Low Temperature Physics/Физика низких температур, 2013, т. 39, № 1, с. 53–57

О возбуждении спинового тока звуковой волной

И.И. Ляпилин

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

Статья поступила в редакцию 13 сентября 2012 г.

Рассмотрена эволюция электронной системы при взаимодействии электронов с полем звуковой волны. Построены макроскопические уравнения баланса, описывающие нелинейный режим акустических резонансов. Показано, что такое взаимодействие может приводить к возникновению спинового тока.

Розглянуто еволюцію електронної системи при взаємодії електронів з полем звукової хвилі. Побудовано макроскопічні рівняння балансу, які описують нелінійний режим акустичних резонансів. Показано, що така взаємодія може призводити до виникнення спінового струму.

PACS: **73.23.–b** Электронный транспорт в мезоскопических системах.

Ключевые слова: спин-орбитальное взаимодействие, акустический резонанс, спиновый ток.

Введение

Интерес к изучению явлений, связанных со спин-орбитальным взаимодействием, существенно возрос в последние годы. В значительной мере это связано с попытками реализовать идеи о возможности использования спиновых степеней свободы электронов или комбинации их с трансляционными степенями свободы в приборах современной электроники. Среди эффектов, изучение которых получило в последнее время «приоритет», и в которых спин-орбитальное взаимодействие играет определяющую роль, стоит отметить спиновый эффект Холла (СЭХ), который проявляется в виде спинового тока, направленного перпендикулярно обычному току, который имеет место в электрическом поле. Механизм СЭХ, который был предсказан в [1], а затем фактически заново «переоткрыт» и обсуждался в [2,3], обусловлен тем, что в присутствии спин-орбитального взаимодействия рассеяние на примесных центрах имеет асимметричный характер (эффект Мотта [4]). Этот эффект приводит к аккумуляции спиновой плотности вблизи краев образца. Спиновый эффект Холла наблюдался экспериментально [5,6] во многих системах как при низких, так и при комнатных температурах.

Заметим, что существуют и иные способы воздействия на систему электронов проводимости, при которых также становятся возможными проявления спиновых степеней свободы электронов. Так, в работах [7,8] показано, что в ферромагнитном металле реализуется спиновый эффект Зеебека, также приводящий к спиновой аккумуляции. Причем этот эффект наблюдается и в непроводящих кристаллах. Можно говорить о новом направлении в спинтронике, получившем название калоритроника, которое изучает влияние тепловых потоков на спиновые токи и наоборот.

При СЭХ внешнее электрическое поле непосредственно влияет только на кинетические степени свободы электронов и через спин-орбитальное взаимодействие передается в спиновую подсистему. Существуют однако механизмы взаимодействия с внешними полями, при которых энергия внешнего поля одновременно передается в обе электронные подсистемы (кинетическую и спиновую). Примером взаимодействия, которое одновременно влияет на спиновые и кинетические спиновые степени свободы, является взаимодействие электронов проводимости с полем звуковой волны.

В настоящей работе рассмотрим эволюцию электронной системы при таком внешнем воздействии; построим макроскопические уравнения баланса, которые описывают нелинейный режим акустических резонансов; проведем анализ условий возникновения спинового тока при таких условиях.

Эффективное взаимодействие

В полупроводниковых соединениях реализуются следующие механизмы, ответственные за поглощение энергии ультразвуковой волны свободными электронами проводимости: 1) модуляция звуком спин-орбитального взаимодействия электронов с решеткой [9]; 2) модуляция звуком взаимодействия спиновых и кинетических степеней свободы электронов проводимости в кристаллах без центра инверсии для g-фактора электронов, зависящего от импульса [10]; 3) взаимодействие электронного спина с переменным магнитным полем, сопровождающим звуковую волну [11]; 4) модуляция звуком диполь-дипольных взаимодействий электронных спинов [11] и т.д. Перечисленные выше механизмы отличаются не только по интенсивности взаимодействия, но и по ширине линий и положению резонансных частот.

Взаимодействие электронов проводимости со звуком в общем случае имеет резонансный характер. Резонанс возникает при совпадении частоты звука ω с частотой прецессии спина ω_s, а также и на других частотах, представляющих собой линейные комбинации зеемановской ω_Z и циклотронной ω_0 частот. В отличие от парамагнитного резонанса, акустический спиновый резонанс может наблюдаться как в продольной, так и в поперечной поляризации звуковой волны.

Взаимодействие электронов со звуковой волной $u(\mathbf{x},t)=\sum_q u(\mathbf{q})\exp(iqx+i\omega t)$ ($u(\mathbf{q})$ — амплитуда звуковой волны с волновым вектором $\mathbf{q}$) в общем случае можно представить гамильтонианом следующего вида:

$$H_{\text{eff}}(t)=\sum_{in\mathbf{q}}\Phi_{-i}^{-n}(\mathbf{q})u^i(\mathbf{q})\exp(i\omega t)T^n(\mathbf{q}), \tag{1}$$

c-числовые матрицы $\Phi_{-i}^{-n}(\mathbf{q})$ характеризуют интенсивность взаимодействия. Тензорные операторы $T^n(\mathbf{q})$ зависят от группы индексов $n=(\mu,\alpha_1,\cdots)$, причем для взаимодействия электронов, не зависящего от спина

$$T^n(\mathbf{q})=\begin{cases}\sum_j e^{iqx_j}=N(q)\\ \sum_j\{P_j^\alpha,e^{iqx_j}\}=P^\alpha(q).\end{cases} \tag{2}$$

Операторы $T^n(\mathbf{q})$, описывающие спиновые взаимодействия, имеют вид

$$T^n(\mathbf{q})=\begin{cases}\sum_j\{S_j^\mu,e^{iqx_j}\}=S(q)\\ \sum_j\{S_j^\mu P_j^\alpha,e^{iqx_j}\}=T^{\mu\alpha}(q).\end{cases} \tag{3}$$

Здесь $x_j^\alpha, P_l^\alpha, S_j^\mu$ — операторы координаты, кинетического импульса и спина j-го электрона соответственно, индексы (μ,α) пробегают значения $(0,+,-)$ и $A^\pm=A^x\pm iA^y, A^0=A^z$. $N(q),S^\mu(q),P^\alpha(q)$ — операторы плотности числа частиц, спина и импульса электронов в фурье-представлении. Скобки $\{..,...\}$ означают симметризованное произведение операторов.

Остановимся кратко на структуре взаимодействия звука со спиновыми степенями свободы электронов проводимости. Она различна для рассмотренных выше механизмов (1–4). В кристаллах с экстремумом в центре или на грани зоны Бриллюэна

$$T^n(\mathbf{q})=T^{\mu\alpha}(q)=\sum_j\{S_j^\mu P_j^\alpha,e^{iqx_j}\}$$

(кристаллы InSb, Ge, щелочные металлы Na, K). При других положениях экстремума $T^n(q)=\sum_j S_j^\mu e^{iqx_j}\equiv\equiv S^\mu(q)$, т.е. совпадает с фурье-компонентой плотности в распределении спинов (кристаллы Bi, Si). Такова же структура оператора $T^n(q)$ для механизма 2) и в некоторых случаях 4). Для механизма 4) в InSb (инверсионная асимметрия) оператор $T^n(\mathbf{q})$ имеет вид

$$T^n(\mathbf{q})=T^{\mu\alpha_1\alpha_2}(q)=\sum_j\{S_j^\mu P_j^{\alpha_1}P_j^{\alpha_2},e^{iqx_j}\}.$$

Гамильтониан системы

Полный гамильтониан электронов проводимости в постоянном магнитном поле $(0,0,H)$, взаимодействующих с полем смещений решетки $u(\mathbf{x},t)$ и рассеивателями, представим виде

$$H(t)=H_e+H_{\text{eff}}(t),\quad H_e=H_k+H_Z+H_l+H_{\text{el}}$$
$$H_k=\sum_j\frac{P_j^2}{2m},\quad H_Z=-\hbar\omega_Z\sum_j S_j^z, \tag{4}$$

где H_k и H_Z — операторы кинетической и зеемановской энергии электронов; H_{el} — гамильтониан взаимодействия электронов с рассеивателями и H_l — гамильтониан решетки соответственно.

Неравновесное состояние электронной системы будем описывать средними по времени и объему системы значениями этих операторов (или, что то же самое, значениями термодинамических сопряженных с ними параметров $\beta_k=T_k^{-1}$, $\beta_s=T_s^{-1}$, имеющих смысл обратных эффективных температур кинетической и спиновой подсистем электронов). Поглощение энергии звука электронами будем рассматривать в квадратичном приближении по амплитуде смещений.

Интересуясь в дальнейшем рассмотрением эффектов, связанных с отклонением от равновесия параметров β_k и β_s, запишем оператор энтропии системы в виде [12]:

$$S(t)=\Phi(t)+\beta_k(t)(H_k-\mu(t)N)+\beta_s(t)H_Z(t)+\beta(H_{\text{el}}+H_l), \tag{5}$$

где

$$S_0=-\ln\rho_0=\beta(H-\mu N-\Omega),$$
$$\Omega=-\beta^{-1}\ln\mathrm{Sp}\exp\{-\beta(H-\mu N)\}. \tag{6}$$

Здесь $\Phi(t)$ — функционал Масье–Планка. ρ_0 — равновесное распределение Гиббса, N — оператор числа частиц, β и μ — равновесные значения обратной температуры и химического потенциала системы. Интегральное представление для НСО $\rho(t,0)$ в этом случае можно записать в виде

$$\rho(t,0)=\rho_q(t,0)-i\int_{-\infty}^{0}dt'e^{\varepsilon t'}e^{it'L}L_{\text{eff}}\rho(t+t',0)\},\ \ \varepsilon\to+0, \tag{7}$$

где оператор $\rho_q(t) = \exp\{-S(t,0)\}$ представляет собой квазиравновесный статистический оператор.

$$e^{itL}A = e^{itH/\hbar}Ae^{-itH/\hbar}, \quad iL_i A = (i\hbar)^{-1}[A, H_i].$$

Кроме того,

$$iL_{\text{eff}}(t)\rho(t) = (i\hbar)^{-1}[\rho(t), H_{\text{eff}}(t)].$$

Макроскопические уравнения

Конкретизируем явный вид операторов $T^n(\mathbf{q})$. Будем полагать, что оператор $T^n(\mathbf{q})$ зависит как от спиновых, так и от трансляционных степеней свободы электронов:

$$T^{+-}(\mathbf{q}) = \sum_j \left\{ S_j^+ P_j^- + S_j^- P_j^+, e^{iqx_j} \right\}. \quad (8)$$

Используя явный вид оператора оператора $T^{+-}(\mathbf{q})$, найдем вначале микроскопические операторные уравнения движения для спиновой подсистемы $H_s \sim S^z$ и поперечных компонент спина $S^{\pm}$.

$$\dot{H}_s = (\mp i\omega_s)\sum_{iq}\Lambda^{+-}(q,t)(T^{+-}(q) - T^{-+}(q)) + \dot{H}_{s(l)}, \quad (9)$$

$$\dot{S}^{\pm} = \mp i\omega_Z S^{\pm} + \frac{2i}{\hbar}\sum_{iq}\Lambda^{z-}(q,t)T^{z-}(q) + \dot{S}^{\pm}_{(l)}, \quad (10)$$

здесь $\dot{A}_{(l)} = (i\hbar)^{-1}[A, H_{\text{el}}]$.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением спиновой подсистемы. Усредняя микроскопические операторные уравнения (9), (10) по статистическому оператору (7) и времени, получаем

$$\frac{d}{dt}\langle S^{\alpha}\rangle = Q_s(t) + R_s(t), \quad \alpha = \pm, z, \quad (11)$$

где Q_s — мгновенное значение мощности, поглощенной спиновыми степенями свободы, явное выражение которого определяется структурой операторов $T^n(\mathbf{q})$. Релаксационные слагаемые R_s определяют скорость передачи поглощенной энергии в решетку. В стационарном режиме, с точностью до членов второго порядка по взаимодействию электронов с решеткой, имеем

$$R_s = L_{sk(v)}\delta\beta_k + L_{ss(v)}\delta\beta_s. \quad (12)$$

Здесь

$$L_{ij(v)} = (\dot{H}_{i(v)}; \dot{H}_{j(v)}(t))_0, \quad \dot{H}_{i(v)} = \frac{1}{i\hbar}[H_i, H_{ev}], \; i = (k,s). \quad (13)$$

Скобки $(\ldots;\ldots)_0$ означают корреляционные функции

$$(A;B)_0 = \int_0^1 d\tau \left\langle A\rho_0^{\tau}(B - \langle B\rangle_0)\rho_0^{-\tau}\right\rangle_0,$$
$$\langle\ldots\rangle_0 = \text{Sp}\,(\ldots\rho_0). \quad (14)$$

Остановимся поподробнее на усредненном уравнении для поперечных компонент спина, которое имеет вид

$$\langle\dot{S}^{\pm}\rangle = \mp\omega_s S^{\pm} \mp \frac{2i}{\hbar}\sum_{iq}\Lambda^{z-}(q,t)\langle T^{z-}(q)\rangle + \langle\dot{S}^{\pm}_{(l)}\rangle. \quad (15)$$

Второе слагаемое в правой части этого уравнения определяет мощность, которую спиновая подсистема поглощает при взаимодействии с полем звуковой волны. Здесь $\langle T^{z-}\rangle = \langle S^z v^- + v^- S^z\rangle / 2 = J^z$ определяет спиновый ток,

$$J^s = \langle T^{z-}(q)\rangle = \text{Sp}\,\{T^{z-}(q)\rho((t)\}, \quad (16)$$

которое мы сейчас рассмотрим.

В общем виде операторы $T^n(q) = T^{\mu\alpha_1\alpha_2\cdots}(q)$ удовлетворяют уравнениям движения

$$T^n(q) = iLT^n(q) = -i\Omega_n T^n(q) + iq^k\frac{1}{m}T^{nk}(q) + \dot{T}^n_{(l)}(q), \quad (17)$$

где

$$T^{nk}(q) = \sum_j \{S_j^{\mu}P_j^{\alpha_1}P_j^{\alpha_2}\ldots;\{P_j^k, e^{iqx_j}\}\},$$

$$\dot{T}^n_{(v)}(q) = (i\hbar)^{-1}[T^n(q), H_{\text{el}}],$$

$$\Omega_n = \mu\omega_Z + (\alpha_1 + \alpha_2 + \ldots)\omega_0, \quad (18)$$

и определяют таким образом резонансные частоты Ω_n прецессии величин $T^n(q)$ в магнитном поле $(iL_0T^n(q))$. $(1/m)T^{nk}(q)$ описывает диффузионный поток неоднородного распределения $T^n(q)$. Величина $\dot{T}^n_{(l)}(q)$ определяет скорость изменения $T^n(q)$ при взаимодействии электронов с решеткой.

Поглощенная мощность и спиновый ток

Выводы как о величине поглощенной мощности, так и возможности наблюдения спиновых эффектов, обусловленных эволюцией спиновой подсистемы при взаимодействии электронов с полем звуковой волны, можно сделать, рассматривая корреляционную функцию $G^n_{-n}(\omega)$ [13]. Введем запаздывающую функцию Грина

$$G^n_{-n}(t-t') = \theta(t-t')e^{\varepsilon(t'-t)}(T^n(q,t), T^{-n}(-q,t')). \quad (19)$$

Составим цепочку уравнений для функции Грина (19):

$$(i(\Omega_n - \omega) + \varepsilon)G = (T^n(q), T^{-n}(-q)) - G_1,$$

$$(i(\Omega_n - \omega) + \varepsilon)G_1 = (T^n(q), -iq^k\frac{1}{m}T^{-n-k}(-q) + \dot{T}^{-n}_{(l)}(-q)) + G_2, \quad (20)$$

где

$$G = G^n_{-n}(\omega),\ G_1 = \int\limits_{-\infty}^{0} dt\ \exp\{t(\varepsilon - i\omega)\} \times$$

$$\times \left[T^n(q), -iq^k \frac{1}{m} T^{-n-k}(-q,t) + \dot{T}^{-n}_{(l)}(-q,t) \right], \quad (21)$$

$$G_2 = \int\limits_{-\infty}^{0} dt\ \exp\{t(\varepsilon - i\omega)\} \times$$

$$\times \left[-iq^{-k} \frac{1}{m} T^{nk}(q) + \dot{T}^{n}_{(l)}(q), -iq^k \frac{1}{m} T^{-n-k}(-q,t) + \dot{T}^{-n}_{(l)}(-q,t) \right]. \quad (22)$$

Удержим в цепочке уравнений только члены до второго порядка малости по взаимодействию H_{ev}, а в членах первого и второго порядков по взаимодействию ограничимся нулевым приближением по термодинамическим силам. Решение цепочки уравнений (20) в этом случае можно представить в виде

$$G = \frac{(T^n(q), T^{-n}(-q))}{M + i(\Omega_n - \omega) + \varepsilon}, \quad \mathrm{Re}\ G = \frac{(T^n(q), T^{-n}(-q))\Gamma}{\Gamma^2 + (\Omega'_n - \omega)^2}. \quad (23)$$

Здесь $M = G_1 G^{-1}$ — массовый оператор для функции Грина,

$$\Gamma = \Gamma^n_{-n}(\omega) = \mathrm{Re}\ M, \quad \Omega'_n = \Omega_n + \mathrm{Im}\ M. \quad (24)$$

Величина $\Gamma = \Gamma^n_{-n}(\omega)$ представляет собой ширину резонансной линии, а $(\Omega'_n - \Omega_n)$ — сдвиг резонансной линии, обусловленный как диффузией электронов, так и рассеянием их на решетке. В рамках формализма цепочки уравнений для функций Грина массовый оператор можно представить в следующем виде:

$$M = \frac{1}{\left(T^n(q), T^{-n}(-q)\right)} \times$$

$$\times \left[\left(T^n(q), -iq^k \frac{1}{m} T^{-n-k}(-q) + \dot{T}^{-n}_{(l)}(-q) \right) + G_2 + G_1^2 G^{-1} \right],$$

$$\Gamma = \frac{1}{(T^n(q), T^{-n}(-q))} \mathrm{Re}\,(G_2 + G_1^2 G^{-1}). \quad (25)$$

Для оценки эффектов крайне важно знать величину Γ. В борновском приближении по взаимодействию электронов с решеткой и с точностью до членов $\sim q^2$ ширина линии определяется только функцией G_2 в (25):

$$\Gamma = \frac{1}{(T^n(q), T^{-n}(-q))} \mathrm{Re}\, G_2 = q^2 D + \nu. \quad (26)$$

Здесь $D \equiv D^n_{-n}(\omega)$ — тензор диффузии, а $\nu \equiv \nu^n_{-n}(\omega)$ — частота однородной релаксации. Явные выражения для этих величин непосредственно следуют из (25). Нетрудно заметить, что компоненты тензора диффузии представляют собой функции Грина $G^{nk}_{-n-k}(\omega)$ при $q = 0$, которые также могут быть представлены в виде

$$G^{nk}_{-n-k}(\omega) = \frac{(T^{nk}(q), T^{-n-k}(-q))}{M^{nk}_{-n-k}(q,\omega) + i(\Omega_n + k\omega_0 - \omega)}, \quad k = (0, \pm) \quad (27)$$

со своими коэффициентами затухания и диффузии.

Для частоты релаксации имеем

$$\nu = \frac{1}{(T^n, T^{-n})} \mathrm{Re} \int\limits_{-\infty}^{0} dt\ \exp\{t(\varepsilon - i\omega)\} \left(\dot{T}^n_{(l)}, \dot{T}^{-n}_{(l)}(t) \right). \quad (28)$$

Если оператор T^n не содержит электронного импульса $T^n = \sum_i S_i^\mu$, то ν представляет собой частоту релаксации поперечного $\nu_{2s}(\mu = \pm)$ или продольного $\nu_{1s}(\mu = z)$ спина электронов проводимости. Величина ν совпадает по порядку величины с частотой релаксации продольного ν_{1p} или поперечного ν_{2p} импульса, если оператор T^n зависит от электронного импульса. Поскольку оператор потока величины T^n всегда содержит компоненту импульса, хотя бы линейно, то очевидно, что однородная часть затухания тензора диффузии всегда порядка частоты релаксации импульса.

В рамках рассмотренного выше описания средняя мощность, поглощенная спиновой подсистемой, может быть представлена выражением

$$Q = \sum_{qn} \omega^2 |\sum_i \Lambda^{-n}_{-i}(q) u^i(q)|^2\, \mathrm{Re}\ G^n_{-n}(q,\omega). \quad (29)$$

В нашем случае $T^n = T^{+-}$ и для спин-холловской проводимости получаем

$$\sigma_s = \mathrm{Re}\ G^{z+}_{z-}(\omega) = \frac{(T^{z-}, T^{z+})\nu_p}{(\omega - \omega_0)^2 + \nu_p^2} = \frac{m n_0 T}{\nu_p}\Big|_{\omega=\omega_0}. \quad (30)$$

Таким образом, средняя мощность, поглощенная спиновой подсистемой, как и спин-холловская проводимость, имеют резонансный характер. Резонансный характер спин-холловской проводимости при взаимодействии электронов проводимости с полем звуковой волны наблюдался в [14].

1. M.I. Djakonov and V.I. Perel, *Phys. Lett.* **35A**, 459 (1971).
2. J.E. Hirsh, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
3. S. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 393 (2000).
4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1968).
5. Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom, *Science* **306**, 1910 (2004).
6. J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 047204 (2005).
7. K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, *Nature* **455**, 778 (2008).

8. C.M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D.D. Awschalom, J.P. Heremans, and R.C. Myers, *Nature Mater*. **9**, 898 (2010).
9. В.И. Герасименко, *ЖЭТФ* **69**, 585 (2004).
10. Э.И. Рашба, *УФН* **84**, 557 (1964).
11. A. Overhauser, *Phys. Rev*. **89**, 689 (1963).
12. В.П. Калашников, *ТМФ* **34**, 412 (1978).
13. В.П. Калашников. И.И. Ляпилин, *ТМФ* **40**, 585 (1961).
14. K. Ucida, H. Adachi, T. An, and T. Ota, *Nature* **10**, 737 (2011).

Sound wave excitation of spin current

I.I. Lyapilin

The kinetics of conduction electrons interacting with the field of sound waves in a constant magnetic field is studied. Balance macroscopic equations for macroscopic spin components are derived to describe the nonlinear acoustic resonance regime. It is shown that this interaction may give rise to a spin current.

PACS: **73.23.–b** Electronic transport in mesoscopic systems.

Keywords: spin-orbit interaction, acoustic resonance, spin current.