AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ
Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2005 №5

GÜCLÜ QARŞILIQLI SÖVQ ŞƏRAİTİNDƏ QIZMAR ELEKTRONLARIN TERMOELEKTRİK VƏ TERMOMAQNİT EFFEKTLƏRİ

M.M.BABAYEV, T.M.QASIM

Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı, H.Cavid pr. 33

Cırlaşmamış yarımkeçiricilərdə güclü qarşılıqlı sövq şəraitində elektron və fononların elektrik sahəsində qızması, termoelektrik hərəkət qüvvəsi və Nernst-Ettinqshausen effektləri tədqiq edilmişdir. Maqnit sahəsinin elektrik sahəsinə paralel və perpendikulyar olduğu iki müxtəlif hala baxılmışdır. Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin və Nernst-Ettinqshausen gərginliyinin elektrik və maqnit sahələrinin intensivliyindən və qəfəs temperaturundan asılılıqları tapılmışdır.

1. GİRİŞ

Son zamanlar qeyri-bircins, güclü elektrik sahəsində meydana çıxan elektroqradiyent effektlərin (qızmar elektronların termoelektrik və termomaqnit effektlərinin) tədqiqinə maraq artmışdır [1-8]. Aşağı temperaturlarda güclü elektrik sahəsində olan yarımkeçiricilərdə elektronlarla yanaşı fononların da tarazlıqdan uzaqlaşması ("qızması") və elektron-fonon qarşılıqlı sövqünün meydana çıxması bu effektlərə çox ciddi təsir göstərir. Bu iş elektron-fonon sisteminin elektrik sahəsində qızması və güclü qarşılıqlı sövqü şəraitində cırlaşmamış yarımkeçiricilərdə elektron və fononların effektiv temperaturunun, termoelektrik və termomaqnit effektlərin nəzəri tədqiqinə həsr olunub.

2. MƏSƏLƏNİN ƏSAS TƏNLİKLƏRİ

Elektronların spektri parabolik hesab edilir və onların akustik fononlardan və aşqar ionlardan, fononların isə qısadalğalı fononlardan, elektronlardan və kristalın sərhədlərindən səpilməsi mexanizmlərinə baxılır. Fərz edilir ki, elektronların öz aralarında toqquşmalarının tezliyi (ν_{ee}) onların fononlardan səpilmə tezliyindən (ν_{ep}) böyükdür. Bu halda elektronların $f\left(\vec{p},\vec{r}\right)$ paylanma funksiyasının izotrop hissəsini, qəfəsin T temperaturundan fərqli $T_e\left(\vec{r}\right)$ temperaturu ilə xarakterizə olunan Fermi paylanması kimi göstərmək olar [9]:

$$f_0\left(p,\vec{r}\right)=\frac{1}{\exp\left(\dfrac{\varepsilon-\zeta\left(T_e\right)}{T_e}\right)}\ , \tag{1}$$

burada $\vec{p}$, $\vec{r}$, ε və $\zeta\left(T_e\right)$, uyğun olaraq, elektronun impulsu, koordinatları, enerjisi və kimyəvi potensialıdır. Qeyd edək ki, bu məqalədə bütün temperaturlar enerji vahidlərində göstərilib.

Əgər elektronların orta enerjisi elektronların qarşılıqlı təsirdə olduğu fononların enerjisindən çox böyükdürsə, yəni kvazi-elastiki səpilmə şərti ödənilirsə, onda güclü elektrik sahəsində də elektronların paylanma funksiyasını

$$f\left(\vec{p},\vec{r}\right)=f_0\left(\varepsilon,\vec{r}\right)+\vec{f}_1\left(\varepsilon,\vec{r}\right)\frac{\vec{p}}{p}\ ,\qquad \left|\vec{f}_1\right|<<f_0 \tag{2}$$

kimi yaza bilərik [9].

Biz burada elektronlarla qarşılıqlı təsirdə olan (kvazi-impulsu $0 \leq q \leq 2\overline{p}$ şərtini ödəyən) uzundalğalı fononlar üçün qısadalğalı fononların ($q \geq 2\overline{p}$) "istilik rezervuarı"nın mövcud olduğu hala baxırıq: $2\overline{p} << \frac{T}{s_0}$, s_0 - səsin kristalda sürətidir. Onda, fononların $N(\vec{q},\vec{r})$ paylanma funksiyasının izotrop hissəsi

$$N_0(T_p(\vec{r}),q) = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_q}{T_p}\right) - 1\right]^{-1} \approx \frac{T_p(\vec{r})}{s_0 q} \tag{3}$$

şəklində yazıla bilər, bütövlükdə paylanma funksiyası isə

$$N(\vec{q},\vec{r}) = N_0(T_p(\vec{r}),q) + \vec{N}_1(q,\vec{r})\frac{\vec{q}}{q}, \quad |\vec{N}_1| << N_0 \tag{4}$$

olar [10]. Burada $\hbar\omega_q = s_0 q$ - uzundalğalı fononun enerjisidir, $T_p(\vec{r})$ isə fononların "qızma" dərəcəsini xarakterizə edir və effektiv fonon temperaturu adlanır. [10] işində göstərildiyi kimi, effektiv fonon temperaturu aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur:

$$T_p(\vec{r}) = T\frac{\beta_p + \beta_b}{\beta} + T_e\frac{\beta_e}{\beta}. \tag{5}$$

Burada β_p, β_e və β_b, uyğun olaraq, qısadalğalı fononlardan, elektronlardan və kristalın sərhədlərindən fononların səpilmə tezliyi, $\beta = \beta_p + \beta_e + \beta_b$ isə ümumi səpilmə tezliyidir.

Elektron və fononların paylanma funksiyaları Bolsman tənliklərindən tapılır. Məlumdur ki, elektronlar üçün Bolsman tənliyinə fononların paylanma funksiyası və əksinə, fononlar üçün Bolsman tənliyinə elektronların paylanma funksiyası daxil olur [11]. Elektron və fononların qarşılıqlı sövqü nəzərə alınmadıqda bu sistemlər üçün Bolsman tənliklərini bir-birindən ayırmaq mümkün olur, amma qarşılıqlı sövq şəraitində bu tənliklər bir-biri ilə əlaqədardır və birlikdə həll olunmalıdır. (1)–(4) ifadələri ilə müəyyən olunan yaxınlaşmada elektron və fonon paylanma funksiyalarının anizotrop hissələri üçün Bolsman tənlikləri aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\frac{p}{m}\nabla f_0 - e\vec{E}_c\frac{p}{m}\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon} - \Omega\left[\vec{h}\vec{f}_1\right] + \nu(\varepsilon)\vec{f}_1 + \frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^3 p^2}\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\int_0^{2p}\vec{N}_1(q)W(q)\hbar\omega_q q^2 dq = 0, \tag{6}$$

$$s_0\nabla N_0(q) + \beta(q)\vec{N}_1(q) - \frac{4\pi m}{(2\pi\hbar)^3}W(q)N_0(q)\int_{q/2}^{\infty}\vec{f}_1 dp = 0. \tag{7}$$

Burada $\vec{E}_c = \vec{E} + \vec{E}_T$ elektrona təsir edən ümumi elektrik sahəsinin intensivliyi, $\vec{E}$ xarici (qızdırıcı) elektrik sahəsi, $\vec{E}_T$ yarımkeçiricidə əmələ gələn termomaqnit sahəsi, $\vec{H}$ isə maqnit sahəsinin intensivliyidir; e elektronun yükünün modulu, m effektiv kütləsi, $\Omega = eH/mc$ tsiklotron tezliyi, $\vec{h} = \vec{H}/H$, $W(q) = \frac{\pi C^2}{\hbar\rho s_0}q$ elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matris elementinin kvadratı, C deformasiya potensialı sabiti, $\nu(\varepsilon) = \nu_p(\varepsilon) + \nu_i(\varepsilon)$ elektronların impulsa görə ümumi səpilmə tezliyidir (p və i indeksləri fononlardan və ionlardan səpilməni göstərir).

Ayrı-ayrı səpilmə mexanizmləri üçün elektron və fononların relaksasiya müddətlərini aşağıdakı kimi göstərmək olar:

$$\nu_p(\varepsilon)=\frac{\sqrt{2}m^{\frac{3}{2}}T^{\frac{3}{2}}C^2}{\pi\hbar^4 s_0^2\rho}\left(\frac{T_p}{T}\right)\left(\frac{\varepsilon}{T}\right)^{\frac{1}{2}},\ \nu_i(\varepsilon)\cong\frac{e^4 N_i}{m^{\frac{1}{2}}T^{\frac{3}{2}}\chi_0^2}\left(\frac{\varepsilon}{T}\right)^{-\frac{3}{2}}, \tag{8}$$

$$\beta_e(q)=\left(\frac{\pi m s_0^2}{8T_e}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{NC^2}{\hbar\rho s_0 T_e}q,\ \beta_p(q)=\frac{T^4}{4\pi\rho\hbar^4 s_0^4}q,\ \beta_b(q)=\frac{s_0}{L}. \tag{9}$$

Burada ρ və L uyğun olaraq, nümunənin sıxlığı və minimal ölçüsü, χ_0 kristalın dielektrik sabiti, N və N_i uyğun olaraq, elektron və ion aşqarların konsentrasiyasıdır.

(7) tənliyindən $\vec{N}_1(q)$ -i tapıb (6)-da yerinə yazsaq $\vec{f}_1(\varepsilon)$ üçün aşağıdakı inteqral tənliyi alarıq:

$$\vec{f}_1(\varepsilon)-\frac{\Omega}{\nu(\varepsilon)}\left[\vec{h}\vec{f}_1(\varepsilon)\right]-\frac{p}{m\nu(\varepsilon)}\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\left[e\vec{E}_c+\nabla\zeta+\frac{\varepsilon-\zeta}{T_e}\nabla T_e\right]-\frac{2\pi m}{(2\pi\hbar)^3 p^2\nu(\varepsilon)}\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\times$$
$$\times\int_0^{2p}dq\frac{W(q)}{\beta(q)}\hbar\omega_q q^2\left[s_0\nabla N_0(q)-\frac{4\pi m^2}{(2\pi\hbar)^3}W(q)N_0(q)\int_{\varepsilon(q/2)}^{\infty}\frac{\vec{f}_1(\varepsilon)}{p}d\varepsilon\right]=0. \tag{10}$$

Bu inteqral tənliyi iterasiya metodu ilə həll edib $\vec{f}_1(\varepsilon)$ funksiyasını tapmaq olar. Elektronların paylanma funksiyasının anizotrop hissəsi

$$\vec{f}_1(\varepsilon)=\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)p\vec{\Phi}(\varepsilon) \tag{11}$$

kimi yazıla bilər [12]. (11)-dən görünür ki, $\int_{\varepsilon(q/2)}^{\infty}\frac{\vec{f}_1(\varepsilon)}{p}d\varepsilon$ inteqralına əsas payı enerjiləri T_e -yə yaxın olan elektronlar verir. Ona görə də iterasiyanın birinci addımı kimi götürülən $\vec{f}_1(T_e)$ funksiyası üçün bu inteqralı

$$\int_{\varepsilon(q/2)}^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)\vec{\Phi}(\varepsilon)d\varepsilon\approx\vec{\Phi}(T_e)f_0(\varepsilon(q/2))_{\varepsilon=T_e}=\frac{\vec{f}_1(T_e)}{p(T_e)}f_0\left(\frac{q^2}{8mT_e}\right)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)^{-1}_{\varepsilon=T_e} \tag{12}$$

ilə əvəz edə bilərik. Onda $\vec{f}_1(T_e)$ üçün (10) tənliyi cəbri tənliyə çevrilir. Bu cəbri tənliyi həll edib $\vec{f}_1(T_e)$-ni alırıq və bu həlldən iterasiyanın birinci addımı kimi istifadə edib (10) tənliyindən $\vec{f}_1(\varepsilon)$ paylanma funksiyasını tapırıq.

Elektronların paylanma funksiyası $f(\vec{p},\vec{r})$ məlumdursa, elektrik və klassik maqnit sahələrində olan yarımkeçiricidə elektrik cərəyanı aşağıdakı kimi təyin olunur [12]:

$$\vec{j}=-\frac{e}{3\pi^2\hbar^3}\int_0^{\infty}\vec{f}_1(\varepsilon)p^2(\varepsilon)d\varepsilon. \tag{13}$$

Tapılmış $\vec{f}_1(\varepsilon)$ paylanma funksiyasını (13) – də yazsaq elektrik cərəyanı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$\vec{j}=\sigma_{11}\cdot\vec{E}_c+\beta_{11}^{(e)}\cdot\nabla T_e+\beta_{11}^{(p)}\cdot\nabla T_p+\sigma_{12}\cdot\left[\vec{h}\cdot\vec{E}_c\right]+\beta_{12}^{(e)}\cdot\left[\vec{h}\cdot\nabla T_e\right]+\beta_{12}^{(p)}\cdot\left[\vec{h}\cdot\nabla T_p\right]. \tag{14}$$

Burada

$$\sigma_{1i} = \int_0^\infty a(x)\left(\frac{\Omega}{\nu(x)}\right)^{i-1}\left[1+b_i(x)\right]dx\,,\quad x=\frac{\varepsilon}{T_e}\,, \tag{15}$$

$$\beta_{1i}^{(e)} = \frac{1}{e}\int_0^\infty a(x)\left(\frac{\Omega}{\nu(x)}\right)^{i-1}\left\{x-\frac{\zeta(\vartheta_e)}{T\vartheta_e}+\left[1-\frac{\zeta(\vartheta_e)}{T\vartheta_e}\right]b_i(x)\right\}dx\,, \tag{16}$$

$$\beta_{1i}^{(p)} = \frac{1}{e}\int_0^\infty a(x)\left(\frac{\Omega}{\nu(x)}\right)^{i-1}\left[\lambda(x)+\lambda(1)b_i(x)\right]dx\quad ,\vartheta_e=\frac{T_e}{T}\,. \tag{17}$$

Bu ifadələrdə

$$a(x)=\frac{e^2}{3\pi^2\hbar^3}\frac{p^3(x)\nu(x)}{m\left[\Omega^2+\nu^2(x)\right]}\times\exp\left[\frac{\zeta(\vartheta_e)}{T\vartheta_e}-x\right], \tag{18}$$

$$b_1(x)=\frac{\gamma(x)\nu(x)}{\Omega^2+\nu^2(1)(1-\gamma_0)^2}\left[\nu(1)(1-\gamma_0)-\frac{\Omega^2}{\nu(x)}\right], \tag{19}$$

$$b_2(x)=\frac{\gamma(x)\nu(x)}{\Omega^2+\nu^2(1)(1-\gamma_0)^2}\left[\nu(1)(1-\gamma_0)+\nu(x)\right]. \tag{20}$$

$$\lambda(x)=\frac{1}{4p^4}\frac{ms_0^2}{T_e}\nu_p(x)\int_o^{2p}\frac{1}{\beta(q)}q^3dq\,, \tag{21}$$

$$\gamma(x)=\frac{1}{4p^4}\frac{\nu_p(x)}{\nu(x)}\int_o^{2p}\frac{\beta_e(q)}{\beta(q)}q^3dq\,,\quad \gamma_0\equiv\gamma(x=1) \tag{22}$$

işarə edilmişdir. $\zeta(T_e)$ - qızmar elektronların kimyəvi potensialıdır. (21) ifadəsi ilə təyin olunan $\lambda(x)$ əmsalı elektronların fononlar tərəfindən sövqünün (termo-sövqün) effektivliyini, (22) ifadəsi ilə təyin olunan $\gamma(x)$ isə qarşılıqlı elektron-fonon sövqünün effektivliyini xarakterizə edir.

(22) ifadəsindən görünür ki, qarşılıqlı sövq əmsalı $0<\gamma(x)<1$ intervalında qiymətlər alır. Elektronlar yalnız fononlardan və eyni zamanda, fononlar yalnız elektronlardan səpilərsə, onda $\gamma(x)\to 1$. (5) ifadəsindən görürük ki, bu şəraitdə uzundalğalı fononlar elektron temperaturuna çatanadək qızır. Bu halda elektron-fonon sistemi elektronların elektrik sahəsindən aldığı enerjini itirməz, yarımkeçiricidə elektron temperaturunun qeyri-məhdud artması baş verər. Real halda bu qeyri-məhdud artma ona görə baş vermir ki, elektron və fononların bir-birindən səpilməsinin nə dərəcədə intensiv olduğuna baxmayaraq, hər halda, başqa səpilmə mexanizmləri də "işləyir", nətisədə $\gamma(x)<1$ olur. Buradan aydın olur ki, güclü qarşılıqlı sövq şəraitində (elektron və fononların əsasən bir-birindən səpildiyi halda) elektrik keçiriciliyini və elektron temperaturunu hesablayan zaman qeyri-əsas səpilmə mexanizmlərinin hesaba alınması zəruridir. Güclü qarşılıqlı sövq şəraitində $\lambda(x)$ və $\gamma(x)$ aşağıdakı şəklə düşür:

$$\lambda(x)\equiv\lambda_0=\frac{2(2mT)^{\frac{3}{2}}}{3\pi^{\frac{3}{2}}\hbar^3N}\vartheta_e^{\frac{3}{2}}\,, \tag{23}$$

$$\gamma(x)=1-\frac{e^4\hbar^4\rho s_0^2N_i}{m^2T^3\chi_0^2E_0^2}\vartheta_e^{-3}x^{-2}-\frac{T^{\frac{11}{2}}}{\sqrt{2m}\pi^{\frac{3}{2}}\hbar^3s_0^4NE_0^2}\vartheta_e^{\frac{3}{2}}-\frac{4\hbar\rho s_0T}{3\sqrt{\pi}mLNE_0^2}\vartheta_e x^{-\frac{1}{2}}. \tag{24}$$

Elektrik sahəsində qızmış elektronların kimyəvi potensialı belədir:

$$\zeta(\vartheta_e) = T\vartheta_e \ln \frac{4\pi^{\frac{3}{2}}\hbar^3 N}{(2mT)^{3/2}} \vartheta_e^{-\frac{3}{2}}. \qquad (25)$$

Fononların qızdığı şəraitdə ($T_p > T$) elektron və fononların temperaturlarını hesablamaq üçün elektronların qarşılıqlı təsirdə olduğu uzundalğalı fononların, yəni kvazi-impulsu $q \le 2\bar{p} = (8mT_e)^{\frac{1}{2}}$ şərtini ödəyən fonon alt-sisteminin vahid zamanda itirdiyi enerjini tapmalıyıq. Bu alt-sistem fonon-fonon qarşılıqlı təsiri nəticəsində elektronlardan aldığı enerjini qısadalğalı fononların ($q > 2\bar{p}$) "istilik rezervuarına" verir. Vahid zamanda verilən enerji [10]:

$$W_{pp}(\vartheta_p) = \sum_{\vec{q}} \hbar\omega_q \beta_p(q) \left[N(T_p, q) - N(T, q) \right]. \qquad (26)$$

Burada $\vec{q}$ üzrə cəmləmə bütün bucaqlar üzrə və kvazi-impulsun $0 \le q \le 2\bar{p}$ intervalında aparılır. (26)-da (3) və (9) ifadələrindən istifadə etsək alarıq:

$$W_{pp}(\vartheta_p) = \frac{2m^2 T^7}{\pi^3 \rho \hbar^7 s_0^4} \vartheta_e^2 (\vartheta_p - 1). \qquad (27)$$

Biz burada güclü elektron-fonon sövqü halına baxdığımız üçün $\vartheta_p \approx \vartheta_e$, $\nu(\varepsilon) \approx \nu_p(\varepsilon)$, $\beta(q) \approx \beta_e(q)$ götürə bilərik. Onda balans tənliyi elektronların elektrik sahəsindən aldığı enerjinin ($\vec{j}\vec{E}$), uzundalğalı fononlar tərəfindən "istilik rezervuarına" verilən enerjiyə bərabərliyi şəklində ifadə olunur:

$$\vec{j}\vec{E} = W_{pp}(\vartheta_p). \qquad (28)$$

Biz elektrik və maqnit sahələrinin qarşılıqlı vəziyyətindən asılı olaqaq iki halda elektron temperaturunu hesablayacağıq:
maqnit sahəsi xarici elektrik sahəsi istiqamətindədir: $\vec{H} \parallel \vec{E}$;
maqnit sahəsi xarici elektrik sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə yönəlib: $\vec{H} \perp \vec{E}$.

3. UZUNUNA MAQNİT SAHƏSİNDƏ ELEKTRONLARIN QIZMASI

Maqnit sahəsi elektronların $\vec{H}$ istiqamətində hərəkətinə təsir etmədiyi üçün bu halda ($\vec{H} \parallel \vec{E}$) elektrik keçiriciliyi H- dan asılı deyil. Onda (15)-dən $\sigma_{11}(\vartheta_e)$ üçün alırıq:

$$\sigma_{11}(\vartheta_e) = \frac{e^2}{3\pi^2\hbar^3 m} \exp\left[\frac{\zeta(\vartheta_e)}{T\vartheta_e}\right] \int_0^\infty \frac{p^3(x) e^{-x}}{\nu(x)} \left[1 + \frac{\gamma(x)}{1-\gamma_0} \frac{\nu(x)}{\nu(1)}\right] dx. \qquad (29)$$

Güclü qarşılıqlı sövq şəraitində $\nu_i(\varepsilon) << \nu_p(\varepsilon)$, $\beta_p(q), \beta_b(q) << \beta_e(q)$ olduğunu nəzərə alsaq (29) bu şəklə düşür:

$$\sigma_{11}(\vartheta_e) = \frac{e^2 N}{m} \frac{\pi\hbar^4 \rho s_0^2 \vartheta_e^{-\frac{3}{2}}}{\sqrt{2} m^{\frac{3}{2}} C^2 T^{\frac{3}{2}}} \left[\frac{\nu_{i0}(T)}{\nu_{p0}(T)} \vartheta_e^{-3} + \frac{T^{\frac{11}{2}}}{\sqrt{2m}\pi^{\frac{3}{2}} \hbar^3 s_0^4 N C^2} \vartheta_e^{\frac{3}{2}} + \frac{4\hbar\rho s_0 T}{3\sqrt{\pi} m L N C^2} \vartheta_e \right]^{-1}. \qquad (30)$$

Biz aşağıdakı limit hallarına baxacağıq:
1). Elektronların aşqar ionlardan səpilməsinin nisbi intensivliyi, uzundalğalı fononların qısadalğalı fononlardan səpilməsinin nisbi intensivliuindən daha

böyükdür ($\frac{\nu_i}{\nu_p} >> \frac{\beta_p}{\beta_e}$). Bu şərt ödənildikdə (28), (27) və (30)-dan güclü qızmış elektron qazının ($\vartheta_e >> 1$) temperaturu üçün alırıq:

$$\vartheta_e = \left(\frac{E}{E_1}\right)^{\frac{4}{3}}; E_1 = \frac{em^{\frac{5}{4}}T^{\frac{11}{4}}}{\hbar^{\frac{7}{2}}\chi_0\rho^{\frac{1}{2}}s_0^2}. \tag{31}$$

2). Elektronların aşqar ionlardan səpilməsinin nisbi intensivliyi, uzundalğalı fononların qısadalğalı fononlardan səpilməsinin nisbi intensivliuindən zəifdir ($\frac{\nu_i}{\nu_p} << \frac{\beta_p}{\beta_e}$). Onda güclü qızmış elektron qazı üçün:

$$\vartheta_e = \left(\frac{E}{E_2}\right)^{\frac{1}{3}}; E_2 = \frac{\sqrt{2}m^2T^7}{\pi^{\frac{11}{4}}\hbar^7 eN\rho s_0^5}. \tag{32}$$

Zəif qızmış elektron qazı üçün $(\vartheta_e - 1 << 1)$ elektron temperaturu bütün hallarda

$$\vartheta_e = 1 + \left(\frac{E}{E_i}\right)^2 \tag{33}$$

kimi yazıla bilər, burada E_i $(i = 1,2)$ (31) və (32) ifadələri ilə təyin olunan xarakteristik sahələrdir.

4. ENİNƏ MAQNİT SAHƏSİNDƏ ELEKTRONLARIN QIZMASI

Bu halda ($\vec{H} \perp \vec{E}$) elektrik keçiriciliyi maqnit sahəsindən asılıdır və (15)-dən $\sigma_{11}(\vartheta_e, H)$ üçün alırıq:

$$\sigma_{11}(\vartheta_e, H) = \frac{4Ne^2}{3\sqrt{\pi}m}\int_0^\infty \frac{\nu(x)x^{\frac{3}{2}}e^{-x}}{\nu^2(x) + \Omega^2}\left[1 + \gamma(x)\frac{\nu(x)\nu(1)(1-\gamma_0) - \Omega^2}{(1-\gamma_0)^2\nu^2(1) + \Omega^2}\right]dx. \tag{34}$$

Burada biz zəif ($\Omega << \bar{\nu}$) və güclü ($\Omega >> \bar{\nu}$) klassik maqnit sahələrinə baxacağıq. Eninə zəif maqnit sahəsində $\sigma_{11}(\vartheta_e, H)$-in ifadəsi, eləcə də elektron temperaturu üçün alınan ifadələr uzununa maqnit sahəsindəki qiymətlərindən çox az fərqlənir, ona görə də (31)-(33) ifadələrindən istifadə etmək olar.

Güclü maqnit sahəsində isə elektrik keçiriciliyi və elektron temperaturu uzununa maqnit sahəsindəkindən kəskin fərqlənir. (8) və (24) ifadələrini (34)-də nəzərə alsaq güclü qarşılıqlı sövq şəraitində $\sigma_{11}(\vartheta_e, H)$ üçün alırıq:

$$\sigma_{11}(\vartheta_e, H) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\frac{Nmc^2}{H^2}\left[\frac{e^4N}{m^{\frac{1}{2}}T^{\frac{3}{2}}\chi_0^2}\vartheta_e^{-\frac{3}{2}} + \frac{2mT^7}{\pi^{\frac{5}{2}}\rho\hbar^7 s_0^6 N}\vartheta_e^3 + \frac{\sqrt{2}mT^{\frac{5}{2}}}{\pi L\hbar^3 s_0 N}\vartheta_e^{\frac{5}{2}}\right]. \tag{35}$$

(27) və (35) ifadələrini (28) balans tənliyində yerinə yazıb tənliyi həll etməklə elektron temperaturunu tapa bilərik. Uzununa maqnit sahəsində olduğu kimi limit hallarına baxaq.

1) $\frac{\nu_i}{\nu_p} >> \frac{\beta_p}{\beta_e}$ halında güclü qızmış elektron qazının ($\vartheta_e >> 1$) temperaturu üçün alırıq:

$$\vartheta_e = \left(\frac{E}{E_3}\right)^{\frac{4}{9}}; E_3 \approx H \frac{m^{\frac{3}{4}} \chi_0 T^{\frac{17}{4}}}{e^2 \hbar^{\frac{7}{2}} \rho^{\frac{1}{2}} c s_0^2 N}. \qquad (36)$$

2) $\frac{\nu_i}{\nu_p} << \frac{\beta_p}{\beta_e}$ halında isə güclü qızmış elektron qazı üçün:

$$\vartheta_e = \left[1 - \left(\frac{E}{E_4}\right)^2\right]^{-1}; E_4 = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{s_0}{c} H. \qquad (37)$$

(37) ifadəsindən görünür ki, bu səpilmə mexanizmi elektrik sahəsinin $E < E_4$ qiymətləində "işləyir" , $E > E_4$ halında digər mexanizmlər işə düşür.

Zəif qızmış elektron qazının $(\vartheta_e - 1 << 1)$ temperaturu eninə maqnit sahəsində də (33) ifadəsi ilə ($i = 3,4$) təyin olunur.

5. TERMOELEKTRİK VƏ TERMOMAQNİT EFFEKTLƏR

Əgər maqnit sahəsi oy , temperatur qradiyenti isə ox oxu istiqamətində yönəldilibsə ($\vec{H} \parallel oy, \nabla T_{e,p} \parallel oz$), termoelektrik və termomaqnit effektlər $j_x = j_z = \nabla T_{e,p} = 0$ şərtindən tapılır [11]. Onda (14) ifadəsindən termoelektrik (E_{Tz}) və eninə Nernst-Ettinqshauzen (NE) sahələri (E_{Tx}) üçün alırıq:

$$E_{Tz} + \frac{1}{e}\nabla_z \zeta(T_e) = \alpha_e \nabla_z T_e + \alpha_p \nabla_z T_p; \alpha_{e,p} = -\frac{\sigma_{11}\beta_{11}^{(e,p)} + \sigma_{12}\beta_{12}^{(e,p)}}{\sigma_{11}^2 + \sigma_{12}^2}, \qquad (38)$$

$$E_{Tx} = -H(Q_e \nabla_z T_e + Q_p \nabla_z T_p); Q_{e,p} = \frac{1}{H} \frac{\sigma_{11}\beta_{12}^{(e,p)} - \sigma_{12}\beta_{11}^{(e,p)}}{\sigma_{11}^2 + \sigma_{12}^2}, \qquad (39)$$

burada $\alpha_{e,p}$ termoelektrik hərəkət qüvvəsinin, $Q_{e,p}$ isə NE əmsalının elektron (e) və fonon (p) hissələridir.

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi, biz elektron və fononların güclü qarşılıqlı sövqü şəraitində ($\gamma(x) \to 1$) bu effektləri tədqiq edirik. Bu şəraitdə (15)-(17) və (38)-dən alınır ki, termoelektrik hərəkət qüvvəsinin fonon hissəsi maqnit sahəsindən asılı deyil, yəni kvantlayıcı olmayan maqnit sahələrində uzununa NE effektinin fonon hissəsi ($\Delta\alpha_p(H)$) sıfra bərabər olur. Ona görə də ixtiyari maqnit sahəsində

$$\alpha_p = -\frac{1}{e} \frac{2(2mT)^{\frac{3}{2}}}{3\pi^{\frac{3}{2}} \hbar^3 N} \vartheta_e^{\frac{3}{2}}. \qquad (40)$$

Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin elektron hissəsinin qiyməti isə maqnit sahəsindən asılıdır. Zəif maqnit sahəsində ($\overline{\Omega} << \overline{\nu}$) termoelektrik hərəkət qüvvəsinin elektron hissəsi üçün alırıq:

$$\alpha_e(H) = -\frac{1}{e}\left[1 + \frac{3}{2}\ln \frac{2mT}{\pi\hbar^2 (4N)^{\frac{2}{3}}} \vartheta_e - \left(\frac{\mu(T)H}{c}\right)^2 \vartheta_e^{-3}\right], \qquad (41)$$

burada $\mu(T_e)$ cırlaşmamış yarımkeçiricidə qızmar elektronların yürüklüyüdür:

$$\mu(T_e) = \frac{2\sqrt{2\pi}}{3} \frac{e\hbar^4 \rho s_0^2}{m^{\frac{5}{2}} T^{\frac{3}{2}} C^2} \vartheta_e^{-\frac{3}{2}} = \mu(T)\vartheta_e^{-\frac{3}{2}}. \qquad (42)$$

Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin fonon hissəsi maqnit sahəsindən asılı olmadığı üçün tam termoelektrik hərəkət qüvvəsinin dəyişməsi, yəni

$$\Delta\alpha(H) = |\alpha(H)| - |\alpha(0)| \tag{43}$$

aşağıdakı ifadə ilə təyin edilir:

$$\Delta\alpha(H) = -\frac{1}{e}\left(\frac{\mu(T)H}{c}\right)^2 \vartheta_e^{-3}. \tag{44}$$

(41) və (44) ifadələrindən görünür ki, güclü qarşılıqlı elektron-fonon sövqü şəraitində zəif maqnit sahəsinin təsiri ilə termoelektrik hərəkət qüvvəsi azalır.

(15)-(17) və (38)-dən alınır ki, maqnit sahəsinin zəif və ya güclü olmasından asılı olmayaraq, güclü qarşılıqlı sövq şəraitində N-E effektinin fonon hissəsi yaranmır, N-E əmsalının elektron hissəsi isə bu şəraitdə sıfırdan fərqlidir və zəif maqnit sahəsində

$$Q = Q_e = -\frac{2\sqrt{2\pi}}{3}\frac{\hbar^4 \rho s_0^2}{cm^{\frac{5}{2}} T^{\frac{3}{2}} C^2}\vartheta_e^{-\frac{3}{2}}. \tag{45}$$

İndi güclü maqnit sahələrinə ($\overline{\Omega} >> \overline{\nu}$) baxaq. Güclü qarşılıqlı sövq şəraitində termoelektrik hərəkət qüvvəsinin elektron hissəsi üçün (15)-(17) və (38)-dən alırıq:

$$\alpha_e(H) = -\frac{1}{e}\left[\frac{5}{2} + \frac{3}{2}\ln\frac{2mT}{\pi\hbar^2 (4N)^{\frac{2}{3}}}\vartheta_e\right]. \tag{46}$$

Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin maqnit sahəsində dəyişməsi (fonon hissə maqnit sahəsində dəyişmədiyi üçün) yalnız elektron hissənin dəyişməsindən ibarətdir, (41) və (46)-dan görünür ki:

$$\alpha(H) = \frac{1}{e}\frac{3}{2}, \tag{47}$$

yəni güclü maqnit sahəsində termoelektrik hərəkət qüvvəsi artır.

Qarşılıqlı sövq güclüdürsə ($\gamma(x) \to 1$) N-E əmsalı yalnız elektron hissədən ibarətdir və güclü maqnit sahəsində

$$Q = Q_e = -\frac{16\sqrt{2\pi}}{3\pi^2}\frac{cm^{\frac{5}{2}} T^{\frac{3}{2}} C^2}{e^2\hbar^4 \rho s_0^2 H^2}\vartheta_e^{\frac{3}{2}}. \tag{48}$$

(48)-dən göründüyü kimi güclü maqnit sahəsində N-E əmsalı elektronların temperaturunun artması ilə artır.

6. TERMOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ VƏ N-E GƏRGİNLİYİNİN ELEKTRİK VƏ MAQNİT SAHƏLƏRİNDƏN ASILILIQLARI

Eksperimentdə ölçülən kəmiyyətlər tam (inteqral) termoelektrik hərəkət qüvvəsi (V) və N-E gərginliyidir (U). Bu kəmiyyətlər nəzəri olaraq aşağıdakı kimi təyin edilir:

$$V = \int_0^{L_z}\left(\alpha_e \nabla_z T_e + \alpha_p \nabla_z T_p\right)dz = V_e + V_p, \tag{49}$$

$$U = -\int_0^{Lx}\left(HQ_e \nabla_z T_e + HQ_p \nabla_z T_p\right)dx = U_e + U_p, \tag{50}$$

burada L_x və L_z kristalın, uyğun olaraq, x və z istiqamətlərində ölçüsüdür. V və U qiymətcə kristalın sərhədlərində elektron temperaturlarının fərqindən, yəni qızdırıcı elektrik sahəsinin sərhədlərdəki qiymətlərindən asılıdır. Biz V və U - nu belə bir eksperiment şəraitində tədqiq edəcəyik: kistalın bir tərəfi qızdırıcı elektrik sahəsindən kənardadır ($T_e = T$), digər tərəfi isə xarici (qızdırıcı) elektrik sahəsindədir ($T_e > T$). Bu şəraitdə:

$$V \cong \overline{\alpha}_e (T_e - T) + \overline{\alpha}_p (T_p - T)\,, \tag{51}$$

$$U \cong H \frac{L_x}{L_z} \left[\overline{Q}_e (T_e - T) + \overline{Q}_p (T_p - T) \right]. \tag{52}$$

Qeyd edək ki, elektron və fononların güclü qarşılıqlı sövqü şəraitində həm zəif, həm də güclü maqnit sahəsində $|\alpha_p| >> |\alpha_e|$, yəni termoelektrik hərəkət qüvvəsi əsasən fonon hissədən ibarət olur [7] və (51)-də birinci həddi nəzərə almamaq olar: $V \cong V_p$. N-E gərginliyi isə, yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, güclü qarşılıqlı sövq şəraitində yalnız elektron hissədən ibarət olur: $U \cong U_e$. Elektron temperaturunun (31)-(33) və (36)-(37) ifadələrini nəzərə almaqla hər bir konkret halda termoelektrik hərəkət qüvvəsinin və N-E gərginliyinin elektrik (E) və maqnit (H) sahələrindən, eləcə də qəfəsin temperaturundan (T) və elektronların konsentrasiyasından (N) asılılıqlarını tapa bilərik.

(33), (51) və (52) ifadələrindən alınır ki, elektronların zəif qızdığı elektrik sahələrində $(\vartheta_e - 1 << 1)$, bütün hallarda V və U elektrik sahəsinin intensivliyinin kvadratik funksiyasıdır: $V \sim E^2$, $U \sim E^2$. Ona görə də bundan sonra yalnız elektronların güclü qızdığı elektrik sahələrinə ($\vartheta_e >> 1$) baxacağıq.

6.1 UZUNUNA MAQNİT SAHƏSİNDƏ ASILILIQLAR

Bu halda ($\vec{H} \parallel \vec{E}$) maqnit sahəsinin qiymətindən asılı olmayaraq tam (inteqral) termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün aşağıdakı ifadələri alırıq.

1) halında: $$V \sim E^{\frac{10}{3}} T^{-\frac{20}{3}} N^{-1}\,; \tag{53}$$

2) halında: $$V \sim E^{\frac{5}{6}} T^{-\frac{10}{3}} N^{-\frac{1}{6}}\,. \tag{54}$$

Zəif maqnit sahəsində ($\overline{\Omega} << \overline{\nu}$)

1) halında: $$U \sim E^{-\frac{2}{3}} T^{\frac{4}{3}} H\,; \tag{55}$$

2) halında: $$U \sim E^{-\frac{1}{6}} T^{\frac{2}{3}} H N^{-\frac{1}{6}}\,. \tag{56}$$

Güclü maqnit sahəsində ($\overline{\Omega} >> \overline{\nu}$)

1) halında: $$U \sim E^{\frac{10}{3}} T^{-\frac{20}{3}} H^{-1}\,; \tag{57}$$

2) halında: $$U \sim E^{\frac{5}{6}} T^{-\frac{10}{3}} H^{-1} N^{\frac{5}{6}}\,. \tag{58}$$

6.2. ENİNƏ MAQNİT SAHƏSİNDƏ ASILILIQLAR

Yuxarıda qeyd etdik ki, zəif maqnit sahəsinin elektronların qızmasına təsiri $\Omega / \overline{\nu} << 1$ tərtibli kiçik kəmiyyətlə xarakterizə olunur, ona görə də bu təsiri nəzərə almamaq olar. Belə olduqda V və U-nun E, H, T və N-dən asılılıqları eninə ($\vec{H} \perp \vec{E}$) zəif maqnit sahəsində də uzununa maqnit sahəsində alınmış (53)-(56) ifadələri ilə təyin olnur. Güclü maqnit sahəsində isə tam termoelektrik hərəkət qüvvəsinin və N-E gərginliyinin asılılıqları əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir.

1) halında: $$V \sim E^{\frac{10}{9}} H^{-\frac{10}{9}} T^{-\frac{20}{9}} N^{\frac{1}{10}}\,; \tag{59}$$

2) halında:
$$V \sim \left[1-\frac{4c^2}{3s_0^2}\frac{E^2}{H^2}\right]^{-\frac{5}{2}} T^{\frac{5}{2}} N^{-1}. \qquad (60)$$

Güclü maqnit sahəsində ($\Omega >> \bar{\nu}$) N-E gərginliyinin asılılıqları isə aşağıdakı kimi olur:

1) halında:
$$U \sim E^{\frac{10}{9}} H^{-\frac{19}{9}} T^{-\frac{20}{9}} N^{\frac{10}{9}}; \qquad (61)$$

2a) halında:
$$U \sim \left[1-\frac{4c^2}{3s_0^2}\frac{E^2}{H^2}\right]^{-\frac{5}{2}} H^{-1} T^{\frac{5}{2}}. \qquad (62)$$

(53)-(62) ifadələrindən gördüyümüz kimi, maqnit sahəsinin qızdırıcı elektrik sahəsinə nəzərən istiqamətinin dəyişdirilməsi termoelektrik hərəkət qüvvəsinin və Nernst-Ettinqshauzen gərginliyinin elektrik və maqnit sahələrindən, eləcə də qəfəsin temperaturundan asılılıqlarında kəskin dəyişikliyə gətirir.

1. X.L.Lei, *J.Phys.: Condensed Matter*, **6** (1994) L305.
2. E.M.Conwell and J.Zucker, *J.Appl.Phys.*, **36** (1995) 2192.
3. D.Y.Xing, M.Liu, J.M.Dong and Z.D.Wang, *Phys.Rev.* **B, 51** (1995) 2193.
4. M.W.Wu, N.J.M.Horing and H.L.Cui, *Phys,Rev.* **B, 54** (1996) 5438.
5. Yu.G.Gurevich and O.L.Mashkevich, *Physics Reports*, **181** (1989) 327.
6. R.Fletcher, *Semicond. Sc. Technol.*, **14** (1999) R1.
7. M.M.Babaev, T.M.Gassym, M.Tas and M.Tomak, *Phys.Rev.* **B, 65** (2002) 165324.
8. M.M.Babaev, T.M.Gassym, M.Tas and M.Tomak, *Phys.Rev.* **B, 67** (2003) 175329.
9. В.Денис, Ю.Пожела, *Горячие электроны, Вильнюс, Минтис*, (1971).
10. Л.Э.Гуревич, Т.М.Гасымов, *ФТТ,* **9** (1967) 105.
11. А.И.Ансельм, *Введение в теорию полупроводников, М., Наука*, (1978).
12. Б.М.Аскеров,*Электронные явления переноса в полупроводниках,М.,Наука,* (1985).

THERMO-ELECTRIC AND THERMO-MAGNETIC EFFECTS OF HOT ELECTRONS UNDER THE CONDITIONS OF STRONG MUTUAL ELECTRON-PHONON DRAG

M.M.BABAEV, T.M.GASSYM

The heating of electrons and phonons in high electric field, the thermoelectric power and Nernst-Ettingshausen effects of non-degenerate semiconductors under the conditions of strong electron-phonon mutual drag were investigated. The cases of longitudinal and transverse magnetic fields were considered. The dependences of thermoelectric power and Nernst-Ettingshausen voltage on the lattice temperature, as well as on the electric and magnetic field strength were obtained.

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО ВЗАИМНОГО УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОНОНОВ

М.М.БАБАЕВ, Т.М.ГАСЫМ

Исследованы разогрев электронов и фононов в сильном электрическом поле, термо-эдс и эффекты Нернста-Эттингсгаузена в невырожденных полупроводниках в условиях сильного взаимного увлечения электронов и фононов. Рассматриваются два частных случая: магнитное поле параллельно и перпендикулярно электрическому полю. Получены зависимости термо-эдс и напряжения Нернста- Эттингсгаузена от напряженностей электрического и магнитного полей, а также от температуры решетки.

Редактор: Ш.Нагиев