

## РАЗМЕРНЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ SN-СТРУКТУР

Кушнир В.Н., Прищепа С.Л., Ильина Е.

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013,  
г. Минск, ул. П. Бровки, 6, E-mail: aleks@bsuir.unibel.by

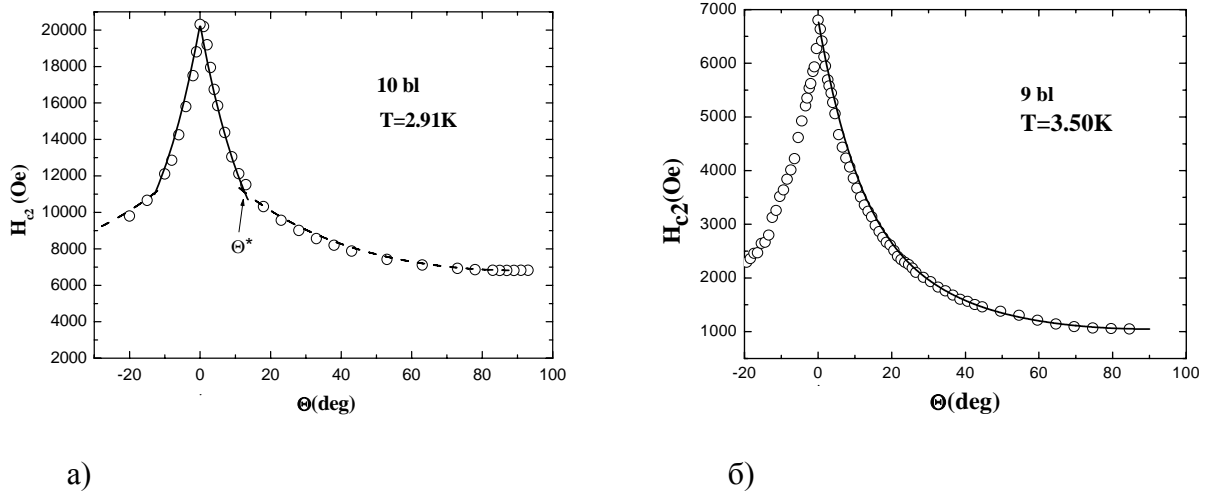
Интерес к исследованию свойств многослойных мезоструктур типа сверхпроводник – нормальный металл (SN), сверхпроводящих в силу эффекта близости, обусловлен следующими причинами. Во-первых, такие структуры позволяют (в силу развитой технологии их приготовления) детально изучать фундаментальные характеристики сверхпроводящего состояния в зависимости от степени неоднородности и анизотропии. В частности, можно получить информацию о виде волновой функции сверхпроводящего конденсата, производя транспортные измерения во внешнем магнитном поле различной напряженности (по абсолютной величине и направлению). Производя измерения в критической области, можно исследовать особенности зарождения сверхпроводящей фазы, ее локализацию, эффекты ограниченной и изменяющейся размерности. Во-вторых, с прикладной точки зрения, многослойные структуры SN очень удобны для исследования динамических и флуктуационных процессов в вихревой среде, определяющих токонесящую способность сверхпроводников II рода.

Наиболее характерная черта SN – явление 3D-2D перехода («кроссовера») [1], проявляющееся на магнитных критических характеристиках  $H_{c2\parallel}(T)$ ,  $H_{c2}(\Theta)$  ( $H_{c2\parallel}$  – верхнее параллельное критическое магнитное поле,  $T$  – температура,  $\Theta$  – угол между напряженностью внешнего магнитного поля и поверхностью образца). Это означает, что существует область значений  $\Theta < \Theta^*(T)$  и  $T < T^*$ , в которой сверхпроводник по своим макроскопическим свойствам равносителен бесконечно тонкой сверхпроводящей пленке, что принято называть 2-мерным поведением сверхпроводящего конденсата. Данный размерный эффект объясняется локализацией зародыша сверхпроводящей фазы в одном из S-слоев SN-структуры, имеющей место для указанного диапазона температур и углов  $\Theta$ .

Ранее нами было показано, что размерный 3D-2D переход имеет особенности, которые можно естественно объяснить, учитывая конечность структуры [2,3]. При этом существенным оказывается положение параллельной слоям плоскости симметрии образца – в сверхпроводящем или в нормальном слое. Эффект геометрической симметрии был обнаружен, во-первых, на магнитных характеристиках  $H_{c2\parallel}(T)$  и, во-вторых, на переходных резистивных характеристиках  $R(T)$ . Размерный кроссовер на характеристике  $H_{c2\parallel}(T)$  гораздо менее выражен для SN-структуры с плоскостью симметрии, лежащей в сверхпроводящем слое (нечетное количество бислоев), чем для структуры с плоскостью симметрии в нормальном слое (четное количество бислоев). Резистивные характеристики также разительно отличаются для данных двух видов SN-структур: для SN с нечетным количеством бислоев наблюдалось существенное уширение  $R(T)$  в окрестности  $T^*$ . Резкий размерный переход, имеющий место для структур с четным количеством бислоев, был объяснен скачкообразным изменением характера симметрии волновой функции (ВФ) конденсата: при понижении температуры от  $T > T^*$  до  $T < T^*$  ВФ теряет симметрию структуры.

Для исследования влияния геометрической симметрии SN на угловые зависимости  $H_{c2}(\Theta)$  была приготовлена пара образцов SN-структур Nb/Pd с количеством бислоев 9 и 10 (идентичных по другим материальным параметрам) [4]. Характеристики  $H_{c2}(\Theta)$  были

измерены в диапазоне температур ( $1.8K, T^*$ ). На Рис. 1а), 1б) приведены экспериментальные зависимости  $H_{c2}(\Theta)$  для 10- и 9- бислойной SN соответственно при  $T \sim T^*$ . Острые пики, имеющие место на всех кривых, соответствуют 2-мерному поведению зародыша сверхпроводящей фазы при  $\Theta \sim 0$  [5]. В соответствии с [6] можно определить полный участок  $(0, \Theta^*)$  кривой, соответствующий 2D-поведению. На Рис.1 этот участок обозначен сплошной линией. Необычными являются 2 особенности представленных кривых. Во-первых, на Рис.1а) обращает на себя внимание излом кривой  $H_{c2}(\Theta)$  при  $\Theta = \Theta^*$ . Во-вторых, как видно из Рис.1б), для 9-бислойной структуры 2D-поведение характерно для всех  $\Theta$ .



а) б)  
Рис.1. Графики угловых зависимостей верхнего критического поля  $H_{c2}(\Theta)$  для 10-бислойной (а) и 9-бислойной (б) структуры.

Оценки, проведенные в соответствии с моделью Гинзбурга – Ландау показывают, что схема, изложенная в [2,3], естественно обобщается для трактовки данного эксперимента. При  $\Theta < \Theta^*$  зародыш сверхпроводящей фазы локализуется в одном из S-слоев 10-бислойной структуры – это соответствует значению рассчитанного параметра локализации  $\sigma < D$  ( $D$  – период структуры). Как только угол начинает превышать значение  $\Theta^*$ , топология зародыша меняется – он становится гантелеобразным, занимая 2 центральных S-слоя. Поэтому на кривой Рис.1а) и наблюдается некоторый излом при  $\Theta = \Theta^*$ . При увеличении угла  $\Theta$  вплоть до  $\pi/2$  ВФ тяготеет к симметричной, каковой она должна быть при перпендикулярной слоям ориентации магнитного поля. В 9-бислойной структуре зародыш при любых углах остается в центральном S-слое, и это объясняет плавность кривой на Рис. 1б).

#### Литература.

1. В.У. Jin, J. B. Ketterson. Adv. Phys. 38, 189 (1989).
2. V.N. Kushnir, S.L. Prischepa, M.L. Della Rocca, M. Salvato, C. Attanasio. Phys. Rev. B 68, 212505 (2003).
3. V.N. Kushnir, S.L. Prischepa, C. Cirillo, M.L. Della Rocca, A. Agrisani Armenio, L. Maritato, M. Salvato, C. Attanasio. Europ. Phys. J. B 41, 439 (2004).
4. C. Cirillo, S.L. Prischepa, M. Salvato, C. Attanasio. Europ. Phys. J. B 38, 59 (2004).
5. M Tinkham, Phys. Rev. 129, 2413 (1963).
6. Л.И. Глазман, ЖЭТФ 93, 1373 (1987).