində həyəcanlanan elektrik sahələridir.

Elektronların və dəliklərin cari sıxlığı formaya malikdir:

$$\vec{j}_- = -\sigma_- \vec{E}^* - \sigma'_- [\vec{E}^* \vec{H}] - \alpha_- \vec{\nabla}T - \alpha'_- [\vec{\nabla}T \vec{H}] \quad (2)$$

$$\vec{j}_+ = \sigma_+ \vec{E}^* + \sigma'_+ [\vec{E}^* \vec{H}] + \alpha_+ \vec{\nabla}T + \alpha'_+ [\vec{\nabla}T \vec{H}] \quad (3)$$

$$\vec{j} = \vec{j}_+ - \vec{j}_- \quad (4)$$

$$\vec{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot} \vec{H} \quad (4)$$

$\sigma_{\pm}$ -dəşik və elektron keçiriciliklər,  $\sigma'_{\pm}$ -dəşik və elektron Hall keçiricilikləri,  $\alpha_{\pm}$ -dəşik və elektron termoenerji,  $\alpha'_{\pm}$ -dəşik və elektron Hall termoenerjisi,  $\vec{H}$  - hidrodinamik hərəkətlə həyəcanlanan maqnit sahəsidir.

Problemi xarici maqnit sahəsi olmadan nəzərdən keçiririk və buna görə də  $\vec{H} = \vec{H}'$ ,  $H_0 = 0$ .

(4)-ə (1-3) əvəz etsək

$$\vec{E} = -\frac{[\vec{\mathcal{G}}\vec{H}]}{c} + \Lambda'[\nabla TH] + \frac{c}{4\pi\sigma} \text{rot}\vec{H} + \frac{T}{e} \left( \frac{\nabla n_+}{n_+^0} - \frac{\nabla n_-}{n_-^0} \right) - \Lambda \nabla T \quad (5)$$

alırıq. Burada  $\sigma = \sigma_+ + \sigma_-$ ,  $\Lambda = \frac{\alpha}{\sigma}$  - diferensial termogüc,  $\Lambda' = \frac{\alpha'\sigma - \alpha\sigma'}{\sigma^2}$  - Nernst-Ettingshausen effektinin əmsalı

$$\begin{aligned} (E', H') &\sim e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)} \\ \frac{\partial H}{\partial t} &= -c \text{rot} E \\ H' &= \frac{c}{\omega} [\vec{k}\vec{E}'] \end{aligned} \quad (6)$$

Yük daşıyıcılarının rekombinasiyası və generasiyası mövcud olduqda, elektronlar və dəliklər üçün davamlılıq tənliyi formaya malikdir.

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} + \text{div}\vec{j}_- = \left( \frac{\partial n_-}{\partial t} \right)_r, \quad \frac{\partial n_+}{\partial t} + \text{div}\vec{j}_+ = \left( \frac{\partial n_+}{\partial t} \right)_r \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = \gamma_-(0)n_{1-}N_- - \gamma_-(E)n_-N, \quad \frac{\partial n_+}{\partial t} = \gamma_+(E)n_{1+}N - \gamma_+(0)n_+N_- \quad (8)$$

Burada  $N$  - bir dəfə mənfi mərkəz,  $N_-$  - iki dəfə mənfi mərkəz,  $n_{1+} = \frac{\gamma_+(0)N_-^0}{\gamma_+(E_0)N^0} n_+^0$ ,  $n_{1-} = \frac{\gamma_-(E_0)N^0}{\gamma_-(0)N_-^0} n_-^0$  - təfərrüat vəziyyətində konsentrasiya.

## NƏZƏRİYYƏ

Dispersiya tənliyini əldə etmək üçün (5-6-7-8) və tənliyi birlikdə həll etməliyik.

$$\frac{\partial N_-}{\partial t} = \left( \frac{\partial n_+}{\partial t} \right)_r - \left( \frac{\partial n_-}{\partial t} \right)_r \quad (9)$$

$$N = N_+ + N_- = \text{const} \quad (10)$$

Aşağıdakı xarakterik tezlikləri təqdim edirik

$$\nu_- = \gamma_-(E_0)N^0, \quad \nu_+ = \gamma_+(0)N_-^0, \quad \nu_+^E = \gamma_+(E_0)N^0, \quad \nu_-(0) = \gamma_-(0)n_+, \quad \nu_+(0) = \gamma_+(0)n_+^0$$

Bütün  $(E', H', n'_\pm) \sim e^{i(\vec{k}\vec{x} - \omega t)}$  dəyişənləri nəzərə alaraq (5-10) tənliyindən  $E'$  və  $n'_\pm$  üçün aşağıdakı iki tənliyi asanlıqla əldə edirik.

$$\begin{aligned} -i\omega n'_+ + \text{div} \left\{ \vec{\mathcal{G}}_+ n'_+ + n_+^0 \mu_+^0 \vec{E}' + \frac{n_+^0 \mu_+^0}{c} [\vec{\mathcal{G}}_0 \vec{H}'] + i \frac{n_+^0 \mu_+^0}{e} T \vec{k} \left( \frac{n'_+}{n_+^0} - \frac{n'_-}{n_-^0} \right) + n_+^0 \mu_{1+}^0 [\vec{E}_0 \vec{H}'] + i \vec{k} \alpha_+ n'_+ \right\} = \\ = -\nu_+^E \frac{\nu_+(0)n'_+ - \nu_- n'_-}{i\omega - \Omega} - \nu_+(0)n'_+ \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} -i\omega n'_- + \text{div} \left\{ -\vec{\mathcal{G}}_- n'_- - n_-^0 \mu_-^0 \vec{E}' - \frac{n_-^0 \mu_-^0}{c} [\vec{\mathcal{G}}_0 \vec{H}'] - i \frac{n_-^0 \mu_-^0 T}{e} \vec{k} \left( \frac{n'_+}{n_+^0} - \frac{n'_-}{n_-^0} \right) + n_-^0 \mu_{1-}^0 [\vec{E}_0 \vec{H}'] - i \vec{k} \alpha_- n'_- \right\} = \\ = \nu_-(0) \frac{\nu_+(0)n'_+ - \nu_- n'_-}{i\omega - \Omega} - \nu_- n'_- \end{aligned} \quad (12)$$

$$\left(1 + \frac{2\omega_T}{\omega} - \frac{2\bar{k}\bar{\vartheta}_0}{a\omega} + i\frac{c^2k^2}{4\pi a\sigma\omega}\right)\bar{E}' = \frac{iT}{e}\bar{k}\left(\frac{n'_+}{n_+^0} - \frac{n'_-}{n_-^0}\right) + \frac{2\Lambda\bar{\nabla}T\gamma}{E_0^2}\bar{E}_0\bar{E}'$$

$$\Omega = \nu_+ + \nu_- + \nu_+(0) + \nu_-(0)$$

$$a = 1 + \frac{2\bar{k}\bar{\vartheta}_0}{\omega}, \bar{\vartheta}_\pm = \mu_\pm\bar{E}_0$$

(13)-ü (11-12) ilə əvəz edərək, alırıq

$$\left[-i\omega + ik\vartheta_+ - \frac{\mu_+Tk^2}{e} - k^2\alpha_+ + \nu_+(0) + \frac{\nu_+^E\nu_+(0)}{i\omega - \Omega} - \mu_+\varphi\bar{k}\bar{E}_x\right]n'_+ + \left[\frac{n_+^0}{n_-^0} \cdot \frac{Tk^2\mu_+}{e} + \frac{\nu_+^E\nu_-}{i\omega - \Omega} + \mu_+\frac{n_+^0}{n_-^0}\varphi\bar{k}\bar{E}_x\right]n'_- = 0$$

$$\left[\frac{n_-^0}{n_+^0} \cdot \frac{Tk^2\mu_+}{e} - \frac{\nu_-(0)\nu_+(0)}{i\omega - \Omega} + i\mu_-\frac{n_-^0}{n_+^0}\varphi_1\bar{k}\bar{E}_x\right]n'_+ + \left[-i\omega - ik\bar{\vartheta}_- - \frac{\mu_-Tk^2}{e} + k^2\alpha_- + \nu_-(0) - \frac{\nu_-(0)\nu_-}{i\omega - \Omega} - \mu_-\varphi_1\bar{k}\bar{E}_x\right]n'_- = 0$$

$$\varphi = 1 + \frac{2i\bar{k}\bar{\vartheta}_0}{a\omega} + \frac{2i\mu_{1+}}{\mu_+} \frac{c^2k^2}{a^2\omega^2}, \quad \varphi_1 = 1 + \frac{2i\bar{k}\bar{\vartheta}_0}{a\omega} + \frac{2i\mu_{1-}}{\mu_-} \frac{c^2k^2}{a^2\omega^2},$$

işarə etsək

$$\Omega_+ = ik\bar{\vartheta}_+ - ik\bar{\vartheta}_{1+} - k^2\alpha_+ + \nu_+(0)$$

$$\Omega_- = -ik\bar{\vartheta}_- - ik\bar{\vartheta}_{1-} + k^2\alpha_- + \nu_-(0)$$

$$\alpha_+ = \frac{\nu_+(0)}{k^2}, \quad \alpha_- = -\frac{\nu_-(0)}{k^2} \quad \text{olduqda, dispersiya tənlikləri (15-16)}$$

$$\left[-i\omega(i\omega - \Omega) + \omega_+(i\omega - \Omega) + \nu_+(0)\nu_+^E + \bar{k}\vartheta_{+x}A_+(i\omega - \Omega)\right]n'_+ + \left[\frac{n_+^0}{n_-^0}\bar{k}\bar{\vartheta}_{1+}(i\omega - \Omega) + ik\bar{\vartheta}_{+x}\frac{n_+^0}{n_-^0}A_+(i\omega - \Omega) + \nu_+^E\nu_-\right]n'_- = 0$$

$$\left[\frac{n_-^0}{n_+^0}\bar{k}\bar{\vartheta}_{1-}(i\omega - \Omega) - \nu_-(0)\nu_+(0) + ik\bar{\vartheta}_{-x}\frac{n_-^0}{n_+^0}A_-(i\omega - \Omega) + \nu_+^E\nu_-\right]n'_+ + \left[-i\omega(i\omega - \Omega) + \omega_-(i\omega - \Omega) - \nu_-(0)\nu_- - \bar{k}\vartheta_{-x}A_-(i\omega - \Omega)\right]n'_- = 0$$

kimi yazaq.

$$\text{Burada } \bar{k}\vartheta_{\pm x} = \frac{\mu_\pm E_1 k^2}{\varphi_1} \left(1 + \frac{2\Lambda_0\bar{\nabla}T\bar{E}_0}{E_0^2}\right), \quad \omega_\pm = \pm ik\bar{\vartheta}_\pm - \bar{k}\bar{\vartheta}_{1\pm}, \quad A_\pm = 1 + i\frac{2\bar{k}\bar{\vartheta}_0}{a\omega} + i\frac{2\mu_{1\pm}}{\mu_{1\pm}} \frac{c^2k^2}{a^2\omega^2}$$

$$\bar{k} \perp \bar{v}_0, \quad \mu_- \gg \mu_+, \quad \frac{\nu_-(0)}{\nu_+^E} = \left[\frac{\nu_+(0)}{\nu_-}\right]^{1/3}, \quad E_0 \perp \nabla T \text{ olduqda, (18-19)-dan aşağıdakı dispersiya tənliklərini alırıq}$$

$$x^6 - (b + ib_1)x^5 + (d + i\varphi)x^4 - (\theta + i\theta_1)x^3 + (\gamma + i\gamma_1)x^2 + (r + ir_1)x - u = 0$$

$$x = \frac{\omega}{ck}, \quad b = \frac{4\omega_T}{ck}, \quad b_1 = \frac{ck}{2\pi\sigma} + \frac{\Omega}{ck} + \frac{\vartheta_+k}{ck}$$

$$d = \frac{4\omega_T^2}{c^2k^2} + \frac{c^2k^2}{16\pi^2\sigma^2} - \frac{\Omega_-}{2\pi\sigma} - \frac{\vartheta_+\vartheta_-}{c^2} - \frac{\vartheta_+k}{4\pi\sigma} - \frac{\Omega_+\vartheta_{1-}}{c^2k} - \frac{n_-^0}{n_+^0} \frac{\vartheta_-\vartheta_+}{c^2}$$

$$d_1 = \frac{\omega_T}{\sigma} + \frac{4\omega_T\Omega_-}{c^2k^2} + \frac{2\vartheta_- \omega_T}{c^2k} - \frac{n_-}{n_+} \frac{\vartheta_- \vartheta_+}{c^2}$$

$$\theta = \frac{4\omega_T \vartheta_- \vartheta_+}{c^3k} + \frac{2\omega_T \Omega_+ \vartheta_+}{c^3k} + \frac{2\omega_T \vartheta_- \vartheta_+}{c^3k} - \frac{n_-^0}{n_+^0} \frac{\vartheta_- \vartheta_+ k}{4\pi\sigma c}$$

$$\theta = \frac{2\vartheta_+ \vartheta_-}{4\pi\sigma ck} + \frac{\Omega_+ \vartheta_+ k}{4\pi\sigma c} + \frac{\vartheta_- \vartheta_+ k}{4\pi\sigma c} - \frac{n_-}{n_+} \frac{2\omega_T \vartheta_- \vartheta_+}{c^3k}$$

$$\gamma = \frac{4\omega_T^2 \vartheta_- \vartheta_+}{c^2k^2} - \frac{\vartheta_- \vartheta_+}{16\pi^2 \sigma^2} - \frac{2n_-}{n_+} \frac{\vartheta_- \vartheta_+}{c^2}$$

$$\gamma_1 = \frac{\omega_T \vartheta_- \vartheta_+}{c^2 \sigma} + \frac{2\vartheta_- \vartheta_+}{c^2} \left( 2 + \frac{n_-}{n_+} \right) + \frac{2\vartheta_- \vartheta_+ \alpha_+}{c^2}$$

$$r = \frac{2\omega_T \vartheta_- \vartheta_+}{c^2 ck} - \frac{\vartheta_- \vartheta_+ k}{4\pi ck \sigma}$$

$$r_1 = \frac{2\omega_T \vartheta_- \vartheta_+ \alpha_+}{c^3 k} - \frac{n_-}{n_+} \frac{\vartheta_- \vartheta_+ k}{4\pi \sigma}$$

$$u = \frac{4\vartheta_- \vartheta_+ \alpha_+ \alpha_-}{c^2}$$

$x = \frac{\omega}{ck}$  И  $x = x_0 + ix_1$ ,  $x_1 \ll x_0$  əvəz etsək, (20)-dan

$$\omega = \omega_0 + \omega_1, \quad \omega_0 = \frac{10}{3} \omega_T, \quad x_1 = \frac{\theta_1}{4}$$

alırıq və qeyri-sabitlik üçün alırıq

$$40\omega_T > 3ck\theta_1 \quad (21)$$

$$\frac{n_-}{n_+} = \frac{2\pi\omega_T \sigma \alpha_+}{c^2 k^2} \quad (22)$$

$$\alpha_T = \frac{\mu_+ H_0}{c} \ll 1$$

$$E_0 > \frac{4\omega_T}{k\mu_-} \quad (23)$$

$$E_0 > \frac{c[\Lambda' \nabla T]^{1/3}}{[2\sqrt{2}\mu_+ \mu_-^2]^{1/3}}$$

$$E_0 < E_1 \left( \Lambda' \nabla T \frac{\sigma}{ck} \right)^{1/2}$$

$$\Lambda' \nabla T > \left( \frac{ck}{\sigma} \right)^6 \left[ \frac{c}{E_1 (2\sqrt{2}\mu_+ \mu_-^2)^{1/3}} \right]^6$$

$$E_1 = \frac{Tk}{e}$$

Beləliklə, GeAu tipli yuxarıda göstərilən aşqarlı yarımqeçiricilərdə, hidrodinamik hərəkətlər nəticəsində sabit temperatur qradienti olduqda, qeyri-sabit

termomaqnit dalğası həyəcanlanır. Xarici elektrik sahəsi müəyyən bir intervalda dəyişərsə, termomaqnit dalğası həyəcanlanır.

- [1] Л.Э. Гуревич, Э.Р. Гасанов. Теория спонтанных колебаний тока в кристаллах типа германия, легированного золотом, 1969., ФТП т.3, N8, 1201-1206.
- [2] E.R. Hasanov, A.V. Islamzade, H.Sh. Hasanov. Thermomagnetic waves in anisotropic conductors, International Journal on "Technical and Physical Problems of Engineering" (IJTPE), 2016, Ankara, Turkey, Issue 26, Vol. 8 N1, 50-54.
- [3] E.R. Hasanov, M.F. Novruzov, A.Z. Panahov, A.I. Demirel. "Instability of Thermomagnetic Waves in the GeAu Semiconductors with Impurities", India, International Journal of Pure and Applied Physics, 2008, 1, ISSN 0973-1776, Vol. 4, N1, 23-28.
- [4] E.R. Hasanov, M.F. Novruzov, A.Z. Danahov, A.I. Demirel. Energy Generation and Amplitude of Thermomagnetic Waves in the Conducting Medium", London, England, Modern Phys. B, Lett., 2008, 2, Vol. 22, N6, 455-457.
- [5] A.H. Новрузов, Э.Р. Гасанов. Терромагнитные волны в примесных полупроводниках. Баку, Азербайджан, АМЕА, Fizika İnstitutu, "Fizika", 2007, №1-2, cild XIII, 134-136.

**E.R. Hasanov, Sh.G. Khalilova, R.K. Mustafayeva**

### **THERMOMAGNETIC WAVES IN IMPURITY SEMICONDUCTORS**

In impurity semiconductors of type of GeAu, thermomagnetic wave with a certain frequency appears under the influence of excited magnetic fields. The speed of hydrodynamic motions is directed perpendicular to the wave vector  $\vec{k}$ . The frequency of electron capture (at recombination) and the frequency of hole emission vary with certain ratios. The external electric field  $E_0$  is directed perpendicular to the temperature gradient. For other directions of the temperature gradient and the external electric field, the excited thermomagnetic wave occurs with a different frequency. The conditions for instability of thermomagnetic waves depend on the value of the constant temperature gradient and on the temperature of the sample. The numerical values of impurities in a GeAu sample are very important for the excitation of thermomagnetic waves. The stated problem is solved without an external magnetic field. The presence of an external magnetic field, for sure, will significantly change the conditions for the excitation of thermomagnetic waves. This theory is constructed for small fluctuations of all variable physical quantities. The electron and hole parts of the thermoelectric power are expressed by the characteristic frequencies of generation and recombination of charge carriers. The conditions for the excitation of thermomagnetic waves are considered, when singly and doubly charged centers are more active. Charge carriers change with fully singly and doubly negative centers. The ratio of electron concentrations to hole concentrations has certain values when thermomagnetic waves appear in these semiconductors.

**Э.Р. Гасанов, Ш.Г. Халилова, Р.К. Мустафаева**

### **ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ПРИМЕСНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

В примесных полупроводниках типа GeAu влиянием возбуждаемых магнитных полей появляется терромагнитная волна с определённой частотой. Скорость гидродинамических движений направлена перпендикулярно волновому вектору  $\vec{k}$ . Частота захвата электронов (при рекомбинации) и частота испускания дырок меняются с определёнными соотношениями. Внешнее электрическое поле  $E_0$  направлено перпендикулярно к градиенту температуры. При других направлениях градиента температуры и внешнего электрического поля, возбуждаемая терромагнитная волна происходит с другой частотой. Условия неустойчивости терромагнитных волн зависит от значения постоянного градиента температуры и от температуры образца. Численные значения примесей в образце GeAu имеют очень важные значения для возбуждения терромагнитных волн. Поставленная задача решена без внешнего магнитного поля. Наличие внешнего магнитного поля, наверняка, будет существенно изменять условия возбуждения терромагнитных волн. Данная теория построена при малых флуктуациях всех переменных физических величин. Электронной и дырочная часть термоэдс выражаются характерными частотами генерации и рекомбинации носителей заряда. Рассматриваются условия возбуждения терромагнитных волн, когда однократно и двукратно заряженные центры являются более активными. Носители заряда меняются с полностью однократно и двукратно отрицательными центрами. Отношения концентраций электронов к концентрациям дырок имеет определённые значения при появлении терромагнитных волн в указанных полупроводниках. Значения частоты возбуждаемых терромагнитных волн больше, чем частота возбуждаемых терромагнитных волн в обычных полупроводниках без примесных уровней.