

УДК 538.945

## СОСТОЯНИЯ СПИНОВЫХ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР СВЕРХПРОВОДНИК/ФЕРРОМАГНЕТИК

В.Н. КУШНИР

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники  
П. Бровка, 6, Минск, 220013, Беларусь

Поступила в редакцию 2 сентября 2013

В формализме уравнений Узаделя рассчитаны критические температуры и функции критических состояний сверхпроводимости многослойных структур сверхпроводник/ферромагнетик для полных наборов конфигураций осей квантования спина  $\{\mathbf{M}_n\}$ , параллельных или антипараллельных заданному направлению. Определен эффект переключения для реализуемых состояний многослойных спиновых переключателей. Дана трактовка эффекту переключения на языке функций критического состояния.

*Ключевые слова:* сверхпроводимость, уравнения Узаделя, критическое состояние.

### Введение

Отличительные свойства структур с чередующимися слоями сверхпроводника (S) и ферромагнетика (F) обусловлены сосуществованием в них антагонистических друг другу сверхпроводящего и ферромагнитного порядка [1, 2]. Это приводит, в частности, к возможности реализации  $\pi$ -фазы синглетной, триплетных состояний сверхпроводимости, состояний «спинового переключателя» [1, 2]. Суть эффекта спинового переключения, предсказанного в работах [3, 4] для трехслойных структур  $F_1/S/F_2$  и обнаруженного на эксперименте (список экспериментальных работ приведен в [1, 2, 5, 6]), состоит в неравенстве критических температур и критических токов при параллельных и антипараллельных осях квантования спина в ферромагнитных слоях  $F_1$  и  $F_2$ . Разность критических температур, наблюдавшаяся на эксперименте, составляла от 6 мК до 0,2 К при толщине S-слоя ( $d_S$ ), равной нескольким длинам когерентности в сверхпроводящем материале ( $\xi_S$ ). Усиление эффекта переключения (до  $\sim 2$  К) достигается его сочетанием с эффектом «исчезновения и возврата сверхпроводимости» [3–5, 7] (полном подавлении сверхпроводимости в S/F структуре с толщинами F-слоев, принадлежащих определенному интервалу значений [1, 2, 8, 9]). Возможность практической реализации спинового переключателя в устройствах спинтроники обусловлена простотой регулирования направления осей квантования спина в ферромагнитных слоях  $F_1, F_2$  [3].

В данной работе рассматриваются критические состояния сверхпроводимости многослойных структур: регулярных  $F/N \times (S/F)$  ( $N$  – количество S/F бислоев), и квазипериодических  $N \times (F/S/F)$  (все S-слои имеют толщины  $d_S$ , толщина внутренних F-слоев –  $d_F$ , внешние F-слои имеют половинную толщину  $d_{F,out} = d_F/2$ ). Полагается, что оси квантования в ферромагнитных слоях,  $\mathbf{M}_n$  ( $n = 1, \dots, N + 1$ ), параллельны или антипараллельны заданному направлению  $\mathbf{M}$ . При этом реализуемыми являются, по всей видимости, конфигурации осей с фиксированным направлением во внутренних F-слоях и регулируемые направлениями во внешних F-слоях. В таком случае, многослойные S/F структуры могут быть элементами логического устройства с тремя состояниями. Тем не менее, в данной работе рассчитывались, на основе матричного решения уравнений диффузионного предела микроскопической теории

сверхпроводимости [6, 10, 11], критические температуры при всех сочетаниях направлений  $\mathbf{M}_n = \pm \mathbf{M}$  ( $n = 1, \dots, N + 1$ ).

### Результаты и обсуждение

Выбирается система координат с осью  $OZ$ , направленной перпендикулярно поверхностям слоев. Координатная плоскость  $XOY$  совпадает с плоскостью зеркальной симметрии структуры.

Критическое состояние сверхпроводимости в диффузионном приближении описывается системой уравнений Узалея [1, 12]:

$$\begin{cases} -\pi \xi_S^2 T_S F_n''(z) + T |\omega_n| F_n(z) = \pi T \lambda \sum_{|\omega_m| \leq \omega_D} F_m(z), & z \in I_S, \\ -\pi \xi_F^2 T_S F_n''(z) + [|\omega_n| \pm i E_{ex} \operatorname{sgn}(\omega_n)] F_n(z) = 0, & z \in I_F, \end{cases} \quad (1)$$

$$n = 0, 1, \dots, n_D.$$

Здесь  $F_n(\mathbf{r})$  – узалеевские аномальные функции Грина,  $\xi_{S(F)}$  – длина когерентности в сверхпроводящем (ферромагнитном) материале;  $T_S$  – эффективная критическая температура массивного сверхпроводника,  $\omega_n = \pi T(2n + 1)$  – мацубаровские частоты,  $\omega_D$  – дебаевская частота,  $n_D$  – целая часть выражения  $(\nabla \omega_D / 2\pi T - 0,5)$ ,  $\lambda$  – константа эффективного электрон-электронного взаимодействия в сверхпроводнике,  $E_{ex}$  – энергия обменного взаимодействия, знаки  $\pm$  во втором уравнении системы (1) соответствуют противоположным направлениям осей квантования спина;  $I_{S(F)}$  – область значений  $z$ , соответствующая сверхпроводящим (ферромагнитным) слоям.

Система уравнений (1) дополняется условиями сшивания на S-F интерфейсах  $z = z_i$  ( $i = 1, \dots, 2N$ ) [13]

$$\rho^{-1}(z_i + 0) F_n'(z_i + 0) = \rho^{-1}(z_i - 0) F_n'(z_i - 0), \quad (2)$$

$$F_n(z_i + 0) = F_n(z_i - 0) + \gamma_b \xi_F \rho_F \rho^{-1}(z_i - 0) F_n'(z_i - 0), \quad (3)$$

и граничными условиями

$$F_n'(-L/2) = F_n'(L/2) = 0. \quad (4)$$

В соотношениях (2) – (4) ступенчатая функция  $\rho(z) = \rho_S$ , если  $z \in I_S$  и  $\rho(z) = \rho_F$ , если  $z \in I_F$ , где  $\rho_S, \rho_F$  – низкотемпературные удельные сопротивления сверхпроводящего и ферромагнитного слоя, соответственно;  $\gamma_b$  – параметр квантовомеханической прозрачности (принимает значения от 0 до  $\infty$ ) [13];  $L$  – толщина структуры.

В результате решения граничной задачи (1) – (4) получаем набор собственных значений температуры  $T^{(k)}$  и соответствующих им собственных функций состояния  $F_n^{(k)}$ ; наибольшее значение из  $T^{(k)}$  является критической температурой [6, 11].

В приводимых ниже примерах собственные температуры и функции состояния структур  $N \times (F/S/F)$  и  $F/N \times (S/F)$  рассчитываются в одномодовом приближении с теми же значениями материальных параметров, что и в работе [11] (близкими к значениям параметров системы Nb/Pd<sub>81</sub>Ni<sub>19</sub> [14]):  $\omega_D = 275$  К,  $T_S = 8,8$  К, отношение  $(\rho_S/\rho_N) \equiv p = 0,29$ ,  $\gamma_b = 0,28$ , характерная длина затухания и осцилляций параметра порядка в ферромагнетике (в единицах  $\xi_S$ )  $\zeta_F = 0,5$ ; параметр  $\zeta_F$  связан с длиной когерентности  $\xi_F$  соотношением  $\zeta_F = \xi_F \sqrt{2\pi T_S / E_{ex}}$  (для ферромагнитного сплава Pd<sub>81</sub>Ni<sub>19</sub> значение  $E_{ex} = 230$  К, так что  $\xi_F \approx 2\zeta_F \approx 1$ ).

Можно показать [6, 10], что для данного набора значений параметров и при параллельных осях квантования спина,  $\mathbf{M}_n = \mathbf{M}$ , при толщинах S-слоев, превышающих значение порядка  $4,5\xi_S$ , сверхпроводящими являются структуры с любыми толщинами F-слоев. При этом в малой окрестности определенной точки  $d_F^* \sim \xi_F$  имеет место кроссовер состояний, т. е. пересечение зависимостей  $T^{(k)}(d_F)$ ; для  $d_F < d_F^*$  критическим является 0-состояние с

температурой  $T_{c0} = T^{(0)}$ , для значений  $d_F > d_F^*$  –  $\pi$ -состояние с критической температурой  $T_{c\pi} = T^{(N-1)}$ . При меньших толщинах  $d_S$ , в диапазоне  $(4-4,5)\xi_S$  имеет место эффект исчезновения и возврата сверхпроводимости, описанный во введении. Далее, при  $d_S < 4\xi_S$  сверхпроводящими являются структуры с толщинами F-слоев, не превышающими некоторого значения  $d_{F,max}$ . В частности, для значения толщины  $d_S = 3,7\xi_S$ , фигурирующего в примерах,  $d_{F,max} = 0,48\xi_S$  (~3 нм) [6, 10].

Расчет  $T^{(k)}(N)$  при различных сочетаниях  $\mathbf{M}_n = \pm \mathbf{M}$  для толщин  $d_S > 4,5\xi_S$  воспроизводит результат, полученный в работе [3] для структуры  $F_1/S/F_2$ , а именно: наблюдается слабый эффект спинового переключения. На рис. 1 приведены зависимости собственных значений  $T^{(k)}(N)$ , рассчитанные для регулярной структуры при толщинах ферромагнитных слоев  $d_F = 0,35\xi_S$  (меньших толщины кроссовера  $d_F^*$ ) в случае, когда в любых соседних F-слоях вектора  $\mathbf{M}_n$  антипараллельны. Этот случай соответствует наибольшим собственным температурам (для них используем обозначение  $T^{(k)}_{AP}$ ; собственные значения, соответствующие параллельным векторам  $\mathbf{M}_n$ , обозначим  $T^{(k)}_P$ ).

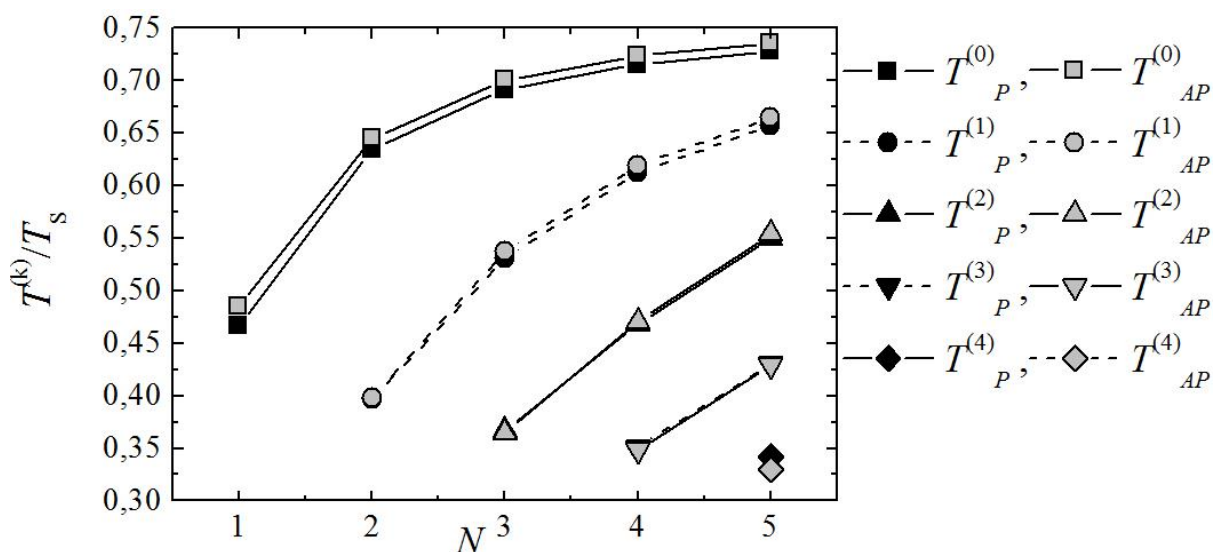


Рис. 1. Зависимость собственных значений температуры от количества бислоев регулярной S/F структуры с толщинами  $d_S = 4,7 \xi_S$ ,  $d_F = 0,35 \xi_S$  при параллельных (темные символы) и антипараллельных (серые символы) осях квантования спина в соседних F-слоях

Как видно из рис. 1, разность между температурами  $T^{(k)}_{AP}$  и  $T^{(k)}_P$  почти не зависит от количества бислоев и составляет примерно  $0,01T_s$  (около 0,1 К); для остальных  $T^{(k)}$  эффект переключения практически отсутствует. Как показывает расчет, то же самое имеет место и для  $d_F > d_F^*$ .

Далее, приведем результаты расчета критических температур квазипериодических структур,  $N \times (F/S/F)$ , с толщинами S-слоев  $d_S = 3,7\xi_S$ . Как было сказано выше, в этом случае сверхпроводимость в структуре  $N \times (F\uparrow/S/F\uparrow)$  исчезает при  $d_F > d_{F,max}$ . Между тем, при перевороте вектора  $\mathbf{M}_n$  в одном или в нескольких F-слоях сверхпроводящее состояние существует для более широкого интервала толщин F-слоев, либо полностью восстанавливается (для структур  $F\uparrow/S/F\downarrow$ ,  $S/F\uparrow/F\downarrow$ , как было показано в работах [3–5, 7]). В частности, 3-слойная структура  $F\uparrow/S/F\downarrow$  является сверхпроводящей при толщинах F-слоев до  $0,75\xi_S > d_{F,max}$ , а также, при  $d_F > 1,4\xi_S$ ; для 5-слойной структуры  $F\downarrow/S/F\uparrow/S/F\downarrow$  ветвь  $T_{c0}(d_F)$  зависимости  $T_c(d_F)$  сменяется в точке кроссовера  $d_F^* \approx 0,72\xi_S$  ветвью  $T_{c\pi}(d_F)$ ; для конфигурации осей  $\uparrow\downarrow$  той же структуры  $F/S/F/S/F$  функция  $T_c(d_F)$  является всюду гладкой (см. рис. 2).

Из рис. 2 видно (см. также вставку к рисунку), что наиболее приемлемым для реализации переключателя на 5-слойной структуре является диапазон толщин  $d_F \sim (0,5-1,4)\xi_S$ . На рис. 3 показана зависимость критических температур квазипериодической структуры от количества бислоев для всевозможных сочетаний направлений осей  $\mathbf{M}_n$  при двух значениях толщин из этого диапазона,  $d_F = 0,5\xi_S$  и  $1,2\xi_S$ .

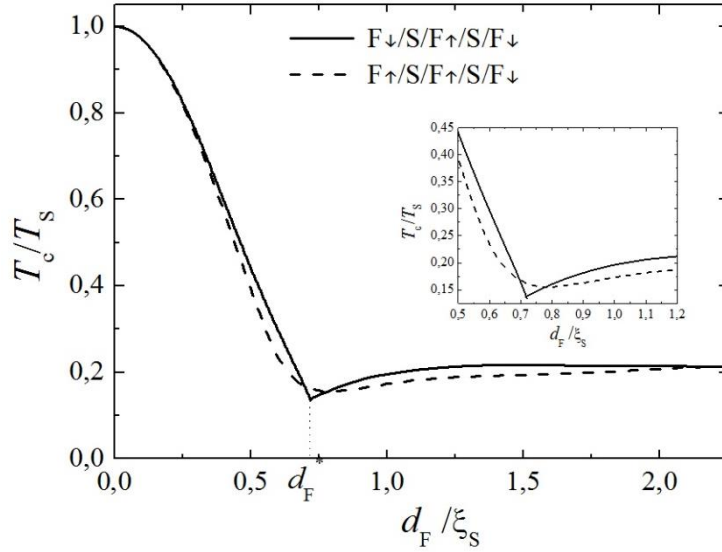


Рис. 2. Критические температуры S/F структур  $2 \times (F/S/F)$  с толщинами S-слоев  $d_S = 3,67 \xi_S$  в зависимости от толщины внутренних F-слоев при двух возможных сочетаниях направлений осей квантования спина в F-слоях. На вставке: участок зависимости  $T_c(d_F)$  с хорошо выраженным эффектом переключения

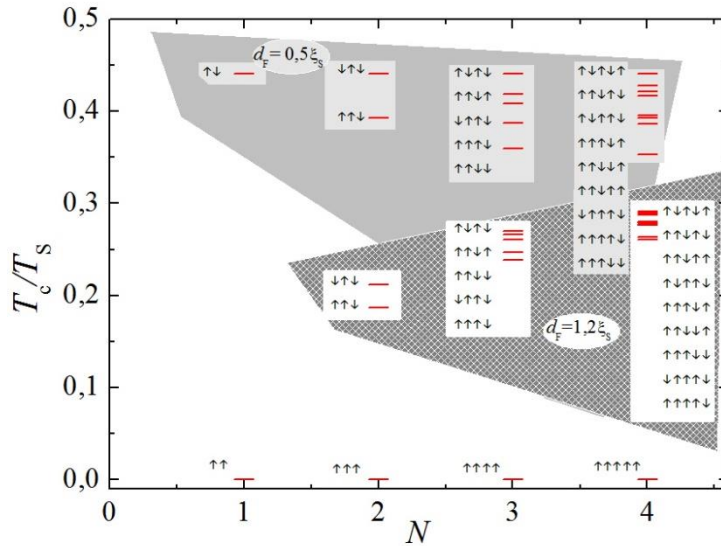


Рис. 3. Критические температуры квазипериодической S/F структуры с толщинами S-слоев  $d_S = 3,67 \xi_S$  и толщинами внутренних F-слоев  $d_F = 0,5 \xi_S$  и  $d_F = 1,2 \xi_S$  при различных сочетаниях направлений осей квантования спина в F-слоях

Из рис. 3 видим, что наибольшим критическим температурам соответствуют, как и в случае регулярных структур, антипараллельные  $M_n$ . При этом, для  $d_F = 0,5 \xi_S$  значение  $T_{c,AP}(N)$  ( $0,44 T_S \sim 4$  K) не зависит от количества бислоев, для  $d_F = 1,2 \xi_S$  наибольшая критическая температура монотонно возрастает, достигая асимптотического значения порядка  $0,3 T_S$ . Полагаем, что конфигурация  $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\dots$  технологически может быть реализована в трехслойной F/S/F и пятислойной F/S/F/S/F структурах. Таким образом, для бислойной структуры имеем известные два состояния переключателя,  $\uparrow\downarrow$  ( $T_c \neq 0$ ) и  $\uparrow\uparrow$  ( $T_c = 0$ ), для 2-бислойной – три:  $\downarrow\uparrow\downarrow$  ( $T_c = 0,44 T_S$  при  $d_F = 0,5 \xi_S$  и  $T_c = 0,21 T_S$  при  $d_F = 1,2 \xi_S$ ),  $\uparrow\uparrow\downarrow$  ( $T_c = 0,39 T_S$  при  $d_F = 0,5 \xi_S$  и  $T_c = 0,19 T_S$  при  $d_F = 1,2 \xi_S$ ),  $\uparrow\uparrow\uparrow$  ( $T_c = 0$ ). В 3-бислойной структуре (6 формальных состояний переключателя) реализуемые состояния –  $\downarrow\uparrow\downarrow$ ,  $\uparrow\uparrow\downarrow$  и  $\uparrow\uparrow\uparrow$  – обладают критическими температурами, соответственно,  $0,41 T_S$  ( $0,25 T_S$ )  $0,39 T_S$  ( $0,24 T_S$ ) и 0 при  $d_F = 0,5 \xi_S$  ( $1,2 \xi_S$ ) и т. д. Обратим внимание на то, что эффект переключения между состояниями с ненулевыми критическими температурами для 2- и 3-бислойных структур при толщине  $d_F = 0,5 \xi_S$

составляет  $0,05T_S \sim 0,45$  К и  $0,02T_S \sim 0,18$  К, т.е. не является слабым, однако, с увеличением количества бислоев он исчезает, что иллюстрируется рис. 4.

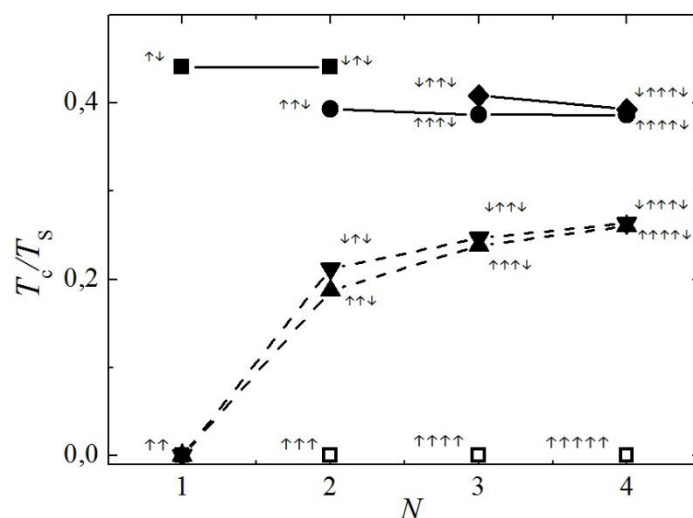


Рис. 4. Критические температуры квазипериодической S/F структуры с толщинами S-слоев  $d_S = 3,67 \xi_S$  и толщинами F-слоев  $d_F = 0,5 \xi_S$  (символы, соединенные сплошной линией) и  $d_F = 1,2 \xi_S$  (символы, соединенные штриховой линией) при реализуемых сочетаниях направлений осей квантования спина в F-слоях

В [6] было показано, что на языке функций состояния эффект переключения в трехслойной зеркально-симметричной структуре F/S/F можно трактовать как изменение симметрии конденсатной волновой функции: при перевороте оси квантования спина ее действительная часть остается симметричной, мнимая часть преобразуется в антисимметричную. То же самое имеет место и для многослойных структур: мнимая часть функции состояния обладает нулем в  $n$ -м S-слое, если он заключен между двумя F-слоями с антипараллельными векторами  $\mathbf{M}_n, \mathbf{M}_{n-1}$ . Для иллюстрации на рис. 5 приведены графики узделевских функций Грина, рассчитанных в одномодовом приближении для двух (3- и 4-бислоевой) квазипериодических структур с чередующимися направлениями  $\mathbf{M}_n$  – при толщине внутреннего F-слоя  $d_F = 0,5 \xi_S$  (рис. 5, а) и  $d_F = 1,2 \xi_S$  (рис. 5, б). Первый из графиков соответствует 0-состоянию обычной S/F структуры, второй –  $\pi$ -состоянию.

Амплитудный эффект вращения оси квантования спина отражают графики функций состояния с конфигурациями осей  $\uparrow\uparrow\downarrow$  (рис. 6, а),  $\downarrow\uparrow\downarrow$  (рис. 6, б), рассчитанные для 3-бислоевой структуры при  $d_F = 0,5 \xi_S$ . Из рис. 6 видно, что сверхпроводящий конденсат перераспределяется в S-слой, заключенный между F-слоями с антипараллельными векторами  $\mathbf{M}_n$ . Это хорошо согласуется с физической трактовкой эффекта переключения, которая дана в работе [3].

Обратим далее внимание на необычный характер перехода от 0 к  $\pi$ -состоянию в структурах с асимметричными конфигурациями направлений  $\mathbf{M}_n$ . В соответствии с рис. 2 критическая температура 5-слойной структуры  $F\uparrow/S/F\uparrow/S/F\downarrow$  как функция  $d_F$  определяется непрерывной гладкой кривой, имеющей ту же форму, что и характеристика  $T_c(d_F)$  бислоевой S/F структуры. В частности, минимум функции  $T_c(d_F)$  находится примерно в точке  $d_F^* \sim \zeta_F$ . Как раз при такой толщине F-слоя функция состояния S/F структуры приобретает узел. То же самое имеет место и в рассматриваемом случае. На рис. 7 показаны функции состояний структуры  $F\uparrow/S/F\uparrow/S/F\downarrow$  при малых толщинах F-слоев,  $d_F < d_F^*$  (рис. 7, а),  $d_F \geq d_F^*$  (рис. 7, б), и при больших толщинах  $d_F$  (рис. 7, в). В первом случае имеем 0-состояние, во втором и третьем –  $\pi$ -состояние. В целом, при движении вдоль кривой  $T_c(d_F)$ , переход от 0 к  $\pi$ -состоянию совершается плавно. Как видно из рис. 7, в, при большой толщине F-слоев сверхпроводящий конденсат почти полностью сосредоточен в S-слое, который находится между F-слоями с антипараллельными векторами  $\mathbf{M}_n$ .

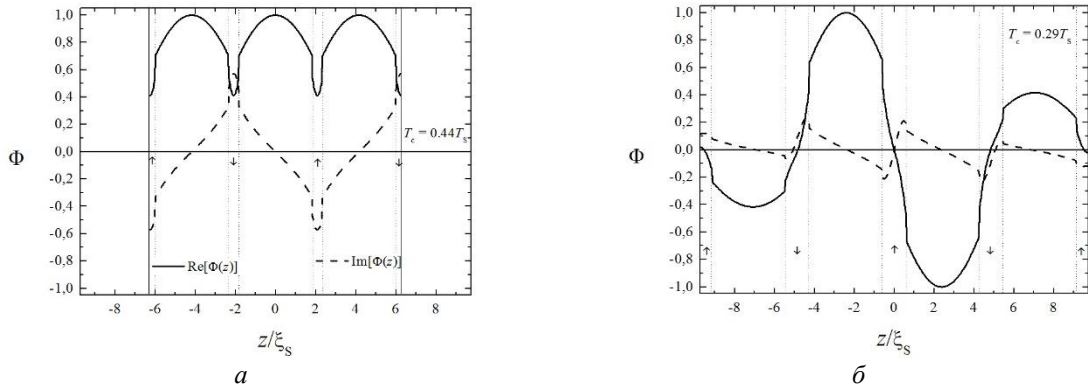


Рис. 5. Функции состояния структуры  $3 \times (F/S/F)$  с толщинами внутренних F-слоев  $d_F = 0,5 \xi_S$  (а) и структуры  $4 \times (F/S/F)$  с толщинами внутренних F-слоев  $d_F = 1,2 \xi_S$  (б) при чередующихся направлениях осей квантования спина. Толщины S-слоев –  $d_S = 3,67 \xi_S$

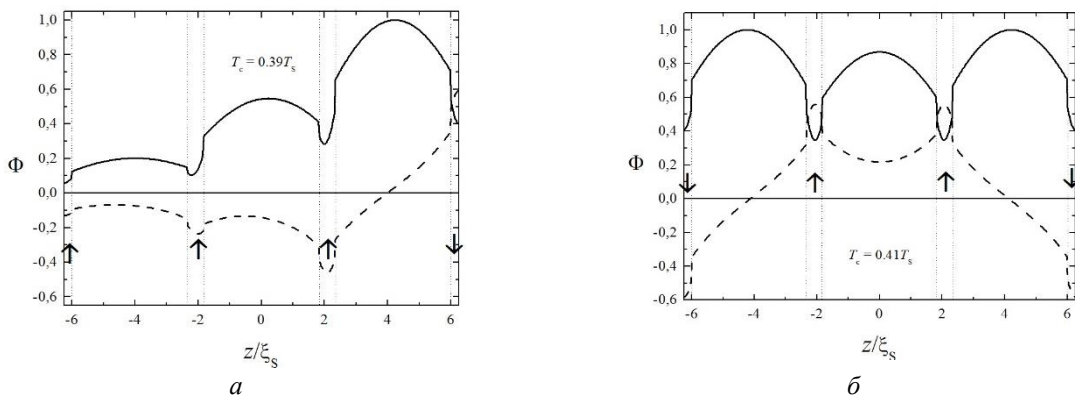


Рис. 6. Функции состояния структуры  $3 \times (F/S/F)$  с толщинами внутренних F-слоев  $d_F = 0,5 \xi_S$  для двух конфигураций направлений осей квантования спина. Толщины S-слоев –  $d_S = 3,67 \xi_S$

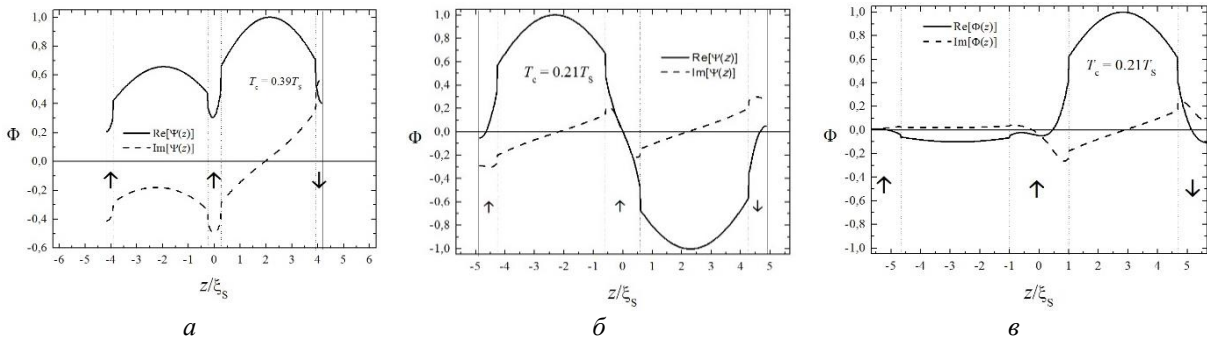


Рис. 7. Функции состояния структуры  $F \uparrow / S / F \uparrow / S / F \downarrow$  при трех значениях толщин F-слоев и толщинах S-слоев  $d_S = 3,67 \xi_S$

### Заключение

На основе уравнений диффузионного предела микроскопической теории рассчитаны собственные температуры и собственные функции состояний сверхпроводимости регулярных и квазипериодических S/F структур при различных сочетаниях направлений осей квантования спина,  $M_n$ , параллельных или антипараллельных фиксированному направлению  $M$ . Установлен эффект перераспределения сверхпроводящего конденсата в S-слои, заключенные между F-слоями с противоположно направленными векторами  $M_n$ .

Автор признателен проф. Прищепе С.Л. и Федоровой Е.Л. за полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках задания 1.12.6 ГПНИ «Энергоэффективность».

# STATES OF THE SPIN SWITCHES ON THE BASE OF SUPERCONDUCTOR/FERROMAGNET MULTILAYERED STRUCTURES

V.N. KUSHNIR

## Abstract

The critical temperatures and wave functions of superconducting critical states in the superconductor/ferromagnet structures have investigated on the base of Usadel equation formalism for full configuration sets of spin quantization axes parallel or opposite to the fixed direction. The overturn effect of quantization axes on the critical state amplitude and phase characteristics has established.

## Список литературы

1. *Buzdin A. I.* // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77. P. 935.
2. *Кушнир В.Н., Прищеп С.Л.* // Вест. Фонда фундамент. исслед. 2011. № 1/11. С. 101.
3. *Tagirov L.R.* // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 2058.
4. *Buzdin A.I., Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V.* // Europhys. Lett. 1999. Vol. 48. P. 686.
5. *Фоминов Я.В., Голубов А.А., Карминская Т.Ю. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 329.
6. *Кушнир В.Н.* Сверхпроводимость слоистых структур. Минск, 2010.
7. *Фоминов Я.В., Голубов А.А., Куприянов М. Ю.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 609.
8. *Khusainov M.G., Proshin Yu. N.* // Phys. Rev B. 1997. Vol. 56. P. R14283
9. *Tagirov L.R.* // Physica C. 1998. Vol. 307. P. 145.
10. *Кушнир В.Н.* // Докл. БГУИР. 2007. Т. 5, № 4. С. 48.
11. *Кушнир В.Н., Куприянов М. Ю.* // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 93. С. 597.
12. *Usadel K.* // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. P. 507.
13. *Куприянов М.Ю., В.Ф. Лукичев* // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. С. 139.
14. *Mancusi D., Plyina E.A., Kushnir V.N. et al.* // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110. P. 113904.