Планарный эффект Холла в ферромагнетиках

© Э.М. Эпштейн

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141190 Фрязино, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 6 июля 2001 г.)

В рамках простейшей двухжидкостной гидродинамической модели рассматривается планарный эффект Холла в ферромагнитном проводнике. Наличие двух групп электронов проводимости со спином, параллельным и антипараллельным оси квантования, приводит к тому, что величина эффекта даже в простейшем случае изотропной поверхности Ферми в отсутствие теплового разброса сравнима с таковой в полупроводниках. Возникновение планарного холловского поля сопровождается параллельным ему потоком спина, в результате чего в холловском направлении возникает перепад степени спиновой ориентации электронов проводимости (планарный спиновый эффект Холла).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 00-02-16384).

Развитие направления магнитоэлектроники, получившего название „спинтроника“ [1], создало потребность в развитии новых методов магнитометрии, поскольку традиционные методы (крутильная и вибрационная магнитометрия) при малых размерах образцов становятся малоэффективными [2]. В связи с этим в последнее время приобретает популярность метод, основанный на использовании планарного эффекта Холла (ПЭХ). Этот эффект впервые был предсказан и экспериментально исследован применительно к полупроводникам в [3–5]. Для исследования ферромагнитных металлических пленок ПЭХ был применен довольно давно [6–8], но в последнее время это направление получило дальнейшее развитие [9–11].

Одна из особенностей ПЭХ (как и „обычного“, трехмерного эффекта Холла) в ферромагнетиках состоит в том, что он определяется намагниченностью образца, а не внешним магнитным полем [7] (это означает доминирование аномального эффекта Холла над нормальным), а роль внешнего магнитного поля сводится к изменению направления и величины (в случае многодоменных образцов) вектора намагниченности образца.

Другая особенность, рассмотрению которой посвящена настоящая работа, связана с самой природой ПЭХ в ферромагнитиках. ПЭХ относится к группе так называемых „разбросовых“ кинетических эффектов, обусловленных наличием нескольких групп носителей, отличающихся каким-либо параметром, от которого зависит их взаимодействие с внешними полями (из других эффектов такого рода отметим магниторезистивный эффект (магнитосопротивление), эффекты Эттингсгаузена, Пельтье, Маджи–Риги–Ледюка [12], акустомагнитоэлектрический эффект [13], ряд фотостимулированных эффектов [14]).

В немагнитных металлах разбросовые эффекты обусловлены несферичностью поверхности Ферми и/или наличием нескольких типов носителей [12]. В простейшей однозонной сферической модели эти эффекты существуют лишь в меру теплового размытия поверхности Ферми и пропорциональны малому параметру $(k_BT/E_F)^2$.

В ферромагнетиках ситуация существенно иная. Даже в указанной простейшей модели из-за $s-d$-обменного взаимодействия зона проводимости расщепляется на подзоны электронов со спином, направленным параллельно и антипараллельно выбранной оси квантования („вверх“ и „вниз“). Электроны в этих подзонах имеют различный импульс, соответственно $p_{F\uparrow} = \sqrt{2m(E_F + \mu_B B_{exc})}$ и $p_{F\downarrow} = \sqrt{2m(E_F - \mu_B B_{exc})}$, где m — эффективная масса электрона (в используемой модели сферической поверхности Ферми эффективная масса не зависит от направления спина), μ_B — магнетон Бора, B_{exc} — обменное поле, E_F — энергия Ферми, отсчитываемая от дна нерасщепленной зоны проводимости. Поскольку время релаксации вырожденных электронов определяется фермиевским импульсом (например, при рассеянии на акустических фононах оно обратно пропорционально этому импульсу), электроны с различной ориентацией спина будут иметь различную парциальную подвижность. Поэтому разброс парциальных подвижностей, необходимый для возникновения ПЭХ, может быть существенно больше теплового. Наличие специцифических магнитных механизмов рассеяния (рассеяние на доменных стенках или магнитных примесях) вносит в рассеяние электронов со спином, направленным вверх и вниз, дополнительную асимметрию.

Следует отметить, что микроскопическая теория ПЭХ в ферромагнитных металлах, использующая формализм матрицы плотности, была построена давно (см. [15]). Однако хотя такой подход и дает общие соотношения, он затемняет разбросовую природу ПЭХ, в частности его связь с обменным расщеплением зоны проводимости. Поэтому имеет смысл рассмотреть ПЭХ в рамках простейшей модели, которая, будучи не в состоянии дать количественное описание реальных ферромагнетиков, может помочь в понимании основных качественных особенностей. Более того, применение этой модели позволяет предсказать возможность планарного спинового эффекта Холла, связанного с тем, что электрический ток, создаваемый электронами с определенной ориентацией спина, сопровождается потоком спина (и магнитного момента), и проявляющегося в возникновении перепада степени спиновой ориентации электронов проводимости в направлениях поля ПЭХ.

Вычисление поля ПЭХ в ферромагнитном проводнике проведем в простейшем гидродинамическом приближении. Будем исходить из уравнений для парциальных плотностей тока $\mathbf{j}^{(\alpha)}$, соответствующих двум направлениям спина

$$\mathbf{j}^{(\alpha)} = \sigma^{(\alpha)}\left(\mathbf{E} + 4\pi R^{(\alpha)}\left[\mathbf{j}^{(\alpha)}\mathbf{M}_s\right]\right), \tag{1}$$

где α — спиновый индекс, принимающий два значения, $\uparrow$ и $\downarrow$, $\sigma^{(\alpha)}$ и $R^{(\alpha)}$ — парциальные проводимости и (аномальные) коэффициенты Холла, $\mathbf{E}$ — электрическое поле, $\mathbf{M}_s$ — намагниченность насыщения. Вектор намагниченности $\mathbf{M}_s$ лежит в плоскости xy: $\mathbf{M}_s = \{M_{sx}, M_{sy}, 0\} = \{M_s\cos\varphi, M_s\sin\varphi, 0\}$. Образец замкнут на источник напряжения в направлении x и разомкнут в направлениях y и z, так что полная плотность тока $\mathbf{j} = \sum\limits_\alpha \mathbf{j}^{(\alpha)}$ удовлетворяет граничным условиям $j_y = j_z = 0$.

Из уравнений

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y + \sigma_{xz}E_z &= j, \\ \sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y + \sigma_{yz}E_z &= 0, \\ \sigma_{zx}E_x + \sigma_{zy}E_y + \sigma_{zz}E_z &= 0 \end{aligned} \tag{2}$$

находим поле ПЭХ

$$E_y = \frac{\sigma_{yx}\sigma_{zz} - \sigma_{yz}\sigma_{zx}}{\det|\sigma_{ik}|}\, j, \tag{3}$$

где $\det|\sigma_{ik}|$ — определитель тензора проводимости.

Решая уравнения (1) относительно $\mathbf{j}^{(\alpha)}$ и производя суммирование по спиновой переменной, найдем компоненты тензора проводимости.

При $4\pi R^{(\alpha)}\sigma^{(\alpha)}M_s \ll 1$ в низшем приближении по намагниченности получаем

$$E_y = 8\pi^2 M_s^2 \sin 2\varphi \times \frac{\sum\limits_\alpha R^{(\alpha)2}\sigma^{(\alpha)3}\sum\limits_\alpha \sigma^{(\alpha)} - \left(\sum\limits_\alpha R^{(\alpha)}\sigma^{(\alpha)2}\right)^2}{\left(\sum\limits_\alpha \sigma^{(\alpha)}\right)^3}. \tag{4}$$

Введем парциальные подвижности $\mu_\alpha = \sigma^{(\alpha)}/en_\alpha$, где n_α — концентрации электронов со спином, направленным вверх и вниз. Кроме того, имея в виду лишь оценку величины эффекта, предположим, что парциальные аномальные коэффициенты Холла, как и нормальные коэффициенты Холла, обратно пропорциональны соответствующим концентрациям: $R^{(\alpha)} = r/ecn_\alpha$, а их „аномальность“ учитывается холл-фактором r (для доминирования аномального эффекта Холла над нормальным необходимо предположить $r \gg 1$). Тогда (4) принимает вид

$$E_y = \frac{8\pi^2 r^2 M_s^2 j \sin 2\varphi}{ec^2 n}\frac{\langle\mu^3\rangle\langle\mu\rangle - \langle\mu^2\rangle^2}{\langle\mu\rangle^3}, \tag{5}$$

где

$$\langle\mu^p\rangle \equiv \frac{1}{n}\left(\mu_\uparrow^p n_\uparrow + \mu_\downarrow^p n_\downarrow\right), \tag{6}$$

$n = n_\uparrow + n_\downarrow$ — концентрация электронов.

Из (5) и (6) следует, что при $\mu_\uparrow = \mu_\downarrow$ планарное холловское поле обращается в нуль (поскольку мы пользуемся изотропной моделью и не учитываем тепловой разброс).

Если рассеяние электронов происходит в основном на акустических фононах, то [5]

$$\mu_{\uparrow,\downarrow} = \frac{el}{\hbar k_{\uparrow,\downarrow}}, \tag{7}$$

где $k_{\uparrow,\downarrow} = p_{F\uparrow,\downarrow}/\hbar$ — фермиевский волновой вектор, l — длина свободного пробега электронов, не зависящая (при выбранном механизме рассеяния) от k_α. Формула (5) в приближении сферической поверхности Ферми принимает вид

$$E_y = 48\pi^4\frac{r^2 l M_s^2 j}{\hbar c^2}\sin 2\varphi\frac{(k_\uparrow - k_\downarrow)^2}{(k_\uparrow^2 - k_\downarrow^2)^3}. \tag{8}$$

Плотность потока спина в направлении поля ПЭХ пропорциональна разности плотностей токов со спином, направленным вверх и вниз,

$$J_{sy} = \frac{\hbar}{2e}(j_y^\uparrow - j_y^\downarrow). \tag{9}$$

Из (1) и (2) получаем в низшем приближении по намагниченности

$$J_{sy} = \frac{8\pi^2 r^2 M_s^2 \hbar j \sin 2\varphi}{c^2 e n^2}\frac{n_\uparrow n_\downarrow \mu_\uparrow^2\mu_\downarrow^2(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow)}{\langle\mu\rangle^3}. \tag{10}$$

Введем степень спиновой ориентации носителей

$$P = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n} \tag{11}$$

(заметим, что это определение не совпадает с используемым в работах по туннельному магнитосопротивлению [16], где вместо концентраций фигурируют соответствующие плотности состояний на уровне Ферми). Формула (10) принимает вид

$$J_{sy} = \frac{16\pi^2 r^2 M_s^2 \hbar j \sin 2\varphi}{c^2 e}\frac{(1-P^2)\mu_\uparrow^2\mu_\downarrow^2(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow)}{[\mu_\uparrow(1+P) + \mu_\downarrow(1-P)]^3}. \tag{12}$$

Поскольку образец разомкнут в направлении y, поток спина J_{sy}, создаваемый электрическим током в направлении x, создает перепад спиновой поляризации ΔP в направлении y. Диффузионный спиновый поток, создаваемый этим перепадом, в стационарных условиях компенсирует поток J_{sy}.

Для определения величины ΔP необходимо найти рспределение спиновой поляризации в направлении y. Оно описывается стационарным уравнением диффузии

$$D\frac{d^2P}{dy^2} - \frac{P - P_0}{\tau_s} = 0, \tag{13}$$

где P_0 — равновесная степень поляризации, D — коэффициент электронов, τ_s — время спиновой релаксации (для простоты D и τ_s предполагаются одиаковыми для обеих ориентаций спина).

Решая уравнение (13) и налагая условие равенства диффузионных потоков на границах $-\hbar DnP'(0)$ и $-\hbar DnP'(L_y)$ потоку J_{sy} (L_y — размер образца в направлении y), получаем

$$P(y) = P_0 + \frac{\alpha}{\mathrm{sh}(L_y/l_s)}\left(\mathrm{ch}\frac{y}{l_s} - \mathrm{ch}\frac{L_y - y}{l_s}\right), \qquad (14)$$

где $l_s = \sqrt{D\tau_s}$ — длина релаксации спина, $\alpha = \frac{2J_s l_s}{\hbar Dn}$.

Перепад спиновой поляризации равен

$$\Delta P \equiv P(L_y) - P(0) = 2\alpha \mathrm{th}\frac{L_y}{2l_s} = 64\pi^2 r^2$$
$$\times \frac{j}{env_s}\frac{(1-P^2)\mu_\uparrow^2\mu_\downarrow^2(\mu_\uparrow - \mu_\downarrow)M_s^2 \sin 2\varphi}{c^2[\mu_\uparrow(1+P) + \mu_\downarrow(1-P)]^3}\,\mathrm{th}\frac{L_y}{2l_s}, \quad (15)$$

где $v_s = \sqrt{D/\tau_s}$ — скорость спиновой релаксации.

Величина ΔP является мерой планарного спинового эффект Холла.

Спиновый эффект Холла для трехмерной конфигурации был рассмотрен в работе Хирша [17] (там же обсуждается возможность эксперимeтального измерения величины перепада спиновой поляризации). В указанной работе, однако, рассматривались парамагнетики и эффект был обусловлен спин-орбитальным взаимодействием. Как видно из изложенного выше, спиновый эффект Холла в ферромагнетиках имеет универсальный характер и сопровождает обычный (зарядовый) эффект Холла, а также другие гальвано- и термомагнитные эффекты.

Автор признателен Ю.Ф. Огрину за привлечение внимания к данной теме и П.Е. Зильберману за полезные обсуждения.

Список литературы

[1] B. Heinrich. Can. J. Phys. **78**, *3*, 161 (2000).
[2] V. Kubrak, A. Neumann, B.L. Gallagher, P.C. Main, M. Henini, C.H. Marrows, B.J. Hickey. J. Appl. Phys. **87**, *9*, 5986 (2000).
[3] Ф.Г. Басс, И.М. Цидильковский. ЖТФ **24**, 1834 (1954).
[4] C. Goldberg, R. Davis. Phys. Rev. **94**, 1121 (1954).
[5] К. Зеегер. Физика полупроводников. Мир, М. (1977). 616 с.
[6] Ву Динь Кы, Е.Ф. Курицына. ДАН СССР **160**, *1*, 77 (1965).
[7] Ву Динь Кы. Изв. АН СССР. Сер. физ. **29**, *4*, 576 (1965).
[8] Е.Ф. Курицына, Ву Динь Кы. Изв. АН СССР. Сер. физ. **29**, *4*, 580 (1965).
[9] J.C. Wu, C.S. Wu, T. Wu. J. Appl. Phys. **85**, *8*, 5795 (1999).
[10] G. Li, Z. Lu, C. Chai, H. Jiang, W. Lai. Appl. Phys. Lett. **74**, *5*, 747 (1999).
[11] F.Y. Ogrin, S.L. Lee, Y.F. Ogrin, J. Magn. Magn. Mater. **219**, 331 (2000).
[12] Ф. Блатт. Физика электронной проводимости в твердых телах. Мир, М. (1971). 472 с.
[13] Э.М. Эпштейн, Ю.В. Гуляев. ФТТ **9**, *2*, 376 (1967).
[14] Э.М. Эпштейн, Г.М. Шмелев, Г.И. Цуркан. Фотостимулированные процессы в полупроводниках. Штиинца, Кишинев (1987). 168 с.
[15] А.А. Абдурахманов. Кинетические эффекты в ферромагнитных металлах. Издательство Ростовского университета, Ростов-на-Дону (1978). 304 с.
[16] M.Julliere. Phys. Lett. **A54**, *3*, 225 (1975).
[17] J.E. Hirsch. Phys. Rev. Lett. **83**, *9*, 1834 (1999).