

01; 05.4

© 1991

## ТЕРМОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В СЛОИСТОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ СТРУКТУРЕ

Ю.М. Г а л ь п е р и н, В.И. К о з у б

В настоящее время скръзное внимание уделяется слоистым системам, элементами которых являются слои сверхпроводящих и полупроводниковых материалов. В частности, предпринимаются попытки создания и исследования слоистых структур на основе ВТСП материалов и сверхпроводящих полупроводников  $PbTe : (In, Tl)$  и др. Основные вопросы, возникающие здесь, касаются взаимного влияния различных частей структуры. Изучать это влияние обычными электрическими методами достаточно трудно, поскольку результаты существенно зависят от свойств контактов. Особенно актуальна проблема контактов для ВТСП материалов. Кроме того, в таких структурах трудно зафиксировать сверхпроводящий переход в полупроводниковом слое, поскольку он шунтирован слоем ВТСП.

В связи с этим мы хотим обратить внимание на возможность бесконтактного исследования слоистых систем ВТСП-сверхпроводящей полупроводник, основанную на измерении магнитных полей, возникающих при создании разности температур вдоль слоев.

Для простоты рассмотрим двухслойную систему из толстой пластины ВТСП с критической температурой  $T_{c2}$ , на которой находится слой сверхпроводящего полупроводника толщиной  $d$  и критической температурой  $T_{c1} \ll T_{c2}$ . Пусть вдоль слоев системы создан постоянный градиент температуры  $\nabla T$ .

Распределение магнитного поля  $H$  определяется уравнением Максвелла

$$\text{rot } H = \frac{4\pi}{c} j, \quad (1)$$

где плотность тока  $j$  с сверхпроводящем состоянии (см., например, [1])

$$j = -\eta_S \nabla T + e N_S v_S \quad (2)$$

складывается из термоэлектрического тока нормальных возбуждений  $-\eta_S \nabla T$  и тока сверхпроводящего конденсата  $e N_S v_S$ , где скорость сверхпроводящего конденсата  $v_S$  связана с фазой  $\chi$  параметра порядка и векторным потенциалом  $A$  соотношением

$$v_S = \frac{\hbar}{2m} \left( \nabla \chi - \frac{2e}{\hbar c} A \right). \quad (3)$$

$$\lambda^{-2} = \frac{4\pi e^2 N_3}{mc^2}. \quad (4)$$

Термоэлектрический коэффициент  $\eta_s$  при  $T \rightarrow T_c$  стремится к соответствующему коэффициенту  $\eta$  для нормального состояния, а при низких температурах должен экспоненциально убывать ( $\sim \exp(-\Delta/T)$ , где  $\Delta$  — ширина сверхпроводящей щели) [2]. Что касается плотности сверхпроводящего конденсата, то при  $T \rightarrow 0$  она стремится к полной концентрации  $N$  электронов, а при  $T \rightarrow T_c$  убывает пропорционально  $(T_c - T)$  (см., например, [1]). Таким образом, полный ток в  $i$ -том слое можно представить в виде

$$j_i = -\eta_i |\nabla T| + \frac{4\pi}{c\lambda_i^2} \left( \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \chi - A \right), \quad (5)$$

где  $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$  — квант магнитного потока.

Если слои электрически изолированы, то в каждом из них полный ток равен нулю — термоэлектрический ток нормальных возбуждений компенсируется током сверхпроводящего конденсата [3]. В итоге магнитного поля не возникает, а на границах каждого слоя появляется разность фаз параметра порядка [2].

$$\delta \chi_i = \frac{\hbar}{2me} \int_{T_1}^{T_2} dT \frac{\eta_i(T)}{N_{Si}(T)}. \quad (6)$$

При наличии электрического контакта между слоями сверхпроводящий ток частично перетекает между слоями, образуя вихревую компоненту. В итоге у поверхности раздела слоев возникает магнитное поле, лежащее в плоскости, перпендикулярной  $\nabla T$ . Для вычисления распределения этого поля нужно к уравнению Максвелла (1) добавить граничные условия электродинамики и условие непрерывности фазы  $\chi$ . Соответствующий расчет, выполненный Гинзбургом, дает:  $H \parallel OY$ ,  $H_1 = H_0 \exp(-z/\lambda_1)$ ,  $H_2 = H_0 \exp(-z/\lambda_2)$ ,

$$H_0 = \frac{4\pi}{c} \frac{\eta_1 \lambda_1^2 - \eta_2 \lambda_2^2}{\lambda_1 + \lambda_2} |\nabla T|. \quad (7)$$

(Мы считаем ось  $OX$  направленной вдоль  $\nabla T$ , а ось  $OZ$  — вдоль нормали к поверхности раздела слоев).

Важно, что указанное распределение магнитных полей весьма чувствительно к переходу одного из слоев в нормальное состояние. В окрестности точки перехода полупроводникового слоя в нормальное состояние ( $T < T_{c1}$ ,  $|T - T_{c1}| \ll 1$ ) выполняются условия

$$\eta_2 \lambda_2^2 \ll \eta_1 \lambda_1^2, \quad \lambda_2 \ll \lambda_1. \quad (8)$$

В такой ситуации термомагнитный эффект в основном приближении определяется полупроводниковым материалом 1, и

$$H_0 = \frac{4\pi}{c} \eta_1 \lambda_1 |\nabla T|. \quad (9)$$

Возникающие магнитные поля имеет смысл измерять с помощью квантового магнитометра. Полный магнитный поток, пронизывающий измерительный контур квадратного сечения со стороной  $L \gg \lambda_1$ , лежащий в плоскости  $XZ$ , равен

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{4e}{\hbar c^2} \int_{T_1}^{T_2} dT \eta_1(T) \lambda_1^2(T). \quad (10)$$

Здесь  $T_1$  и  $T_2$  - температуры на линиях контура, перпендикулярных  $\nabla T$ ,  $T_2 - T_1 \approx L |\nabla T|$ . При достаточно малых  $L$ , или если  $T_1$  и  $T_2$  не слишком близки к  $T_{c1}$ , интеграл в выражении (10) имеет порядок  $\eta_1(T) \lambda_1^2(T) L |\nabla T|$ .

Если же  $T > T_{c1}$ , то плотность тока в полупроводниковом слое 1 описывается выражением

$$\vec{j} = -\eta_1 \nabla T + \sigma E, \quad (11)$$

где  $\sigma$  - статическая проводимость, а  $E$  - электрическое поле. В бесконечном образце, граничащем со сверхпроводником,  $E=0$ . В итоге распределение полей описывается выражением

$$H_1 = \frac{4\pi}{c} \eta_1 |\nabla T| \begin{cases} (z-d), & z < d \\ 0, & z > d; \end{cases} \quad (12)$$

$$H_2 = -\frac{4\pi}{c} \eta_1 d |\nabla T| \exp(z/\lambda_2). \quad (13)$$

Магнитный поток через измерительный контур в этом случае определяется размерами и геометрией измерительного контура. Если контур расположен симметрично по отношению к границе раздела и  $L/2 > d$ , то

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{2ed^2}{\hbar c^2} \int_{T_1}^{T_2} dT \eta_1(T). \quad (14)$$

Если же  $l/2 < d$ , то в этом выражении множитель  $d^2$  заменяется на  $(d - l/2)^2$ .

Видно, что при переходе в нормальное состояние эффект возрастает  $\approx b (d/\lambda_1)^2 \gg 1$  раз. Таким образом, по резкому изменению магнитного потока можно определить температуру сверхпроводящего перехода слоя, лежащего на подложке с более высоким значением  $T_c$ . Тем самым можно судить о влиянии подложки из ВТСП материала на сверхпроводящие характеристики полупроводника.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А б р и к о с о в А.А. Основные теории металлов. М., Наука, 1987. 520 с.
- [2] Г а л ь п е р и н Ю.М., Г у р е в и ч В.Л., К о - з у б В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 17. С. 687-690; ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 1387-1391.
- [3] Г и н з б у р г В.Л. // ЖЭТФ. 1944. Т. 14. С. 177-182.

Поступило в Редакцию  
29 ноября 1991 г.