

Магнитные свойства ВТСП системы $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ в сверхпроводящем состоянии. Роль флуктуаций.

А.И. Головашкин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова, А.М. Цховребов
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия
М.Л. Нортон

Университет Маршала, Хантингтон, WV 25755, США

Исследовались магнитные свойства ВТСП монокристаллов $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ в сверхпроводящем состоянии. По кривым намагничивания и гистерезисным петлям определены температурные зависимости критического магнитного поля $H_{C1}(T)$ и остаточной намагниченности $M_0(T)$. Полученные данные согласуются с моделью расслоенного состояния сверхпроводник-диэлектрик, предложенной ранее для объяснения гальваномагнитных свойств поликристаллических образцов $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ [1]. Согласно указанной модели в $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ при $T_C=30$ К происходит переход из нормального состояния в однородное сверхпроводящее, а при $T^*=17$ К наблюдается переход в расслоенное состояние сверхпроводник-диэлектрик. Исключительно слабый эффект Мейснеровского экранирования в интервале температур $T^*<T<T_C$ одновременно со слабым парамагнетизмом, наблюдаемым при тех же температурах в достаточно больших магнитных полях, когда экранировка подавлена, вероятно объясняется флуктуациями расслоенного состояния в однородной сверхпроводящей фазе при $T>T^*$.

Ранее мы наблюдали ряд аномалий в поведении ВТСП системы $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ в сверхпроводящем состоянии, такие как: 1) возврат резистивного состояния при температурах ниже T_C , причем значение статического сопротивления могло превышать величину остаточного сопротивления перед сверхпроводящим переходом на 2-3 порядка; 2) подавление возвратного сопротивления магнитным полем одновременно с подавлением сверхпроводимости; 3) гистерезис ВАХ; 4) немонотонная температурная зависимость критического тока $I_C(T)$, определенно из ВАХ, с максимумом при $T^*=17$ К; 5) отрицательная кривизна температурной зависимости $H_{C2}(T)$, определенной по резистивному переходу; 6) образец проявлял свойства джозефсоновской среды. Все перечисленные эффекты можно объяснить в рамках модели расслоенного состояния сверхпроводник-диэлектрик [2]. Согласно этой модели при определенных условиях системе, уровень Ферми которой находится вблизи края запрещенной зоны, может оказаться выгодным перейти в расслоенное состояние сверхпроводник-диэлектрик, которое характеризуется двумя параметрами порядка - диэлектрической и сверхпроводящей щелями, промодулированными в пространстве в противофазе.

Следует подчеркнуть, что данное состояние является однофазным, диэлектрические и сверхпроводящие области взаимообуславливают друг друга и существуют и разрушаются (например, магнитным полем) только одновременно, при этом глубина и период модуляции параметров порядка в пространстве могут меняться с температурой. Транспорт в системе реализуется путем джозефсоновского туннелирования между сверхпроводящими областями через диэлектрические барьеры. Корреляция между соседними областями осуществляется через передачу свободных носителей от одних к другим таким образом, что одни становятся диэлектрическими, а в других концентрация носителей растет и, тем самым, «усиливаются» их сверхпроводящие свойства. Возможно, что в системе $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$, подобное явление реализуется благодаря Bi , который обладает переменной валентностью 3 и 5. Перечисленные эффекты исследовались на поликристаллических образцах $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$. Аналогичные эффекты наблюдались на родственной системе Ва-Рb-ВiО [3] также на поликристаллических образцах еще в эпоху до ВТСП, где авторы объясняли все аномалии наличием барьеров технологического происхождения на границах зерен. Однако, немонотонная зависимость критического тока не может быть объяснена в случае, если барьеры имеют чисто технологическое происхождение, так как их сопротивление не должно меняться с температурой. Тем не менее, для чистоты эксперименты мы провели измерения на монокристаллах $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$. Повторить все гальваномагнитные измерения на монокристаллах оказалось невозможным, так как с одной стороны имеющиеся образцы были достаточно малы ($\sim 2 \times 2 \times 2$ мм³), а с другой критические токи, напротив, достаточно велики, и прописать ВАХ до тока больше критического нельзя из-за перегрева образца за счет Джоулева тепла, выделяющегося на контактах. Поэтому мы остановились на магнитных измерениях. Были исследованы температурные при постоянной магнитном поле и полевые при постоянной температуре зависимости намагниченности (M) монокристалла $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ в интервалах температур 4.2-35 К и магнитных полей 0-1.2 Т соответственно. Измерения проводились миниатюрным датчиком Холла, расположенным в непосредственной близости от образца. Из зависимостей $M(H)$, записанных при первом проходе (рис.1) определялось поле H_{C1} , из гистерезисных петель – величину

остаточной намагниченности M_0 . На рис.1 представлены кривые намагничивания образца при пер-

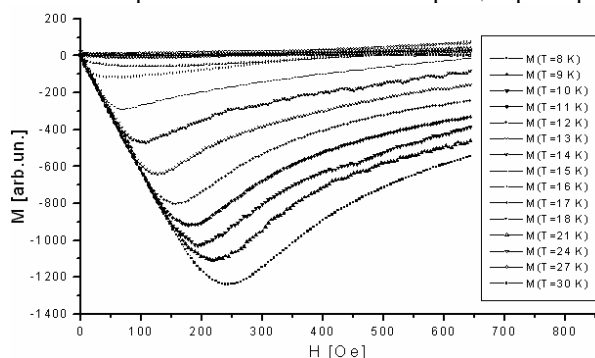


Рис. 1. Зависимости магнитного момента монокристалла $Va_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ от поля, полученная при первом проходе намагничивания образца для температур в интервале 8-30К

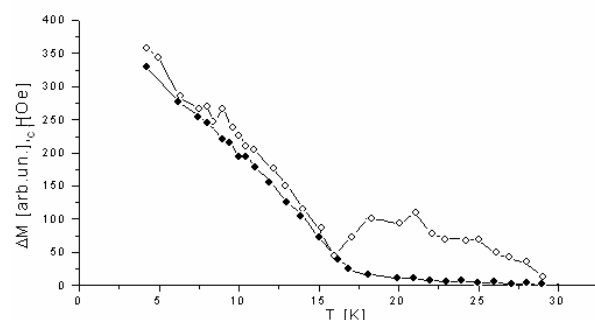


Рис. 2. Зависимость H_{C1} от температуры, полученная при первом проходе (рис.1) намагничивания монокристалла $Va_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ (-o-); зависимость от температуры «поперечника» петли гистерезиса перемещения монокристалла $Va_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ (-●-).

вом проходе введения поля при различных температурах. Следует отметить три момента: 1) диамагнитное экранирование при температурах выше 17 К очень слабое; 2)наклон линейного участка зависимости $M(H)$ вблизи $H=0$, соответствующий мейснеровскому экранированию, одинаков для всех кривых, что свидетельствует об одинаковом объеме сверхпроводящей фазы при всех температурах; 3)на кривых, полученных при температурах выше 17 К, наблюдается слабый парамагнитный эффект в области относительно больших полей, который пропадает при $T > T_C$. Зависимости $H_{C1}(T)$ и $M_0(T)$ (рис.2) с ярко выраженной особенностью в виде излома при $T \approx 17$ К хорошо согласуется с результатами, полученными ранее из гальваномагнитных измерений на поликристаллах $Va_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ [1], и моделью расслоения [2]. Согласно последней, при $T > T_C = 30$ К система находится в нормальном состоянии (рис.3), при $T^* < T < T_C$ свободная энергия однородного сверхпроводящего состояния оказывается ниже и система становится сверхпроводящей, а при $T < T^*$ энергетически более выгодным оказывается пространственно неоднородное расслоенное состояние сверхпроводник- диэлектрик, соответ-

венно, оно и реализуется. Расслоенное состояние обладает большим количеством границ сверхпроводник – несверхпроводник, которые эффективно пиннингуют вихри, что приводит к росту M_0 с понижением температуры при $T < T^*$, а аналогичное возрастание $H_{C1}(T)$ возможно связано с увеличением глубины пространственной модуляции параметра порядка в расслоенной фазе с понижением температуры, что означает увеличение H_C и, соответственно, H_{C1} . Слабое мейснеровское экранирование в однородной сверхпроводящей фазе при $T^* < T < T_C$ можно объяснить флуктуациями расслоенной фазы внутри однородной сверхпроводящей.

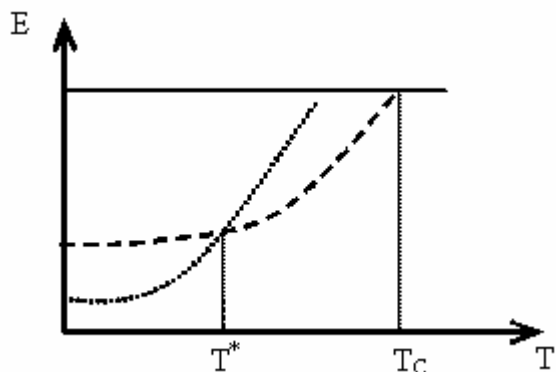


Рис.3. Диаграмма энергетических состояний различных фаз в зависимости от температуры. Нормальное состояние ———; однородная сверхпроводимость - - - - -; расслоенное пространственно неоднородное состояние сверхпроводник/диэлектрик

1. Н.В. Аншукова, В.Б. Гинодман, А.И. Головашкин и др., ЖЭТФ **97**, №5, 1635 (1990)
2. А.А. Горбачевич, Ю.В. Копаев, И.В.Токатлы. Письма в ЖЭТФ **52**, 736-739 (1990).
3. А.Е.Протасов, С.В.Зайцев-Зотов, Ю.Н.Венечев и др., ФТТ **20**, 3503 (1978).