

**НЕОДНОРОДНЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СОСТОЯНИЯ
И ПРОЦЕССЫ ПЕРЕБРОСА
В НАНОСТРУКТУРАХ ФЕРРОМАГНЕТИК-СВЕРХПРОВОДНИК**

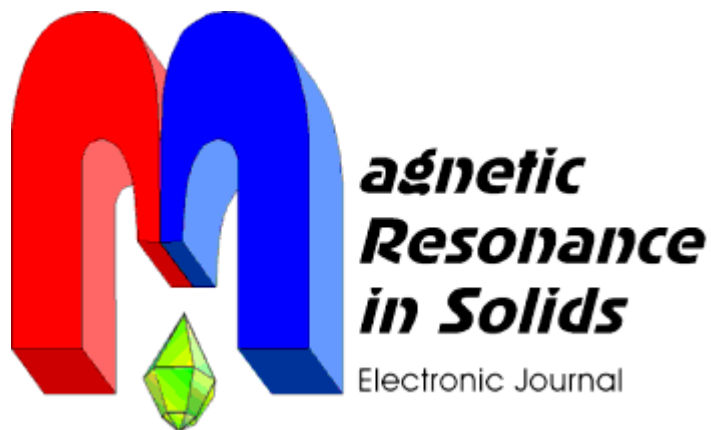
М.Г. Хусаинов

Казанский государственный университет, Казань
Казанский государственный технический университет, филиал «Восток», Чистополь

**NONUNIFORM SUPERCONDUCTING STATES
AND UMKLAPP PROCESSES
IN FERROMAGNET-SUPERCONDUCTOR NANOSTRUCTURES**

M.G. Khusainov

Kazan state university, Kazan, Russia
Kazan state technical university, branch "Vostok", Chistopol', Russia



*Volume 6, No. 1,
pages 103-118, 2004*

<http://mrsej.ksu.ru>

НЕОДНОРОДНЫЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СОСТОЯНИЯ И ПРОЦЕССЫ ПЕРЕБРОСА В НАНОСТРУКТУРАХ ФЕРРОМАГНЕТИК-СВЕРХПРОВОДНИК

М.Г. Хусаинов

Казанский государственный университет, Казань

Казанский государственный технический университет, филиал «Восток», Чистополь

Для слоистых структур ферромагнитный металл/сверхпроводник (FM/S) развита теория эффекта близости, учитывающая конкуренцию между одномерными (1D) и трехмерными (3D) реализациями состояния Ларкина-Овчинникова-Фулде-Феррелла (ЛОФФ). Сверхпроводимость в FM/S-системах оказывается суперпозицией БКШ-спаривания со знакопостоянной парной амплитудой в S-слоях и спаривания по механизму ЛОФФ с осциллирующей волновой функцией в FM-слоях. Показано, что немонотонное поведение критической температуры T_c в двухслойных контактах FM/S обусловлено колебаниями потока куперовских пар через S/FM-границу, вызванными каскадом фазовых переходов 3D-1D-3D. Появление новых 3D состояний ЛОФФ связано с включением 2D процессов переброса импульса пар вдоль FM/S-границы. Парная амплитуда таких неоднородных состояний осциллирует вдоль FM/S-границы, что приводит к сильному загущению ее поперечных 1D-осцилляций и к существенному сглаживанию зависимости T_c от толщины FM-слоя d_f . Для свехрешеток FM/S предсказаны новые π -магнитные 0π и $\pi\pi$ состояния ЛОФФ, обладающие, при определенных условиях, более высокой T_c , чем ранее известные 0-магнитные 00 и $\pi 0$ состояния ЛОФФ. Показано, что при толщине S-слоев d_s , меньшей порогового значения d_s^π немонотонное поведение T_c свехрешеток обязано каскаду фазовых переходов 3D(0π)-1D($\pi\pi$)-1D(0π). При $d_s > d_s^\pi$ природа осцилляций T_c связана с другой цепочкой переходов 3D(00)-1D($\pi 0$)-3D($\pi 0$). Получено хорошее количественное описание известных экспериментальных фазовых диаграмм.

NONUNIFORM SUPERCONDUCTING STATES AND UMKLAPP PROCESSES IN FERROMAGNET-SUPERCONDUCTOR NANOSTRUCTURES

M.G. Khusainov

Kazan state university, Kazan, Russia

Kazan state technical university, branch "Vostok", Chistopol', Russia

For the layered ferromagnetic metal/superconductor (FM/S) structures new boundary-value problem, which takes into account a competition between the one-dimensional (1D) and three-dimensional (3D) realizations of the Larkin-Ovchinnikov-Fulde-Ferrell states, is derived. Superconductivity in the FM/S structures proves to be a superposition of the BCS pairing with zero total momentum in the S layers and the FFLO pairing with nonzero pair momentum \mathbf{k} in the FM layers. It is shown that processes of transition and mutual transformation of the BCS and FFLO pairs at the FM/S boundary occur as the Umklapp processes during which the coherent pair momentum \mathbf{k} is conserved with exactness up to the reciprocal LOFF lattice vector \mathbf{G} . These Umklapp processes can occur both in normal (1D states) and in the tangent (3D states) directions with respect to the FM/S interface. It is found that nonmonotonic behavior of the critical temperature T_c in the FM/S bilayers is caused by the oscillations of the Cooper pairs flux through the S/FM boundary due to 3D-1D-3D phase transition cascade and switching between normal and tangent Umklapp processes. For the FM/S superlattices the existence of new π -magnetic 0π and $\pi\pi$ LOFF states, which at certain conditions can have a much higher T_c than earlier known 0-magnetic 00 and $\pi 0$ LOFF states, is discovered. The T_c nonmonotony in the FM/S superlattices may be due to the 3D(0π)-1D($\pi\pi$)-3D($\pi\pi$) phase transitions cascade at small S interlayer thickness or due to another chain of the 3D(00)-1D($\pi 0$)-3D($\pi 0$) transitions at larger S interlayer thickness.

1. Введение

Конкуренция сверхпроводящих и магнитных состояний в слоистых структурах ферромагнитный металл/сверхпроводник (FM/S) порождает ряд новых нетривиальных явлений, совместное наблюдение которых в однородных материалах зачастую попросту невозможно. Как свидетельствуют эксперименты [1-5], сосуществование сверхпроводимости и ферромагнетизма в мультислоях FM/S проявляется в качественно различном поведении зависимости критической температуры T_c от толщины ферромагнитных прослоек d_f для одних и тех же по составу структур FM/S. В частности, если в одних экспериментах со сверхрешетками Fe/V [1] и Gd/Nb [2] быстрое начальное понижение T_c с ростом d_f сменяется последующим выходом на плато, то в других экспериментах на этих же системах ([3] и [4,5] соответственно) выходу на плато предшествует осциллирующее поведение $T_c(d_f)$. Первые теоретические интерпретации немонотонного поведения $T_c(d_f)$ основывались на предсказанной в работах [6,7] смене типа сверхпроводимости с традиционного 0-фазного на π -фазный, где знак параметра порядка Δ при переходе через прослойки FM меняется на противоположный. Однако теории [6,7], ограниченные случаем высокой прозрачности FM/S-границы и крайне грязным пределом ферромагнитного металла, не позволяли с единых позиций описать два различных типа поведения зависимости $T_c(d_f)$. Более того, недавно было обнаружено, что немонотонное поведение $T_c(d_f)$ имеет место также в трехслойных структурах Fe/Nb/Fe [8,9] и Fe/Pb/Fe [10], где π -фазная сверхпроводимость в принципе невозможна. Последнее предполагало наличие нового механизма осцилляций критической температуры, не связанного с переходами между 0- и π -фазными сверхпроводящими состояниями. Поэтому нами [11-13] была разработана теория эффекта близости, свободная от перечисленных выше ограничений на прозрачность границы раздела FM/S и чистоту металлов FM и S. Природу осцилляций $T_c(d_f)$ мы связывали с колебаниями потока куперовских пар на FM/S-границе, возникающими в силу одномерных (1D) осцилляций парной амплитуды поперек FM-слоя, приводящих к квантовой связи между его границами. Это позволило не только объяснить причину качественного различия в поведении T_c в экспериментах [1-5,8-10], но и предсказать ряд новых эффектов, таких как ярко выраженные осцилляции $T_c(d_f)$ и периодически возвратная сверхпроводимость. Однако, за исключением двух сообщений [14,15] о затухающих осцилляциях $T_c(d_f)$ в сверхрешетках Co/Nb и Co/V, данные явления пока не нашли своего опытного подтверждения в последних экспериментах [16-21]. В то же время результаты этих экспериментов свидетельствуют о возможности широкого спектра других вариантов немонотонного поведения T_c с ростом d_f : от быстрого стремления к нулю в трислоях Fe/Pb/Fe [16] и сверхрешетках Ni/Nb [17], плавного выхода на константу в сверхрешетках $V_{1-x}Fe_x/V$ [18] до ступенчатого срыва на плато в бислоях Fe/Nb [19] и мультислоях Fe/Nb [20] или выхода на него через глубокий минимум в других трислоях Fe/Pb/Fe [10]. Кроме того, отметим первое наблюдение явления возвратной сверхпроводимости в трислоях Fe/V/Fe [21], возможность которого также предсказывалась в наших работах [11-13].

Заметим что, на опыте и для двухслойных и для мультислойных структур FM/S часто оказывается возможным лишь один локальный максимум в зависимости $T_c(d_f)$. Причина, на наш взгляд в том, что прежние теории [6,7,11-13], предсказывающие множественные осцилляции $T_c(d_f)$, пригодны лишь для квазиодномерных FM/S-систем, где пространственными изменениями парной амплитуды вдоль FM/S-границ можно пренебречь. Реальные же FM/S-системы, такие как Fe/V или Gd/Nb, которые исследуются в перечисленных выше экспериментах, являются трехмерными (3D). Поэтому в них необходимо учитывать пространственные вариации волновой функции пар не только поперек слоев FM и S, но и вдоль границ раздела FM/S.

Картина сверхпроводящего состояния в контакте чистых металлов FM и S такова, что в S-слое имеет место синглетное спаривание квазичастиц по механизму БКШ из состояний $(\mathbf{p}\uparrow, -\mathbf{p}\downarrow)$ с нулевым суммарным импульсом. Из-за эффекта близости и в меру прозрачности границы S/FM происходит импорт спаривательного взаимодействия из S-слоя в FM-слой на расстояния порядка температурной длины когерентности $\xi_{JT} = v_f/2\pi T$. Однако большое обменное расщепление Ферми-поверхности $2I \gg \pi T_c$ изменяет условия спаривания в ферромагнетике. В FM-слое спариваться будут квазичастицы из изоэнергетических состояний $(\mathbf{p}\uparrow, -\mathbf{p} + \mathbf{k}\downarrow)$ с отличными по абсолютной величине импульсами, где $k \approx 2I/v_f$ при $2I \ll E_f$, а E_f и v_f - фермиевские энергия и скорость, соответственно. Данное состояние известно как состояние Ларкина-Овчинникова-Фульде-Феррелла (ЛОФФ) [22,23]. Специфика состояния ЛОФФ с отличным от нуля когерентным 3D импульсом пар \mathbf{k} такова, что параметр порядка $\Delta(\mathbf{r})$ и парная амплитуда $F(\mathbf{r})$ в FM-слое являются периодическими функциями координат. Это означает [22,23], что пары ЛОФФ образуют «кристаллическую» решетку с размером элементарной ячейки $2\pi a_f$ ($a_f = k^{-1}$ - длина спиновой жесткости), а их волновая функция удовлетворяет теореме Блоха. Поэтому импульс пар \mathbf{k} в действительности является квазиимпульсом, определенным с точностью до вектора обратной решетки \mathbf{G} , модуль которого кратен ее периоду $g_0 = 1/a_f$. Таким образом, величина когерентного импульса пар k по сути определяет период обратной решетки ЛОФФ g_0 .

При $T < T_c$ в состоянии равновесия число пар БКШ в S-слое и число пар ЛОФФ в FM-слое в среднем постоянны. В силу зарядовой нейтральности всякий переход пары БКШ из S-слоя в FM-слой сопровождается обратным переходом пары ЛОФФ. С пересечением границы раздела FM/S обе пары распадаются, так как условия спаривания БКШ и ЛОФФ существенно различны. Однако, из-за постоянства числа пар, эти пары воссоздаются вновь, но уже из квазичастичных состояний, отвечающих изменившимся условиям спаривания. Приведенная картина не изменится, если считать, что через FM/S границу происходит обмен парами БКШ и ЛОФФ, который сопровождается их взаимным превращением друг в друга. При этом возникают закономерные вопросы. Что происходит с избыточным импульсом \mathbf{k} пар ЛОФФ, превращающихся в S-слое в пары БКШ? И, напротив, откуда у пар БКШ, превращающихся в пары ЛОФФ в FM-слое, появляется результирующий импульс \mathbf{k} ?

Ответ, на наш взгляд, прост: кристаллическая решетка пар ЛОФФ играет самую активную роль в процессах перехода и взаимного превращения пар БКШ и ЛОФФ на границе FM/S (см. рис. 1). Действительно пара ЛОФФ, уходя из FM-слоя в S-слой, отдает избыточный импульс \mathbf{k} решетке ЛОФФ и превращается в пару БКШ. Напротив, пара БКШ, переходя из S-слоя в FM-слой, приобретает у решетки ЛОФФ добавочный импульс \mathbf{k} и становится парой ЛОФФ. Таким образом, процессы перехода и взаимного превращения пар на FM/S-границе являются процессами рассеяния с перебросом, при которых квазиимпульс пар \mathbf{k} сохраняется с точностью до вектора обратной решетки ЛОФФ \mathbf{g} .

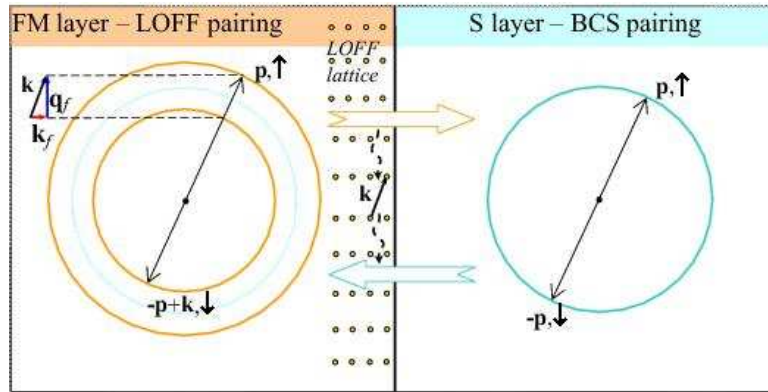


Рис. 1. Процессы переброса импульса при взаимном превращении пар ЛОФФ и БКШ на границе раздела FM/S

В плоском контакте FM/S между изотропным ферромагнетиком, занимающим область $-d_f < z < 0$, и сверхпроводником, занимающим область $0 < z < d_s$, парная амплитуда $F_f(\mathbf{p}, z)$, описывающая сверхпроводящие корреляции в FM-слое, должна удовлетворять условиям периодичности. Данные условия зависят от вида симметрии решетки пар ЛОФФ. Конкретный вид решетки ЛОФФ (полоса, куб, гексагональная структура и т.д.) при одном и том же значении k находится минимизацией свободной энергии, включающей более высокого порядка, чем $|\Delta(\mathbf{r})|^2$ (см. [22]). Дело в том, что состояние ЛОФФ бесконечно раз вырождено по направлению вектора \mathbf{k} [22,23]. В простейшем случае, если решетка ЛОФФ простая кубическая и наличие поверхности раздела FM/S ее не искажает, условия периодичности имеют вид $F_f(\mathbf{p} + \mathbf{a}, z) = F_f(\mathbf{p}, z + a) = F_f(\mathbf{p}, z)$, где $a = 2\pi a_f$ – период решетки ЛОФФ, а \mathbf{p} – двумерный радиус-вектор в x - y плоскости контакта FM/S. Далее считая, что $a_f \ll d_f \ll \xi_{ST}$, мы можем представить парную функцию в FM-слое в виде разложения Фурье по векторам обратной решетки ЛОФФ

$$F_f(\mathbf{p}, z) = \sum_{\mathbf{q}_f, k_f} F_f(\mathbf{q}_f, k_f) \exp(i\mathbf{q}_f \mathbf{p}) \cos k_f(z + d_f), \quad (1)$$

где $q_{f\alpha}$ и k_f – компоненты вектора обратной решетки \mathbf{G} , пробегаящие значения, кратные $(2\pi/a_f) = 1/a_f$, т.е. $q_{f\alpha} = m_{\alpha}/a_f$; $k_f = m_z/a_f$, а $m_{x,y,z}$ – целые числа. Ряд (1) записан в виде, учитывающем отсутствие потока пар ЛОФФ через внешнюю границу FM-слоя $z = -d_f$. С другой стороны, пренебрегая в (1) сильнозатухающими высшими гармониками ряда Фурье, из условия $q_f^2 + k_f^2 = k^2 = 1/a_f^2$ получаем простое правило отбора

$$m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1. \quad (2)$$

Из соотношения (2) следуют два возможных состояния или решетки ЛОФФ в контакте FM/S: одномерная (1D) с $q_f = 0$, $k_f = 1/a_f$ и двумерная (2D) с $q_f = 1/a_f$, $k_f = 0$. При этом, в силу изотропии FM/S-системы, в плоскости x - y нет выделенного направления и суммирование в (1) в 2D случае ведется по $m_{x,y} = 0, \pm 1$, удовлетворяющим условию $m_x^2 + m_y^2 = 1$. Физически понятно, что учет конкуренции между 1D и 2D состояниями ЛОФФ будет эквивалентен выбору вида (1D или 2D) решетки пар ЛОФФ при данных толщинах слоев FM и S путем минимизации свободной энергии системы.

Также из физических соображений ясно, что в S-слое, где обменное поле I и период обратной решетки ЛОФФ $g_0 = 1/a_f$ равны нулю, парная амплитуда $F_s(\mathbf{p}, z)$ не будет зависеть от \mathbf{p} , а будет описывать лишь убывание параметра порядка с приближением к границе раздела FM/S на расстояния z , меньшие $\xi_{ST} = v_s / 2\pi T$, т.е.

$$F_s(\mathbf{p}, z) = F_s(k_s) \cos k_s(z + d_s), \quad (3)$$

где $q_s = 0$. Связь между волновыми числами k_s и k_f , q_f должна определяться из краевой задачи, включающей дифференциальные уравнения на парные амплитуды $F_s(\mathbf{p}, z)$, $F_f(\mathbf{p}, z)$ и граничные условия на поверхности раздела $z = 0$.

До сих пор, начиная с пионерских работ Радовича [6] и Буздина [7] с соавторами, а затем и в статьях [11-13,10,18,24], считалось, что парная амплитуда $F(\mathbf{r})$ может изменяться только поперек слоев FM и S, т.е. вдоль оси z . Это соответствовало рассмотренному выше 1D состоянию с $q_f = 0$. Возможность реализации только лишь состояния 1D с $q_f = 0$ была обоснована в работе Демлера, Арнольда и Бисли [24] необходимостью выполнения закона сохранения для компоненты импульса пар в плоскости границы раздела FM/S. Эти авторы считали, что, поскольку импульс пар БКШ в S-слое равен нулю (а значит и $q_s = 0$), то и компонента импульса пар ЛОФФ вдоль FM/S границы должна быть равна нулю (т.е. $q_f = 0$). В грязном пределе такой подход с $q_s = q_f = 0$ приводит к 1D граничным условиям на поверхности раздела FM/S, выведенным нами ранее [13]. Однако, как мы вы-

яснили выше, импульс пар ЛОФФ в действительности является квазиимпульсом. Поэтому \mathbf{q}_f может сохраняться с точностью до вектора обратной решетки ЛОФФ, т.е. может принимать значения 0 и $1/a_f$. Таким образом, наряду с *поверхностными 1D состояниями*, имеют право на реализацию и *поверхностные 2D состояния* ЛОФФ.

Далее, имея в виду реальные дефектные материалы, коротко обсудим влияние примесного рассеяния на приведенную выше картину сверхпроводящего состояния в FM/S контакте. Рассеяние на немагнитных примесях с частотой τ_f^{-1} , которое не влияет на БКШ-спаривание с нулевым суммарным импульсом в S-слое, будет препятствовать возникновению пар ЛОФФ с $k \neq 0$ в FM-слое [25,26]. При этом поперечная компонента импульса пар k_f станет комплексной величиной с $\text{Re } k_f = 1/a_f$ - в 1D случае или 0 - в 2D случае, а $\text{Im } k_f \approx l_f^{-1}$ будет описывать неопределенность в значениях k , т.е. затухание и размытие решетки ЛОФФ в глубине FM-слоя. Поэтому парная амплитуда (1) в относительно чистом ферромагнитном слое с $2l_f > 1$ будет осциллировать с периодом порядка длины спиновой жесткости $a_f = v_f/2l$, затухая на длине свободного пробега $l_f = v_f\tau_f$ от FM/S-границы. В то же время волновая функция куперовских пар в S-слоях будет иметь знакопостоянный характер, но фаза ее будет оставаться произвольной.

По мере повышения концентрации немагнитных примесей в FM-слое волновой тип движения квазичастиц, присущий чистому ферромагнетику с $2l_f > 1$, будет сменяться при $2l_f < 1$ ($l_f < a_f$) диффузионным. Поперечная компонента импульса пар k_f станет при этом плохим квантовым числом, а осцилляции парной амплитуды ЛОФФ, приобретая большое затухание (особенно в 2D ситуации, где $\text{Im } k_f \gg \text{Re } k_f$), перестанут обеспечивать когерентную квантовую связь между двумя границами FM-слоя. Тем не менее, мы полагаем, что след от дискретности решетки ЛОФФ и возможность конкуренции между ее 1D и 2D вариантами реализации должны существенно сказаться как на физике эффекта близости в структурах FM/S, так и на экспериментальных зависимостях $T_c(d_f)$ и $T_c(d_s)$. Следует ожидать, что появление, наряду с уже известными 1D состояниями, новых 2D состояний ЛОФФ с синусоидально модулированной в плоскости FM/S-границы парной амплитудой $F(\mathbf{r})$ будет приводить к увеличению периода ее осцилляций поперек FM-слоев. Когда последний станет больше глубины проникновения куперовских пар в FM-слой, когерентная связь между его границами разрушится, и наблюдаемость осцилляций функции $T_c(d_f)$ значительно уменьшится. Поэтому мы считаем, что конкуренция между старыми 1D и новыми 2D состояниями ЛОФФ должна существенно модифицировать полученную ранее [6,7,11-13,10,18,24] одномерную картину немонотонного поведения критической температуры в структурах FM/S. Поскольку в примесных FM/S системах решетка пар ЛОФФ всегда будет размываться на расстояниях порядка $\text{Im } k_f$ от границы раздела, в чистом виде 2D поведение функции $F_f(\mathbf{r}, z)$ реализовываться не будет. Поэтому ниже вместо термина "2D состояние ЛОФФ" будем говорить *3D состояние ЛОФФ*, подразумевая, что парная функция $F_f(\mathbf{r}, z)$ осциллирует в x - y плоскости границы раздела, затухая по оси z в глубине FM слоя.

Далее необходимо особо отметить, что теории эффекта близости [6,7,11-13,10,18,24] для сверхрешеток FM/S или трислоев FM/S/FM совершенно не учитывают обратного влияния сверхпроводимости на магнетизм FM-слоев и взаимную ориентацию их намагниченностей. В то же время одним из авторов (MX) [27-29] для аналогичных структур ферромагнитный изолятор/сверхпроводник (FI/S) было показано, что дальнедействующий обмен Рудермана-Киттеля-Касуи-Иосиды (РККИ) между соседними FI-слоями через прослойки S приводит к слоистому антиферромагнитному сверхпроводящему состоянию (AFS). В AFS состоянии фазы магнитного параметра порядка в соседних FI-слоях сдвинуты на π , что существенно ослабляет распаривающее действие парамагнитного эффекта обменного поля для S-слоев и повышает T_c слоистой системы. Следует ожидать, что такого рода взаимная подстройка сверхпроводящего и магнитного параметров упорядочения, приводящая к квантовой связи между границами раздела и реализации π -фазного магнетизма, должна иметь место и в сверхрешетках FM/S.

Основная физическая идея здесь такова. В AFS состоянии эффекты распаривания, наведенные в прослойке S антипараллельными обменными полями соседних FM слоев, компенсируют друг друга. Напротив, в ферромагнитном сверхпроводящем (FS) состоянии с параллельными намагниченностями FM слоев их спиновые поляризации в прослойке S усиливают друг друга и могут разрушить сверхпроводимость. Мы ожидаем, что сверхрешетки FM/S с тонкими S-слоями будут иметь в AFS состоянии более высокую критическую температуру, чем T_c в состоянии FS. Причем это будет иметь место как в случае 0-фазной, так и в случае π -фазной сверхпроводимости. С ростом толщины S-слоев π -магнитная связь между FM-слоями будет разрушаться, и взаимная ориентация намагниченностей перестанет сказываться на T_c сверхрешетки FM/S. В этом случае для 1D состояний будут справедливы результаты прежних работ [6,7,11-13]. Таким образом в сверхрешетках FM/S, наряду с известной конкуренцией между 0-фазной и π -фазной сверхпроводимостью, мы ожидаем также конкуренции между 0-магнитными (FS) и π -магнитными (AFS) состояниями. Причем каждое из этих состояний будет обладать как 1D, так и 3D вариантами реализации. Так что сверхпроводящее состояние сверхрешетки FM/S будет результатом сложной конкуренции восьми различных состояний ЛОФФ.

Таким образом, сверхпроводимость в FM/S-контакте является суперпозицией спаривания по механизму БКШ в S-слое и спаривания по механизму ЛОФФ в FM-слое. Исследование взаимной подстройки этих конкурирующих типов спаривания и их обратного влияния на магнитные состояния в структурах FM/S составляет основную цель данной работы. Развиваемая ниже теория эффекта близости для структур FM/S является естественным обобщением наших исследований [11-13] в этой области на трехмерный случай и учитывает взаимодействие ферромагнитных слоев через сверхпроводящие (часть результатов данной работы опубликована в статьях [30-33]). В разделе 2 дается микроскопический вывод трехмерных уравнений типа Узделя и соответствующих граничных условий, связывающих поток функции $F(\mathbf{r})$ с ее скачком на границе раздела FM/S. Решение полученной краевой задачи для эффекта близости в FM/S-контакте, приведенное в разделе 3, позволяет найти зависимость критической температуры T_c от параметра $2l_f$,

коэффициента прозрачности σ_s , границы раздела, а также от толщины ферромагнитного (d_f) и сверхпроводящего (d_s) слоев. В разделе 4 исследована конкуренция между 0-фазным и π -фазным типами сверхпроводимости и магнетизма в сверхрешетках FM/S. Наконец, в последнем разделе проведено обсуждение основных результатов данной работы.

2. Краевая задача для эффекта близости в неоднородной FM/S-системе

В окрестности точки фазового перехода второго рода критическая температура T_c неоднородного сверхпроводника определяется из интегрального уравнения Горькова [34] для параметра порядка $\Delta(\mathbf{r})$

$$\Delta(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r})T \sum_{\omega} \int H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \Delta(\mathbf{r}') d^3 r', \quad (4)$$

где $V(\mathbf{r})$ – потенциал межэлектронного взаимодействия в точке \mathbf{r} , а штрих у знака суммы означает обрезание на дебаевской частоте ω_D ; далее $\omega = \pi T(2n + 1)$ – мацубаровская частота, T – температура $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ и мы полагаем в данной работе $\hbar = k_B = \mu_B = 1$. Ядро $H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ интегрального уравнения (1) определяется выражением

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha \neq \beta} H_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \frac{1}{2} \text{Tr} \left\langle \hat{g}^{-1} \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \hat{g} \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', -\omega) \right\rangle. \quad (5)$$

Здесь $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ – матричная электронная функция Грина в нормальной фазе, $g = i\sigma_y, \sigma_y$ – матрица Паули, α и β – спиновые индексы ($\alpha \neq \beta$), а угловые скобки обозначают усреднение по всем примесным конфигурациям.

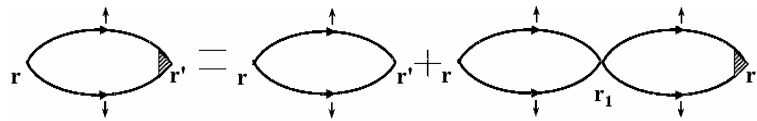


Рис. 2. Диаграммное представление 3D интегрального уравнения (6) для вершинной части $H(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$. Линии со стрелками отвечают нормальным функциям Грина, усредненным по конфигурациям немагнитных примесей

Рассмотрим плоский контакт между ферромагнитным металлом (FM), занимающим область $-\infty < z < 0$, и сверхпроводником (S), занимающим область $0 < z < \infty$. Методами диаграммной техники (см. [34] и рис. 2) можно показать, что при наличии обменного поля и немагнитного рассеяния на примесях ядро $H_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ уравнения (4) является решением другого интегрального уравнения

$$H_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) + \int \frac{K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_1, \omega) H_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}', \omega) d^3 r_1}{2\pi N(z_1) \tau(z_1)}. \quad (6)$$

Здесь $N(z)$ и $\tau^{-1}(z)$ – соответственно плотность состояний на уровне Ферми и скорость рассеяния на примесях скачком меняющие свои значения при переходе через поверхность раздела $z = 0$, а ядро $K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ уравнения (6) определяется выражением

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = G_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) G_{\beta\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', -\omega) \quad (7)$$

где $G_{\alpha\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ – усредненная по примесям функция Грина электронов проводимости в нормальной фазе. Уравнение (6) в отличие от аналогичного интегрального уравнения нашей предыдущей работы [13] является трехмерным и вкпе с выражением (4) позволяет учитывать пространственные изменения параметра порядка не только поперек слоев FM и S (вдоль оси z), но и в плоскости x - y границы раздела FM/S. Этот факт позволяет нам рассчитывать на получение в дальнейшем более широкого, чем прежде [11-13], класса решений для возможных состояний FM/S-системы и, следовательно, новых вариантов поведения T_c .

Далее для удобства введем аномальную функцию Горькова $F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega)$, связанную с коррелятором $H_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ соотношением

$$F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{\pi N(z)} \int H_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \Delta(\mathbf{r}') d^3 r'. \quad (8)$$

Тогда в терминах функций $F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega)$ уравнения (4), (6) переписутся в виде

$$\Delta(\mathbf{r}) = \lambda(z) \pi T \sum_{\alpha \neq \beta} \sum_{\omega} F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega), \quad (9)$$

$$F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{\pi N(z)} \int K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \left[\Delta(\mathbf{r}') + \frac{1}{2\tau(z')} F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}', \omega) \right] d^3 r', \quad (10)$$

где $\lambda(z) = N(z)V(z)$ – безразмерный параметр межэлектронного взаимодействия.

В случае бесконечного, однородного ферромагнитного сверхпроводника, в силу трансляционной инвариантности системы, ядро $K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = K_{\alpha\beta}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \omega)$ зависит только от модуля разности радиус-векторов $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$. Эта зависимость имеет ярко выраженный 3D осциллирующий (с периодом $2\pi a_f$) характер. В частности, для беспримесного случая $\tau^{-1} = 0$ с помощью (5) и явного вида гриновских функций $G_{\alpha\alpha}^0(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ легко получить

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = \left(\frac{m}{2\pi R} \right)^2 \exp \left(- \frac{2|\omega| + 2iI g \operatorname{sgn} \omega}{v_f} R \right), \quad (11)$$

где m – масса электрона, а $g_{\uparrow\downarrow} = -g_{\downarrow\uparrow} = 1$. В этом случае уравнение (10) имеет два решения. Первое решение типа БКШ с $\Delta(\mathbf{r}) = \text{const.}$ и $F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega)$, не зависящей от \mathbf{r} , было найдено Горьковым и Русиновым [35]. Второе решение это состояние ЛОФФ с 3D осцилляциями, которые в простейшем случае имеют вид $F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega) \propto \Delta(\mathbf{r}) \propto \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$, где $k \approx 2I/v_f$ [22,23]. Конкретный вид 3D решетки ЛОФФ (полоса, куб, гексагональная структура и т.д.) для нахождения T_c не важен, так как уравнения (9), (10) линейны по $\Delta(\mathbf{r})$.

В контакте FM/S мы будем иметь четыре разных ядра $K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$. Из них два ядра с \mathbf{r}, \mathbf{r}' , принадлежащими одной и той же стороне контакта; одно осциллирующее ядро с $I \neq 0$, которое в глубине FM-области имеет вид (11), другое – монотонно убывающее и работающее в глубине S-области, получается из (11), если положить $I = 0$. Два других ядра с \mathbf{r} и \mathbf{r}' , принадлежащими разным сторонам контакта FM/S, должны сочетать и осциллирующее, и знакопостоянное поведение, создавая переходную область FM/S.

Ввиду плоской геометрии задачи о контакте FM/S, в дальнейшем будем разделять переменные $\mathbf{p} = (x, y)$ и z , представляя $\mathbf{r} = (\mathbf{p}, z)$. Важно отметить, что наличие обменного поля I , которое скачком обращается в нуль при переходе из FM-слоя в S-слой, нарушает трансляционную симметрию вблизи границы FM/S не только по оси z , но и в плоскости x - y . В частности, ядро $K_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \mathbf{p}', z, z', \omega) \neq K_{\alpha\beta}(\mathbf{p}-\mathbf{p}', z, z', \omega)$, если \mathbf{p} и \mathbf{p}' принадлежат разным берегам контакта FM/S. Дело в том, что такие ядра примешивают друг к другу периодические по \mathbf{p} состояния ЛОФФ в FM-слое и не зависящие от \mathbf{p} состояния БКШ в S-слое. Например, если \mathbf{p} изменяется внутри FM-слоя ($z < 0$), а \mathbf{p}' – внутри S-слоя ($z' > 0$), данное ядро будет дополнительно осциллировать по \mathbf{p} с периодом порядка $a_f = v_f 2I$, оставаясь монотонной функцией $(\mathbf{p}-\mathbf{p}')$. Равенство $K_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \mathbf{p}', z, z', \omega) = K_{\alpha\beta}(\mathbf{p}-\mathbf{p}', z, z', \omega)$ имеет место лишь тогда, когда \mathbf{p} и \mathbf{p}' принадлежат одному и тому же слою (FM или S). На это обстоятельство мы указываем *впервые*; во всех предыдущих теориях эффекта близости [7-13] *априори* считалось, что система FM/S трансляционно-инвариантна в плоскости x - y .

Далее из-за линейности задачи по $F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega)$ и $\Delta(\mathbf{r})$, которые выражаются друг через друга, для решения уравнения (6) можно использовать разложение Фурье и в простейшем случае достаточно рассмотреть решения с одной гармоникой Фурье [36]. Поэтому будем искать решения для $\Delta(\mathbf{p}, z)$ в областях FM ($-\infty < z < 0$) и S ($0 < z < \infty$) в виде блоховских волн:

$$\Delta_f(\mathbf{p}, z) = \Delta_f(\mathbf{q}_f, z) e^{i\mathbf{q}_f \mathbf{p}}; \Delta_s(\mathbf{p}, z) = \Delta_s(\mathbf{q}_s, z) e^{i\mathbf{q}_s \mathbf{p}}, \quad (12)$$

где 2D-компоненты импульса пар \mathbf{q}_f и \mathbf{q}_s описывают возможные осцилляции параметра порядка в плоскости x - y в слоях FM и S, соответственно. Аналогичные зависимости предполагаются и для функций $F_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, \omega)$. Решения (12) обладают достаточной общностью. В частности, они включают ранее изученный случай $q_f = q_s = 0$, соответствующий сохранению продольного импульса пар при переходе через FM/S-границу [7-13]. Кроме того, они допускают ряд новых возможностей, наиболее яркая из которых $q_f = g \neq 0, q_s = 0$ отвечает комбинации спаривания БКШ в S-слое с 3D спариванием FFLO в слое FM.

Пользуясь представлением (12), уравнения (9),(10) удобно переписать в терминах двумерных фурье-образов соответствующих функций, т.е.

$$\Delta(\mathbf{q}, z) = \lambda(z) \pi T \sum_{\alpha \neq \beta} \sum_{\omega} F_{\alpha\beta}(\mathbf{q}, z, \omega), \quad (13)$$

$$F_{\alpha\beta}(\mathbf{q}, z, \omega) = \frac{1}{\pi N(z)} \int_{-\infty}^{\infty} K_{\alpha\beta}(\mathbf{q}, \mathbf{q}', z, z', \omega) \left[\Delta(\mathbf{q}', z') + \frac{1}{2\tau(z')} F_{\alpha\beta}(\mathbf{q}', z', \omega) \right] dz', \quad (14)$$

где двумерные импульсы пар в плоскости контакта \mathbf{q} и \mathbf{q}' являются ступенчатыми функциями z и z' , соответственно. В частности, $\mathbf{q}(z) = \mathbf{q}_s \theta(z) + \mathbf{q}_f \theta(-z)$, где $\theta(z)$ – ступенчатая функция Хевисайда, аналогично выглядит и зависимость $\mathbf{q}'(z')$. Ядро $K_{\alpha\beta}$ уравнения (10), ввиду отсутствия трансляционной инвариантности, выражается через сумму по \mathbf{p} и \mathbf{p}' от произведения (7) двумерных фурье-образов функций Грина $G_{\alpha\alpha}$ и $G_{\beta\beta}$, взятых отдельно по переменным \mathbf{p} и \mathbf{p}' , т.е.

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{q}, \mathbf{q}', z, z', \omega) = \sum_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'} G_{\alpha\alpha}(\mathbf{p}, \mathbf{p}', z, z', \omega) G_{\beta\beta}(\mathbf{q} - \mathbf{p}, \mathbf{q}' - \mathbf{p}', z, z', -\omega), \quad (15)$$

Отметим, что в выражениях (12)-(15) уже заложена возможность спаривания по механизму ЛОФФ с отличным от нуля трехмерным импульсом пары \mathbf{k} , проекцией которого на плоскость x - y является именно вектор \mathbf{q} ($\mathbf{q} = \mathbf{k}_{\perp}$). Частный случай $\mathbf{k} = \mathbf{q} = \mathbf{0}$ отвечает механизму спаривания БКШ. Поскольку спаривание происходит из изоэнергетических состояний вблизи энергии Ферми естественно ожидать, что двумерные (2D) проекции \mathbf{p} соответствующих 3D импульсов будут близки к фермиевским p_f и p_s в каждом из металлов, находящихся в контакте. Величина же 2D импульса пары \mathbf{q} , как мы увидим ниже, также будет иметь свое значение q_f или q_s ($\mathbf{q}_f = \mathbf{q}_s + \mathbf{g}$), зависящее от условий спаривания в каждом из металлов FM или S. В частности, жесткость волновой функции БКШ, как будет показано в разд. 3 требует равенства $q_s = 0$, то есть неосциллирующего поведения парной амплитуды в S-слое и поэтому $\mathbf{q}_f = \mathbf{g}$ (см. разд. 3).

Интегральное уравнение (14) содержит полную информацию как о параметрах электронной структуры и кинетических характеристиках металлов, находящихся в контакте, так и о скачкообразном изменении их величины при переходе через резкую границу раздела FM/S. Однако в случае контакта достаточно грязных металлов FM и S существенно удобнее свести проблему решения интегрального уравнения (14) для коррелятора $F_{\alpha\beta}(\mathbf{q}, z, \omega)$ к решению эквивалентной дифференциальной краевой задачи.

Необходимо отметить, что понятие грязного предела, которое для сверхпроводника традиционно отвечает малости длины свободного пробега $l_s = v_s \tau_s$ по сравнению с температурной длиной когерентности $\xi_{sT} = v_s / 2\pi T$, существенно модифицируется для ферромагнитного металла. Дело в том, что в последнем кроме l_f и ξ_{fT} имеется еще и третий характерный масштаб - длина спиновой жесткости $a_f = v_f / 2I$, ответственная за волновой тип распространения квазичастиц. Поэтому в примесном ферромагнитном металле при $l_f, a_f < \xi_{fT}$ необходимо отдельно рассматривать случаи $l_f < a_f (2I\tau_f < 1)$ и $l_f > a_f (2I\tau_f > 1)$.

В случае контакта грязных металлов FM и S, когда длина свободного пробега $l_j = v_j \tau_j$ ($j = f, s$) является наименьшей среди характеристических длин задачи, проблема решения интегрального уравнения (14) для коррелятора $F_{\alpha\beta}(\mathbf{q}, z, \omega)$ сводится к решению эквивалентной дифференциальной краевой задачи. Действительно, обобщая наш подход [13] на трехмерный случай и решая задачу с потенциальным барьером на границе FM/S для коррелятора $K_{\alpha\beta}(\mathbf{q}, \mathbf{q}', z, z', \omega)$, определенного в (15), можно показать, что функция Горькова $F_{\alpha\beta}(\mathbf{q}, z, \omega)$ является решением краевой задачи, состоящей из уравнений Узаледа для металлов FM и S и соответствующих граничных условий. Линеаризованные в пределе $T \rightarrow T_c$ уравнения Узаледа для $F_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, \omega)$ после обратного 2D преобразования Фурье примут вид

$$\left[\omega + iI(z)g_{\alpha\beta} \operatorname{sgn} \omega - \frac{1}{2} D_{\alpha\beta}(z) \left(\nabla_{\mathbf{p}}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right] F_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, \omega) = \Delta(\mathbf{p}, z), \quad (16)$$

а граничные условия, связывающие поток функции Горькова $F_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, \omega)$ с ее скачком на поверхности раздела FM/S, имеют вид

$$\frac{4D_{s\alpha\beta}}{\sigma_s v_s} \frac{\partial F_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} = \frac{4D_{f\alpha\beta}}{\sigma_f v_f} \frac{\partial F_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0} e^{-ig\mathbf{p}} = F_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, +0, \omega) - F_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, -0, \omega) e^{-ig\mathbf{p}} \quad (17)$$

В (16),(17) зависимость всех величин от z имеет ступенчатый характер, т.е. $I(z > 0) = 0, I(z < 0) = I; \sigma(z > 0) = \sigma_s, \sigma(z < 0) = \sigma_f; v(z > 0) = v_s, v(z < 0) = v_f; D_{\alpha\beta}(z > 0) = D_{s\alpha\beta}, D_{\alpha\beta}(z < 0) = D_{f\alpha\beta}$. Как показано ниже в разд. 3, величина 2D вектора обратной решетки поверхностных состояний ЛОФФ $g = |\mathbf{g}| \sim (I/D_f)^{1/2}$ находится из условия минимума свободной энергии системы. Параметры прозрачности контакта σ_s и σ_f со стороны металлов S и FM, соответственно, связаны соотношением детального баланса $\sigma_s v_s N_s = \sigma_f v_f N_f$ [11-13], где

$$\sigma_j = \langle \sigma v_{jz} / (1 - \sigma) v_j \rangle. \quad (18)$$

Угловые скобки в (18) обозначают усреднение по углу между направлением скорости электрона и нормалью к границе раздела. В отличие от квантовомеханического коэффициента прозрачности σ ($0 < \sigma < 1$) потенциального барьера на FM/S-границе величины σ_s и σ_f могут принимать, вообще говоря, любые значения от 0 до ∞ . Коэффициенты диффузии $D_{\alpha\beta}(z) = D_{j\alpha\beta}$ определяются выражением ($j = f, s$):

$$D_{\alpha\beta}(z) = \frac{D(z)}{1 + 2iI(z)\tau(z)g_{\alpha\beta} \operatorname{sgn} \omega}; \circ \circ D(z) = D_j = \frac{v_j l_j}{3}. \quad (19)$$

Комплексный знаменатель в выражении (19) для коэффициента диффузии описывает конкуренцию между диффузионным и волновым типами движения квазичастиц в ферромагнетике [37-39]. В случае, когда ферромагнитный металл менее грязный, т.е., $a_f \ll l_f \ll \xi_{fT}$ ($2I\tau_f \gg 1$) требуется более тонкое совместное решение уравнений (14),(15), которое приводит к новому полюсу парной амплитуды, учитывающему преимущественно волновой тип движения квазичастиц в FM-слое. Соответствующий результат формально заключается в иной, нежели (19), перенормировке коэффициента диффузии; он приведен ниже в разд. 3.

Из граничных условий (17) следует, что поток пар БКШ из S-слоя в FM-слой равен обратному потоку пар ЛОФФ, отдающих избыточный 2D импульс \mathbf{g} решетке и превращающихся в пары БКШ (первое равенство). Причем оба потока определяются перепадом плотности таких пар на границе S/FM (второе равенство). Умножив обе части (17) на $\exp(ig\mathbf{p})$ получим второе граничное условие, из которого видно, что поток пар ЛОФФ через интерфейс FM/S, в свою очередь, равен обратному потоку пар БКШ, приобретающих недостающий импульс \mathbf{g} у решетки и превращающихся в пары ЛОФФ (см. рис. 1). Оба этих потока пропорциональны скачку соответствующей парной функции: $F_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, +0, \omega) \exp(ig\mathbf{p}) - F_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, -0, \omega)$.

В прежних теориях эффекта близости [6,7,10,18,24,40,41] для структур FM/S использовались граничные условия Куприянова-Лукичева (КЛ) [42], которые получаются из (17) при $I = g = 0$. Условия КЛ [42], справедливые для контакта NM/S в грязном пределе (NM – нормальный неферромагнитный металл), неадекватны 3D природе спаривания ЛОФФ в FM-слоях и допускают лишь 1D состояния с перебросом импульса пар только по нормали к границе раздела FM/S. В силу этого важный класс 3D состояний ЛОФФ с перебросом импульса пар вдоль поверхности FM/S исклю-

чается из рассмотрения, что является ошибочным, несмотря на попытку в комментарии [43] к обзору [44] оправдать применимость граничных условий КЛ к системе FM/S (подробнее см. ответ [45] на комментарий [43]). Таким образом, истинная теория эффекта близости в структурах FM/S должна быть трехмерной. К сожалению, не все это понимают и продолжают публиковать частные результаты, следующие из 1D теории эффекта близости. Несомненно, эти результаты нужно пересмотреть в свете 3D граничных условий типа (17) и откорректировать должным образом. Отметим, например, еще одну 1D версию вывода граничных условий [46] для структур FM/S. Совершенно ясно, что приложение таких граничных условий к вычислению критической температуры приведет к множественным осцилляциям зависимости $T_c(d_f)$, характерным для квазиодномерных систем FM/S (см. обзор [44]). Именно это и подтвердили расчеты тех же авторов [47], основанные на граничных условиях [46]. В то же время реальные структуры FM/S – трехмерны, а экспериментальные зависимости $T_c(d_f)$ обладают немонотонностью иного типа, например, с ярко выраженным минимумом или единственным всплеском [44].

Система уравнений (16),(17) допускает не только 1D-, но и 3D-решения для парной амплитуды в отличие от всех прежних подходов [6,7,10,11-13,18,24,40,41,43,46,47]. Как будет показано ниже, именно конкуренция ранее известных 1D- и новых 3D- состояний ЛОФФ кардинально изменяет зависимость $T_c(d_f)$ по сравнению со старыми теориями, существенно приближая ее к экспериментально наблюдаемому поведению.

3. Критическая температура контакта FM/S

Вычислим температуру сверхпроводящего перехода плоского контакта FM/S между ферромагнитным металлом, занимающим область $-d_f < z < 0$, и сверхпроводником, занимающим область $0 < z < d_s$. Учитывая свойства симметрии функции Горькова $F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \omega I) = F_{\beta\alpha}^*(\mathbf{r}, \omega I) = F_{\beta\alpha}(\mathbf{r}, -\omega I) = F_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, -\omega I) = F_{\beta\alpha}(\mathbf{r}, \omega I)$ и, переходя к положительным частотам ω перепишем, опуская для удобства спиновые индексы, краевую задачу (9),(16),(17) отдельно для слоев S и FM. Для S-слоя получаем

$$\Delta_s(\mathbf{p}, z) = 2\lambda_s \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega>0} F_s(\mathbf{p}, z, \omega) \quad (20)$$

$$\left[\omega - \frac{D_s}{2} (\nabla_{\mathbf{p}}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \right] F_s(\mathbf{p}, z, \omega) = \Delta_s(\mathbf{p}, z), \quad 0 < z < d_s \quad (21)$$

аналогично для FM-слоя имеем

$$\Delta_f(\mathbf{p}, z) = 2\lambda_f \pi T \operatorname{Re} \sum_{\omega>0} F_f(\mathbf{p}, z, \omega) \quad (22)$$

$$\left[\omega + iI - \frac{D_f(I)}{2} (\nabla_{\mathbf{p}}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \right] F_f(\mathbf{p}, z, \omega) = \Delta_f(\mathbf{p}, z), \quad -d_f < z < 0, \quad (23)$$

Здесь $\lambda_s = N_s V_s$ и $\lambda_f = N_f V_f$ – безразмерные параметры межэлектронных взаимодействий в S и FM слоях, а комплексный коэффициент диффузии дается выражением $D_f(I) \approx D_f / (1 + 2iI\tau_f)$ при $2I\tau_f \ll 1$. Соответствующие уравнениям (21) и (23) граничные условия на поверхности раздела $z = 0$ имеют вид

$$\begin{aligned} D_s \frac{\partial F_s(\mathbf{p}, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=+0} &= \frac{\sigma_s v_s}{4} [F_s(\mathbf{p}, +0, \omega) - F_f(\mathbf{p}, -0, \omega) e^{-ig\mathbf{p}}] \\ D_f(I) \frac{\partial F_f(\mathbf{p}, z, \omega)}{\partial z} \Big|_{z=-0} &= \frac{\sigma_f v_f}{4} [F_s(\mathbf{p}, +0, \omega) e^{ig\mathbf{p}} - F_f(\mathbf{p}, -0, \omega)] \end{aligned} \quad (24)$$

Решая краевую задачу (21),(23),(24) для функций Узаделя совместно с уравнениями самосогласования Горькова (20),(22) можно вычислить температуру сверхпроводящего перехода FM/S-контакта как функцию прозрачности границы раздела σ_s и σ_f , толщины слоев d_s и d_f , параметра $2I\tau_f$ и т.д.

Как показано нами ранее [13], различие в константах межэлектронного взаимодействия ($\lambda_f < \lambda_s$) обуславливает понижение T_c лишь до толщин d_f порядка межатомных расстояний. Сильное распаривающее действие обменного поля I ($I \gg \pi T_{cs}$, где T_{cs} – критическая температура изолированного S-слоя) является основным механизмом разрушения сверхпроводимости в FM/S-системах. Пренебрегая для простоты межэлектронным взаимодействием в FM-слое $\lambda_f = 0$ ($\Delta_f = 0$), будем искать решения уравнений (20)-(24) в виде, исключающем поток электронов через внешние границы контакта. В одномодовом приближении [7,13], которое справедливо при $d_s > \xi_s$, где $\xi_s = (D_s / 2\pi T_{cs})^{1/2}$ – длина когерентности грязного сверхпроводника, эти решения имеют вид

$$\begin{aligned} F_s(\mathbf{p}, z, \omega) &= \frac{\Delta_s(\mathbf{p}, z)}{[\omega + D_s(k_s^2 + q_s^2)/2]} = \frac{A(\mathbf{q}_s) \exp(i\mathbf{q}_s \mathbf{p}) \cos[k_s(z - d_s)]}{[\omega + D_s(k_s^2 + q_s^2)/2] \cos(k_s d_s)}, \quad 0 < z < d_s, \\ F_f(\mathbf{p}, z, \omega) &= \frac{B(\mathbf{q}_f) \exp(i\mathbf{q}_f \mathbf{p}) \cos[k_f(z + d_f)]}{\cos(k_f d_f)}, \quad -d_f < z < 0 \end{aligned} \quad (25)$$

где $A(\mathbf{q}_s)$ и $B(\mathbf{q}_f)$ – не зависят от z и ω , а k_s и k_f – не зависящие от частоты (при $\omega \ll I$) компоненты импульса пар, описывающие пространственные изменения парной амплитуды $F(\mathbf{r}, \omega)$ поперек слоев (вдоль оси z).

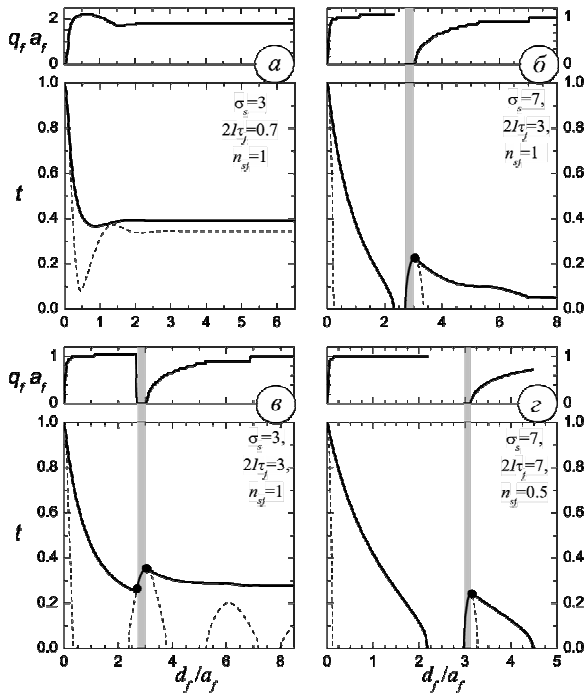


Рис. 3. Температура сверхпроводящего перехода $t = T_c/T_{cs}$ и двумерный волновой вектор $(q_f a_f)$ парной амплитуды как функции приведенной толщины FM-слоя d_f/a_f для двухслойных FM/S-контактов при $l_s = 0.25 \xi_{s0}$ и $d_s = 0.625 \xi_{s0}$ для различных значений параметров σ_s , $2l\tau_f$ и $n_{sf} = N_s v_s / N_f v_f$. Рисунок взят из работы [44]

В результате для приведенной температуры сверхпроводящего перехода $t = T_c/T_{cs}$ двухслойного FM/S-контакта получается обычное уравнение типа Абрикосова-Горькова

$$\ln t = \Psi\left(\frac{1}{2}\right) - \operatorname{Re} \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{D_s(k_s^2 + q_s^2)}{4\pi T_{cs} t}\right), \quad (26)$$

где T_{cs} – критическая температура изолированного S-слоя, $\Psi(x)$ – дигамма-функция, а параметр распаривания $D_s k_s^2$ является решением другого трансцендентного уравнения

$$D_s k_s \operatorname{tg}(k_s d_s) = \frac{\sigma_s v_s}{4 - \frac{\sigma_f v_f}{D_f(I) k_f} \operatorname{ctg}(k_f d_f)}. \quad (27)$$

Здесь волновое число k_f при $2l\tau_f \ll 1$ и $I \gg \pi T_{cs}$, определяется выражением

$$k_f^2 + q_f^2 = -\frac{2iI}{D_f(I)} = \frac{-2iI(1 + 2iI\tau_f)}{D_f}. \quad (28)$$

Из условия минимума свободной энергии (максимума T_c) следует, что q_s строго равно нулю. Это неудивительно, так как при БКШ-типе спаривания с нулевым суммарным импульсом в S-слое парная амплитуда $F_s(\mathbf{r}, \omega)$ должна иметь знакопостоянный характер. В то же время в FM-слое имеет место спаривание по механизму ЛОФФ с отличным от нуля трехмерным когерентным импульсом пар $\mathbf{k} = (\mathbf{q}_f, k_f)$ и осциллирующей парной амплитудой $F_f(\mathbf{r}, \omega)$. Из уравнений (26)-(28) следует, что величина 2D-компоненты импульса пар ЛОФФ q_f , остающаяся произвольной, должна находиться путем оптимизации, т.е. из условия максимума T_c . Реализации 1D состояний будет отвечать $q_f = 0$, а 3D состояниям ЛОФФ будет соответствовать $q_f = g \sim (I/D_f)^{1/2}$.

В пределе относительно чистого ферромагнитного металла с $2l\tau_f \gg 1$ уточненное по сравнению с прежними работами [11-13] совместное решение уравнений (14),(15) приводит к новому характеристическому уравнению для q_f и k_f , отличному от (28), а именно:

$$k = \sqrt{k_f^2 + q_f^2} = \frac{2I}{v_f} \left(1 - \frac{i}{2I\tau_f}\right). \quad (29)$$

Для чистого ферромагнитного металла ($2l\tau_f \rightarrow \infty$) мы получаем из (29) непосредственно решение ЛОФФ [22,23], соответствующее неоднородному сверхпроводящему состоянию с периодом обратной решетки пар ЛОФФ $g_0 = 2/a_f$. Для примесного FM-слоя выражение (29) приводит к формальной замене в уравнениях (23),(24),(27),(28) эффективного коэффициента диффузии $D_f(I)$ на выражение

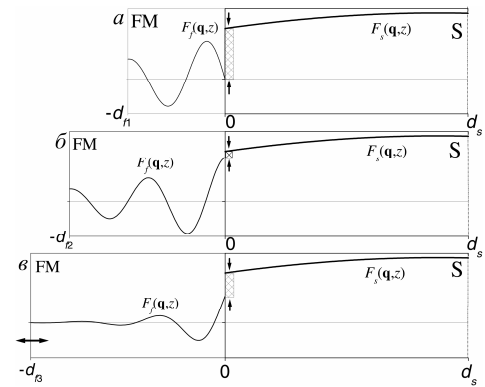
$$D_f(I) = \frac{3D_f}{2(1 + iI\tau_f)}. \quad (30)$$

Это позволяет провести качественный анализ 1D и 3D решений для парной амплитуды FM/S-структур и для случая, когда ферромагнитный металл не слишком грязный ($2l\tau_f \gg 1$).

Результаты численного анализа зависимостей $T_c(d_f)$ для различных значений параметров σ_s , $2l\tau_f$, $n_{sf} = N_s v_s / N_f v_f$, l_s/ξ_s и d_s приведены в нижних частях рис. 3а-3д. Сплошные жирные линии изображают оптимизированное с учетом конкуренции 1D и 3D состояний ЛОФФ поведение $T_c(d_f)$. Тонкие штриховые линии соответствуют нашим прежним результатам [11-13], учитывающим лишь 1D состояния ЛОФФ. На верхних частях рисунков показана зависимость двумерного волнового вектора q_f от d_f . Области реализации 1D-ЛОФФ-фазы ($q_f = 0$) окрашены в светло-серый тон, 3D-ЛОФФ-фаза ($q_f \neq 0$) имеет белый фон.

Природу 1D-осцилляций $T_c(d_f)$ легко понять в рамках нашей прежней теории [11-13] для двухслойного FM/S-контакта с $q_f = 0$ (см. рис. 4). При $2l\tau_f > 1$ условие отсутствия потока пар ЛОФФ через внешнюю границу ферромагнетика с вакуумом фиксирует на ней пучность парной амплитуды, что приводит к росту толщины FM-слоя к осцилляциям скачка парной амплитуды на FM/S-границе. Всякий раз, когда на FM/S-границе оказывается узел парной амплитуды ЛОФФ (рис. 4а), скачок и связанный с ним поток куперовских пар из S-слоя в

Рис. 4. Схематическое изображение механизма 1D-осцилляции T_c контакта FM/S в зависимости от толщины FM-слоя d_f . Сплошными кривыми показано изменение парной амплитуды $F(q,z)$ вдоль оси z . Вертикальные стрелки показывают величину скачка парной амплитуды на границе FM/S. Рисунок взят из работы [44]



FM-слой будут принимать максимальное значение. Поскольку, проникая в FM-слой, куперовские пары тут же разрушаются сильным обменным полем, этим значениям толщины FM-слоя будут отвечать минимумы $T_c(d_f)$ или даже исчезновение сверхпроводимости. Если же на FM/S-границе оказывается пучность парной амплитуды ЛОФФ (рис. 4б), то поток куперовских пар через S/FM-границу становится минимальным. При этих толщинах FM-слоя будут возникать максимумы $T_c(d_f)$. Когда толщина ферромагнитного слоя становится больше глубины проникновения спаренных квазичастиц, квантовая связь между его границами разрушается, поток пар через S/FM-границу становится постоянным и функция $T_c(d_f)$ выходит на плато (см. рис. 4в).

По мере повышения концентрации немагнитных примесей в FM-слоях волновой тип движения квазичастиц, присущий чистому ферромагнетику с $2l\tau_f > 1$, будет сменяться при $2l\tau_f < 1$ ($l_f < a_f$) диффузионным. Импульс пар k_f станет при этом плохим квантовым числом, а осцилляции парной амплитуды ЛОФФ, приобретая большее затухание ($\text{Im } k_f \sim \text{Re } k_f$), перестанут обеспечивать когерентную связь между двумя границами FM-слоя (см. снова рис. 4в). В этом случае зависимость $T_c(d_f)$ будет принимать сглаженный монотонный характер, наблюдавшийся в экспериментах [1,2,18].

Из граничных условий (24) следует, что левая часть выражения (27), определяющая параметр распаривания $D_s k_s^2$ в уравнении (26) для T_c , пропорциональна потоку куперовских пар из S-слоя в FM-слой. При этом резонансный знаменатель правой части (27), обратно пропорциональный скачку парной амплитуды на FM/S-границе, периодически изменяет величину этого потока пар с увеличением толщины FM-слоя за счет функции $\text{ctg}(k_f d_f)$. Однако в отличие от ранее полученных нами [11-13] 1D решений с $q_f = 0$, появление 3D решений с вещественными $q_f \neq 0$ сильно уменьшает $\text{Re } k_f$ согласно уравнению (28). Это приводит к увеличению периода осцилляций парной амплитуды $F_f(\mathbf{r}, \omega)$ вдоль оси z , который может стать больше глубины проникновения пар в FM-слой ($\text{Im } k_f > \text{Re } k_f$) и когерентная связь между двумя границами FM-слоя будет разрушаться. В результате этого наблюдаемость осцилляций $T_c(d_f)$ (кроме быть может первого пика) сильно уменьшится.

Из рис. 3а-3д следует, что конкуренция 1D и 3D состояний ЛОФФ оказывает определяющее влияние на самые различные варианты поведения функции $T_c(d_f)$. Показанный на рис. 3а быстрый спад с плавным выходом на плато, который наблюдался в бислоях Gd/Nb [2] и Fe/Pb [16], связан с чисто 3D поведением парной амплитуды. Одномерные решения здесь имеют более низкие значения T_c и не реализуются вообще. Периодически возвратная сверхпроводимость, предсказываемая нашей старой 1D теорией [11-13] и показанная на рис. 3с тонкими штриховыми линиями, практически полностью перекрывается монотонно падающей 3D кривой $T_c(d_f)$. Единственный всплеск зависимости $T_c(d_f)$, имевший место в эксперименте с трислоями Fe/Nb/Fe [8], обязан каскаду чередующихся фазовых переходов 3D-1D-3D. Приведенная на рис. 3с фазовая диаграмма обладает яркой особенностью в виде тройных точек Лифшица [48] (пересечения сплошной и штриховой линий), показанных черными кружочками. В них сходятся сразу три фазы: две сверхпроводящие (соразмерная 1D с $q_f = 0$ и несоизмерная 3D с $q_f \neq 0$) и одна нормальная. При подходе к точке Лифшица период q_f^{-1} двумерной модуляции парной амплитуды $F_f(\mathbf{r}, \omega)$ в плоскости FM/S-границы неограниченно возрастает. На двух других рисунках 3б и 3д воспроизведены различные варианты возвратной сверхпроводимости, реализация которых в общем случае 3D состояний ЛОФФ ограничена значительно более узким интервалом параметров теории по сравнению с 1D случаем [11-13]. Тем не менее, возвратная сверхпроводимость, аналогичная изображенной на рис. 3б, недавно была обнаружена в трислоях Fe/V/Fe [21].

Таким образом, даже за внешне простым, как на рис. 3а и наблюдавшемся во многих экспериментах, поведением $T_c(d_f)$ может стоять нетривиальная физика FM/S-систем, заключающаяся в комбинированном (БКШ плюс ЛОФФ) характере сверхпроводимости и конкуренции 1D и 3D состояний ЛОФФ в FM-слоях. Состояния 1D-ЛОФФ с ярко выраженными осцилляциями $T_c(d_f)$, показанные на рис. 3а-3д, тонкими штриховыми линиями, в чистом виде могли бы, по-видимому, реализовываться лишь в FM/S-структурах, где FM-слои являются квазиодномерными ферромагнетиками с проводящими нитями, ориентированными перпендикулярно к границе раздела FM/S. Другая возможность реализации только состояний 1D ЛОФФ состоит в замене FM-слоев квазиодномерными ферромагнитными мостиками (вискерами). В этих случаях пространственными изменениями парной амплитуды вдоль FM/S-границ можно пренебречь.

4. Конкуренция 0- и π -фазных магнетизма и сверхпроводимости в сверхрешетках FM/S

Рассмотрим сверхрешетку FM/S, образованную чередованием вдоль оси z FM-слоев толщиной d_f и S-слоев толщиной d_s . Для изучения взаимной подстройки конкурирующих типов спаривания БКШ и ЛОФФ, с одной стороны, и магнетизма, с другой стороны, элементарную ячейку сверхрешетки FM/S удобно выбрать в виде /S/FM/S/FM/. Такой выбор элементарной ячейки позволяет учитывать возможную смену фаз и сверхпроводящего, и магнитного пара-

метров порядка при переходе через FM- или S-слои соответственно. Краевая задача для функции Горькова $F(\mathbf{r}, z, \omega, I)$ будет описываться дифференциальными уравнениями (21) и (23) соответственно в S-слоях, занимающих области $-(d_s + d_f) < z < -d_f$ и $0 < z < d_s$, и в FM-слоях, расположенных в областях $-d_f < z < 0$ и $d_s < z < d_s + d_f$. Граничные условия на центральной поверхности раздела $z = 0$ элементарной ячейки имеют вид (24). На других границах элементарной ячейки: $z = d_s$; $z = -d_f$; $z = -(d_s + d_f)$ и $z = d_s + d_f$ будут справедливы соотношения, аналогичные (24), дополненные условиями периодичности

$$F(\mathbf{r}, z + L, \omega, I) = e^{i\varphi} F(\mathbf{r}, z, \omega, I e^{i\chi}), \quad (31)$$

где $L = d_s + d_f$ - период сверхрешетки, а φ и χ фазы сверхпроводящего Δ и магнитного I параметров порядка соответственно. Условия периодичности (31) позволяют принять во внимание два важных эффекта. Во-первых, они учитывают конкуренцию между 0-фазным и π -фазными типами сверхпроводимости, которая имела место и в прежних теориях эффекта близости [6,7,11-13,32,33]. Во-вторых, они включают косвенное взаимодействие локализованных моментов соседних FM-слоев через сверхпроводящие прослойки S, отражающее парамагнитный эффект результирующего обменного поля. На этом втором моменте необходимо остановиться особо. Дело в том, что в работе Кочелаева, Тагирова и Хусаинова [49] было показано, что косвенный обмен РККИ в сверхпроводнике приобретает дальнедействующий вклад антиферромагнитного знака. Радиус действия усредненного по примесям потенциала РККИ, равный в нормальном металле длине свободного пробега l_s , с переходом в сверхпроводящее состояние резко увеличивается до масштабов длины когерентности ξ_s . Как было показано автором [27-29], вследствие этого в сверхрешетках FI/S, образованных чередованием слоев ферромагнитного изолятора (FI) и сверхпроводника, возникало новое антиферромагнитное сверхпроводящее состояние (AFS). В AFS состоянии фазы магнитного параметра порядка в соседних FI-слоях отличаются на π , т.е. локализованные спины каждого из FI-слоев упорядочены ферромагнитно, а намагниченности соседних слоев антипараллельны. Поэтому парамагнитный эффект, наведенный в достаточно тонкой прослойке S одним FI-слоем, практически полностью компенсируется обменной поляризацией противоположного знака, индуцированной соседним FI-слоем. Можно ожидать, что подобная взаимная подстройка магнетизма и сверхпроводимости, приводящая к реализации AFS состояния будет иметь место и в сверхрешетках FM/S. Таким образом, к известной конкуренции между 0- и π -фазной сверхпроводимостью в сверхрешетках FM/S вероятно добавится конкуренция между 0- и π -фазными типами магнетизма.

Будем искать решение краевой задачи (21),(23),(24),(31) для функций Узалея совместно с уравнениями самосогласования Горькова (20),(22) в виде линейной комбинации симметричных и антисимметричных относительно центров S- и FM-слоев функций. В частности, для центрального FM/S-контакта ячейки эти решения имеют вид

$$F_s(\mathbf{r}, z, \omega) = A(\omega) \frac{\cos[k_s(z - d_s/2)]}{\cos(k_s d_s/2)} + C(\omega) \frac{\sin[k_s(z - d_s/2)]}{\sin(k_s d_s/2)}, \quad 0 < z < d_s \quad (32)$$

$$F_f(\mathbf{r}, z) = \left\{ B \frac{\cos[k_f(z + d_f/2)]}{\cos(k_f d_f/2)} + D \frac{\sin[k_f(z + d_f/2)]}{\sin(k_f d_f/2)} \right\} \exp(i\mathbf{q}_f \mathbf{r}), \quad -d_f < z < 0$$

Решения для двух крайних слоев S и FM, также входящих в элементарную ячейку /S/FM/S/FM/, аналогичны (32) при учете условия периодичности (31). Минимизация свободной энергии элементарной ячейки по величинам фазы сверхпроводящего (φ) и магнитного (χ) параметров порядка приводит к возможности реализации четырех различных состояний ЛОФФ:

- 1) 00-фаза ($\varphi = 0, \chi = 0$); 2) π 0-фаза ($\varphi = \pi, \chi = 0$);
- 3) 0 π -фаза ($\varphi = 0, \chi = \pi$); 4) $\pi\pi$ -фаза ($\varphi = \pi, \chi = \pi$).

В состоянии 00 $C(\omega) = D = 0$, т.е. парные амплитуды (32) являются четными функциями относительно центров слоев S и FM, а в фазе π 0 $C(\omega) = B = 0$, т.е. парная амплитуда в слое FM становится нечетной. В двух новых состояниях ЛОФФ: 0 π , где $D = 0$, а $B \neq 0$, и $\pi\pi$, где, наоборот, $B = 0$, а $D \neq 0$ (в обоих случаях коэффициенты $A(\omega), C(\omega) \neq 0$) парная амплитуда в S-слое четностью не обладает. Примесь синусных решений к косинусным в первом из выражений (32) отражает частичную компенсацию парамагнитного эффекта обменного поля I для S-слоев в AFS состоянии с антипараллельной ориентацией намагниченностей соседних FM-слоев.

Первые два состояния 00 и π 0 были изучены ранее в [6,7,11-13], где неявно полагалось $\chi = 0$, что соответствовало ферромагнитному сверхпроводящему состоянию (FS) сверхрешетки [27-29] с параллельной ориентацией намагниченностей всех FM-слоев. В пределе больших толщин S-слоев $d_s \gg \xi_s$ это оправдано, так как взаимная ориентация намагниченностей соседних FM-слоев не важна, пока антиферромагнитный обмен РККИ через прослойки S экспоненциально мал [27-29]. Однако для короткопериодных сверхрешеток FM/S с толщинами d_s , близкими к критической $d_s^c \sim \xi_s$, более высокими T_c , по-видимому, будут обладать π -фазные по магнетизму 0 π и $\pi\pi$ состояния ЛОФФ, а не 0-фазные – 00 и π 0, соответственно. Необходимо также отметить, что каждое из приведенных выше четырех состояний имеет два варианта реализа-

Рис. 5. Зависимости критической температуры $t = T_c/T_{cs}$ сверхрешетки FM/S от приведенной толщины S-слоя d_s/ξ_{s0} при различных значениях толщины FM-слоя d_f . Значения основных параметров теории указаны в верхней части рисунка. Значение $d_s = 0.52 \xi_{s0}$ показано вертикальными стрелками, соответствует кривым $t(d_f)$, приведенным на рис. 6. Рисунок взят из работы [44]

ции: 1D с $q_f = 0$ и 3D с $q_f \neq 0$. Так что сверхпроводящее состояние сверхрешетки FM/S на самом деле является результатом сложной конкуренции, вообще говоря, восьми различных состояний ЛОФФ (см. рис. 5,6).

В результате вычислений для приведенной температуры сверхпроводящего перехода $t = T_c/T_{cs}$ сверхрешетки FM/S получается то же самое уравнение (26), что и для контактов FM/S. Однако параметр распаривания $D_s k_s^2$ теперь является решением другого трансцендентного уравнения, своего для каждой из четырех фаз (33). Для фазы 00 это уравнение имеет следующий вид

$$D_s k_s^{00} \operatorname{tg}(k_s^{00} d_s / 2) = \frac{\sigma_s v_s}{4 - \frac{\sigma_s v_f n_{sf}}{D_f(I) k_f} \operatorname{ctg}(k_f d_f / 2)} \quad (34)$$

где волновое число k_f при $2l\tau_f \ll 1$, определяется выражением (28), а при $2l\tau_f \gg 1$ уравнениями (29) и (30).

Для получения критической температуры в состоянии 0π уравнение (34) необходимо дополнить уравнением, связывающим $k_s^{0\pi}$ с k_s^{00} . Оно получается из условия нетривиальной совместности решений (32) краевой задачи для функции Горькова и имеет следующий вид

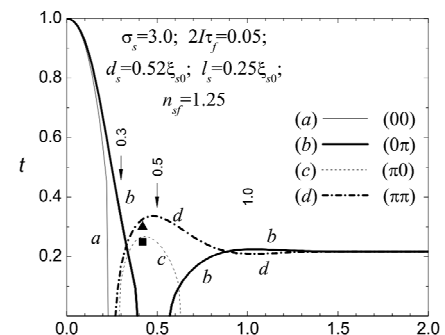
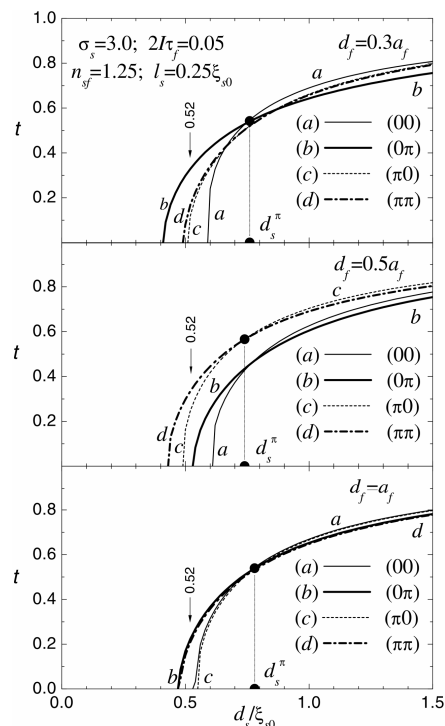
$$(k_s^{0\pi})^2 - 2 \operatorname{Re}[k_s^{00} \operatorname{tg}(k_s^{00} d_s / 2)] k_s^{0\pi} \operatorname{ctg} k_s^{0\pi} d_s = |k_s^{00} \operatorname{tg}(k_s^{00} d_s / 2)|^2 \quad (35)$$

Трансцендентное уравнение для нахождения распаривающего фактора в состоянии $\pi 0$ получается из уравнения (34) заменами: k_s^{00} на $k_s^{\pi 0}$ – в левой части и $\operatorname{ctg}(k_f d_f / 2)$ на $-\operatorname{tg}(k_f d_f / 2)$ – в правой. Уравнение, связывающее $k_s^{\pi 0}$ с $k_s^{\pi\pi}$, которое требуется для вычисления критической температуры в состоянии $\pi\pi$, получается из (35), если в нем заменить k_s^{00} на $k_s^{\pi 0}$, а $k_s^{0\pi}$ на $k_s^{\pi\pi}$.

Система уравнений (26),(28),(34),(35) позволяет исследовать зависимость приведенной критической температуры t сверхрешетки FM/S от толщины сверхпроводящих (d_s) и магнитных (d_f) прослоек при различных соотношениях параметров теории σ_s , $2l\tau_f = l/a_f$, n_{sf} , d_s/ξ_{s0} , d_f/a_f , l/ξ_{s0} . Набор оптимизированных по q_f фазовых диаграмм $t(d_s)$ для различных значений толщины FM-слоев и разумном выборе остальных параметров теории приведен на рис. 5. Как и ожидалось, в области толщин d_s , меньших порогового значения d_s^π , 0π и $\pi\pi$ AFS состояния ЛОФФ (кривые b и d) с антипараллельной ориентацией намагниченностей соседних FM-слоев являются энергетически более выгодными по сравнению с известными FS состояниями 00 и $\pi 0$ (кривые a и c). Для сверхрешеток FM/S пороговая толщина d_s^π , ниже которой реализуются π -фазные по магнетизму состояния ЛОФФ, зависит от величины других параметров теории и меняется в пределах от $0.6\xi_{s0}$ до $0.8\xi_{s0}$. Немаловажно и то, что критическая толщина сверхпроводящих слоев d_s^c , при которой T_c обращается в нуль, для AFS состояний всегда меньше, чем для FS состояний, т.е. $d_s^c(\text{AFS}) < d_s^c(\text{FS})$, где $d_s^c(\text{AFS}) = \min\{d_s^c(0\pi), d_s^c(\pi\pi)\}$, а $d_s^c(\text{FS}) = \min\{d_s^c(00), d_s^c(\pi 0)\}$. Таким образом, в диапазоне толщин S-слоев $d_s^c(\text{AFS}) < d_s < d_s^\pi$, сверхпроводимость сверхрешетки FM/S будет иметь чисто AFS природу. Из рис. 5 видно, что при данном выборе параметров теории этот диапазон оказывается достаточно широким $d_s^\pi - d_s^c(\text{AFS}) \sim 0.3\xi_{s0}$. Кроме того, для определенных толщин d_s из этого интервала разница между значениями критических температур $T_c(\text{AFS}) - T_c(\text{FS})$ может стать очень существенной. Например, при $T_c(\text{FS}) \sim 0$ эта разница больше или порядка $0.3T_{cs}$. Следует также обратить внимание на конкуренцию между самими AFS состояниями 0π и $\pi\pi$ (кривые b и d на рис. 5) при разной толщине FM-слоев d_f . Она свидетельствует о том, что природа осцилляций $T_c(d_f)$ при $d_s < d_s^\pi$ связана с каскадом фазовых переходов $0\pi - \pi\pi - 0\pi$ между новыми AFS состояниями ЛОФФ (см. рис. 6).

С увеличением толщины S-слоев выигрыш за счет частичной компенсации парамагнитного эффекта обменного поля в AFS состоянии уменьшается и при $d_s > d_s^\pi$ становится ничтожно мал. В этом случае си-

Рис. 6. Зависимость критической температуры $t = T_c/T_{cs}$ сверхрешетки FM/S ($d_s < d_s^\pi$) от приведенной толщины FM-слоя d_f/a_f при $d_s = 0.52 \xi_{s0}$ и значениях остальных параметров теории, соответствующих рис. 5. Вертикальные стрелки соответствуют толщинам d_f , при которых строились диаграммы на рис. 5. Рисунок взят из работы [44]



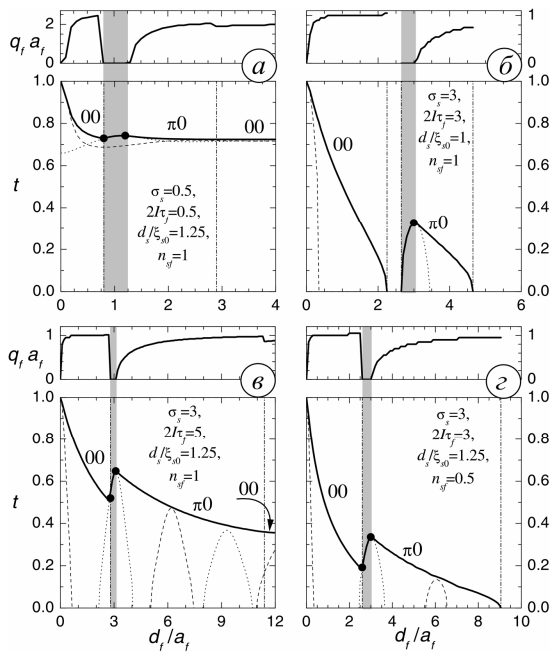


Рис 7. Фазовые диаграммы $t(d_f/a_f)$ и $q_f a_f(d_f/a_f)$ для сверхрешетки FM/S ($d_s > d_s^\pi$) при $l_s = 0.25 \xi_{s0}$ для различных значений параметров теории. Обозначения те же, что на рис. 3. 1D-решениям для фазы 00 соответствуют тонкие штриховые линии, а для фазы 0π – линии точек. Сплошные жирные линии - результат конкуренции 3D и 1D состояний ЛОФФ. Рисунок взят из работы [44]

симметричные FS решения 00 и $\pi 0$, приводящие к меньшим потокам куперовских пар через S/FM-границы раздела, обладают чуть более высокой критической температурой, чем 0π и $\pi\pi$ состояния ЛОФФ. Однако разница между $T_c(\text{AFS})$ и $T_c(\text{FS})$ в области толщин $d_s > d_s^\pi$ крайне незначительна и экспериментально вряд ли различима. Скорее всего, сверхрешетка FM/S в области толщин $d_s > d_s^\pi$ в магнитном отношении является эффективно квазидвумерной, т.е. распадается на систему S/FM/S сэндвичей, где корреляция между фазами магнитного параметра порядка в соседних S-слоях отсутствует. В то же время 0 - или π - типа согласованность фаз сверхпроводящего параметра порядка в соседних S-слоях при этом сохраняется. Поэтому при большой толщине S-слоев ($d_s > d_s^\pi$) немонотонное поведение $T_c(d_f)$ в сверхрешетках FM/S должно быть связано с

другой цепочкой переходов $00-\pi 0-00$, как это было показано в прежних работах [6,7,11-13].

Анализ рис. 5 показывает, что физически наиболее интересной областью толщин является интервал $d_s^c(\text{AFS}) < d_s < \max\{d_s^c(00), d_s^c(\pi 0)\}$, где критические температуры всех четырех состояний ЛОФФ наиболее сильно отличаются. Поэтому на рис. 6 приведены зависимости $t(d_f)$ при толщине S-слоя $d_s = 0.52 \xi_{s0}$, соответствующей этому интервалу (указано вертикальной стрелкой на рис. 5) и тому же самому выбору параметров теории, что и на рис. 5. На рис. 6 представлены кривые, отвечающие всем четырем возможным состояниям ЛОФФ, оптимизированным с учетом конкуренции между 1D ($q_f = 0$) и 3D ($q_f \neq 0$) реализациями этих состояний. Из этого рисунка видно, что кривые b и d , отвечающие AFS состояниям 0π и $\pi\pi$, проходят значительно выше FS состояний 00 и $\pi 0$ (кривые a и c) с возвратной сверхпроводимостью. Следовательно, появление новых 0π и $\pi\pi$ AFS состояний ЛОФФ предотвращает раннее обращение T_c в нуль и существенно увеличивает площадь сверхпроводящих участков фазовых диаграмм на рис. 5,6.

Заметим, что в случае крайне грязных FM-слоев ($2I\tau_f \ll 1$), высокой прозрачности границы раздела FM/S и при относительно малой толщине S-слоев ($d_s < \xi_{s0}$) появление 3D состояний ЛОФФ слабо влияет на поведение диаграмм состояний $T_c(d_f)$. Поэтому для их качественного анализа в этой ситуации можно пользоваться более простым 1D вариантом нашей теории [11-13] при учете условия периодичности (31) и уравнения (35), связывающего распаривающие факторы FS и AFS состояний ЛОФФ.

С другой стороны, для анализа поведения функции $T_c(d_f)$ в области толщин S-слоев $d_s > d_s^\pi$, где сверхрешетка FM/S в магнитном отношении является квазидвумерной, достаточно воспользоваться более простыми 00 и $\pi 0$ решениями нашей прежней 3D теории [28,29], не учитывая новых AFS состояний 0π и $\pi\pi$. Дело в том, что все известные эксперименты на мультислоях FM/S проводились именно при толщинах $d_s > d_s^\pi$, где новые AFS состояния имеют чуть меньшую критическую температуру, чем состояния FS. Фазовые диаграммы $T_c(d_f)$ для сверхрешеток FM/S для $d_s > d_s^\pi$ приведены на рис. 7а-7д. В нижних частях этих рисунков тонкими штриховыми линиями и линиями точек показаны соответственно 00 и $\pi 0$ 1D-решения, полученные нами ранее (см. [11-13]). Сплошные жирные линии есть результат оптимизации зависимости $T_c(d_f)$, обремененный сложной конкуренцией 1D и 3D реализаций 00 и $\pi 0$ состояний ЛОФФ. В верхних частях показана зависимость двумерного волнового вектора q_f от d_f . Как следует из рис. 7с, при определенных значениях параметров сверхрешетки в поведении функции $T_c(d_f)$ действительно обнаруживается единичный всплеск критической температуры, обремененный каскадом фазовых переходов 3D(00)-1D($\pi 0$)-3D($\pi 0$). Это поведение наблюдалось в экспериментах на мультислоях Gd/Nb [4,5], а также в сверхрешетках Co/Nb, Co/V [14,15]. При более низких значениях параметров σ_s и $2I\tau_f$ амплитуда всплеска сильно уменьшается и функция $T_c(d_f)$ после монотонного спада сразу выходит на плато (рис. 7а). Такой ход кривой $T_c(d_f)$ наблюдался в сверхрешетках Fe/V [1], Gd/Nb [2] и $V_{1-x}\text{Fe}_x\text{V}$ [18]. Кроме того, нами предсказываются и новые варианты немонотонного поведения $T_c(d_f)$, характерные только для сверхрешеток FM/S: возвратная сверхпроводимость в виде отдельного 1D-3D($\pi 0$) пика (рис. 7б) и осцилляционное обращение T_c в нуль в результате 3D(00)-1D($\pi 0$)-3D($\pi 0$) переходов (рис. 7д). Точки фазовых переходов, в которых период 2D модуляции парной амплитуды в плоскости FM/S-границ обращается в бесконечность ($q_f = 0$), соответствуют тройным точкам Лифшица.

Обсуждение результатов

Для слоистых структур FM/S развита оригинальная теория эффекта близости, учитывающая конечную прозрачность границы раздела металлов, влияние рассеяния на примесях, а также конкуренцию между 1D и 3D состояниями ЛОФФ. Возникновение новых 3D неоднородных сверхпроводящих состояний есть следствие конкуренции между

нормальными (1D) и тангенциальными (2D) процессами переброса импульса пар ЛОФФ и БКШ на границе раздела FM/S. Так возникает новая модель сверхпроводящего состояния в структурах FM/S. Согласно этой модели решетка пар ЛОФФ играет весьма активную роль в процессах перехода и взаимного превращения пар БКШ и ЛОФФ на границе FM/S (см. рис. 1). Пара ЛОФФ, переходя из FM-слоя в S-слой, отдает избыточный импульс \mathbf{k} решетке ЛОФФ и превращается в пару БКШ. В свою очередь пара БКШ, уходя из S-слоя в FM-слой, приобретает у решетки ЛОФФ недостающий импульс \mathbf{k} и становится парой ЛОФФ. Таким образом, процессы перехода и взаимного превращения пар на FM/S-границе являются *процессами рассеяния с перебросом*, при которых квазиимпульс пар \mathbf{k} сохраняется с точностью до вектора обратной решетки ЛОФФ \mathbf{G} . При этом \mathbf{G} имеет как нормальную, так и тангенциальную составляющую. Изложенная физика эффекта близости заключена в новых граничных условиях (17), выведенных для случая грязного ферромагнетика с $2I\tau_f \gg 1$, когда движение квазичастиц носит преимущественно диффузионный характер. Эти условия позволяют качественно понять физику явления также в случае относительно чистого ферромагнитного металла с $2I\tau_f \gg 1$ и $I \gg \pi T_c$ (см. обсуждение формул (29),(30)). Однако точные граничные условия для парной амплитуды в чистом пределе с учетом 2D процессов переброса еще требуют своего окончательного вывода.

Использованные в ранних теориях эффекта близости [6,7,10,18,24,40,41] для структур FM/S граничные условия Куприянова-Лукичева (КЛ) [42] являются частным случаем условий (17) при $I = g = 0$. Выведенные для контакта нормального металла со сверхпроводником в грязном пределе условия КЛ [42] неадекватны 3D природе спаривания ЛОФФ в FM-слоях. Они допускают лишь 1D состояния с перебросом импульса пар только по нормали к границе раздела FM/S. Вследствие этого важный класс 3D состояний ЛОФФ с перебросом импульса пар вдоль поверхности FM/S исключается из рассмотрения, что является ошибочным, несмотря на попытку в комментарии [43] к обзору [44] оправдать применимость граничных условий КЛ к системе FM/S (подробнее см. наш ответ [45] на комментарий [43]). Таким образом, истинная теория эффекта близости в структурах FM/S должна быть трехмерной. К сожалению, не все это понимают и продолжают публиковать частные результаты, следующие из 1D теории эффекта близости. Эти результаты могут привести к ошибочной трактовке физики явления и к завышению или, напротив, к занижению параметров теории. Поэтому старые одномерные решения, несомненно, нужно пересмотреть в свете 3D граничных условий типа (17) и откорректировать должным образом. В связи с этим отметим также 1D граничные условия [46], обобщающие вывод условий КЛ [42] и на структуры FM/S. Очевидно, что применение таких 1D граничных условий к вычислению критической температуры приведет к множественным осцилляциям зависимости $T_c(d_f)$, характерным для квазиодномерных систем FM/S (см. обзор [44]). Собственно только это и подтвердили расчеты тех же авторов [47], основанные на их же граничных условиях [46]. В то же время реальные структуры FM/S являются трехмерными, а экспериментальные зависимости $T_c(d_f)$ обладают немонотонным поведением другого вида, например, с ярко выраженным минимумом или единичным всплеском [44].

Важно отметить, что и для бислоев, и для сверхрешеток FM/S появление 3D состояний ЛОФФ, наряду с состояниями 1D, предотвращает раннее обращение T_c в нуль с ростом d_f и увеличивает площадь сверхпроводящих участков фазовых диаграмм $T_c(d_f)$. Более того, именно каскад фазовых переходов 3D-1D-3D отвечает за немонотонный характер зависимости $T_c(d_f)$ при определенных толщинах FM-слоя и отсутствие осцилляций при больших толщинах d_f . Наш анализ показывает, что различия в поведении функции $T_c(d_f)$ у разных экспериментальных групп для одних и тех же по составу мультислоев FM/S объясняется, по-видимому, различиями в величине параметров σ_s и $2I\tau_f$, т.е. в прозрачности FM/S-границ и в чистоте FM-слоев. В свою очередь, это может быть связано с различиями в методике и условиях приготовления образцов.

Автор глубоко благодарен своему Учителю профессору Кочелаеву Борису Ивановичу за привитие физического мышления и поддержку первых шагов в науке. Автору также приятно выразить искреннюю признательность своему коллеге профессору Прошину Ю.Н., при непосредственном участии которого были получены многие из представленных здесь результатов. Кроме того, автор благодарен Институту физики комплексных систем им. Макса Планка (г. Дрезден, Германия) за великолепные условия для работы, а также профессору Фульде и участникам его семинара за обсуждение новых результатов, связанных с процессами переброса.

Работа частично поддержана фондами РФФИ (04-0216761) и CRDF (REC-007).

Литература

1. P. Koorewaar, Y. Suzuki, R. Coehoorn, *et al.*, Phys.Rev. **B49**,441 (1994).
2. C. Strunk, C. Surgers, U. Paschen, *et al.*, Phys. Rev. **B49**, 4053 (1994).
3. H.K. Wong, B.Y. Jin, H.Q. Yang, *et al.*, J. Low Temp.Phys. **63**,307 (1986).
4. J.S. Jiang, D. Davidovic, D.H. Reich, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 314 (1995).
5. J.S. Jiang, D. Davidovic, D.H. Reich, *et al.*, Phys. Rev. **B54**, 6119 (1996).
6. Z. Radovic, M. Ledvij, L. Dobrosavljevic-Grujic, *et al.*, Phys. Rev. **B44**, 759 (1991).
7. А.И. Буздин, Б. Вуйичич, М.Ю. Куприянов, ЖЭТФ, **101**, 231 (1992).
8. Th. Muhge, N.N. Garif'yanov, Yu.V. Goryunov, *et al.*, Phys.Rev.Lett., **77**, 1857 (1996).
9. Th. Muhge, K. Westerholt, H. Zabel, *et al.*, Phys.Rev. **B55**, 8945 (1997).
10. L. Lazar, K. Westerholt, H. Zabel, *et al.*, Phys. Rev. **B61**, 3711 (2000).
11. Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, Письма в ЖЭТФ, **66**, 527, (1997).
12. M.G. Khusainov, Yu.N. Proshin, Phys. Rev. **B56**, 14283 (1997).

13. Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, ЖЭТФ, **113**, 1708 (1998).
14. Y. Obi, V. Ikebe, T. Kubo, H. Fujimori, Physica C, **317-318**, 149 (1999).
15. F.Y. Ogrin, S.L. Lee, A.D. Hillier, *et al.*, Phys. Rev. **B62**, 6021 (2000)
16. N.N. Garif'yanov, Yu.V. Goryunov, Th. Muhge, *et al.*, Eur. Phys. J., **B1**, 405 (1998).
17. J.E. Mattson, R.M. Osgood III, C.D. Potter, *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. A, **15**, 1774 (1997)
18. J. Aarts, J.M.E. Geers, E. Bruck, A.A. Golubov, R. Coehoorn, Phys. Rev. **B56**, 2779 (1997).
19. Th. Muhge, K. Theis-Bröhl, K. Westerholt, *et al.*, Phys. Rev. **B57**, 5071 (1998).
20. G. Verbank, C.D. Potter, V. Metlushko, *et al.*, Phys. Rev. **B57**, 6029 (1998).
21. I.A. Garifullin, D.A. Tikhonov, N.N. Garif'yanov, *et al.* Phys. Rev. **B66**, 020505(R) (2002).
22. А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников, ЖЭТФ, **47**, 1136 (1964).
23. P. Fulde, R.A. Ferrell, Phys. Rev., **A135**, 550 (1964).
24. E.A. Demler, G.B. Arnold, M.R. Beasley, Phys. Rev. **B55**, 15174 (1997).
25. Л.Г. Асламазов, ЖЭТФ, **55**, 1477 (1968).
26. S. Takada, Progr. Theor. Phys., **43**, 27 (1968).
27. М.Г. Хусаинов, Письма в ЖЭТФ, **61**, 947 (1995).
28. М.Г. Хусаинов, ЖЭТФ, **109**, 524 (1996).
29. М.Г. Хусаинов, ЖЭТФ, **110**, 966 (1996).
30. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, Письма в ЖЭТФ, **71**, 202 (2000).
31. M.G. Khusainov, Yu.A. Izyumov, Yu.N. Proshin, Physica B, **284-288**, 503 (2000).
32. М.Г. Хусаинов, Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, Письма в ЖЭТФ, **73**, 386 (2001).
33. Yu.N. Proshin, Yu.A. Izyumov, M.G. Khusainov, Phys. Rev. **B64**, 064522 (2001).
34. А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский, Методы квантовой теории поля в статистической физике, М.: Наука, 1962.
35. Л.П. Горьков, А.И. Русинов, ЖЭТФ, **46**, 1363 (1964).
36. А.А. Абрикосов, Основы теории металлов, М.: Наука, 1987.
37. P. Fulde, A. Luther, Phys. Rev., **175**, 337 (1968).
38. L.L. Hirst, Phys. Rev., **141**, 503 (1966).
39. J.I. Kaplan, Phys. Rev., **143**, 351 (1966).
40. L.R. Tagirov, Physica C, **307**, 145 (1998).
41. L.R. Tagirov, Phys. Rev. Lett., **83**, 2058 (1999).
42. М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев, ЖЭТФ, **94**, 139 (1988).
43. Я.В. Фоминов, М.Ю. Куприянов, М.В. Фейгельман, УФН, **173**, 113 (2003).
44. Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Прошин, М.Г. Хусаинов, УФН, **172**, 113 (2002).
45. М.Г. Хусаинов, Ю.Н. Прошин, УФН, **173**, 1385 (2003).
46. Б.П. Водопьянов, Л.Р. Тагиров, Письма в ЖЭТФ, **77**, 153 (2003).
47. Б.П. Водопьянов, Л.Р. Тагиров, Письма в ЖЭТФ, **78**, 1043 (2003).
48. R.M. Hornreich, M.Luban, S.Strikman, Phys. Rev. Lett., **35**, 1692 (1975).
49. Б.И. Кочелаев, Л.Р. Тагиров, М.Г. Хусаинов, ЖЭТФ, **76**, 578 (1979).
50. Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела, М.: Наука, 1978.