

05,01

# Гигантское изменение магнитоимпеданса магнитного туннельного перехода переменным напряжением смещения

© Д.В. Абдулкадыров, Н.Н. Белецкий

Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова НАН Украины,  
Харьков, Украина

E-mail: beletski@ire.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 20 октября 2010 г.)

Исследовано туннелирование электронов через нестационарный магнитный туннельный переход в приближении малой амплитуды переменного электрического поля. Предсказан эффект гигантского изменения магнитоимпеданса магнитного туннельного перехода, возникающий при некоторых частотах переменного напряжения смещения. Исследована зависимость эффекта гигантского изменения магнитоимпеданса от высоты и толщины туннельного магнитного перехода, а также от величины постоянного напряжения смещения.

## 1. Введение

Магнитные туннельные переходы широко используются как теоретиками, так и экспериментаторами для исследования спин-поляризованного электронного транспорта в магнитных наноструктурах [1–5]. Одним из актуальных направлений исследования является изучение высокочастотных свойств магнитных туннельных переходов, находящихся под действием переменного напряжения смещения [5]. Исследования такого рода позволят глубже понять физические процессы, происходящие в магнитных туннельных переходах на высоких частотах, а также создать принципиально новые типы высокочастотных спинтронных устройств.

Туннелирование электронов через нестационарный туннельный переход, высота которого колеблется с частотой  $\omega$ , характеризуется поглощением и испусканием электронами квантов электромагнитного поля  $\hbar\omega$  [6–14]. Если начальная энергия электронов, падающих на нестационарный магнитный туннельный переход, равна  $\varepsilon$ , то в спектре прошедших и отраженных электронных волн появляются электроны с энергиями  $\varepsilon \pm j\hbar\omega$ , где  $j = 1, 2, \dots$ ;  $\hbar = h/2\pi$  ( $h$  — постоянная Планка). Необходимо отметить, что точное решение уравнения Шредингера для потенциального барьера конечной ширины, находящегося под действием постоянного и переменного напряжений смещения, известно уже давно [11,12]. Однако исследование плотности высокочастотного электронного тока через какой-либо конкретный нестационарный туннельный переход с помощью точного решения уравнения Шредингера проведено не было. Это связано со сложностью учета многоквантовых процессов поглощения и излучения, возникающих при туннелировании электронов. По этой причине при исследовании туннелирования электронов через нестационарный туннельный переход используется одноквантовое приближение, при котором электрон поглощает и излучает только один квант энергии  $\hbar\omega$ . Этот подход был использован как при исследовании нестационарных потенциальных

барьеров [6–14], так и при исследовании нестационарных магнитных туннельных переходов [5].

В нашей предыдущей работе [5] мы опубликовали первые предварительные результаты по теоретическому исследованию магнитоимпеданса магнитных туннельных переходов в рамках одноквантового приближения. В ней мы ограничились исследованием влияния постоянного напряжения смещения на магнитоимпеданс магнитных туннельных переходов с малыми высотами потенциальных барьеров. Было показано, что характер зависимости магнитоимпеданса от постоянного напряжения смещения во многом определяется частотой переменного напряжения смещения. Однако обстоятельного исследования влияния частоты переменного напряжения смещения на величину магнитоимпеданса магнитных туннельных переходов в работе [5] проведено не было.

В настоящей работе приведены исследования магнитоимпеданса в широком интервале параметров магнитных туннельных переходов. Рассмотрены магнитные туннельные переходы с различными высотами и толщинами туннельных барьеров в широком спектре частот и приложенного переменного напряжения смещения. Впервые предсказан эффект гигантского изменения магнитоимпеданса магнитных туннельных переходов под действием переменного напряжения смещения. Этот эффект проявляется в том, что с изменением частоты приложенного напряжения смещения реальная часть импеданса имеет особенности типа разрывов. В окрестности этих разрывов реальная часть импеданса резко увеличивается, обращается в бесконечность, а затем изменяет свой знак.

Следует отметить, что экспериментально магнитные туннельные переходы в переменном электрическом поле исследовались в работе [15]. В ней изучался туннельный импеданс на низких частотах, не превышающих 40 МГц. Было отмечено, на таких частотах сильное изменение (17 000%) претерпевает мнимая часть магнитоимпеданса. Это обстоятельство авторы работы [15] объяснили с помощью метода эквивалентных схем, рассматривая магнитный туннельный переход и подводящие провода

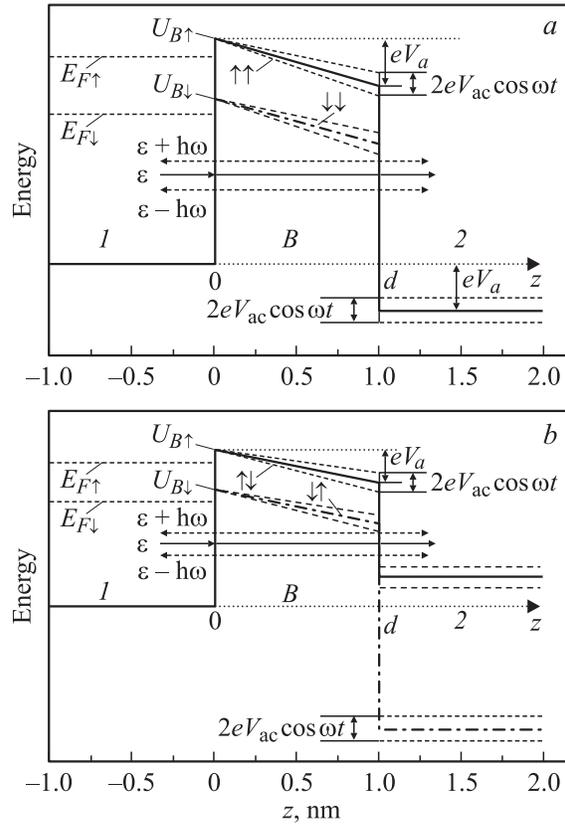
в виде соответствующим образом соединенных сопротивлений, емкостей и индуктивностей. С изменением частота величины индуктивностей и емкостей изменяются, что и приводит к сильному изменению мнимой части магнитоимпеданса магнитного туннельного перехода. В нашей же работе гигантское изменение претерпевает действительная часть туннельного магнитоимпеданса в терагерцевой и инфракрасной областях спектра частот. Как показано далее, этот эффект связан с особенностями туннелирования электронов через нестационарный магнитный туннельный переход.

## 2. Постановка задачи

Рассмотрим потенциальный барьер толщиной  $d$  и высотой  $U_B$ , расположенный между двумя идентичными ферромагнитными металлами 1 и 2 (рис. 1). Электроны движутся вдоль оси  $z$  и падают слева на барьер, частично отражаясь назад и частично проникая в правую область 2. Для простоты величина эффективной электронной массы  $m$  в каждой из областей считается одинаковой и равной массе свободного электрона  $m_0$ . К потенциальному барьеру прикладывается постоянное  $V_a = E_0 d$  и переменное  $\tilde{V}_a(t) = V_{ac} \cos \omega t$  напряжения смещения, где  $V_{ac} = E_{ac} d$ ,  $E_0$  и  $E_{ac}$  — напряженности постоянного и переменного электрических полей в потенциальном барьере соответственно.

Будем считать, что намагничивание ферромагнитных металлов может быть или параллельным (рис. 1, *a*), или антипараллельным (рис. 1, *b*). Мы полагаем также, что намагничивание изменяет ориентацию только в правом ферромагнитном металле. В ферромагнитных металлах используется двухзонная модель свободных электронов, в рамках которой две спин-расщепленные электронные зоны являются параболическими. Величина расщепления энергетических зон с разным направлением спина электрона в ферромагнитных областях принималась равной  $2\Delta$ . Энергию электронов с определенным направлением спина будем отсчитывать от дна соответствующей спиновой зоны в левой ферромагнитной области. Мы принимаем, что в ферромагнитных областях электроны со спином вверх имеют большую энергию Ферми  $E_{F\uparrow}$  ( $E_{F\uparrow} = \mu + \Delta$ ,  $\mu$  — электрохимический потенциал), чем электроны со спином вниз ( $E_{F\downarrow} = \mu - \Delta$ ). В дальнейшем электроны со спином вверх будем называть электронами основной поляризации, а электроны со спином вниз — электронами неосновной поляризации.

На рис. 1 представлен потенциальный профиль нестационарного магнитного туннельного перехода при воздействии на него постоянного и переменного напряжений смещения. Рис. 1, *a* соответствует параллельной, а рис. 1, *b* — антипараллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных металлов. Потенциальный профиль магнитного туннельного перехода для электронов основной поляризации обозначен сплошной линией, а для электронов неосновной поляризации — штрихпунктирной линией. Две стрелки в области барьера на



**Рис. 1.** Потенциальный профиль нестационарного магнитного туннельного перехода для параллельной (*a*) и антипараллельной (*b*) ориентаций намагниченностей ферромагнитных областей.

рис. 1, *a* и *b* обозначают ориентацию спина электрона по отношению к намагниченностям левой и правой ферромагнитных областей: первая стрелка соответствует ориентации спина электрона относительно ориентации намагниченности левой области, а вторая стрелка — ориентации спина электрона относительно ориентации намагниченности правой области.

Из рис. 1 видно, что при фиксированной ориентации намагниченностей ферромагнитных металлов электроны с различным направлением спина движутся в разном потенциальном поле. Это означает, что коэффициент прохождения электронов через нестационарный магнитный туннельный переход является спин-зависимым.

Нашей целью является нахождение плотности высокочастотного электронного тока через нестационарный магнитный туннельный переход. Для этого необходимо найти решение уравнения Шредингера в каждой из рассматриваемых областей

$$i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial z^2}, \quad z < 0, \quad (1)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_B}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_B}{\partial z^2} + (U_{B\sigma_L} - eE_0 z - eE_{ac} z \cos \omega t) \psi_B, \quad 0 < z < d, \quad (2)$$

$$i\hbar \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial z^2} - ((\sigma_L - \sigma_R)\Delta + eV_a + eV_{ac} \cos \omega t) \psi_2, \quad z > d. \quad (3)$$

Здесь  $\psi_1(z, t)$ ,  $\psi_B(z, t)$  и  $\psi_2(z, t)$  — волновые функции электронов в указанных на рис. 1 областях,  $U_{B\sigma_L} = U_B + \sigma_L \Delta$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $e$  — заряд электрона,  $\sigma_{L,R} = \pm 1$  — спиновые индексы Паули, соответствующие ориентации спина электрона вдоль (знак „+“ или  $\uparrow$ ) или против (знак „-“ или  $\downarrow$ ) направления намагничивания левой (индекс  $L$ ) или правой (индекс  $R$ ) ферромагнитной области.

Мы рассмотрим случай малой амплитуды переменного электрического поля  $E_{ac}$  и ограничимся режимом одноквантовых электронных переходов, в котором учитываются лишь основные гармоники электронных волн с энергиями  $\varepsilon \pm \hbar\omega$ .

В рамках этого приближения волновая функция электрона в области  $I$  с начальной энергией  $\varepsilon$  имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi_1 = & \exp(-i\omega_0 t) (\exp(ik_L^{(0)} z) + A \exp(-ik_L^{(0)} z) \\ & + A^{(+)} \exp\{-i(k_L^{(+)} z + \omega t)\} \\ & + A^{(-)} \exp\{-i(k_L^{(-)} z - \omega t)\}), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $A, A^{(\pm)}$  — амплитуды отраженных волн для основной электронной волны и ее двух первых гармоник соответственно,  $\omega_0 = \varepsilon/\hbar$ ,  $k_L^{(j)} = \sqrt{2m(\varepsilon + j\hbar\omega)}/\hbar$ ,  $j = 0, \pm 1$ .

В области барьера точное решение уравнения Шредингера (2) для электрона с энергией  $\varepsilon$  выражается через функцию Эйри  $Ai(z)$  [11,12]

$$\begin{aligned} \psi_B^{(0)}(z, t) = & Ai[\rho_{(0)}(z) + \beta(t)] \\ & \times \exp\left[-i\omega t + i \frac{eE_{ac}z}{\hbar\omega} \sin \omega t + f(t)\right], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\beta(t) = -\frac{e^2 E_{ac} E_0 \gamma}{m\omega^2} \cos \omega t, \quad (6)$$

$$f(t) = -i \frac{e^2 E_0 E_{ac}}{m\hbar\omega^3} \sin \omega t - i \frac{e^2 E_{ac}^2}{4m\hbar\omega^2} \left(t - \frac{\sin 2\omega t}{2\omega}\right), \quad (7)$$

где

$$\rho_{(j)}(z) = \gamma [U_{B\sigma_L} - (\varepsilon + j\hbar\omega) - eE_0 z],$$

$$\gamma = \left(\frac{2m}{e^2 E_0^2 \hbar^2}\right)^{1/3}, \quad j = 0, \pm 1.$$

Второе линейно независимое решение уравнения Шредингера (2) получается из уравнения (5) путем замены  $Ai(z)$  на другую функцию Эйри  $Bi(z)$ .

В линейном по малой амплитуде  $E_{ac}$  приближении выражение (5) имеет вид

$$\begin{aligned} \psi_B^{(0)} = & e^{-i\omega_0 t} \left\{ \left[ 1 + \frac{eE_B}{2\hbar\omega} \left(z - \frac{eE_0}{m\omega^2}\right) (e^{i\omega t} - e^{-i\omega t}) \right] Ai(\rho_{(0)}) \right. \\ & \left. - \frac{e^2 E_{ac} E_0 \gamma}{m\omega^2} (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) Ai'(\rho_{(0)}) \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Выражение (8) справедливо при выполнении трех неравенств, которые определяют условия режима одноквантовых электронных переходов

$$\alpha_1 = \frac{e^2 E_{ac} E_0 \gamma}{m\omega^2} \ll 1, \quad (9)$$

$$\alpha_2 = \frac{eE_{ac} d}{\hbar\omega} \ll 1, \quad (10)$$

$$\alpha_3 = \frac{e^2 E_{ac} E_0}{m\hbar\omega^3} \ll 1. \quad (11)$$

Наиболее жестким условием на частоту и амплитуду переменного электрического поля, как показано в работах [6,7], является неравенство (11). По этой причине при проведении численных расчетов нам достаточно было обеспечить выполнение условия (11). Для этого мы выбирали определенное значение  $\alpha_{\max} < 1$  и из условия  $\alpha_3 = \alpha_{\max}$  при фиксированных значениях  $d, V_a$  и  $V_{ac}$  находили критические значения частот, начиная с которых справедлив режим одноквантовых электронных переходов.

Амплитуды волновых функций электронов с энергиями  $\varepsilon \pm \hbar\omega$  малы из-за малости периодического возмущения потенциального барьера. Поэтому волновые функции для электронов с энергиями  $\varepsilon \pm \hbar\omega$  в потенциальном барьере и в среде 2 (рис. 1) можно определить из уравнений (2) и (3), пренебрегая в них переменными полями. В результате полная волновая функция для электронов в нестационарном потенциальном барьере имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \psi_B(z, t) = & A_B \exp(-i\omega_0 t) \left\{ \left[ 1 + \frac{eE_{ac}}{2\hbar\omega} \left(z - \frac{eE_0}{m\omega^2}\right) \right. \right. \\ & \times (\exp(i\omega t) - \exp(-i\omega t)) \left. \right] Ai(\rho_{(0)}) \\ & \left. - \frac{e^2 E_{ac} E_0 \gamma}{m\omega^2} (\exp(i\omega t) + \exp(-i\omega t)) Ai'(\rho_{(0)}) \right\} \\ & + B_B \exp(-i\omega_0 t) \left\{ \left[ 1 + \frac{eE_{ac}}{2\hbar\omega} \left(z - \frac{eE_0}{m\omega^2}\right) \right. \right. \\ & \times (\exp(i\omega t) - \exp(-i\omega t)) \left. \right] Bi(\rho_{(0)}) \\ & \left. - \frac{e^2 E_{ac} E_0 \gamma}{m\omega^2} (\exp(i\omega t) + \exp(-i\omega t)) Bi'(\rho_{(0)}) \right\} \\ & + A_B^{(+)} \exp(-i(\omega_0 + \omega)t) Ai(\rho_{(+1)}) \\ & + A_B^{(-)} \exp(-i(\omega_0 - \omega)t) Ai(\rho_{(-1)}) \\ & + B_B^{(+)} \exp(-i(\omega_0 + \omega)t) Bi(\rho_{(+1)}) \\ & + B_B^{(-)} \exp(-i(\omega_0 - \omega)t) Bi(\rho_{(-1)}), \end{aligned} \quad (12)$$

где  $A_B, B_B, A_B^{(\pm)}, B_B^{(\pm)}$  — постоянные коэффициенты.

В области 2 (рис. 1) уравнение Шредингера (3) для элетронов с энергией  $\varepsilon$  имеет точное решение

$$\psi_2^{(0)}(z, t) = \exp\left(ik_{R\sigma_L\sigma_R}^{(0)}z - i\omega_0t + i\frac{eV_{ac}}{\hbar\omega} \sin\omega t\right). \quad (13)$$

Здесь и в дальнейших формулах  $k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(j)} = \sqrt{2m(\varepsilon + j\hbar\omega - (\sigma_L - \sigma_R)\Delta + eV_a)}\hbar$ ,  $j = 0, \pm 1$ .

Раскладывая выражение (13) по степеням малого параметра  $\alpha_1 \ll 1$  и оставляя лишь линейные по  $V_{ac}$  слагаемые, находим волновую функцию электронов с энергией  $\varepsilon$  в области 2. Учитывая две первые гармоники с энергиями  $\varepsilon \pm \hbar\omega$  и наличие электронов с различным направлением спина в левой и правой ферромагнитных областях, можно представить полную волновую функцию для электронов в области 2 в следующем виде:

$$\begin{aligned} \psi_{2\sigma_L\sigma_R}(z, t) = & \exp(-i\omega_0t) \\ & \times \left\{ C_{\sigma_L\sigma_R}^{(0)} \left[ 1 + \frac{eV_{ac}}{2\hbar\omega} (\exp(i\omega t) - \exp(-i\omega t)) \right] \exp(ik_{R\sigma_L\sigma_R}^{(0)}z) \right. \\ & \left. + C_{\sigma_L\sigma_R}^{(+)} \exp(ik_{R\sigma_L\sigma_R}^{(+)}z - i\omega t) + C_{\sigma_L\sigma_R}^{(-)} \exp(ik_{R\sigma_L\sigma_R}^{(-)}z + i\omega t) \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $C_{\sigma_L\sigma_R}^{(j)}$  — постоянные коэффициенты.

Из условий непрерывности волновых функций и их первых производных в каждый момент времени на границах  $z = 0$  и  $z = d$  находим систему уравнений для нахождения постоянных коэффициентов, входящих в уравнения (4), (12) и (14).

Зная волновую функцию электронов в области 2, можно определить плотность высокочастотного электронного тока через магнитный туннельный переход [5]. Учитывая две взаимные ориентации намагниченностей ферромагнитных областей и наличие двух групп электронов с различным направлением спина, плотность высокочастотного электронного тока можно представить в виде суммы активной (индекс  $a$ ) и реактивной (индекс  $r$ ) составляющих [11,12]

$$J_{P,AP}^{ac}(\omega) = J_{P,AP}^a \cos\omega t + J_{P,AP}^r \sin\omega t. \quad (15)$$

Здесь

$$J_P^{a,r} = J_{\uparrow\uparrow}^{a,r} + J_{\downarrow\downarrow}^{a,r}, \quad (16)$$

$$J_{AP}^{a,r} = J_{\uparrow\downarrow}^{a,r} + J_{\downarrow\uparrow}^{a,r}. \quad (17)$$

В выражениях (16) и (17) мы использовали индексы  $P$  и  $AP$  для параллельной и антипараллельной ориентаций намагниченностей ферромагнитных областей соответственно. При этом стрелки указывают на направление спина электрона по отношению к намагниченностям левой (первая стрелка) и правой (вторая стрелка) ферромагнитных областей.

Нас будет интересовать плотность высокочастотного электронного тока на выходе из потенциального барьера при  $z = d$ . В этом случае выражения для парциальных

токов  $J_{\sigma_L\sigma_R}^{a,r}$ , входящие в формулы (16) и (17), определяются следующей формулой [5,16]:

$$\begin{aligned} J_{\sigma_L\sigma_R}^{a,r} = & \frac{emkT}{2\pi^2\hbar^3} \\ & \times \int_0^\infty T_{\sigma_L\sigma_R}^{a,r} \ln\left(\frac{1 + \exp[(E_{F\sigma_L} - E)/kT]}{1 + \exp[(E_{F\sigma_L} - E - eV_a)/kT]}\right) dE, \end{aligned} \quad (18)$$

где  $T_{\sigma_L\sigma_R}^{a,r}$  — коэффициент прохождения электронов через потенциальный барьер.

Туннелирование электронов через потенциальный барьер происходит как с поглощением (индекс  $+1$ ), так и с излучением (индекс  $-1$ ) кванта электромагнитной энергии  $\hbar\omega$ . Поэтому выражение для  $T_{\sigma_L\sigma_R}^{a,r}$  имеет следующий вид:

$$T_{\sigma_L\sigma_R}^{a,r} = T_{\sigma_L\sigma_R}^{a,r(+1)} + T_{\sigma_L\sigma_R}^{a,r(-1)}, \quad (19)$$

где

$$T_{\sigma_L\sigma_R}^{a(+1)} = \frac{k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(0)} + k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(+1)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Re}(C_{\sigma_L\sigma_R}^{(+1)} C_{\sigma_L\sigma_R}^{(0)*}), \quad (20)$$

$$T_{\sigma_L\sigma_R}^{r(+1)} = \frac{k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(0)} + k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(+1)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Im}(C_{\sigma_L\sigma_R}^{(+1)} C_{\sigma_L\sigma_R}^{(0)*}). \quad (21)$$

Выражения для  $T_{\sigma_L\sigma_R}^{a,r(-1)}$  имеют различный вид в зависимости от того, является ли  $k_R^{(-1)}$  вещественной или чисто мнимой величиной (в последнем случае электрон, излучив квант электромагнитной энергии  $\hbar\omega$ , попадает в запрещенную зону области 2).

В случае  $\varepsilon - \hbar\omega + V_a > 0$  имеем

$$T_{\sigma_L\sigma_R}^{a(-1)} = \frac{k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(0)} + k_{R\sigma_L\sigma_R}^{-1}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Re}(C_{\sigma_L\sigma_R}^{(-1)} C_{\sigma_L\sigma_R}^{(0)*}), \quad (22)$$

$$T_{\sigma_L\sigma_R}^{r(-1)} = -\frac{k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(0)} + k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(-1)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Im}(C_{\sigma_L\sigma_R}^{(-1)} C_{\sigma_L\sigma_R}^{(0)*}). \quad (23)$$

В противоположном случае  $\varepsilon - \hbar\omega + V_a < 0$  находим

$$\begin{aligned} T_{\sigma_L\sigma_R}^{a(-1)} = & \frac{k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(0)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Re}(C_{\sigma_L\sigma_R}^{(-1)} C_{\sigma_L\sigma_R}^{(0)*}) \\ & - \frac{|k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(-1)}|}{k_L^{(0)}} \operatorname{Im}(C_{\sigma_L\sigma_R}^{(-1)} C_{\sigma_L\sigma_R}^{(0)*}), \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} T_{\sigma_L\sigma_R}^{r(-1)} = & -\frac{k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(0)}}{k_L^{(0)}} \operatorname{Im}(C_{\sigma_L\sigma_R}^{(-1)} C_{\sigma_L\sigma_R}^{(0)*}) \\ & - \frac{|k_{R\sigma_L\sigma_R}^{(-1)}|}{k_L^{(0)}} \operatorname{Re}(C_{\sigma_L\sigma_R}^{(-1)} C_{\sigma_L\sigma_R}^{(0)*}). \end{aligned} \quad (25)$$

Выражения для  $C_{\sigma_L\sigma_R}^{(j)}$  являются слишком громоздкими, и мы их приводить не будем.

Представим плотность высокочастотного электронного тока через магнитный туннельный переход в следующем виде:

$$J_{P,AP}^{ac}(\omega) = J_{P,AP} \cos(\omega t - \varphi_{P,AP}). \quad (26)$$

Здесь  $J_{P,AP}$  и  $\varphi_{P,AP}$  — модуль и фаза плотности высокочастотного электронного тока через магнитный туннельный переход при параллельной и антипараллельной ориентациях намагниченностей ферромагнитных областей. В дальнейшем будем считать, что фазы  $\varphi_{P,AP}$  изменяются в пределах от 0 до 360°.

Из формулы (26) следует, что активная и реактивная части плотности высокочастотного электронного тока определяются следующими формулами:

$$J_{P,AP}^a = J_{P,AP} \cos \varphi_{P,AP}, \quad (27)$$

$$J_{P,AP}^r = J_{P,AP} \sin \varphi_{P,AP}. \quad (28)$$

Эффект гигантского магнитоимпеданса, возникающий при изменении взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных электродов, будем характеризовать величинами

$$TMI = \frac{J_P - J_{AP}}{J_P}, \quad (29)$$

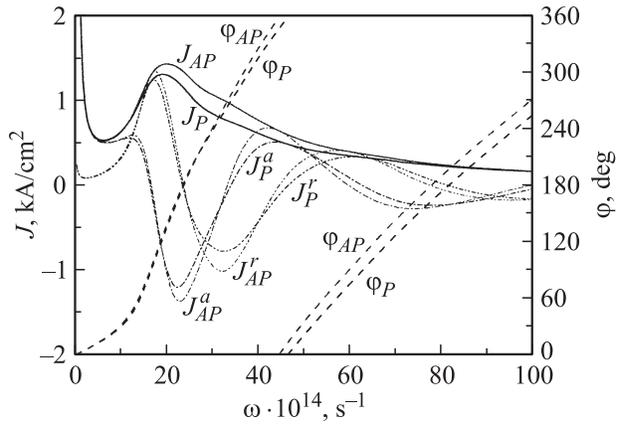
$$\Delta\varphi = \varphi_P - \varphi_{AP}. \quad (30)$$

Величина TMI определяет относительное изменение модуля высокочастотного электронного тока через нестационарный магнитный туннельный переход при переходе от параллельной к антипараллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных областей. По аналогии с определением туннельного магнитосопротивления на постоянном токе будем называть эту величину туннельным магнитоимпедансом. Величина  $\Delta\varphi$  определяет сдвиг фазы высокочастотного электронного тока при изменении ориентации намагниченностей ферромагнитных областей.

В дальнейшем приведем результаты численных расчетов плотности высокочастотного электронного тока, туннельного магнитоимпеданса и сдвига фазы  $\Delta\varphi$  для нескольких наиболее интересных случаев прохождения электронов через нестационарный магнитный туннельный переход.

### 3. Численные расчеты и обсуждение результатов

Будем считать, что ферромагнитные области состоят из железа, для которого фермиевские импульсы электронов с различным направлением спина равны  $k_{F\uparrow} = 1.09 \text{ \AA}^{-1}$  и  $k_{F\downarrow} = 0.42 \text{ \AA}^{-1}$ . Используя эти численные значения, найдем  $\mu \approx 2.6 \text{ eV}$ ,  $\Delta \approx 1.93 \text{ eV}$ ,  $E_{F\uparrow} \approx 4.53 \text{ eV}$ ,  $E_{F\downarrow} \approx 0.67 \text{ eV}$ . Будем считать также, что  $T = 300 \text{ K}$ ,  $V_{ac} = 10^{-4} \text{ V}$ ,  $\alpha_{\max} = 0.2$ . Высоту потенциального барьера  $U_B$  будем измерять с помощью безразмерной величины  $u_B = (U_B - \mu)/E_{F\uparrow}$ .



**Рис. 2.** Зависимости модулей  $J_P(\omega)$ ,  $J_{AP}(\omega)$  и фаз  $\varphi_P(\omega)$ ,  $\varphi_{AP}(\omega)$  плотности высокочастотного электронного тока, а также величин  $J_P^a(\omega)$ ,  $J_{AP}^a(\omega)$  и  $J_P^r(\omega)$ ,  $J_{AP}^r(\omega)$  при  $u_B = 0.2$ ,  $V_a = 0.5 \text{ V}$ ,  $d = 1.0 \text{ nm}$ .

На рис. 2 показаны зависимости  $J_{P,AP}(\omega)$  и  $\varphi_{P,AP}(\omega)$  при  $u_B = 0.2$ ,  $V_a = 0.5 \text{ V}$  и  $d = 1.0 \text{ nm}$ . На этом же рисунке изображены зависимости  $J_{P,AP}^a(\omega)$  и  $J_{P,AP}^r(\omega)$ . Из рис. 2 видно, что модули плотностей электронных токов  $J_P$  и  $J_{AP}$  являются немонотонными функциями частоты переменного напряжения смещения. Сначала  $J_P$  и  $J_{AP}$  уменьшаются с увеличением  $\omega$ , затем возрастают и, наконец, уменьшаются при дальнейшем увеличении частоты. Величины же активных  $J_{P,AP}^a$  и реактивных  $J_{P,AP}^r$  частей высокочастотного электронного тока являются осциллирующими функциями частоты. Такого рода зависимости обусловлены монотонным возрастанием фаз  $\varphi_{P,AP}$  с увеличением  $\omega$ . Отметим, что в силу выбранного нами диапазона изменения фаз величины  $\varphi_{P,AP}$  скачкообразно изменяются от 360 до 0° при определенном значении  $\omega$ . Если представить  $J_{P,AP}$  векторами на комплексной плоскости ( $J_{P,AP}^a, J_{P,AP}^r$ ), то в точках скачкообразного изменения  $\varphi_{P,AP}$  векторы  $J_{P,AP}$  совершают полный оборот вокруг начала системы координат.

Из рис. 2 видно, что активная  $J_{P,AP}^a$  и реактивная  $J_{P,AP}^r$  части плотности высокочастотного электронного тока могут быть как положительными, так и отрицательными в зависимости от частоты переменного напряжения смещения. Наличие диапазонов частот, в которых  $J_{P,AP}^a$  может принимать отрицательные значения, является важным фактом с точки зрения создания различных активных устройств высокочастотной нанoeлектроники.

Отметим, что амплитуды осцилляций  $J_{P,AP}^a$  и  $J_{P,AP}^r$  уменьшаются по мере увеличения частоты. При этом интервалы частот, в которых  $J_{P,AP}^a$  принимают отрицательные значения, увеличиваются.

Немонотонный осциллирующий характер частотных зависимостей активных  $J_{P,AP}^a$  и реактивных  $J_{P,AP}^r$  частей плоскости высокочастотного электронного тока связан с тем, что электроны, поглотившие в туннельном промежутке квант энергии  $\hbar\omega$ , попадают в зону проводимости диэлектрика. Прохождение электронов через эту зону

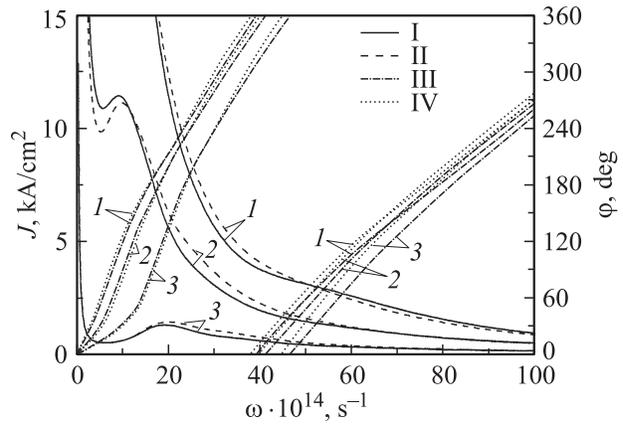
эквивалентно надбарьерному прохождению электронов через туннельный переход. Известно, что свободное прохождение электронов над барьером характеризуется осциллирующей зависимостью коэффициента прохождения электронов от их энергии. Энергия электронов, поглотивших квант энергии  $\hbar\omega$ , увеличивается с ростом частоты переменного напряжения смещения. Это приводит к осциллирующей частотной зависимости коэффициента прохождения электронов через нестационарный магнитный туннельный переход. При этом плотность активной части высокочастотного электронного тока также является осциллирующей функцией частоты переменного напряжения смещения. Ясно, что величина области надбарьерного прохождения электронов (пролетного промежутка) возрастает как с увеличением постоянного напряжения смещения, так и с увеличением толщины диэлектрика. Поэтому период осцилляций плотности активной части высокочастотного тока будет уменьшаться как с увеличением напряжения смещения  $V_a$ , так и с увеличением толщины туннельного промежутка  $d$ .

Отметим, что при туннелировании электронов через стационарный магнитный туннельный переход также может иметь место надбарьерное прохождение электронов через диэлектрическую область, прилегающую к коллектору. Такая возможность реализуется при достаточно сильных постоянных напряжениях смещения, когда правый край зоны проводимости лежит ниже энергии Ферми эмиттера. В этом случае прохождение электронов через потенциальный барьер называется динамическим резонансным туннелированием. Этот эффект обуславливает осцилляции магнитосопротивления магнитного туннельного перехода с увеличением постоянного напряжения смещения. Экспериментально эти осцилляции наблюдались в работе [17].

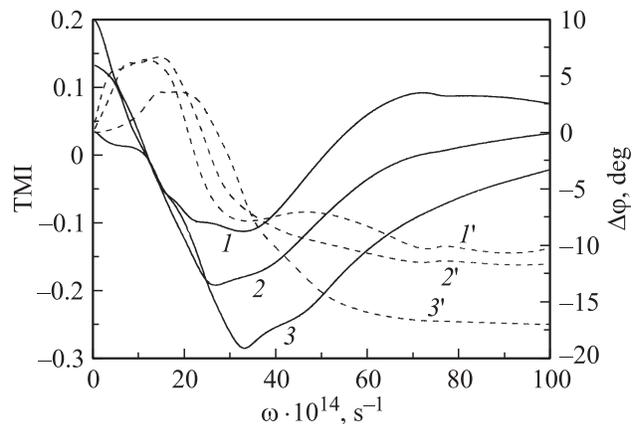
Следует отметить, что используемое нами приближение одноквантовых электронных переходов не позволяет исследовать зависимости  $J_{P,AP}(\omega)$  на низких частотах. При указанных выше параметрах магнитного туннельного перехода и выбранных нами величинах постоянного  $V_a$  и переменного  $V_{ac}$  напряжений смещения наименьшее допустимое значение частоты приблизительно равно  $\omega \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ .

Величина высокочастотного электронного тока через магнитный туннельный переход сильно зависит как от высоты, так и от толщины потенциального барьера. На рис. 3 представлены зависимости  $J_{P,AP}(\omega)$  в случаях параллельного (линии I) и антипараллельного (линии II) намагничивания ферромагнитных областей при  $V_a = 0.5 \text{ V}$ ,  $d = 1.0 \text{ nm}$  для различных безразмерных высот потенциального барьера  $u_B$ . На рис. 3 отложены также зависимости  $\varphi_P(\omega)$  (линии III) и  $\varphi_{AP}(\omega)$  (линии IV).

Из рис. 3 видно, что с уменьшением высоты потенциального барьера величина плотности высокочастотного электронного тока через нестационарный магнитный туннельный переход резко возрастает. Кроме того, с



**Рис. 3.** Зависимости  $J_{P,AP}(\omega)$  в случаях параллельного (линии I) и антипараллельного (линии II) намагничивания ферромагнитных областей при  $d = 1.0 \text{ nm}$ ,  $V_a = 0.5 \text{ V}$  для различных безразмерных высот потенциального барьера  $u_B = 0.05$  (I), 0.1 (2) и 0.2 (3). III, IV — зависимости  $\varphi_P(\omega)$  и  $\varphi_{AP}(\omega)$  соответственно при тех же параметрах.



**Рис. 4.** Зависимости  $\text{TMI}(\omega)$  (кривые I–3) и  $\Delta\varphi(\omega)$  (кривые I'–3') для  $V_a = 0.5 \text{ V}$ ,  $d = 1.0 \text{ nm}$  при значениях  $u_B = 0.05$  (I, I'), 0.1 (2, 2') и 0.2 (3, 3').

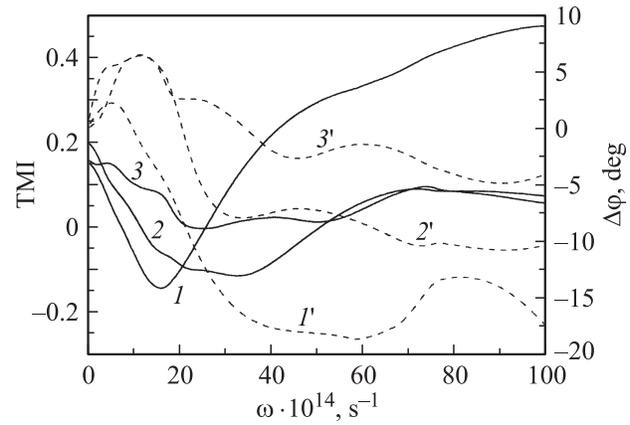
уменьшением  $u_B$  возрастает различие в величинах  $J_P$  и  $J_{AP}$ . Существенно, что в низкочастотной области  $J_P$  превосходит  $J_{AP}$ , а в высокочастотной области имеет место обратная ситуация. Отметим также, что в высокочастотной области наблюдается монотонное уменьшение величин плотностей электронных токов с увеличением частоты переменного напряжения смещения. Величины фаз плотностей высокочастотных электронных токов также возрастают с уменьшением высоты потенциального барьера.

Степень различия между модулями и фазами плотностей высокочастотных электронных токов для параллельной и антипараллельной ориентаций намагниченностей ферромагнитных электродов можно оценить, исследуя зависимости  $\text{TMI}(\omega)$  и  $\Delta\varphi(\omega)$ .

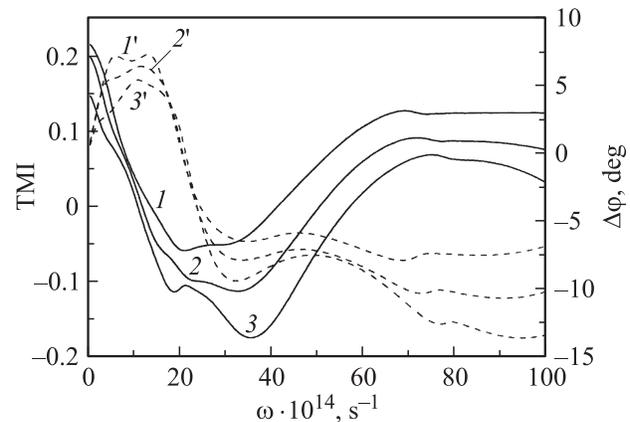
На рис. 4 изображены зависимости  $\text{TMI}(\omega)$  (кривые I–3) и  $\Delta\varphi(\omega)$  (кривые I'–3') при значениях высот

потенциальных барьеров, указанных ранее при анализе зависимостей  $J_{P,AP}(\omega)$  и  $\Phi_{P,AP}(\omega)$  (рис. 3). Из него видно, что в низкочастотной области туннельный магнитоимпеданс ТМІ является положительным, причем его величина существенно возрастает с уменьшением высоты потенциального барьера. С увеличением частоты туннельный магнитоимпеданс обращается в нуль, а затем он становится отрицательным. При некотором значении частоты туннельный импеданс достигает минимального значения, а затем снова возрастает. Величина минимального значения туннельного магнитоимпеданса возрастает с увеличением высоты потенциального барьера. Таким образом, туннельный магнитоимпеданс нестационарного магнитного туннельного перехода при определенных условиях может иметь гигантские значения. Эти значения могут быть как положительными, так и отрицательными в зависимости от выбранного диапазона частот. Нестационарные магнитные туннельные переходы с малыми высотами потенциальных барьеров имеют максимальные положительные значения туннельного магнитоимпеданса в низкочастотной области. В высокочастотной области максимальные отрицательные значения туннельного магнитоимпеданса можно получить, используя нестационарные магнитные туннельные переходы с большими высотами потенциальных барьеров. Частотные зависимости сдвига фаз  $\Delta\varphi$  также определяются высотой потенциального барьера магнитного туннельного перехода. Для низких потенциальных барьеров наиболее резкие изменения  $\Delta\varphi$  наблюдаются в низкочастотной области, в то время как для высоких потенциальных барьеров — в высокочастотной области. Отметим, однако, что в окрестностях экстремальных значений ТМІ сдвиг фаз  $\Delta\varphi$  является незначительным независимо от высоты потенциального барьера.

Исследуем теперь зависимость туннельного магнитоимпеданса магнитного туннельного перехода от толщины потенциального барьера  $d$ . На рис. 5 изображены зависимости ТМІ( $\omega$ ) (кривые 1–3) и  $\Delta\varphi(\omega)$  (кривые 1'–3') для  $u_B = 0.05$ ,  $V_a = 0.5$  V при различных значениях  $d$ . Из рис. 5 видно, что в случае тонких потенциальных барьеров ( $d = 0.5$  nm, кривые 1, 1') частотные зависимости ТМІ и  $\Delta\varphi$  изменяются наиболее сильно. С увеличением толщины потенциальных барьеров (кривые 2, 2' и 3, 3') графики функций ТМІ( $\omega$ ) и  $\Delta\varphi(\omega)$  становятся более плавными. Так, например, в случае тонких потенциальных барьеров ТМІ является положительным в низкочастотной области. С увеличением частоты ТМІ становится сначала отрицательным, а затем снова положительным. В то же время для толстых потенциальных барьеров ( $d = 1.5$  nm, кривая 3) ТМІ является положительным во всей исследуемой области частот. Отметим, что в некоторых диапазонах частот ТМІ может являться немонотонной функцией толщины потенциального барьера  $d$ . Это отчетливо проявляется в низкочастотной области, когда ТМІ достигает своего максимального значения (ТМІ = 0.2) для промежуточного значения толщины потенциального барьера



**Рис. 5.** Зависимости ТМІ( $\omega$ ) (кривые 1–3) и  $\Delta\varphi(\omega)$  (кривые 1'–3') для  $u_B = 0.05$ ,  $V_a = 0.5$  V при значениях  $d = 0.5$  (1, 1'), 1.0 (2, 2') и 1.5 nm (3, 3').



**Рис. 6.** Зависимости ТМІ( $\omega$ ) (кривые 1–3) и  $\Delta\varphi(\omega)$  (кривые 1'–3') для  $u_B = 0.05$ ,  $d = 1.0$  nm при различных значениях  $V_a = 0.3$  (1, 1'), 0.5 (2, 2') и 0.7 V (3, 3').

( $d = 1.0$  nm, кривая 2). Отметим, что в высокочастотной области ТМІ имеет большие значения (ТМІ > 0.2) при условии использования тонких потенциальных барьеров (кривая 1).

Рассмотрим, наконец, зависимость туннельного магнитоимпеданса ТМІ и сдвига фаз  $\Delta\varphi$  плотности высокочастотного электронного тока от постоянного напряжения смещения  $V_a$ . На рис. 6 изображены зависимости ТМІ( $\omega$ ) (кривые 1–3) и  $\Delta\varphi(\omega)$  (кривые 1'–3') для  $u_B = 0.05$ ,  $d = 1.0$  nm при различных значениях  $V_a$ . Видно, что с увеличением постоянного напряжения смещения  $V_a$  кривые ТМІ( $\omega$ ) и  $\Delta\varphi(\omega)$  смещаются вниз к оси абсцисс. Это означает, что при фиксированной частоте переменного напряжения смещения величина ТМІ уменьшается с ростом  $V_a$ . При этом частотные диапазоны, отвечающие положительным значениям ТМІ (низкочастотный и высокочастотный), сужаются, а частотный диапазон, отвечающий отрицательным значениям ТМІ, расширяется. Отметим, что существуют такие частоты, при которых изменение ТМІ с увеличением  $V_a$  является

несущественным. На других частотах может иметь место ситуация, когда изменение  $V_a$  практически не влияет на величину  $\Delta\varphi$ .

Таким образом, частотные зависимости туннельного магнитоимпеданса нестационарного магнитного туннельного перехода характеризуются большим разнообразием свойств. Высокочастотными характеристиками магнитного туннельного перехода можно управлять в широких пределах внешним постоянным напряжением смещения и выбором параметров потенциального барьера.

#### 4. Заключение

Мы показали, что в нестационарном магнитном туннельном переходе имеет место эффект гигантского туннельного магнитоимпеданса, величина которого зависит от частоты переменного напряжения смещения и может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Величиной туннельного магнитоимпеданса при заданной частоте переменного напряжения смещения можно управлять, выбирая как постоянное напряжение смещения, так и подходящую высоту и толщину потенциального барьера. Полученные результаты открывают новые возможности для создания принципиально новых активных и пассивных устройств высокочастотной наноэлектроники, управляемых как постоянным, так и переменным напряжением смещения.

Необходимо подчеркнуть, что полученные в работе результаты не учитывают хорошо известные эффекты накопления и различия химических потенциалов электронов с противоположными проекциями спина при протекании тока через туннельный переход. Учет накопления заряда, несомненно, позволит уточнить пределы применимости магнитных туннельных переходов для разработки высокочастотных элементов наноэлектроники.

#### Список литературы

- [1] S. Maekawa. Concepts in spin electronics. Oxford University Press, N.Y. (2006). P. 398.
- [2] M. Ryzhii, V. Ryzhii. Physics and modeling of tera- and nano-devices. World Scientific, New Jersey (2008).
- [3] Н.Н. Белецкий, С.А. Борисенко, В.М. Яковенко. Радиофизика и электроника. (Харьков) **11**, 1, 87 (2006).
- [4] N.N. Beletskii, G.P. Berman, S.A. Borysenko, S.A. Wolf, V.M. Yakovenko. J. Appl. Phys. **101**, 074 305 (2007).
- [5] Д.В. Абдулкадыров, Н.Н. Белецкий. Радиофизика и электроника (Харьков) **14**, 2, 190 (2009).
- [6] Д.В. Абдулкадыров, Н.Н. Белецкий. Радиофизика и электроника (Харьков) **13**, 2, 218 (2008).
- [7] D.V. Abdulkadyrov, N.N. Beletskii. Telecommun. Radio Eng. **68**, 11, 983 (2009).
- [8] M. Büttiker, R. Landauer. Phys. Rev. Lett. **49**, 23, 1739 (1982).
- [9] M.J. Hagmann. Appl. Phys. Lett. **66**, 7, 789 (1995).
- [10] Б.И. Ивлев, В.И. Мельников. ЖЭТФ **90**, 6, 2208 (1986).
- [11] А.Б. Пашковский. ЖЭТФ **109**, 5, 1779 (1996).
- [12] А.Б. Пашковский. ФТП **29**, 9, 1712 (1995).
- [13] Z.S. Gribnikov, G.I. Haddad. J. Appl. Phys. **96**, 7, 3831 (2004).
- [14] Z.S. Gribnikov, G.I. Haddad. J. Appl. Phys. **97**, 9, 093705(1) (2005).
- [15] W.C. Chien, C.K. Lo, L.C. Hsieh, Y.D. Yao, X.F. Han, Z.M. Zeng, T.Y. Peng, P. Lin. Appl. Phys. Lett. **89**, 202515 (2006).
- [16] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett. **22**, 11, 562 (1973).
- [17] C.W. Miller, Zhi-Pan Li, I.K. Schuller, R.W. Dave, J.M. Slaughter. Phys. Rev. Lett. **99**, 047206(1) (2007).