BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ
№4 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2015

UOT 538.97; 539.23

GÜCLÜ MAQNİT SAHƏSİNDƏ KVAZİİKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON SİSTEMLƏRİNİN TERMOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİNƏ SPİN PARCALANMASININ TƏSİRİ

S.R.FİQAROVA, M.M.MAHMUDOV
Bakı Dövlət Universiteti
mmm@bsu.edu.az

Spin parçalanması nəzərə alınmaqla eninə kvantlayıcı maqnit sahəsində kosinusoidal dispersiya qanunlu elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi nəzəri tədqiq olunmuşdur. Tapılmışdır ki, kvant hallarının sıxlığı ilə mütənasib olan termoelektrik hərəkət qüvvəsi kvantlayıcı maqnit sahəsində spin parçalanmasından və ifratqəfəsin zona parametrlərindən güclü asılıdır. Alınmış analitik ifadələr əsasında spin parçalanması nəzərə alınmaqla termoelektrik hərəkət qüvvəsinin g^*-faktorunun müxtəlif qiymətlərində maqnit sahəsindən asılılığı qurulmuş və göstərilmişdir ki, ifratqəfəsin termoelektrik hərəkət qüvvəsi maqnit sahəsində ossilyasiya edir. Bu ossilyasiyaların periodu isə spin parçalanması və Fermi səthinin formasından asılı olur.

Açar sözlər: kvantlayıcı maqnit sahəsi, kosinusoidal dispersiya qanunu, ifratqəfəs, Fermi sərhədi, termoelektrik hərəkət qüvvəsi, spin parçalanması.

Termoelektrik hadisələri aşağıölçülü metal və yarımkeçirici sistemlərdə elektron köçürmə prosesləri haqqında qiymətli məlumatlar verir. Burada laylı kristallar, ifratqəfəslər və son zamanlar böyük marağa səbəb olan obyektlər - invers laylar kimi kvaziikiölçülü elektron sistemlərində spin parçalanması nəzərə alınmaqla termoelektrik hərəkət qüvvəsinin maqnit sahəsi və temperaturdan, zonanın dolma dərəcəsindən (Fermi səviyyəsi ilə keçirici minizonanın eni arasında olan münasibətdən) nəzəri asılılıqları öyrənilir. Bu sistemlər çox aşağı Fermi temperaturuna malik olan ikiölçülü metalik keçiriciliklə və adi metallarla müqayisədə yükdaşıyıcılarının cox kiçik sıxlığı ilə xarakterizə olunurlar. Odur ki, tapılacaq diffuzion termoelektrik hərəkət qüvvəsinin adi metallardakından böyük, lakin cırlaşmamış yarımkeçiricilərdəkindən isə kiçik olması gözlənilir.

Xarici güclü maqnit sahəsində olan A^3B^5 tip yarımkeçirici və süni ifratqəfəslər kimi laylı birləşmələrdə yükdaşıyıcıların enerji spektrinin kvantlanması baş verir. Bunun nəticəsində isə aşağıölçülü elektron sistemlərində kinetik əmsalların o, cümlədən termoelektrik hərəkət qüvvəsinin ossilyasiyaları, mənfi maqnit müqaviməti, maqnit sahəsində maqnit müqavimətinin xətti artması – Kapitsa effekti kimi bir sıra yeni hadisələr yaranır [1-5]. Bu hadisələrə spin parçalanmasının əsaslı təsir edəcəyini gözləmək olar [1,6,7]. Maqnit sahəsində olan aşağıölçülü elektron sistemlərində bu hadisələrin xüsusiyyətləri yükdaşıyıcıların hal sıxlığı və Fermi səviyyəsinin xüsusiyyətləri ilə sıx bağlıdır. Odur ki, təqdim olunan işdə spin parçalanması nəzərə alınmaqla eninə güclü maqnit sahəsində kosinusoidal dispersiya qanunlu elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi, hal sıxlığı və Fermi sərhədi ilə birgə kompleks şəkildə nəzəri tədqiq olunmuşdur. Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin maqnit sahəsinin qiymətindən və spin parçalanmasının g^* - faktorundan asılılıqları öyrənilmişdir. Tapılmış ümumi ifadələr və *GaAs*/*AlGaAs* ifratqəfəsinin məlum parametrləri əsasında termoelektrik hərəkət qüvvəsinin maqnit sahəsindən asılılığı qurulmuş və göstərilmişdir ki, maqnit sahəsinin müəyyən qiymətlərində o, qeyri-monoton dəyişərək ossilyasiya edir. Tapılmışdır ki, bu ossilyasiyaların periodu spin parçalanması və Fermi səthinin formasından asılı olur.

Məlum olduğu kimi spinin nəzərə alınması Hamiltonianda $\mu_z B$ kimi yeni həddin yaranmasına səbəb olur, burada $\mu_z = \mu_B(\sigma_z/\sigma)$ - elektronun spini ilə bağlı olan məxsusi maqnit momentinin sahə istiqamətində proyeksiyası, σ_z - məxsusi qiymətləri $\pm 1/2$ olan spin operatoru, $\mu_B = e\hbar/2m_0$ - Bor maqnetonudur. Spin operatoru Hamiltonianla kommutasiya etdiyinə görə onun *z*-komponenti saxlanılır və Şredinger tənliyində spin və koordinat dəyişənləri ayrılır. Ona görə də spin nəzərə alınmaqla elektronun tam məxsusi funksiyalarını spin nəzərə alınmayan dalğa funksiyalarını, spinin proyeksiyasının müəyyən $\sigma = \pm 1/2$ qiymətlərinə uyğun olan spin dalğa funksiyalarına vurmaqla tapmaq olar. Bu zaman enerjinin məxsusi qiymətlərinə maqnit sahəsində məxsusi momentin enerjisinə uyğun hədd əlavə olunur. Onda z oxuna paralel yönəlmiş güclü maqnit sahəsində bu sahə lay müstəvilərinə perpendikulyar istiqamətdə elektronun hərəkətini kvantlayır və spinə görə cırlaşmanı aradan qaldıraraq aşağıdakı enerji spektrinə gətirir:

$$\varepsilon(N, k_z, \sigma) = (2N+1)\mu B + \varepsilon_0(1-\cos ak_z) + g^*\sigma\mu_0 B, \tag{1}$$

burada N - Landau səviyyəsinin nömrəsi, k_z - z oxu istiqamətində dalğa vektorunun proyeksiyası, B - maqnit sahəsinin induksiyası, $\mu = (m_0/m_\perp)\mu_B$, $\mu_B = e\hbar/2m_0$ - Bor maqnetonu, m_0 - sərbəst elektronun kütləsi, $m_\perp$ - lay müstəvisində elektronun kütləsi, ε_0 - k_z istiqamətində birölçülüü keçirici minizonanın yarımeni, a - z oxu istiqamətində qəfəs sabiti, $\sigma = \pm 1/2$ - elektronun spin kvant ədədi, g^* - elektronun enerjisinin spin parçalanma faktorudur. Enerji spektrindən görünür ki, hər bir Landau səviyyəsi iki spin alt səviyyəsinə parçalanır və ixtiyari N-ci səviyyənin parçalanmasının qiyməti $\Delta\varepsilon = g^*\mu_B B$

kimi təyin olunr.

Qeyd etmək lazımdır ki, (1) enerji spektri keçid metalları dihallogenlərinin laylı kristallarında, ifratqəfəsli yarımkeçirici birləşmələrdə və böyük çəpərləri arasında dərin çuxurlara malik yarımkeçirici heterostrukturlarda olan elektron qazını yaxşı təsvir edir.

Əvvəlcə termoelektrik hərəkət qüvvəsini təyin edən Fermi səviyyəsinin maqnit sahəsindən asılılığını tapaq. Bu məqsədlə kvantlayıcı maqnit sahəsində kvaziikiölçülü elektron qazının Ω böyük temodinamik potensialından istifadə etmək daha məqədəuyğun olar [8]:

$$\Omega = -\frac{V}{2(\pi R)^2}\sum_{N,\sigma}\int_{\varepsilon_1}^{\infty} k_z(\varepsilon, N, \sigma)\, f_0(\varepsilon)\, d\varepsilon\,. \qquad (2)$$

burada V - elektron qazının yerləşdiyi oblastın həcmi, $f_0(\varepsilon) = \left[1 + e^{(\varepsilon-\zeta)/k_0T}\right]^{-1}$ - Fermi paylanma funksiyası, $R = (\hbar/eB)^{1/2}$ - maqnit uzunluğu, ζ - kimyəvi potensialdır, inteqralın aşağı sərhədi $\varepsilon_1(N,\sigma)$ isə $k_z(\varepsilon_1, N, \sigma) = 0$ tənliyinin həllindən tapılır. Əgər nəzərə alsaq ki, [9]:

$$n = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\zeta}\right)_{T,V,B}, \qquad (3)$$

(2) və (3)-dən elektron qazının konsentrasiyası üçün $(\partial f_0/\partial\zeta) = (-\partial f_0/\partial\varepsilon_0)$ nəzərə alınmaqla taparıq:

$$n = \frac{1}{2(\pi R)^2}\sum_{N,\sigma}\int_{\varepsilon_1}^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)k_z(\varepsilon, N, \sigma)d\varepsilon\,, \qquad (4)$$

Kvant limitində $(N = 0)$ (4) münasibətində σ üzrə cəmləməni yerinə yetirərək verilmiş n konsentrasiyalı cırlaşmış elektron qazı üçün alarıq:

$$n = \frac{1}{2a(\pi R)^2}\left[\pi\theta(\zeta - 2\varepsilon_0) + Z_0\theta(2\varepsilon_0 - \zeta)\right], \qquad (5)$$

burada $\theta(x)$ - pilləvari Hevisayd funksiyasıdır:

$$\theta(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1/2, & x = 0\,, \\ 1, & x > 0 \end{cases} \qquad (6)$$

Z_0 isə aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$Z_0 = \begin{cases} \pi & , \quad \zeta_F > 2\varepsilon_0 \\ \arccos\left(1 + \dfrac{\mu B - \zeta_F}{\varepsilon_0}\right), & \zeta_F < 2\varepsilon_0 \end{cases}\,, \qquad (7)$$

Buradakı ζ_F - Fermi səviyyəsi üçün $\zeta_F < 2\varepsilon_0$ halında taparıq:

$$\zeta_F - \mu B = \varepsilon_0 \left[1 - \cos(na\pi^2 R^2) \sqrt{\left| 1 - \left(\frac{g^* \mu_B B}{2\varepsilon_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^2(na\pi^2 R^2)} \right|} \right]. \quad (8)$$

Məlum olduğu kimi güclü maqnit sahəsində, yəni $\omega\tau >> 1$ olduqda (burada ω - elektronların tsiklotron tezliyi, τ - elektronların relaksasiya müddətidir) keçiricilik tenzorlarının σ_{11} və β_{11} diaqonal komponentləri səpilməyə görə sıfırıncı yaxınlaşmada sıfıra bərabər olduğu halda, σ_{12} və β_{12} qeyri-diaqonal komponentləri bu yaxınlaşmada sıfırdan fərqlidirlər. Diaqonal komponentlər səpilməyə görə yalnız birinci yaxınlaşmada sıfırdan fərqli olurlar [8]. Bu səbəbdən güclü maqnit sahəsində aşağıdakı bərabərsizliklər ödənilir:

$$\sigma_{12} >> \sigma_{11}\ , \quad \beta_{12} >> \beta_{11}. \quad (9)$$

Bu bərabərsizlikləri nəzərə almaqla səpilməyə görə sıfırıncı yaxınlaşmada termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün aşağıdakı ifadəni alarıq [8]:

$$\alpha(B) = \frac{\beta_{12}}{\sigma_{12}}, \quad (10)$$

burada

$$\sigma_{12} = \frac{en}{B}, \quad (11)$$

- elektrik keçiriciliyi tenzorunun qeyri-diaqonal komponenti olub, maqnit sahəsinin həm kvaziklassik, həm də kvant oblastları üçün eyni düstur ilə ifadə olunur. Əgər β_{12} üçün [8] işindəki düsturdan istifadə etsək ikiölçülü halda alarıq:

$$\beta_{12} = -\frac{e}{2\pi^2 \hbar T} \sum_{N,\sigma} \int_{\varepsilon_1}^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) (\varepsilon - \zeta)\, k_z(\varepsilon, N, \sigma, B)\, d\varepsilon. \quad (12)$$

(11) və (12) ifadələrini (10)-də nəzərə alsaq eninə kvantlayıcı maqnit sahəsində termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün alarıq:

$$\alpha(B) = -\frac{k_0}{e} \frac{1}{2(\pi R)^2 n k_0 T} \sum_{N,\sigma} \int_{\varepsilon_1}^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) (\varepsilon - \zeta)\, k_z(\varepsilon, N, \sigma)\, d\varepsilon, \quad (13)$$

inteqralın aşağı sərhədi $k_z(\varepsilon_1, N, \sigma) = 0$ tənliyinin həllindən tapılır.

Enerji spektrinin (1) münasibətini (13)-də nəzərə alsaq kvantlayıcı maqnit sahəsində spin parcalanması nəzərə alınmaqla kvaziikiölçülü elektron qazının istənilən cırlaşma tərtibində doğru olan termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün aşağıdakı ümumi ifadəni alarıq:

$$\alpha=-\frac{k_0}{e}\frac{1}{2na(\pi R)^2}\sum_{N,\sigma}\Big[Z_0\ln(1+e^{\eta^*+\varepsilon_0^*\cos Z_0})-Z_0 f_0(Z_0)(\eta^*+\varepsilon_0^*\cos Z_0)+ \\ +\int_0^{Z_0}Z(\varepsilon)(\eta^*+\varepsilon_0^*\cos Z)\left(\frac{\partial f_0}{\partial Z}\right)dZ\Big], \tag{14}$$

burada

$$Z(\varepsilon)=k_z a=\arccos\left(1-\frac{\varepsilon-\varepsilon_{N,\sigma}}{\varepsilon_0}\right), \tag{15}$$

harada $\varepsilon_{N,\sigma}=(2N+1)\mu B+g^*\sigma\mu_0 B$, $\eta^*=\zeta^*-\varepsilon_{N,\sigma}^*-\varepsilon_0^*$, $\zeta^*=\zeta/k_0T$, $\varepsilon_{N,\sigma}^*=\varepsilon_{N,\sigma}/k_0T$, $\varepsilon_0^*=\varepsilon_0/k_0T$, inteqralın yuxarı sərhədi isə

$$Z_0=\begin{cases}\pi & , \quad \varepsilon>2\varepsilon_0 \\ \arccos\left(1+\dfrac{\mu B-\varepsilon}{\varepsilon_0}\right), & \quad \varepsilon<2\varepsilon_0\end{cases}. \tag{16}$$

kimi təyin olunub zonanın dolma dərəcəsini xarakterizə edir.

(14)-dən göründüyü kimi eninə güclü maqnit sahəsində termoelektrik hərəkət qüvvəsi yalnız dispersiya qanunu ilə təyin olunur. Burada konkret olaraq güclü cırlaşmış elektron qazı halına baxılmışdır. Tapılmışdır ki, cırlaşmaya görə birinci yaxınlaşmada termoelektrik hərəkət qüvvəsi hal sıxlığı funksiyası ilə təyin olunur:

$$\alpha(B)=-\frac{\pi^2}{3}\frac{k_0^2T}{en}g_B(\zeta_F)\ , \tag{17}$$

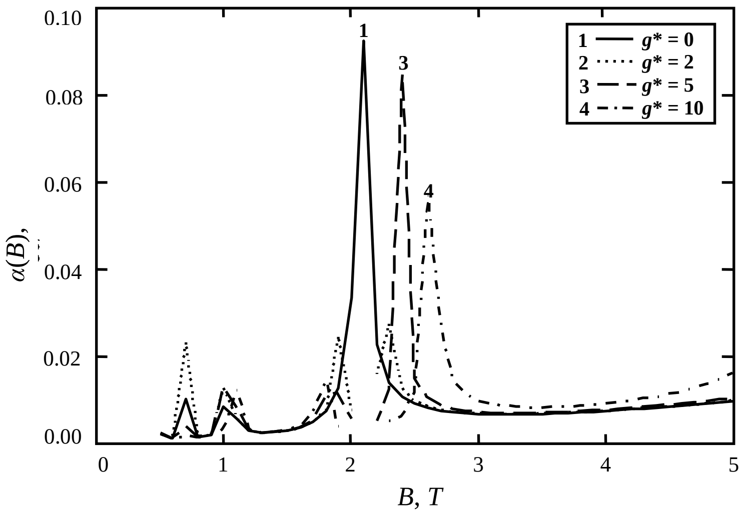
burada $g_B(\zeta_F)$ - Fermi səviyyəsində kvant hallarının sıxlığı olub (1) enerji spektri üçün

$$g_B(\varepsilon)=\frac{1}{2(\pi R)^2 a}\sum_{N\sigma}\left(2\varepsilon_0\varepsilon_z-\varepsilon_z^2\right)^{-1/2}=\frac{1}{2(\pi R)^2 a\varepsilon_0}\sum_{N\sigma}\sin^{-1}(ak_z), \tag{18}$$

düsturu ilə tapılır [6], burada $\varepsilon_z=\varepsilon(N,k_z,\sigma)-(2N+1)\mu B-g^*\sigma\mu_B B$ əvəzləməsi daxil edilmişdir. (18) münasibəti [5] işindəki düstur ilə yaxşı uyğunluq təşkil edir. Qeyd etmək lazımdır ki, hal sıxlığı funksiyası hər dəfə $\varepsilon_z=2\varepsilon_0$ olduqda müəyyən özəlliyə malik olur. $\varepsilon_z>2\varepsilon_0$ olduqda isə hal sıxlığı enerjidən asılı olmur və maqnit sahəsinin qiymətindən asılı olaraq xətti artır.

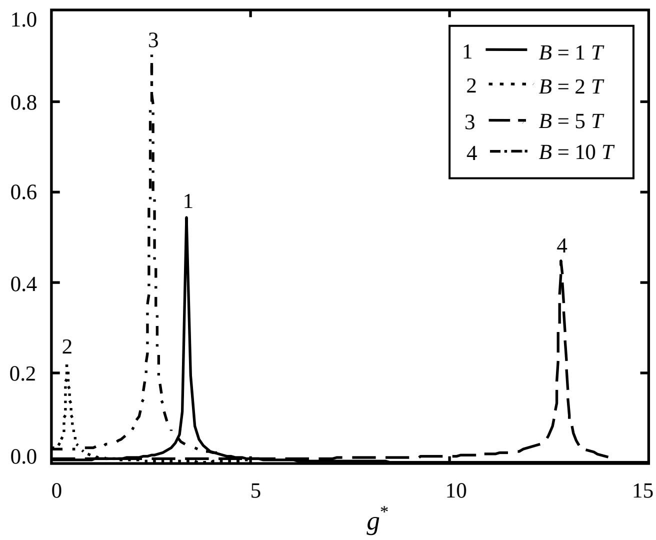
(17)-dən görünür ki, güclü cırlaşmış elektron qazı halında termoelektrik hərəkət qüvvəsi həm massiv nümunələr, həm də laylı birləşmələr üçün doğru olan ifadə ilə təyin olunur, yəni enerji spektrinin şəklindən asılı olmur.

(8), (18) və (17) münasibətlərindən istifadə edərək termoelektrik hərəkət qüvvəsinin maqnit sahəsindən, temperaturdan, zonanın dolma dərəcəsindən və spin parçalanmasının g^*- faktorundan asılılığını təyin etmək üçün ədədi hesablamalar aparılmışdır (şəkil 1 və 2). Ədədi hesablamalar zamanı $\zeta_F < 2\varepsilon_0$ halına baxılmış və aşağıdakı parametrlərdən istifadə olunmuşdur: $\varepsilon_0 = 1meV$, $a = 10\,nm$, $n = 10^{23} m^{-3}$, $m_\perp = 0{,}2m_0$ [10].



Şək.1. Spin parçalanması nəzərə alınmaqla termoelektrik hərəkət qüvvəsinin g^* - faktorunun müxtəlif qiymətlərində maqnit sahəsindən asılılığı.

Şəkil 1 və 2-dən göründüyü kimi termoelektrik hərəkət qüvvəsi maqnit sahəsinin qiymətindən və g^* - faktorundan asılı olaraq qeyri-monoton dəyişir. Belə ki, termoelektrik hərəkət qüvvəsi maqnit sahəsində ossilyasiya edərək ekstremumlara – piklərə malik olur. Bu ossilyasiyaların xarakteri, piklərin qiyməti və periodu spin parçalnması, effektiv kütlə və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ilə təyin olunur. Piklərin itiliyi isə elektron qazının tam cırlaşmış olması ilə əlaqədardır. Spin parçalanmasının nəzərə alınması müşahidə olunan piklərin sayını iki dəfə artırır və bu zaman ossilyasiyaların periodu azalır.



Şək.2. Spin parçalanması nəzərə alınmaqla termoelektrik hərəkət qüvvəsinin maqnit sahəsinin müxtəlif qiymətlərində g^* - faktordan asılılığı.

Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin belə dəyişməsi bilavasitə hal sıxlığı funksiyası ilə bağlıdır. Belə ki, maqnit sahəsinin qiymətinin artması ilə (18) düsturu ilə təyin olunan hal sıxlığında energetik yarıqlar yaranır. Bu yarıqlar μB və $g^*\mu_0 B$ enerjiləri $2\varepsilon_0$ - dan böyük olduqda müşahidə olunur. Minizonanın tutumu maqnit sahəsindən asılı olduğuna görə yükdaşıyıcıların tam konsentrasiyasının verilmiş qiymətində maqnit sahəinin dəyişməsi minizonanın dolma dərəcəsini dəyişdirəcək. Bu dəyişmə zaman minizona tam dolub, tam boşalacaq, yəni metal-izolyator keçidi baş verəcək.

Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin ossilyasiyalarına Fermi səthinin maqnit sahəsi istiqaməti boyunca ölçüsünün yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılılığı da təsir edir.

Şəkil 1-in təhlili həm də göstərir ki, g^* - faktorun böyük qiymətlərində temoelektrik hərəkət qüvvəsi maqnit sahəsindən asılı olaraq Kapitsa effektinə uyğun xətti artır (bax [4]). Kapitsa effekti maqnit sahəsinin 30 *Tl*-ya uyğun çox böyük qiymətlərində müşahidə olunur. Bu effektin müşahidə olunma şərti effektiv kütlənin uzununa və eninə komponentlərindən asılıdır. Belə ki, lay müstəvisi boyunca effektiv kütlə kiçik olduqca maqnit sahəsinin daha kiçik qiymətlərində xətti asılılıq realizə olunur.

Qeyd etmək lazımdır ki, ədədi hesablamalardan və tapılmış düsturlardan istifadə edərək spin parçalanmasının g^* - faktoru, ifratqəfəsin zona parametrləri, temoelektrik hərəkət qüvvəsinin sıçrayışa məruz qaldığı maqnit sahəsinin oblastları kimi fiziki xarakteristikaları təyin edilə bilər. Belə ki, temoelektrik hərəkət qüvvəsinin ossilyasiya piklərinin qiyməti və vəziyyətinin təcrübi və nəzəri nəticələrinin müqayisəsindən g^* - faktoru və ifratqəfəsin mini-zonasının ε_0 - enini hesablamaq olar.

ƏDƏBİYYAT

1. Pfeffer P., Zawadzki W. Electrons in $GaAs$ / $Ga_{1-x}Al_xAs$ Superlattices: Spin and Orbital States in a Magnetic Field. // Physical Review B, 81, p.235310-235317, (2010).
2. Борисенко С.И. Физика полупроводниковых наноструктур. Изд. Томского Политехнического Института, 2010, 114 с.
3. V.T.Dolgopolov, Gold A. Magnetoresistance of a Two-Dimensional Electron Gas in Parallel Magnetic Field. // Письма в ЖЭТФ, 71, p.42-46 (2000).
4. Капица П.Л. Сильные магнитные поля. М.: Наука, (1988) 254 с.
5. Луцкий В.Н., Каганов М.И., Шик А.Я. О некоторых особенностях проводимости сверхрешеток в квантующем магнитном поле. // ЖЭТФ, 92, с.721-729 (1987).
6. Askerov B.M., Figarova S.R., Mahmudov M.M. Longitudinal Magnetoresistance of Layered Crystals in a Quantizing Magnetic Field Taking Into Account the Spin Splitting. // Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures, 33, p.303-307 (2006).
7. Якунин М.В., Альшанский Г.А., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Харус Г.И. Шелушинина Н.Г., Звонков Б.Н., Ускова Е.А., А. де Виссер, Пономаренко Л. Спиновые эффекты в индуцированном параллельным магнитным полем магнитосопротивлении двойной квантовой ямы n-$In_xGa_{1-x}As$ / $GaAs$. // ФТП, 39, p.118-123 (2005).
8. Askerov B.M. Electron Transport Phenomena in Semiconductors. World Scientific, Singapore, (1994), 394 p.
9. Askerov B.M., Figarova S.R. Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases. Springer-Verlag, Berlin, (2010) 374 p.
10. Pusep Yu.A., Gusev G.M., Chiquito A.J., Sokolov S.S., Bakarov A.K., Toropov A.I., Leite J.R. Vertical Longitudinal Magnetoresistance of Semiconductor Superlattices. // Physical Review B, 63, p.165307-165312, (2001).

ВЛИЯНИЕ СПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ НА ТЕРМОЭДС КВАЗИДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

С.Р.ФИГАРОВА, М.М.МАХМУДОВ

РЕЗЮМЕ

В работе теоретически исследуется термоэдс электронного газа с косинусоидальным законом дисперсии в поперечном квантующем магнитном поле с учетом спинового расщепления. Найдено, что термоэдс, которая пропорционально плотности состояний, в квантующем магнитном поле сильно зависит от спинового расщепления и зонных параметров сверхрешетки. На основе полученных аналитических выражений построена графическая зависимость термоэдс как от величины магнитного поля, так и от g^*-фактора спинного расщепления. Показано, что термоэдс сверхрешетки осциллирует в магнитном поле, причем период осцилляций зависит от спинового расщепления и формы поверхности Ферми.

Ключевые слова: квантующее магнитное поле, сверхрешетка, граница Ферми, термоэдс, спиновое расщепление.

INFLUENCE OF SPIN SPLITTING ON THERMOPOWER OF QUASI-TWO-DIMENSIONAL ELECTRON SYSTEMS IN A QUANTIZING MAGNETIC FIELD

S.R. FIGAROVA, M.M. MAHMUDOV

SUMMARY

The paper theoretically investigates the thermopower of the electron gas with cosine dispersion law in the transverse quantizing magnetic field, taking into account the spin splitting. It was found that the thermoelectric power which is proportional to the density of states in a quantizing magnetic field depends strongly on the spin splitting and band parameters of the superlattice. Based on the analytical expressions, there was constructed the graphic dependence of the thermoelectric power both on the function of the magnetic field, and on g^* factor spinal cleavage. It is shown that the superlattice thermoelectric power oscillates in a magnetic field, and the period of oscillation depends on the spin splitting and the shape of the Fermi surface.

Key words: quantized magnetic field, superlattice, Fermi level, thermopower, spin splitting

Redaksiyaya daxil oldu: 15.01.2015-ci il
Çapa imzalandı: 12.02.2016-cı il