Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 4, с. 258 – 264

Критический ток SF–NFS джозефсоновских структур

И. И. Соловьев[a,b1)], *Н. В. Кленов*[b,c], *С. В. Бакурский*[c,d,e], *М. Ю. Куприянов*[a,d,f], *А. А. Голубов*[d,e]

[a] *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобельцына, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[b] *Научно-исследовательский институт физических проблем им. Лукина, 124460 Зеленоград, Россия*

[c] *Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[d] *Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия*

[e] *Faculty of Science and Technology and MESA, Institute for Nanotechnology, University of Twente, 7500 AE Enschede, Netherlands*

[f] *Институт физики Казанского федерального университета, 420008 Казань, Россия*

Поступила в редакцию 9 декабря 2014 г.

Теоретически исследованы свойства SF–NFS-сэндвичей, представляющих собой два сверхпроводящих (S) электрода, разделенных областью слабой связи, состоящей из расположенной на нижнем S-электроде ступеньки из нормального (N) металла толщины d_{N} и нанесенного на нее и оставшуюся свободную поверхность нижнего электрода ферромагнитного (F) слоя толщины d_{F}. В рамках линеаризованных квазиклассических уравнений Узаделя показано, что двумерная задача в области слабой связи может быть сведена к двум одномерным проблемам в ее SFS- и SNFS-сегментах. Рассчитаны возникающие в них пространственные распределения плотности критического тока J_c как функции толщины слоя d_{F}. Определены зависимости критического тока I_c исследуемой структуры от величины вектора намагниченности F-слоя $\mathbf{M}$ при различных его направлениях в плоскости контакта. Показано, что их форма существенно зависит как от ориентации $\mathbf{M}$, так и от пространственного распределения J_c.

DOI: 10.7868/S0370274X15040062

Изучение процессов в джозефсоновских структурах, содержащих сверхпроводящие (S) и ферромагнитные (F) материалы, вызывает все больший интерес не только с фундаментальной, но и с прикладной точки зрения. Так, проведенные теоретические [1–3] и экспериментальные [4–16] исследования показали, что критический ток I_c таких структур зависит от взаимной ориентации векторов намагниченности $\mathbf{M}$ ферромагнитных пленок, находящихся в области слабой связи. Этот эффект может быть использован для создания сверхпроводниковых спиновых вентилей – управляющих элементов сверхпроводниковой памяти, совместимой с быстрой одноквантовой (БОК) логикой [17].

Однако проведенные экспериментальные исследования [7–16] показали, что значения характерного напряжения вентилей $V_c = I_c R_n$ (где R_n – нормальное сопротивление структур), содержащих две или более двух F-пленок в области слабой связи, лежат в микро- и нановольтовой областях соответственно. Эти значения на несколько порядков меньше величины V_c контактов, используемых в БОК-логике. Сильное подавление I_c имеет простую физическую причину: для осуществления эффекта управления необходимо перемагнитить один из F-слоев, не изменяя направления $\mathbf{M}$ другой F-пленки. Это возможно реализовать лишь в том случае, когда область слабой связи представляет собой комбинацию из “сильного” и “слабого” ферромагнетиков, т.е. материалов, существенно различающихся величиной своей обменной энергии H и (или) толщинами F-слоев. В результате управление величиной I_c происходит на фоне ее существенного подавления сильным ферромагнетиком. Данное обстоятельство затрудняет использование таких вентилей в качестве управляющего элемента сверхпроводниковой памяти.

Предложенные в [6, 18–21] SIsFS джозефсоновские переходы, представлющие собой многослойную структуру, состоящую из включенных последовательно туннельного SIs-контакта с высоким характерным напряжением V_c и sFS-перехода с одним F-слоем, позволяющего включать или выключать это напряжение V_c посредством приложения внешнего магнитного поля H_{ext}, свободны от указанного выше недостатка. Однако их использование в ячейках сверхпроводниковой памяти наталкивается на

1)e-mail: isol@phys.msu.ru

определенные трудности при осуществлении операций записи и считывания информации. Эти трудности связаны с возможностью дрейфа величины I_c при $H_{\rm ext} = 0$, возникающего при многократной перезаписи информации в ячейке памяти. Использование в sFS-части нескольких ферромагнитных слоев, например переход к $\rm SIsF_1F_2S$- или $\rm SIsF_1F_2F_3S$-структурам, снимает проблему неопределенности величины I_c при $H_{\rm ext} = 0$. Однако такое решение накладывает существенные ограничения на критический ток туннельной SIs-части управляющего элемента, который должен быть существенно меньше I_c $\rm sF_1F_2S$- и $\rm sF_1F_2F_3S$-переходов при $H_{\rm ext} = 0$.

В данной работе мы покажем, что одним из вариантов разрешения сформулированного выше противоречия является создание искусственной анизотропии в области слабой связи посредством введения в нее неоднородности, наличие которой приводит к образованию внутри контакта областей с положительными (0-контакт) и отрицательными (π-контакт) значениями плотности сверхпроводящего тока [22–27].

Модель джозефсоновской SF–NFS-структуры. Рассмотрим многослойную структуру, представленную на рис. 1. Она состоит из сверхпроводящих электродов, разделенных ферромагнитным слоем толщины $d_{\rm F}$ или "сэндвичем", содержащим тот же F-слой и слой нормального (N) металла толщины $d_{\rm N}$.

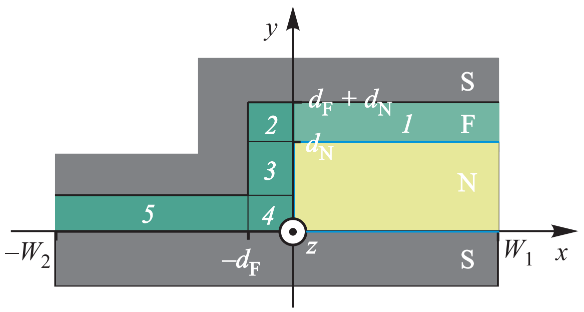

Рис. 1. Схема рассматриваемой пространственно неоднородной многослойной структуры с добавлением тонкого N-слоя в часть области SF-интерфейса

Будем предполагать, что условия "грязного" предела выполнены для всех металлов и что эффективная константа электрон-фононного взаимодействия в F- и N-материалах равна нулю. Для дальнейшего упрощения будем считать, что температура T близка к критической температуре сверхпроводящих электродов T_c. В рамках сделанных предположений решение задачи о вычислении пространственного распределения плотности сверхпроводящего тока $J_{\rm S}$ в рассматриваемой структуре сводится к решению линеаризованных уравнений Узаделя [28]:

$$\xi_{\rm N}^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} F_{\rm N} - \Omega F_{\rm N} = 0, \tag{1}$$

$$\xi_{\rm F}^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} F_{\rm F} - \widetilde{\Omega} F_{\rm F} = 0, \tag{2}$$

$$\frac{2eJ_{\rm S}(\varphi)}{\pi T \sigma_{\rm F}} = i \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \left(F_{{\rm F},\omega} \frac{\partial F^*_{{\rm F},-\omega}}{\partial y} - F^*_{{\rm F},-\omega} \frac{\partial F_{{\rm F},\omega}}{\partial y} \right). \tag{3}$$

Здесь $\Omega = |\omega|/\pi T_c$, $\widetilde{\Omega} = (\Omega + ih{\rm sgn}\omega)$, $h = H/\pi T_c$, $\xi^2_{\rm N,F} = (D_{\rm N,F}/2\pi T_c)$, $D_{\rm N,F}$ – коэффициенты диффузии, $\omega = \pi T(2n+1)$ – мацубаровские частоты, H – обменная энергия в ферромагнитном материале, $F_{\rm N,F}$ – узаделевские гриновские функции в N- и F-пленке, φ – разность фаз параметров порядка S-электродов. При записи уравнений (1), (2) мы задали направление осей x и y параллельно и перпендикулярно плоскости SF-интерфейса, а начало координат поместили на SN-интерфейс (рис. 1). Систему уравнений (1), (2) необходимо дополнить граничными условиями [29]. При их написании мы будем считать, что параметр подавления $\gamma_{\rm BF} = R_{\rm BF}\mathcal{A}_{\rm BF}/\rho_{\rm F}\xi_{\rm F}$ на SF-границе

$$\gamma_{\rm BF} \gg \max\left\{1, \rho_{\rm S}\xi_{\rm S}/\rho_{\rm F}\xi_{\rm F}\right\}, \tag{4}$$

достаточно велик для того, чтобы пренебречь подавлением сверхпроводимости в сверхпроводящих электродах. Здесь $R_{\rm BF}$ и $\mathcal{A}_{\rm BF}$ – сопротивление и площадь SF-интерфейса, $\xi_{\rm S} = (D_{\rm S}/2\pi T_c)^{1/2}$ и $\xi_{\rm F}$ – длины когерентности в S- и F-материалах, $\rho_{\rm S}$ и $\rho_{\rm F}$ – их удельные сопротивления, $D_{\rm S}$ – коэффициент диффузии в S-материале. В противоположность этому SN- и FN-интерфейсы считаются прозрачными для электронов. При указанных ограничениях граничные условия [29] представимы в следующем виде:

$$\frac{\partial F_{\rm S}}{\partial y} = \frac{\gamma_{\rm S}\xi_{\rm N}}{\xi_{\rm S}} \frac{\partial F_{\rm N}}{\partial y},\ F_{\rm S} = F_{\rm N},\ y = 0,\ 0 \le x \le W_1, \tag{5a}$$

$$\frac{\partial F_{\rm N}}{\partial y} = \frac{\gamma_{\rm N}\xi_{\rm F}}{\xi_{\rm N}} \frac{\partial F_{\rm F}}{\partial y}, F_{\rm F} = F_{\rm N}, y = d_{\rm N},\ 0 \le x \le W_1, \tag{5b}$$

$$\frac{\partial F_{\rm N}}{\partial x} = \frac{\gamma_{\rm N}\xi_{\rm F}}{\xi_{\rm N}} \frac{\partial F_{\rm F}}{\partial x}, F_{\rm F} = F_{\rm N},\ x = 0,\ 0 \le y \le d_{\rm N}, \tag{5c}$$

$$\frac{\partial F_{\rm F}}{\partial y} = \frac{\Delta \exp\left(-i\varphi/2\right)}{|\omega|\, \gamma_{\rm BF}\xi_F},\ y = 0,\ -W_2 \le x \le 0, \tag{5d}$$

$$\frac{\partial F_{\rm F}}{\partial y} = -\frac{\Delta \exp\left(i\varphi/2\right)}{|\omega|\, \gamma_{\rm BF}\xi_{\rm F}}, \begin{cases} y = d_{\rm F},\ -W_2 \le x \le 0, \\ y = d_{\rm N} + d_{\rm F},\ 0 \le x \le W_1, \end{cases} \tag{5e}$$

$$\frac{\partial F_\mathrm{F}}{\partial x} = -\frac{\Delta \exp{(i\varphi/2)}}{|\omega|\,\gamma_\mathrm{BF}\xi_\mathrm{F}},\ x=-d_\mathrm{F},\ d_\mathrm{F}\le y\le d_\mathrm{N}+d_\mathrm{F}, \tag{5f}$$

$$\frac{\partial F_\mathrm{N}}{\partial x} = 0, \quad x=W_1, \quad 0\le y\le d_\mathrm{N}, \tag{5g}$$

$$\frac{\partial F_\mathrm{F}}{\partial x} = 0, \quad \begin{cases} x=W_1,\ d_\mathrm{N}\le y\le d_\mathrm{N}+d_\mathrm{F}, \\ x=-W_2, \quad 0\le y\le d_F. \end{cases} \tag{5h}$$

Здесь $\Delta\exp{(\pm i\varphi/2)}$ – параметр порядка в верхнем и нижнем S-электродах соответственно,

$$\gamma_\mathrm{N}=\frac{\rho_\mathrm{N}\xi_\mathrm{N}}{\rho_\mathrm{F}\xi_F}, \quad \gamma_\mathrm{S}=\frac{\rho_\mathrm{S}\xi_\mathrm{S}}{\rho_\mathrm{N}\xi_\mathrm{N}}. \tag{6}$$

В типичной экспериментальной ситуации в качестве сверхпроводников используется Nb ($\rho_\mathrm{S}\approx 7\times\times 10^{-6}$ Ом · см, $\xi_\mathrm{S}\approx 10$ нм), а в качестве нормального металла – Cu ($\rho_\mathrm{N}\approx 10^{-6}$ Ом · см, $\xi_\mathrm{N}\approx 100$ нм). Полагая $\rho_\mathrm{F}\approx 10^{-5}$ Ом · см и $\xi_\mathrm{F}\approx 10$ нм, для входящих в (6) параметров подавления γ_S и γ_N на FN- и SN-интерфейсах получаем относительно большие значения: $\gamma_\mathrm{N}\approx 1$, $\gamma_\mathrm{S}\approx 0.7$.

Для решения краевой задачи (1), (2), (5a)–(5h) удобно разбить F-пленку на пять участков (см. рис. 1) и в первом приближении пренебречь вкладами в функции F_F от угловых ее участков, обозначенных на рис. 1 цифрами *2* и *4*. Полагая далее, что производные функций F_F вдоль направлений нормали к границе между угловым участком и остальными частями F-слоя равны нулю, можно свести задачу к решению одномерных уравнений (1), (2) в областях *1*, *3* и *5*.

В области *1* решение представимо в виде

$$F_F = \frac{\Delta \exp(i\varphi/2)\sinh\left[\sqrt{\widetilde{\Omega}}(y-d_\mathrm{N})/\xi_\mathrm{F}\right]}{|\omega|\sqrt{\widetilde{\Omega}}\gamma_\mathrm{BF}\cosh\left[\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_\mathrm{F}/\xi_\mathrm{F}\right]} + \\ + \frac{F_\mathrm{N}(d_\mathrm{N})\cosh\left[\sqrt{\widetilde{\Omega}}(y-d_\mathrm{N}-d_\mathrm{F})/\xi_\mathrm{F}\right]}{\cosh\left(\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_\mathrm{F}/\xi_\mathrm{F}\right)}, \tag{7}$$

где $F_\mathrm{N}(d_\mathrm{N})$ – постоянная интегрирования. Из выражений (1), (7) следует, что в области $y=d_\mathrm{N}$, $0\le x\le W_1$

$$\xi_\mathrm{N}\frac{\partial}{\partial y}F_\mathrm{N} = \gamma_\mathrm{N}\sqrt{\widetilde{\Omega}}F_\mathrm{N}(d_\mathrm{N})\tanh\left(\frac{\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_\mathrm{F}}{\xi_\mathrm{F}}\right) - \\ - \frac{\gamma_\mathrm{N}\Delta\exp{(i\varphi/2)}}{|\omega|\,\gamma_\mathrm{BF}}\frac{1}{\cosh\left(\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_\mathrm{F}/\xi_\mathrm{F}\right)}. \tag{8}$$

Типичные толщины N-пленки лежат в интервале $d_\mathrm{N}\lesssim 20$ нм, что существенно меньше ξ_N. Учитывая это обстоятельство, из (8) нетрудно получить, что при выполнении неравенств $\gamma_\mathrm{N}\sqrt{h}d_\mathrm{N}/\xi_\mathrm{N}\ll 1$, $\gamma_\mathrm{N}d_\mathrm{N}/\gamma_\mathrm{BF}\xi_\mathrm{N}\ll 1$ условие (8) существенно упрощается и в первом приближении по этим параметрам сводится к равенству

$$\xi_\mathrm{N}\frac{\partial}{\partial y}F_\mathrm{N}=0, \quad y=d_\mathrm{N}, \quad 0\le x\le W_1. \tag{9}$$

В области *3* решение краевой задачи (1), (2), (5a)–(5h) представимо в виде

$$F_\mathrm{F}(x) = F_\mathrm{N}(0)\frac{\cosh[\sqrt{\widetilde{\Omega}}(d_\mathrm{F}-x)/\xi_\mathrm{F}]}{\cosh(\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_\mathrm{F}/\xi_\mathrm{F})} + \\ + \frac{\Delta\exp{(i\varphi/2)}}{|\omega|\sqrt{\widetilde{\Omega}}\gamma_\mathrm{BF}}\frac{\sinh\left(\sqrt{\widetilde{\Omega}}x/\xi_\mathrm{F}\right)}{\cosh\left(\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_\mathrm{F}\xi_\mathrm{F}\right)}, \tag{10}$$

так что

$$\xi_\mathrm{N}\frac{\partial}{\partial x}F_\mathrm{N}(0) = -\gamma_\mathrm{N}\sqrt{\widetilde{\Omega}}F_\mathrm{N}(0)\tanh\left(\frac{\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_\mathrm{F}}{\xi_\mathrm{F}}\right) + \\ + \frac{\gamma_\mathrm{N}\Delta\exp{(i\varphi/2)}}{|\omega|\,\gamma_\mathrm{BF}}\frac{1}{\cosh\left(\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_\mathrm{F}/\xi_\mathrm{F}\right)}. \tag{11}$$

Из (11) следует, что при $\sqrt{h}d_\mathrm{F}\gtrsim\xi_\mathrm{F}$ произведение $\gamma_\mathrm{N}\sqrt{h}\gg 1$. Учитывая далее, что при $W_1\gg\xi_\mathrm{N}$ производная в левой части равенства (11) меняется на длинах порядка ξ_N, так что $\xi_\mathrm{N}\partial F_\mathrm{N}/\partial x\approx 1$, имеем, что в первом приближении по $(\gamma_\mathrm{N}\sqrt{h})^{-1}\ll 1$ условие (11) сводится к граничному условию первого рода:

$$F_\mathrm{N}(0)=0. \tag{12}$$

Это условие справедливо на всей FN-границе, расположенной при $x=0$.

Наконец, из выражений (5a), (9) следует, что в рассматриваемом приближении на SN-границе имеет место жесткое граничное условие:

$$F_\mathrm{N}=\frac{\Delta}{|\omega|}\exp{(-i\varphi/2)}, \quad 0\le x\le W_1, \quad y=0. \tag{13}$$

Решение уравнений Узаделя в N-пленке. Решение краевой задачи (1), (5g), (9), (12), (13), определяющее пространственное распределение сверхпроводящих корреляций в нормальной пленке, имеет следующий вид:

$$F_\mathrm{N}(x,y) = \frac{4\Delta\exp{(-i\varphi/2)}}{\pi\,|\omega|}\times \\ \times\sum_{m=0}^{\infty}\frac{\cosh{[\varsigma_m(y-d_\mathrm{N})/\xi_\mathrm{N}]}\sin(k_m x/\xi_\mathrm{N})}{q_m\cosh{(\varsigma_m d_\mathrm{N}/\xi_\mathrm{N})}}, \tag{14}$$

$$q_m=2m+1,\ k_m=\frac{\pi\xi_\mathrm{N}}{2W_1}q_m,\ \varsigma_m=\sqrt{|\omega|+k_m^2}. \tag{15}$$

В силу (12), (13) оно не зависит от вида граничных условий, сшивающих решения в областях *2*, *4* и *1*, *5*. Из (14) нетрудно получить координатную зависимость функций Грина на границе нормального и ферромагнитного слоев ($0 \le x \le W_1$, $y = d_{\rm N}$):

$$F_{\rm N}(x, d_{\rm N}) = \frac{4\Delta \exp(-i\varphi/2)}{\pi\,|\omega|} \times \\ \times \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sin(k_m x/\xi_{\rm N})}{q_m \cosh(\varsigma_m d_{\rm N}/\xi_{\rm N})}, \tag{16}$$

что позволяет перейти к решению уравнений в ферромагнитной пленке.

Решение уравнений Узаделя в F-пленке. В области $0 \le x \le W_1$, $d_{\rm N} \le y \le d_{\rm N}+d_{\rm F}$ краевая задача (2), (5e), (5h) замыкается условиями

$$F_{\rm F}(x, d_{\rm N}) = F_{\rm N}(x), \tag{17}$$

$$\xi_{\rm F}\frac{\partial}{\partial x}F_{\rm F} = 0, \ \ d_{\rm N} \le y \le d_{\rm N}+d_{\rm F} \tag{18}$$

и имеет решение следующего вида:

$$F_{\rm F}(x,y) = \frac{\Delta \exp\left(i\frac{\varphi}{2}\right)}{|\omega|\sqrt{\widetilde{\Omega}}\gamma_{\rm BF}} \frac{\sinh\left[\sqrt{\widetilde{\Omega}}(y-d_{\rm N})/\xi_{\rm F}\right]}{\cosh\left[\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_{\rm F}/\xi_{\rm F}\right]} + \tag{19}$$

$$+\frac{2\Delta\exp\left(-i\frac{\varphi}{2}\right)}{\pi^2}\times$$

$$\times\sum_{s=-\infty}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\frac{\cosh\left[p_s(y-d_{\rm N}-d_{\rm F})/\xi_{\rm F}\right]\cos(k_s x/\xi_{\rm N})}{Z_{m,s}\cosh(p_s d_{\rm F}/\xi_{\rm F})\cosh(p_s d_{\rm N}/\xi_{\rm N})},$$

$$k_s = \frac{\pi\xi_{\rm N}}{W_1}s,\ p_s = \sqrt{\widetilde{\Omega}+k_s^2},\ Z_{m,s} = \left[\left(m+\frac{1}{2}\right)^2 - s^2\right].$$

Определяя из (19) координатные зависимости функции $F_{{\rm F},\omega}(x, d_{\rm N})$ и ее производной по координате y при $y = d_{\rm N}$ и подставляя их в выражение для плотности сверхпроводящего тока (3) для области *1* ($0 \le x \le W_1$), получаем синусоидальную зависимость $J_{\rm S}(\varphi) = J_c \sin\varphi$ с плотностью критического тока J_{c1}, равной

$$\frac{eR_{\rm BF}\mathcal{A}_{\rm BF}J_{C1}}{T} = \\ = {\rm Re}\sum_{\omega,m=0}^{\infty}\frac{8\Delta^2\sin(k_m x/\xi_{\rm N})}{\omega^2 q_m\cosh(\varsigma_m d_{\rm N}/\xi_{\rm N})\cosh(\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_{\rm F}/\xi_{\rm F})}. \tag{20}$$

Краевая задача для области *5* ($-W_2 \le x \le -d_{\rm F}$) имеет простое решение [30, 31]:

$$F_{\rm F}(x,y) = p_-\cosh\left[\frac{\sqrt{\widetilde{\Omega}}(y-d_{\rm F})}{\xi_{\rm F}}\right] + p_+\cosh\left(\frac{\sqrt{\widetilde{\Omega}}y}{\xi_{\rm F}}\right),$$

$$p_\pm = \frac{\Delta}{\gamma_{\rm BF}\sqrt{\widetilde{\Omega}}\,|\omega|\sinh\left[\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_{\rm F}/\xi_{\rm F}\right]}\exp(\pm i\varphi/2),$$

подстановка которого в выражение для сверхтока (3) также приводит к синусоидальной зависимости $J_{\rm S}(\varphi)$ с плотностью критического тока J_{c5}, равной

$$\frac{eR_{\rm BF}\mathcal{A}_{\rm BF}J_{c5}}{T} = \\ = {\rm Re}\sum_{\omega=0}^{\infty}\frac{4\pi\Delta^2}{\gamma_{\rm BF}\sqrt{\widetilde{\Omega}}\omega^2\sinh\left(\sqrt{\widetilde{\Omega}}d_{\rm F}/\xi_{\rm F}\right)}. \tag{21}$$

В расположенных в F-пленке областях *3* и *4* (см. рис. 1) плотность сверхтока в направлении оси x равна нулю, так как в рассматриваемом приближении $F_{\rm N} = 0$ при $x = 0$, $0 \leqslant y \leqslant d_{\rm N}$, а в направлении оси y она пренебрежимо мала по сравнению с $J_{\rm S}$ в областях *1* и *5*. Эти обстоятельства позволяют без ограничения общности полагать $J_{\rm S} = 0$ в областях *2*, *3*, и *4*.

На рис. 2 представлены зависимости $J_{c1}(d_{\rm F})$ и $J_{c5}(d_{\rm F})$, рассчитанные для параметров $T/T_c = 0.5$,

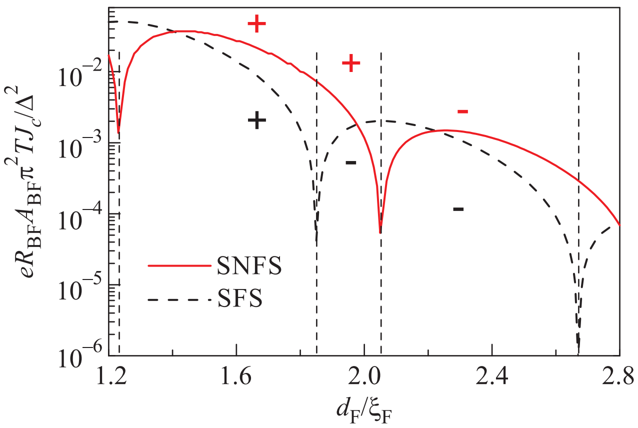

Рис. 2. Плотности критического тока J_{c1} (SNFS) и J_{c5} (SFS) сегментов SF–NFS джозефсоновской структуры, изображенной на рис. 1, как функции толщины ферромагнитной пленки, вычисленные с использованием формул (20), (21)

$h = 30$, $\gamma_{\rm BF} = 0.6$, $d_n/\xi_n = 0.2$, $\xi_n/W_1 = 0.2$. Они соответствуют типичной экспериментальной ситуации [22].

Из этих кривых следует, что в зависимости от толщины F-слоя плотности критического тока J_{c1} и J_{c5} в сегментах *1* и *5* могут иметь либо одинаковый положительный (отрицательный) знак, либо противоположные знаки. Примеры таких распределений, рассчитанных для толщин F-слоя $d_{\rm F}/\xi_{\rm F} = 1.51, 1.96, 2.34$, представлены на рис. 3. В области толщин $1.23 \le d_{\rm F}/\xi_{\rm F} \le 1.85$ SF–NFS-структура пред-

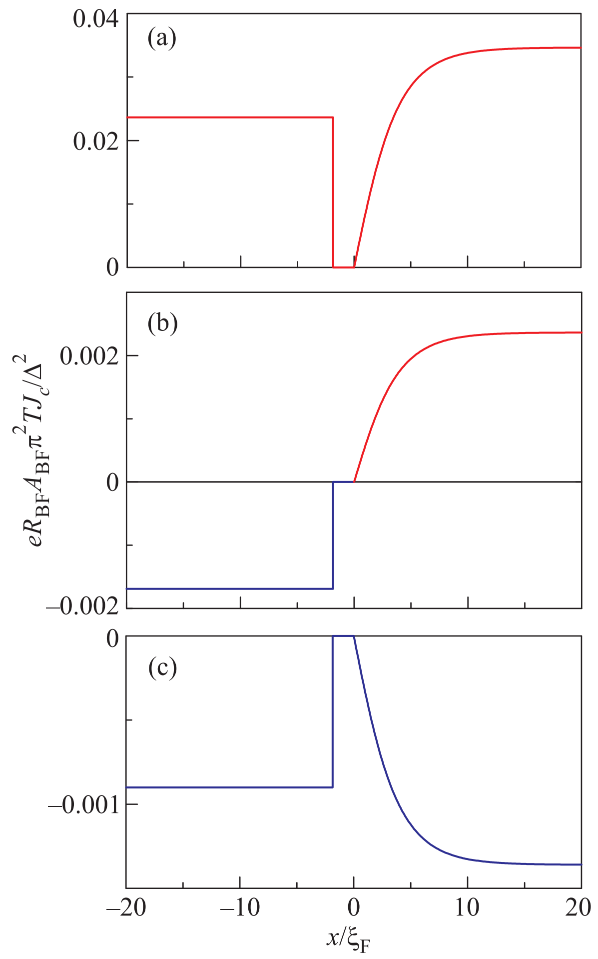

Рис. 3. Фрагменты зависимостей плотности критического тока от координаты x вблизи ступеньки N-слоя, рассчитанных для значений толщины F-слоя $d_F/\xi_F = 1.51$ (a), 1.96 (b) и 2.34 (c)

ставляет собой джозефсоновский 0-контакт с неоднородно распределенной по координате x плотностью сверхтока. Основное состояние такого контакта отвечает разности фаз параметров порядка электродов $\varphi = 0$. При толщинах $2.05 \leq d_F/\xi_F \leq 2.67$ мы имеем неоднородный π-контакт с основным состоянием, отвечающим $\varphi = \pi$. Наконец, в интервале $1.85 \leq d_F/\xi_F \leq 2.05$ основное состояние структуры в интересующем нас случае ее малых (по сравнению с джозефсоновской глубиной проникновения магнитного поля λ_J) ширин, $W_1 + W_2 \ll \lambda_J$, существенно зависит от соотношения между произведениями $J_{c1}W_1$ и $J_{c5}W_2$ и может отвечать φ, равному либо 0, либо π, либо некоторому значению [32–34], лежащему внутри интервала $0 \leq \varphi \leq \pi$. При этом критический ток структуры зависит от угла θ между направлением вектора намагниченности F-пленки и направлением, разграничивающим SFS- и SNFS-сегменты SF–NFS-структуры.

Критический ток SF–NFS джозефсоновских структур. Для доказательства этого утверждения рассмотрим для простоты структуру с поперечным сечением в виде квадрата со стороной $W = W_1 + W_2 = \lambda_J$ и положим $W_1 = W_2$. Для расчета ее критического тока как функции угла разворота вектора намагниченности в плоскости контакта (плоскость (xz) на рис. 1) необходимо решить двумерное уравнение синус-Гордона:

$$\varphi_{tt} - \varphi_{xx} - \varphi_{zz} + j_c(x)\sin\varphi = -\alpha\varphi_t + j - \eta_x - \eta_z. \quad (22)$$

Здесь пространственные координаты x, z и время t нормированы на λ_J и на обратную частоту плазменных колебаний ω_p^{-1} соответственно, $\omega_p = \sqrt{2\pi I_c/C\Phi_0}$, $\alpha = \omega_p/\omega_c$ – коэффициент затухания, $\omega_c = 2\pi I_c R_n/\Phi_0$, C – емкость контакта. Плотности критического тока $j_c(x)$ и тока смещения j нормированы на критическую плотность тока SNFS-сегмента J_{c1}. Вектор намагниченности F-слоя $\mathbf{M} = (M_x, 0, M_z)$ представлен в (22) своими компонентами η_x, η_z с нормировкой $\eta = 2\pi\mu_0|\mathbf{M}|\Lambda\lambda_J/\Phi_0$, где μ_0 – абсолютная магнитная проницаемость, Λ – магнитная толщина перехода.

На рис. 4 представлены зависимости критического тока i_c, рассчитанные для значений толщин F-слоя, лежащих внутри интервалов $1.85 \leq d_F/\xi_F \leq 2.05$ и $1.23 \leq d_F/\xi_F \leq 1.85$. В первом интервале при выбранных параметрах плотность критического тока сегмента *1* с рис. 1 $J_{c1} \geq 0$, в то время как SFS-сегмент находится в π-состоянии, т.е. имеет отрицательную плотность критического тока J_{c5}. Ее абсолютное значение составляет $0.66J_{c1}$. Во втором интервале как J_{c1}, так и J_{c5} положительны и, как и ранее, $J_{c5} = 0.66J_{c1}$.

Видно, что в первом интервале толщин d_F характер кривых существенно зависит от значения угла θ между направлением оси $0z$ и направлением вектора $\mathbf{M}$. При $\theta = 90°$ зависимость $i_c(\eta)$ имеет форму, близкую к фраунгоферовской зависимости, типичной для сосредоточенных джозефсоновских структур [35]. С уменьшением θ зависимость $i_c(\eta)$ начинает деформироваться и имеет минимум при $\theta = 0°$, $\eta = 0$, в то время как критический ток при $\eta \simeq 1$ резко возрастает.

Во втором интервале толщин деформации зависимости $i_c(\eta)$ с изменением угла θ незначительны.

Таким образом, проведенные нами расчеты действительно доказали, что внесение пространственной неоднородности в область слабой связи джозефсоновской структуры, содержащей лишь один ферро-

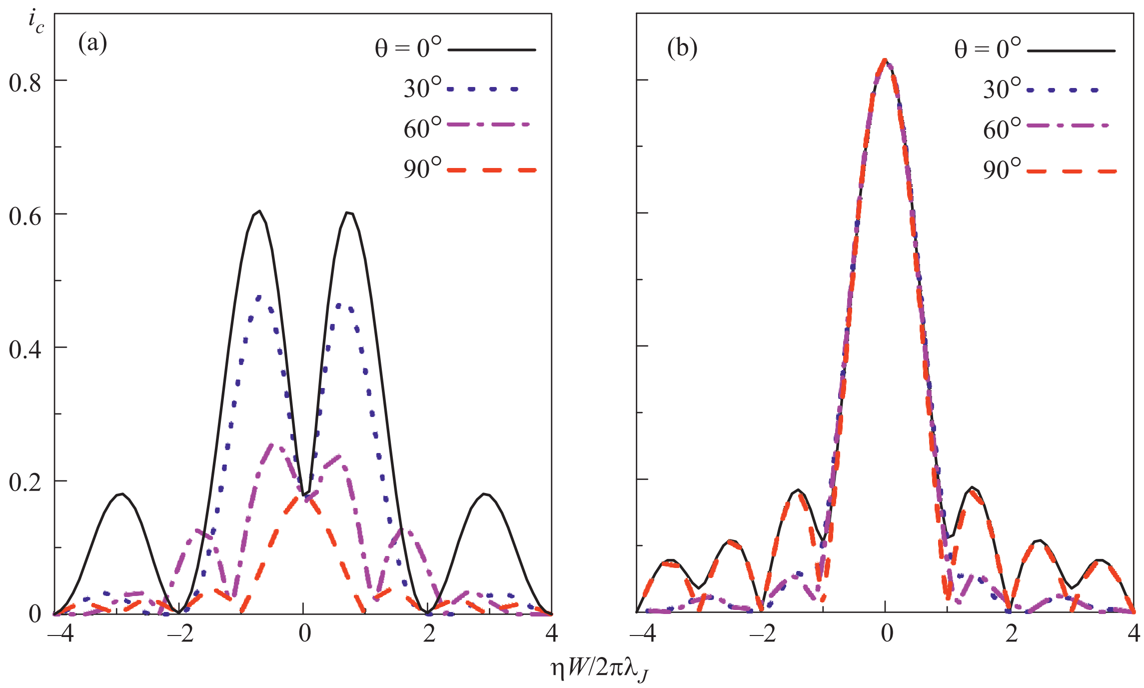

Рис. 4. Зависимости критического тока исследуемой структуры от намагниченности F-слоя при различных значениях угла отклонения ее направления от оси $0z$ в плоскости (xz) (см. рис. 1). Структура имеет квадратную форму в плоскости контакта с длиной стороны $W = \lambda_{\mathrm{J}}$ $(W_1 = W_2)$. Отношение плотностей критических токов сегментов $J_{c5}/J_{c1} = -0.66$ (a) и 0.66 (b)

магнитный слой, приводит к образованию сверхпроводникового спинового вентиля нового типа. В подобной структуре величина критического тока определяется ориентацией вектора намагниченности F-пленки относительно направления, разграничивающего SFS- и SNFS-сегменты SF–NFS-структуры (ось $0z$ на рис. 1). Такой спиновый вентиль может иметь два состояния с сильно различающимся критическим током. Эти состояния отвечают взаимно ортогональным направлениям вектора $\mathbf{M}$, что позволяет осуществлять переключения вентиля посредством приложения взаимно ортогональных внешних магнитных полей. Для поддержания этих состояний не требуются внешние источники энергии. Джозефсоновский SF–NFS-переход может быть использован в качестве управляющего элемента SIs–F/NF–S-структур при проектировании ячеек сверхпроводниковой памяти [36].

Необходимо отметить, что характерное напряжение предлагаемой SIs–F/NF–S-структуры мало отличается от V_c SIsFS джозефсоновских контактов. Действительно, наличие дополнительного N-слоя слабо влияет на I_c его s-F/NF–S-части в силу малой толщины N-пленки ($d_{\mathrm{N}} \ll \xi_{\mathrm{N}}$) и существенной разницы между ξ_{N} и размерами структуры в плане W. Единственным механизмом дополнительного подавления критического тока в s-F/NF–S-контакте является возможное отличие модулей критического тока его sFS- и sNFS-сегментов. Такое подавление составляет порядка отношения этих модулей и при правильном выборе толщины слоев может быть сведено к минимуму. Таким образом, предложенный SIs–F/NF–S-вентиль может оказаться удобным решением противоречия, сформулированного в начале данной статьи.

Авторы благодарны В.В. Рязанову, В.В. Больгинову, О.А. Муханову и И.И.試Вернику за обсуждение полученных результатов. Работа частично поддержана Минобрнауки РФ (RFMEFI61614X0011, 14Y26.31.0007), РФФИ (проекты #14-02-90018-бел_а, 14-02-31002-мол_а, 15-32-20362-мол_а_вед), фондом Династия, Dutch FOM, программой повышения конкурентоспособности Казанского федерального университета среди ведущих мировых научно-образовательных центров и стипендией Президента Российской Федерации.

1. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
2. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).

3. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
4. S. Oh, D. Youm, and M. Beasley, Appl. Phys. Lett. **71,** 2376 (1997).
5. R. Held, J. Xu, A. Schmehl, C. W. Schneider, J. Mannhart, and M. Beasley, Appl. Phys. Lett. **89,** 163509 (2006).
6. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, V. V. Bol'ginov, V. V. Ryazanov, I. I. Vernik, O. A. Mukhanov, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, Appl. Phys. Lett. **102,** 192603 (2013).
7. C. Bell, G. Burnell, C. W. Leung, E. J. Tarte, D.-J. Kang, and M. G. Blamire, Appl. Phys. Lett. **84**, 1153 (2004).
8. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77,** 1321 (2005).
9. J. W. A. Robinson, J. D. S. Witt, and M. G. Blamire, Science **329,** 59 (2010).
10. D. Sprungmann, K. Westerholt, H. Zabel, M. Weides, and H. Kohlstedt, Phys. Rev. B **82**, 060505 (R) (2010).
11. G. B. Halasz, M. G. Blamire, and J. W. A. Robinson, Phys. Rev. B **84,** 024517 (2011).
12. B. Baek, W. H. Rippard, S. P. Benz, S. E. Russek, and P. D. Dresselhaus, Nat. Commun. **5**, 3888 (2014).
13. A. Iovan, T. Golod, and V. M. Krasnov, *Controllable generation of a spin-triplet supercurrent in a Josephson spin-valve*, arXiv:1405.4754 (2014).
14. J. W. A. Robinson, N. Banerjee, and M. G. Blamire, Phys. Rev. B **89**, 104505 (2014).
15. M. Alidoust and K. Halterman, Phys. Rev. B **89**, 195111 (2014).
16. B. M. Niedzielski, S. G. Diesch, E. C. Gingrich, Y. Wang, R. Loloee, W. P. Pratt, and N. O. Birge, IEEE Trans. Appl. Supercond. **24**, 1800307 (2014).
17. O. A. Mukhanov, IEEE Trans. Appl. Supercond. **21**, 760 (2011).
18. V. V. Ryazanov, V. V. Bol'ginov, D. S. Sobanin, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, A. M. Kadin, and O. A. Mukhanov, Phys. Procedia **36**, 35 (2012).
19. T. I. Larkin, V. V. Bol'ginov, V. S. Stolyarov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, S. K. Tolpygo, and O. A. Mukhanov, Appl. Phys. Lett. **100**, 222601 (2012).
20. I. V. Vernik, V. V. Bol'ginov, S. V. Bakurskiy, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, V. V. Ryazanov, and O. A. Mukhanov, IEEE Tran. Appl. Supercond. **23**, 1701208 (2013).
21. S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, Phys. Rev. B **88**, 144519 (2013).
22. S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. V. Bolginov, V. A. Oboznov, and V. V. Ryazanov, Phys. Rev. B **74**, 020503(R) (2006).
23. M. Weides, C. Schindler, and H. Kohlstedt, J. Appl. Phys. **101**, 063902 (2007).
24. J. Pfeiffer, M. Kemmler, D. Koelle, R. Kleiner, E. Goldobin, M. Weides, A. Feofanov, J. Lisenfeld, and A. Ustinov, Phys. Rev. B **77** 214506 (2008).
25. C. Gürlich, S. Scharinger, M. Weides, H. Kohlstedt, R. G. Mints, E. Goldobin, D. Koelle, and R. Kleiner, Phys. Rev. B **81**, 094502 (2010).
26. M. Kemmler, M. Weides, M. Weiler, M. Opel, S. T. B. Goennenwein, A. S. Vasenko, A. A. Golubov, H. Kohlstedt, D. Koelle, R. Kleiner, and E. Goldobin, Phys. Rev. B **81**, 054522 (2010).
27. N. Pugach, M. Kupriyanov, A. Vedyayev, C. Lacroix, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, and A. Sidorenko, Phys. Rev. B **80**, 134516 (2009).
28. K. D. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
29. M. Yu. Kuprianov and V. F. Lukichev, ZhETF **94**, 139 (1988) [Sov. Phys. JETP **67**, 1163 (1988)].
30. A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov, and Y. V. Fominov, Pisma v JETP **75**, 709 (2002) [JETP Lett. **75**, 588 (2002)].
31. A. Buzdin, Pisma v JETP **78**, 1073 (2003) [JETP Lett. **78**, 583 (2003)].
32. A. Buzdin and A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **67**, 220504(R) (2003).
33. E. Goldobin, H. Sickinger, M. Weides, N. Ruppelt, H. Kohlstedt, R. Kleiner, and D. Koelle, Appl. Phys. Lett. **102,** 242602 (2013).
34. A. Lipman, R. G. Mints, R. Kleiner, D. Koelle, and E. Goldobin, Phys. Rev. B **90,** 184502 (2014).
35. K. K. Likharev, Rev. Mod. Phys. **51**, 101 (1979).
36. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, V. V. Bol'ginov, V. V. Ryazanov, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, Appl. Phys. Lett. **105**, 242601 (2014).