

**ВЫРАЖЕНИЕ, ОПИСЫВАЮЩЕЕ ПОЛЕВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ  
КРИТИЧЕСКОГО ТОКА В КЕРАМИЧЕСКОМ ВТСП В  
ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ПОЛЕЙ И ТЕМПЕРАТУР**

A.B.Андранинов

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова  
119899, Москва*

Поступила в редакцию 1 февраля 1991 г.

Изучены зависимости критического тока  $I_c$  от магнитного поля в 123-керамике с  $T_c = 89\text{K}$  в диапазоне  $4,2\text{K} - T_b$ . Обнаружено, что эти зависимости хорошо описываются законом  $I_c(H) = I_i \exp[(H_0/H)^a]$ . При этом  $a = 0,49 \pm 0,06$  и не зависит от температуры; температурные зависимости параметров  $I_i$  и  $H_0$  определены.

Изучались полевые зависимости величины критического тока  $I_c$  в образце 123-керамики. Его критическая температура  $T_c = 89\text{K}$  при ширине сверхпроводящего перехода менее 1К. Размер зерна керамики - порядка 5 мкм. Образец имел форму прямоугольного параллелепипеда размером  $0,15 \times 0,15 \times 0,8$  см. Измерения производились по четырехконтактной схеме с токовыми контактами на торцах образца; расстояние между потенциальными контактами 0,5 см. Снимались вольт-амперные характеристики образца, имевшие обычный для ВТСП характер<sup>1,2</sup>. За  $I_c$  принималось значение тока, при котором напряжение на потенциальных контактах достигало 0,5 мкВ.

Магнитное поле  $H$  до 3 кЭ создавалось сверхпроводящим соленоидом. "Замороженное поле" соленоида менее одного эрстеда. Магнитное поле перпендикулярно направлению тока в образце.

Образец размещался в канале "теплого поля". Температура образца стабилизировалась с точностью  $\pm 1,5\text{K}$  и контролировалась термопарой с точностью  $\pm 0,5\text{K}$ .

Перед снятием очередной полевой зависимости образец отогревался до 120 K с целью избавиться от "замороженного поля".

В интервале температур 4,2 - 80K зависимость  $I_c(H)$  хорошо описывается эмпирической формулой

$$I_c(H) = I_i \exp \left[ \left( \frac{H_0}{H} \right)^a \right], \quad (1)$$

где  $a, I_i, H_0$  - положительные константы для данной температуры.

Для каждой температуры минимизацией отклонения экспериментальных точек от зависимости (1) находились наиболее вероятные значения  $a, I_i, H_0$ . Точность их определения около  $\pm 15\%$ . В области температур 4,2 - 77 K индекс  $a$  лежит в пределах  $0,49 \pm 0,06$ . При  $T = 80\text{K}$  его значение  $0,1 \pm 0,07$ ; при более высоких температурах порог на вольт-амперных характеристиках сильно размывается уже в полях в десятки эрстед и определить  $I_c$  не представляется возможным.

Нами сделан вывод, что в области температур 0 - 77 K индекс  $a$  не зависит от температуры и равен 0,49. На рис. 1 приведено семейство зависимостей  $I_c(H)$  для разных температур в спрямляющих координатах  $\ln(I_c)$ ,  $H^{-0,49}$ . Видно хорошее согласие в области больших полей (на графике - вблизи нуля). Однако в малых полях экспериментальная зависимость  $I_c(H)$  выходит на насыщение. (Черные точки на линиях показывают значение  $I_c(0)$ .)

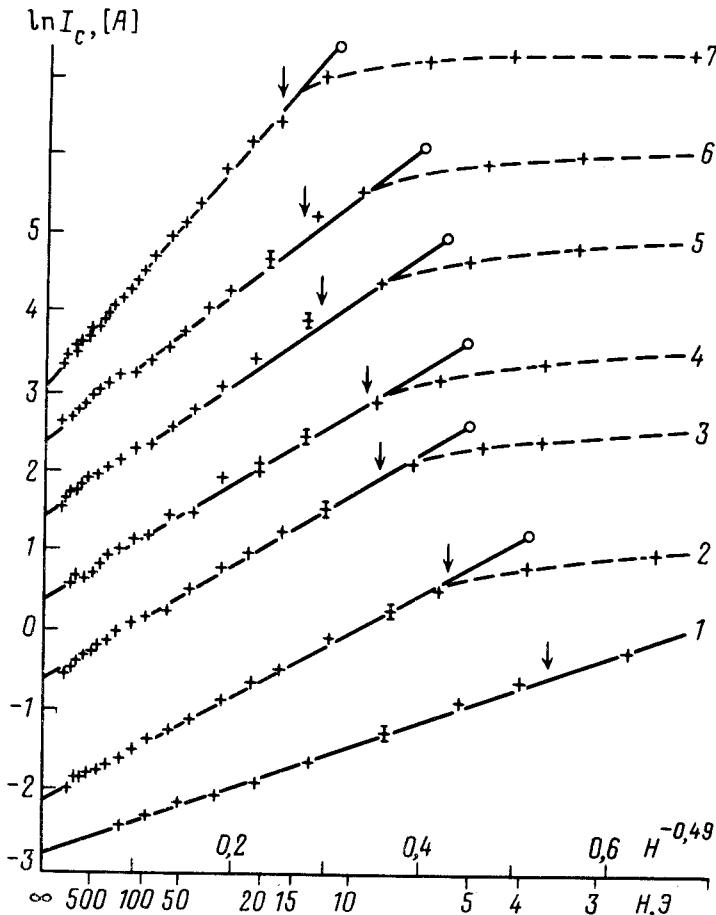


Рис. 1. Полевые зависимости критического тока  $I_c$  при температурах: 1 - 77, 2 - 67, 3 - 55, 4 - 45, 5 - 35, 6 - 17, 7 - 4,2 К. Зависимость 3 смещена вверх на 1, 4 - на 2, 5 - на 3, 6 - на 4 и 7 - на 5. Черные точки на линиях показывают  $I_c(H = 0)$ . Стрелки - значение  $H_i^0$

По нашему мнению, это насыщение связано с тем, что внешнее поле  $H$  становится меньше собственного поля тока  $H_i^0$  и, соответственно, перестает влиять на величину  $I_c$ . Тогда при  $H = 0$  величина критического тока  $I_c^0$  должна определяться создаваемым им же магнитным полем  $H_i^0$ . Для нашего образца усредненное по сечению значение магнитного поля, созданного текущим по нему током  $I_c^0$ , около  $H_i^0 = (1,7 \text{ Э/А}) I_c^0$  (если считать ток однородным по сечению). Соответствующие величины полей обозначены стрелками на рис. 1. Видно, что зависимость (1) перестает выполняться, когда внешнее поле  $H$  становится одного порядка с  $H_i^0$ .

Таким образом в диапазоне полей от единиц эрстед до 3 кЭ отклонений от (1) не обнаружено.

Температурные зависимости параметров  $I_i$ ,  $I_c^0$  и  $H_0$  приведены на рис. 2. Параметр  $I_i$  изменяется с температурой подобно критическому току джозефсоновского контакта типа SIS<sup>3</sup> (пунктир). Величины  $H_0$  и  $I_c^0$  в области низких температур зависят от  $T$  приблизительно линейно. Впрочем, точность определения  $I_i$  и  $H_0$  недостаточно высока для окончательных выводов.

Проведенные нами расчеты для зависимостей  $I_c(H)$  на аналогичных объектах из работ <sup>1,2</sup> показали, что для них также выполняется зависимость (1). При этом для  $T = 77\text{K}$  из <sup>1</sup> было получено  $a = 0,63 \pm 0,13$ , т.е. близкое к

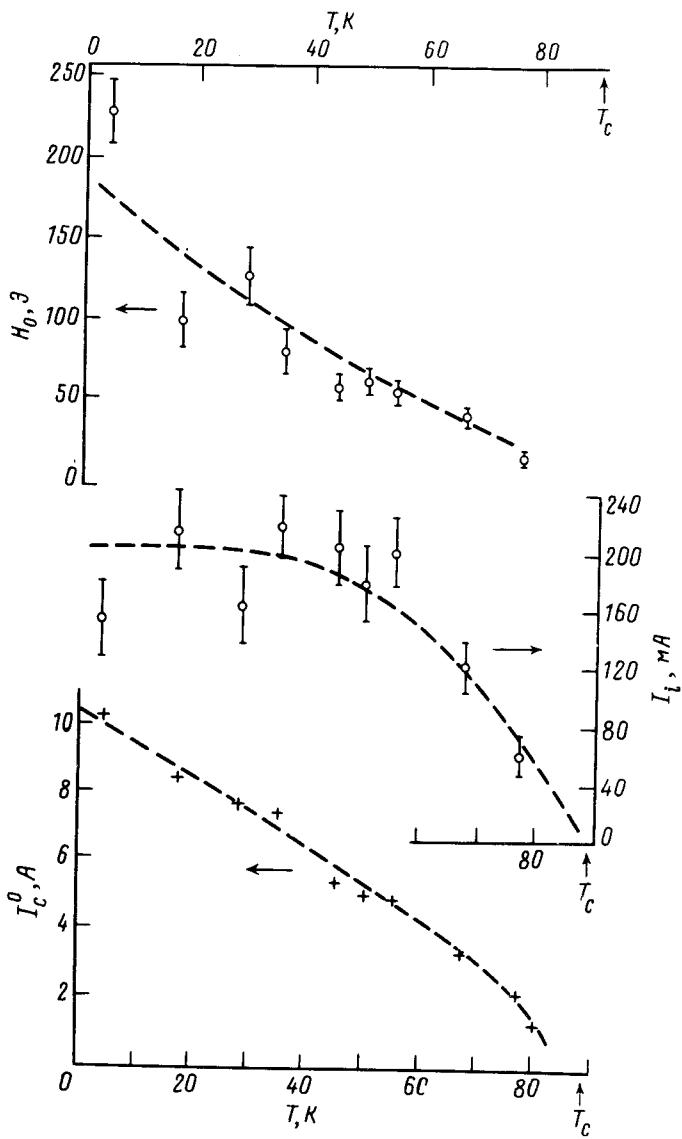


Рис. 2. Температурные зависимости критического тока  $I_c^0$  и параметров  $I_i$  и  $H_0$

найденному нами. Для данных работы <sup>2</sup>, где магнитное поле было параллельно току в образце, получено  $a = 0,35 \pm 0,09$  (при 4.2 K).

Видимо, можно надеяться, что выражение (1) имеет достаточно широкую область применимости и выполняется не только для данного образца.

То, что индекс  $a$  в широком интервале температур не изменяется, позволяет предположить, что формула (1) имеет физический смысл. Так как сверхпроводимость в ВТСП-керамиках имеет переколяционный характер, с чем согласуется вид формулы (1),  $a$ , по идеи, определяется лишь геометрией сверхпроводящего кластера и не должно зависеть от температуры.

Если считать, как обычно, что ВТСП керамика представляет собой конгломерат сверхпроводящих зерен, соединенных джозефсоновскими контактами, то  $H_0$ , по-видимому, одного порядка с критическим полем  $H_{c1}$  несущих ток контактов. При таких полях критический ток становится значительно меньше, чем при  $H = 0$ . То, что даже при  $H \gg H_0$  он не падает до нуля, а выходит на постоянное значение, объясняется, видимо, сильной неоднородностью контактов<sup>3</sup>.

Можно оценить характерную площадь  $s$ :  $s \propto \Phi_0/H_0$ , откуда при 4,2К  $s \propto 10^{-9}$  см<sup>2</sup>. По порядку величины это значительно меньше размеров зерен керамики (несколько микрон), но близко к характерным размерам джозефсоновских контактов (для ВТСП произведение глубины проникновения на джозефсоновскую длину  $\lambda_{\delta J}$ , характеризующее влияние магнитного поля на свойства перехода, может иметь такой порядок<sup>4</sup>).

В работе<sup>4</sup> теоретически исследована полевая зависимость критического тока в "длинном" неоднородном джозефсоновском контакте (предположительно моделирующем ВТСП керамику). Для больших полей получено  $I_c \propto \exp(H_1/H)$ , где  $H_1$  порядка критического поля контакта  $H_{c1}$ . Характер этой зависимости близок к экспериментальной (1). Возможно, появление в экспериментальной зависимости индекса  $a$  связано именно с переколяционной природой сверхпроводимости в ВТСП керамике, не учитываемой в<sup>4</sup>.

Итак, предлагаемая формула (1) позволяет описать полевые зависимости критического тока ВТСП керамики с точностью лучше 10% в интервале температур от 0 до  $0,9T_c$  и полей - по меньшей мере от 3 Э до 3 кЭ. При этом из параметров  $a$ ,  $H_0$ ,  $I_c a$  - порядка единицы и не зависит от температуры;  $H_0$  и  $I_c$  зависят от  $T$  регулярным образом, убывая с ростом температуры и стремясь к нулю вблизи  $T_c$ .

Автор благодарит Д.А.Комаркова за предоставление образца и помощь в эксперименте, В.Ф.Гантмакера и А.Е.Кошелева - за полезное обсуждение.

### Литература

1. Zhukov A.A., Komarov D.A., Moshalkov V.V. et al. Int. Conf.  $H^2$ HTSC, Stanford, July 23-28, 1989, 6b-54.
2. Долгин А.М., Смирнов С.И. СФХТ, 1989, 2, 104.
3. Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона. М.: Мир, 1984.
4. Винокур В.М., Кошелев А.Е. ЖЭТФ, 1990, 97, 976.