

05

Эффект спинового насоса в системе ферромагнитный изолятор/нормальный металл: простая квантово-механическая модель

© Е.А. Караштин^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН,
Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород, Россия

E-mail: eugenk@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 15 апреля 2019 г.

В окончательной редакции 22 апреля 2019 г.

Принята к публикации 24 апреля 2019 г.

Построена простая квантово-механическая модель эффекта спинового насоса при возбуждении ферромагнитного резонанса в магнитном диэлектрике, который имеет плоскую границу с немагнитным металлом. Модель основана на решении уравнения Шредингера для электронов проводимости в металле. Показано, что отражение электронов от изолятора с осциллирующей намагниченностью с процессом переворота спина приводит к появлению как постоянного, так и переменного (осциллирующего с частотой возбуждающего резонанс СВЧ-поля) потока спина из ферромагнетика в изолятор. При этом эффект постоянного тока мал по сравнению с эффектом переменного тока; в роли малого параметра выступает отношение обменной константы ферромагнетика к величине потенциального барьера между металлом и диэлектриком (больше энергии Ферми). Полученный результат согласуется с известными экспериментальными данными. Построенная модель дает простую и наглядную картину возникновения явления и позволяет проводить анализ зависимости эффекта от параметров исследуемой системы.

Ключевые слова: спиновый насос, ферромагнитный резонанс, обменное взаимодействие, $s-d$ модель, спиновый ток.

DOI: 10.21883/FTT.2019.09.48102.05N

1. Введение

Явление спинового насоса заключается в возникновении потока спина из ферромагнетика в граничащий с ним металл при возбуждении в магнитном материале ферромагнитного резонанса (ФМР). Данный эффект был впервые предложен в 2002 г. [1,2] и с тех пор довольно много исследовался как теоретически, так и экспериментально [3]. В первоначальном варианте с этим эффектом связывалось уширение линии поглощения СВЧ-излучения ферромагнетиком при ферромагнитном резонансе (ФМР). Позже было показано, что за счет обратного спинового эффекта Холла [4] в результате эффекта спинового насоса в среде, в которую происходит накачка спина, возникает разность потенциалов. Таким образом, стала возможна регистрация как самого эффекта, так и ферромагнитного резонанса электрическим методом [5]. На результатах таких измерений обычно основан метод определения угла спинового эффекта Холла для разных проводников [6].

С симметричной точки зрения спиновый ток J_{ij} , текущий из ферромагнетика с постоянной компонентой намагниченности \mathbf{M}_0 и осциллирующей намагниченно-

стью $\mathbf{m}(t)$, может быть записан в виде

$$J_{ij} = A_1 \frac{dm_j}{dt} n_i + A_2 \left[(\mathbf{M}_0 + \mathbf{m}) \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right]_j n_i, \quad (1)$$

где \mathbf{n} — вектор нормали к границе ферромагнетика, в котором возбуждается ФМР, и нормального металла. Второе слагаемое формулы (1) дает ненулевое среднее значение при усреднении по периоду СВЧ-колебаний намагниченности. Именно оно описывает классический постоянный спиновый ток, возникающий при эффекте спинового насоса, и связанную с ним разность потенциалов. Первое же слагаемое формулы (1), очевидно, исчезает при усреднении. Оно описывает переменный спиновый ток, который на один-два порядка больше постоянного, но тем не менее был экспериментально зарегистрирован относительно недавно [7].

Эффект спинового насоса возникает как в случае системы ферромагнитный металл/немагнитный металл, так и для системы ферромагнитный диэлектрик/немагнитный металл. В первом случае он теоретически обычно получается в приближении туннельного гамильтониана [1]. Во втором же возникновение потока спина связывают с проникновением электронов проводимости на небольшую глубину в изолятор [8]. В рамках настоящей работы построена простая модель

для случая ферромагнитный диэлектрик/немагнитный металл, основанная на квантово-механическом описании электронов проводимости в металле. Получен как постоянный, так и переменный эффект спинового насоса. Особенность ферромагнитного диэлектрика в данном случае заключается в том, что его потенциал U больше величины энергии Ферми в соседствующем немагнитном металле. Процессы рассеяния на границе с переворотом спина здесь появляются в результате учета граничных условий, а проникновение волновой функции электронов проводимости в изолятор и спин-флип за счет этого получаются естественным образом. Построенная модель позволяет проводить простой анализ зависимости эффекта от параметров системы, таких, как амплитуда осцилляций намагниченности и величина потенциала в ферромагнитном диэлектрике.

2. Теоретическая модель

Гамильтониан электронов в ферромагнетике в записывается в рамках $s-d$ модели Вонсовского [9] и имеет вид

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta + J(\hat{\sigma}, \mathbf{M}(t)) + U, \quad (2)$$

где намагниченность определяется выражением

$$\mathbf{M}(t) = (m \cos \Omega t, m \sin \Omega t, \sqrt{1 - m^2}), \quad (3)$$

при этом потенциал U больше энергии Ферми ε_F в металле, находящемся рядом. Волновые функции электронов в такой среде могут быть найдены точно. Для дальнейшего построения теории мы предполагаем малость величины энергии СВЧ-кванта по сравнению с обменной энергией: $\hbar\Omega \ll J$ (такое условие выполняется для известных ферромагнетиков), а также малость обменной энергии по сравнению с энергией Ферми: $J \ll \varepsilon_F$. В то же время, предположения о малости амплитуды колебаний намагниченности m не требуется.

Решение нестационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом (2) имеет вид

$$\psi_{\pm}^F = \exp\left(-i \frac{\varepsilon_{\pm}}{\hbar} t + i \mathbf{k} \mathbf{r}\right) \begin{pmatrix} a_{\pm} e^{-i\Omega t} \\ b_{\pm} e^{i\Omega t} \end{pmatrix} \quad (4)$$

где энергия и коэффициенты спинора в линейном приближении по параметру адиабатичности $\beta = \frac{\hbar\Omega}{2J}$ имеют вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_{pm} &= \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_e} \pm \sqrt{\left(\frac{\hbar\Omega}{2} - \sqrt{1 - m^2}\right)^2 + J^2 m^2} \\ &\approx \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_e} \pm J(1 - \beta \sqrt{1 - m^2}), \end{aligned} \quad (5)$$

$$a_+ = -b_- \approx \sqrt{\frac{1 + \sqrt{1 - m^2}}{2}} \left(1 - \frac{\beta}{2} (1 - \sqrt{1 - m^2})\right), \quad (6)$$

$$a_- = -b_+ \approx \frac{m}{\sqrt{2(1 + \sqrt{1 - m^2})}} \left(1 + \frac{\beta}{2} (1 - \sqrt{1 - m^2})\right). \quad (7)$$

Рассматривая данное решение, заметим, во-первых, что хотя ε_{\pm} содержит линейную по параметру адиабатичности поправку, собственные значения $\Psi_{\pm}^{\dagger} \hat{H} \Psi_{\pm}$ гамильтониана (2), соответствующие волновым функциям (4), такой поправки не имеют и равны $\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm J$. Во-вторых, стоит отметить, что вычисленный на решении (4) спин, кроме компоненты вдоль мгновенного значения намагниченности, имеет неадиабатическую поправку, линейную по β .

Волновые функции и спектр в нормальном металле имеют вид

$$\psi_+^N = \exp\left(-i \frac{\varepsilon}{\hbar} t + i \mathbf{k} \mathbf{r}\right) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\psi_-^N = \exp\left(-i \frac{\varepsilon}{\hbar} t + i \mathbf{k} \mathbf{r}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_e}. \quad (10)$$

Эти волновые функции сшиваются с помощью граничных условий (непрерывность ψ и ψ'_n) с волновыми функциями (4), после чего необходимо произвести нормировку.

Рассмотрим более детально процедуру решения для электрона, находящегося в состоянии $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, падающего на границу. Волновая функция в нормальном металле имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi_{R+} &= \xi_+ \left(e^{-i \frac{\varepsilon}{\hbar} t - i k x} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + A e^{-i \frac{\varepsilon}{\hbar} t + i k x} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right. \\ &\quad \left. + B e^{-i \frac{\varepsilon}{\hbar} t + i k' x} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right), \end{aligned} \quad (11)$$

где поперечный квазиимпульс опущен; ξ_+ — нормировочная константа, A, B — коэффициенты отражения от границы с сохранением и изменением спина. Важно здесь заметить, что энергия электрона после спин-флипа ε' отличается от энергии падающего электрона ε . Ось x перпендикулярна границе металла и ферромагнетика, волновые числа в этом направлении определяются энергией и равны $k = \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2} \varepsilon}$, $k' = \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2} \varepsilon'}$. Электрон в ферромагнетике имеет волновую функцию

$$\psi_{L+} = \xi_+ (C \psi_+^F(\varepsilon_1, k_1) + D \psi_-^F(\varepsilon_2, k_2)), \quad (12)$$

где волновые функции ψ_{\pm}^F определяются (4), C, D — амплитуды прохождения, $\varepsilon_1 = \varepsilon - \frac{\hbar\Omega}{2}$ определяется из условия одинаковых временных зависимостей первой

компоненты спинора падающей и прошедшей волны (следующего из граничных условий), $\varepsilon_2 = \varepsilon - \frac{\hbar\Omega}{2}$ определяется из условия одинаковых временных зависимостей для второй компоненты спинора обеих „прошедших“ волн; $k_{1,2} = -ik_{1,2}$ определяются из (5) как

$$\kappa_{1,2} = \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar^2} \left(U - \varepsilon \pm J \left(1 - \beta \sqrt{1 - m^2} \pm \beta \right) \right)}. \quad (13)$$

Поскольку мы рассматриваем ферромагнитный диэлектрик, эти волновые числа мнимые и происходит полное отражение электронов от границы. Тем не менее, процессы спин-флипа напрямую связаны с проникновением волновых функций электронов в диэлектрик и пропадают, если потенциал U стремится к бесконечности.

Из граничных условий определяется, во-первых, энергия электрона, отраженного с переворотом спина

$$\varepsilon' = \varepsilon - \hbar\Omega. \quad (14)$$

Во-вторых, определяются коэффициенты отражения

$$A = -\frac{a_+b_-(\kappa_2 - ik')(\kappa_1 + ik) - a_-b_+(\kappa_1 - ik')(\kappa_2 + ik)}{a_+b_-(\kappa_2 - ik')(\kappa_1 - ik) - a_-b_+(\kappa_1 - ik')(\kappa_2 + ik)}, \quad (15)$$

$$B = \frac{2ikb_+b_0(\kappa_1 - \kappa_2)}{a_+b_-(\kappa_2 - ik')(\kappa_1 - ik) - a_-b_+(\kappa_1 - ik')(\kappa_2 - ik)}. \quad (16)$$

Из этих формул видно, что происходит полное отражение электронов от границы. Переворот спина отсутствует, если параметр адиабатичности β равен нулю. Наконец, можно определить нормировочный коэффициент

$$\xi_+ = \sqrt{\frac{m_e}{(2\pi)^3 \hbar^2 k}}. \quad (17)$$

Аналогичные вычисления нетрудно выполнить и для второй спиновой поляризации $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ падающего на границу электрона. Коэффициенты отражения без изменения спина A' и с изменением спина B' здесь имеют вид

$$A = -\frac{a_+b_-(\kappa_2 + ik')(\kappa_1 - ik) - a_-b_+(\kappa_1 + ik')(\kappa_2 - ik)}{a_+b_-(\kappa_2 - ik')(\kappa_1 - ik) - a_-b_+(\kappa_1 - ik')(\kappa_2 - ik)}, \quad (18)$$

$$B = \frac{-2ik'a_+a_-(\kappa_1 - \kappa_2)}{a_+b_-(\kappa_2 - ik')(\kappa_1 - ik) - a_-b_+(\kappa_1 - ik')(\kappa_2 - ik)}. \quad (19)$$

а нормировочный коэффициент

$$\xi_- = \sqrt{\frac{m_e}{(2\pi)^3 \hbar^2 k'}}. \quad (20)$$

Стоит отметить, что для этого случая удобно считать энергию падающего на границу электрона равной ε' , а энергию отраженного со спин-флипом электрона ε . При этом сохраняется соотношение (14) между ними

и остаются справедливыми приведенные выше формулы для волновых чисел.

На найденных волновых функциях нетрудно найти среднее от квантово-механического оператора потока спина

$$\hat{J}_{jk} = -i \frac{\hbar^2}{4m_e} \nabla_j \hat{\sigma}_k, \quad (21)$$

после чего необходимо произвести усреднение по всем состояниям электронов. Интегрирование по поперечному квазиимпульсу приводит к появлению плотности состояний

$$\nu_{\pm}(\tilde{\varepsilon}) = \frac{2m_e}{\hbar^2} \pi \left(\varepsilon_F - \tilde{\varepsilon} + \frac{\hbar\Omega}{2} \mu \frac{\hbar\Omega}{2} \right), \quad (22)$$

где $\tilde{\varepsilon}$ соответствует энергии ε после вычета из нее энергии поперечного движения. Тогда компоненту среднего потока спина через границу J_{xk} , просуммированного по двум спиновым состояниям, вдоль оси z (параллельной средней намагниченности) можно записать в виде

$$J_{xz}(\tilde{\varepsilon}) = -\frac{1}{16\pi^3} \times \left((\nu_+ - \nu_-)(1 - |A|^2) + \nu_+ \frac{k'}{k} |B|^2 - \nu_- \frac{k}{k'} |B'|^2 \right), \quad (23)$$

где подразумевается, что $J_{ik}(\tilde{\varepsilon})$ обозначает плотность спинового тока по энергии, полученную после суммирования по спиновым состояниям и интегрирования по поперечному квазиимпульсу. Для других компонент спинового тока имеем

$$J_{xx}(\tilde{\varepsilon}) = \frac{1}{32\pi^3} (k + k') \left(\frac{A^*B\nu_+}{k} + \frac{A'B^*\nu_-}{k'} \right) e^{i\Omega t} + c.c., \quad (24)$$

$$J_{xy}(\tilde{\varepsilon}) = \frac{1}{32\pi^3} (k + k') \left(\frac{A^*B\nu_+}{k} + \frac{A'B^*\nu_-}{k'} \right) e^{i\Omega t} + c.c.. \quad (25)$$

Из (23) видно, что, хотя мы выбрали энергии для двух спиновых состояний таким образом, что между ними имеется симметрия $|A| = |A'|$ (см. (15), (18)) и $\frac{k'}{k} |B|^2 = \frac{k}{k'} |B'|^2$ (см. (16), (19), а также (6), (7)), возникающая при таком выборе энергий разница в плотности состояний, которая согласно (22) пропорциональна $\hbar\Omega$, приводит для всех состояний спектра к ненулевому спиновому току (23), который также будет пропорционален $\hbar\Omega$. (В принципе, возможен другой выбор энергии для спина $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, такой, что энергия падающего электрона равна ε , а рассеянного с изменением спина — $\varepsilon + \hbar\Omega$; в этом случае плотность состояний для двух спиновых подзон будет одинакова, но разными окажутся коэффициенты отражения с сохранением и изменением спина, причем разница будет пропорциональна $\hbar\Omega$.) Аналогичным образом, и в (24), (25) ненулевой результат получается из-за отличия в плотности состояний для двух спиновых подзон. Кроме того, стоит отметить,

что комплексные амплитуды двух компонент спинового тока, перпендикулярных средней намагниченности (компоненты x и y) одинаковы по величине и отличаются по фазе на $\frac{\pi}{2}$.

Для получения полного спинового тока выражения (23)–(25) необходимо проинтегрировать по всем энергиям электронов. Поскольку, как сказано выше, для каждого состояния эти выражения линейны по $\hbar\Omega$, можно не следить за величинами такого порядка в пределах и интегрировать от 0 до ε_F . Интеграл по энергии берется в приближении $(U - \varepsilon_F) \gg J, \hbar\Omega$. При этом мы оставляем только первый порядок по $\hbar\Omega$ (или по параметру адиабатичности β) и первый неисчезающий порядок по J (или по $\frac{J}{\varepsilon_F}$).

3. Результаты и обсуждение

Обсуждая использованный в настоящей работе подход, важно заметить, что, хотя говорится об отраженных от границы электронах, здесь фактически не рассматривается рассеяние электронов проводимости, присутствующих в металле, на границе с диэлектриком. Вместо этого мы ищем электронные состояния в системе. В случае, когда диэлектрик не является ферромагнитным, в металле имеется двукратное вырождение по спину. Состояние электронов в этом случае устроено таким образом, что и в сторону границы, и в противоположную сторону распространяется электрон с некоторым спином. Граница связывает состояния с противоположным направлением распространения. Говоря об отражении электрона от границы, мы подразумеваем такое связанное состояние. Если диэлектрик ферромагнитный, но осцилляций намагниченности нет, спиновые состояния по-прежнему не смешиваются, однако фаза отраженного электрона может различаться для двух разных значений спина. В случае, когда намагниченность в диэлектрике осциллирует, граница связывает состояния с разным спином. Поток спина при этом возникает, как было сказано выше, из-за разной плотности состояний для двух спиновых подзон (которые уже не являются „чистыми“ по спину). Локальное равновесие между спиновыми подзонами нарушается; оно, однако, восстанавливается за счет спиновой релаксации на расстоянии, равном длине спиновой релаксации. Спиновая релаксация в данной работе не рассматривается; очевидно, что эффект спинового насоса имеет место на расстоянии от границы, меньшем, чем длина релаксации спина. В принципе, можно рассматривать связь состояний, распространяющихся в двух направлениях, за счет границы как процесс рассеяния между двумя электронными резервуарами, в каждом из которых по отдельности выполняется статистика Ферми. Однако такое рассмотрение соответствует расстоянию от границы, большому по сравнению с длиной спиновой релаксации; эффект на таком расстоянии был бы крайне мал. Мы же рассматриваем область, находящуюся в непосредственной близости от границы,

находящуюся на расстоянии, меньшем, чем длина релаксации спина. В этой области находятся одноэлектронные состояния с учетом границы (снято вырождение по направлению распространения электронов и, кроме того, смешивается спин) и уже они заполняются в соответствии с распределением Ферми (таким образом, учитывается принцип запрета Паули). Заметим также, что в настоящей работе не рассматриваются переходные процессы, связанные с установлением такого состояния.

В отсутствие осцилляций намагниченности процессов с переворотом спина нет, коэффициент отражения без изменения спина равен по модулю единице. Поэтому потоки спина для каждой из двух спиновых подзон падающих на границу электронов в точности равны нулю. В случае, когда осцилляции намагниченности есть, в нулевом порядке по β процессы с переворотом спина для двух падающих на границу спиновых состояний в точности компенсируют друг друга, что соответствует качественным соображениям. В первом порядке по β появляется поток спина, связанный с осцилляциями намагниченности. Для текущего по нормали к поверхности (вдоль оси x) спинового тока получаем в младшем неисчезающем порядке по $\frac{J}{\varepsilon_F}$

$$J_{xz} = - \frac{1 - \sqrt{1 - m^2} + m^2}{8\pi^2} \frac{m_e}{\hbar^2} \varepsilon_F^2 \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F} \right)^3 \frac{\varepsilon_F}{U} \times \left(\frac{\varepsilon_F}{U} + \ln \left(1 - \frac{\varepsilon_F}{U} \right) \right), \quad (26)$$

$$J_{xx} = \frac{m_e}{\hbar^2} \frac{im}{8\pi^2} \varepsilon_F^2 \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F} \right)^2 \times \left(\frac{\varepsilon_F}{U} + \ln \left(1 - \frac{\varepsilon_F}{U} \right) \right) e^{i\Omega t} + c.c., \quad (27)$$

$$J_{xy} = \frac{m_e}{\hbar^2} \frac{m}{8\pi^2} \varepsilon_F^2 \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F} \right)^2 \times \left(\frac{\varepsilon_F}{U} + \ln \left(1 - \frac{\varepsilon_F}{U} \right) \right) e^{i\Omega t} + c.c.. \quad (28)$$

Видно, что поток спина, параллельного равновесной намагниченности, постоянный, в то время, как спин, перпендикулярный ей, осциллирует на частоте осцилляций намагниченности и, кроме того, вращается (потоки в направлении x и y имеют сдвиг фазы на $\frac{\pi}{2}$).

Заметим, во-первых, что результат (26)–(28) $m = 0$ обращается в ноль при (намагниченность постоянна и направлена по z) и имеет максимум при (вся намагниченность осциллирует, постоянной компоненты намагниченности нет), что соответствует соображениям разумности. Выписанные в (27) и (28) значения осциллирующего спинового тока соответствуют первому слагаемому в феноменологическом выражении (1), а постоянный поток спина (26) — второму. При этом второй много меньше первого, в качестве малого параметра здесь выступает $\frac{J}{U}$. Можно записать для J_{xx} , J_{xy}

слагаемые того же порядка, что и для постоянного потока спина

$$\delta J_{xx} = \frac{m_e}{\hbar^2} \frac{1 - \sqrt{1 - m^2}}{8\pi^2} \varepsilon_F^2 \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F}\right)^3 \left(\frac{\varepsilon_F}{U}\right) \times \left(\arcsin \frac{\varepsilon_F}{U} - \sqrt{\frac{\varepsilon_F}{U} \left(1 - \frac{\varepsilon_F}{U}\right)}\right) e^{i\Omega t} + c.c., \quad (29)$$

$$\delta J_{xy} = i \frac{m_e}{\hbar^2} \frac{1 - \sqrt{1 - m^2}}{8\pi^2} \varepsilon_F^2 \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F}\right)^3 \left(\frac{\varepsilon_F}{U}\right) \times \left(\arcsin \frac{\varepsilon_F}{U} - \sqrt{\frac{\varepsilon_F}{U} \left(1 - \frac{\varepsilon_F}{U}\right)}\right) e^{i\Omega t} + c.c.. \quad (30)$$

Эти величины соответствуют феноменологической формуле $J_{ij} \sim [\mathbf{M}_0 \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}]$ в (1), где \mathbf{M}_0 — не зависящая от времени компонента намагниченности. Поскольку эта величина равна нулю при $m = 1$, когда вся намагниченность осциллирует, (29) и (30) обращаются в ноль как для $m = 0$, так и для $m = \pm 1$.

На рис. 1 изображена зависимость эффектов постоянного и переменного спинового насоса от амплитуды осцилляции намагниченности m . Как уже отмечалось, постоянный и переменный эффекты младшего порядка, соответствующие (26)–(28), обращаются в ноль при $m = 0$ и максимальны при $m = \pm 1$, в то время, как поправка к переменному эффекту, как и должно быть из симметричных соображений, обращается в ноль для этих значений и имеет максимум модуля при $m = \pm \frac{1}{\sqrt{2}}$. Анализ зависимости эффекта от амплитуды осцилляции намагниченности позволит получить частотную зависимость эффекта спинового насоса при известной частотной зависимости амплитуды осцилляций \mathbf{M} вблизи частоты ферромагнитного резонанса.

Для анализа зависимости эффекта спинового насоса от потенциала диэлектрика полезно выписать асимпто-

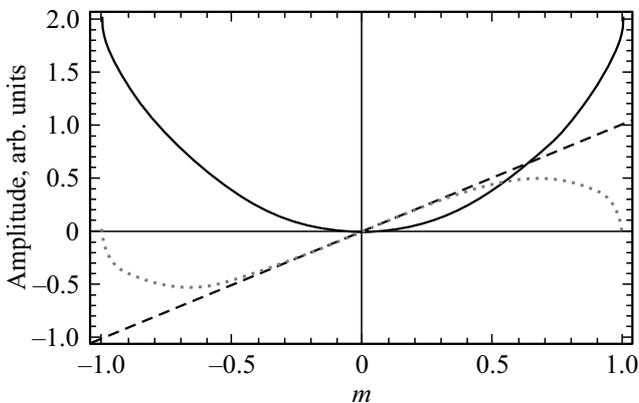


Рис. 1. Зависимость амплитуды постоянного эффекта спинового насоса (сплошная линия), переменного эффекта младшего по $\frac{J}{\varepsilon_F}$ порядка (штриховая линия) и следующего порядка, совпадающего с порядком постоянного эффекта (пунктирная линия) от амплитуды осцилляции намагниченности m .

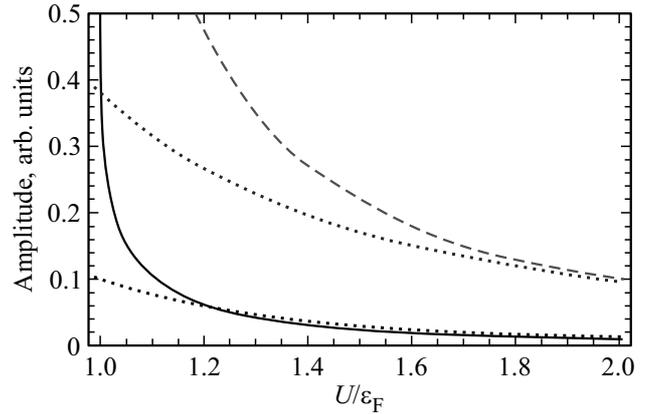


Рис. 2. Характерная зависимость постоянного (сплошная линия) и переменного (штриховая линия) эффекта от потенциального барьера U , нормированного на энергию Ферми, для $\frac{J}{\varepsilon_F} = 0.2$, $m = 0.5$. Пунктиром показаны асимптоты при $U \gg \varepsilon_F$.

тическую формулу для ответа (26)–(28) в приближении $U \gg \varepsilon_F$

$$J_{xz} = \frac{1 - \sqrt{1 - m^2} + m^2}{8\pi^2} \frac{m_e}{\hbar^2} \varepsilon_F^2 \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F}\right)^3 \left(\frac{\varepsilon_F}{U}\right)^3, \quad (31)$$

$$J_{xx} = -\frac{m_e}{\hbar^2} \frac{im}{8\pi^2} \varepsilon_F^2 \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F}\right)^3 \left(\frac{\varepsilon_F}{U}\right)^2 e^{i\Omega t} + c.c., \quad (32)$$

$$J_{xy} = \frac{m_e}{\hbar^2} \frac{m}{8\pi^2} \varepsilon_F^2 \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F}\right)^3 \left(\frac{\varepsilon_F}{U}\right)^2 e^{i\Omega t} + c.c.. \quad (33)$$

На рис. 2 изображены зависимости величины эффекта спинового насоса от потенциала U для $\frac{J}{\varepsilon_F} = 0.2$, $m = 0.5$. Асимптоты (31)–(33) показаны пунктиром. Как и следовало ожидать, с ростом U величина обоих эффектов падает. Это объясняется тем, что глубина проникновения волновых функций электронов в ферромагнитный изолятор уменьшается с ростом U .

Интересно также сравнить члены младшего (27), (28) и следующего (29), (30) по $\frac{J}{\varepsilon_F}$ порядков в выражении, полученном для переменного эффекта. Асимптотическое выражение для (29), (30) при $u \gg \varepsilon_F$ имеет вид

$$\delta J_{xx} = -\frac{m_e}{\hbar^2} \frac{m\sqrt{1 - m^2}}{8\pi^2} \varepsilon_F^2 \times \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F}\right)^3 \left(\frac{\varepsilon_F}{U}\right)^{3/2} e^{i\Omega t} + c.c., \quad (34)$$

$$\delta J_{xy} = -i \frac{m_e}{\hbar^2} \frac{m\sqrt{1 - m^2}}{8\pi^2} \varepsilon_F^2 \times \frac{\hbar\Omega}{J} \left(\frac{J}{\varepsilon_F}\right)^3 \left(\frac{\varepsilon_F}{U}\right)^{3/2} e^{i\Omega t} + c.c.. \quad (35)$$

На рис. 3 показаны амплитуды двух вкладов в переменный эффект в зависимости от U , также для $\frac{J}{\varepsilon_F} = 0.2$,

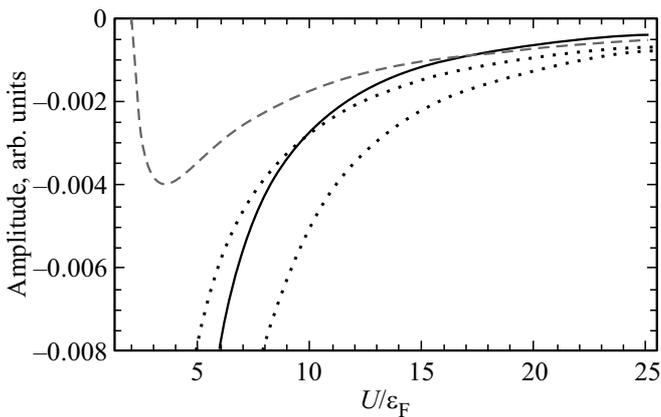


Рис. 3. Характерная зависимость младшего по $\frac{J}{\varepsilon_F}$ (сплошная линия) и следующего порядка (штриховая линия) переменного эффекта от потенциального барьера U , нормированного на энергию Ферми, для $\frac{J}{\varepsilon_F} = 0.2$, $m = 0.5$. Пунктиром показаны асимптоты при $U \gg \varepsilon_F$.

$m = 0.5$. Поскольку асимптотически поправка следующего порядка по $\frac{J}{\varepsilon_F}$ спадает при больших U медленнее, чем младший по $\frac{J}{\varepsilon_F}$ вклад, эта поправка может быть сравнима с вкладом младшего порядка и даже превзойти его при выполнении условия $U > \alpha \varepsilon_F \left(\frac{\varepsilon_F}{J}\right)^2$, коэффициент $\alpha(m) \sim 1$ зависит от амплитуды осцилляций намагниченности m . Из рис. 3 видно, что для выбранных параметров это происходит при $\frac{U}{\varepsilon_F} \sim 17$. Для реальных материалов такая ситуация может реализоваться, вероятно, в случае, когда используется плохой проводник, в котором энергия Ферми относительно невелика.

4. Заключение

Построена простая квантово-механическая модель эффекта спинового насоса при возбуждении ферромагнитного резонанса в магнитном диэлектрике, который имеет плоскую границу с немагнитным металлом. Модель основана на решении уравнения Шредингера для электронов проводимости в металле с последующим усреднением потока спина, который переносят эти электроны, по всем состояниям. Показано, что отражение электронов от изолятора с осциллирующей намагниченностью со спин-флипом приводит к появлению как постоянного, так и переменного (осциллирующего с частотой возбуждающего резонанс СВЧ-поля) потока спина из ферромагнетика в изолятор. При этом эффект постоянного тока мал по сравнению с эффектом переменного тока; в роли малого параметра выступает отношение обменной константы ферромагнетика к величине потенциального барьера между металлом и диэлектриком (больше энергии Ферми). Проанализирована зависимость эффекта от амплитуды осцилляции намагниченности; на основе такого анализа можно получить частотную зависимость эффекта вблизи

частоты ферромагнитного резонанса. Также проведен анализ величины постоянного и переменного эффекта от высоты потенциального барьера ферромагнитного диэлектрика. Показано, что оба эффекта стремятся к нулю с ростом барьера, что соответствует представлению о том, что вероятность процессов спин-флипа уменьшается с уменьшением глубины проникновения электронов из нормального металла в ферромагнетик. Кроме того, проанализирован переменный эффект следующего порядка по $\frac{J}{\varepsilon_F}$ и показано, что при большой величине потенциального барьера диэлектрика он может доминировать над эффектом младшего порядка по этому параметру.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 18-32-20036.

Список литературы

- [1] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).
- [2] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G.E.W. Bauer, B.I. Halperin. Phys. Rev. B **66**, 060404(R) (2002).
- [3] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer, B.I. Halperin. Rev. Mod. Phys. **77**, 1375 (2005).
- [4] J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth. Rev. Mod. Phys. **87**, 1213 (2015).
- [5] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara. Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
- [6] H. Wang, C. Du, P.C. Hammel, F. Yang. Appl. Phys. Lett. **104**, 202405 (2014).
- [7] D. Wei, M. Obstbaum, M. Ribow, C.H. Back, G. Woltersdorf. Nature Commun. **5**, 3768 (2014).
- [8] G. Tatara, S. Mizukami. Phys. Rev. B **96**, 064423 (2017).
- [9] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971).

Редактор Ю.Э. Кутаев