BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ

№3 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2009

ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ИОНАХ ПРИМЕСИ

Б.М.АСКЕРОВ[1], С.Р.ФИГАРОВА[1], Г.И.ГУСЕЙНОВ[2]

[1]Бакинский Государственный Университет

[2]Азербайджанский Архитектурный и Строительный Университет

askerov@mail.ru

Построена теория гальваномагнитных явлений с учетом анизотропии рассеяния носителей тока на экранированных ионах примеси в квазидвумерных электронных системах. Получены общие выражения для компонент тензора электропроводности в неквантующем магнитном поле при произвольной степени вырождении электронного газа. Определены коэффициент Холла и магнитосопротивление. Показано, что коэффициент Холла в зависимости от направления магнитного поля может менять свой знак, а магнитосопротивление зависит от соотношения между радиусом экранирования и постоянной решетки в направлении перпендикулярным слоям.

1. Введение

Теории кинетических эффектов в квазидвумерных системах посвящено довольно много работ (например, [1-6]). В работах [1-3] рассматривалась подвижность, магнитосопротивление и коэффициент Холла при рассеянии носителей тока на оптических фононах [1] и на ионах примеси [2] в слабых магнитных полях. В этих работах были проведены только численные расчеты для конкретных структур $GaAs/AlGaAs$ и $CdGeAs_2$. Исследование магнитосопротивления строго двумерного электронного газа и его анализ в слабых магнитных полях приведен в [4].

Теория явлений переноса в квазидвумерных системах при произвольной степени вырождения электронного газа в магнитном поле развивалась в работах [5,6], где рассматривался только случай, когда энергия носителей тока больше ширины зоны проводимости в перпендикулярном к слоям направлении. Конкретные аналитические выражения были получены только в случае рассеяния на акустических фононах, когда время релаксации изотропное и не зависит от энергии электрона проводимости.

Благодаря резкой анизотропии энергетического спектра и времени релаксации в квазидвумерных системах характер движения носителей тока параллельно и перпендикулярно к слоям существенно различен. Внешнее магнитное поле связывает движения носителей тока в плоскости слоя и в направлении перпендикулярном ему и перепутывает их.

В сверхрешетках и природных слоистых полупроводниках таких как InSe, GaSe электронный газ является квазидвумерным или двумерным в зависимости от степени заполнения зоны проводимости.

Таким образом, теорию кинетических явлений в магнитном поле в электронных системах с косинусоидальным законом дисперсии следует развивать в направлении, учитывающем зависимость анизотронного времени релаксации от компонент волнового вектора, а также рассмотреть как строго двумерный, так и квазидвумерный случаи. Кроме того, необходимо изучить зависимость кинетических коэффициентов от величины и направления магнитного поля относительно слоев квазидвумерной электронной системы.

Целью данной работы является построение теории гальваномагнитных явлений с учетом анизотропии рассеяния носителей тока на экранированных ионах примеси в квазидвумерных электронных системах. Анизотропия рассеяния учитывается с помощью введения тензора обратного времени релаксации в борновском приближении $[7]$. Получены общие выражения для компонент тензора электропроводности в неквантующем магнитном поле при произвольной степени вырождении электронного газа и произвольной величине магнитного поля. На основе найденных выражений определен коэффициент Холла и магнитосопротивление. Показано, что коэффициент Холла в зависимости от направления магнитного поля относительно оси сверхрешетки может менять свой знак. А поведение магнитосопротивления зависит от соотношения между радиусом экранирования и постоянной сверхрешетки в направлении перпендикулярном слоям.

2. Тензор электропроводности в магнитном поле

Рассмотрим слоистый проводник с квазидвумерным энергетическим спектром электронов проводимости в виде $[8]$

$$\varepsilon(k)=\frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m_\perp}+\varepsilon_o\left[1-\cos(ak_z)\right]. \tag{1}$$

Здесь, $k_\perp^2=k_x^2+k_y^2$, $k_\perp$ и $k_z=k_\parallel$- поперечная и продольная компоненты волнового вектора, соответственно, ε_o- ширина одномерной минизоны, a- постоянная решетки в направлении, перпендикулярном плоскости лоя $m_x=m_y=m_\perp$- эффективная масса электронов проводимости в плоскости слоя.

В слоистых соединениях анизотропен не только энергетический спектр, но и механизм рассеяния, который, в свою очередь, естественно, зависит от энергетического спектра. В $[7]$ были найдены компонент обратного времени релаксации, которые зависят от компонент волнового вектора $k_\perp$ и $k_\parallel$ и от степени экранировки кулоновского потенциала примесных ионов kr_0. При слабом экранирование $kr_0>>1$ для компонент обратного времени релаксации имеем:

$$\frac{1}{\tau_\perp} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{\ln(4k_z r_0)}{(2k_\perp r_0)^3} \tag{2}$$

$$\frac{1}{\tau_{//}} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{1}{4k_\perp k_z r_0^2}, \tag{3}$$

где $\tau_0 = \frac{(m_\perp \chi)^{1/2}}{8\pi \mathrm{N} e a^{3/2}}$, N-концентрация примесей, χ - диэлектрическая проницаемость, e – величина заряда электрона.

На основе выражения для анизотронного времени релаксации (2) и (3) вычислим компоненты электропроводности квазидвумерных электронных систем при рассеянии на ионах примеси, исходя из выражения для плотности тока [9,10]

$$\mathrm{j}_i = -\frac{em_\perp}{2\pi^2\hbar^2 a}\int_0^{z_0}\int_0^{2\pi}\int_0^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}\right)P_i \upsilon_i^2 \, d\varepsilon_\perp d\varphi \, dz, \tag{4}$$

где

$$Z_0 = \begin{cases} \pi \quad при \quad \xi > 2\varepsilon_0 \\ \arccos\left(1 - \frac{\xi}{\varepsilon_0}\right) \quad при \quad \xi < 2\varepsilon_0 \end{cases}, \qquad z = ak_z,$$

ξ – энергия Ферми, P_i-компоненты импульса обобшенной силы [9], вызывающей дрейф носителей тока.

Здесь рассматривается два направлении магнитного поля: $а) H // Z$, магнитное поле перпендикулярно плоскости слоя, $б) H \perp Z$ магнитное поле находится в плоскости слоя;

а) Сначала проинтегрировав формулу (4) по φ в удобной для данного энергетического спектра цилиндрической системе координат, получим следующие выражения для компонентов тензора электропроводности в случае, когда магнитное поле $H = H_z$ направлено перпендикулярной плоскости слоя:

$$а)\, \sigma_{yy} = \sigma_{xx} = e^2 n_0 \left\langle \frac{\tau_\perp}{1+\nu_\perp^2} \right\rangle \tag{5}$$

$$\sigma_{yx} = \sigma_{xy} = e^2 n_0 \left\langle \frac{\tau_\perp \nu_\perp}{1+\nu_\perp^2} \right\rangle, \tag{6}$$

где $\nu_\perp = \frac{eB\tau_\perp}{m_\perp}$, а угловые скобки означают

$$\langle A \rangle = \frac{1}{2\pi^2\hbar^2 a n_0}\int_0^{z_0}\int_0^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_\perp}\right) A \varepsilon_\perp d\varepsilon_\perp dz. \tag{7}$$

б) Когда магнитное поле расположено в плоскости слоя для компонент гальваномагнитного тензора имеем:

$$\sigma_{xx} = e^2 n_0 \left\langle \frac{\tau_\perp}{1+\nu_\perp \nu_\parallel} \right\rangle, \quad \sigma_{xy} = e^2 n_0 \left\langle \frac{\tau_\perp \cdot \nu_\parallel}{1+\nu_\perp \nu_\parallel} \right\rangle \tag{8}$$

$$\sigma_{zz} = e^2 n_0 \left\langle\left\langle \frac{\tau_z}{1+\nu_\perp \nu_\parallel} \right\rangle\right\rangle, \quad \sigma_{zx} = e^2 n_0 \left\langle\left\langle \frac{\tau_z \cdot \nu_\perp}{1+\nu_\perp \nu_\parallel} \right\rangle\right\rangle, \tag{9}$$

где $\nu_\parallel = \dfrac{eB\tau_\parallel}{m_\parallel}$, *а* угловые скобки $\langle\langle ... \rangle\rangle$ означают

$$\langle\langle A \rangle\rangle = \frac{m_\perp}{m_\parallel} \cdot \frac{\varepsilon_0}{2\pi^2 \hbar^2 a n_0} \int_0^{z_0} \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) A(\varepsilon_\perp z) \cdot \sin^2 z d\varepsilon_\perp dz \,. \tag{10}$$

Формулы, полученные для компонент гальваномагнитного тензора, проводимости относятся как к двумерному $(\xi > 2\varepsilon_0)$, так и к квазидвумерному $(\xi < 2\varepsilon_0)$ электронному газу при произвольной степени вырождения. Но при произвольном значения величины магнитного поля и степени вырождения электронного газа эту задачу аналитически решить нельзя. Поэтому мы отдельно рассматрим случаи сильного $(\nu_\perp >> 1, \nu_\parallel >> 1)$ и слабого магнитного поля $(\nu_\perp << 1,\ \nu_\parallel << 1)$ для двух направлений поля: $а) H \,//\, Z$, $в) H \perp Z$.

3. Коэффициент Холла R и магнитосопротивление ρ(H).

Здесь мы рассмотрим чисто двумерный электронный газ, т.е. $z_0 = \pi$. В этом случае удается получить отдельно аналитические выражения для коэффициента Холла в слабом и сильном магнитном поле. Когда $H = H_z$ коэффициент Холла обозначается $R_\perp$, при $H = H_y - R_\parallel$ **и** принимает вид

$$R_\perp = -\frac{1}{e n_0 c} \cdot \frac{m_{\parallel 0}}{m_\perp} \left(\pi a^3 n_0 \right) \cdot \frac{\varepsilon_0}{\xi - \varepsilon_0} \left[1 + \frac{5}{2} \left(\frac{\varepsilon_0}{\xi - \varepsilon_0} \right)^2 \right] \tag{11}$$

$$R_\parallel = \frac{1}{e n_0 c} \cdot \frac{m_{\parallel 0}}{m_\perp} \left(\pi a^3 n_0 \right) \cdot \left(\frac{\varepsilon_0}{\xi - \varepsilon_0} \right) \left[1 - \frac{8}{9} \left(\frac{\varepsilon_0}{\xi - \varepsilon_0} \right) \frac{4}{\pi^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{\varepsilon_0}{\xi - \varepsilon_0} \right)^2 \right]. \tag{12}$$

Отсюда видно, что коэффициент Холла в слабом магнитном поле изменяет свой знак в зависимости от направления магнитного поля. Это, по видимому, связано с наличием в мини-зоне области с отрицательной эффективной массой. Кроме того, из формул (11) и (12) видно, что R зависит от отношение эффективных масс вдоль и поперек слоя $\dfrac{m_{\|0}}{m_\perp}$. Так как эффективная масса перпендикульярно плоскости слоя много больше в плоскости слоя $m_{\|0} > m_\perp$, то коэффициент Холла в двумерных системах больше, чем в трехмерных.

В сильном магнитном поле $\nu_\perp >> 1$; $\nu_\| >> 1$ коэффициент Холла также меняет свой знак в зависимости от направления магнитного поля и становится положительным. Причем коэффициент Холла зависит, как и следовало ожидать, только от концентрации электронного газа, которая определяется формулой:

$$n_0 = \frac{m_\perp \varepsilon_0}{\pi\hbar^2 a} \tag{13}$$

$$\text{а) } R_\perp = -\frac{1}{en_0 c} \quad \text{б) } R_\| = \frac{1}{en_0 c}. \tag{14}$$

Теперь приведем выражения для магнитосопротивление в слабом магнитном поле как для двумерного, так и квазидвумерного электронного газа.

$$a)\,\rho_\perp(H_\perp) = \rho(0)\left\{1 + \frac{\nu_{\perp 0}^2}{\ln^2\left(\frac{2r_0 z_0}{a}\right)}\left[\frac{\mathrm{I}_{0,0,1\frac{1}{2}}}{\mathrm{I}_{0,0,5}} - \frac{\mathrm{I}_{0,0,4}^2}{\mathrm{I}_{0,0,\frac{5}{2}}^2}\right]\right\} \tag{15}$$

$$\text{б) } \rho_\|(H_\|) = \rho(0)\left\{1 + \frac{\nu_{\perp 0}\cdot\nu_{\|0}}{\ln\left(\frac{2r_0 z_0}{a}\right)}\left[\frac{\mathrm{I}_{1,1,\frac{5}{2}}\left(\mathrm{I}_{1,0,\frac{1}{2}} - \mathrm{I}_{1,2,\frac{1}{2}}\right) - \mathrm{I}_{1,1,3}\left(\mathrm{I}_{1,0,2} - \mathrm{I}_{1,2,2}\right)}{\mathrm{I}_{0,0,\frac{5}{2}}\cdot\left(\mathrm{I}_{1,0,\frac{1}{2}} - \mathrm{I}_{1,2,\frac{1}{2}}\right)}\right]\right\}, \tag{16}$$

где $\mathrm{I}_{kem} = \int_0^{z_0} z^k \cos^l z \left(\xi^* - 2\varepsilon_0 \sin^2\frac{z}{2}\right)^m dz$, $\xi^* = \dfrac{\xi}{k_0 T}$, $\varepsilon_0{}^* = \dfrac{\varepsilon_0}{k_0 T}$, $k_0 = 1{,}38\cdot 10^{-23}\dfrac{Дж}{k}$

- постоянная Больцмана , Т – абсолютная температура.

Соответственно, в сильном магнитном поле для ρ(H) имеем следующие выражения.

$$a)\,\rho_\perp(H_\perp) = \rho(0)\frac{\mathrm{I}_{0,0,-\frac{1}{2}}\cdot\mathrm{I}_{0,0,\frac{5}{2}}}{\mathrm{I}_{0,0,1}^2}\left[1 - \frac{\ln\left(\frac{2r_0 z_0}{a}\right)}{\nu_{\perp 0}^2}\cdot\frac{\mathrm{I}_{0,0,-\frac{1}{2}}^2}{\mathrm{I}_{0,0,1}^2}\right] \tag{17}$$

$$\text{б) } \rho_\|(H_\|) = \rho(0)\frac{\mathrm{I}_{0,-1,-\frac{3}{2}} - \mathrm{I}_{0,1,-\frac{3}{2}}}{\mathrm{I}_{0,0,1}\cdot\left(\mathrm{I}_{0,-1,0} - \mathrm{I}_{0,1,0}\right)}\left[1 - \frac{\ln\left(\frac{2r_0 z_0}{a}\right)}{\nu_{\perp 0}\nu_{\|0}}\cdot\frac{\mathrm{I}_{-1,-1,\frac{1}{2}}\left(\mathrm{I}_{0,-1,-\frac{3}{2}} - \mathrm{I}_{0,1,-\frac{3}{2}}\right)}{\mathrm{I}_{0,0,1}\left(\mathrm{I}_{0,-1,0} - \mathrm{I}_{0,1,0}\right)}\right]. \tag{18}$$

Численный расчет, проведенный на основе формул (15-18) показывает, что величина $\rho(B)$ существенно зависит от соотношения между радиусом экранирования r_0 и постоянной решетки в направлении z-a. При $\frac{r_0}{a} < 1$ магнитосопротивление уменьшается с увеличением степени заполнении зоны z_0. В то время как с увеличением отношения $\frac{r_0}{a}$ при $\frac{r_0}{a} > 1$ магнитосопротивление увеличивается с ростом z_0.

4. Заключение

Получены аналитические выражения для компонент тензора проводимости σ_{ik} в магнитном поле при двух геометриях задачи а) H_z=H (магнитное поле перпендикульярно плоскости слоя), б) H_y=H (магнитное поле параллельно плоскости слоя).

На основе этих компонентов вычислены коэффициент Холла R и магнитосопротивление ρ(H) в слабых и сильных магнитных полях для двумерных систем с полностью вырожденным электронным газом.

Установлено, что коэффициент Холла изменяет свой знак и становится положительным по величине, когда магнитное поле находится в плоскости слоя. В слабом магнитном поле $R_{\|}$ и $R_{\perp}$ сильно зависят от соотношения между шириной мини- зоны и уровнем Ферми, а также от анизотропии эффективных масс $\frac{m_{\|0}}{m_{\perp}}$. В сильном магнитном поле коэффициент Холла определяется только параметрами вещества.

На основе численного расчета показано, что магнитосопротивление существенно зависит от соотношения между шириной мини-зоны и уровнем Ферми и определяется отношением радиуса экранирования к постоянной решетки поперек слоя $\left(\frac{r_0}{a}\right)$, в то время как коэффициент Холла от $\left(\frac{r_0}{a}\right)$ не зависит.

ЛИТЕРАТУРА

1. Borisenko S.I. , Rud V.Yu , Rud Yu.V., Tyuterev V.G. Semiconductors Science and Technology, 2002, v.17, p.1128-1132.
2. Masselink W.Ted. Phusical Review Letters, 1991, v. 66, p.1513-1516.
3. Vassell V.O. , Leu J. Semiconductors Science and Texnology, 1989, v. 4, p.645-656.
4. Bykov A.A., Gusev G.M., Leite J.R., Bakarov A.K., Goran A.V., Kudrychev V.M., Toropov A.I. Physical Review B, 2001, v. 65, p. 035302-035309.
5. Шик А.Я. ФТП, 1974, т.8, с.1841-1864.
6. Шик А.Я. ФТП, 1973, т. 7, с 261-269.
7. Аскеров Б.М., Гусейнов Г.И., Фигаров В.Р., Фигарова С.Р. ФТТ, 2008, т.50, с. 746-750
8. Fivaz R.C. Nuovo Cimento, 1969, b. 63, p. 10-16.

9. Askerov B.M. Electron transport phenomena in semiconductors. World Scientific, Singapore: 1993, 384 p.
10. Фигорова С.Р. Вестник ВГУ, серия физика-математических наук , 2006, № 3, с. 183-189

İKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON SİSTEMLƏRİNDƏ AŞQAR İONLARINDAN SƏPİLMƏ HALI ÜÇÜN QALVANOMAQNİT EFFEKTLƏR

B.M.ƏSGƏROV, S.R.FİQAROVA, H.İ.HÜSEYNOV

XÜLASƏ

Kvaziikiölçülü elektron sistemlərində yükdaşıyıcıların ekranlaşmış aşqar ionlarından səpilməsinin anizotropiyası nəzərə alınmaqla qalvanomaqnit effektlərin nəzəriyyəsi qurulmuşdur. Kvantlanmayan maqnit sahəsində ixtiyari dərəcədə cırlaşmış elektron qazı üçün elektrik keçirmə tenzorunun ümumi ifadələri alınmışdır. Holl əmsalı və maqnit müqaviməti təyin olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, Holl əmsalı maqnit sahəsinin istiqamətindən asılı olaraq işarəsini dəyişə bilər, maqnit müqaviməti isə ekranlaşma radiusu ilə laya perpendikulyar istiqamətdə qəfəs sabiti arasındakı münasibətdən asılıdır.

GALVANOMAGNETIC EFFECTS IN TWO-DIMENSIONAL ELECTRON SYSTEMS AT SCATTERING BY IMPURITY IONS

B.M.ASKAROV, S.R.FIGAROVA, G.I.HUSEYNOV

SUMMARY

The article studies the theory of the galvanomagnetic phenomena taking into account the anisotropy of scattering of the charge carriers by the impurity ions in quasi two dimensinal electron systems. The general expressions for a conductivity tensor component in magnetic field are received at any degeneration degree of electronic gas. Hall coefficient and magnetoresistivity are defined. It is shown, that Hall coefficient depending on a direction magnetic field can change the sign, and magnetoresistivity depends on a relation between screening radius and a lattice constant in a direction perpendicular to layers.