

УДК 538.945

DOI: 10.31040/2222-8349-2021-0-1-10-16

## ПОДАВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ

© Т. Карабасов, А.С. Васенко

Материалы, обладающие сильным спин-орбитальным взаимодействием, вызывают большой интерес последние несколько лет, в частности, в активно развивающейся области квантовых вычислений. Таковым материалом, например, является топологический изолятор. Топологический изолятор имеет высокую проводимость поверхности, в то время как в объеме проявляет свойства изолятора, что является чисто феноменологическим определением такой материи. Сверхпроводящие гибридные структуры также являются многообещающей элементной базой для квантовых вычислений и спинтроники. В работе рассматриваются гибридные наноструктуры типа сверхпроводник/ферромагнетик/сверхпроводник (S/F/S) и сверхпроводник/топологический изолятор/сверхпроводник (S/TI/S), где на поверхности топологического изолятора наведена однородная намагниченность. Изучается поведение критической температуры сверхпроводящего слоя  $T_c$  в зависимости от различных параметров систем, в частности, зависимость  $T_c$  от толщины слоя  $d_n$  топологического изолятора TI (или ферромагнитного слоя  $F$ ). Для решения данной задачи применяется формализм квазиклассических функций Грина. В модели предполагается диффузионный режим, который справедлив, когда длина свободного пробега электрона много меньше характерного размера системы. Такой предел, как правило, легче выполнить, поскольку обычно изготавливаемые структуры имеют примеси. Для решения задачи самосогласования сверхпроводящей энергетической щели  $\Delta$  было использовано одномодовое приближение. В качестве результатов вычислений представлены кривые поведения критической температуры в рассматриваемых системах. Показано, что в то время как критическая температура демонстрирует немонотонное поведение и может совершать осцилляции из-за фазовых  $0-\pi$  переходов в S/F/S структурах, в S/TI/S температура сверхпроводящего перехода показывает тривиальное поведение, характеризующееся монотонным затуханием.

Ключевые слова: сверхпроводимость, критическая температура, гибридные структуры, ферромагнетизм, топологический изолятор.

**Введение.** Эффект близости в сверхпроводящих слоистых структурах может приводить к различным явлениям, происходящим вблизи границы раздела. Например, критическая температура ( $T_c$ ) ведет себя немонотонно как функция различных параметров системы в S/F (S – сверхпроводник, F – ферромагнитный слой) бислоях с однородным обменным полем [1] и многослойных спиновых S/F вентилях с отличающейся по направлению намагниченностью в F-слоях [2]. В частности, критическая температура демонстрирует возвратное поведение в определенном диапазоне параметров, который хорошо изучен с помощью квазиклассических уравнений [1]. Такое поведение возникает из-за осцилляций волновой функции куперовских пар, что на самом деле может также

приводить к таким эффектам, как осцилляции джозефсоновского критического тока [3] и плотности состояний [4] в многослойных S/F переходах.

Теоретически предсказанные и недавно экспериментально обнаруженные трехмерные топологические изоляторы, характеризующиеся проводящими поверхностными состояниями с линейной дисперсией и энергетической щелью в объеме, являются интереснейшим объектом для исследований [5]. Целью данной работы является количественное исследование критической температуры в гибридной S/F/S и S/TI/S структуре (TI – топологический изолятор) как функции ее параметров с использованием подхода квазиклассических функций Грина.

КАРАБАСОВ Тайржан, Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», e-mail: tkarabasov@hse.ru  
ВАСЕНКО Андрей Сергеевич – Ph.D., Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», e-mail: avasenko@hse.ru

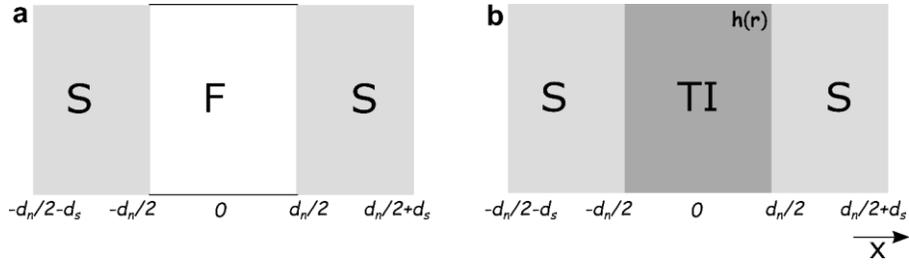


Рис. 1. Схематическая геометрия гибридных структур: *a* – гибридная симметричная S/F/S система; *b* – гибридная S/TI/S структура с наведенной намагниченностью  $h$  в TI слое.  $d_s$  – толщина одного сверхпроводящего слоя, а  $d_n$  – толщина прилежащего слоя F (TI)

**Уравнения и модель.** Для расчета критической температуры  $T_c$  ( $d_n$ ) этой структуры мы предполагаем диффузионный предел, когда длина упругого рассеяния  $l$  намного меньше, чем длина когерентности  $\xi$  и используем систему линеаризованных уравнений Узаделя для слоев S и TI [3]. Мы проводим вычисления в пределе слабого эффекта близости, полагая что нормальная функция Грина  $g = \text{sgn}\omega_n$ . Такой предел реализуем экспериментально и легко выполняется в окрестности критической температуры  $T_c$  или в гибридных структурах с малой прозрачностью границ раздела. Уравнение Узаделя для аномальной функции Грина  $F_s$  в сверхпроводящем S слое принимает следующий вид:

$$\xi_s^2 \pi T_{cs} \frac{\partial^2 F_s}{\partial x^2} - |\omega_n| F_s + \Delta = 0. \quad (1)$$

Уравнение в ферромагнитном слое для функции  $F_f$  имеет вид:

$$\xi_n^2 \pi T_{cs} \frac{\partial^2 F_f}{\partial x^2} - (|\omega_n| + iE_{ex} \text{sgn} \omega_n) F_f = 0. \quad (2)$$

В TI слое мы рассматриваем уравнение Узаделя для аномальной функции  $F_t$ ,

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} - \frac{2i}{\alpha} h_y \right)^2 F_t - \frac{4h_x^2}{\alpha^2} F_t = \frac{|\omega_n|}{\xi_n^2 \pi T_{cs}} F_t, \quad (3)$$

где  $\xi_s = \sqrt{D_s / 2\pi T_{cs}}$ ,  $\xi_n = \sqrt{D_n / 2\pi T_{cs}}$  и

$\omega_n = 2\pi T \left( 2n + \frac{1}{2} \right)$  – Матцубаровские частоты с  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ .  $D_{s(n)}$  – коэффициент диффузии в сверхпроводнике (контактном материале), а  $T_{cs}$  – критическая температура сверхпроводника в отсутствие прилежащего слоя.  $E_{ex}$  – обменное поле в ферромагнитном слое F,  $h_x$  и  $h_y$  – компоненты наведенной намагниченности на поверхности TI.

А также уравнение самосогласования для сверхпроводящей щели  $\Delta$  [3]

$$\Delta \ln \frac{T_{cs}}{T} = \pi T \sum_{\omega_n} \left( \frac{\Delta}{|\omega_n|} - F_s \right). \quad (4)$$

Система уравнений выше должна быть дополнена соответствующими граничными условиями. Такими условиями являются граничные условия Куприянова–Лукичева:

$$\xi_s \nabla_x F_s(\pm d_n/2) = \gamma \xi_n \nabla_{f(t)} F_{f(t)}(\pm d_n/2) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \xi_n \gamma_b \nabla_{f(t)} F_{f(t)}(\pm d_n/2) = \\ = \pm F_s(\pm d_n/2) \mp F_{f(t)}(\pm d_n/2), \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\nabla_x = \partial/\partial x$ ,  $\nabla_f = \partial/\partial x$ ,  $\nabla_t = \partial/\partial x - 2ih_y/\alpha$ , приняты для сокращения, то есть оператор  $\nabla_f$  имеет место, когда в контакте со сверхпроводником находится ферромагнетик (рис. 1, *a*), а  $\nabla_t$  – в контакте находится топологический изолятор с наведенной намагниченностью в плоскости (рис. 1, *b*). Параметр  $\gamma_B = R_b \sigma_n / \xi_n$  характеризует прозрачность интерфейса, представляет собой отношение сопротивления на единицу площади поверхности туннельного барьера к удельному сопротивлению контактного слоя [3]. В уравнении (6) безразмерный параметр  $\gamma = \xi_s \sigma_n / \xi_n \sigma_s$  определяет степень подавления сверхпроводимости в S слое вблизи интерфейса (обратный эффект близости). Подавление не происходит для  $\gamma = 0$ , в то время как корреляции сильно подавлены при  $\gamma \ll 1$ . Также  $\sigma_{s(n)}$  – нормальная проводимость слоя S (Контактного F или TI слоя). Эти граничные условия также должны быть дополнены условиями на краях ( $x = -d_n$  и  $x = +d_n$ )

$$\nabla_x F_s(\pm d_s \pm d_n/2) = 0. \quad (7)$$

Эти граничные условия устанавливают нулевой ток через гибридную структуру.

В S/TI/S структуре решение в топологическом изоляторе с наведенной магнетизацией можно выписать в виде:

$$F_t = C_t(\omega_n) \cosh(k_t x) \exp\left(\frac{i2h_y}{\alpha} x\right), \quad (8)$$

где волновой вектор

$$k_t = \frac{1}{\xi_n} \sqrt{\frac{|\omega_n|}{\pi T_{cs}} + \xi_n^2 \frac{4h_y^2}{\alpha^2}}. \quad (9)$$

Анализируя вид решения в ПИ слое, можно отметить, что искомая функция не осциллирует в топологическом изоляторе, поскольку волновой вектор не является комплексной величиной, а экспоненциальный множитель вносит лишь сдвиг по фазе и сокращается при подстановке в граничные условия.

Теперь рассмотрим вид решения в S/F/S структуре. Решение уравнения в F области зависит от фазы (0 или  $\pi$ ) структуры [3]:

$$F_f^0 = C_f(\omega_n) \cosh(k_f x), \quad (10)$$

где волновой вектор имеет вид

$$k_f = \frac{1}{\xi_n} \sqrt{\frac{|\omega_n| + iE_{ex} \operatorname{sgn} \omega_n}{\pi T_{cs}}}. \quad (11)$$

В данном случае волновой вектор является комплексным, поэтому волновая функция куперовских пар осциллирует в F области и при определенной координате  $x$  может поменять знак на противоположный. В таком случае в системе реализуется энергетически более выгодное состояние с разностью фаз, равной  $\pi$  между двумя сверхпроводящими берегами. Решение принимает следующий антисимметричный относительно начала координат вид:

$$F_f^\pi = C_f(\omega_n) \sinh(k_f x). \quad (12)$$

Коэффициенты  $C_{f(t)}(\omega_n)$  в выражениях (8), (10) и (12) являются коэффициентами интегрирования и находятся из граничных условий.

Далее необходимо выполнить подстановки решений в граничные условия и серию простых преобразований, а также получить граничные условия в действительной форме. Для этого воспользуемся следующим соотношением  $F_s^\pm = F_s(\omega_n) \pm F_s(-\omega_n)$ . Согласно уравнениям Узалея (1), имеет место соотношение симметрии  $F(-\omega_n) = F^*(\omega_n)$ , из которого следует, что  $F_s^+$  действительная, в то время как  $F_s^-$  мнимая функция. Поэтому мы можем учесть только положительные частоты Матцубары и выразить самосогласованное уравнение через функцию  $F_s^+$ . Уравнение (3) преобразовывается к виду:

$$\Delta \ln \frac{T_{cs}}{T} = \pi T \sum_{\omega_n} \left( \frac{2\Delta}{\omega_n} - F_s^+ \right). \quad (13)$$

Финальные граничные условия для S/F/S структуры принимают вид:

$$\frac{\partial F_s^+(\pm d_s \pm d_n/2)}{\partial x} = 0 \quad (14)$$

$$\xi_s \frac{\partial F_s^+(\pm d_n/2)}{\partial x} = W^{0,\pi}(\omega_n) F_s^+(\pm d_n/2), \quad (15)$$

где

$$W^{0,\pi}(\omega_n) = \gamma \frac{A_s(\gamma_B + \operatorname{Re} B_f^{0,\pi}) + \gamma}{A_s |\gamma_B + B_f^{0,\pi}|^2 + \gamma(\gamma_B + \operatorname{Re} B_f^{0,\pi})},$$

$$A_s = k_s \xi_s \tanh(k_s d_s), \quad k_s = \frac{1}{\xi_s} \sqrt{\frac{\omega_n}{\pi T_{cs}}},$$

$$B_f^0 = [k \xi_n \tanh(k d_n / 2)]^{-1},$$

$$B_f^\pi = [k \xi_n \coth(k d_n / 2)]^{-1}.$$

Для F слоя волновой вектор имеет вид (11), а для ПИ слоя задается выражением (9). Уравнение Узалея в S слое имеет один и тот же вид для двух структур:

$$\xi_s^2 \pi T_{cs} \frac{d^2 F_s^+}{dx^2} - \omega_n F_s^+ + 2\Delta = 0. \quad (16)$$

Уравнения (13)–(16) будут использованы для расчета зависимости критической температуры от толщины ферромагнитного слоя и других параметров системы. В общем случае решение находится численными методами. Для качественного описания поведения критической температуры достаточно ограничиться одномоновым приближением для функции  $F_s^+$  [3].

Уравнение (13) принимает вид

$$\ln \frac{T_{cs}}{T_c} = \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{\Omega^2 T_{cs}}{2 T_c}\right) - \psi\left(\frac{1}{2}\right), \quad (18)$$

где  $\psi$  – дигамма функция, и  $\Omega$  может быть найдено из уравнения, полученного из граничного условия (15),

$$\Omega \tan\left(\Omega \frac{d_s}{\xi_s}\right) = W^{0,\pi}(\omega_n). \quad (19)$$

Критическая температура определяется уравнениями (18) и (19).

**Результаты.** Для вычисления зависимости критической температуры от различных параметров системы, мы зафиксировали некоторые параметры на определенные значения. Пара-

метр, определяющий величину эффекта близости на границе  $\gamma = 0.15$ . Длины когерентности мы принимаем  $\xi_s = \xi_n = \xi$ . Толщину сверхпроводящего слоя принимаем  $d_s = 1.2\xi$ . Во всех расчетах, критическая температура  $T_c$  и другие энергетические характеристики нормированы на произведение  $\pi T_{cs}$ , а толщины слоев нормированы на длину когерентности  $\xi$ .

Чтобы полностью описать поведение критической температуры в S/F/S системах, мы вычисляем зависимости  $T_c(d_n)$  как в фазовом 0 состоянии, так и в  $\pi$  состоянии и отображаем их на одном графике, см. рис. 2. Обе зависимости (0-state и  $\pi$ -state) рассчитываются для одного и того же набора параметров, упомянутых выше. В S/F/S структурах физически реализуется состояние с большей  $T_c$ , то есть сначала критическая температура уменьшается при увеличении  $d_n$  (сплошная линия), затем при  $d_n \approx 0.75\xi$  происходит 0– $\pi$  переход, поскольку такое антисимметричное решение при данных параметрах (штриховая линия) дает большую температуру и структура переходит в состояние, в котором разность фаз между сверхпроводящими берегами составляет  $\pi$ . При дальнейшем увеличении  $d_n$  можно увидеть  $\pi$ –0 переход, при котором структура переключается обратно в фазовое 0 состояние. Второй фазовый переход можно увидеть на рис. 2, а при  $\gamma_b = 0.078$ . Видно, что  $T_c(d_n)$  демонстрирует затухающие осцилляции по мере увеличения толщины F слоя. Стоит отметить, что с увеличением  $d_n$  критическая температура выходит на насыщение при некоторых значениях толщины, при этом  $T_c$  насыщения становится больше для менее прозрачных S/F интерфейсов, поскольку конечное сопротивление на границе препятствует разрушению сверх-

проводящих корреляций в S слое. Это можно заметить, сравнив зависимости на рис. 2, а и b. По этой же причине амплитуда осцилляций критической температуры уменьшается с увеличением  $\gamma_b$ . В случае S/F-бислоев зависимость  $T_c(d_n)$  описывается только кривой состояния 0, и переходы 0– $\pi$  невозможны, поскольку в такой конфигурации отсутствует второй сверхпроводящий берег. Тем не менее наличие ненулевого обменного поля приводит к немонотонной зависимости  $T_c(d_n)$  в S/F-бислоях.

Другой интересной для исследования зависимостью является зависимость критической температуры от обменного поля  $E_{ex}$  в F слое. На рис. 3 проиллюстрированы кривые  $T_c(E_{ex})$ , рассчитанные при различных значениях параметра прозрачности  $\gamma_b$ . Графики построены для фиксированного значения толщины  $d_n = \xi$ . Как и на предыдущем рисунке, здесь на каждом графике отображены две линии, соответствующие 0 (сплошная) и  $\pi$  (штриховая) фазе. Из рисунка видно, что при полностью прозрачной границе раздела ( $\gamma_b = 0$  (a)), температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  постепенно затухает с увеличением обменного поля в ферромагнетике, что свидетельствует о нарастающем подавлении сверхпроводящих корреляций на границе. Однако при определенном поле  $E_{ex}$   $T_c$  совершает скачок до меньшего значения, переходя на кривую с решением, соответствующем  $\pi$  фазе (штриховая линия), поскольку системе энергетически выгодна реализация состояния с наибольшей критической температурой. Как уже отмечалось выше, если рассматривать S/F бислой без второго сверхпроводника, поведение  $T_c$  ограничилось бы только сплошной линией. Поэтому важно отметить, что когда в S/F

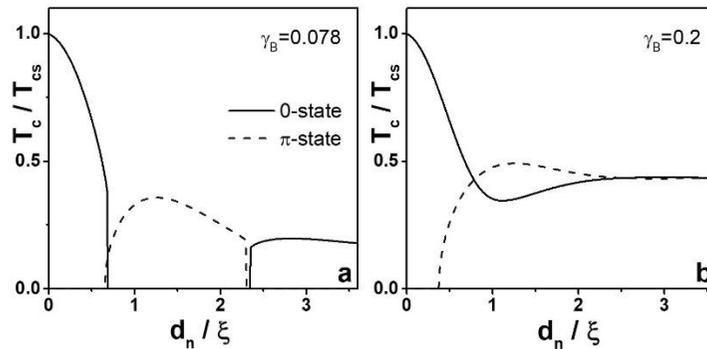


Рис. 2. Зависимости  $T_c(d_n)$  для S/F/S системы, показанной на рис. 1. Сплошные линии соответствуют фазовому 0 состоянию, штриховые –  $\pi$  состоянию. Толщина измеряется в  $\xi$ , а температура  $T_c$  нормирована критической температурой в отсутствие ферромагнетика  $T_{cs}$ . Кривые соответствуют различным значениям параметра  $\gamma_b$ . Обменное поле взято  $E_{ex} = 7\pi T_{cs}$

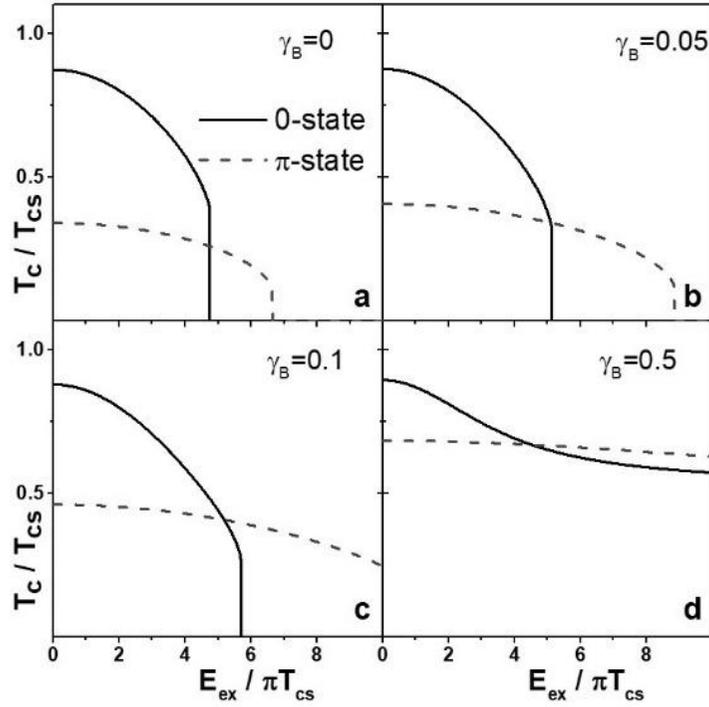


Рис. 3. Зависимости критической температуры  $T_c$  от обменного поля в  $F$  слое  $E_{ex}$  при фиксированной  $d_n = \xi$ . Кривые построены для разных значений параметра  $\gamma_B$ . Остальные параметры взяты такими же, как и на рис. 2

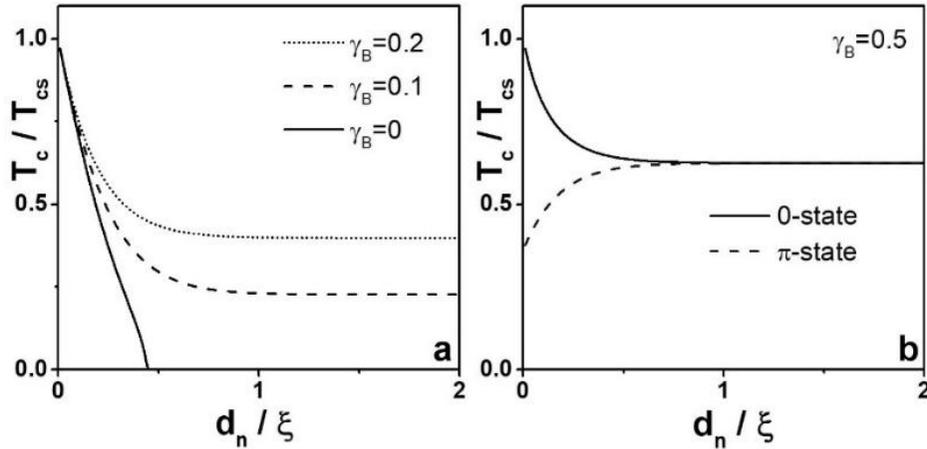


Рис. 4. Зависимости  $T_c(d_n)$  для S/TI/S системы, показанной на рис. 1,  $b$ . Параметр  $\xi h/\alpha=1.5$ . Остальные параметры взяты из рис. 2. На рис. (b) сплошная линия соответствует фазовому 0 состоянию, штриховая –  $\pi$  состоянию

структуре при аналогичных параметрах системы сверхпроводимость уже полностью подавлена, в трехслойной S/F/S системе сверхпроводимость все еще присутствует за счет перехода контакта в  $\pi$  состояние. Анализируя зависимости на рис. 3, можно прийти к выводу, что скачок критической температуры, связанный с 0– $\pi$  переходом, наиболее выражен для  $\gamma_B = 0$ . Более того, при последующем увеличении сопротивления на S/F границе (рис. 3,  $c$  и  $d$ ),  $T_c$  не падает

до нулевого значения, т.е. сверхпроводимость не подавлена полностью.

Теперь перейдем к изучению поведения критической температуры в S/TI/S структуре с наведенной однородной намагниченностью в плоскости  $\mathbf{h} = (h_x, h_y, 0)$  (рис. 1,  $b$ ). На рис. 4 показаны зависимости  $T_c$  от толщины TI слоя  $d_n$ , которые рассчитаны для разных значений  $\gamma_B$ . В данном случае понятие обменного поля  $E_{ex}$  не совсем корректно, вместо этого

имеет место величина, характеризующая силу наведенной намагниченности  $\mathbf{h}$ , состоящая из двух компонент  $h_x$  и  $h_y$ . В расчетах мы принимаем  $h_x = h_y = h$ . Удобно рассматривать параметр равный  $h/\alpha$ , поскольку именно в таком виде он входит в уравнение (3). На рис. 4 параметр  $\xi h/\alpha=1.5$ , а остальные значения параметров аналогичны тем, что на рис. 2. Из графических зависимостей (а) можно заметить, что критическая температура демонстрирует монотонное убывание с ростом толщины  $d_n$ . Такое тривиальное поведение объясняется связью между магнетизацией и направлением импульсов электронов на поверхности топологического изолятора [5].

Обратив внимание на волновой вектор (9), нетрудно заметить, что  $h_x$  вносит вклад в разрушение сверхпроводящих корреляций и подавляет критическую температуру  $T_c$  с длиной спада  $\xi = 1/\kappa \approx \min[\sqrt{2\omega_n/D}, \alpha/2h_x]$ . Однако составляющая намагниченности  $h_y$  не играет роли в разрушении сверхпроводимости, но вносит фазовый сдвиг в волновую функцию парных корреляций, который не оказывает количественного эффекта на  $T_c$ . Поэтому в такой системе осцилляций критической температуры не наблюдается (рис. 4, b).

**Заключение.** В работе было представлено теоретическое исследование критической температуры в S/F/S, а также S/TI/S структурах. Расчеты были основаны на квазиклассических уравнениях Узаледа для равновесных функций Грина с учетом спин-орбитального взаимодействия на поверхности топологического изолятора. Было показано, что в то время как в S/F/S структурах критическая температура демонстрирует немонотонное поведение вместе с  $0-\pi$  переходами, в S/TI/S системах температура сверхпроводящего перехода не совершает осцилляций и монотонно затухает с ростом толщины топологического изолятора  $d_n$ . Данные результаты важны для дальнейшего понимания базовых физических процессов и потенциальных будущих приложений гибридных систем сверхпроводник/ферромагнетик и сверхпроводник/топологический изолятор.

*Работа выполнена при поддержке проекта «Зеркальные лаборатории» Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» и Башкирского государственного педагогического университета им. М. Акмуллы.*

## Литература

1. Fominov Y.V., Chtchelkatchev N.M., Golubov A.A. Nonmonotonic critical temperature in superconductor/ferromagnet bilayers // *Physical Review B*. 2002. V. 66. P. 014507.
2. Fominov Y.V., Golubov A.A., Karminskaya T.Yu., Kupriyanov M.Yu., Deminov R.G., Tagirov L.R. Superconducting triplet spin valve // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. 2010. V. 91, № 6. P. 308–313.
3. Buzdin A. I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures // *Review of Modern Physics*. 2005. V. 77. P. 935–976.
4. Vasenko A.S., Kawabata S., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Lacroix C., Bergeret F.S., Hekking F.W.J. Current-voltage characteristics of tunnel Josephson junctions with a ferromagnetic interlayer // *Physical Review B*. 2011.V. 84. P 024524.
5. Hasan M.Z., Kane C.L. Colloquium: Topological insulators // *Review of Modern Physics*. 2010. V. 82. P. 3045–3067.

## References

1. Fominov Y.V., Chtchelkatchev N.M., Golubov A.A. Nonmonotonic critical temperature in superconductor/ferromagnet bilayers. *Physical Review B*, 2002, vol. 66, no. 014507.
2. Fominov Y.V., Golubov A.A., Karminskaya T.Yu., Kupriyanov M.Yu., Deminov R.G., Tagirov L.R. Superconducting triplet spin valve. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 2010, vol. 91, no. 6, pp. 308–313.
3. Buzdin A. I. Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures. *Review of Modern Physics*, 2005, vol. 77, pp. 935–976.
4. Vasenko A.S., Kawabata S., Golubov A.A., Kupriyanov M.Yu., Lacroix C., Bergeret F.S., Hekking F.W.J. Current-voltage characteristics of tunnel Josephson junctions with a ferromagnetic interlayer. *Physical Review B*, 2011, vol. 84, p. 024524.
5. Hasan M.Z., Kane C.L. Colloquium: Topological insulators. *Review of Modern Physics*, 2010, vol. 82, pp. 3045–3067.



## SUPPRESSION OF SUPERCONDUCTIVITY IN HYBRID STRUCTURES

© T. Karabasov, A.S. Vasenko

National Research Centre «Higher School of Economics»,  
34, ulitsa Tallinskaya, 123458, Moscow, Russian Federation

Materials that possess strong spin-orbit interaction have provoked great interest over the past few years, in particular, in the actively developing field of quantum calculations. A topological insulator is a good example of such a material. The topological insulator has high surface conductivity, whereas in the body it shows the properties of an insulator, this being a purely phenomenological definition of a substance. Superconducting hybrid structures also present a promising elemental basis for quantum calculations and spintronics. This paper considers hybrid nanostructures like superconductor/ ferromagnet/ superconductor (S/F/S) and superconductor/ topological insulator/ superconductor (S/TI/S), where a uniform magnetic field is imposed onto the surface of the topological insulator. The paper investigates the behaviour of critical temperature in the superconducting layer  $T_c$  depending on different parameters of the systems, in particular, the dependence of  $T_c$  on the thickness of the layer  $d_n$  in the topological insulator TI (or the ferromagnetic layer F). To solve the problem, we use the formalism of the quasiclassical Green's functions. The model assumes a diffusion mode, which holds true when the electron free path length is much less than the characteristic scale of the system. As a rule, such a limit is easier to be performed, since the commonly made structures have admixtures. To solve the problem on self-consistency of the superconducting energetic slot  $\Delta$  we use a unimode approximation. As the results of our calculations, we give curves of the critical temperature behaviour in the systems under consideration. It is demonstrated that while the critical temperature exhibits a nonmonotonic behaviour and can make oscillations because of phase  $0-\pi$  transitions in the S/F/S structures, in the S/TI/S structures the temperature of the superconducting transition exhibits a trivial behaviour characterized by the monotonic attenuation.

Key words: superconductivity, critical temperature, hybrid structures, ferromagnetism, topological insulator.