

Температурная зависимость критического тока в высокотемпературных сверхпроводниках с малоугловыми границами раздела кристаллических блоков

Э. А. Пашицкий, В. И. Вакарюк, С. М. Рябченко, Ю. В. Федотов

Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, Украина, 03022
E-mail: pashitsk@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 26 июля 2000 г.

Рассмотрена модель ограничения критического тока в достаточно совершенных ВТСП кристаллах и эпитаксиальных пленках с блочной структурой при малых углах разориентации кристаллических блоков θ , когда расстояние d между краевыми дислокациями вдоль границ раздела блоков больше, чем длина когерентности $\xi(T)$. Показано, что в этих условиях прозрачность малоугловых границ раздела для сверхпроводящих носителей тока вблизи критической температуры T_c практически не зависит от θ и T . В результате единственным фактором, определяющим температурную зависимость плотности критического тока $j_c(T)$, остается ток распаривания $j_0(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$. Вблизи T_c , когда $\xi(T) > d$, происходит переход от зависимости $j_c(T) \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$ к $j_c(T) \sim (1 - T/T_c)^2$. Такое поведение $j_c(T)$ хорошо согласуется с результатами проведенных экспериментов по измерению критических токов в тонких эпитаксиальных пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Розглянуто модель обмеження критичного струму в досить якісних ВТНП кристалах і епітаксійних плівках із блоковою структурою при малих кутах разорієнтації кристалічних блоків θ , коли відстань d між крайовими дислокаціями вздовж границ розділу блоків більша, ніж довжина когерентності $\xi(T)$. Показано, що за цих умов прозорість малокутових меж розділу блоків для надпровідних носіїв струму поблизу критичної температури T_c практично не залежить від θ і T . В результаті єдиним фактором, що визначає температурну залежність густини критичного струму $j_c(T)$, залишається струм розпарювання $j_0(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$. Поблизу T_c , коли $\xi(T) > d$, відбувається перехід від залежності $j_c(T) \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$ до $j_c(T) \sim (1 - T/T_c)^2$. Така поведінка $j_c(T)$ добре узгоджується з результатами проведених експериментів по виміру критичних струмів у тонких епітаксійних плівках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

PASC: 74.72.Bk, 74.76.Bz, 74.25.Na

1. Введение

Плотность критического тока j_c , наряду с критической температурой T_c , является одной из важнейших характеристик сверхпроводника. Она может быть измерена как в экспериментах по определению транспортных свойств образцов (резистивные методы), так и с помощью бесконтактных методов, основанных, например, на измерении магнитной восприимчивости образцов в переменных магнитных полях. Величина и температурная зависимость j_c определяются различными механизмами ограничения сверхпроводящего (СП) тока, которые уменьшают j_c по сравнению с

его предельно возможным значением, соответствующим току распаривания j_0 .

Один из известных механизмов ограничения СП тока обусловлен депиннингом квантовых вихрей Абрикосова в сверхпроводниках второго рода и может быть описан в рамках модели коллективного пиннинга одиночных вихрей на структурных дефектах [1]. В этой модели характер зависимости $j_c(T)$ существенно связан с типом беспорядка в образце, ответственным за пиннинг, и определяется зависимостью соответствующего параметра разупорядочения δ . Для пиннинга, связанного с пространственными вариациями T_c (δT_c -пиннинг), зависимость параметра разупорядочения от T

имеет вид $\delta_T \sim (1 - T/T_c)^{-1/2}$, тогда как температурная зависимость параметра δ_l , характеризующего вариацию средних путей свободного пробега носителей тока (δl -пиннинг), дается выражением $\delta_l \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$.

Для обоих типов разупорядочения в модели коллективного пиннинга одиночных вихрей плотность критического тока определяется выражением [1]

$$j_c = j_0 (\delta/\epsilon_m)^{2/3}, \quad (1)$$

где $j_0 = c\Phi_0/(12\sqrt{3}\pi^2\lambda_L^2\xi)$ — плотность тока распаривания в сверхпроводнике; $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока; λ_L — лондоновская глубина проникновения магнитного поля; ξ — длина когерентности, а ϵ_m — отношение анизотропных эффективных масс. Для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) на основе слоистых купратных соединений $\epsilon_m = m_c^*/m_{ab}^* \gg 1$, где m_{ab}^* и m_c^* — эффективные массы носителей тока в плоскости слоев **ab** и в направлении, нормальном к плоскости слоев (вдоль оси *c*).

Как следует из (1), зависимость плотности критического тока от *T* определяется температурными зависимостями тока распаривания j_0 и параметра разупорядочения δ . Для температур, достаточно близких к T_c , зависимость $j_0(T)$ можно получить, используя выражения для величин ξ и λ_L в теории БКШ: $\xi(T) \propto \lambda_L(T) \propto (1 - T/T_c)^{-1/2}$, что дает $j_0 \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$. Подстановка в (1) температурных зависимостей величин j_0 , δ_T и δ_l приводит в случае δT_c -пиннинга к зависимости $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{7/6}$, а для δl -пиннинга к $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{5/2}$.

Другой причиной ограничения $j_c(T)$ может быть существование различных границ раздела в гранулярных и поликристаллических образцах ВТСП материалов. В этом случае зависимость $j_c(T)$ определяется токами $j_m(T)$, протекающими через межгранулярные джозефсоновские контакты. Температурные зависимости джозефсоновского тока $j_m(T)$ вычислялись ранее в рамках теории Гинзбурга — Ландау для различных моделей контактов [2,3]. В частности, для контактов типа сверхпроводник — изолятор — сверхпроводник (SIS) и сверхпроводник — нормальный металл — сверхпроводник (SNS) были получены зависимости $j_m(T) \propto (T_c - T)$ и $j_m(T) \propto (T_c - T)^2$ соответственно. Заметим, что квадратичная зависимость критического тока $j_c(T) \propto (T_c - T)^2$ в ВТСП материалах наблюдалась в [4–6]. Наряду с этим в [3] для сложного контакта типа сверхпроводник — нормальный металл — изолятор — сверхпроводник (SNIS)

была получена зависимость $j_m(T) \propto (T_c - T)^{3/2}$, подобная зависимости от *T* тока распаривания j_0 .

В работе [7] при экспериментальном исследовании температурной зависимости $j_c(T)$ в тонких (толщиной $\sim 500 \text{ \AA}$) эпитаксиальных пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ была получена относительно большая величина плотности критического тока ($\sim 10^6 \text{ A/cm}^2$) и установлена зависимость $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$.

Облучение исследуемой пленки быстрыми электронами с энергией 4 МэВ при дозах $\sim 3 \cdot 10^{16}$ электронов/см² приводило к уменьшению абсолютной величины критического тока в несколько раз, но не изменяло характера его температурной зависимости. Обсуждая полученные результаты, авторы работы [7] высказали предположение, что зависимость $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ может быть обусловлена наличием в пленке гранулярной структуры с межгранулярными контактами SNIS-типа. Однако такое предположение плохо согласуется с высокой плотностью критического тока в исследованных эпитаксиальных пленках.

В работе [8] был рассмотрен неджозефсоновский механизм ограничения критического тока в достаточно совершенных ВТСП кристаллах и эпитаксиальных пленках, которые, как правило, характеризуются блочной структурой и состоят из слабаразориентированных монокристаллических блоков. Малоугловые границы раздела (ГР) между такими блоками представляют собой периодические цепочки краевых дислокаций (КД), расстояние между которыми зависит от угла взаимной разориентировки блоков θ и определяется известной формулой Франка $d(\theta) = b/2 \sin(\theta/2) \approx b/\theta$, где *b* — модуль вектора Бюргерса, равный по порядку величины постоянной решетки.

Как было показано в [8], вблизи периодической цепочки параллельных КД (дислокационной стенки) в силу эффекта близости в области шириной в несколько длин когерентности $\xi(T)$ происходит локальное подавление СП параметра порядка ψ и, как следствие, существенное ослабление критического тока через ГР даже при таких углах разориентации θ , когда несверхпроводящие области вокруг ядер КД еще не перекрываются и не образуют непрерывный диэлектрический или нормальный (металлический) джозефсоновский барьер. Полученная в [8] угловая зависимость критического тока хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемой в отсутствие внешнего магнитного поля квазиэкспоненциальной зависимостью $j_c(\theta)$ на бикристаллах ВТСП с разными θ .

Температурная зависимость $j_c(T)$ через ГР в [8] подробно не анализировалась, и только для случая достаточно больших углов разориентации θ , когда выполняется сильное неравенство $d(\theta) \ll \ll \xi(T)$ и существенную роль играет геометрический эффект сужения СП каналов между диэлектрическими ядрами КД, была получена зависимость $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{5/2}$, которая формально совпадает с моделью δl -пиннинга, но реализуется в отсутствие магнитного поля. Однако в [8] не анализировался случай малоугловых ГР, когда в широком интервале температур выполняется неравенство $d(\theta) > \xi(T)$, хотя этот случай может быть актуальным для ВТСП кристаллов ввиду аномальной малости длины когерентности. Кроме того, приведенная в [8] зависимость $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{5/2}$ явилась результатом предположения о стремлении к нулю прозрачности системы СП каналов в ГР при $T \rightarrow T_c$, тогда как в действительности при фиксированном значении θ прозрачность ГР должна возрастать при $T \rightarrow T_c$ и $\xi(T) \rightarrow \infty$ благодаря усилению эффекта близости между СП каналами.

В данной работе на основе модели, аналогичной [8], рассмотрен механизм ограничения критического тока через малоугловые ГР в достаточно совершенных ВТСП кристаллах и эпитаксиальных пленках при условии $d(\theta) > 2\xi(T)$. Показано, что в этом случае прозрачность ГР для СП носителей тока, которая определяется эффектом локального подавления СП параметра порядка вдоль ГР, практически не зависит от θ и T вблизи T_c . Если при этом также велика прозрачность ГР, обусловленная существованием достаточно широких СП каналов между ядрами КД при малых θ , то единственным фактором, определяющим температурную зависимость $j_c(T)$, остается ток распаривания. Полученная в рамках такой модели зависимость $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ хорошо согласуется с результатами проведенных в [7] и в данной работе экспериментов. С другой стороны, если «геометрический» фактор ограничения СП тока в каналах является существенным (например, за счет большого радиуса несверхпроводящих ядер КД), а прозрачность ГР при $T \rightarrow T_c$ не стремится к нулю, а возрастает, то температурная зависимость критического тока имеет вид $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{5/4}$, в отличие от полученной в [8] зависимости $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{5/2}$. Однако по мере приближения к T_c , когда условие $d(\theta) > 2\xi(T)$ перестает выполняться, в обоих случаях происходит переход к квадратичной зависимости $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^2$, аналогичной зависимости критического тока через SNS-контакт. В работе

проводится сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными до и после релаксации облученной пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

2. Эксперимент

Параметры ВТСП пленок измерялись методом низкочастотной магнитной восприимчивости на частоте 937 Гц в диапазоне температур 77–100 К в магнитном поле Земли. Амплитуда переменного магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки, изменялась в пределах 0,001–5 мТл. Регистрирующая система включала в себя синхронный усилитель типа SR-830, связанный с компьютером посредством интерфейса RS-232, что позволяло проводить накопление и дополнительное усреднение полученных данных.

Использованная методика бесконтактных измерений плотности критического тока основана на анализе зависимости мнимой части комплексной магнитной восприимчивости χ'' исследуемых образцов от амплитуды переменного магнитного поля h .

При изменении h измеряемая величина χ'' достигает максимума при определенном значении h_m . В общем случае величина h_m зависит от плотности критического тока, формы и размеров образца достаточно сложным образом. Для образцов в виде тонких пленок в перпендикулярном пленке возбуждающем переменном магнитном поле зависимость χ'' от h рассматривалась, например, в [9]. При этом было установлено, что для пленки, имеющей форму диска, справедливо соотношение $j_c = 1,013 h_m/L$, где L — толщина пленки. В [10] показано, что это же выражение достаточно хорошо описывает результаты экспериментов и на пленках других изометрических форм, в том числе и квадратных.

Величину T_c образцов определяли на той же установке для измерения магнитной восприимчивости по началу резкого нарастания $\chi''(T)$ при появлении сверхпроводимости. Погрешность измерений значений T_c составляла, по нашим оценкам, $\pm 0,1$ К.

Исследовались тонкие ($L = 500 \text{ \AA}$) эпитаксиальные ВТСП пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с $T_c = 89,6$ К. Ось c эпитаксиальных слоев $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, нанесенных на подложку $LaAlO_3$, ориентирована перпендикулярно плоскости пленок. Образцы имели в плоскости форму, близкую к квадратной с размерами $0,5 \times 0,5$ см.

Облучение электронами с энергией 4 МэВ проводилось на линейном ускорителе ЭЛУ-4 при комнатной температуре. Плотность электронного пучка

ка выбиралась такой, чтобы в процессе облучения температура образца не превосходила 70–80 °С.

Зависимости относительных значений χ'' от величины возбуждающего переменного поля h измерялись перед облучением образцов, непосредственно после облучения и через различные интервалы времени хранения образцов при комнатной температуре. Относительная погрешность определения h_m , а следовательно и j_c , составляла не более 5% от измеренной величины.

Основной результат исследований температурных зависимостей плотности критического тока в данных пленках и влияния на нее электронного облучения (с дозой $3 \cdot 10^{16}$ электронов/см²) был приведен в работе [7]. Полученные экспериментальные данные могут быть аппроксимированы выражением $j_c(T) = J_n(1 - T/T_c)^s$, где параметры аппроксимации J_n и s оптимизировались по минимальному среднеквадратичному отклонению. Для исходной пленки $J_n = (1,44 \pm 0,19) \cdot 10^7$ А/см², $s = 1,48 \pm 0,06$. Для облученной пленки сразу после облучения $J_n = (6,35 \pm 0,62) \cdot 10^6$ А/см², $s = 1,51 \pm 0,04$. Таким образом, показатель степени в температурной зависимости соответствует величине $s = 3/2$ и не изменяется с облучением, в то время как величина плотности критического тока, будучи исходно довольно высокой, уменьшается под действием облучения более чем вдвое. В пределах точности измерений не было зафиксировано изменений критической температуры T_c пленок в результате облучения.

Первые признаки процесса релаксации начинали проявляться уже в течение суток после облучения. Однако эти изменения в большей мере наблюдались в температурных зависимостях $\chi''(T)$ и

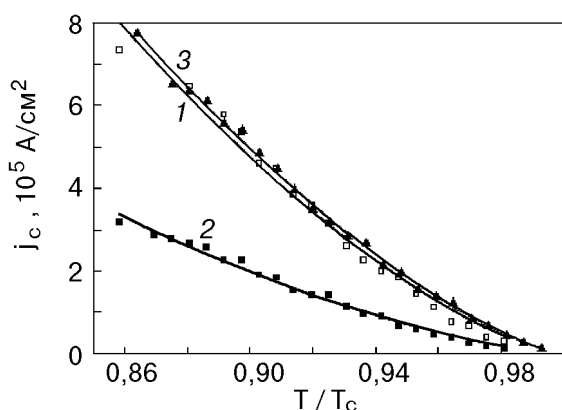


Рис. 1. Зависимости измеренной плотности критического тока от приведенной температуры T/T_c для необлученной пленки (\square); сразу после облучения пленки дозой $3 \cdot 10^{16}$ электронов/см² (\blacksquare); через 540 дней после облучения (\blacktriangle). Линии 1–3 — аппроксимирующие кривые для этих же состояний пленки, отвечающие уравнению $j_c(T) = J_n(1 - T/T_c)^s$ с параметрами J_n и s , приведенными в тексте.

откликов на высших нечетных гармониках частоты возбуждения, получаемых при том или ином значении h , но были мало заметны в результирующей температурной зависимости $j_c(T)$, получаемой на основе зависимостей $\chi''(h)$. Тем не менее оказалось, что на протяжении длительного времени (порядка нескольких месяцев) релаксация после облучения стала заметной и в $j_c(T)$. При этом показатель s все время оставался неизменным, в пределах погрешностей равным $3/2$, а величина J_n с течением времени релаксировала к значению, наблюдавшемуся до облучения. На рис. 1 приведены температурные зависимости $j_c(T)$ для пленки перед облучением, непосредственно после облучения и через 540 дней после него. Как видно, за период длительной релаксации величина J_n , уменьшившаяся более чем в двое сразу после облучения, практически полностью восстановилась до первоначального значения.

3. Модель малоугловых границ раздела и температурная зависимость критического тока

Для определения температурной зависимости критического тока $j_c(T)$ через малоугловую ГР с учетом эффекта близости при условии $\tau \equiv (1 - T/T_c) \ll 1$ будем исходить из уравнения Гинзбурга–Ландау (ГЛ) для пространственно неоднородного СП параметра порядка $\psi(\mathbf{r})$ вблизи ГР, нормированного на однородное объемное значение $\psi_\infty \sim \sqrt{\tau}$ [8]:

$$\xi^2(T)\Delta\psi + \psi - \psi^3 - i^3/\psi^3 = V(\mathbf{r})\psi. \quad (2)$$

Здесь $i = j/j_0$ — безразмерная однородная плотность тока в объеме сверхпроводника, нормированная на ток распаривания $j_0(T) \sim \tau^{3/2}$, а V — эффективный потенциал, определяющий меру локального подавления $\psi(\mathbf{r})$ за счет изменения T_c и j вблизи ГР:

$$V(\mathbf{r}) = \frac{\delta T_c(\mathbf{r})}{\tau T_c} - \frac{i_0^2(\mathbf{r}) - i^2}{\psi^3(\mathbf{r})}, \quad (3)$$

где $i_0(\mathbf{r})$ — локальное значение плотности СП тока вблизи ГР. Заметим, что в работе [8] в знаменателе второго слагаемого в (3) содержался дополнительный множитель τ , что соответствует недостаточно обоснованному предположению об уменьшении «геометрической» прозрачности ГР при $T \rightarrow T_c$.

Изменение плотности СП тока $i_0(\mathbf{r})$, протекающего через ГР, связано с его пространственным перераспределением (филаментацией) в СП кана-

лах между несверхпроводящими ядрами КД, образующимися в результате пластической деформации кристаллической решетки, а также за счет накопления дефектов в полях упругих напряжений вокруг КД, в первую очередь атомов меди и кислородных вакансий, рост концентрации которых приводит к подавлению сверхпроводимости в купратных ВТСП соединениях. Однако для малых углов ГР эффект возрастания локальной плотности СП тока невелик, поскольку ширина СП каналов $d_s(\theta) = d(\theta) - 2r_i$ значительно превышает область «геометрической тени», создаваемой диэлектрическими ядрами КД радиуса $r_i \ll d$.

Локальное изменение критической температуры $\delta T_c(\mathbf{r})$ в (3) обусловлено изменением ответственной за куперовское спаривание константы связи $g_0(\mathbf{r})$ вблизи КД благодаря упругой деформации кристаллической решетки, а также за счет перераспределения концентрации свободных носителей тока (дырок) в электростатических полях заряженных дефектов (ионов, вакансий кислорода) на расстояниях порядка длины экранирования l_D [8].

В результате в окрестности КД возникают области с пониженным локальным значением $T_c(\mathbf{r})$, меньшим, чем T_c в объеме образца. В этих областях возможен переход в нормальное металлическое состояние при температурах образца в интервале $T_c(\mathbf{r}) < T < T_c$, что должно приводить к подавлению СП параметра порядка за счет эффекта близости на масштабах, сравнимых с длиной когерентности $\xi(T) = \xi_0 / \sqrt{\tau}$.

Величина ξ_0 может быть оценена по наклону температурной зависимости второго критического поля $H_{c2}(T)$ сверхпроводника второго рода при $T \rightarrow T_c$:

$$\xi_0 = \left[\frac{\Phi_0}{2\pi T_c H'_{c2}(T_c)} \right]^{1/2}; \quad H'_{c2} = \frac{dH_{c2}}{dT}. \quad (4)$$

При значениях $T_c \approx 90$ К и $H'_{c2}(T_c) \approx 2$ Тл/К, характерных для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, получаем оценку $\xi_0 \approx 12$ А.

При условии, что $\xi(T)$ значительно превышает l_D и больше, чем расстояние $d(\theta) \approx b/\theta$ между КД, значение потенциала $V(x, y)$, усредненное по пространственному периоду вдоль ГР (т.е. вдоль оси y), приближенно может быть представлено в следующем виде (см. [8]):

$$\langle V(x, y) \rangle \approx \frac{U_0}{\tau d(\theta) \xi(T)} \delta(\eta) \approx \frac{2\pi r_0^2 \bar{u}_0 \theta}{b \xi_0 \sqrt{\tau}} \delta(\eta). \quad (5)$$

Здесь $\eta = x/\xi(T)$ — безразмерная переменная вдоль оси x , перпендикулярной плоскости ГР; $\delta(\eta)$ — дельта-функция, а U_0 — нулевая фурье-компонента короткодействующего (экранированного) потенциала несверхпроводящего ядра КД:

$$U_0 = 2\pi \int_0^\infty U(r)r dr = 2\pi r_0^2 \bar{u}_0, \quad (6)$$

где \bar{u}_0 — безразмерная амплитуда потенциала, нормированная на энергию $k_B T_c$ (k_B — постоянная Больцмана); r_0 — эффективный радиус нормальной (металлической) области вокруг КД, равный по порядку величины длине экранирования l_D . Заметим, что при условии $d(\theta) \leq \xi(T)$ на каждую КД в плоскости xy приходится область площадью $2d(\theta)\xi(T)$ с подавленным за счет эффекта близости СП параметром порядка ψ .

Однако при не слишком малых значениях τ и достаточно малых углах разориентации θ , когда $d(\theta) \geq 2\xi(T)$, области с подавленным значением ψ вокруг отдельных КД практически не перекрываются, а их площади в расчете на одну КД равны по порядку величины $\pi \xi^2(T)$. В этом случае вместо выражения (5) для усредненного по y потенциала следует пользоваться выражением

$$\langle V(x, y) \rangle \approx \frac{2\gamma U_0}{\pi \xi^2(T)} \delta(\eta) = \gamma \frac{4r_0^2 \bar{u}_0}{\xi_0^2} \delta(\eta), \quad (7)$$

где γ — безразмерный коэффициент, который определяется пространственным распределением неоднородного параметра порядка вокруг КД. Как видим, выражение (7) не зависит ни от θ , ни от τ .

Приравнявая выражения (5) и (7), находим зависящее от τ значение критического угла θ_c , начиная с которого появляются температурная и угловая зависимости усредненного потенциала на ГР:

$$\theta_c(\tau) = \frac{2\gamma b \sqrt{\tau}}{\pi \xi_0}. \quad (8)$$

Полагая $b \approx a \approx 4 \text{ \AA}$ (a — постоянная решетки в плоскости слоев) в интервале температур, соответствующих $\tau \approx 0,1-0,25$, согласно (8) находим значение критического угла $\theta_c \approx (4\gamma/\pi) (1^\circ-5^\circ)$.

Если предположить, что СП параметр порядка вблизи КД подавлен внутри цилиндрической области кругового сечения радиуса $\xi(T)$, и считать, что переход от зависимости (5) к (7) происходит при условии $d(\theta) = 2\xi(T)$, то коэффициент $\gamma = \pi/4$. В общем случае $\gamma \sim 1$.

В результате подстановки (5) и (7) в уравнение ГЛ (2) для усредненного по y параметра порядка $\psi(x, y)$ получаем

$$\frac{d^2\psi}{d\eta^2} + \psi - \psi^3 - \frac{i^2}{\psi^3} = \Gamma_1 \psi \delta(\eta), \quad (9)$$

где

$$\Gamma_1(\theta) \approx 4\gamma\bar{u}_0 \frac{r_0^2}{\xi_0^2} \begin{cases} 1, & \theta < \theta_c(\tau); \\ \theta/\theta_c(\tau), & \theta > \theta_c(\tau). \end{cases} \quad (10)$$

Уравнение (9) вдали от ГР (при $\eta \neq 0$) является однородным и может быть проинтегрировано с использованием граничных условий

$$\psi(0) = \psi_0; \quad \psi(\pm\infty) = \psi_\infty; \quad \psi'(\pm\infty) = 0; \quad (11)$$

$$\psi'(+0) = -\psi'(-0) = \frac{1}{2} \Gamma_1 \psi_0. \quad (12)$$

Первый интеграл уравнения (9) с учетом (11) и (12) равен (см. [8])

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{d\eta} \right)^2 + U(\psi) = E, \quad (13)$$

где

$$U(\psi) = \frac{\psi^2}{2} + \frac{i^2}{2\psi^2} - \frac{\psi^4}{4}; \quad E = U(\psi_\infty). \quad (14)$$

Уравнение для нахождения значения ψ_0 подавленного СП параметра порядка вдоль ГР получаем с помощью подстановки (12) в уравнение (13) при $\psi = \psi_0$:

$$2E - \psi_0^2 + \frac{\psi_0^4}{2} - \frac{i^2}{\psi_0^2} = \frac{\Gamma_1^2 \psi_0^2}{4}. \quad (15)$$

При малой плотности тока, когда выполняется условие $i^2 \ll 1$, не происходит заметного изменения СП параметра порядка в объеме сверхпроводника, так что с хорошей точностью можно положить $\psi_\infty \approx 1$. При этом, согласно (14), с точностью до главных членов $E \approx 1/4$. Предполагая, что параметр порядка сильно подавлен вблизи ГР, так что $\psi_0^2 \ll 1$, вместо (15) получаем более простое соотношение

$$\frac{1}{2} (\Gamma_1^2 + 4) \psi_0^2 = 1 - \frac{2i^2}{\psi_0^2}, \quad (16)$$

которое сводится к биквадратному уравнению относительно ψ_0 . Корни уравнения (16)

$$\psi_0^2 = \frac{1}{\Gamma_1^2 + 4} \left[1 \pm \sqrt{1 - 4i^2(\Gamma_1^2 + 4)} \right] \quad (17)$$

являются вещественными при условии $i^2 \leq (1/4)(\Gamma_1^2 + 4)$, откуда следует выражение для максимальной (критической) плотности СП тока через малоугловую ГР:

$$j_c(\tau, \theta) = \frac{j_0(\tau)}{2[\Gamma_1^2(\theta, \tau) + 4]^{1/2}}. \quad (18)$$

Согласно (10), при $\theta < \theta_c(\tau)$ параметр Γ_1 не зависит от τ и θ , так что температурная зависимость критического тока (18) совпадает с температурной зависимостью тока распаривания $j_c(\tau) \sim j_0(\tau) \sim \tau^{3/2}$.

С другой стороны, согласно (8) и (10), при $\theta > \theta_c(\tau)$ параметр $\Gamma_1 \sim \tau^{-1/2}$. В этом случае при условии $\Gamma_1 > 2$ из (18) следует квадратичная по τ зависимость критического тока: $j_c(\tau) \sim \tau^2$. Заметим, что при этом $\Gamma_1 \sim \theta$, так что критический ток j_c должен убывать с ростом угла разориентации как θ^{-1} .

На рис. 2 показаны рассчитанные на основе (18) с учетом (10) зависимости критического тока от τ для разных θ в двойном логарифмическом масштабе. Как видим, в области малых τ , где критический угол $\theta_c(\tau)$ становится меньше соответствующего угла разориентации θ , наблюдается переход от зависимости $j_c(\tau) \sim \tau^{3/2}$ к зависимости $j_c(\tau) \sim \tau^2$.

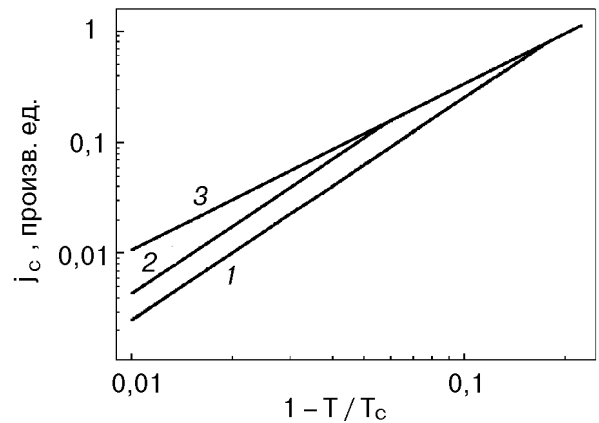


Рис. 2. Расчетные зависимости плотности критического тока j_c от $\tau = 1 - T/T_c$ в логарифмическом масштабе, полученные согласно уравнениям (10) и (18) для значений угла разориентации межкристаллитных блоков $\theta = 0,07$ (1), 0,04 (2) и 0,01 (3) радиан ($\cong 4^\circ$, $2,3^\circ$ и $0,57^\circ$). Для построения графика использованы значения параметров: $b = 4$ А, $\xi_0 = 12$ А и $\gamma = \pi/4$.

Однако по мере увеличения θ и уменьшения расстояния между КД возникает необходимость учета упоминавшегося выше «геометрического» фактора, связанного с уменьшением ширины СП каналов между диэлектрическими ядрами КД. При этом коэффициент при δ -функции в правой части уравнения (9) принимает вид [8]

$$\Gamma(\psi, i) = \Gamma_1 \psi + \Gamma_2 i^2 / \psi^3, \quad (19)$$

где

$$\Gamma_2(\theta) = \frac{4r_i}{\xi(T)} \left[\frac{d^2}{(d-2r_i)^2} - 1 \right] = \frac{4r_i \sqrt{\tau} v(2-v)}{\xi_0 (1-v)^2},$$

$$v = \frac{4r_i}{b} \sin(\theta/2). \quad (20)$$

Заметим, что при условии $v = 1$, которое для $r_i \approx b$ выполняется при угле разориентации $\theta \approx 30^\circ$, ширина СП канала $d_s = d - 2r$ обращается в нуль. При этом вдоль ГР возникает сплошной диэлектрический барьер, что соответствует переходу к режиму джозефсоновского *SIS*-контакта с линейной зависимостью $j_c(\tau) \propto \tau$ [2].

С учетом соотношения (19) при $i^2 \ll 1$ вместо (16) получаем уравнение

$$\frac{1}{2} (\Gamma_1^2 + 4) \psi_0^2 = 1 - \frac{i^2}{\psi_0^2} (2 + \Gamma_1 \Gamma_2), \quad (21)$$

из которого следует, что критический ток равен

$$j_c(T) = \frac{j_0(T)}{[2(\Gamma_1^2 + 4)(2 + \Gamma_1 \Gamma_2)]^{1/2}}. \quad (22)$$

При малых углах разориентации, когда $v \ll 1$ и $\Gamma_2 \ll 1$, для не слишком больших значений Γ_1 , когда $\Gamma_1 \Gamma_2 < 2$, выражение (22) сводится к (18).

Однако если параметр Γ_1 принимает настолько большие значения, что, несмотря на малость Γ_2 для малоугловых ГР, выполняется условие $\Gamma_1 \Gamma_2 > 2$, то при $\theta < \theta_c(\tau)$, когда $\Gamma_1 = \text{const}$ (см. (10)), температурная зависимость критического тока (22), согласно (20), имеет вид $j_c(\tau) \sim \tau^{5/4}$. В то же время при $\theta > \theta_c(\tau)$, когда $\Gamma_1 \Gamma_2 = \text{const}$, в этом случае при $\Gamma_1 \gg 1$ также реализуется квадратичная зависимость $j_c(\tau) \sim \tau^2$, что фактически соответствует образованию *SNS*-контакта вдоль ГР.

4. Обсуждение

Согласно проведенному выше рассмотрению, в достаточно совершенных ВТСП кристаллах и

эпитаксиальных пленках с блочной структурой и малоугловыми ГР между блоками должны существовать два режима ограничения $j_c(T)$. Один из них, рассмотренный ранее в [8], соответствует малым расстояниям $d(\theta) < \xi(T)$ между КД в дислокационной стенке и может реализоваться при достаточно больших углах разориентации кристаллитов, тогда как второй режим возможен только при малых θ или при не слишком малых τ , когда $d(\theta) > 2\xi(T)$. Эти два случая характеризуются различной температурной зависимостью плотности критического тока: $j_c(\tau) \sim \tau^2$ при $\theta > \theta_c(\tau)$ и $j_c(\tau) \sim \tau^{3/2}$ (при $\Gamma_1 \Gamma_2 < 2$) либо $j_c(\tau) \sim \tau^{5/4}$ (при $\Gamma_1 \Gamma_2 > 2$) для малых углов $\theta < \theta_c(\tau)$. При этом предполагается, что критический ток депиннинга вихрей Абрикосова гораздо больше рассмотренного выше подавленного критического тока распаривания через ГР.

Поскольку $\xi(T) \rightarrow \infty$ при $T \rightarrow T_c$, всегда должен иметь место переход к случаю $\xi(T) > d$ в некоторой области температур вблизи T_c . Однако для ВТСП материалов, которые характеризуются малой длиной когерентности, эта область может быть слишком узкой для ее обнаружения в экспериментах по измерениям $j_c(T)$. Поэтому в случае малых углов разориентации, которые не превышают $\theta_c(\tau)$ для значений τ , сравнимых с экспериментальными погрешностями в измерении величины T_c , зависимость $j_c \sim \tau^{3/2}$ (либо $j_c \sim \tau^{5/4}$) будет наблюдаться практически во всей области измерений $j_c(T)$.

По-видимому, именно такая ситуация реализуется для исследованных в данной работе эпитаксиальных пленок в результате релаксации после облучения. С учетом довольно большой исходной величины j_c в обсуждаемых образцах такое объяснение более естественно, чем предположение о существовании в них *SINS*-джозефсоновских контактов, обсуждавшееся в [7].

На рис. 3 экспериментальные данные по температурным зависимостям $j_c(T)$ в исходной и облученной пленках, соответствующие рис. 1, представлены в логарифмических координатах. Видно, что в области температур, близких к T_c , как в необлученной, так и в облученной быстрыми электронами (сразу после облучения) пленках зависимости $j_c(T)$ отклоняются от наблюдавшейся в области более низких T зависимости $j_c \propto \tau^{3/2}$ в сторону больших значений показателя степени при τ и в пределах экспериментальных погрешностей приближаются к квадратичному закону $j_c \propto \tau^2$. На рис. 1 эти отклонения оставались незамеченными.

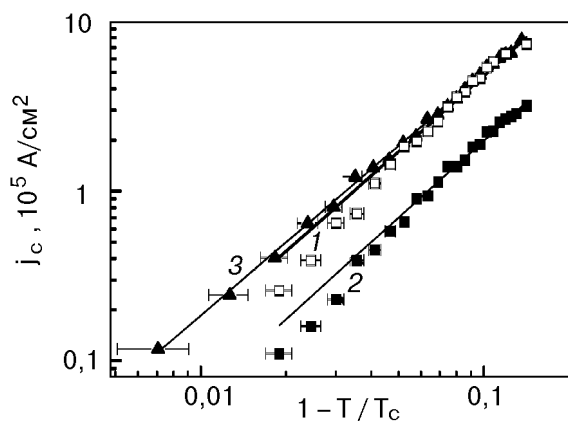


Рис. 3. Зависимости (в логарифмическом масштабе) измеренной плотности критического тока от $\tau = 1 - T/T_c$ для необлученной пленки (□); сразу после облучения пленки дозой $3 \cdot 10^{16}$ электронов/см² (■); через 540 дней после облучения (▲). Линии 1–3 – аппроксимирующие кривые для этих же состояний пленки, отвечающие уравнению $j_c(T) = J_n(1 - T/T_c)^s$ с параметрами J_n и s , приведенными в тексте. Для точек при температурах, близких к T_c , показаны пределы погрешности определения τ , составляющие $\pm 0,02$. Для остальных точек погрешности на графике не превосходят размеров символов, отмечающих соответствующие значения j_c .

Указанные отклонения сравнительно невелики, но все же превышают среднюю квадратичную погрешность измерений, обусловленную в основном неточностью определения τ в том интервале температур, где они проявляются. Эти пределы погрешностей показаны на рис. 3. Погрешности измерения j_c не превышают размеров символов, обозначающих на рис. 3 экспериментальные точки, и поэтому отдельно не приведены.

Такое поведение $j_c(T)$ качественно согласуется с показанными на рис. 2 теоретическими зависимостями критического тока через малоугловые ГР. По точке перехода экспериментальных зависимостей от $j_c \propto \tau^{3/2}$ к $j_c \propto \tau^2$ можно оценить величину характерных углов разориентации монокристаллических блоков в пленке, если учесть, что критический угол $\theta_c(\tau)$ соответствует максимальному углу ГР на путях протекания СП тока. В результате для критического значения $\tau_c \approx 0,06$ (см. рис. 3), согласно соотношению (7), при $b \approx a \approx 4 \text{ \AA}$, $\xi_0 \approx 12 \text{ \AA}$ и $\gamma = \pi/4$ получаем оценку $\theta \leq \theta_c(\tau_c) \approx 2,5^\circ$, что соответствует расстояниям между КД $d(\theta_c) \cong 90 \text{ \AA} \gg \xi_0$.

Сравнивая экспериментальные значения критического тока в области $\tau > \tau_c$ в необлученной пленке $j_c(T) \approx 1,4 \cdot 10^7 \tau^{3/2} \text{ A/cm}^2$ с током распаривания, который при $\lambda_L(0) \approx 1500 \text{ \AA}$ равен $j_0(T) \approx 3,6 \cdot 10^8 \tau^{3/2} \text{ A/cm}^2$, согласно (18) можно оценить величину коэффициента прозрачности

ГР в области $\theta < \theta_c(\tau)$: $\Gamma_1 \approx \pi \bar{u}_0 r_0^2 / \xi_0^2 \approx 12$. При этом, по-видимому, величина $\Gamma_1 \Gamma_2 < 2$.

В результате облучения быстрыми электронами величина $j_c(T)$ уменьшается более чем в два раза (см. рис. 1) и при $\tau > \tau_c$ составляет $j_c(T) \approx 6,4 \cdot 10^6 \tau^{3/2} \text{ A/cm}^2$. Это соответствует увеличению Γ_1 до значения $\Gamma_1 \approx 28$, что может быть связано с ростом эффективного радиуса несверхпроводящих областей вокруг ядер КД за счет накопления радиационных дефектов. При этом величина $\xi(T) + 2r_i$ по-прежнему остается меньше, чем d , и в соответствующей области значений τ зависимость $j_c \propto \tau^{3/2}$ сохраняется.

После длительной релаксации пленки при комнатной температуре величина критического тока возвращается практически к исходному значению (см. рис. 1 и 3). В рамках рассматриваемой модели это может быть понято как результат рекомбинации созданных облучением вакансий и межузельных атомов кислорода (с восстановлением прежних значений r_i и Γ_1). Возможность и скорость такого процесса будут существенно зависеть от конкретных типов созданных при облучении радиационных дефектов.

В работах [11–14] исследовалось влияние электронного облучения на величину T_c и транспортные свойства ВТСП. Максимальная энергия электронов в этих экспериментах не превосходила 350 кэВ. Согласно выводам авторов работ, образующиеся дефекты связаны со смещениями атомов кислорода. В [14] было показано, что при облучении тонких пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ низкоэнергетическими электронами ($E < 40 \text{ кэВ}$) кислородные дефекты образуются преимущественно в области CuO-цепей.

Если предполагать, что, несмотря на существенно большую энергию электронов ($E = 4 \text{ МэВ}$), использованных для облучения в данной работе и в [7], основным типом дефектов по-прежнему являются кислородные вакансии, то наблюдаемая скорость их «залечивания» в результате хранения образцов на воздухе при комнатной температуре не представляется неожиданной.

Однако на температурной зависимости $j_c(T)$ в пленке после релаксации в пределах экспериментальных ошибок не наблюдается отклонения от зависимости $j_c \propto \tau^{3/2}$ во всем исследуемом интервале τ (см. рис. 3).

Конечно, исходное состояние образца и его состояние после релаксации не являются тождественными в отношении параметров, влияющих на критический ток, и можно высказать различные предположения о причинах возможных различий θ_c в них. Например, это может быть связано с

изменением блочной структуры (полигонизацией) пленки в процессе длительной релаксации при $T \approx 300$ К, в результате которой уменьшаются углы разориентации блоков и, следовательно, уменьшается число КД и возрастает среднее расстояние между ними, так что характерные значения θ остаются меньше $\theta_c(\tau)$ вплоть до предельно малых значений τ , доступных измерению.

Мы, однако, не будем проводить детального анализа отклонений $j_c(T)$ от зависимости $j_c(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ и возможных причин их различия в состояниях «до облучения» и «после релаксации». Тем более что в области температур близких к T_c на приводимых зависимостях может сказываться также и систематическая ошибка, связанная с избранным способом определения T_c по началу резкого изменения χ'' .

5. Заключение

Таким образом, рассмотренный в настоящей работе механизм ограничения плотности критического СП тока малоугловыми межкристаллитными границами раздела в ВТСП кристаллах и эпитаксиальных пленках показывает, что в случаях характерной для ВТСП материалов малой длины когерентности, меньшей расстояния между КД вдоль малоугловой ГР, зависимость $j_c(T)$ определяется в основном температурной зависимостью тока распаривания при условии, что критический ток депиннинга вихрей при всех T превышает данное значение $j_c(T)$. В области, наиболее близкой к T_c , когда неравенство $d > 2\xi$ нарушается, зависимость $j_c \propto \tau^{3/2}$ (либо $j_c \propto \tau^{5/4}$) сменяется на $j_c \propto \tau^2$. Эта модель позволяет удовлетворительно описать экспериментальные температурные зависимости критического тока, наблюдавшиеся в [7] и в данной работе. Она также позволяет в основных чертах качественно понять изменения $j_c(T)$ под действием облучения исследованных пленок быстрыми электронами и в результате релаксации радиационных дефектов после длительного хранения образца.

Данная работа частично поддержана грантом CRDF UP1-306 в рамках совместной программы США и Украины.

1. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. G. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
2. P. De Genn, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964).
3. N. L. Rowell and H. J. Smith, *Can. J. Phys.* **54**, 223 (1976).
4. D. G. Steel, J. D. Hettinger, F. Yuan et al., *Appl. Phys. Lett.* **68**, 120 (1996).
5. Q.-H. Hu, L.-G. Johansson, V. Langer, Y. F. Chen, T. Claeson, Z. G. Ivanov, Yu. Kisilinski, and E. A. Atepansov, *J. Low Temp. Phys.* **105**, 1261 (1996).
6. K. A. Delin and A. W. Kleinsasser, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 227 (1996).
7. Ю. В. Федотов, С. М. Рябченко, А. П. Шахов, *ФДТ* **26**, 638 (2000).
8. A. Gurevich and E. A. Pashitskii, *Phys. Rev.* **B57**, 13878 (1998).
9. J. R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev.* **B50**, 9355 (1994).
10. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi, *Phys. Rev.* **B55**, 11816 (1995).
11. S. K. Tolpygo, J.-Y. Lin, M. Gurvich, S. Y. Hou, and J. M. Phillips, *Phys. Rev.* **B53**, 12454 (1996).
12. S. K. Tolpygo, J.-Y. Lin, and M. Gurvich, *Phys. Rev.* **B53**, 12462 (1996).
13. S. K. Tolpygo, J.-Y. Lin, M. Gurvich, S. Y. Hou, and J. M. Phillips, *Physica* **C269**, 207 (1996).
14. E. M. Jackson, B. D. Weaver, G. P. Summers, P. Shapiro, and E. A. Burke, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3033 (1995).

Temperature dependence of critical current in high-temperature superconductors with the low-angle boundaries of crystalline blocks

E. A. Pashitskii, V. I. Vakaryuk,
S. M. Ryabchenko, and Yu. V. Fedotov

The model of critical current restriction (limitation) in quite perfect HTSC crystals and epitaxial films having the block structure is considered for the case of small misorientation angles θ of the crystalline blocks, when the distance d between the edge dislocations in the grain boundaries exceeds the coherence length $\xi(T)$. It is shown, that under these conditions the transparency of the low-angle grain boundaries for superconducting current carriers is independent of θ and T in the vicinity of the critical temperature T_c . As a result, the depairing current $j_0(T) \propto (1 - T/T_c)^{3/2}$ is the only factor responsible for the temperature dependence of the critical current density $j_c(T)$. In the vicinity of T_c , when $\xi(T) > d$, the dependence $j_c(T) \sim (1 - T/T_c)^{3/2}$ changes into $j_c(T) \sim (1 - T/T_c)^2$. Such behavior of $j_c(T)$ agrees well with experimental measurements of critical currents in thin epitaxial films of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.