Письма в ЖЭТФ, том 86, вып. 8, с. 621 – 624

Спиновый эффект Холла в немагнитных проводниках в условиях классического эффекта Холла

В. Я. Кравченко[1]), *В. С. Цой*

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 27 августа 2007 г.

После переработки 11 сентября 2007 г.

Рассмотрен спиновый эффект Холла – возбуждение электрическим током перпендикулярного ему спинового потока – в парамагнитном образце без учета спин-орбитального взаимодействия в ситуации классического эффекта Холла, когда поперечным к току магнитном полем H_0 создана спиновая поляризация Паули.

PACS: 73.40.–c, 73.50.Jt

Спиновым эффектом Холла (СЭХ) называют возбуждение электрическим током перпендикулярного ему спинового потока, создающего в образце неоднородную спиновую поляризацию. Механизмы СЭХ в немагнитных проводниках подробно исследованы (см., например, обзор [1]): СЭХ обусловлен спин-орбитальным (СО) взаимодействием, вносящим в электронные спектры вклады, зависящие от произведения спина и импульса, и, помимо этого, добавляющим асимметричную составляющую в рассеяние (так называемое "косое" рассеяние, skew scattering [2], и "боковые прыжки", side jumps [3]). Ниже рассматривается иной механизм СЭХ: возбуждение спин-токов и неоднородной намагниченности без учета СО взаимодействия – в ситуации классического эффекта Холла, когда поперечным к току магнитным полем H_0 создана спиновая поляризация Паули, так что и в равновесном состоянии концентрации носителей n_0^s с различным знаком спиновой проекции s ($s = \pm$) различны. СЭХ в такой ситуации состоит в пространственном перераспределении спиновой поляризации спиновым током, связанным с холловским током, и усиление СЭХ обусловлено спиновой аккумуляцией вблизи поверхности образца.

Положим, что переходы между s-группами ($s \to \to -s$) редки – характерные времена спин-флип рассеяния гораздо больше импульсного времени релаксации. Тогда вклады s-групп в электронный транспорт можно рассматривать независимо, и плотность электрического тока j_i представить суммой s-компонент: $j_i = j_i^s + j_i^{-s}$; плотность спинового тока J_k обычным образом выражается разностью s-компонент: $J_k = \dfrac{1}{2e} j_k^a$ (здесь и далее используется обозначение $f^{as} = f^s - f^{-s} (f^a = f^+ - f^-)$, e – заряд электрона, i, k – индексы проекции). В условиях применимости диффузионного приближения токи j^s описываются законом Ома с различающимися значениями s-компонент тензора проводимости: $\sigma_{ik}^s \neq \sigma_{ik}^{-s}$ – в меру обусловленных спиновой намагниченностью различий параметров, определяющих проводимости Друде. Электрического поля Холла E_H теперь недостаточно для того, чтобы обратить в нуль суммарный по спиновым компонентам ток Холла $j_H = j_H^s + j_H^{-s}$ и каждую из его компонент j_H^s в отдельности. Поэтому в холловском направлении должен возникнуть спинток $J_S = \dfrac{1}{2e} j_H^a$ (в отсутствие суммарного тока Холла и переноса заряда), который вызовет пространственное перераспределение носителей в s-группах – неравновесную спин-поляризацию $S_H = \delta n^a / 2$ ($\delta n^s = = n^s - n_0^s$).

Более сложна ситуация в биполярных металлах (например, в полуметаллах типа Bi). В этом случае электронные (e-) и дырочные (h-) состояния (долины), возникшие из-за перекрытия зон, разнесены в p-пространстве, переходы между ними достаточно редки, так что допустимо независимое описание этих групп. Наличие e- и h-компонент холловского тока должно (по соображениям, аналогичным приведенным выше) обусловить неоднородность в распределении концентраций электронов и дырок, что приводит, как показано в [4], к уменьшению магнетосопротивления. Но сами e, h-группы состоят из независимых s-подгрупп (времена флип-переходов как внутри e- и h-состояний, так и между ними, полагаем существенно превышающими времена импульсного рассеяния внутри s-подгрупп (данные о временах релаксации для различных процессов рассеяния в проводниках см., например, в [5]), поэтому поми-

[1])e-mail: krav@issp.ac.ru

мо неоднородности концентраций e- и h-носителей, представляющей основное возбуждение электронно-дырочной системы, должны возникать и спиновые токи, порождающие неравновесную спиновую поляризацию. Ниже представлено теоретическое описание СЭХ для биполярного металла (ситуация в монополярном металле оценивается в рамках этого же рассмотрения).

Воспользуемся моделью биполярного металла, в которой свободные носители возникли вследствие перекрытия c- и v-зон и представлены двумя группами вблизи экстремумов ε_c^0 и ε_v^0 ($\varepsilon_v^0 - \varepsilon_c^0 = \Delta_0$), имеющими параболические спектры с положительной в c-зоне и отрицательной в v-зоне массами (в качестве носителей из v-зоны далее, как обычно, будут фигурировать дырки с положительной массой). Необходимые для описания поведения носителей энергетические наборы таковы:

$$\varepsilon_{cp}^s - \eta = \frac{p^2}{2m_e} - \varepsilon_{eF}^s, \quad \varepsilon_{eF}^s = \frac{(p_{eF}^s)^2}{2m_e} = \varepsilon_{eF}^0 \Gamma_e^s,$$
$$\varepsilon_{eF}^0 = \eta - \varepsilon_c^0, \quad \Gamma_e^s = 1 + \frac{s\beta_e H_0}{\varepsilon_{eF}^0},$$
$$\eta - \varepsilon_{vp}^s = \frac{p^2}{2m_h} - \varepsilon_{hF}^s, \quad \varepsilon_{hF}^s = \frac{(p_{hF}^s)^2}{2m_h} = \varepsilon_{hF}^0 \Gamma_h^s,$$
$$\varepsilon_{hF}^0 = \varepsilon_v^0 - \eta, \quad \Gamma_h^s = 1 - \frac{s\beta_h H_0}{\varepsilon_{hF}^0} \tag{1}$$

для электронов и дырок (импульсы отсчитываются от соответствующих экстремумов). В (1) η – единый химический потенциал системы, $\varepsilon_{e,hF}^s$, $p_{e,hF}^s = p_F^0\sqrt{\Gamma_{e,h}^s}$ – энергии и импульсы Ферми для s-ветвей спектров электронов и дырок, $\varepsilon_{e,hF}^0$ – электронная и дырочная энергии Ферми, p_F^0 – импульс Ферми при $H_0 = 0$, определяющий равновесную концентрацию электронов n_0, $\beta_{e,h} = g_{e,h}\mu_B/2$ – эффективные магнетоны. Параметры $\Gamma_{e,h}^s$ определяют изменения энергий и импульсов Ферми из-за спиновой поляризации, которые оцениваются разностями $\Gamma_{e,h}^{as} = \pm 2s\beta_{e,h}H_0/\varepsilon_{e,hF}^0$ – отношениями энергий Зеемана и Ферми; далее учитываются только линейные по этим малым параметрам вклады.

Ограничимся анализом эффекта для достаточно массивных образцов, в которых применим закон Ома и в выражениях для плотностей тока в качестве действующих полей должны использоваться градиенты электрохимических потенциалов $\Phi_{e,h}^s$:

$$j_{e,hx}^s = \widetilde{\sigma}_{e,h}^s \left[E_x \mp \frac{(\Phi_{e,h}^s)'}{\gamma_{e,h}^s} \right],$$
$$j_{e,hz}^s = -\widetilde{\sigma}_{e,h}^s \left[\pm \frac{E_x}{\gamma_{e,h}^s} + (\Phi_{e,h}^s)' \right]; \tag{2}$$
$$\Phi_{e,h}^s = \varphi \pm \frac{\delta n_{e,h}^s}{e\nu_{e,h}^s}$$

(токи Холла направлены вдоль оси z, штрих означает производную по z). Здесь φ – электростатический потенциал, $\nu_{e,h}^s$ – плотности состояний s-групп на уровнях Ферми (предполагается вырожденное состояние системы);

$$\widetilde{\sigma}_{e,h}^s = \sigma_{e,h}^s \frac{(\gamma_{e,h}^s)^2}{1 + (\gamma_{e,h}^s)^2}, \quad \gamma_{e,h}^s = \frac{1}{\Omega_{e,h}\tau_{e,h}^s},$$

$\sigma_{e,h}^s$ – проводимости Друде, $\Omega_{e,h}$ – частоты ларморовой прецессии в поле H_0, $\tau_{e,h}^s$ – импульсные времена релаксации.

Уравнения непрерывности обычным образом следуют из системы кинетических уравнений. Представление о масштабе и основных характеристиках СХЭ в биполярных металлах можно получить из рассмотрения относительно простой, но достаточно реальной ситуации, в которой наиболее эффективным релаксационным процессом являются внутризонные флип-переходы. Сохранив в интегралах столкновений лишь такие вклады, используя τ-приближение и выражая неравновесные концентрации через потенциалы $\Phi_{e,h}^s$, получаем для этого случая:

$$\frac{1}{e}(j_{e,hz}^s)' = -\frac{\nu_{e,h}^s}{\tau_{se,hf}^{-se,h}} e\Phi_{e,h}^{as}, \tag{3}$$

где f в индексе указывает на то, что данная величина характеризует флип-процесс. В приближении, которому соответствует (3), описание транспорта для e- и h-зон полностью независимо, единственным условием, связывающим потоки $j_{e,hz}$, является отсутствие суммарного тока Холла. Составные же части каждого из e- и h-потоков, определяемые разными значениями s, связаны спиновыми релаксационными переходами (правые части (3)), ограничивающими нарастание неравновесной спиновой поляризации.

Упростим дальнейшее рассмотрение следующим приближением (не имеющим принциального характера): положим, что доминирует упругое рассеяние, и учтем его общее свойство – пропорциональность вероятностей переходов плотности конечных состояний; связав только с этим зависимость частот рассеяния от знака спиновой проекции s, представим столкновительный фактор в (3) в виде $\nu_{e,h}^s/\tau_{se,hf}^{-se,h} = 2\nu_{e,h}^{-s}\nu_{e,h}^s/\nu_{e,h}\tau_{e,hf} \cong \nu_{e,h0}/2\tau_{e,hf}$, $\nu_{e,h} = \nu_{e,h}^s + \nu_{e,h}^{-s}$, $\nu_{e,h0} = 3n_0/2\varepsilon_{e,hF}^0$ – плотности состояний при $H_0 = 0$.

Здесь введены "номинальные" времена спиновой релаксации $\tau_{e,hf}$, в рассматриваемом линейном приближении вклады с $\Gamma^{as}_{e,h}$ отсутствуют. При аналогичном представлении импульсной релаксации длины свободного пробега, $l^s_{e,h} = v^s_{e,hF}\tau^s_{e,h} = v_{e,hF0}\tau_{e,h} \equiv l_{e,h}$, не зависят от s. Понятно, что для проявления обсуждаемых эффектов спиновой поляризации необходимы достаточно сильные магнитные поля, поэтому далее будем опускать члены порядка $\gamma^2_{e,h}\Gamma^{as}_{e,h} \ll 1$. Компоненты тензоров проводимости, фигурирующие в (2), содержат наборы параметров, которые в используемом приближении имеют вид

$$\widetilde{\sigma}^s_{e,h} = \frac{\sigma_{e,h0}\gamma^2_{e,h0}}{2(1+\gamma^2_{e,h0})}(1+\Gamma^{as}_{e,h}),$$

$$\widetilde{\sigma}^s_{e,h}/\gamma^s_{e,h} = \frac{\sigma_{e,h0}\gamma_{e,h0}}{2(1+\gamma^2_{e,h0})}\left(1+\frac{3\Gamma^{as}_{e,h}}{4}\right),$$

$$\gamma_{e,h0} = \frac{R_0}{l_{e,h}}, \quad \sigma_{e,h0}\gamma_{e,h0} = \frac{|e|n_0 c}{H_0},$$

здесь $R_0 = cp^0_F/|e|H_0$ – радиус Лармора.

Итак, рассматривается пластина полуметалла ($-d \le z \le d$), в которой создано "тянущее" электрическое поле E_x и приложено магнитное поле H_{0y}. Уравнения непрерывности (3) сводятся к

$$(\Phi^s_{e,h})'' = \frac{\Phi^{as}_{e,h}}{2L^2_{e,hf}}, \quad L^2_{e,hf} = \frac{\tau_{e,hf}R^2_0}{3\tau_{e,h}(1+\gamma^2_{e,h0})}, \qquad (4)$$

$L_{e,hf}$ – спиновые диффузионные длины (внутризонные). Решения уравнений (4) должны удовлетворять граничным условиям при $z = \pm d$, выражающим связи граничных значений потенциалов и токов, определяемые рассеянием на поверхностях. Будем использовать простейший – "зеркальный" – вариант граничных условий, в котором каждая из s-компонент токов обращается на поверхностях в нуль (зеркальность поверхностного рассеяния вполне реальна для материалов типа Bi [6]; зеркальность рассеяния означает отсутствие мелкомасштабных шероховатостей поверхности (даже в Bi [6]), что исключает процессы спин-флипа при отражении носителей тока от поверхности). В итоге решения уравнений (4) таковы:

$$\Phi^s_{e,h}(z) = \mp\frac{E_x}{\gamma_{e,h0}}\left(z - \frac{\Gamma^{as}_{e,h}L_{e,hf}\mathrm{sh}(z/L_{e,hf})}{4\mathrm{ch}(d/L_{e,hf})}\right), \qquad (5)$$

а выражения для токов (2) имеют вид

$$j^s_{e,hx} = \frac{\sigma_{e,h0}E_x}{2}\times$$

$$\times\left\{1+\frac{\Gamma^{as}_{e,h}}{4(1+\gamma^2_{e,h0})}\left[3+4\gamma^2_{e,h0} - \frac{\mathrm{ch}(z/L_{e,hf})}{\mathrm{ch}(d/L_{e,hf})}\right]\right\}, \qquad (6)$$

$$j^s_{e,hz} = \pm\frac{\sigma_{e,h0}\gamma_{e,h0}\Gamma^{as}_{e,h}E_x}{4(1+\gamma^2_{e,h0})}\left[1 - \frac{\mathrm{ch}(z/L_{e,hf})}{\mathrm{ch}(d/L_{e,hf})}\right].$$

Согласно (6), суммарные по спинам продольные токи $j_{e,hx} = \sigma_{e,h0}E_x$ – поперечное магнитное поле не изменило сопротивления пластины. Это отличие от обычного сильного магнетосопротивления в биполярных металлах обусловлено допущенной нами независимостью e- и h-каналов транспорта и реализуется посредством неоднородных изменений суммарных по спинам концентраций электронов δn_e и дырок δn_h [4]; последние находятся из (5) и (2): $\delta n_e = \delta n_h = -\dfrac{\nu_{e0}\nu_{h0}l}{\nu_0 R_0}eE_x z$, $l = l_e + l_h$ (в рассматриваемой нами ситуации отсутствия межзонной релаксации магнетосопротивление устранено по всей толщине образца).

Суммарные по спинам холловские токи $j_{e,hz} = 0$. Спиновые же токи $j_{Se,h} = \pm j^a_{e,h}/2e$, как следует из (5), возбуждены как в продольном, так и в холловском направлениях. С ними связаны неравновесные спиновые поляризации $S_{e,h} = \pm\delta n^a_{e,h}/2$, для которых с помощью (5) и (2) находим:

$$\frac{\delta n^a_{e,h}}{n_0} = -\frac{3\Gamma^a_{e,h}}{8\gamma_{e,h0}}\times$$

$$\times\left[\frac{\nu_{h,e0}\gamma_0 z}{\nu_0\gamma_{h,e0}L_{e,hf}} - \frac{\mathrm{sh}(z/L_{e,hf})}{\mathrm{ch}(d/L_{e,hf})}\right]\frac{eE_x L_{e,hf}}{\varepsilon_{e,hF}} \qquad (7)$$

($\gamma_0 = \gamma_{e0} + \gamma_{h0}$). Для рассматриваемого эффекта существенна спиновая аккумуляция вблизи поверхностей пластины. Вдоль продольного направления спиновой аккумуляции не происходит. Спиновая поляризация вблизи поверхностей пластины различна. Инверсия тока (или магнитного поля) инвертирует поляризацию.

Относительную величину суммарной спин-холловской поляризации ($S/n_0 = (\delta n^a_e - \delta n^a_h)/2n_0$) следует сопоставить с величинами иных источников спиновой поляризации – намагниченности Паули $S_p/n_0 = 3(\Gamma^a_e - \Gamma^a_h)/8$ и поляризации, вызванной магнитным полем тока $j_x = j_{ex} + j_{hx} = \sigma_0 E_x$, равной $S_j/n_0 = -3\pi\sigma_0 E_x z(\Gamma^a_e - \Gamma^a_e)/2cH_0$. Отношение S к S_j оценивается фактором $q = H^2_0/8\pi n_0\Delta_0$ – плотность энергии внешнего магнитного поля, деленная на суммарную фермиевскую энергию единицы объема; если для оценок использовать параметры Bi ($n_0 = 3\cdot 10^{17}\,\text{см}^{-3}$, $\Delta_0 \approx 50\,\text{мэВ}$ [7]), то достаточно большая величина q достигается уже при сравнительно небольших значениях поля ($H_0 > 3\cdot 10^3\,\text{Э}$). Отношение S/S_P определяет величина порядка $eE_x L/\gamma\varepsilon_F$ – энергия, набранная электроном при пролете вдоль электрического поля на эффективное расстояние L/γ (L – длина порядка наименьшей из длин – L_f и толщины d), деленная на энергию Ферми. Реализация существенного (порядка единицы и больше) значения этого параметра представляется вполне достижимой экспериментально (например, в условиях, в которых был наблюден СХЭ, связанный с СО взаимодействием [8]).

Мы ограничились анализом одного из простых вариантов реализации СХЭ в условиях классического эффекта Холла, продемонстрировав возможность существенной неоднородной спиновой поляризации в полуметаллах; можно рассчитывать и на аналогичные условия в полупроводниках. Что же касается монополярных металлов, то проведенный анализ применим и для них (следует лишь опустить вклады от дырок); при этом видно, что для типичных металлов, с концентрациями носителей и фермиевскими энергиями гораздо большими, чем в полуметаллах, доминирования рассматриваемого механизма спиновой поляризации добиться, скорее всего, нельзя. Рядом преимуществ для наблюдения эффекта обладает Bi. Зеркальность отражения носителей тока [6] и большое приповерхностное спиновое расщепление (Rashba splitting) [9] увеличивают спиновую холловскую постоянную. В квантовом и ультраквантовом пределах, требующих специального рассмотрения и легко достижимых в Bi [7], возможно аномальное увеличение эффекта. В отличие от ароновского метода [10], эффект спиновой аккумуляции имеет место вблизи поверхности гомогенного парамагнетика (ферромагнетика) в отсутствие интерфейса парамагнетик/ферромагнетик. При этом разность химических потенциалов для электронов различных s-групп имеет место вблизи фиксированной поверхности пластины, а разность химических потенциалов для электронов заданной s-группы (СХЭ) – вблизи различных поверхностей.

Работа выполнена при поддержке Научной программы “Спинтроника”, программы ОФН РАН “Новые материалы и структуры” и Российского фонда фундаментальных исследований # 05-02-17598.

1. H.-A. Engel, E. I. Rashba, and B. I. Halperin, *Handbook of Magnetism in Advanced Magnetic Materials*, vol. 5, Eds. H. Kronmuller and S. Parkin, Wiley-Interscience, 2007.
2. Н. Ф. Мотт и Х. С. В. Месси, *Теория атомных столкновений*, М.: Мир, 1951.
3. L. Berger, Phys. Rev. B **2**, 4559 (1970).
4. Г. И. Бабкин, В. Я. Кравченко, ЖЭТФ **60**, 695 (1971).
5. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон, *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках*, М.: Наука, 1984.
6. V. S. Tsoi, J. Bass, and P. Wyder, Rev. Mod. Phys. **71**, 1641 (1999).
7. В. С. Эдельман, *Электроны проводимости*, под редакцией М. И. Каганова и В. С. Эдельмана, М.: Наука, 1985, гл.6.
8. Y. K. Kato et al., Science **306**, 1910, 2004.
9. Yu. M. Koroteev et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 046403 (2004).
10. А. Г. Аронов, Письма в ЖЭТФ **24**, 37 (1976).