

P8-2001-80

И.Н.Гончаров<sup>1</sup>, В.В.Голиков, И.Ф.Волошин<sup>2</sup>,  
А.В.Калинов<sup>2,3</sup>, Л.М.Фишер<sup>2</sup>

**ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ  
НА СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ЛЕНТЫ  
(Bi – 2223 + 0,8 % <sup>238</sup>U) / Ag**

Направлено в журнал «Физика низких температур»

---

<sup>1</sup>E-mail: [ingonch@sunhe.jinr.ru](mailto:ingonch@sunhe.jinr.ru)

<sup>2</sup>ГНЦ «Всероссийский электротехнический институт», Москва

<sup>3</sup>E-mail: [kalinov@vei.ru](mailto:kalinov@vei.ru)

# 1. Введение

Во многих странах мира наблюдаются тенденции к созданию длинномерных токонесущих элементов на основе ВТСП, обладающих высокой критической плотностью тока  $J_c$  при температурах жидкого азота, стоимость поддержания которых примерно в 20 раз ниже стоимости поддержания гелиевых температур. Вплоть до настоящего времени промышленная технология изготовления таких элементов длиной 1000 и более метров освоена только для системы на основе висмута  $((\text{BiPb})_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10-\delta})$ , имеющей  $T_c \approx 110$  К) в матрице из серебра (Bi-2223/Ag). Однако при температурах 63 – 77 К в магнитных полях больше 0,5 Тл  $J_c$  таких лент оказывается намного меньше значений, приемлемых для практического использования. Кроме того, в них велика анизотропия критической плотности тока относительно угла между направлением  $\mathbf{B}$  и плоскостью ленты ( $J_{c\parallel}/J_{c\perp} \geq 3 - 5$  при  $H \geq 0,1$  Тл), что может создавать дополнительные трудности их применения в магнитных системах.

Оба эти недостатка могут быть в значительной степени преодолены за счет создания в ВТСП достаточного количества треков тяжелых ионов, имеющих линейные потери энергии  $dE/dx > 5 - 10$  кэВ/нм (см., например, обзоры [1, 2]). Такие треки могут быть созданы не только облучением на пучках ускорителей, но также и от осколков деления ядер в ВТСП, вызванного облучением подходящими частицами. В последнем случае длины эффективной части трека составляют 4 – 5 мкм, а поперечные размеры аморфной несверхпроводящей области  $\approx 2 - 8$  нм.

Наиболее приемлемым представляется введение в ВТСП некоторого количества  $^{235}\text{U}$  с последующим облучением тепловыми нейтронами из реактора. В работах [3–7] этот метод был успешно применен для повышения  $J_c$  в  $\text{YBaCuO}$ , а в работах [8, 9] — в Bi-2223/Ag. В последнем случае оказалось, что без заметной деградации исходной величины  $J_c$  допустимо вводить в ВТСП не более 0,6 % урана [9]. Чтобы уменьшить необходимый флюенс нейтронов и, следовательно, уровень наведенной радиоактивности, который оказывается весьма высоким из-за образования изотопа  $^{110m}\text{Ag}$  с периодом полураспада 250 суток (см. примеры в [10]), надо применять уран с достаточно высокой степенью обогащения  $^{235}\text{U}$ . Это, в свою очередь, приводит к заметному увеличению стоимости ленты (не считая дополнительной стоимости облучения). К тому же работа с обогащенным ураном сильно усложняет производство ленты.

Мы попытались решить указанные проблемы следующим образом. Во-первых,

допировать ВТСП небогащенным ураном (в том числе более дешевым обедненным). Во-вторых, для деления ядер  $^{238}\text{U}$  использовать быстрые нейтроны ( $E_n > 1,4$  МэВ), для которых растущее сечение деления  $\sigma_f \geq 0,5$  барн оказывается практически не зависящим от энергии нейтронов. Также можно было надеяться, что при облучении быстрыми нейтронами ( $E_n > 0,1$  МэВ) дополнительно будут образовываться квазисферические дефекты каскадного происхождения, как это наблюдалось для YBaCuO [11]. В-третьих, использовать поток с предельно низкой примесью медленных нейтронов, вызывающих в основном активацию серебра матрицы. Первые обнадеживающие результаты такого подхода были представлены в докладе [12] для самого низкого флюенса нейтронов, а в настоящей работе мы приводим результаты для ряда бóльших доз облучения.

## 2. Постановка эксперимента

Методика приготовления 61-жильных образцов  $\text{Bi-2223/Ag}+0,8\%^{238}\text{U}$  (по отношению к ВТСП) подробно описана в [12]. Там же показан поперечный разрез ленты с объемным соотношением ВТСП :  $\text{Ag} \approx 25 : 75$ . Поперечное сечение ленты составило  $0,25 \times 3,4$  мм. Серия I образцов отличалась от серии III меньшим временем кислородного отжига. Обе эти серии с ураном не были технологически оптимизированы, и поэтому имели относительно низкие  $J_c$ . Тем не менее было решено провести облучения, чтобы установить основные тенденции. Образцы длиной 28 мм размещались в полом экспериментальном канале диаметром 12 мм в активной зоне пульсирующего реактора ИБР-30 в ЛНФ ОИЯИ. При средней мощности реактора 10 кВт поток быстрых нейтронов с  $E_n > 1,4$  МэВ составлял  $\approx 6,4 \cdot 10^{11}$  нейтронов  $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . При этом температура образцов внутри канала не превышала 100 °С. Энергетический спектр нейтронов в месте облучения имел пологий максимум при энергии  $\sim 1$  МэВ, причем доля медленных нейтронов составляла менее  $10^{-4}$  от величины потока быстрых нейтронов. Это давало возможность при той же плотности делений в единице объема получить по крайней мере в 5 раз меньший уровень радиоактивности долгоживущего изотопа  $^{110m}\text{Ag}$  по сравнению со случаем облучения тепловыми нейтронами  $^{235}\text{U}$  (правда, ценой увеличения флюенса быстрых нейтронов в  $\sigma_f(^{235}\text{U})/\sigma_f(^{238}\text{U}) \sim 10^3$  раз). Было проведено несколько облучений образцов I и III серий со следующими флюенсами нейтронов, имеющих  $E_n \geq 1,4$  МэВ: 2,5; 4,8; 7,1; 7,3 и  $11,3 \cdot 10^{17}$   $\text{см}^{-2}$ .

Заметим, что при этом флюенсы быстрых нейтронов с  $E_n > 0,1$  МэВ, способных создавать радиационные дефекты, в  $\sim 1,2$  раза больше вышеуказанных значений флюенсов, вызывающих, собственно, деление ядер урана-238.

Оптимальное значение флюенса тепловых нейтронов  $E_n^{\text{optim}}$  и соответствующее среднее значение плотности делений  $\langle n_f^{\text{optim}} \rangle$ , которым отвечает максимальное возрастание  $J_c$ , для ленты Bi-2223/Ag, по-видимому, не определялось. Анализ, проведенный в [10] для YBCO, показал, что только для самых малых концентраций урана ( $\sim 0,07\%$ )  $\langle n_f^{\text{optim}} \rangle \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Скорее всего, это связано с относительно однородным распределением ядер  $^{235}\text{U}$  в объеме ВТСП. С увеличением содержания урана величина  $\langle n_f^{\text{optim}} \rangle$  заметно возрастает. Для использованной в наших экспериментах ленты расчетное значение флюенса быстрых нейтронов, необходимое для получения  $\langle n_f^{\text{optim}} \rangle \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , составляет  $\sim 15 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ .

Исследование критической плотности тока проводилось двумя методами. В-первых, измерялась величина транспортного критического тока по стандартной четырехконтактной методике по порогу 1 мкВ/см. С целью устранения влияния многократного нагрева использовались прижимные серебряные контакты. При этом в отличие от паяных контактов устраняется введение дополнительных элементов в активную зону реактора и образование дополнительного количества долгоживущих радиоактивных изотопов. Во-вторых, исследовалась комплексная динамическая магнитная восприимчивость  $\chi = \chi' + i\chi''$ , мнимая часть  $\chi''$  которой может быть однозначно связана с критической плотностью тока [13–15]. Измерения восприимчивости проводились при частоте переменного магнитного поля 373 Гц и амплитуде 0,1 – 1 мТл. Были проведены измерения критической плотности тока при температурах  $T = 67$  и  $77$  К. Постоянное магнитное поле величиной до 2,2 Тл прикладывалось параллельно плоскости ленты и ортогонально направлению транспортного тока. Влияние облучения на температуру сверхпроводящего перехода  $T_c$  исследовалось по измерениям температурной зависимости действительной части динамической магнитной восприимчивости  $\chi'$  при минимальной амплитуде переменного магнитного поля (порядка 0,1 мТл) и в отсутствие внешнего постоянного поля. Переменное магнитное поле ориентировалось в плоскости ленты, ортогонально направлению сверхпроводящих жил, что соответствует тому же направлению измерительного тока, что и в транспортных измерениях.

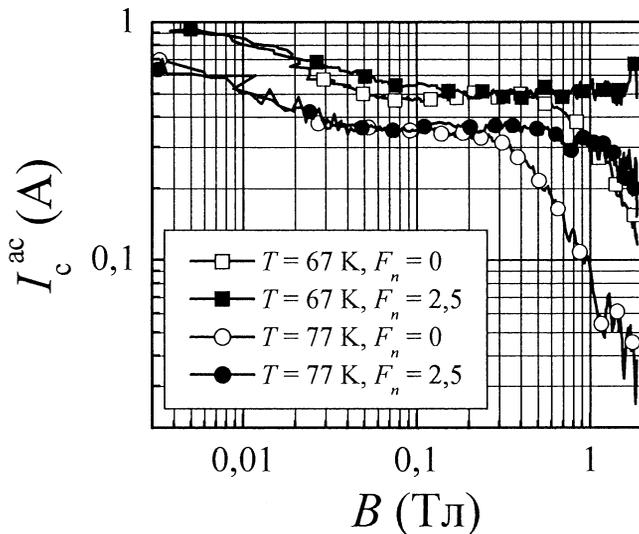


Рис. 1. Зависимости критического тока ленты (Bi-2223+0,8%<sup>238</sup>U)/Ag (I серия) от величины внешнего магнитного поля до и после облучения быстрыми нейтронами с флюенсом  $F_n(E_n > 1,4 \text{ МэВ}) = 2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , полученные по данным измерений динамической магнитной восприимчивости

### 3. Результаты эксперимента

Первые эксперименты были проведены на образцах I серии до и после облучения быстрыми нейтронами с флюенсом  $2,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ . Результаты, полученные из измерений восприимчивости, представлены на рис. 1.

Следует иметь в виду, что абсолютные величины критического тока, получаемые данным методом, могут иметь заметные отклонения от значений, измеренных транспортным методом, вследствие неоднородности (гранулярности) или неоднородности образца. Видно, что характер полевых зависимостей критического тока до и после облучения качественно отличается: резкое начальное падение критического тока в полях выше 0,2 Тл сменяется более протяженной «полкой» (примерно до 1 Тл при 77 К и больше 2 Тл при 67 К). Данные транспортных измерений (рис. 2) качественно повторяют результаты бесконтактных измерений, за исключением того, что

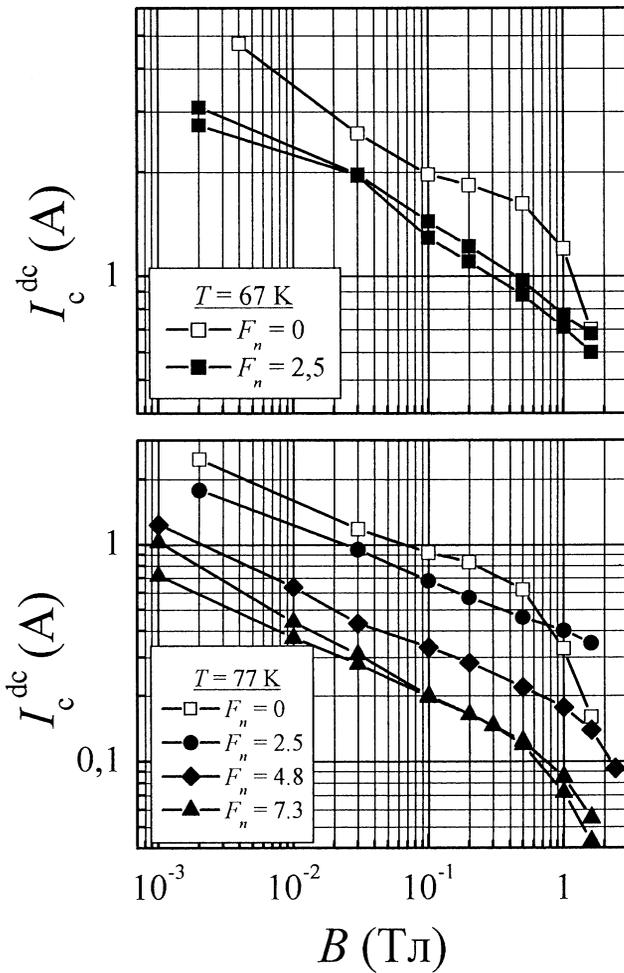


Рис. 2. Зависимости критического тока ленты (Bi-2223+0,8%<sup>238</sup>U)/Ag (I серия) от величины внешнего магнитного поля для различных доз облучения (в единицах  $10^{17}$  быстрых нейтронов  $\cdot$  см<sup>-2</sup>), полученные по четырехконтактной методике

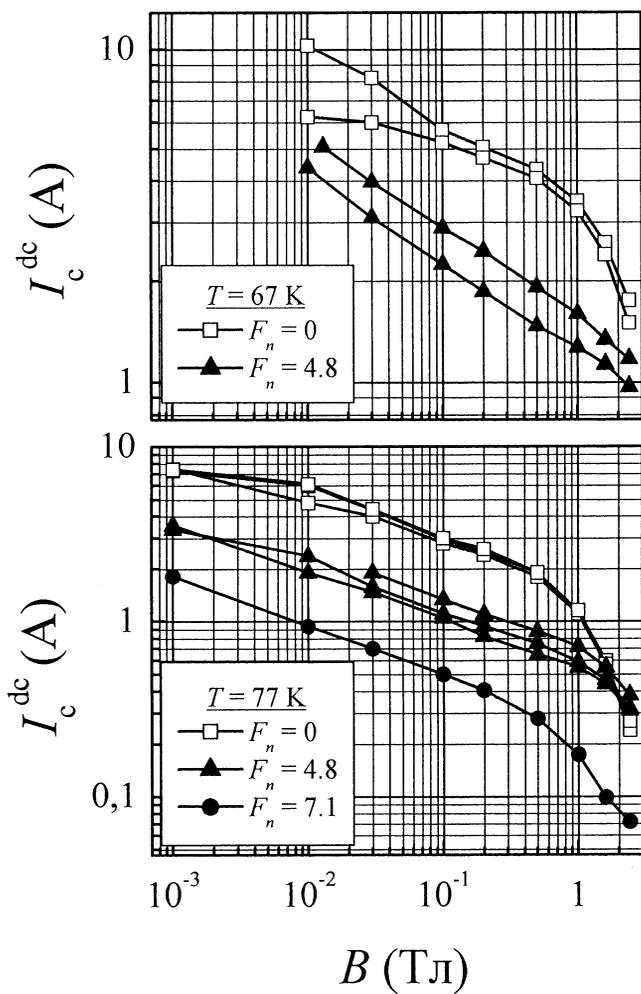


Рис. 3. Зависимости критического тока ленты (Bi-2223+0,8%<sup>238</sup>U)/Ag (III серия) от величины внешнего магнитного поля для различных доз облучения (в единицах  $10^{17}$  быстрых нейтронов  $\cdot$  см<sup>-2</sup>), полученные по четырехконтактной методике

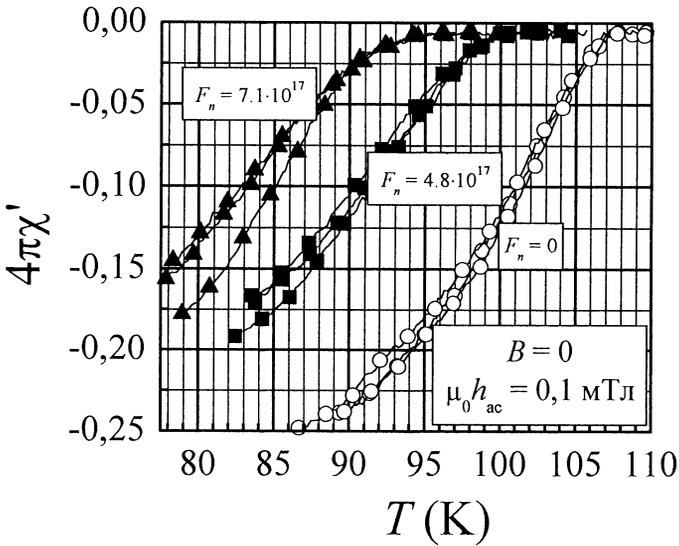


Рис. 4. Температурные зависимости вещественной части динамической магнитной восприимчивости критического тока ленты (Bi-2223+0,8%<sup>238</sup>U)/Ag (III серия) для различных доз облучения (в единицах  $10^{17}$  быстрых нейтронов  $\cdot \text{см}^{-2}$ ).

зависимость  $I_c^{dc}(H)$  для облученных образцов заметно смещена вниз и это смещение возрастает с ростом флюенса. В целом исходно более качественные образцы III серии демонстрируют те же закономерности (рис. 3). Таким образом, одна из основных поставленных задач — увеличение пиннинга в сильных полях — представляется реализованной по крайней мере для минимальных флюенсов. К сожалению, понижение критической плотности тока в слабых полях сводит практически на нет преимущества, достигнутые за счет образования треков продуктов деления. Не исключено, что это характерно лишь для неоптимизированных лент с невысокими исходными  $J_c$ , к которым относятся исследованные образцы.

Также нами было проведено исследование зависимости критической температуры образцов от флюенса быстрых нейтронов (для образцов III серии). Оказалось, что критическая температура исходных образцов ( $\approx 107$  К) хотя и несколько ниже  $T_c$  для образцов без урана ( $\sim 110$  К), но все же достаточно близка к обычным для Bi-2223 значениям. А вот облучение быстрыми нейтронами заметно понижает температуру сверхпроводящего перехода:  $T_c \approx 100$  К при флюенсе  $4,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  и  $T_c \approx 94$  К при флюенсе  $7,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  (рис. 4).



## 4. Заключение

Из рассмотрения результатов по влиянию облучения быстрыми нейтронами на величину  $J_c$  образцов как I, так и III серий можно видеть положительный эффект дополнительных центров пиннинга (треки осколков деления и каскадные дефекты) только для относительно небольших флюенсов ( $\leq 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) и в полях больше 0,5 – 1 Тл. Для всех флюенсов наблюдается прогрессивное снижение  $J_c$  по сравнению с исходными значениями при  $T = 67 - 77 \text{ К}$ . При этом обнаружено, что в результате облучения заметно снижается  $T_c$  ( $\sim 15 \text{ К}$  при максимальном флюенсе). Эти факты свидетельствуют об относительно низкой радиационной стойкости системы Bi-2223: ее сверхпроводящие свойства ухудшаются при облучении быстрыми нейтронами с  $E_n > 0,1 \text{ МэВ}$ , начиная с небольших флюенсов (относительно расчетного оптимального  $\langle F_n^{\text{optim}} \rangle$ , приводящего к максимальному росту  $J_c$ ). Таким образом, рассмотренный метод увеличения критического тока лент Bi-2223/Ag вряд ли может быть использован практически. Не исключено, что предложенный в [10] метод, в котором деление ядер  $^{238}\text{U}$  вызывается  $\gamma$ -квантами с энергией 10 – 20 МэВ (т.е. в области гигантского резонанса) без образования  $^{110m}\text{Ag}$ , поможет успешному решению обнаруженных проблем.

## Литература

- [1] M. Toulemonde, S. Bouffard and F. Studer, *Nuclear Instruments and Methods*. **B91**, 108 (1994).
- [2] L. Civale, *Supercond. Sci. Technol.* **10**, A11 (1997).
- [3] R. L. Fleischer, H. R. Hart, Jr., K. W. Lay and F. E. Luborsky, *Phys. Rev.* **B40**, 2163 (1989).
- [4] R. Sawh, Y. Ren, R. Weinstein, W. Henning and T. Nemoto, *Physica*. **C305**, 159 (1998).
- [5] Y. Ren, R. Weinstein, R. Sawh, and J. Liu, *Physica*. **C282-287**, 2301 (1997)
- [6] Y. Ren, R. Weinstein, R. Sawh, Y. Ren, M. Eisterer and H. W. Weber, *Supercond. Sci. Technol.* **11**, 959 (1998).

- [7] M. Eisterer, S. Tonies, W. Novak, H.W. Weber, R. Weinstein and R. Sawh, *Supercond. Sci. Technol.* **11**, 1001 (1998).
- [8] G. W. Schultz, C. Klein, H. W. Weber, S. Moss, R. Zeng, S. X. Dou, R. Sawh, Y. Ren and R. Weinstein, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3935 (1998).
- [9] S. Tönies, *et al*, in *Proceedings of EUCAS-99*, Inst. Phys. Conf., Ser. 167, p. 487, 2000 IOP Publishing Ltd.
- [10] I. N. Goncharov, in *Proceedings of EUCAS-99*, Inst. Phys. Conf., Ser. 167, p. 559, 2000 IOP Publishing Ltd.
- [11] M. C. Frischherz, M. A. Kirk, J. Farmer, L. R. Greenwood, H. W. Weber, *Physica C* **232**, 309 (1994).
- [12] A. D. Nikulin, A. K. Shikov, I. I. Akimov, I. N. Goncharov, V. L. Aksenov, V. V. Golikov, V. I. Luschikov, I. F. Voloshin and L. M. Fisher, in *Proc. ICEC-17*, eds. D. Dew-Hughes, R. G. Scurlock and J. H. P. Watson (Bristol-Philadelphia: IOP Publishing Ltd), p. 539 (1998).
- [13] T. Ishida, R. B. Goldfarb, *Phys. Rev.* **B41**, 8937 (1990).
- [14] L. M. Fisher, *et al*, *Phys. Rev.* **B46**, 10986 (1992).
- [15] L. M. Fisher, A. V. Kalinov, S. E. Savel'ev, I. F. Voloshin, P. Haldar, U. Balachandran, *Supercond. Sci. Technol.* **12**, 24 (1999).

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 апреля 2001 года.

Гончаров И.Н. и др.  
Влияние облучения быстрыми нейтронами  
на свойства сверхпроводящей ленты (Bi-2223+0,8%<sup>238</sup>U)/Ag

P8-2001-80

Критическая плотность тока  $J_c$  высокотемпературного сверхпроводника, допированного ураном, может быть существенно повышена за счет нейтронного облучения, в результате которого образуются треки осколков деления. В настоящей работе анализируются недостатки такого метода при введении в Bi-2223/Ag ленты обогащенного урана с последующим облучением тепловыми нейтронами (главный из которых — высокий уровень наведенной долгоживущей радиоактивности). Экспериментально проведен альтернативный вариант введения в ВТСП дешевого необогащенного урана, деление которого вызывалось потоком быстрых нейтронов с энергией, превышающей 1,4 МэВ (с очень малой примесью медленных нейтронов). Обнаружено, что при азотных температурах возрастание  $J_c$  наблюдается только в магнитных полях больше 0,5 Тл для малых флюенсов  $F_n$  (по сравнению с расчетным оптимальным флюенсом). Дальнейшее увеличение  $F_n$  ведет к деградации  $J_c$  во всей области полей, хотя уровень радиоактивности оказывается существенно ниже, чем в методе с медленными нейтронами.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий, в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ и в ГНЦ «Всероссийский электротехнический институт», Москва.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2001

Перевод авторов

Goncharov I.N. et al.  
Effect of Fast Neutron Irradiation  
on the Properties of a Superconducting (Bi-2223+0,8%<sup>238</sup>U)/Ag-Tape

P8-2001-80

The critical current density ( $J_c$ ) of a high temperature superconductor doped with uranium can be significantly increased due to neutron irradiation which results in the production of fission fragment tracks. The disadvantages of such a method in case of enriched U introducing into the Bi-2223/Ag-tape are analysed in this paper. The main of them is a high level of long-lived radioactivity after thermal neutron irradiation. The alternative method, in which unenriched uranium introduced into HTS is irradiated with fast neutrons of a >1.4 MeV energy has been checked experimentally. There was a very small fraction of slow neutrons in the reactor beam. At liquid nitrogen temperatures, increasing  $J_c$  was found to be observed only at  $B > 0.5$  T and for low enough fluences  $F_n$  (as compared with the calculated optimum one). For higher  $F_n$ , the values of  $J_c$  degraded at any  $B$  though the radioactivity level is much lower than in the method, where thermal neutrons are used.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies and at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR, and at the All-Russian Electrical Engineering Institute, Moscow.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2001

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 22.05.2001  
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 0,95  
Тираж 230. Заказ 52667. Цена 1 р. 14 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области