

УДК 538.945

**ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ СПИН-ВЕНТИЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРАХ Nb/НО**

В.Н. КУШНИР

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

Поступила в редакцию 2 декабря 2015

В формализме уравнений диффузионного предела микроскопической теории сверхпроводимости дана трактовка результатов экспериментов по исследованию спин-вентильного эффекта в эпитаксиальных структурах Nb/Но; установлена причина «квазиметаллического» поведения их критических зависимостей.

*Ключевые слова:* спиновый переключатель, сверхпроводимость, ферромагнетизм, слоистые структуры, уравнения Узалея.

**Введение**

Эффект «спинового вентиля» ( $SV$ ) в структурах сверхпроводник( $S$ )/ферромагнетик( $F$ ) состоит в зависимости критической температуры сверхпроводящего состояния от взаимного направления магнитных моментов ферромагнитных слоев [1–6]. Это означает возможность реализации переходов между состояниями с нулевым и ненулевым сопротивлением, т.е. достижения идеального гигантского магниторезистивного эффекта [6]. Наиболее простой системой для наблюдения эффекта  $SV$  является трехслойная структура типа  $F1/S/F2$ , в которой магнитные моменты  $F$ -слоев могут быть направлены параллельно ( $P$ ) или антипараллельно ( $AP$ ) друг другу. Использование этих структур в спинтронике сопряжено с решением следующей проблемы: разность,  $\Delta T_c$ , между критическими температурами  $T_{cAP}$  и  $T_{cP}$  структуры, находящейся, соответственно, в  $AP$  и  $P$  магнитных состояниях, должна превышать ширину сверхпроводящего резистивного перехода; критическая температура,  $T_{cP}$  или  $T_{cAP}$ , должна быть достаточно высока ( $\geq 2$  К) [1–7]. Данная проблема впервые была решена авторами работы [8] с эффектом 0,03 К при величине  $T_c \sim 2,7$  К. В недавних экспериментах на структуре Но/Nb/Но был достигнут эффект  $\Delta T_c = 0,4$  К ( $T_c \sim 3$  К) при  $P$ – $AP$  переключении намагниченностей, и 0,8 К, если один из слоев Но переходит в спиральное магнитное состояние ( $Sp$ ) [9]. Между тем, более значимым представляется другой результат работы [9], а именно, измеренные критические зависимости  $T_{cP}(d)$ ,  $T_{cAP}(d)$  ( $d$  – толщина слоя гольмия с регулируемым направлением магнитного момента). Их необычность состоит в «квазиметаллическом» характере, т.е. подобии характеристикам  $S/N$  структур ( $N$  – нормальный металл). На этом основании делается вывод о том, что слои гольмия являются почти нормальным металлом, обладая почти нулевой эффективной обменной энергией,  $E_{ex} \sim 10$  К [9]. Между тем известно, что монокристаллический гольмий при низких температурах ( $T < 21$  К) является геликоидальным ферромагнетиком с магнитным моментом  $10,34\mu_B$  на атом [10, 11], и обменной энергией 0,84–1,1 эВ в мультидоменном состоянии [11]. Противоречие объясняется тем, что происходит усреднение обменного поля, действующего на сверхпроводящий конденсат, поскольку слой используемого эпитаксиального ниобия характеризуется длиной когерентности, много большей размеров доменов [9]. В данной работе дано объяснение экспериментальных результатов, полученных авторами [9]. При этом вначале анализируются зависимости критической температуры от толщины  $S$ -слоя,  $d_s$ , измеренные для двухслойной эпитаксиальной структуры Nb/Но [12], так как на них в значительной степени основаны выводы работы [9].

## Анализ зависимости критической температуры от толщины сверхпроводящего слоя двухслойной эпитаксиальной структуры Nb/Ho

Оценим, в рамках формализма уравнений Узаделя [13], значение обменной энергии гольмия, а также других параметров системы, на основе характеристики  $T_c(d_S)$  (рис. 1), измеренной на серии эпитаксиальных структур Nb( $d_S$ )/Ho( $d$ ) [12], включающей образцы с толщинами слоев  $d = 12$  нм и  $d_S = 15$ –20 нм. На рис. 1 длины когерентности приведены в нанометрах.

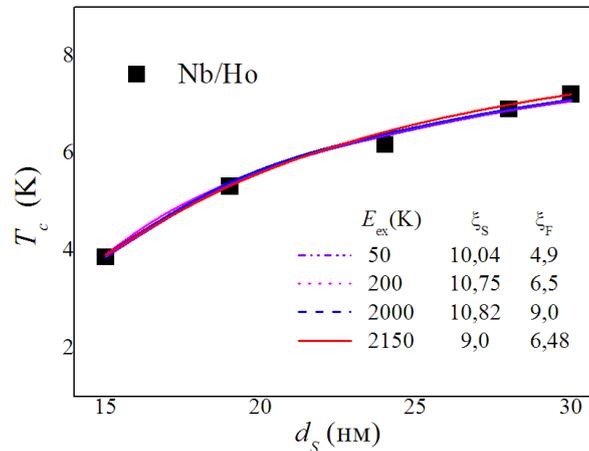


Рис. 1. Экспериментальная (символы взяты из работы [12]) и теоретические (линии) зависимости критической температуры от толщины S-слоя для эпитаксиальных структур Nb/Ho

В диффузионном приближении микроскопической теории сверхпроводимости  $S/F$  система характеризуется следующими эффективными параметрами [14]: критической температурой  $T_S$  массивного сверхпроводника, длинами когерентности  $\xi_S$  и  $\xi_F$ , обменной энергией  $E_{ex}$ , а также параметрами  $S-F$  интерфейса – отношением нормальных низкотемпературных удельных сопротивлений  $S$ - и  $F$ -слоя,  $p = \rho_S/\rho_F$ , и коэффициентом квантовомеханической прозрачности  $T$  (применение диффузионного приближения обосновано самосогласованностью результатов.) В работах [9, 12] приводится значение критической температуры массивного ниобия,  $T_S = 9,2$  К, и данные для определения параметра  $p$ , а именно, удельные сопротивления пленки Nb толщиной 30 нм ( $\rho_S = 3,6$  мкОм·см) и пленки Ho толщиной 100 нм ( $\rho_F = 95$  мкОм·см). Эффективная критическая температура  $T_S$  на самом деле достаточно легко оценивается по асимптотическому поведению характеристики  $T_c(d_S)$  (хотя измерен только ее участок). Поскольку в эксперименте используются пленки ниобия толщиной 15–30 нм, для которых наблюдается умеренный рост удельного сопротивления с уменьшением толщины, измеренное его значение для  $d_S = 30$  нм можно принять в качестве нижней границы величины  $\rho_S$ . Напротив, для гольмия удельное сопротивление получено в асимптотической области (оно согласуется с данными эксперимента группы Sosnin и др. [11]), хотя в эксперименте по измерению характеристики  $T_c(d_S)$  используется пленка Ho толщиной 12 нм. Это означает, что для эффективной величины  $p$  можно с достаточно большой уверенностью принять интервал допустимых значений [0,02, 0,15]. В соответствии с общепринятой методикой, величина  $\xi_S$  определяется из измерений верхнего перпендикулярного критического поля, а параметр  $\xi_F$  – из анализа характеристики  $T_c(d)$  [14]; такие данные в работе [12] отсутствуют. По скоростям Ферми,  $v_{F,Nb} = 0,27 \cdot 10^6$  м/с [14],  $v_{F,Ho} = 1,6 \cdot 10^6$  м/с [9, 11], определяем верхнюю границу коэффициента прозрачности,  $T$ :  $T_{max} \approx 0,5$ .

Таким образом, все шесть параметров системы оказываются в той или иной степени неопределенными и, следовательно, подгоночными. Моделирование характеристики  $T_c(d_S)$ , на основе точного решения уравнений Узаделя [13, 14], привело к следующим результатам.

1. Для любого  $E_{ex} \geq 50$  К существует теоретическая кривая, которая воспроизводит экспериментальную характеристику при разумных значениях материальных параметров. При этом, вплоть до значений  $E_{ex} \sim (3-4) \cdot 10^3$  К, всегда существует область значений параметров, для которых выполняются условия диффузионного предела.

2. Для малых значений обменной энергии ( $E_{ex} \leq 10^3$  К) существуют кривые параметров  $\xi_S$  и  $p$ , моделирующих зависимость  $T_c(d_S)$  с одной и той же погрешностью. Для каждой кривой параметрического вырождения  $\xi_S(p)$  существует кривая  $T(\xi_F)$ , движение вдоль которой оставляет практически неподвижными зависимость  $\xi_S(p)$  и характеристику  $T_c(d_S)$ .

3. Не найдены удовлетворительные аппроксимации экспериментальных характеристик теоретическими кривыми  $T_c(d_S)$  при значениях длин когерентности  $\xi_S$  и  $\xi_F > 20$  нм.

Примеры теоретических зависимостей  $T_c(d_S)$ , рассчитанных при различных значениях параметра  $E_{ex}$ , показаны на рис. 1. Приведенным теоретическим кривым соответствуют значения  $\xi_S \sim 10$  нм и  $\xi_F \sim 5-9$  нм.

### Зависимости критической температуры от толщины ферромагнитного слоя трехслойной эпитаксиальной структуры Ho/Nb/No

Зависимости  $T_c(d)$  для трех магнитных состояний ( $P$ ,  $AP$ ,  $Sp$ ) измерены авторами работы [9] на серии эпитаксиальных структур Ho( $d_0$ )/Nb( $d_S$ )/Ho( $d$ ), включающей 3 образца с фиксированными толщинами  $d_0 = 10$  нм и  $d_S = 20$  нм, и толщинами  $d$ , равными 10 нм, 40 нм и 70 нм. Не преследуя цель моделирования экспериментальных характеристик, покажем, как возникает их квази- $S/N$  поведение. Для этого обратим внимание на то, что при малых значениях отношения нормальных удельных сопротивлений  $S$ - и  $F$ - слоев, оказывается существенной зависимость длины свободного пробега  $\Lambda$  и, соответственно, удельного сопротивления тонкой пленки от ее толщины,  $\rho(d) = \rho_\infty \Lambda_\infty / \Lambda(d)$ , где функцию  $\Lambda(d)$  определим формулой [15, 16]:

$$\Lambda(d) = \Lambda_\infty \left\{ 1 + \frac{3}{2} \frac{\Lambda_\infty}{d} \left[ E_3 \left( \frac{d}{\Lambda_\infty} \right) - E_5 \left( \frac{d}{\Lambda_\infty} \right) - \frac{1}{4} \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $E_n(x)$  – интегральная показательная функция [17], а величины  $\Lambda_\infty$  и  $\rho_\infty$  характеризуют слой бесконечной толщины.

Заметим, что формула (1) получена в рамках простейшей модели рассеяния электронов на дефектах и на поверхности материала [15], однако доставляет очень хорошие аппроксимации зависимости  $\rho(d)$ , хотя параметр  $\Lambda_\infty$  оказывается нефизичным. Например, для ниобия, использовавшегося в структурах системы Nb/PdNi [18],  $\Lambda_\infty \approx 130$  нм, а для пленки PdNi  $\Lambda_\infty \sim 60$  нм, что на порядок выше реальных значений. Полагаем, что формулой (1) можно воспользоваться и в рассматриваемом случае.

Учитывая (1) и используя результаты анализа характеристики  $T_c(d_S)$ , рассчитаем критические температуры  $T_{cP}(d)$  и  $T_{cAP}(d)$  структуры Ho( $d_0$ )/Nb( $d_S$ )/Ho( $d$ ). Примем  $d_S = 30$  нм, что достаточно близко к критическому значению, и выберем произвольный набор параметров, соответствующий характеристике  $T_c(d_S)$ , например,  $E_{ex} = 2000$  К,  $T_S = 9,2$  К,  $p = 0,05$ ,  $\xi_S = 10,8$  нм,  $\xi_F = 9$  нм. Расчеты в предыдущем разделе велись при фиксированном значении параметра  $p$ , которое соответствует толщине  $F$ -пленки  $d = 12$  нм. Здесь принимаем  $p(d) = \rho_S / \rho_F(d) = p_\infty \Lambda(d) / \Lambda_\infty$ . Выберем асимптотическое значение параметра  $p$  достаточно произвольно:  $p_\infty = 0,09$ , тогда  $\Lambda_\infty = 21$  нм (заметим, что удельное сопротивление, например, пленки PdNi уменьшается в 2,6 раза при изменении ее толщины от 12 нм до 100 нм [18]). На рис. 2 представлен результат расчета критических температур с учетом зависимости параметра  $p$  от толщины  $F$ -слоя. Для сравнения на этом же рисунке показаны зависимости  $T_{cP}(d)$ ,  $T_{cAP}(d)$ , рассчитанные при тех же параметрах, но при фиксированном значении параметра  $p$ , и кроме того, приведен участок зависимости критической температуры от толщины  $N$ -слоя  $S/N$  структуры Nb/Cu/Nb [14].

Из рис. 2 можно увидеть, что зависимости  $T_{cP}(d)$ ,  $T_{cAP}(d)$ , рассчитанные для системы Nb/No без учета дрейфа удельного сопротивления  $F$ -слоя, – типичны для  $S/F$  структуры с сильным ферромагнетиком. Как только учитывается дрейф, их форма меняется и становится подобной характеристике системы Nb/Cu [14]. При этом величина спин-вентильного эффекта растет при увеличении толщины  $F$ -слоя. В частности, при  $d \sim 40-90$  нм  $\Delta T_c \sim 0,4-0,6$  нм. Эти значения, так же как и значения критических температур, близки к экспериментальным [12].

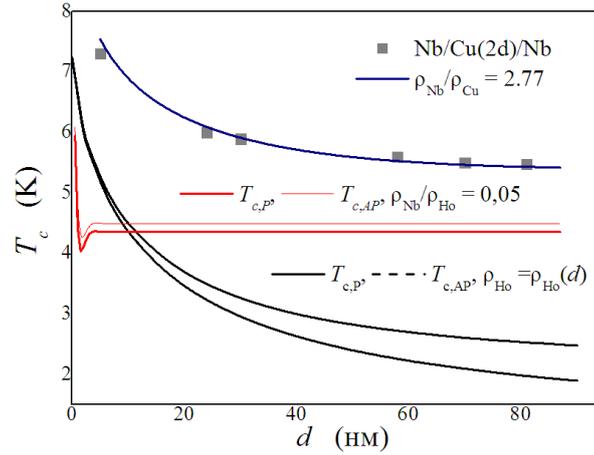


Рис. 2. Критические температуры структуры  $F(d_0)/S/F(d)$ , рассчитанные со значением параметра  $E_{ex} = 2000$  К с учетом и без учета дрейфа параметра  $p$  (линии). Измеренные (символы) и рассчитанные критические температуры структуры  $Nb/Cu/Nb$  [14]

### Обсуждение результатов

1. Те же зависимости  $T_{cP}(d)$ ,  $T_{cAP}(d)$  можно воспроизвести и с очень малым значением параметра обменной энергии, порядка 5–20 К (как в работе [9]); остальные параметры системы принимают формальные значения: для обеспечения медленного затухания величину  $\xi_F$  выбираем примерно такой же, как для структуры  $Nb/Cu$ ,  $\xi_F \sim \xi_N \sim 35$  нм, нужную степень подавления критической температуры можно получить выбором большого значения длины когерентности  $\xi_S$  (например, 32 нм, как в работе [12]). Однако при этом мы вынуждены допустить, что обменное поле неким образом усредняется, хотя эпитаксиальный гольмий, в соответствии с измерениями [12], обладает почти 100%-й остаточной планарной намагниченностью. Более того, в соответствии с выводами в работе [12], для сильного подавления критической температуры необходимо выполнение соотношения  $\xi_S \ll w_d$  ( $w_d$  – размеры доменов размагниченного ферромагнетика), а в соответствии с выводами [9], должно выполняться условие  $\xi_S \gg w_r$  ( $w_r$  – размеры доменов ферромагнетика с остаточной планарной намагниченностью).

В предлагаемой здесь трактовке наблюдаемое квази- $S/N$  поведение характеристики  $T_c(d)$  обязано как раз большим значениям обменной энергии и удельного сопротивления  $F$ -материала. Благодаря малому значению характерной длины затухания сверхпроводящих корреляций в ферромагнетике,  $\zeta_F \sim E_{ex}^{-1/2}$  (в приведенном примере  $\zeta_F \sim 1,5$  нм), очень быстро достигается асимптотическое поведение параметра порядка. Далее, при увеличении толщины  $F$ -слоя, каждое значение  $T_c$  при  $d \gg \zeta_F$ , по сути, является асимптотическим, испытывающим, однако, дрейф из-за дрейфа параметров системы. Ввиду больших значений  $\rho_{Ho}$  эффект наблюдаем, поскольку разница между температурами  $T_S$  и  $T_c(d \rightarrow \infty)$  порядка  $p\sqrt{E_{ex}} \sim \sqrt{E_{ex}/\rho_{Ho}}$ . На первый взгляд, критическое состояние обеих систем,  $Nb/Ho$  и  $Nb/Cu$ , должно одинаково реагировать на дрейф материальных параметров в силу подобия их характеристик  $T_c(d_F)$ . Однако это не так, поскольку для структуры  $Nb/Cu$  зависимости  $T_c(d_N)$  и  $\rho(d)$  выходят на асимптотическое поведение при значениях толщин одного порядка.

2. Из вышеприведенных расчетов следует вывод о двух различных процессах распространения куперовских пар из  $S$ -слоя в  $F$ -слой, проявляющихся одинаковыми характеристиками  $T_c(d)$ .

Первому из них (гипотетическому) соответствуют малое и фиксированное значение параметра  $p$ , малое значение обменной энергии,  $E_{ex} \sim k_B T_c$ , и очень большие длины  $\xi_S$ ,  $\xi_F$ . Малое и фиксированное значение  $p$  определяет неизменную и слабую интенсивность процесса диффузии куперовских пар из  $S$ -слоя в  $F$ -слой, что стимулирует сверхпроводимость; с другой стороны, большие значения  $\xi_S$  приводят к резкому ослаблению сверхпроводящих корреляций в  $F$ -слое, что способствует подавлению сверхпроводимости; большие значения  $\xi_F$  означают, в силу соотношения  $E_{ex} < 2\pi k_B T_c$ , медленное уменьшение критической температуры при увеличении толщины  $F$ -слоя.

Другому процессу, реализующемуся в рассматриваемой системе, соответствует малая, но возрастающая с толщиной  $d$  величина  $p$ , большое значение обменной энергии и умеренные значения величин  $\xi_S$ ,  $\xi_F$ . Большая обменная энергия,  $E_{ex}$ , определяет сильное подавление сверхпроводимости в  $F$ -слое, так что сверхпроводящий конденсат проникает на глубину всего в несколько атомных слоев; с увеличением толщины  $F$ -слоя глубина проникновения куперовских пар,  $\sim \xi_F$ , почти не изменяется, но, в силу уменьшения сопротивления  $F$ -слоя, интенсивность процесса диффузии через  $S$ - $F$  границу и, соответственно, разрушения куперовских пар возрастает, что приводит к падению критической температуры. В данном случае на эксперименте мы могли бы наблюдать парадокс: чем больше обменная энергия, тем отчетливее проявляется квази- $S/N$  поведение на зависимости  $T_c(d)$ . Очевидно, увеличение интенсивности процесса диффузии приводит и к росту величины спин-вентильного эффекта – в  $F1/S/F2$  структуре, находящейся в  $AP$  состоянии, возрастает частота образования куперовских пар электронами, проникающими в  $S$ -слой из слоев  $F1$  и  $F2$ .

### Заклучение

На основе точного решения уравнений Узаделя проведен анализ экспериментальных результатов исследования спин-вентильного эффекта на эпитаксиальных структурах Nb/Ho. В результате проведенного анализа установлено, что наблюдаемый «квазиметаллический» характер зависимостей критической температуры от толщины ферромагнитного слоя, а также величина эффекта обусловлены дрейфом параметров структуры при изменении толщины ферромагнитного слоя.

*Автор выражает признательность проф. Куприянову М.Ю. и проф. Прищепе С.Л. за полезные обсуждения.*

## PARAMETRIC SPIN-VALVE EFFECT IN THE NB/HO STRUCTURES

V.N. KUSHNIR

### Abstract

In the formalism of equations of the diffusive limit of the microscopic theory of superconductivity, the results of experimental investigations of the spin-valve effect in epitaxial Nb/Ho structures are explained. The mechanism of the “quasi-metal” behavior of their critical dependences is established.

*Keywords:* spin switch, superconductivity, ferromagnetism, multilayered structures, Usadel equations.

### Список литературы

1. Oh S., Youm D., Beasley M.R. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. P. 2376–2378.
2. Tagirov L.R. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83, № 10. P. 2058–2061.
3. Buzdin A.I., Vedyayev A.V., Ryzhanova N.V. // Europhys. Lett. 1999. Vol. 48, № 6. P. 686–691.
4. Buzdin A. I. // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77. P. 935–976.
5. Кушнир В.Н., Прищепе С.Л. // Вестник Фонда фундамент. исслед. 2011. №1/11. С. 101–120.
6. Кушнир В.Н., Прищепе С.Л. // Вестник Фонда фундамент. исслед. 2015. №2/15. С. 165–192.
7. Кушнир В.Н. // Докл. БГУИР. 2013. №8(78). С. 40–47.
8. Aarts J., Attanasio C., Bell C. et al. // Nanoscience and engineering in superconductivity series “NanoScience and Technology” / Eds. V. Moschalkov, R. Woerdenweber, W. Lang. Springer Berlin: Heidelberg. 2010. P. 323–347.
9. Gu Y., Halasz G., Robinson J. W. A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114. P. 067201(1–4).
10. Koehler W.C., Cable J.W., Wilkinson M.K. et al. // Phys. Rev. 1966. Vol. 151. P. 414–424.
11. Sosnin I., Cho H., Petrashov V. T. et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96, P. 157002(1–4).
12. Gu Y., Robinson J. W. A., Bianchetti M. et al. // APL Materials. 2014. Vol. 2. 046103(1–6).
13. Usadel K. // Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. P. 507–509.
14. Кушнир В.Н. Сверхпроводимость слоистых структур. Минск, 2010.
15. Movshovitz D., Wiser N. // Phys. Rev. B. 1990. Vol. 41. P. 10503–10509.
16. Brammertz G., Golubov A.A., Verhoeve P., et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80. P. 2955–2958.
17. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., 1979.
18. Кушнир В.Н., Прищепе С.Л. // Докл. НАН Беларуси. 2012. Т. 56, № 1. С. 60–64.