

## Плотность критического тока и гранулярность в кристаллах фуллерида $K_3C_{60}$

В. А. Бунтарь

*Atominstitut der Österreichischen Universitäten, Stadionalle 2, A-1020 Wien, Austria*  
E-mail: buntar@ati.ac.at

А. Г. Бунтарь

*Винницкий государственный технический университет,  
Украина, 286021, г. Винница, Хмельницкое шоссе, 95*

Статья поступила в редакцию 3 августа 1998 г., после переработки 20 октября 1998 г.

На основании измерений намагничённости сверхпроводящих кристаллов фуллерида  $K_3C_{60}$  выполнено исследование температурной зависимости плотности критического тока  $J_c(T)$  в этих материалах. Согласно данным по *ac*-восприимчивости, в наиболее совершенных кристаллах не наблюдается гранулярность для сверхпроводящих потоков и, с этой точки зрения, их можно рассматривать как монокристаллы. Проведено сравнение полученных результатов по  $J_c$  в  $K_3C_{60}$  с результатами для других кристаллических и порошкообразных соединений  $A_xB_yC_{60}$ . Детально обсуждена возможная гранулярность кристаллов и ее влияние на  $J_c$ . Определена линия необратимости для монокристалла  $K_3C_{60}$ .

На підставі вимірювань намагніченості надпровідних кристалів фулериду  $K_3C_{60}$  виконано дослідження температурної залежності густини критичного струму  $J_c(T)$  в цих матеріалах. Згідно даних про *ac*-сприйнятливості, в найбільш досконалих кристалах не спостерігається гранулярність для надпровідних потоків і, з цієї точки зору, їх можна розглядати як монокристали. Проведено порівняння результатів по  $J_c$ , які отримані для  $K_3C_{60}$ , з результатами для інших кристалічних і порошкоподібних сполук  $A_xB_yC_{60}$ . Детально обговорено можливу гранулярність кристалів та її вплив на  $J_c$ . Визначено лінію необоротності для монокристалу  $K_3C_{60}$ .

PACS: 74.25.Na, 74.60.Jg, 74.70.Wz, 74.80.Vj

### 1. Введение

После открытия сверхпроводимости в фуллеренах, допированных щелочными металлами [1], большое внимание исследователи уделяют изучению критического тока в этих материалах. Плотность критического тока  $J_c$  является одним из самых важных параметров при использовании сверхпроводника в технике. Измерение  $J_c$  по транспортным характеристикам тока само по себе является непростой задачей, поскольку такие измерения требуют использования токов больших плотностей. Кроме того, как ранее для ВТСП материалов, так и для фуллереновых сверхпроводников (ФС), большие сложности возникают при изготовлении хороших низкоомных контактов на этих хрупких материалах. Однако самым большим препятствием для проведения транспортных измерений является нестабильность

сверхпроводимости в ФС при соприкосновении материала с кислородом. Поэтому образцы ФС обычно запаиваются в стеклянные или кварцевые капсулы, что затрудняет изготовление электрических контактов. Таким образом, измерение магнитной восприимчивости оказывается одним из наиболее удобных методов исследования плотности критического тока. При этом чаще всего используется модель критического состояния, предложенная Бином [2], согласно которой  $J_c$  пропорциональна ширине петли гистерезиса  $\Delta m$ .

Первые измерения плотности критического тока на ФС были проведены на порошкообразных образцах, в которых межгранулярные сверхтоки играли существенную роль. В настоящее время появилась возможность проводить измерения на монокристаллических образцах хорошего качества и достаточно больших размеров. Поэтому особый интерес представляют исследования

температурной и полевой зависимостей плотности критического тока на этих кристаллах и сравнение с результатами, полученными на порошках. (Здесь и далее «кристаллами» или «монокристаллами» будут называться кристаллические образцы больших размеров, порядка  $\text{мм}^3$ , у которых объем сверхпроводящей фазы соответственно меньше или равен 100%, в отличие от «порошкообразных» образцов, которые, в принципе, также являются кристаллическими с размером гранул порядка  $\text{мкм}^3$ .)

В данной работе мы представляем результаты магнитных исследований  $J_c$ , проведенных на кристаллах  $K_3C_{60}$ . Эти результаты сопоставляются с данными, полученными на других  $A_xB_yC_{60}$  кристаллических и порошкообразных образцах.

## 2. Объект и методика исследования

Измерения проводились на двух СКВИД-магнитометрах в интервале магнитных полей до 1–8 Тл. Первый магнитометр (коммерческий Quantum Design) с чувствительностью до  $10^{-10}$  А·м<sup>2</sup> обеспечивал возможность контролировать захваченное сверхпроводящим магнитом поле на уровне не выше  $5 \cdot 10^{-8}$  Тл. На этом магнитометре проводились измерения динамической магнитной восприимчивости (*ac*-измерения) в области частот от 3 Гц до 1,5 кГц и амплитуд переменного магнитного поля от  $10^{-6}$  до  $5 \cdot 10^{-4}$  Тл. Вторым магнитометром, оборудованным сверхпроводящим магнитом с полем до 8 Тл, использовался для измерений петель гистерезиса в области температур от 5 К до  $T_c$ .

Исследования плотности критического тока проводились на трех больших кристаллах  $K_3C_{60}$  (образцы К1, К2 и К3), объем которых был порядка нескольких кубических миллиметров. Процесс приготовления образцов и их характеристики подробно описаны в [3]. Однако мы хотели еще раз упомянуть некоторые из этих параметров. Так, например, сверхпроводящая фаза ( $x_{sc}$ ) в образцах К1 и К2 составляла 100%, в то время как в К3  $x_{sc} = 25\%$ . В этой статье в основном будут представлены результаты, полученные на монокристаллах К1 и К2. Однако некоторые результаты, например динамические (*ac*) намагниченности и  $H_{gr}(T)$ , будут сопоставлены для всех трех образцов.

Для того чтобы определить наличие и влияние межгранулярной структуры, были проведены измерения динамической намагниченности. Такие измерения на фуллеридах уже проводились в нескольких лабораториях [4–6]. Присутствие двух

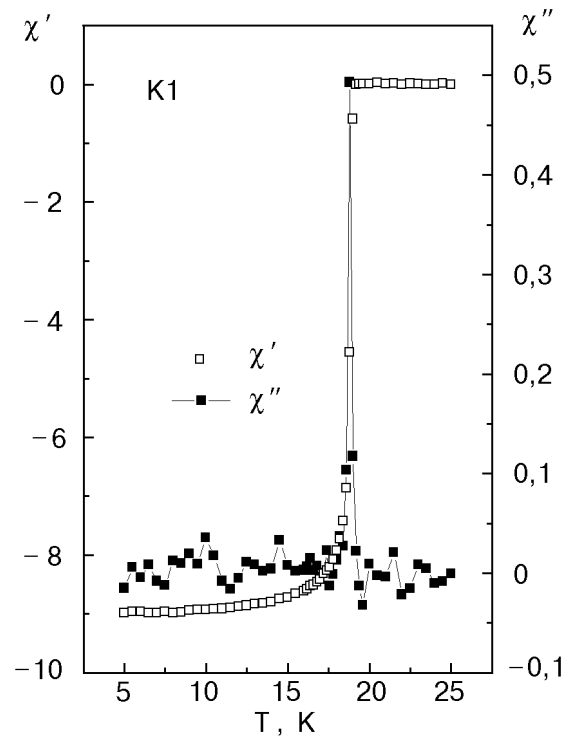


Рис. 1. Температурная зависимость динамической магнитной восприимчивости для образца К1.

четко различимых пиков на температурной зависимости мнимой части восприимчивости ( $\chi''$ ) [6] однозначно показало наличие как интер-, так и интрагранулярного механизмов рассеяния.

В образце К1, со 100% экранированием магнитного поля, наблюдается только один пик. На рис. 1 представлены температурные зависимости действительной и мнимой частей динамической восприимчивости для образца К1. Эти зависимости измерялись в нулевом магнитном поле. Пик на  $\chi''(T)$  расположен вблизи критической температуры и соответствует рассеянию энергии в сверхпроводящем материале. С ростом постоянного (*dc*) поля пик становится несколько шире и сдвигается в сторону низких температур. Во всем экспериментальном диапазоне *ac*- и *dc*-полей на температурной зависимости  $\chi''$  для К1 другие пики не наблюдаются. Однако для образца К2 на зависимости  $\chi''(T)$  (см. рис. 2) вблизи первого пика наблюдается еще один неярко выраженный пик и дополнительное рассеяние при более низких температурах  $\sim 15$  К.

В отличие от образцов со 100% экранированием поля температурная зависимость  $\chi''(T)$ , полученная для образца К3, имеет гораздо более сложную структуру. На рис. 2 представлены зависимости  $\chi''(T)$  для всех трех образцов. Тот же резкий пик, который наблюдается для К1, отчетливо виден и для К3. Вместе с тем хорошо видны

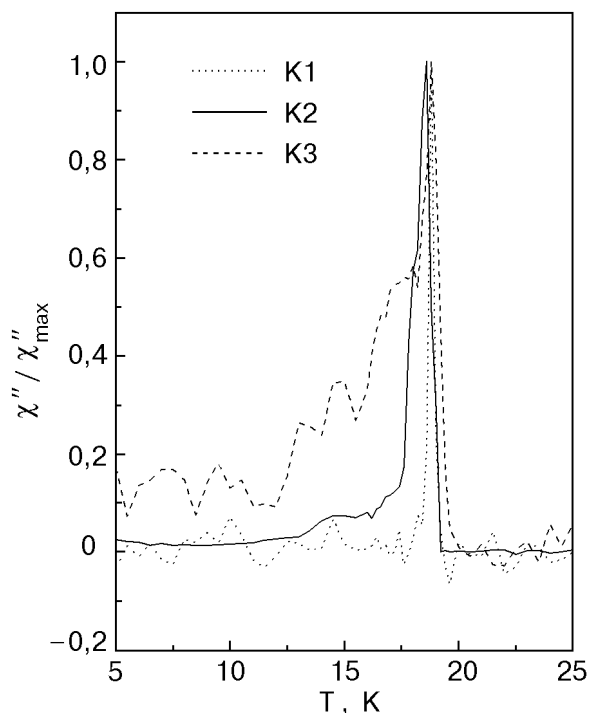


Рис. 2. Температурная зависимость мнимой составляющей восприимчивости.

несколько других пиков при более низких температурах. Наличие этих пиков связано с диссипацией энергии на слабых межфазных связях. Появление межфазных связей в КЗ несомненно связано с присутствием несверхпроводящих неоднородностей (недопированного  $C_{60}$  или, возможно,  $K_1C_{60}$ ).

Таким образом, *ac*-измерения показывают, что в образце К1 не наблюдается гранулярность для сверхтоков, протекающих через образец. Этот образец имеет 100% экранирование магнитного поля и, кроме того, никаких других фаз, кроме  $K_3C_{60}$ , не было обнаружено. Тем не менее в образце все же присутствует мозаичная структура с углом разориентации блоков около  $3^\circ$ . По-видимому, эта мозаичная структура не является препятствием для протекания сверхтоков. В этом отношении образец К1 по своим свойствам напоминает «melt-textured» ВТСП материалы, которые также имеют слабую разориентацию блоков, что не приводит к гранулярности образца как целого для сверхтоков. Образец К2 имеет практически те же характеристики, что и К1. Однако слабое влияние гранулярности все же присутствует. В образце К3 с неоднородной стехиометрией наблюдается сильное влияние гранулярности.

### 3. Результаты и их обсуждение

Практически вся экспериментальная информация о температурной и полевой зависимостях плотности критического тока в ФС была получена из магнитных измерений. Как уже отмечалось ранее, некоторые особенности, присущие ФС, делают измерения  $J_c$  по транспортным характеристикам тока проблематичными. Во-первых, сверхпроводимость в фуллеридах нестабильна при соприкосновении с кислородом. Во-вторых, вплоть до недавнего времени отсутствовали кристаллические образцы хорошего качества, достаточного для проведения подобных измерений. Таким образом, измерения намагниченности в магнитном поле при различных значениях температуры для получения данных о  $J_c$ , используя модель критического состояния [2], были единственно возможным экспериментальным методом исследования плотности критического тока в этих материалах. Простейшая версия модели Бина основана на предположении, что плотность критического тока не зависит от поля и, следовательно, распределение плотности поля, проникающего в образец, линейно спадает от поверхности по направлению к центру. С ростом внешнего магнитного поля магнитные вихри все глубже проникают вглубь, пока, при определенном значении магнитного поля  $H^*$ , не достигают центра образца. По кривой намагниченности  $H^*$  можно определить как поле, при котором намагниченность достигает максимума. При дальнейшем увеличении поля намагниченность остается неизменной. С уменьшением же внешнего магнитного поля знак градиента плотности распределения меняется на противоположный. Очевидно, что эта модель приводит к зависимости намагниченности от размера и геометрии образца. Величину  $J_c$  можно определить из экспериментально полученной кривой *dc*-намагниченности с помощью уравнения [2]

$$J_c = A(M_+ - M_-)/R, \quad (1)$$

где  $A$  — коэффициент, зависящий от геометрии образца [2,7];  $M_+$  и  $M_-$  — намагниченности, измеренные при одном и том же значении магнитного поля соответственно при его увеличении и уменьшении;  $R$  — радиус образца. В [8,9]  $J_c$  одновременно определялась из *dc*- и *ac*-измерений и было получено хорошее согласие результатов. Это показывает, что модель критического состояния применима для ФС.

Некоторые значения плотности критического тока, полученные для фуллереновых сверхпроводников, как на порошках, так и для кристаллов

размером до нескольких  $mm^3$ , представлены в таблице. Эти результаты получены из магнитных измерений и демонстрируют существенный гистерезис намагниченности вплоть до достаточно высоких значений магнитного поля. Это свидетельствует о сильном пиннинге вихревых нитей и, следовательно, высоких значениях плотности критического тока. Так, например, в  $Rb_3C_{60}$  [10] при  $T = 23 K = 0,82T_c$  и магнитном поле 0,5 Тл  $J_c$  все еще остается довольно большой, составляя  $5 \cdot 10^8 A/m^2$ .

Таблица

Плотности критического тока и параметры  $\Delta M$  и  $m$  для образцов  $K_3C_{60}$  и  $Rb_3C_{60}$

Соединение	$R$ , мм	$J_c$ , $A/m^2$	$\Delta M$ , $10^3 A/m$		Ссылки	$m$ из (2)
			5 К, 0,5 Тл	5 К, 0,1 Тл		
$K_3C_{60}$	$10^{-3}$	$10^9$	0,7	1,97	[6]	1,47 [25]
	$10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^9$	—	—	[23]	1,5 [3]
	$10^{-3}$	$\sim 10^9$	-0,7	—	[24]	—
	$10^{-3}-3 \cdot 10^{-1}$	—	3,4	7,63	[12]	—
	1	$10^7$	14,6	25,33	[11]	—
	1	$6 \cdot 10^7$	9,3	25	K1*	—
	1	$4 \cdot 10^7$	7,1	18,5	K2*	—
$Rb_3C_{60}$	$10^{-3}$	$4 \cdot 10^{10}$	0,68	0,97	[13]	1,59 [25]
	$10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{10}$	0,23	0,32	[8]	1,8–2 [26]
	$10^{-3}$	$2 \cdot 10^{10}$	—	—	[10]	—
	$10^{-3}$	$\sim 10^{10}$	—	—	[24]	2,0 [27]
	$10^{-3}-3 \cdot 10^{-1}$	—	1,72	3,71	[12]	—
	1	$\sim 10^7$	19,7	—	[11]	—
	1	$6 \cdot 10^8$	21,9	—	[14]	—

Примечание: звездочкой отмечены результаты настоящей работы.

При расчете плотности критического тока в порошках образец обычно рассматривается как набор не связанных между собой сверхпроводящих сфер. Усредненный диаметр этих сфер равен усредненному диаметру гранул образца. В этом случае ошибка в определении абсолютного значения  $J_c$  может быть достаточно велика, что связано, во-первых, с неточным значением геометрического коэффициента  $A$  для гранул со сложной формой и, во-вторых, с неопределенностью значения  $R$ . Причем второе является более существенным.

Для кристаллических образцов задача расчета плотности критического тока не менее сложна, чем для порошков, особенно для образцов со сверхпроводящей фракцией  $x_{sc}$  менее 100%. Для таких образцов должны быть сделаны определенные предположения об их микроструктуре для того, чтобы получить значения  $R$ .

В [11] впервые исследовалась плотность критического тока в кристаллических образцах большого размера. Значение  $J_c$ , полученное в этих экспериментах, было порядка  $10^6 A/m^2$ , что намного меньше, чем наблюдалось ранее в порошкообразных образцах ( $\sim 10^9 A/m^2$ ). Босс и др. [12] изучали зависимость плотности критического тока от размера гранул в образце. В этих экспериментах средний радиус гранул в различных образцах был 1, 3, 10, 30, 100 и 300 мкм. Было установлено, что  $J_c$  обратно пропорциональна размеру гранул (см. табл. 1 в [12]). Мы предполагаем, что полученное Боссом и др. «понижение» плотности критического тока с увеличением среднего размера гранул связано с неверным значением  $R$ , использованным для расчета  $J_c$  с помощью формулы (1). В противном случае линейная зависимость  $J_c \sim 1/R$ , или, что одно и то же, постоянная величина ширины петель гистерезиса для всех измеряемых образцов, приводит к единственно возможному выводу, что реальный радиус  $R$  области, в которой протекает экранирующий ток, должен быть не больше минимального среднего радиуса гранул в образце. Это означает, что  $R$  должно быть меньше 1 мкм. Однако это противоречит результатам магнитных измерений, полученным различными авторами как на  $K_3C_{60}$ , так и на  $Rb_3C_{60}$  [6,11,13,14]. Согласно этим данным ширина петель гистерезиса возрастает с увеличением размера гранул (см. таблицу), хотя зависимость и отличается от линейной. Так, например, при увеличении  $R$  на три порядка (от 1 мкм до 1 мм)  $\Delta M = \Delta m / V$  (где  $\Delta m$  — ширина петли гистерезиса, а  $V$  — объем образца) возрастает всего в 10–30 раз. Это может быть связано с более слабым пиннингом в монокристаллах по сравнению с порошками вследствие того, что монокристаллы имеют более совершенную структуру, меньшее число структурных дефектов и, следовательно, меньшее число центров пиннинга.

Следует, однако, отметить, что кристаллические образцы ФС, получаемые в настоящее время, представляют собой, скорее, поликристаллы, чем монокристаллы. Многие образцы имеют неидеальную стехиометрию и соответственно вкрапления несверхпроводящей фазы. Кроме того, монокристаллическая структура кристаллов  $C_{60}$  в

процессе допирования нарушается и появляется мозаичная структура. В связи с вышесказанным вряд ли можно ожидать, что в таких кристаллах пиннинг будет намного слабее, чем в порошках. Поэтому непропорционально малый рост  $\Delta M$  в сравнении с увеличением  $R$  не может быть объяснен более слабым пиннингом в монокристаллах. Мы можем предположить также, что рассчитанные значения  $J_c$  в порошках несколько завышены, поскольку, выбирая  $R$  равным среднему радиусу гранул, мы полагаем, что гранулы абсолютно изолированы. Однако следует помнить, что в первую очередь допируются и становятся сверхпроводящими именно поверхности гранул. Следовательно, даже в неспрессованном порошке гранулы часто электрически хорошо связаны между собой либо между ними существует слабая джозефсоновская связь. Естественно, что это приводит к тому, что  $R$  больше среднего размера гранул, а  $J_c$ , рассчитанное с помощью (1), соответственно должно быть ниже.

Какова бы ни была природа явления, обсуждаемого выше, оно создает дополнительные трудности при расчетах  $J_c$  и показывает, что абсолютные значения плотности критического тока, рассчитанные по результатам измерений необратимой намагниченности, следует принимать с осторожностью. Особенно если величина  $R$  не определена абсолютно точно. Однако, как уже отмечалось ранее, качественно вид температурной и полевой зависимостей плотности критического тока, полученных из этих экспериментов, должен быть верным.

При расчетах плотности критического тока в образце K1 со 100% экранированием поля мы принимаем  $R = 1$  мм (размер образца), так как было показано, что в данном образце гранулярность для протекания сверхтоков не наблюдалась. Используя формулу (1), получаем  $J_c = 6 \cdot 10^7$  А/м<sup>2</sup> при  $T = 5$  К и  $\mu_0 H = 0,05$  Тл. Это значение близко к полученным в [11] на кристаллах  $K_3C_{60}$  и  $Rb_3C_{60}$  миллиметрового размера. Однако значения  $J_c$  для  $Rb_3C_{60}$  [14] в 15 раз превышают полученные нами значения. Эта разница может быть обусловлена качеством кристаллов и соответственно силой пиннинга.

Полевая и температурная зависимости плотности критического тока для K1 представлены на рис. 3 и 4. На рисунках видно, что плотность критического тока плавно уменьшается с ростом магнитного поля и температуры. Эти значения  $J_c$  практически на два порядка ниже полученных на бездвойниковых монокристаллах YBCO (этот материал имеет самую низкую анизотропию среди

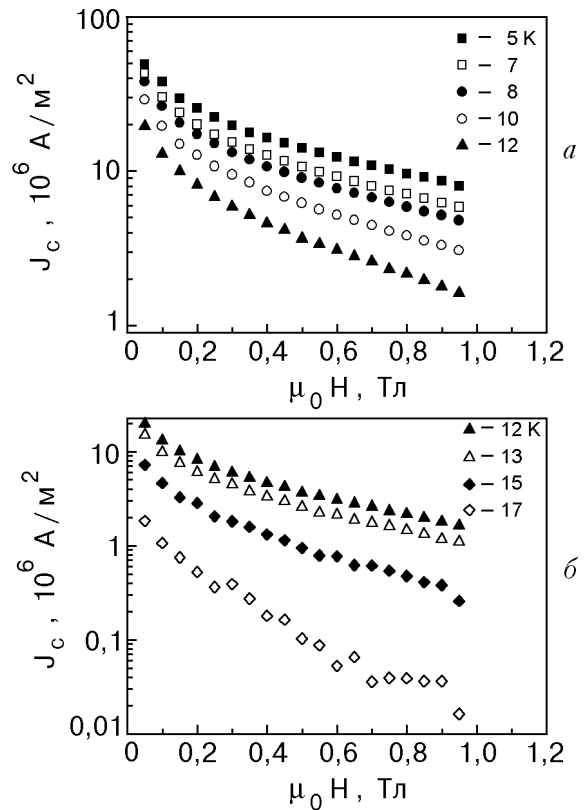


Рис. 3. Полевая зависимость плотности критического тока для образца K1 при различных температурах.

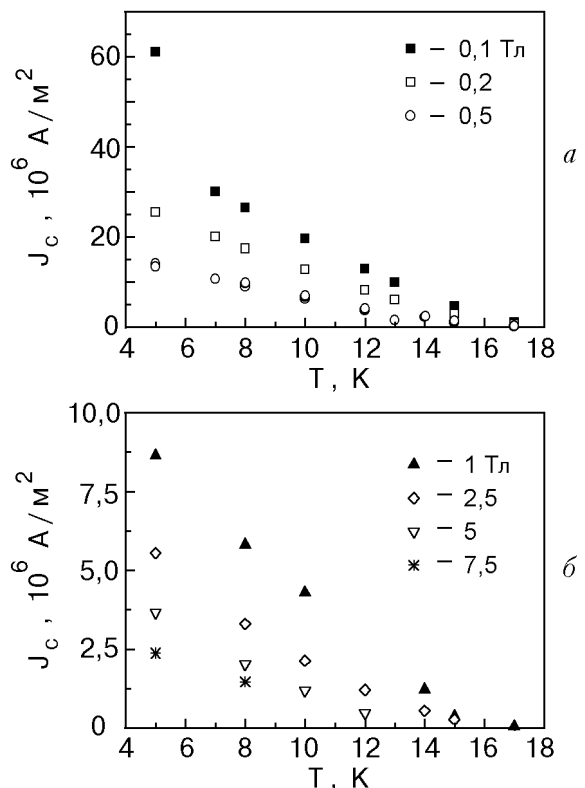


Рис. 4. Температурная зависимость плотности критического тока для образца K1 при различных значениях магнитного поля.

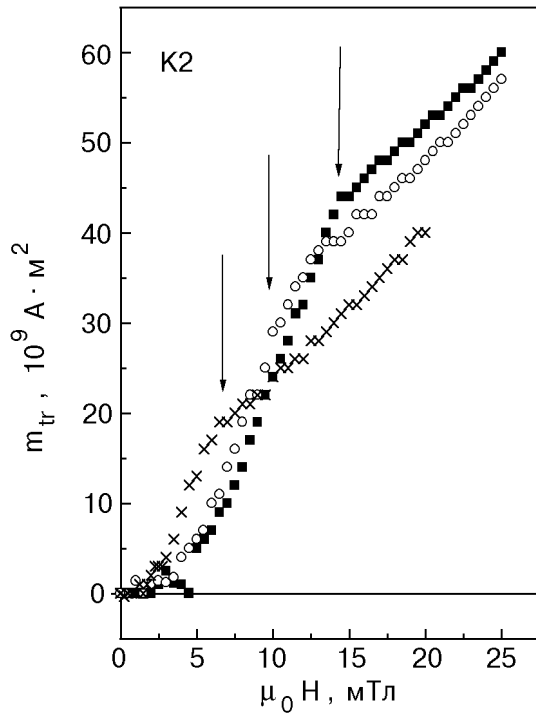


Рис. 5. Зависимость захваченного магнитного момента  $m_{tr}$  от величины поля для образца K2 при  $T$ , К: 5 (×); 7 (○); 12 (■).

ВТСП) [15]. Природа такого различия  $J_c$  неясна, поскольку ожидаемый вклад структурных дефектов в пиннинг магнитных вихрей зависит и от термодинамического критического поля  $H_c$ , и от длины когерентности  $\xi$ . Оба параметра для ФС и ВТСП имеют близкие значения.

Влияние внутренней структуры образца на  $R$  ясно видно из результатов, полученных для K2, для которого  $\Delta M$  в 1,3 раза меньше, чем для K1. Этот результат, на первый взгляд, кажется неожиданным, поскольку размер K2 в полтора раза превышает размер K1. Однако малое значение  $\Delta M$  в K2 может быть объяснено наличием гранулярности. Как известно (см. обсуждение качества монокристаллов в [3]), в образце при допировании образуется мозаичная структура. В то же время может возникнуть и гранулярность вследствие появления в монокристалле микротрещин. Действительно,  $ac$ -измерения на K2 указывают на наличие межгранульных пиков на  $\chi''(T)$ , которые не наблюдаются для образца K1 (рис. 2). Кроме того, зависимость величины захваченного магнитного потока от внешнего магнитного поля (детали эксперимента см. в [16]) для K2 имеет излом при характеристическом значении поля  $\mu_0 H^*$  порядка нескольких мТл. Эта зависимость показана на рис. 5. Мы связываем возникновение излома с моментом, когда внешнее поле достигает центра

образца (или центра гранул). Для образца K1, размеры которого меньше, чем K2, данный излом не проявляется в этой области внешних полей, что указывает на наличие гранулярности для сверхтоков в K2. Оценки среднего размера гранул из полученных экспериментальных значений  $H^*$  дают величину порядка нескольких десятков микрометров [17]. Эти гранулы имеют достаточно большие размеры и, наиболее вероятно, возникают из-за появления микротрещин при допировании образца.

Одной из характеристик ВТСП является так называемая «точка необратимости» ( $T_{irr}$  или  $H_{irr}$ ), которая впервые наблюдалась в экспериментах Мюллера и др. [18] на La-Ba-Cu-O керамика. Для различных значений внешнего магнитного поля она определялась как точка слияния температурных «field-cooled» (FC) и «zero-field-cooled» (ZFC) кривых в одну обратимую зависимость. Этот эффект наблюдается для всех ВТСП, и линия необратимости  $H_{irr}(T)$  уже многие годы является объектом детального исследования. С точки зрения фундаментальных исследований, зависимость  $H_{irr}(T)$  дает информацию о характере пиннинга в образце и структурных особенностях системы магнитных вихрей. Большинство экспериментальных результатов показывают, что линия необратимости может быть описана с помощью уравнения

$$H_{irr} = H_0(1 - T/T_c)^m, \quad (2)$$

где  $H_0$  — значение  $H_{irr}$  при нулевой температуре. В ТАФФ (thermally activated flux flow) модели с коллективным пиннингом [19]  $m$  в уравнении (2) равно 1,5, в то время как в VG (vortex-glass) модели [20]  $m = 4/3$ , а в теории плавления вихревой решетки [21]  $m = 2$  или 1,5.

В экспериментах линия необратимости определяется обычно как точка слияния кривых ZFC и FC (например, для порошков  $K_3C_{60}$  и  $Rb_3C_{60}$  в [22]), или как характеристическое значение поля, при котором плотности токов падают ниже определенного значения. Для фуллеридов линии необратимости, полученные этими методами, также описываются уравнением (2) со значениями  $m$  между 1,47 и 2,15 (см. таблицу). Однако, в связи с тем, что и температурные, и полевые зависимости намагниченности постепенно становятся обратимыми, определение  $T_{irr}$  и  $H_{irr}$  из этих измерений затруднительно и требует применения определенных критериев.

В наших экспериментах линия необратимости определялась из полевых зависимостей плотности критического тока, где  $1/J_c$  в широкой области

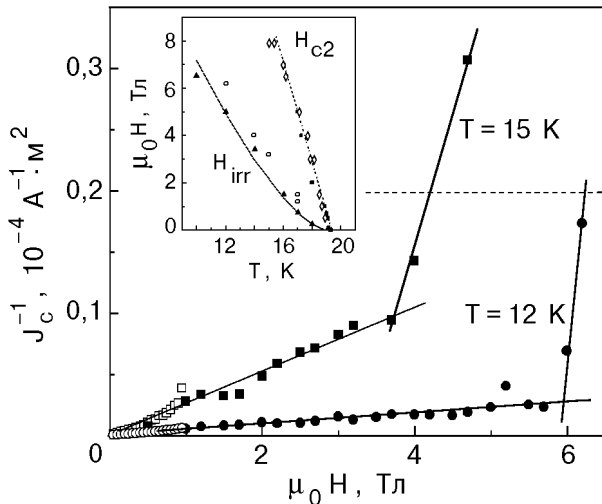


Рис. 6. Полевая зависимость  $1/J_c$ . На вставке представлены температурные зависимости верхнего критического поля  $H_{c2}$  и линии необратимости  $H_{irr}$  для образцов K1 (черные символы) и K3 (белые символы).

внешних полей пропорциональна  $B$  (рис. 6). Однако при определенных значениях поля величина  $J_c$  резко падает ниже предела разрешимости нашего прибора (см. рис. 6). Причем, чем выше температура, тем ниже значения характеристического поля. Эти значения магнитного поля мы принимаем как поле необратимости  $H_{irr}$ .

Температурные зависимости  $H_{irr}$  (линии необратимости), полученные этим способом для образцов K1 и K3, показаны на вставке рис. 6. Линии необратимости следуют степенному закону (2) с  $m = 1,5$ . Таким образом, линия необратимости может быть описана в рамках TAFF модели [19]. Необходимо, однако, отметить, что это значение показателя степени в (2) согласуется также с некоторыми моделями теории плавления вихревой решетки [21].

#### 4. Заключение

С помощью измерения намагниченности исследовались температурная и полевая зависимости плотности критического тока в монокристаллах фуллерида  $K_3C_{60}$ . В рамках модели критического состояния получено значение плотности критического тока  $J_c = 6 \cdot 10^7 \text{ A/m}^2$  при  $T = 5 \text{ K}$  и  $\mu_0 H = 0,05 \text{ Тл}$ , которое намного ниже полученных на порошках. Показано, что внутренняя структура образца существенно влияет на характеристическое значение  $R$ , используемое для расчетов  $J_c$ .

Линия необратимости, полученная в экспериментах, следует степенному закону с показателем степени  $m = 1,5$  и может быть описана в рамках

модели TAFF. Однако, в связи с недостаточным количеством экспериментальных данных по зависимости  $H_{irr}(T)$ , мы не можем дать окончательный ответ о природе линии необратимости в ФС.

1. A. F. Hebard, M. J. Rosseinsky, R. C. Haddon, D. W. Murphy, T. T. M. Palstra, A. P. Ramirez, and A. R. Kortan, *Nature* **350**, 600 (1991).
2. C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
3. V. Buntar, F. M. Sauerzopf, H. W. Weber, J. E. Fischer, H. Kuzvany, M. Haluska, and C. L. Lin, *Phys. Rev.* **B54**, 14952 (1996).
4. G. S. Boebinger, T. T. M. Palstra, A. Passner, M. J. Rosseinsky, D. W. Murphy, and I. I. Mazin, *Phys. Rev.* **B46**, 5876 (1992).
5. G. Sparn, J. D. Thompson, S.-M. Haung, et al., *Science* **252**, 1829 (1991); G. Sparn, J. D. Thompson, R. L. Whetten, S.-M. Huang, R. B. Kaner, F. Diederich, G. Grüner, and K. Holtzer, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1228 (1992).
6. M. Baenitz, M. Heinze, E. Straube, H. Werner, R. Schlögl, V. Thommen, H.-J. Güntherodt, and K. Lüders, *Physica* **C228**, 181 (1994).
7. W. A. Fietz and W. W. Webb, *Phys. Rev.* **178**, 657 (1969).
8. M. W. Lee, M. F. Tai, S. C. Luo, and J. B. Shi, *Physica* **C245**, 6 (1995).
9. V. Buntar, *Physica C*, in press.
10. C. Politis, V. Buntar, and V. P. Seminozhenko, *Int. J. Mod. Phys.* **B7**, 2163 (1993).
11. S. H. Irons, J. Z. Liu, P. Klavins, and R. N. Shelton, *Phys. Rev.* **B52**, 15517 (1995).
12. R. D. Boss, J. S. Briggs, E. W. Jacobs, T. E. Jones, and P. A. Mosier-Boss, *Physica* **C243**, 29 (1995).
13. C. Politis, V. Buntar, W. Krauss, and A. Gurevich, *Europhys. Lett.* **17**, 175 (1992).
14. S. Chu and M. E. McHenry, *Phys. Rev.* **B55**, 11722 (1997).
15. F. M. Sauerzopf, H. P. Wiesinger, W. Kritscha, H. W. Weber, G. W. Crabtree, and J. Z. Liu, *Phys. Rev.* **B43**, 3091 (1991).
16. V. Buntar, F. M. Sauerzopf, and H. W. Weber, *Phys. Rev.* **B54**, R9651 (1996).
17. M. W. McElfresh et al., *Physica* **A168**, 308 (1990).
18. K. A. Müller, M. Takashige, and J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1143 (1987).
19. Y. Yeshurun and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2202 (1988); M. Tinkham, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1658 (1988); C. W. Hagen and R. Griessen, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2857 (1989).
20. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, *Phys. Rev.* **B43**, 130 (1991); P. L. Gammel, L. F. Schneemeyer, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 953 (1991); R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1511 (1989).
21. A. Houghton, R. A. Pelcovits, and A. Sudbo, *Phys. Rev.* **B40**, 6763 (1989); E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1106 (1989); D. E. Farrel, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1165 (1991); R. G. Beck et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1594 (1992); L. I. Glazman and A. E. Koshelev, *Phys. Rev.* **B43**, 2835 (1991); M. F. Schmidt, N. E. Israeloff, and A. M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2162 (1993); G. Blatter and B. Ivlev, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2621 (1993).
22. E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, V. Geskenbein, V. Vinokur, and H. Shtirkman, *Nature* **375**, 373 (1995).

23. K. Holczer, O. Klein, G. Gruner, J. D. Thompson, F. Diederich, and R. L. Whetten, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 271 (1991).
24. J. D. Thompson, G. Sparn, K. Holczer, O. Klein, G. Gruner, R. B. Kaner, F. Diederich, and R. L. Whetten, in: *Physical and Material Properties of High Temperature Superconductors*, S. K. Malic and S. S. Shah (eds.), Nova Science Publishers, Commack, NJ (1994), p. 139.
25. C. L. Lin, T. Mihalisin, N. Bykovetz, Q. Zhu, and J. E. Fischer, *Phys. Rev.* **B49**, 4285 (1994).
26. M. Warden, R. Schauwecker, P. Erhart, V. A. Ivanshin, H. Keller, H.-J. Guentherodt, H. P. Lang, and V. Thomen-Gliser, *Physica* **C235-240**, 2505 (1994).
27. V. Buntar, F. M. Sauerzopf, H. W. Weber, M. Ricco, L. Cristofolini, and F. Bolzoni, *Recent Advances in Chemistry and Physics of Fullerenes and Related Materials* **4**, 1021 (1997).

### Critical current density and granularity in crystals of $K_3C_{60}$ fulleride

V. A. Buntar and A. G. Buntar

Magnetization measurements of crystalline  $K_3C_{60}$  fulleride superconductors are performed in order to investigate the critical current density in these materials. According to the data on ac susceptibility, the most perfect crystals do not exhibit any granularity for the supercurrent flow and, from this point of view, they may be considered as single crystals. The results on  $J_c$  in  $K_3C_{60}$  are compared to those in other  $A_xB_yC_{60}$  compounds, both powders and crystals. Possible granularity in crystals and its influence on  $J_c$  are discussed in details. The irreversibility line for the  $K_3C_{60}$  single crystal is evaluated.