

УДК 539.2

ЭФФЕКТЫ НЕКОМПЛАНАРНОСТИ В ОДНОМЕРНОМ СПИН-ЗАВИСИМОМ РАССЕЯНИИ

А.С. СААКЯН^{1*}, А.В. ПОГОСЯН¹, А.Н. КОЧАРЯН², Р.М. МОВСЕСЯН¹

¹Национальный политехнический университет Армении, Ереван, Армения

²California State University, Los Angeles, USA

*e-mail: saakyanas@gmail.com

(Поступила в редакцию 5 октября 2016 г.)

Исследовано рассеяние спин-поляризованной квантовой волны на потенциальном барьере. Векторы спиновой поляризации падающей волны и внутреннего магнитного поля (намагниченности) барьера в общем случае не располагаются в одной плоскости и образуют некомпланарную систему. Исследованы зависимости векторов поляризации рассеянных вперед и назад волн от степеней свободы, определяющих ориентацию намагниченности барьера.

1. Введение

Все спинтронные эффекты – гигантское магнетосопротивление, вентильный эффект и т. д. – были обнаружены в пленках, содержащих ферромагнитные и антиферромагнитные слои нанотолщины [1–3]. Классическим примером такой структуры является спиновый вентиль, состоящий из двух ферромагнитных металлических пленок с анизотропией «легкая ось» («легкая плоскость»), разделенных нанослоем немагнитного изолятора или полупроводника [4–6], и экранирующий обмен между ферромагнитными слоями. В результате создается возможность варьирования транспортными характеристиками системы, изменяя с помощью внешнего воздействия относительную ориентацию намагниченности слоев. Описанная структура является, по-видимому, первой структурой, относящейся к классу неколлинеарных систем. В работах [7,8] предложены иные неколлинеарные структуры, состоящие из слоев легкоосного или легкоплоскостного ферромагнетика – полупроводника или диэлектрика нанотолщины, разделенных слоем немагнитного металла, толщина которого выбирается так, чтобы обмен между соседними слоями отсутствовал. Потенциальный рельеф этих систем содержит барьеры конечной высоты, разделенные немагнитными квантовыми ямами; кроме этого, каждый из барьеров характеризуется индукцией внутреннего магнитного поля. Простейшая неколлинеарная система представляет собой структуру, содержащую один ферромагнитный слой с немагнитным окружением

при условии, что падающий электронный поток является поляризованным по спине. Исследование показывает, что варьирование ориентации намагниченности приводит к существенным осцилляциям спин-поляризационных характеристик [7].

Эксперименты указывают на то, что в зависимости от выбора вещества магнитного слоя и толщины его намагниченность может быть направлена перпендикулярно к поверхности либо обладать поперечной компонентой [9]. В связи с этим возникает необходимость выяснения роли этой поперечной компоненты на транспортные свойства и, в частности, на поляризацию прошедшего через систему электронного потока.

2. Постановка задачи

В настоящей работе исследованы спин-поляризующие свойства простейшей структуры, содержащей один ферромагнитный слой, а его потенциальный профиль – один магнитный барьер. Полная индукция магнитного поля $\mathbf{B}_0 = \mathbf{B} + \mathbf{B}_\perp$. Из рис.1b видно, что проекции вектора $\mathbf{B}_0$ равны:

$$B_{0x} = B \sin \theta, \quad B_{0y} = B_\perp = B_y, \quad B_{0z} = B \cos \theta, \quad (1)$$

где θ – угол между продольной компонентой поля $\mathbf{B}$ и осью z , B – модуль продольной компоненты магнитного поля.

Для расчета поляризационных характеристик системы использован метод матрицы переноса решения задачи спин-зависимого рассеяния [7,8]. В связи с этим удобно перейти к сферическим координатам (рис.1b) φ, ξ :

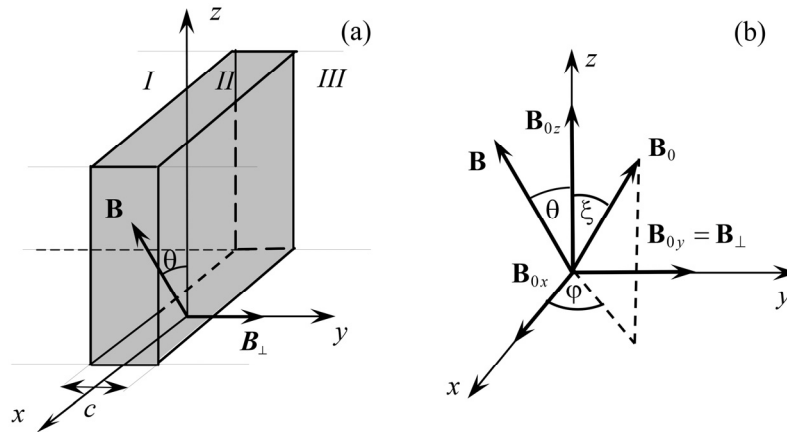


Рис.1. (а) Схема структуры с одним ферромагнитным слоем и (б) пространственная конфигурация магнитных полей в этом слое. Компонента $\mathbf{B}$ внутреннего поля расположена в плоскости xOz , параллельной плоскости пленки, $\mathbf{B}_\perp$ – поперечная компонента и c – толщина магнитного слоя.

$$B_{0x} = B_0 \cos \varphi \sin \xi, \quad B_{0y} = B_0 \sin \varphi \sin \xi, \quad B_{0z} = B_0 \cos \xi, \quad (2)$$

которые определены соотношениями

$$\begin{aligned} \sin \xi &= \sqrt{1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \theta}, \quad \sin \varphi = \frac{\cos \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha \cos^2 \theta}}, \\ \sin \alpha &= \frac{1}{\sqrt{1 + \eta^2}}, \quad \eta = \frac{B_{\perp}}{B}. \end{aligned} \quad (3)$$

Вектор поляризации падающей волны направлен вдоль оси z . Система характеризуется двумя, вообще говоря, некопланарными направлениями – направления поляризации падающей волны и полного магнитного поля $\mathbf{B}_0$. Их взаимная ориентация задается двумя степенями свободы: углом неколлинеарности θ и безразмерным параметром $\eta = B_{\perp}/B$. Таким образом, нас интересует влияние поперечной компоненты магнитного поля барьера на состояние спиновой поляризации волн, рассеянных вперед и назад. Компоненты векторов поляризации $\mathbf{P}_T$ и $\mathbf{P}_R$ (индексы T и R обозначают прошедшую и отраженную волны) являются функциями трех переменных – энергии рассеяния, угла θ и параметра η .

3. Задача рассеяния

После разделения переменных в уравнении Шредингера получим

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \hat{\psi}_{I,III}'' = \varepsilon_1 \hat{\psi}_{I,III}, \quad -\frac{\hbar^2}{2m_2} \hat{\psi}_{II}'' + H_{\text{int}} \hat{\psi}_{II} = \varepsilon_2 \hat{\psi}_{II}, \quad (4)$$

где $\varepsilon_{1,2} = E - \hbar^2 k_{\parallel}^2 / (2m_{1,2})$, $m_{1,2}$ – эффективные массы электрона в области барьера (II) и областях левее и правее него (I и III) (рис. 1а), $k_{\parallel}$ – параллельная интерфейсу и сохраняющаяся составляющая импульса частицы, одинаковая во всех трех областях. Это – следствие зависимости гамильтониана взаимодействия H_{int} только от переменной y , который выберем в виде $H_{\text{int}} = (V_0 - \gamma \mathbf{B} \boldsymbol{\sigma}) \varphi(y)$. Здесь V_0 – высота барьера, $\gamma = g\mu_B/2$, где введен g -фактор электрона, μ_B – магнетон Бора и $\boldsymbol{\sigma}$ – триада матриц Паули. Индукция магнитного поля в барьере постоянна, $\varphi(y)$ – функция, зависящая только от переменной y и отличная от нуля в интервале $[0, c]$, т. е. магнитное поле локализовано внутри барьера, $\hat{\psi}$ – спинорная волновая функция электрона. Наноразмеры магнитного слоя позволяют с большой степенью точности исключить из гамильтониана слагаемые, обуславливающие орбитальное движение электрона в области барьера [7,8].

Пусть $t(E, V_0)$ и $r(E, V_0)$ – амплитуды прохождения и отражения на рассматриваемом барьере в отсутствие магнитного поля. Тогда $t_l = t(E, V_0 \mp \gamma B)$ и $r_l = r(E, V_0 \mp \gamma B)$, где $l = 1, 2$. Верхний знак в t_l и r_l соответствует коллинеарной,

а нижний – антиколлинеарной ориентации векторов поляризации падающей волны и индукции поля (парциальные амплитуды [8]).

Распишем уравнение Шредингера в явном виде:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\begin{pmatrix} \psi_1'' \\ \psi_2'' \end{pmatrix} - \mu B_0 \begin{pmatrix} \cos \xi & \sin \xi e^{-i\varphi} \\ \sin \xi e^{i\varphi} & -\cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} + V(y) \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где спиновая часть гамильтониана взаимодействия представлена в виде матрицы второго порядка через сферические углы φ и ξ , $V(y) = V_0 \varphi(y)$.

Совершим в волновой функции калибровочное преобразование

$$\begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где α и β – постоянные фазы. Выбрав $\alpha = -\beta = -\varphi/2$, получим

$$U_0 = \begin{pmatrix} e^{-i\varphi/2} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi/2} \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Уравнение Шредингера принимает вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\begin{pmatrix} \phi_1'' \\ \phi_2'' \end{pmatrix} - \mu B_0 \begin{pmatrix} \cos \xi & \sin \xi \\ \sin \xi & -\cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} + V(y) \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где $\hat{\psi} = U_0 \hat{\phi}$.

Диагонализация Гамильтониана в уравнении (8) осуществляется с помощью унитарного преобразования

$$U = \begin{pmatrix} \cos(\xi/2) & -\sin(\xi/2) \\ \sin(\xi/2) & \cos(\xi/2) \end{pmatrix}. \quad (9)$$

В результате уравнение (8) приобретает вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\begin{pmatrix} \chi_1'' \\ \chi_2'' \end{pmatrix} + V_1(y) \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} - \mu B_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

где $\hat{\chi} = U^+ \hat{\phi}$.

Решение задачи рассеяния для этого уравнения приведет к уже введенным парциальным амплитудам прохождения и отражения $t_l(E)$ и $r_l(E)$. Таким образом, волновая функция рассеяния $\hat{\psi}$ связана с «парциальной» волновой функцией посредством унитарного преобразования $\hat{\psi} = U_0 \hat{\phi} = U_0 U \hat{\chi}$, следовательно, амплитуды прохождения и отражения связаны с парциальными амплитудами $\hat{t}$

и $\hat{r}$ тем же унитарным преобразованием: $\hat{T} = U_0 U \hat{t}$, $\hat{R} = U_0 U \hat{r}$, $\hat{t} = \begin{pmatrix} t_1 \\ t_2 \end{pmatrix}$, $\hat{r} = \begin{pmatrix} r_1 \\ r_2 \end{pmatrix}$.

В результате для амплитуд прохождения и отражения получим следующие выражения:

$$\begin{aligned} T_{\uparrow\uparrow} &= t_1 \cos^2 \frac{\xi}{2} + t_2 \sin^2 \frac{\xi}{2}, \quad T_{\downarrow\downarrow} = t_1 \sin^2 \frac{\xi}{2} + t_2 \cos^2 \frac{\xi}{2}, \\ T_{\uparrow\downarrow} &= \frac{1}{2} e^{-i\varphi} (t_1 - t_2) \sin \xi, \quad T_{\downarrow\uparrow} = \frac{1}{2} e^{+i\varphi} (t_1 - t_2) \sin \xi, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} R_{\uparrow\uparrow} &= r_1 \cos^2 \frac{\xi}{2} + r_2 \sin^2 \frac{\xi}{2}, \quad R_{\downarrow\downarrow} = r_1 \sin^2 \frac{\xi}{2} + r_2 \cos^2 \frac{\xi}{2}, \\ R_{\uparrow\downarrow} &= \frac{1}{2} e^{-i\varphi} (r_1 - r_2) \sin \xi, \quad R_{\downarrow\uparrow} = \frac{1}{2} e^{+i\varphi} (r_1 - r_2) \sin \xi. \end{aligned} \quad (12)$$

Индексы в выражениях (11) и (12) указывают на начальное и конечное спиновые состояния в падающей и отраженной волнах, соответственно. Используя метод матрицы переноса [9], можно показать, что

$$\hat{T} = \tau I, \quad \hat{R} = \rho I, \quad (13)$$

где I – спинорная амплитуда падающей волны, определяющая ее спиновую поляризацию, τ и ρ – матрицы амплитуд прохождения и отражения, соответственно:

$$\tau = \begin{pmatrix} T_{\uparrow\uparrow} & T_{\downarrow\uparrow} \\ T_{\uparrow\downarrow} & T_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix}, \quad \rho = \begin{pmatrix} R_{\uparrow\uparrow} & R_{\downarrow\uparrow} \\ R_{\uparrow\downarrow} & R_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Матричные элементы в (14) определяются выражениями (11) и (12), а $\hat{T}$ и $\hat{R}$ – спинорные амплитуды волн, рассеянных вперед и назад, соответственно. Итак, неколлинеарность поляризации падающей волны и индукции магнитного поля барьера является причиной двухканального характера рассеяния – без переворота и с переворотом спина. Это в итоге формирует поляризацию рассеянных волн.

4. Анализ поляризации рассеянных волн

Пусть амплитуда падающей волны есть $\begin{pmatrix} 1 & 0 \end{pmatrix}^T$, т. е. вектор спиновой поляризации направлен по оси z . Тогда для коэффициентов прохождения и отражения получим

$$D = |t_1|^2 \cos^2 \frac{\xi}{2} + |t_2|^2 \sin^2 \frac{\xi}{2}, \quad R = |r_1|^2 \cos^2 \frac{\xi}{2} + |r_2|^2 \sin^2 \frac{\xi}{2}. \quad (15)$$

В эти величины дают вклад два канала рассеяния вперед и назад – без переворота

спина и с его переворотом:

$$D = |T_{\uparrow\uparrow}|^2 + |T_{\uparrow\downarrow}|^2, \quad R = |R_{\uparrow\uparrow}|^2 + |R_{\uparrow\downarrow}|^2. \quad (16)$$

Векторы поляризации, как известно, определяются выражениями

$$\mathbf{P}_T = \frac{T^+ \boldsymbol{\sigma} T}{T^+ T}, \quad \mathbf{P}_R = \frac{R^+ \boldsymbol{\sigma} R}{R^+ R}, \quad (17)$$

где T и R – амплитуды рассеяния вперед и назад. Компоненты этих векторов выражаются через соответствующие амплитуды

$$P_{Tx} = \frac{T_{\uparrow\uparrow} T_{\uparrow\downarrow}^* + T_{\uparrow\uparrow}^* T_{\uparrow\downarrow}}{D}, \quad P_{Ty} = i \frac{T_{\uparrow\uparrow} T_{\uparrow\downarrow}^* - T_{\uparrow\uparrow}^* T_{\uparrow\downarrow}}{D}, \quad P_{Tz} = \frac{|T_{\uparrow\uparrow}|^2 - |T_{\uparrow\downarrow}|^2}{D}, \quad (18)$$

$$P_{Rx} = \frac{R_{\uparrow\uparrow} R_{\uparrow\downarrow}^* + R_{\uparrow\uparrow}^* R_{\uparrow\downarrow}}{R}, \quad P_{Ry} = i \frac{R_{\uparrow\uparrow} R_{\uparrow\downarrow}^* - R_{\uparrow\uparrow}^* R_{\uparrow\downarrow}}{R}, \quad P_{Rz} = \frac{|R_{\uparrow\uparrow}|^2 - |R_{\uparrow\downarrow}|^2}{R}. \quad (19)$$

Мы не будем расписывать явные выражения для этих компонент в силу их громоздкости. В итоге они выражаются через парциальные амплитуды t_l , r_l ($l=1, 2$) и угловые переменные ξ , φ .

Компоненты (18) и (19) векторов поляризации являются макроскопическими величинами и функциями трех переменных θ , η и x ($x = E/V_0$). Построение зависимостей от этих переменных проводили следующим образом: фиксировали две переменные и строили зависимость компонент от третьей. Например, выбирали $\eta = 0.5$ и 5 , причем, полагали B_0 фиксированной. Выбор этих двух значений диктовался тем, что первое значение соответствует малой поперечной компоненте магнитного поля, а второе значение – большой. Кроме этого, фиксировалось значение $x = 0.5$, соответствующее подбарьерному рассеянию ($E < V_0$) и значение $x = 1.5$, соответствующее надбарьерному рассеянию ($E > V_0$). Комбинируя эти четыре значения, мы построили четыре варианта зависимости компонент от угла неколлинеарности θ .

Рис.2а и b соответствуют подбарьерному рассеянию, а рис.2с и d – надбарьерному рассеянию. Из первых видно, что z – компонента вектора поляризации отраженной волны как в случае слабых, так и сильных поперечных полей слабо зависит от θ . С другой стороны, рост η в 10 раз приводит к двукратному понижению P_{Rz} . В слабых полях P_{Tz} является ярко выраженной периодической функцией θ с амплитудой 0.8. Рост поля в 10 раз приводит к замедлению периодичности (период осцилляций увеличивается примерно в два раза), а амплитуда уменьшается в два раза, причем, появляется слабая z -переполаризация.

Итак, можно заключить, что рост поперечного поля приводит к подавлению осцилляций z -поляризации прошедшей волны. Степень поляризации отраженной волны более чувствительна по отношению к поперечному полю: в

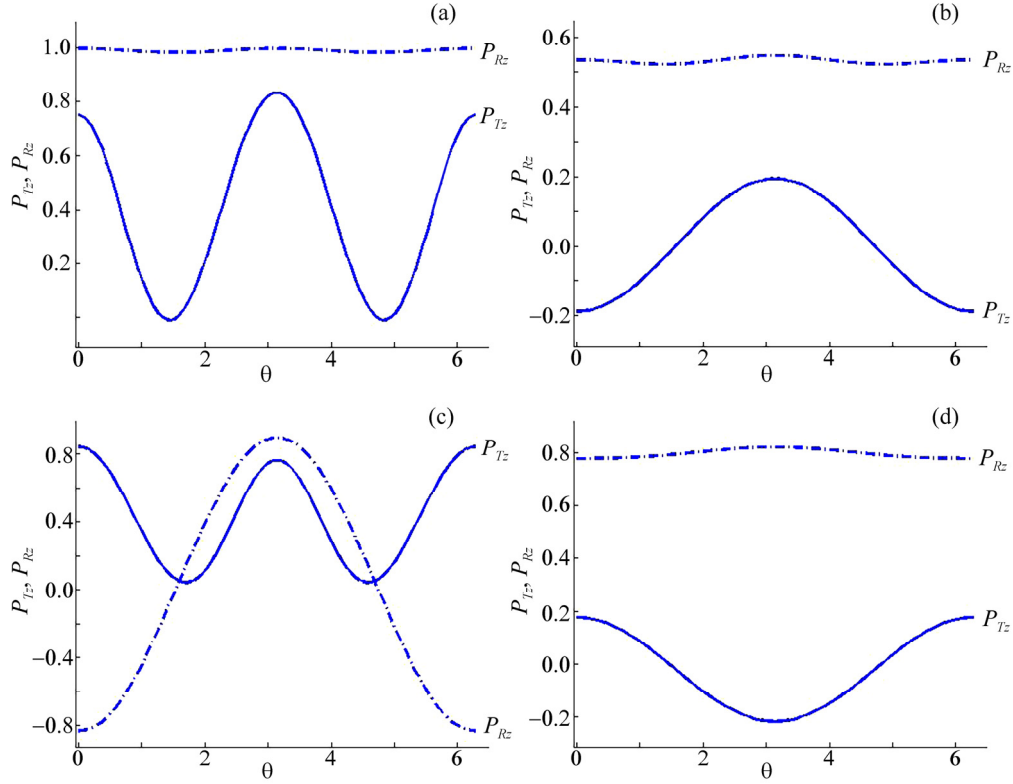


Рис.2. Зависимости z -компонент векторов поляризации для волн, рассеянных вперед и назад от угла θ , при фиксированных значениях x и η : (a) $x = 0.5$, $\eta = 0.5$; (b) $x = 0.5$, $\eta = 5$; (c) $x = 1.5$, $\eta = 0.5$ и (d) $x = 1.5$, $\eta = 5$. С ростом η происходит подавление осцилляций P_{Tz} , P_{Rz} по углу θ как в подбарьерной (a, b), так и в надбарьерной (c,d) областях.

слабых полях осцилляции оказываются практически подавленными, а рост η приводит к уменьшению z -поляризации примерно в два раза. В надбарьерной области энергий рассеяния также проявляется подавление осцилляций z -переполаризации с ростом η (рис.2с и d).

Рассмотрим теперь зависимости z - и y -компонент векторов поляризации от параметра η при фиксированных $\theta = \pi/4$ и $x = 0.5; 1.5$. Из рис.3а и б видно, что степень поляризации прошедшей волны с ростом η убывает и затем асимптотически стремится к нулю, т. е. при достаточно больших η z -поляризация исчезает как в подбарьерной, так и в надбарьерной областях. Степень поляризации отраженной волны имеет немонотонное поведение, причем, в определенных областях η наблюдается z -переполаризация.

Рассмотрим поведение y -компонент векторов поляризации. Оно интересно по той причине, что поперечная компонента магнитного поля направлена

вдоль оси y . Из рис.3с и d видно, что в прошедшей волне с ростом η формируется полная y -поляризация, поскольку $P_{Ty} = 1$ как в подбарьерной, так и в надбарьерной областях энергий. В отраженной волне в подбарьерной области P_{Ry} начинает убывать с плато при $\eta \approx 6$. Поведение в надбарьерной области обратное – с ростом η происходит убывание y -поляризации, причем, происходит y -переполаризация и затем P_{Ry} выходит на плато.

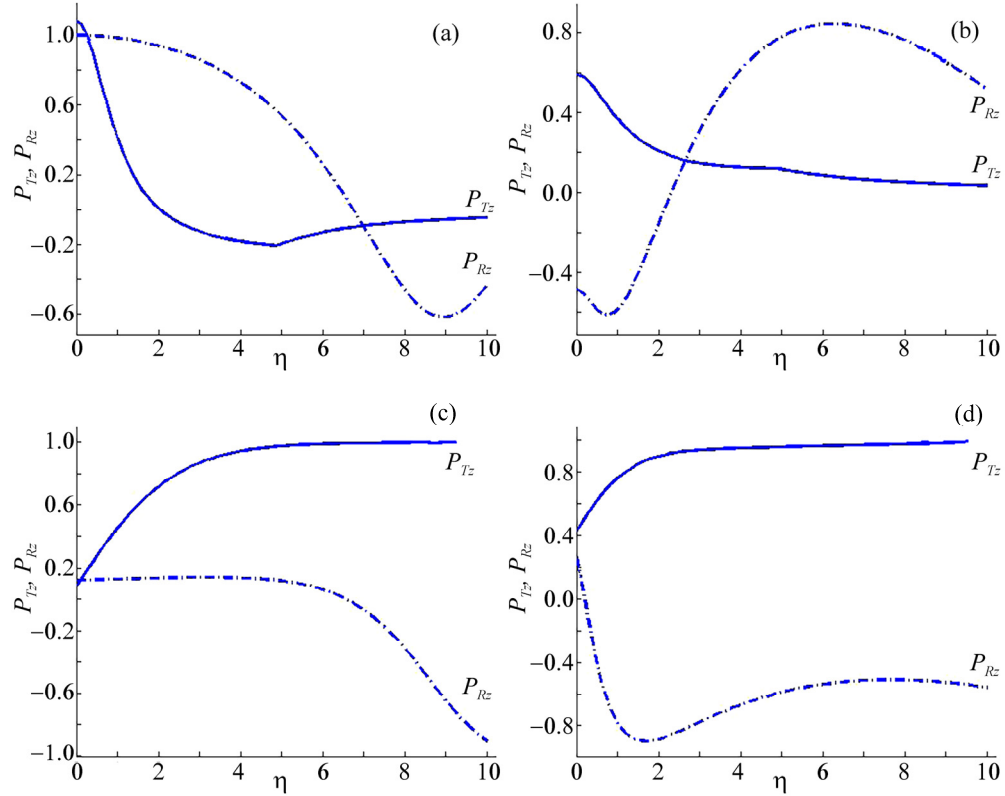


Рис.3. Зависимости z - и y -компонент векторов поляризации волн, рассеянных вперед и назад, от параметра η при фиксированных x и θ : (a) $x = 0.5$, $\theta = \pi/4$, (b) $x = 1.5$, $\theta = \pi/4$, (c) $x = 0.5$, $\theta = \pi/4$ и (d) $x = 1.5$, $\theta = \pi/4$. В подбарьерной (a,c) и в надбарьерной (b,d) областях при больших η P_{Tz} и P_{Rz} сильно подавляются, а P_{Ty} и P_{Ry} выходят на плато.

Обсудим поведение P_{Ty}, P_{Ry} в зависимости от θ . Из рис.4а и б видно, что в слабых поперечных полях в подбарьерной области они являются осциллирующими функциями от θ и, кроме того, в сильном поле эти осцилляции оказываются подавленными. Эффект подавления особенно ясно виден в поведении этих кривых в надбарьерной области (рис.4с и d): колебания P_{Ty} с амплитудой 1.4 в слабом поле обращаются в слабую зависимость с областью изменения ~ 0.2 и

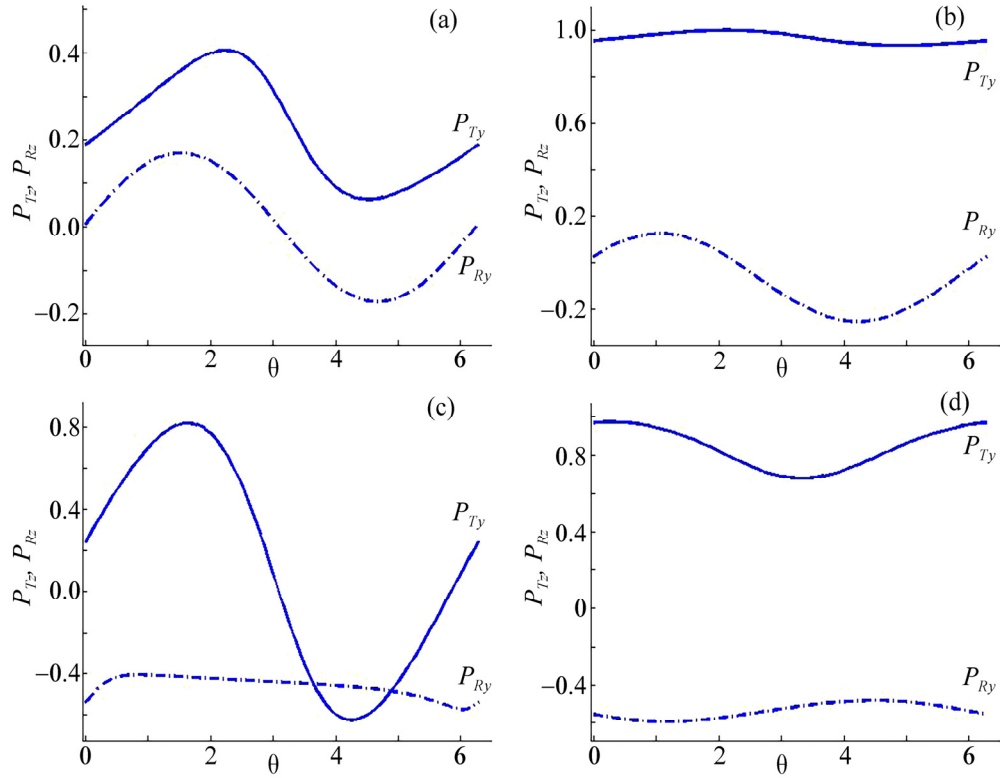


Рис.4. Зависимости y -компонент векторов поляризации от θ при фиксированных x и η : (a) $x = 0.5$; $\eta = 0.5$; (b) $x = 0.5$; $\eta = 5$; (c) $x = 1.5$; $\eta = 0.5$ и (d) $x = 1.5$; $\eta = 5$. С ростом η осцилляции по θ подавляются и в подбарьерной (a,b) и в надбарьерной (c,d) областях.

исчезает переориентация y -поляризации. При этом в надбарьерной области осцилляции P_{Ry} отсутствуют уже в слабых поперечных полях.

Итак, можно утверждать, что с ростом поперечной компоненты магнитного поля растет тенденция к подавлению осцилляций компонент векторов поляризации по углу неколлинеарности θ . В некоторых случаях это может проявиться и в слабых поперечных полях. В связи с этим интересно проследить, как проявляется это подавление в зависимостях P_{Ti}, P_{Ri} ($i = z, y$) от безразмерной энергии рассеяния.

Из рис.5a и b видно, что при малых η P_{Tz} слабо зависит от x за исключением малой окрестности вблизи $x = 1$, где она претерпевает достаточно большой скачек. При увеличении η в 10 раз скачек существенно уменьшается (рис.5b), а z -поляризация практически исчезает; z -компонента вектора поляризации отраженной волны представляет собой чередование узких и глубоких провалов и максимумов в форме плато, однако с ростом η плато исчезают превращаясь в локальные максимумы, а провалы уширяются. Отметим, что $x = 1$

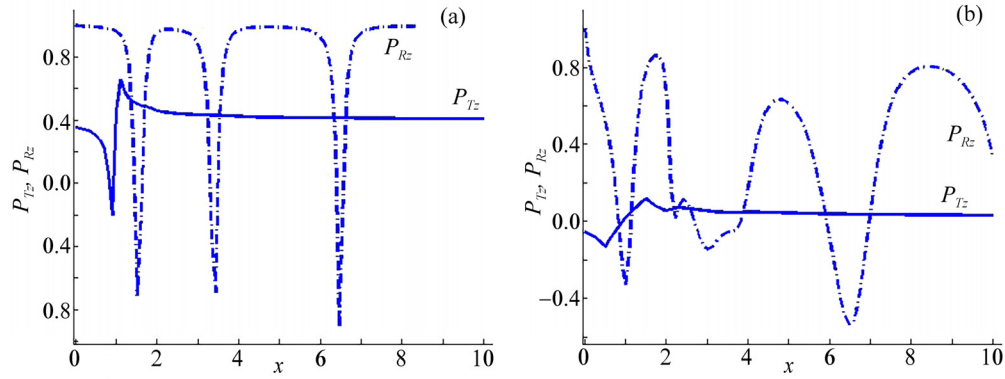


Рис.5. Зависимости z -компонент векторов поляризации от безразмерной энергии x при фиксированных значениях θ и η : (a) $\theta = \pi/4$; $\eta = 0.5$ и (b) $\theta = \pi/4$; $\eta = 5$. Узкие и глубокие провалы в P_{Ry} (a) с ростом η становятся более пологими (b) и в конечном счете приводят к осциллирующей зависимости P_{Rz} от x .

является границей между подбарьерной ($x < 1$) и надбарьерной ($x > 1$) областями.

Рассмотрим теперь случай, когда компонента магнитного поля изначально равна нулю и присутствует только поперечная компонента. Так в случае, когда вектор поляризации падающей волны направлен по оси z или против нее, коэффициенты прохождения и отражения равны соответственно $D = |t_1 \mp t_2|^2/2$ и $R = |r_1 \mp r_2|^2/2$ и обе волны оказываются поляризованными вдоль оси y : $P_{Ty} = P_{Ry} = \pm 1$, т. е. векторы поляризации после рассеяния поворачиваются на угол $\pi/2$.

5. Заключение

Полученные результаты указывают на то, что рост поперечной компоненты внутреннего магнитного поля ферромагнитного слоя (магнитного барьера) приводит к подавлению осцилляций поляризационных характеристик системы – происходит уменьшение амплитуды осцилляций и рост периодов. В связи с этим происходит подавление процессов переориентации вектора поляризации, которая в конечном счете оказывается направленной вдоль одной из координатных осей. При этом остальные компоненты практически обращаются в ноль. Это происходит при достаточно больших значениях поперечной компоненты поля.

Возможность пренебречь орбитальным движением электронов в наносистемах приводит к тому, что эффекты спин-зависимого рассеяния становятся практически одинаковыми для электронов и нейтронов. Последнее, в частности, позволяет выяснить характер магнитной анизотропии системы. Кроме этого, су-

существует ряд нейтронооптических эффектов, обусловленных присутствием не- коллинеарности в системе. Это, в частности, незеркальное отражение нейтронов от поверхности намагниченного вещества, тройное расщепление пучка при отра- жении и т. д. [10–12]. Отметим, что использованный в работе метод матрицы пе- реноса позволяет исследовать трансформации поляризации рассеянных волн при любой поляризации падающей волны, однако качественная картина эволюции поляризации с ростом параметра η остается прежней.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A. Fert.** Rev. Mod. Phys., **80**, 1517 (2008).
2. **P. Grunberg.** Rev. Mod. Phys., **80**, 1531 (2008).
3. **A. Fert.** Thin Sol. Films, **517**, 2 (2008).
4. **P. LeClair, J.K. Ha, H.J.M. Swagten, J.T. Kohlhepp, C.H. Van de Vin, J.M. de Longew.** Appl. Phys. Lett., **80**, 625 (2002).
5. **T. Dietl.** Nature Mat., **9**, 965 (2010).
6. **I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma.** arXiv: cond-mat/0405528, **1**, (2004).
7. **A.N. Kocharian, A.S. Sahakyan, R.M. Movsesyan.** J. Magnetism and Magnetic Materials, **322**, 42 (2010).
8. **A.S. Sahakyan, R.M. Movsesyan, A.N. Kocharian.** J. Nanopart. Res., **16**, 2198 (2014).
9. **P. Radovanovich, D. Gamelin.** Phys. Rev. Lett., **91**, 157202 (2003).
10. **B.P. Toperverg.** Physica B, **297**, 160 (2001).
11. **Д.А. Корнеев, В.И. Бондарчук, В.К. Игнатович.** Письма в ЖЭТФ, **63**, 900 (1966).
12. **A. Dinia, G. Schmerber, V. Pierron-Bohes, C. Meny, P. Panissod, E. Beaurepaire.** J. Magnet. Magn. Mat., **286**, 37 (2005).

NONCOMPLANARITY EFFECTS IN THE ONE-DIMENSIONAL SPIN-DEPENDENT SCATTERING

A.S. SAAKYAN, A.V. POGOSYAN, A.N. KOCHARYAN, R.M. MOVSESYAN

The scattering of a spin-polarized quantum wave on a finite barrier is investigated. The vectors of spin-polarization of the incident wave and the internal magnetic field (magnetization) of the barrier generally are not located in the same plane and they form a noncoplanarity system. The dependences of the polarization vectors of the forward and backward scattered waves on degrees of freedom determining the orientation of the barrier magnetization are investigated.