Физика низких температур, 1996, т. 22, № 11, с. 1294–1297

# Образование сверхпроводящей фазы в сверхрешетках сверхпроводник – антиферромагнетик

В. Н. Криворучко

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72*
E-mail:krivoruc@host.dipt.donetsk.ua

Исследовано образование сверхпроводящей фазы в близостных слоистых структурах типа сверхпроводник—зонный антиферромагнитный металл. Проанализирована зависимость температуры сверхпроводящего перехода, верхнего продольного и поперечного критических полей от периода структуры и состояния границы раздела слоев. Сравниваются условия появления сверхпроводящей фазы в близостных сверхрешетках сверхпроводника с ферромагнитным и антиферромагнитным металлами.

Розглянуто утворення надпровідного стану у близькісних шаруватих структурах типу надпровідник — зонний антиферомагнітний метал. Проаналізовано залежність температури надпровідного переходу, верхнього поздовжнього та поперечного критичного полів від періоду структури та стану межи розподілу шарів. Порівнюються умови появи надпровідної фази у близькісних надгратках надпровідника з феромагнітним та антиферомагнітним металами.

## Введение

В настоящее время выполнено большое число экспериментальных и теоретических работ, посвященных изучению свойств сверхрешеток из слоев сверхпроводящего и ферромагнитного металлов ($SC/FM$). Предсказаны и в ряде случаев экспериментально установлены такие необычные свойства объектов, как сосуществование объемной сверхпроводимости и ферромагнитного упорядочения в нормальных слоях, нелинейная зависимость критического поля от температуры, осцилляции температуры сверхпроводящего перехода с толщиной $FM$ слоя, состояния с нетривиальной разностью фаз между слоями и др. [1–6]. Альтернированные структуры сверхпроводника с антиферромагнитным ($AF$) металлом ($SC/AF$) исследованы значительно меньше [1,7–9]. Вместе с тем $AF$ порядок более благоприятен для появления сверхпроводимости, чем ферромагнитный. Поэтому естественно ожидать, что условия образования $SC$ фазы в близостных $SC/AF$ сверхрешетках будут отличаться от условий существования сверхпроводимости в $SC/FM$ структурах.

В данной работе исследованы условия появления $SC$ фазы в близостных сверхрешетках $SC$ с зонным $AF$ металлом (например, Cr и его сплавы). Проведено сравнение областей существования близостной сверхпроводимости для $SC/AF$ и $SC/FM$ слоистых систем.

## 2. Основные уравнения

Пусть оба металла, $SC$ и $AF$, являются «грязными». Как известно, $SC$ состояние таких металлов удобно описывать проинтегрированными по энергии и усредненными по поверхности Ферми функциями Грина [10].

*SC слой.* Для $SC$ слоя имеем обычную систему уравнений Узаделя [10] для функций $G_S(\mathbf{r}, \omega)$ и $F_S(\mathbf{r}, \omega)$. Вблизи фазового перехода в нормальное состояние $G_S \simeq 1$, а уравнение для аномальной функции Грина после линеаризации приводится к виду [11]

$$\Pi^2 F_S = -k_S^2 F_S, \quad k_S^2 = 2\rho(t)/\xi_S^2. \qquad (1)$$

Здесь $\Pi = \nabla + i2\pi \mathbf{A}/\Phi_0$ — градиентно-инвариантный оператор импульса; $\mathbf{A}$ — векторный потенциал; $\Phi_0$ — квант потока; характерная корреляционная длина $\xi_S = (\hbar D_S/2\pi T_{c0})^{1/2} = 2\xi(0)/\pi$, где $\xi(0)$ — корреляционная длина в теории Гинзбурга — Ландау, $D_S$ — коэффициент диффузии, $T_{c0}$ — температура $SC$ перехода объемного $SC$, $\hbar\omega = \pi T(2n+1)$, $t = T/T_{c0}$. Параметр $\rho(t)$ описывает эффекты распаривания и определяет температуру $SC$ перехода через соотношение ($\Psi(x)$ — дигамма-функция)

$$\ln t = \Psi(1/2) - \Psi(1/2 + \rho/t). \qquad (2)$$

© В. Н. Криворучко, 1996

*AF слой.* Антиферромагнетизм нормального металла будем учитывать, предполагая, что закон дисперсии взаимодействующих электронов и дырок обладает свойством «нестинга»: $\xi_1(\mathbf{p}) = -\xi_2(\mathbf{p} + \mathbf{Q})$. Здесь $\mathbf{Q} = \pm \mathbf{K}/2$, а $\mathbf{K}$ — вектор обратной решетки кристалла. Теория зонного *AF* с вкладывающимися поверхностями Ферми интенсивно развивалась ранее и подробно изложена в обзорах [12,13].

Наведенную (близостную) сверхпроводимость тонкого слоя нормального *AF* металла будем описывать, используя обобщение уравнений Узаделя на случай *AF* сверхпроводников, у которых один и тот же тип электронов является носителем магнитных и сверхпроводящих свойств системы, а закон дисперсии электронов и дырок для достаточно большого числа векторов, лежащих вблизи поверхности Ферми, обладает свойством нестинга [14]. Ниже мы рассмотрим ситуацию, когда температура магнитного упорядочения *AF* слоя $T_N$ существенно выше температуры *SC* перехода *SC/AF* сверхрешетки $T_c$ и изменением магнитных свойств системы в окрестности *SC* перехода можно пренебречь. Можно показать [14], что линеаризованное уравнение для функции Грина, описывающей конденсат куперовских пар в *AF* слое, приобретает вид

$$\frac{D_n}{2} G_N \Pi^2 F_N = \omega F_N - \frac{\Delta_N}{\hbar} G_N . \qquad (3)$$

Формально (3) совпадает с уравнением для аномальной функции Грина немагнитного либо *FM* металлов. Однако для *AF* металла $G_N$ в окрестности фазового перехода в *SC* состояние существенно зависит от частоты и энергии *AF* обмена $H_{\text{exc}}$:

$$G_N = \hbar\omega \operatorname{sgn}(\omega)[(\hbar\omega)^2 + H_{\text{exc}}^2]^{-1/2} .$$

Учитывая, что *SC* состояние в *AF* слое появляется только из-за эффекта близости, решение ищем в виде $F_N = \Delta_N G_N \left(\hbar\omega - \pi T\right)^{-1}$. Уравнение (3) имеет тогда стандартную запись:

$$\Pi^2 F_N = k_{AF}^2 F_N , \quad k_{AF}^2 = 2\pi T \left(\hbar D_N G_N\right)^{-1} . \qquad (4)$$

При характерных частотах $\hbar\omega \sim T_c << T_N$ имеем $G_N = \hbar\omega / H_{\text{exc}}$, и для длины затухания *SC* корреляций в *AF* слое $\xi_{AF} = 2/k_{AF}$ справедливо выражение $\xi_{AF} = \left[2\hbar D_N (2n+1)/H_{\text{exc}}\right]^{1/2}$, т.е. разрушение куперовских пар в *AF* слое происходит эффективнее, чем в нормальном немагнитном слое той же толщины: $\xi_{AF}$ много меньше соответствующей длины затухания $\xi_N = \left(\hbar D_N / 2\pi T\right)^{1/2}$ в нормальном металле с таким же коэффициентом диффузии. В этом действие *AF* обменного поля совпадает с *FM*.

Уравнения (1) и (4) следует дополнить граничными условиями на поверхности раздела слоев. Рассматривая решетки с достаточно толстыми *AF* слоями ($d_{AF} >> \xi_{AF}$), воспользуемся соотношениями вида

$$F_S(\mathbf{r}, \omega) = F_N(\mathbf{r}, \omega) ; \quad \frac{d}{d\mathbf{r}} F_S(\mathbf{r}, \omega) = \eta \frac{d}{d\mathbf{r}} F_N(\mathbf{r}, \omega) .$$

Феноменологический параметр $\eta$ зависит от характера рассеяния электронов на границе *SC–AF* и свойств материала слоев [15].

Дальнейший вывод выражений для температуры *SC* перехода, верхнего нормального $H_{c2\perp}$ и параллельного $H_{c2\parallel}$ слоям критических полей аналогичен процедуре, детально обсуждаемой при рассмотрении *SC/FM* и *SC/N* решеток [3–5,11]. Мы сразу перейдем к обсуждению полученных результатов, отметив, однако, следующее. Известно, что из-за подавления поверхностной сверхпроводимости на *SC–FM* границе образование абрикосовских вихрей в *SC/FM* решетках начинается при значительно больших толщинах *SC* слоев, чем в *SC/N* структурах. Соответствующий анализ для *SC/AF* систем отсутствует. Вместе с тем экспериментальные исследования эффекта близости в слоистых контактах [1,8] показывают, что *SC* параметр порядка сильно подавлен на границе раздела *SC* пленки с пленкой как *FM*, так и *AF* металлов. Дойчер и де Жен [16] связывают этот эффект не с типом магнитного порядка в глубине слоя, а с разрушением куперовских пар на магнитных дефектах границы раздела. Учитывая это обстоятельство, будем считать, что условия образования вихрей Абрикосова в *SC/AF* решетках близки к условиям для *SC/FM* систем.

### 3. Результаты и их обсуждение

Как обычно, *SC* состояние реализуется, если толщина *SC* слоя больше некоторой критической $d_{Sc}$. Простые аналитические выражения для $d_{Sc}$ удается получить только в ряде предельных случаев. Так, для рассматриваемых нами решеток с толстыми *AF* слоями при относительно тонком *SC* слое ($\eta d_S << \xi_{AF}$) сверхпроводящее состояние существует, если $d_S > d_{Sc} = 14{,}2487\eta\xi_S^2/\xi_{AF}$. Для сверхпроводимости такой же *SC/FM* решетки требуется почти на 50% большая толщина *SC* слоя, так как в этом случае [3,4] $d_{Sc} = 20{,}1505\eta\xi_S^2/\xi_{FM}$. Если же *SC* слои достаточно толстые, $\eta d_S >> \xi_{AF}$,

то, как и для *SC/FM* систем [3,4], $d_{Sc} = 5{,}9293\xi_S$, т.е. характер магнитного порядка нормального слоя не актуален.

Результаты численного расчета верхних критических полей для *SC/AF* структур приведены на рис. 1, 2. Там же представлены аналогичные данные для *SC/FM* сверхрешеток, полученные по формулам работы [4]. На рис. 1 хорошо видна линейная зависимость $H_{c2\perp}$ от $t = T/T_{c0}$ в широкой окрестности $T_c$ и выход на насыщение при низких температурах. В этом отношении поведение $H_{c2\perp}(t)$ для *SC/AF* и *SC/FM* систем аналогично и соответствует трехмерному характеру *SC* состояния решеток. Отметим, что значение поля $H_{c2\perp}(t = 0)$ существенно зависит от толщины *SC* слоя, в то время как для сверхрешеток *SC* с немагнитным металлом $H_{c2\perp}(t)$ стремится к одному и тому же значению $H_{c2\perp}(0)$ [6,17]. Для очень тонких *SC* слоев, $d_S < 2{,}5\xi_S$, сверхпроводящее состояние сильно подавлено из-за близости с нормальными соседями. Так, при $d_S = 2\xi_S$ в случае контакта с *FM* слоем оно подавлено полностью (см. рис. 2). При параллельной ориентации поля и для сверхрешеток с достаточно толстыми *SC* слоями $d_S > 2{,}5\xi_S$ кривые демонстрируют $h_{c2\parallel} \sim 1/d_S$ поведение, а вблизи $t_c$ зависимость $h_{c2\parallel} \sim (1-t)^{1/2}$.

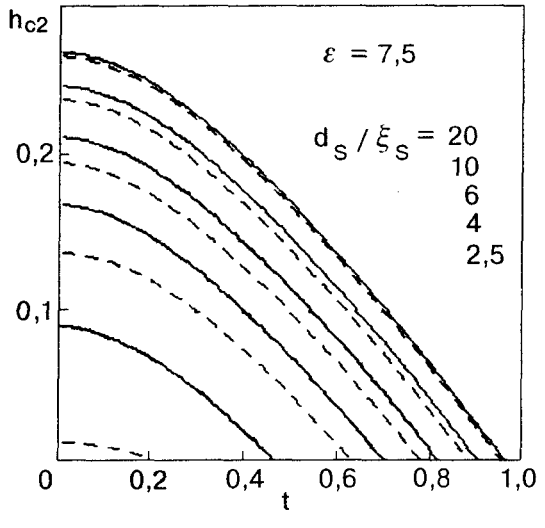


*Рис. 1.* Зависимость верхнего критического поля, перпендикулярного слоям *SC/AF* решетки, от приведенной температуры $t = T/T_{c0}$ при различных значениях толщины *SC* слоя и фиксированных условиях рассеяния электронов на границе раздела слоев; $h_{c2\perp} = h_{c2\perp}/H_{c2GL}$, где $H_{c2GL} = \Phi_0/2\pi\zeta_S^2$ — верхнее критическое поле объемного сверхпроводника в теории Гинзбурга—Ландау. Сплошные линии — результаты для *SC/AF* сверхрешеток; штриховые — аналогичные результаты для *SC/FM* систем и рассчитанные нами по формулам работы [4].

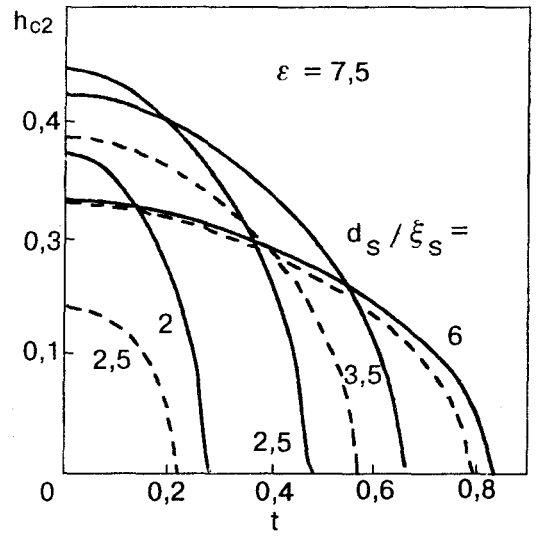


*Рис. 2.* То же, что и на рис. 1, но при ориентации поля параллельно слоям, $h_{c2\parallel} = H_{c2\parallel}/H_{c2GL}$.

Такое поведение $H_{c2\parallel}(T)$ соответствует результатам для изолированной тонкой *SC* пленки, когда по теории Гинзбурга—Ландау $H_{c2\parallel}(T) \sim \Phi_0/d_S\zeta_S(T)$, и двумерному характеру *SC* состояния сверхрешеток.

Немногочисленные экспериментальные исследования *SC/AF* решеток (Pb/Cr [1], Pb–Bi/Cr [7], V/Cr [8], Nd/Cr [9]) не дают полного представления об их свойствах и позволяют провести только качественное сравнение теории и эксперимента. Так, быстрое падение температуры *SC* перехода с увеличением толщины *AF* слоя при достаточно тонких *SC* слоях и выход $T_c$ на насыщение при больших значениях $d_S$ обнаружены уже в первых экспериментах по исследованию эффекта близости в *SC/AF* контактах [1,8]. Измерения температурной зависимости параллельного критического поля Nd/Cr решеток [9] показали, что структуры с 55 Å Nd/30 Å Cr начинают проявлять тенденции к двумерной сверхпроводимости. В [7] исследовалась зависимость верхних критических полей Pb–Bi/Cr мультислоистых систем от толщины *SC* слоя при фиксированной температуре. Для решеток с $d_S$ в интервале $5\xi_S \le d_S \le 20\xi_S$ наблюдался рост $H_{c2\perp}$ и уменьшение отношения $H_{c2\parallel}/H_{c2\perp}$ с ростом $d_S$. Такая зависимость $H_{c2\perp}$ и $H_{c2\parallel}$ от толщины *SC* слоя характерна и для результатов, представленных на рис. 1 и 2.

Как следует из проведенного нами рассмотрения, сверхрешетки *SC* и зонного *AF* обладают рядом преимуществ по сравнению с решетками на основе *FM* металла. В частности, «щадящее» воздействие *AF* обменного поля на куперовскую пару

позволяет переходить в $SC$ состояние системам с такими тонкими $SC$ слоями, для которых сверхпроводимость в случае контакта с $FM$ металлом была бы разрушена. Наибольшее различие в величине верхних критических полей $SC/AF$ и $SC/FM$ сверхрешеток наблюдается для структур с тонкими $SC$ слоями $d_S \leq 5\xi_S$. Вместе с тем преимущества $AF$ взаимодействия зонных электронов для образования $SC$ фазы по сравнению с $FM$ могут в значительной степени быть потеряны из-за плохого состояния границы раздела, когда куперовские пары практически полностью разрушаются на межслоевой границе и тип магнитного порядка нормального слоя не имеет значения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий.

1. J. J. Hauser, H. C. Theyerer, and N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **142**, 118 (1966).
2. H. K. Wong, B. Y. Jin, H. Q. Yang, J. E. Hilliard, and J. B. Ketterson, *J. Low Temp. Phys.* **63**, 307 (1986).
3. L. Dobrosavljevic-Grujic and Z. Radovic, *J. Appl. Phys. Jpn.* **26**, Suppl. 26-3, 1463 (1987).
4. Z. Radovic, L. Dobrosavljevic-Grujic, A. I. Buzdin, and J. R. Clem, *Phys. Rev.* **B38**, 2388 (1988).
5. Z. Radovic, M. Ledvij, L. Dobrosavljevic-Grujic, A. I. Buzdin, and J. R. Clem, *Phys. Rev.* **B44**, 759 (1991).
6. P. Koorevaar, Y. Suzuki, R. Coehoorn, and J. Aarts, *Phys. Rev.* **B49**, 441 (1994).
7. W. E. Yetter, E. J. Kramer, and D. G. Ats, *J. Low Temp. Phys.* **49**, 227 (1982).
8. B. Devis, J. Q. Zheng, P. R. Ketterson, and J. E. Hilliarg, *Superlattices Microstructures* **4**, 465 (1988).
9. Y. Cheng and M. B. Stearns, *J. Appl. Phys.* **67**, 5038 (1990).
10. K. D. Usadel, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970).
11. K. R. Biagi, B. G. Kogan, and J. R. Chem, *Phys. Rev.* **B32**, 7165 (1985).
12. Н. И. Куликов, В. В. Тугушев, *УФН* **144**. 553 (1984).
13. E. Fawcett, H. L. Alberts, V. Yu. Galkin, D. R. Noakes, and J. V. Yakhmi, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 25 (1994).
14. В. Н. Криворучко, *ЖЭТФ* (1996) (в печати)
15. А. В. Зайцев, *ЖЭТФ* **86**, 1742 (1984).
16. G. Deutscher and P. G. de Gennes, in: *Superconductivity*, R. D. Parks (ed.), v. 2, Marcel Dekker, New York (1969), p. 1005.
17. I. Banerjee and I. K. Schuller, *J. Low Temp. Phys.* **54**, 501 (1984).

## Generation of a superconducting phase in superconductor — antiferromagnetic superlattices

V. N. Krivoruchko

The generation of a superconducting phase in nearest layered structures of a superconductor—band antiferromagnetic metal type is investigated. The superconducting transition temperature, upper longitudinal and transverse critical fields are considered as a function of structure period and interface state. The conditions for the onset of superconducting phases in nearest superlattices of superconductor and ferromagnetic and antiferromagnetic metals.