

Наведенная намагниченность в сверхпроводящем слое структуры сверхпроводник/ферромагнитный изолятор

В.О. Яговцев¹, Н.Г. Пугач^{1,2,*}

¹ Национальный Исследовательский Университет «Высшая Школа Экономики», Москва, 101000.

² Научно-Исследовательский Институт Ядерной Физики имени Д. В. Скобельцына, Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские Горы, д. 1(2), Москва ГСП-2, 119991.

*pugach@magn.ru

Работа посвящена теоретическому исследованию структур с интерфейсом сверхпроводник-ферромагнитный диэлектрик (S/FI). Структура анализируется аналитически в диффузионном пределе с использованием квазиклассического уравнения Узаделя. Предполагается, что температура близка к критической температуре сверхпроводника и что все материалы находятся в равновесии. Рассчитана наведенная намагниченность, которая возникает в данном пределе.

Введение

Сверхпроводящая спинтроника является новой областью в нанoeлектронике квантовых систем, которая появилась в XXI веке и активно развивается последние годы. Её основной идеей, как и в обычной спинтронике, является использование переноса спина электронов для хранения и обработки информации, но реализованная в сверхпроводящих структурах при низкой температуре. В экспериментальной статье [1] исследовался обратный эффект близости в структурах с ферромагнитным изолятором. В нашей статье измерялась наведенная в сверхпроводнике намагниченность, предсказанная в работе [2]. В ней и в последующих экспериментальных работах наведенная намагниченность исследовалась в структурах с ферромагнитными металлами, в отличие от данной работы, в которой вместо слоя ферромагнетика используется слой ферромагнитного изолятора. Данные, которые были получены экспериментально, требуют теоретического обоснования. Поэтому актуальным вопросом стала разработка теоретической модели для подобных структур.

Описание модели

Исследовалась структура, которая представляет собой слой диэлектрика, граничащий со слоем сверхпроводника, на котором находится слой ферромагнитного изолятора (рис. 1). Для нахождения функции Грина решалось уравнение Узаделя [3]:

$$[i\omega_n \hat{\tau}_3 - \hat{\Delta} - \mathbf{J}(\mathbf{R}) \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}, \hat{\mathbf{g}}] + \frac{D}{\pi} \nabla(\hat{\mathbf{g}} \nabla \hat{\mathbf{g}}) = 0.$$

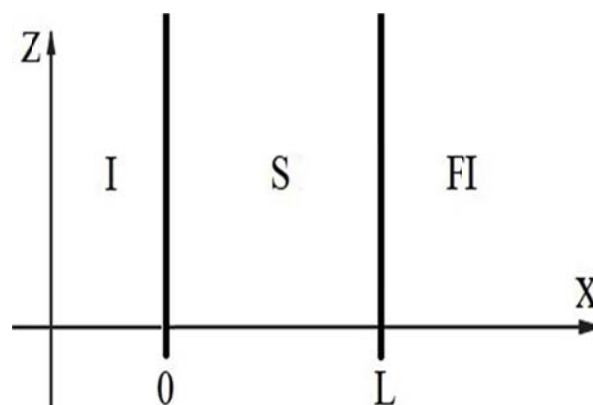


Рис. 1. Конфигурация слоев исследуемой структуры

Здесь $D = 1/3\tau v_F^2$ – тензор диффузионной константы в материале, τ – время релаксации электронных состояний, v_F – скорость Ферми, ω_n – Мацубаровские частоты, $\hat{\tau}_3$ – матрица Паули в намбу-пространстве, $\hat{\Delta}$ – матрица параметра порядка сверхпроводника, $\mathbf{J}(\mathbf{R})$ – вектор, характеризующий энергию обменного поля, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ – вектор матриц Паули в спиновом пространстве, $\hat{\mathbf{g}}$ – матричная функция Грина сверхпроводника. Все эти матрицы являются матрицами 2×2 в пространстве Намбу-Горькова.

На уравнение Узаделя накладывались модифицированные граничные условия для контакта с ферромагнитным изолятором, записанные группой Эшрига [4,5]. При этом использовались допущения грязного сверхпроводника и линейного приближения, предполагающего, что температура близка

к критической температуре сверхпроводника. После аналитических преобразований получалась замкнутая математическая задача из дифференциального уравнения второго порядка с граничными условиями. Решив ее, получим функцию Грина, из которой уже можно получить наведенную намагниченность по формуле из статьи [3]: $\delta M(\mathbf{R}) = 2 \cdot N_0 \cdot T \cdot \sum_n \mathbf{g}(R, \omega_n)$, где N_0 – плотность состояний электронов на уровне Ферми, T – температура, R – радиус-вектор, \mathbf{g} – векторная часть функции Грина сверхпроводника которая имеет следующий вид: $\mathbf{g} = (g_x, g_y, g_z)$. Эффект Мейснера в данной структуре практически не влияет на магнитное поле, поскольку толщина сверхпроводника много меньше Лондоновской глубины проникновения магнитного поля.

Результаты и обсуждение

Структура моделировалась при следующих параметрах: длина сверхпроводника $L = 10$ нм, площадь границ между слоями равна 20 нм^2 , $T_c = 1,2 \text{ К}$, $T = 0,75 \cdot T_c$, $\sigma = 2,646 \cdot 10^{18} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{нм}^{-1}$.

На рис. 2 представлены полученные зависимости наведенной намагниченности от координаты при различных углах спинового смешивания. Он является феноменологическим параметром и описывает, насколько сильно на границе S/FI магнитное поле влияет на разность фаз для электронов со спинами вверх и со спинами вниз.

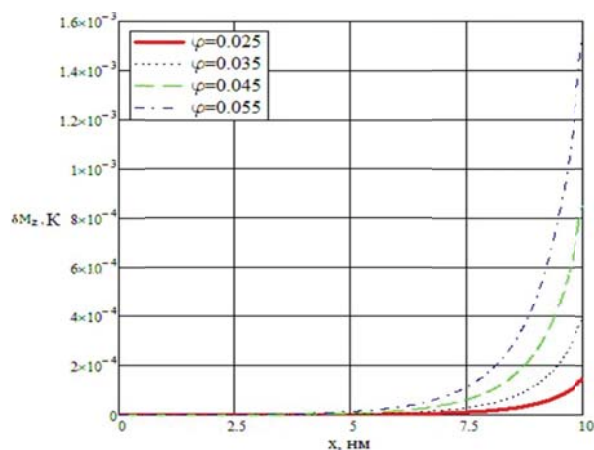


Рис. 2. Пространственная зависимость индуцированной намагниченности от угла спинового смешивания φ

Авторами был проведен расчет сверхпроводящего параметра порядка в первом приближении по эффекту близости и было показано, что в приближении, при котором температура близка к критической, параметр порядка слабо подавляется наведенной намагниченностью и потому можно исполь-

зовать аналитическое решение дифференциального уравнения Узаделя с граничными условиями.

Интересно, что наведенная намагниченность получается положительной. В работе [5] было установлено, что наведенная намагниченность в сверхпроводнике при контакте с ферромагнетиком будет отрицательной. При этом при контакте с ферромагнетиком она может быть сонаправлена намагниченности в ферромагнетике в случае, если вклад локализованных магнитных моментов в полную намагниченность доминирует над электронным вкладом. Полученные результаты в дальнейшем будут сверены с данными из экспериментальных работ с целью в дальнейшем продолжить работу над моделью и добавить расчет других важных величин в сверхпроводнике, таких как плотность состояний частиц.

Благодарности

Публикация подготовлена в ходе проведения исследования № 19-04-030 «Обменные взаимодействия в низкоразмерных квантовых магнитных системах» в рамках Программы «Научный фонд Национального исследовательского университета «Высшая школа экономики» (НИУ ВШЭ)» в 2019–2019 гг. и в рамках государственной поддержки ведущих университетов Российской Федерации "5-100".

Литература

1. M.J. Wolf., C. Sürgers, G. Fischer, D. Beckmann Spin-polarized quasiparticle transport in exchange-split superconducting aluminum on europium sulfide // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 2014. Vol. 90, № 14.
2. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov Induced ferromagnetism due to superconductivity in superconductor-ferromagnet structures // *Phys. Rev. B.* 2004. Vol. 69, № 17. P. 174504.
3. T. Champel, M. Eschrig Effect of an inhomogeneous exchange field on the proximity effect in disordered superconductor-ferromagnet hybrid structures // *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* 2005. Vol. 72, № 5. P. 1–11.
4. J.A. Ouassou, A. Pal, M. Blamire, M. Eschrig, J. Linder Triplet Cooper pairs induced in diffusive s-wave superconductors interfaced with strongly spin-polarized magnetic insulators or half-metallic ferromagnets // *Sci. Rep.* 2017. Vol. 7, № 1. P. 24–32.
5. M. Eschrig, A. Cottet, W. Belzig, J. Linder General boundary conditions for quasiclassical theory of superconductivity in the diffusive limit: Application to strongly spin-polarized systems // *New J. Phys.* 2015. Vol. 17, № 8. P. 083037.