DOI: 10.17725/rensit.2023.15.133

Управление динамикой спиновой поляризации электронов проводимости электрическим и механическим воздействием

Игнатьев В.К., Лебедев Н.Г., Перченко С.В., Станкевич Д.А.

Волгоградский государственный университет, https://volsu.ru/

Волгоград 400062, Российская Федерация

E-mail: vkignatjev@yandex.ru, nikolay.lebedev@volsu.ru, perchenko@volsu.ru, dimon50002004@yandex.ru

Поступила 27.04.2023, рецензирована 04.05.2023, принята 11.05.2023

Представлена действительным членом РАЕН А.В. Андреевым

Аннотация: **Предложена квантовая модель взаимодействия коллективизированного электрона проводимости с кристаллическим полем в однородном и изотропном деформированном поликристалле с учётом спин-орбитального взаимодействия. Получено динамическое уравнение движения спина электрона проводимости в напряжённо-деформированном металле. Показано, что в условиях неоднородного кручения в стационарном случае средний спин электронов проводимости ориентирован преимущественно вдоль вектора плотности тока. Максимальное значение величины спин-орбитального взаимодействия наблюдается, когда ось кручения ортогональна вектору плотности тока.**

Ключевые слова: **спин-орбитальное взаимодействие, переходные металлы, функции Ванье, дисторсия кручения**

PACS: 67.57.Lm, 72.25.Ba, 75.76.+j

Благодврности: Исследование выполнено за счёт средств гранта Российского научного фонда № 22-22-20035 (https://rscf.ru/project/22-22-20035/) и за счёт средств бюджета Волгоградской области.

Для цитирования: Игнатьев В.К., Лебедев Н.Г., Перченко С.В., Станкевич Д.А. Управление динамикой спиновой поляризации электронов проводимости электрическим и механическим воздействием. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии,* 2023, 15(2):133-138. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.133.

Controlling the dynamics of spin polarization of conduction electrons by electrical and mechanical action

Vyacheslav K. Ignatiev, Nikolay G. Lebedev, Sergey V. Perchenko, Dmitry A. Stankevich

Volgograd State University, https://volsu.ru/

Volgograd 400062, Russian Federation

E-mail: vkignatjev@yandex.ru, nikolay.lebedev@volsu.ru, perchenko@volsu.ru, dimon50002004@yandex.ru

Received April 27, 2023, peer-reviewed May 04, 2023, accepted May 11, 2023

Abstract: **A quantum model for the interaction of a collectivized conduction electron with a crystal field in a homogeneous and isotropic deformed polycrystalline sample, taking into account the spin-orbit interaction, is proposed. A dynamic equation of motion of the conduction electron spin in a stress-strained metal is obtained. It is shown that under conditions of inhomogeneous torsion in the stationary case, the average spin of conduction electrons is oriented predominantly along the current density vector. The maximum value of the spin-orbit interaction is observed when the torsion axis is orthogonal to the current density vector.**

Keywords: **spin-orbit interaction, transition metals, Wannier functions, torsional strain**

PACS: 67.57.Lm, 72.25.Ba, 75.76.+j

Acknowledgments: The research was carried out of the funds of the Russian Science Foundation grant № 22-22-20035 (https://rscf.ru/en/project/22-22-20035/), as well as the funds of the Volgograd region budget resources..

For citation: Vyacheslav K. Ignatiev, Nikolay G. Lebedev, Sergey V. Perchenko, Dmitry A. Stankevich. Control of the dynamics of spin polarization of conduction electrons by electrical and mechanical action. *RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies,* 2023, 15(2):133-138e. DOI: 10.17725/rensit.2023.15.133.

Содержание

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из направлений современной спинтроники является изучение спиновых потоков в проводниках и полупроводниках с целью их использования в различного рода устройствах микроэлектроники [1,2]. В последние десятилетия сформировалось новое научное направление физики конденсированного состояния – стрейнтроника, использующая физические эффекты в веществе, обусловленные деформациями, возникающими в микро-, нано- и гетероструктурах под действием внешних управляющих полей, приводящих к изменению электронного строения, электрических, магнитных, оптических и других свойств материалов [3]. Одна из ветвей стрейнтроники направлена на изучение влияния механических напряжений на электронные свойства вещества.

Ранее в рамках построенных авторских моделях напряжённо-деформированного ферромагнетика получено решение уравнений типа Ландау-Лифшица-Гильберта в виде динамической петли гистерезиса [4] и показано, что кристаллическое поле эффективно взаимодействует со спиновыми моментами локализованных электронов [5], а учёт спин-орбитального взаимодействия может эффективно поляризовать электроны проводимости в макроскопической области [6].

В настоящей работе рассмотрено динамическое управление поляризацией переменными по величине и направлению током и дисторсией кручения. Новизна предлагаемого подхода заключается в учёте в модельном гамильтониане коллективизированных электронов проводимости взаимодействия с кристаллическим полем деформированного металла с помощью релятивистских спин-орбитальных поправок второго порядка. Ранее такое взаимодействие не принималось во внимание, так как в недеформированном кристалле оно не создает макроскопической когерентной поляризации спиновых токов.

2. ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ

Рассмотрим механически индуцированную поляризацию спина электрона проводимости в однородном и изотропном поликристалле. Взаимодействие коллективизированного электрона с кристаллическим полем выбирается в виде спин-орбитального взаимодействия с ионами решётки, то есть релятивистских поправок во втором порядке по величине $1/c$, где c – скорость света. Энергия кулоновского взаимодействия электронов проводимости друг с другом, а также с остальными электронами кристаллита, как коллективизированными, так и локализованными в ионах решётки, то есть с кристаллом в рамках метода самосогласованного поля учтена заменой их массы на эффективную массу m.

Пусть в кристаллите N узлов, в каждом из которых находятся одинаковые ионы с эффективным зарядом $+Ze$. Такая решётка создает возмущение потенциальной энергии электрона в точке с радиус-вектором r и соответствующее электрическое поле

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\frac{eZ}{4\pi\varepsilon_0}\sum_{k=1}^{N}\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_k}{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}_k\right|^3},$$

где ε_0 – электрическая постоянная, e – элементарный заряд, r_k – радиус-вектор k-го узла решётки. Величину эффективного заряда Z можно оценить, приравняв координату максимума радиальной компоненты водородоподобной волновой функции к ковалентному радиусу атома. Например, для платины радиус атома равен

$1.39 \cdot 10^{-10}$ м, что для 6*s* оболочки соответствует $Z \approx 22.45$.

Спин-орбитальная добавка в энергию электрона имеет вид [7]

$$\hat{V} = \frac{\hbar e}{2m^2c^2}\left[\mathbf{E}(\mathbf{r})\times\hat{\mathbf{p}}\right]\hat{\mathbf{s}}, \tag{1}$$

где m – эффективная масса электрона с зарядом $-e$, где $\hbar$ – постоянная Дирака, p и s – операторы импульса и спина электрона.

Динамика спина электрона, создаваемая возмущением (1), описывается уравнением для средних [8]

$$\frac{ds_\alpha}{dt} = \frac{i}{\hbar}\left\langle\left[\hat{V},\hat{s}_\alpha\right]\right\rangle =$$
$$= -\frac{e^2Z\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}}{8\pi\varepsilon_0 m^2c^2}\sum_{k=1}^{N}\left\langle\left[\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}_k}{\left|\mathbf{r}-\mathbf{r}_k\right|^3}\times\hat{\mathbf{p}}\right]_\beta \hat{s}_\gamma\right\rangle,$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ – единичный антисимметричный тензор Леви-Чивитты. Греческие индексы здесь и далее обозначают пространственные переменные.

Волновую функцию коллективизированного электрона проводимости выберем в виде функции Ванье [9]:

$$\psi(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}}\sum_{n=1}^{N}\Psi(\mathbf{r}-\mathbf{R}_n)\exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}_n),$$

где $\Psi(\mathbf{r})$ – водородоподобная функция электрона, $\mathbf{R}_n$ – вектор решётки.

После суммирования по спиновым переменным, положив $\langle\hat{\mathbf{s}}\rangle = \mathbf{s}$ и выполнив замену переменных $\mathbf{r}-\mathbf{r}_k \to \mathbf{r}$, получаем уравнение

$$\frac{ds_\alpha}{dt} = -\frac{\hbar e^2Z\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}}{8\pi\varepsilon_0 m^2c^2N}s_\gamma\sum_{n,m,k=1}^{N}\exp\left(i\mathbf{k}\left(\mathbf{R}_n-\mathbf{R}_m\right)\right)\times$$
$$\times\left\langle\Psi\left(\mathbf{r}+\mathbf{r}_k-\mathbf{R}_m\right)\left|\frac{\hat{l}_\beta}{r^3}\right|\Psi\left(\mathbf{r}+\mathbf{r}_k-\mathbf{R}_n\right)\right\rangle, \tag{2}$$

где $\hat{\boldsymbol{l}}$ – оператор орбитального момента электрона.

Водородоподобные функции малы при $r > na_B/Z$, где $a_B = 5.29 \cdot 10^{-11}$ м – боровский радиус, n – главное квантовое число. Поэтому среднее в правой части выражения (2) отлично от нуля только при $\mathbf{R}_\mathbf{n} - \mathbf{r}_k = 0$ или $\mathbf{a}_\nu$ и $\mathbf{R}_m - \mathbf{r}_k = 0$ или $\mathbf{a}_\nu$, где $\mathbf{a}_\nu$ – вектор, проведённый к ближайшему соседнему узлу. Тогда с учётом эрмитовости оператора орбитального момента получаем

$$\frac{ds_\alpha}{dt} = -\frac{\hbar e^2Z\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}}{4\pi\varepsilon_0 m^2c^2}s_\gamma\times$$
$$\times\left\{\cos(\mathbf{k}\mathbf{a}_\nu)\operatorname{Re}\left\langle\Psi_\nu^+\left|\frac{\hat{l}_\beta}{r^3}\right|\Psi\right\rangle + \sin(\mathbf{k}\mathbf{a}_\nu)\operatorname{Im}\left\langle\Psi_\nu^-\left|\frac{\hat{l}_\beta}{r^3}\right|\Psi\right\rangle\right\}.$$

Здесь $\Psi_\nu^\pm(\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r}+\mathbf{a}_\nu) \pm \Psi(\mathbf{r}-\mathbf{a}_\nu)$ – функции с чётностью, совпадающей (индекс "+") с чётностью и противоположной (индекс "–") чётности функции $\Psi(\mathbf{r})$. В уравнении подразумевается суммирование по индексу ν по парам симметрично расположенных ближайших соседних узлов.

Введя волновой вектор $\mathbf{k} = -\mathbf{j}m/(e\hbar n_e)$, где $\mathbf{j}$ – плотность зарядового тока, n_e – концентрация электронов проводимости, получим в первом порядке малости по $\mathbf{k}\mathbf{a}_\nu$ уравнение движения спина электрона проводимости:

$$\frac{d\mathbf{s}}{dt} = \left[\{\mathbf{I}-\mathbf{J}\}\times\mathbf{s}\right],$$
$$\mathbf{I} = \frac{\hbar e^2Z}{4\pi\varepsilon_0 m^2c^2}\sum_\nu \operatorname{Re}\left\langle\Psi_\nu^+\left|\frac{\hat{\mathbf{l}}}{r^3}\right|\Psi\right\rangle, \tag{3}$$
$$J_\alpha = \frac{eZj_\beta}{4\pi\varepsilon_0 mc^2n_e}\sum_\nu a_{\nu\beta}\operatorname{Im}\left\langle\Psi_\nu^-\left|\frac{\hat{l}_\alpha}{r^3}\right|\Psi\right\rangle.$$

В недеформированном кристаллите в силу замороженности орбитального момента [10] величина $\mathbf{J} = 0$.

3. УРАВНЕНИЕ ДИНАМИКИ СПИНА В НАПРЯЖЁННО-ДЕФОРМИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ

Рассмотрим неоднородную дисторсию, при которой точка, в том числе узел кристалла с координатой $\mathbf{r}$, переводится в новое положение с координатой $\mathbf{r}'$ на вектор смещения $\mathbf{u}$, связанной с исходной известными соотношениями [11]

$$r'_\alpha = r_\alpha + u_\alpha, \quad dr'_\alpha = \left(\delta_{\alpha\beta}+u_{\alpha\beta}\right)dr_\beta, \quad u_{\alpha\beta} = \partial_\beta u_\alpha,$$

с помощью которых нетрудно получить сдвиговые производные:

$$dr_\beta = \left(\delta_{\alpha\beta}+u_{\beta\alpha}\right)^{-1}dr'_\alpha \approx \left(\delta_{\alpha\beta}-u_{\beta\alpha}\right)dr'_\alpha,$$
$$\frac{\partial}{\partial r'_\alpha} = \frac{\partial r_\beta}{\partial r'_\alpha}\frac{\partial}{\partial r_\beta} = \partial_\alpha - u_{\beta\alpha}\partial_\beta.$$

Используя сдвиговые производные, оператор орбитального момента и волновую функцию можно представить в виде

$$\hat{l}'_\alpha = -i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} r'_\beta \frac{\partial}{\partial r'_\gamma} = \hat{l}_\alpha - i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\left(u_\beta \partial_\gamma - r_\beta u_{\delta\gamma}\partial_\delta\right),$$
$$\Psi(\mathbf{r}') = \Psi(\mathbf{r}) + \partial_\alpha \Psi \cdot u_{\alpha\beta} r_\beta. \quad (4)$$

Соответственно при деформации меняются ориентации кристаллических осей и орбиталей валентных электронов. При дисторсии кручения образца вдоль оси **n** вида $\mathbf{\Omega}(\mathbf{r}) = \mathbf{n}(\mathbf{rn})\omega$, где ω – погонное кручение, рад/м, ограничиваясь первыми степенями дисторсии, получаем

$$u_\beta = \omega\varepsilon_{\beta\sigma\nu} n_\sigma n_\mu r_\nu r_\mu,$$
$$u_{\delta\gamma} = \omega\varepsilon_{\delta\sigma\nu} n_\sigma n_\mu \left(r_\nu \delta_{\mu\gamma} + r_\mu \delta_{\nu\gamma}\right) =$$
$$= \omega\varepsilon_{\delta\sigma\nu} n_\sigma n_\gamma r_\nu + \omega\varepsilon_{\delta\sigma\gamma} n_\sigma n_\mu r_\mu,$$
$$\hat{\mathbf{l}}' = \hat{\mathbf{l}} + \omega(\mathbf{nr})\left[\mathbf{n}\times\hat{\mathbf{l}}\right] + \omega[\mathbf{n}\times\mathbf{r}]\left(\mathbf{n}\hat{\mathbf{l}}\right),$$
$$\hat{l}'_\alpha = \hat{l}_\alpha + \omega\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} n_\beta n_\delta \left(r_\delta \hat{l}_\gamma + r_\gamma \hat{l}_\delta\right),$$
$$\Psi(\mathbf{r}') = \Psi(\mathbf{r}) + i\mathbf{\Omega}(\mathbf{r})\hat{\mathbf{l}}\Psi(\mathbf{r}) =$$
$$= \Psi(\mathbf{r}) + i\omega n_\beta n_\delta r_\delta \hat{l}_\beta \Psi(\mathbf{r}).$$

В линейном по ω приближении с учётом эрмитовости оператора момента и коммутационных соотношений

$$\left[\hat{l}_\alpha, \hat{l}_\beta\right] = i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\hat{l}_\gamma, \qquad \left[\hat{l}_\alpha, r_\beta\right] = i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} r_\gamma$$

получим выражения для средних

$$\left\langle \Psi'_\nu \middle| \Psi' \right\rangle - \left\langle \Psi_\nu \middle| \Psi \right\rangle = i\omega n_\beta n_\delta \left\langle \Psi_\nu \middle| r_\delta \hat{l}_\beta - \hat{l}_\beta r_\delta \middle| \Psi \right\rangle =$$
$$= \omega\varepsilon_{\beta\delta\gamma} n_\beta n_\delta \left\langle \Psi_\nu \middle| r_\gamma \middle| \Psi \right\rangle = 0,$$
$$\left\langle \Psi'_\nu \middle| \hat{l}'_\alpha \middle| \Psi' \right\rangle - \left\langle \Psi_\nu \middle| \hat{l}_\alpha \middle| \Psi \right\rangle =$$
$$= \omega n_\beta n_\delta \left\langle \Psi_\nu \middle| \hat{l}_\alpha r_\delta \hat{l}_\beta - \hat{l}_\beta r_\delta \hat{l}_\alpha + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} r_\delta \hat{l}_\gamma + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} r_\gamma \hat{l}_\delta \middle| \Psi \right\rangle =$$
$$= 2\omega\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} n_\beta n_\delta \left\langle \Psi_\nu \middle| r_\gamma \hat{l}_\delta \middle| \Psi \right\rangle.$$

Подставим эти соотношения в формулу для оператора **J** в уравнение (3):

$$J_{\alpha'} = \frac{\omega e Z}{2\pi\varepsilon_0 m c^2 n_e} \varepsilon_{\alpha'\beta'\gamma'} n_{\beta'} n_{\delta'} j_{\sigma'} \sum_\nu a_{\nu\sigma'} \operatorname{Im}\left\langle \Psi_\nu^- \middle| \frac{r_{\gamma'}\hat{l}_{\delta'}}{r^3} \middle| \Psi \right\rangle. \quad (5)$$

Соотношение (5) записано в системе координат, связанной с осями кристаллита. Введем лабораторную систему координат, связанную с приборами, которые задают ток проводимости и дисторсию и измеряют компоненты спина. Компоненты векторов и тензоров в лабораторной системе будем обозначать нештрихованными индексами, а в системе координат, связанной с кристаллическими осями, штрихованными.

Преобразуем векторы плотности тока и оси кручения из лабораторной системы в систему кристаллических осей $j_{\sigma'} = p_{\sigma'\sigma} j_\sigma$, $n_{\delta'} = p_{\delta'\delta} n_\delta$, а векторы **I** и **J** из системы кристаллических осей – в лабораторную $J_\alpha = p_{\alpha\alpha'}^{-1} J_{\alpha'}$, где $p_{a'a}$ – унитарная матрица поворота, которую удобно выражать через углы Эйлера. Подставив это преобразование в уравнение (3) и усредним вектор **s** в макроскопической области по случайным ориентациям кристаллитов:

$$\frac{d\overline{\mathbf{s}}}{dt} = \left[\left\{\overline{\mathbf{I}} - \overline{\mathbf{J}}\right\}\times\overline{\mathbf{s}}\right] + \left[\overline{\left\{\delta\mathbf{I} - \delta\mathbf{J}\right\}\times\delta\mathbf{s}}\right]$$
$$\delta\mathbf{I} = \mathbf{I} - \overline{\mathbf{I}}, \quad \overline{\delta\mathbf{I}} = 0, \quad \delta\mathbf{J} = \mathbf{J} - \overline{\mathbf{J}}, \quad \overline{\delta\mathbf{J}} = 0. \quad (6)$$

Здесь черта сверху означает усреднение по случайным ориентациям кристаллитов,

$$\overline{I}_\alpha = \frac{\hbar e^2 Z}{4\pi\varepsilon_0 m^2 c^2} \overline{p_{\alpha\alpha'}^{-1}} \sum_\nu \operatorname{Re}\left\langle \Psi_\nu^+ \middle| \frac{\hat{l}_{\alpha'}}{r^3} \middle| \Psi \right\rangle,$$
$$\overline{J}_\alpha = \frac{\omega e Z}{2\pi\varepsilon_0 m c^2 n_e} \varepsilon_{\alpha'\beta'\gamma'} \overline{p_{\alpha\alpha'}^{-1} p_{\beta'\beta} p_{\sigma'\sigma} p_{\delta'\delta}} n_\beta n_\delta j_\sigma \times$$
$$\times \sum_\nu a_{\nu\sigma'} \operatorname{Im}\left\langle \Psi_\nu^- \middle| \frac{r_{\gamma'}\hat{l}_{\delta'}}{r^3} \middle| \Psi \right\rangle. \quad (7)$$

Аналитическое усреднение уравнений (7) дает

$$\overline{\mathbf{I}} = 0, \quad \overline{\mathbf{J}} = \omega K\left[\mathbf{n}\times[\mathbf{n}\times\mathbf{j}]\right],$$
$$K = \frac{eZ}{12\pi\varepsilon_0 m c^2 n_e} \sum_\nu \operatorname{Im}\left\langle \Psi_\nu^- \middle| \mathbf{a}_\nu \frac{\left[\mathbf{r}\times\hat{\mathbf{l}}\right]}{r^3} \middle| \Psi \right\rangle. \quad (8)$$

Максимальное значение величины J получается, когда ось кручения ортогональна вектору плотности тока. В этом случае

$$\overline{\mathbf{J}} = -\omega K \mathbf{j}. \quad (9)$$

Из уравнения (3) следует, что модуль спина одиночного электрона сохраняется в недеформированном кристаллите. Из уравнения (6) видно, что при наличии неоднородной дисторсии модуль среднего по образцу спина не сохраняется из-за второго слагаемого в правой части. Поэтому его можно рассматривать как релаксационное и по аналогии с уравнением Блоха-Бломбергена записать в виде

$$\left[\overline{\{\delta\mathbf{I}-\delta\mathbf{J}\}\times\delta\mathbf{s}}\right]=-\frac{\overline{\mathbf{s}}-\overline{\mathbf{s}}_e}{\tau}, \tag{10}$$

где $\overline{\mathbf{s}}_e$ – равновесное значение среднего по образцу спина, τ – время продольной релаксации. В этом случае стационарное состояние в (6) соответствует ориентации среднего спина параллельно или антипараллельно вектору $\overline{\mathbf{J}}$. Усредняя возмущение (1) по квантовому состоянию и по случайным ориентациям кристаллитов аналогично выполненному усреднению его коммутатора, получим, что энергия состояний, когда средний спин ориентирован параллельно или антипараллельно вектору $\overline{\mathbf{J}}$, составляет $\pm\hbar\left|\overline{\mathbf{J}}\right|/2$, соответственно.

Тогда при конечной температуре T с учётом формулы (9) равновесное значение среднего по образцу спина в уравнении (10) запишем в виде:

$$\overline{\mathbf{s}}_e=-\frac{\mathbf{j}}{2j}\,\mathrm{th}\left(\frac{\hbar\omega Kj}{2k_BT}\right),$$

где k_B – постоянная Больцмана. Таким образом, уравнение динамики среднего спина электрона (6) принимает вид

$$\frac{d\overline{\mathbf{s}}}{dt}=-\omega K\left[\mathbf{j}\times\overline{\mathbf{s}}\right]-\tau^{-1}\left(\overline{\mathbf{s}}+\frac{\mathbf{j}}{2j}\,\mathrm{th}\left(\frac{\hbar\omega Kj}{2k_BT}\right)\right). \tag{11}$$

В стационарном случае средний по поликристаллическому образцу спин электронов проводимости будет ориентирован преимущественно вдоль вектора плотности тока **j**, как это было показано ранее в работе [6].

Для s-электрона с $l = 0$ в соотношении (8) все интегралы равны нулю. В переходных металлах s и p зоны перекрываются [10]. Поэтому коллективизированные электроны проводимости могут формироваться из электронов p-состояний. В кристаллите ось локализации максимальной электронной плотности p-электрона будет ориентирована в направлении ν-пары ближайших соседей, то есть вдоль вектора $\mathbf{a}_\nu$. Направим полярную ось z вдоль вектора $\mathbf{a}_\nu$ и будем отсчитывать азимутальный угол φ от плоскости $\mathbf{a}_\nu\mathbf{r}$. Тогда волновая функция электрона может быть представлена в виде:

$$\Psi(\mathbf{r})=i\sqrt{\frac{3}{4\pi}}R_{n1}(r)\cos(\theta),$$

где $R_{n1}(r)$ – радиальная часть волновой функции p-электрона, θ – полярный угол. Тогда из формулы (8) следует вид коэффициента K:

$$K=\frac{\hbar eZa}{24\pi\varepsilon_0 mc^2 n_e}\int_0^\infty R_{n1}(x)\,dx\times$$

$$\times\int_0^1\left\{R_{n1}(x_1)-R_{n1}(x_2)\right\}\left(1-y^2\right)dy,$$

где a – расстояние до ближайших соседей, $x=Zr/a_B$, $b=Za/a_B$, $y=\cos\theta$, $x_1=\sqrt{x^2+b^2+2xby}$, $x_2=\sqrt{x^2+b^2-2xby}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученное уравнение движения (11) демонстрирует динамический эффект управления спиновой поляризацией электронов проводимости через неоднородную деформацию металла. Полученные уравнения справедливы для широкого класса кристаллов с сильным спин-орбитальным взаимодействием, например, для платины и т.д. Эффект может найти применение в ряде разделов современной спинтроники.

Так, за последние 3 года появился ряд экспериментальных работ, в которых обнаруженные эффекты спинтроники и спинкалоритроники ещё не получили объяснения: управление направлением потока тепла магнитно-термоэлектрическим эффектом в деформированном металлическом магнетике [12], расширение температурного диапазона накачки тепла с помощью эластокалорического эффекта [13], аномальный эффект Риги-Ледюка в ферромагнитных материалах [14]. Представленный в работе динамический эффект может лечь в основу теории новых эффектов стрейнспинтроники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фетисов ЮК, Сигов АС. Спинтроника: физические основы и устройства. *РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии,* 2018, 10(3):343-356. DOI: 10.17725/rensit.2018.10.343.
2. Бебенин НГ. Влияние электрического тока на спиновую поляризацию электронов в материалах с неоднородной

намагниченностью. *ЖЭТФ,* 2022, 161(5):737-745.

3. Бухараев АА, Звездин АК, Пятаков АП, Фетисов ЮК. Стрейнтроника – новое направление микро- и наноэлектроники и науки о материалах. *УФН*, 2018, 188(12):1288-1330.
4. Ignatiev VK, Lebedev NG, Orlov AA. Quantum model of a hysteresis in a single-domain magnetically soft ferromagnetic. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials,* 2018, 446:135-142.
5. Ignatiev VK, Lebedev NG, Orlov AA, Perchenko SV. Quantum model for studying magneto-mechanical properties of a magnetically soft ferromagnet. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials,* 2020, 494:165658.
6. Игнатьев ВК, Лебедев НГ, Станкевич ДА. Эффект управления спиновой поляризацией электронов проводимости через деформацию ферромагнетика. *Письма в ЖТФ,* 2022, 48(23):30-33.
7. Берестецкий ВБ, Лифшиц ЕМ, Питаевский ЛП. *Теоретическая физика. Т. IV. Квантовая электродинамика.* М., Физматлит, 2002, 720 с.
8. Ландау ЛД, Лифшиц ЕМ. *Теоретическая физика. Т. III. Квантовая механика. Нерелятивистская теория.* М., Физматлит, 2004, 800 с.
9. Маделунг О. *Теория твердого тела.* М., Наука, 1980, 416 с.
10. Кринчик ГС. *Физика магнитных явлений.* М., МГУ, 1976, 367 с.
11. Ландау ЛД, Лифшиц ЕМ. *Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости.* М., Физ-матлит, 2003, 264 с.
12. Ota S, Uchida K-I, Iguchi R, Thach PV, Awano H, Chiba D. Strain-induced switching of heat current direction generated by magneto-thermoelectric effects. *Scientific Reports,* 2019, 9:13197.
13. Snodgrass R, Erickson D. A multistage elastocaloric refrigerator and heat pump with 28 K temperature span. *Scientific Reports,* 2019, 9:18532.
14. Zhou DK, Xu QL, Yu XQ, Zhu ZG, Su G. Identification of spin effects in the anomalous Righi–Leduc effect in ferromagnetic metals. *Scientific Reports,* 2020, 10:11732.

Игнатьев Вячеслав Константинович
д.ф.-м.н., профессор
Волгоградский государственный университет
100, просп. Университетский, Волгоград 400062, Россия
E-mail: vkignatjev@yandex.ru

Лебедев Николай Геннадьевич
д.ф.-м.н., профессор
Волгоградский государственный университет
100, просп. Университетский, Волгоград 400062, Россия
E-mail: nikolay.lebedev@volsu.ru

Перченко Сергей Владимирович
к.ф.-м.н. доцент
Волгоградский государственный университет
100, просп. Университетский, Волгоград 400062, Россия
E-mail: perchenko@volsu.ru

Станкевич Дмитрий Александрович
к.ф.-м.н., доцент
Волгоградский государственный университет
100, просп. Университетский, Волгоград 400062, Россия
E-mail: dimon50002004@yandex.ru.