Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2013, т. 39, № 11, с. 1226–1230

Спиновый эффект Нернста в двумерном электронном газе

И.И. Ляпилин

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Ектеринбург, 620990, Россия
E-mail: Lyapilin@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 5 апреля 2013 г., после переработки 6 мая 2013 г.

В рамках метода неравновесного статистического оператора изучен отклик двумерных электронов проводимости со спин-орбитальным взаимодействием на термическое возмущение. Показано, что в этом случае в системе двумерных электронов реализуется спиновый ток, направление которого ортогонально градиенту температуры. С учетом рассеяния электронов определены выражения для спин-холловской проводимости.

У рамках методу нерівноважного статистичного оператора вивчено відгук двовимірних електронів провідності із спін-орбітальною взаємодією на термічне обурення. Показано, що в цьому випадку в системі двовимірних електронів реалізується спіновий струм, напрям якого є ортогональним градієнту температури. З урахуванням розсіяння електронів визначено вирази для спін-холлівської провідності.

PACS: 72.15.Jf Термоэлектрические и термомагнитные эффекты;
72.25.–b Спин-поляризованный перенос.

Ключевые слова: термическое возмущение, спин-орбитальное взаимодействие, спиновый ток.

Введение

Одной из центральных задач спинтроники является генерация и управление спиновыми токами в твердом теле. Генерация спинового тока возможна различными методами: оптическими, магнитными и, что особенно важно для применения в различного рода приборах [1], с помощью электрического тока, например, когда спин-поляризованные электроны инжектируются из ферромагнитного материала в немагнитный. При этом в немагнитном материале на длине спиновой диффузии возникает спиновая аккумуляция. Поскольку внешнее возмущение, как правило, действует на кинетические степени свободы, основную роль в формировании спинового отклика на внешнее возмущение играет спин-орбитальное взаимодействие, которое связывает трансляционные (кинетические) степени свободы со спиновыми. В качестве примера такого эффекта можно указать на комбинированный электродипольный резонанс, при котором взаимодействие электронов проводимости с переменным электрическим полем приводит к резонансу на зеемановской частоте [2]. Другой пример такого отклика — спиновый эффект Холла (СЭХ) [3,4], который проявляется в виде спинового тока, направленного перпендикулярно обычному току, и спиновой аккумуляции, которые имеют место в электрическом поле. СЭХ наблюдался экспериментально при низких и комнатных температурах [5–7]. Возможность манипуляции спиновыми степенями свободы электронов с помощью электрического поля открывает новые пути практического использования их в различного рода приборах. При СЭХ внешнее электрическое поле непосредственно влияет только на кинетические степени свободы электронов и через спин-орбитальное взаимодействие передается в спиновую подсистему. Существуют механизмы взаимодействия с внешними полями, при которых энергия внешнего поля одновременно передается в обе электронные подсистемы (кинетическую и спиновую). Пример такого взаимодействия, которое одновременно влияет на спиновые и кинетические спиновые степени свободы, — взаимодействие электронов проводимости с полем звуковой волны [8].

Реализация различных спиновых эффектов (спинового тока, аккумуляции) возможна не только при воздействии на систему носителей электрического поля, но также, например, при воздействии на нее неоднородным температурным полем. Одним из таких эффектов является спиновый эффект Зеебека [9,10], где продольный спиновый ток и связанное с ним «спиновое» напряжение обусловлены градиентом температуры. Спиновый эффект Зеебека (СЭЗ) наблюдался как в полупроводниковых (Ga, Mn)As [10], так и в металли-

© И.И. Ляпилин, 2013

ческих Co_2MnSi ферромагнетиках [11]. Наконец, следует отметить, что этот эффект наблюдался и в магнитных изоляторах $LaY_2Fe_5O_{12}$ [12]. Можно утверждать, что данный эффект есть проявление общих свойств ферромагнитных материалов. Если в обычном эффекте Зеебека возникающее напряжение обусловлено только движением заряженных частиц под действием градиента температуры, то в спиновом эффекте Зеебека спиновый ток, инжектируемый в немагнитный материал из ферромагнитного, конвертируется в измеряемое напряжение с помощью инверсного спинового эффекта Холла [13]. При этом, в отличие от обычного эффекта Зеебека, зарядовый и тепловой «пути» в спиновом эффекте Зеебека пространственно разнесены. Теоретический анализ СЭЗ в непроводящих кристаллах показал, что ключевую роль в формировании эффекта в таких материалах играют коллективные возбуждения — спиновые волны (магноны) [12]. Таким образом, можно утверждать, что наряду со спиновым током, обусловленным электронами проводимости, важную роль в спиновой калоритронике играет спиновый ток, связанный с возбуждением магнонов (магнонный спиновый ток).

Изучение такого вида эффектов получило название термоспинтроника или спин-калоритроника [14], теоретические основы которой рассмотрены в конце XX столетия [15]. Очевидно, что градиент температуры должен приводить и к другим эффектам, в которых проявляются спиновые степени свободы, таким, как спиновый эффект Нерста (или температурный спиновый эффект Холла) [16–19]. Как отмечено в работе [20], между спиновыми эффектами, реализующимися под действием электрического поля и неоднородного температурного поля, есть много общего.

В нулевом магнитном поле отклик двумерных электронов на термическое возмущение при учете спин-орбитального взаимодействия исследован в [16]. При этом термическое возмущение учитывалось путем введения фиктивных внешних сил («механического» неоднородного гравитационного поля), действие которого в какой-то мере идентично действию термического возмущения [21]. Был рассмотрен так называемый «чистый предел», когда полностью игнорировалась роль рассеивателей (фононов, примесей и т.д.) и предполагалось, что как бесконечно малое электрическое, так и гравитационное поле, явно зависят от времени. В рамках рассмотренной модели и сделанных при этом предположениях показано, что в этом случае в системе реализуется спиновый ток, направленный ортогонально градиенту температуры. Заметим, что в настоящее время развиты более естественные способы описания термических возмущений. Так, метод неравновесного статистического оператора (НСО) и его различные модификации дают универсальный способ построения отклика слабонеравновесных систем на возмущения термического типа. В рамках данного метода кинетические коэффициенты выражаются через фурье-образы временных корреляционных функций по статистическому распределению, описывающему невозмущенный неравновесный процесс. При этом естественным путем принимаются во внимание и процессы рассеяния электронов, роль которых не могла быть изучена в методе, примененном в [16].

Цель данной работы — рассмотреть отклик двумерной системы со спин-орбитальным взаимодействием на термическое возмущение в рамках метода НСО, с учетом процессов рассеяния электронов.

Гамильтониан задачи

Гамильтониан двумерных электронов со спин-орбитальным взаимодействием (в качестве которого рассмотрим взаимодействие Рашбы [22]) запишем в виде

$$H_0 = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{\alpha}{\hbar}[\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p}]_z, \tag{1}$$

где m — эффективная масса электрона, α — константа спин-орбитального взаимодействия, σ^λ — матрицы Паули ($\lambda = x, y, z$).

Собственные функции H_0 и собственные значения энергии после диагонализации гамильтониана есть

$$\Psi_+ = \frac{1}{\sqrt{2}}\exp(ikr)\begin{pmatrix} 1 \\ isk^+/k \end{pmatrix}, \quad \varepsilon_{ks} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \alpha s k. \tag{2}$$

Индекс $s = \pm 1$ определяет две ветви энергетического спектра, $k^+ = k_x + ik_y$.

Определим базисные операторы: оператор потока заряда J^e и потока энергии J^w:

$$J_1 = J^e = e\hat{\mathbf{v}}, \quad J_2 = J^w = \{H_0 \hat{\mathbf{v}}\}/2.$$

В представлении вторичного квантования явный вид базисных операторов имеет вид

$$J^e = e\sum_{ks}\{\frac{\hbar \mathbf{k}}{m}[1 + \frac{s\alpha m}{\hbar^2 k}]a^+_{k,s}a_{k,s} - i\frac{s\alpha(\mathbf{k}\times\hat{\mathbf{z}})}{\hbar k}a^+_{k,s}a_{k,-s}\}, \tag{3}$$

$$J^w = \sum_{ks}(\varepsilon_{ks} - \mu)\{\frac{\hbar \mathbf{k}}{m}[1 + \frac{s\alpha m}{\hbar^2 k}]a^+_{k,s}a_{k,s} - $$

$$-i\frac{s\alpha(\mathbf{k}\times\mathbf{z})}{\hbar k}a^+_{k,s}a_{k,-s}\}. \tag{4}$$

Оператор спинового потока запишем в виде

$$J^{zs} = \hbar\{\sigma\hat{\mathbf{z}}, \hat{\mathbf{v}}\}/2,$$

где $\hat{\mathbf{z}}$ — единичный орт; $\hat{\mathbf{v}} = \mathbf{p}/m + (\alpha/\hbar)(\sigma\times\hat{\mathbf{z}})$ — оператор скорости.

$$J^{zs} = \frac{\hbar^2}{m}\sum_{ks}\mathbf{k}a^+_{k,s}a_{k,-s}, \tag{5}$$

$a^+_{k,s}\, a_{k,s}$ — ферми-операторы рождения и уничтожения электронов в состоянии k,s. μ — химический потенциал.

Первые слагаемые в правых частях выражений (3), (4) описывают внутризонные процессы в одной из электронных подзон $(s=\pm 1)$, в то время как вторые определяют характер движения, связанный с переходами между разными подзонами. Спиновый ток, как следует из выражения (5), полностью определяется межзонными переходами.

Выражения для базисных операторов позволяют решить задачу: определить отклик системы на термическое возмущение. Будем считать, что система находится в температурном поле, так что $\nabla_x T \neq 0,\ \nabla_y T = 0$.

Отклик на термическое возмущение

Термические возмущения можно описать, введя добавку к оператору энтропии $S(t,0) = S_0(t,0) + \delta S(t,0)$. В линейном приближении по термическому возмущению неравновесный статистический оператор $\rho(t,0)$ представим в виде

$$\rho(t,0) = \rho_0(t,0) + \delta\rho(t,0),$$

где оператор $\rho_0 = \exp\{-S_0(t,0)\}$ — равновесное распределение Гиббса, а $\delta S(t,0)$ — добавка к оператору энтропии $S_0(t,0)$, обусловленная термическим возмущением:

$$\delta\rho(t,0) = -\int_0^1 d\tau \rho_0^\tau(t,0)\delta S(t,0)\rho_0^{1-\tau}(t,0) +$$

$$+\int_{-\infty}^0 dt_1\, e^{\varepsilon t_1}\int_0^1 d\tau \rho_0^\tau(t,0)\delta \dot{S}(t+t_1,t_1)\rho_0^{1-\tau}(t,0), \qquad (6)$$

$\dot{S}(t,0) = (i\hbar)^{-1}[S(t,0),H]$ — оператор производства энтропии, H — гамильтониан рассматриваемой системы.

Линейная поправка к среднему значению произвольного оператора B, обусловленная включением термического возмущения, может быть представлена в виде [23]

$$<\delta B> = -\sum_m (B\,|\,P_m)_0\,\delta F_m(t) + \int_{-\infty}^0 dt_1\, e^{\varepsilon t_1}\times$$

$$\times\sum_m \{(B|\dot{P}_m(t_1))_0\,\delta F_m(t+t_1) + (B|P_m(t_1))_0\,\delta\dot{F}_m(t+t_1). \qquad (7)$$

Здесь P_m — набор средних значений операторов, описывающих систему, а $\delta F_m(t)$ — добавки к обобщенным термодинамическим силам, описывающие термическое возмущение, $\dot{B} = (i\hbar)^{-1}[B,H]$, $\delta\dot{F}_m(t) = (\partial/\partial t)\delta F(t)$, $<\delta B>^t = \mathrm{Sp}B(\rho(t)-\rho_0)$. $(A\,|\,B)_0$ — равновесные корреляционные функции вида

$$(A\,|\,B(t))_0 = \frac{1}{\beta}\int_0^\beta d\tau < A, B(t+i\hbar\tau) - <B>_0>_0,$$

$$<\ldots>_0\ \mathrm{Sp}(\ldots\rho_0). \qquad (8)$$

Скобки означают усреднение по равновесному распределению системы с полным гамильтонианом H, $\beta^{-1} = T$ — температура, выраженная в энергетических единицах. С учетом сказанного выше, поправки к средним значениям потоков заряда J_i^e и тепла J_k^w можно представить в виде

$$\delta < J_i^e >^t =$$

$$= \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1}\{(J_i^e,|\,J_k^e(t_1))_0\beta E^k + (J_i^e\,|\,J_k^w(t_1))_0\nabla^k\beta\}, \qquad (9)$$

$$\delta < J_i^w >^t =$$

$$= \int_{-\infty}^0 dt_1 e^{\varepsilon t_1}\{(J_i^w\,|\,J_k^e(t_1))_0\beta E^k + (J_i^w\,|\,J_k^w(t_1))_0\nabla^k\beta\}. \qquad (10)$$

Эти соотношения определяют тензоры электропроводности, термодиффузии и теплопроводности электронов по отношению к термическому возмущению.

Задача микроскопической теории термоэлектрических явлений заключается в построении явных выражений для тензоров кинетических коэффициентов (электропроводности σ_{ik}, теплопроводности χ_{ik} и т.д.), определяющих средние потоки заряда $< J_i^e >$ и тепла $< J_i^w >$. При этом любой термоэлектрический или термомагнитный коэффициент может быть построен из компонент тензоров $\sigma_{ik}, \chi_{ik}\ldots$ по известным феноменологическим формулам [24].

Для вычисления средних потоков заряда J^e и тепла J^w, возникающих в системе под действием эффективного электрического поля $E = -\nabla(\phi + \zeta/e)$ и градиента температуры ∇T (e и ζ — заряд и химический потенциал электронов; $\nabla\phi$ — однородное электрическое поле), удобно их представить в общем виде [25]

$$\begin{pmatrix}\mathbf{J}^e\\ \mathbf{J}^w\end{pmatrix} = \frac{1}{V}\hat{R}\begin{pmatrix}\beta\mathbf{E}\\ \nabla\beta\end{pmatrix}; \qquad \hat{R} = (J,J^+)^0, \qquad (11)$$

где J — двухкомпонентный оператор потока (вектор-столбец), причем $J_1 = J^e$ и $J_2 = J^w$. J^+ — эрмитово сопряженный оператор (вектор-строка). $\hat{R}$ — матрица 2×2 с компонентами

$$R_{kl} = (J_k, J_l^+)^0 = \int_{-\infty}^0 dt\, e^{\varepsilon t}(J_k, J_l^+(t))^0 \qquad (12)$$

(верхний индекс «0» соответствует нулевой частоте динамического коррелятора).

Матрица $\hat{R}$ может быть представлена в виде

$$\hat{R} = \hat{T}^{-1}\hat{X}, \quad \hat{X} = (J,J^+)_0. \qquad (13)$$

Здесь $\hat{X}$ — матрица статических корреляторов потоков, а $\hat{T}$ — транспортная матрица

$$\hat{T} \simeq (\dot{J}, \dot{J}^{+})_0^0 \frac{1}{(J, J^{+})_0}, \tag{14}$$

которые мы будем вычислять в неисчезающем приближении по взаимодействию электронов с рассеивателями.

В нулевом приближении по параметру

$$b = \frac{X_{21} X_{12}}{X_{11} X_{22}}$$

(ниже мы оценим этот коэффициент) матрица $\hat{R}$ принимает следующий вид:

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} \dfrac{X_{11}}{\gamma_{11}} & X_{12}\left(\dfrac{1}{\gamma_{11}} + \dfrac{1}{\gamma_{22}} - \dfrac{\gamma_{12}}{\gamma_{11}\gamma_{22}}\right) \\ X_{21}\left(\dfrac{1}{\gamma_{11}} + \dfrac{1}{\gamma_{22}} - \dfrac{\gamma_{21}}{\gamma_{11}\gamma_{22}}\right) & \dfrac{X_{22}}{\gamma_{22}} \end{pmatrix}, \tag{15}$$

где $X_{ik} = X_{ki}$, $\gamma_{ik} = \gamma_{ki}$.

$$\gamma_{ik} = \frac{(\dot{J}_{i(v)}, \dot{J}^{+}_{k(v)})_0^0}{(J_i, J_k^{+})_0}, \quad \dot{A}_{i(v)} = \frac{1}{i\hbar}[A_i, H_{ev}], \tag{16}$$

а H_{ev} определяет гамильтониан взаимодействия электронов с рассеивателями.

Основные кинетические коэффициенты, такие как электропроводность σ, термодиффузия q, диффузионная теплопроводность η и теплопроводность χ, определяемые формулами

$$\mathbf{J_e} = \sigma \mathbf{E} - q\nabla T, \quad \mathbf{J_w} = \eta \mathbf{E} - \chi \nabla T, \tag{17}$$

непосредственно следуют из формулы (15) и имеют вид

$$\sigma = \frac{X_{11}}{\gamma_{11}}, \quad \chi = \frac{X_{22}}{\gamma_{22}}, \quad q = \frac{X_{12}(\gamma_{11} + \gamma_{22} - \gamma_{12})}{\gamma_{11}\gamma_{22}}. \tag{18}$$

Таким образом, задача нахождения кинетических коэффициентов в данном подходе сводится к вычислению компонент матрицы $\hat{X}$ в пренебрежении взаимодействиями и кинетических коэффициентов γ_{ik}.

В пренебрежении взаимодействиями H_{ev} для компонент матрицы $\hat{X}_{ij}$ получаем

$$X_{11} = (J_e, J_e)_0 = e^2 \frac{\hbar^2}{m^2} \sum_{ks} k^2 \left(1 + \frac{\alpha s m}{\hbar^2 k}\right)^2 f(\varepsilon_{ks})[1 - f(\varepsilon_{ks})] = \frac{2ne^2 T}{m}\left[1 + \frac{\alpha^2 m}{2\hbar^2 \mu}\right], \tag{19}$$

$$X_{12} = (J_e, J_w)_0 = e\frac{\hbar}{m} \sum_{ks} k \left(1 + \frac{\alpha s m}{\hbar^2 k}\right)^2 (\varepsilon_{ks} - \mu) f(\varepsilon_{ks})[1 - f(\varepsilon_{ks})] = \frac{\pi m^2 e T^3}{2}, \tag{20}$$

$$X_{22} = (J_w, J_w)_0 = \frac{\hbar^2}{m^2} \sum_{ks} k^2 \left(1 + \frac{\alpha s m}{\hbar^2 k}\right)^2 (\varepsilon_{ks} - \mu)^2 f(\varepsilon_{ks})[1 - f(\varepsilon_{ks})] = \frac{\pi T^3 \mu}{3\hbar^2}\left[1 + \frac{\alpha^2 m}{2\hbar^2 \mu}\right]. \tag{21}$$

Здесь $f(\varepsilon_{ks})$ — функции распределения электронов проводимости. При низких температурах (вырожденная статистика электронов проводимости) имеем $b \sim (\beta\mu)^{-2} \ll 1$ (β — обратная температура, выраженная в энергетических единицах).

Если внешнее электрическое поле отсутствует $(\mathbf{E} = 0)$, то интересующий нас эффект — отклик спиновой подсистемы на градиент температуры $\nabla_x T$ в виде спинового тока J^{zs} определяется вторым слагаемым формулы для тока (9), которое представим в виде

$$\mathbf{J}^{zs} = -\beta(\mathbf{J}^{zs} \mid J_x^{w})_0 \nabla_x T. \tag{22}$$

Нетрудно убедиться, что отличной от нуля будет только компонента спинового тока J_y^{zs}, ортогональная градиенту температуры. Здесь $\sigma_{yx}^{zs} = \beta(J_y^{zs} \mid J_x^{w})_0$ — термо-спин холловская проводимость, которая в общем случае определяется выражением q (18):

$$\sigma_{yx}^{zs} = \beta(J_y^{zs}, J_x^{w})^{\omega=0} \approx \frac{(J_y^{zs}, J_x^{w})_0(\gamma_{yy} + \gamma_{xx} - \gamma_{yx})}{\gamma_{yy}\gamma_{xx}}. \tag{23}$$

Оценим частоты релаксации γ_{ik}, стоящие в круглых скобках в числителе. Они записаны в борновском приближении по взаимодействию электронов с рассеивателями. Из структуры выражений следует , что слагаемые

$$\gamma_{yy} = \frac{(\dot{J}^{zs}_{y(v)}, \dot{J}^{zs+}_{y(v)})_0}{(J_y^{zs}, J_y^{zs+})_0}, \quad \gamma_{yx} = \frac{(\dot{J}^{zs}_{y(v)}, \dot{J}^{w+}_{x(v)})_0}{(J_y^{zs}, J_x^{w+})_0} \tag{24}$$

отличны от нуля только в случае рассеяния электронов, которое происходот с переворотом спина. В то же время выражение

$$\gamma_{xx} = \frac{(\dot{J}^{w}_{x(v)}, \dot{J}^{w+}_{x(v)})_0}{(J_x^{w}, J_x^{w+})_0}, \tag{25}$$

отлично от нуля при рассеянии, которое сохраняет ориентацию спина в актах рассеяния. Таким образом, $\gamma_{xx} \gg \gamma_{yx}, \gamma_{yy}$ и

$$\sigma_{yx}^{zs} = \beta(J_y^{zs}, J_x^{w})_0 \approx \frac{(J_y^{zs}, J_x^{w})_0}{\gamma_{yy}}. \tag{26}$$

При записи (23) мы пренебрегли слагаемыми второго порядка малости по спин-орбитальному взаимодействию ($\gamma_{yw}, \gamma_{yy} \sim \alpha^2$). Что касается величины γ_{yy}, которая определяется выражением (16) и равна

$$\gamma_{yy} = \frac{(\dot{J}^{zs}_{y(v)}, \dot{J}^{zs+}_{y(v)})^0_0}{(J^{zs}_y, J^{zs+}_y)_0}, \qquad (27)$$

то она, как и все частоты релаксации γ_{ik}, определяет затухание корреляционной функции и зависит от конкретного механизма релаксации электронов. По порядку величины γ_{yy} совпадает с частотой релаксации спина электронов ν_s [26]. Вычисляя корреляционную функцию X_{yx}, получаем $X_{yx} = (J^z_y, J^w_x)_0 = (m\pi\alpha^2)/(3\hbar^3)$. Таким образом, для спинового тока имеем

$$J^{zs}_y = -\frac{m\pi\alpha^2}{3\hbar^3\nu_s}\nabla_x T. \qquad (28)$$

Как следует из этого выражения, величина спинового тока существенным образом зависит от механизмов рассеяния спина электронов.

Рассмотренный нами подход позволяет в единой схеме изучить ряд других эффектов, реализующихся в системе электронов проводимости, неравновесное состояние которых может быть обусловлено и другими внешними воздействиями, такими, например, как инжекция спин-поляризованных носителей в немагнитный полупроводник из ферромагнитного металла (полупроводника). В этом случае спиновая подсистема электронов проводимости может быть описана в рамках спиновой температуры, отличной от температуры решетки.

Выводы

Изучен отклик электронной двумерной системы со спин-орбитальным взаимодействием на термическое возмущение методом НСО. В рамках развитой теории показано, что возмущение электронной системы существенным образом сказывается на кинетических коэффициентах и приводит к возникновению спинового тока, направление которого ортогонально градиенту температуры. Проявление данного эффекта обусловлено спин-орбитальным взаимодействием, имеющим место в кристаллах. Получены выражения для спин-холловской проводимости с учетом рассеяния электронов проводимости.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке по гранту 12-Т-2-1011.

1. S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, and D.M. Trege, *Science* **294**, 1488 (2001).
2. E.I. Rashba, *Sov. Phys. Usp.* **84**, 557 (1964).
3. M.I. Djakonov and V.I. Perel, *Phys. Lett. A* **35**, 459 (1971).
4. J.E. Hirsh, *Phys. Rev. Lett*. **83**, 1834 (1999).
5. Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, and D.D. Anschalom, *Science* **306**, 1910 (2004).
6. J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jung Wirth, *Phys. Rev. Lett*. **94**, 047204 (2005).
7. N.P. Stern, S. Gosh, G. Xiang, M. Zhu, N. Samarth, and D.D. Awschalom, *Phys. Rev. Lett*. **97**, 126603 (2006).
8. I.I. Lyapilin, *J. Acoust. Soc. Amer* **133**, 1894 (2013).
9. K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature* **455**, 778 (2008).
10. C.M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D.D. Awschalom, J.P. Heremans, and R.C. Myers, *Nature Mater.* **9**, 898 (2010).
11. K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G.E.W. Bauer, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature Mater.* **9**, 894 (2010).
12. K. Uchida, T. Nonaka, T. Ota, and E. Saitoh, *Appl. Phys. Lett*. **97**, 262504 (2010).
13. T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, and S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett*. **98**, 156601 (2007).
14. Gerrit E.W. Bauer, Allan H. MacDonald, and Sadamichi Maekawa, *Solid State Commun*. **150**, 459 (2010).
15. M. Johnson, R.H. Silsbee, *Rhys. Rev. B* **35**, 4959 (1987).
16. Z. Ma, *Solid State Commun*. **150**, 505 (2010).
17. Xuele Liu, X.C. Xie, *Solid State Commun*. **150**, 471 (2010).
18. S. Cheng, Y. Hing, Q. Sung, and X.C. Xie, *Phys. Rev. B* **78** 045302 (2008).
19. A. Durdal and J. Barnas. *J. Phys. Cond. Mater*. **24**, 275302 (2012).
20. S. Maekawa, S.O. Valenzuela, and E. Saitoh, *Spin Current,* Oxford Science Publications (2012), p. 442.
21. J.M. Luttinger, *Phys. Rev*. **135**, A1505 (1964).
22. E.I. Rashba, *Sov. Phys. Solid State* **2**, 1109 (1960).
23. V.P. Kalashnikov, *Teor. Mat. Phys*. **11**, 1117 (1972).
24. Дж. Займан, *Электроны и фононы*, Изд-во иностр. лит. Москва (1962).
25. H. Mori, *Phys. Rev*. **112**, 1829 (1958).
26. И.И. Ляпилин, А.Е. Патраков, *ФНТ* **33**, 182 (2007) [*Low Temp. Phys*. **33**, 128 (2007)].

The Nernst spin effect in a two-dimensional electron gas

I.I. Lyapilin

The response of two-dimensional conduction electrons with spin-orbit coupling to thermal perturbation is studied by the method of nonequilibrium statistical operator. It is shown that in this case the spin current, orthogonal to the direction of temperature gradient, is generated. Expressions for spin-Hall conductivity are derived with taking electron scattering into account.

PACS: 72.15.Jf Thermoelectric and thermomagnetic effects;
72.25.–b Spin polarized transport.

Keywords: thermal perturbation, spin-orbit interaction, spin current.