

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-511

P17-96-511

В.С.Барашенков, И.Н.Гончаров, Б.Ф.Костенко,  
В.П.Филинова

РАСЧЕТ ТЕПЛОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ,  
ВЫДЕЛИВШЕЙСЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОМ  
СВЕРХПРОВОДНИКЕ УВСО,  
ОБЛУЧАЕМОМ УСКОРЕННЫМИ ИОНАМИ

1996

После установления того факта, что высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), облученные достаточно тяжелыми ионами, способны пропускать без нарушения своих сверхпроводящих свойств токи существенно большие, чем не облученные (эффект пиннинга), было проведено большое количество экспериментов с несколькими типами ВТСП и ускоренными частицами, обладавшими широким набором тормозных способностей. Выяснилось, что пиннинг возрастал особенно заметно, когда в результате облучения в материалах возникали квазинепрерывные треки с подходящими поперечными размерами (см., например, обзор [1]). Они наблюдались с помощью различных физических методов, включая электронную микроскопию высокого разрешения. В монокристаллах треки представлялись в виде аморфных областей эллиптического или круглого сечения со средним радиусом до 5 нм с достаточно резкими границами. Одним из наиболее вероятных механизмов образования таких треков можно считать плавление вещества, обусловленное выделившейся при прохождении иона энергией, с последующим сверхбыстрым затвердеванием.

Насколько нам известно, пока не было сделано расчетов размеров треков в ВТСП. В настоящей работе мы остановимся на модели расчета в варианте, весьма близком к тому, который недавно использовался французскими авторами для описания процессов трекообразования в несверхпроводящих материалах (как в металлах, так и изоляторах) [2-4]. В основу модели положена связанная система нелинейных дифференциальных уравнений параболического типа, учитывающая как электронные, так и фононные степени свободы, а также взаимодействие между ними. В цилиндрических координатах система имеет вид:

$$\rho C_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[ K_e(T_e) \frac{\partial T_e}{\partial r} \right] + \frac{K_e(T_e)}{r} \frac{\partial T_e}{\partial r} - g(T_e - T_i) + A(r, t), \quad (1)$$

$$\rho C_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} \left[ K_i(T_i) \frac{\partial T_i}{\partial r} \right] + \frac{K_i(T_i)}{r} \frac{\partial T_i}{\partial r} + g(T_e - T_i), \quad (2)$$

где  $C_e, C_i$  и  $K_e, K_i$  — теплоемкости и теплопроводности электронной системы и решетки,  $\rho$  — плотность вещества,  $g$  — константа, определяющая обмен энергией между электронами и решеткой,  $A(r, t)$  — мощность энерговыделения в момент времени  $t$  в точке  $r$ , где расстояние  $r$  отмеряется перпендикулярно траектории иона.

Поскольку в веществе происходит плавление, а также из-за неточности источника, рассматриваемая система может быть решена только численно. В модели термального пика обычно принимается упрощающее предположение  $K_e(T_e) = const$ , при котором уравнение (1) может быть представлено в виде:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = D_e \Delta T_e - \frac{1}{\tau} (T_e - T_i) + \frac{A(r, t)}{\rho C_e(T_e)}, \quad (3)$$

где  $D_e = K_e / \rho C_e$  — коэффициент температуропроводности в электронной подсистеме,  $\tau = \rho C_e / g$  — постоянная времени обмена энергией между электронами и решеткой.

Математическая модель источника  $A(r, t)$  описана в работе [5]<sup>1</sup>. Расчеты показывают, что процесс энерговыделения в электронной подсистеме при прохождении иона через вещество практически заканчивается при  $t \sim 10^{-14}$  с, т.е. задолго до того, как произойдет передача существенной доли энергии от электронов решетке, т.к. прямые экспериментальные измерения с помощью лазерной фемтосекундной техники дают величину  $\tau = (0.5 \div 3) \times 10^{-12}$  с. Измерение этой величины для ВТСП, по-видимому, не проводилось, поэтому в наших расчетах величина  $\tau$  считалась подгоночным параметром, лежащим в указанных пределах. Таким образом, при  $t \geq 10^{-14}$  с можно считать, что  $A(r, t) = 0$ , а поступившая в вещество энергия трансформировалась в некоторое начальное распределение температуры электронов  $T_e(r, 0)$ .

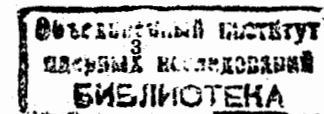
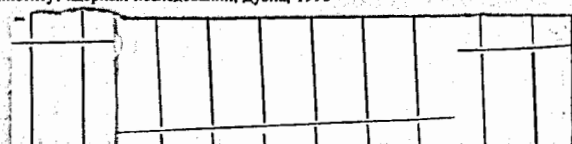
Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что для рассматриваемых процессов коэффициент температуропроводности  $D_e$  электронов постоянен и имеет практически одинаковое значение как для металлов, так и для диэлектриков  $D_e \approx 1 \text{ см}^2/\text{с}$ . Это связано с тем, что сильно возбужденная область внутри трека многозарядного иона характеризуется приблизительно одинаковыми параметрами, не зависящими от свойств вещества при комнатных температурах [6]. В настоящей работе мы, следуя [4], взяли  $D_e = 2 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Сведения о плотности  $\rho$  сверхпроводящих материалов были взяты из работы [7]. В частности, для  $YBa_2Cu_3O_7$  и  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  принимались значения 6.39 и 6.52 г/см<sup>3</sup> соответственно.

Экспериментальные сведения о  $C_i$  и  $K_i$  в интересующей нас области температур отсутствуют. Поэтому для их оценки пришлось прибегнуть к экстраполяции из области комнатных температур с учетом функциональных зависимостей, подсказываемых существующими моделями ВТСП. Для теплоемкости решетки  $C_i$  мы ограничились постоянным значением, соответствующим закону Дюлонга и Пти  $C_i = 24.9 \text{ Дж/моль K}$ , поскольку приблизительно 90% этого значения достигается уже при комнатных температурах [8] и существенного отличия от этого значения при более высоких температурах теория не предсказывает. Для оценки  $K_i$  в монокристаллах использовались работы [9 - 13], дающие при комнатных температурах максимальные значения  $5.6 \times 10^{-2}$  и  $4.0 \times 10^{-2} \text{ Дж/с см K}$  для  $YBa_2Cu_3O_7$  и  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  соответственно (простые оценки показывают, что интересующие нас пространственные характеристики треков, по-видимому, не очень сильно зависят от  $K_i$ ).

В рамках принятых здесь приближений, уравнение (2) принимает вид:

<sup>1</sup>Для рассмотренных нами случаев модель продемонстрировала точность вычисления тормозной способности от 10 (для легких налетающих ядер) до 25 (для тяжелых) %. Поэтому, для установления соответствия с экспериментальными данными, мы произвели соответствующую перенормировку источника.



$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = D_i \Delta T_i + \frac{1}{\tau} \frac{C_e}{C_i} (T_e - T_i). \quad (4)$$

Поскольку величина  $C_e \Delta T_e$  представляет собой суммарную энергию, поступившую в электронную подсистему от внешнего источника, и поскольку  $T_e \gg T_i$ , из (4) следует, что любые вариации  $C_e$ , при которых остается справедливым неравенство  $C_e \ll C_i$ , не сказываются на температуре  $T_i$  решетки. В наших расчетах принимается значение электронной теплоемкости  $2.4 \times 10^{-2}$  и  $2.0 \times 10^{-2}$  Дж/см<sup>3</sup>К для  $YBa_2Cu_3O_7$  и  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ , которые согласуются с принятым здесь значением температуропроводности электронов при высоких температурах и правильно воспроизводят соотношение между электронными и фоновыми температуропроводностями при комнатной температуре.

Сведения о теплоте и температуре плавления некоторых ВТСП можно найти в работах [14 - 16]. Для  $YBa_2Cu_3O_7$  и  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  теплота плавления равна  $810 \pm 5$  и  $731 \pm 21$  кДж/моль, а температура плавления находится в интервалах 1010 - 1300 и 860 - 1000 °С, соответственно. Однако, проведенные предварительные расчеты с использованием библиотеки программ, разработанной Numerical Algorithms Group (США) показали, что учет теплоты плавления приводит к существенному увеличению затрат машинного времени и нуждается в дополнительной оптимизации расчетного алгоритма. Поэтому, в настоящем сообщении мы ограничимся расчетом радиусов треков в рамках модели, не учитывающей этот фактор. По нашим оценкам это не должно приводить к существенным изменениям  $R_{\text{расч}}$ . В качестве примера результатов расчета на рис.1 показана зависимость

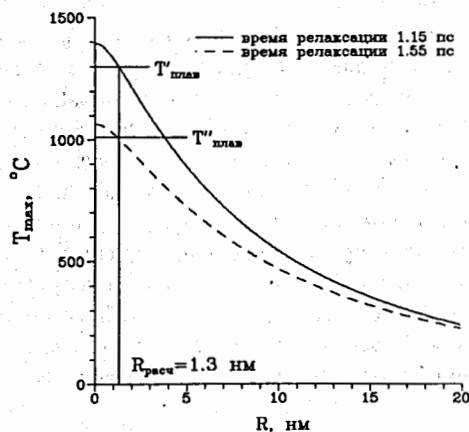


Рис. 1. Зависимость максимальной температуры решетки от расстояния до центра трека, образующегося при взаимодействии ионов  $^{129}\text{Xe}$  (10 МэВ/нукл) с  $YBa_2Cu_3O_7$  при различных значениях параметра времени релаксации  $\tau$

максимальной температуры решетки от расстояния до центра трека, образующегося

Таблица 1. Характеристики налетающего на  $YBa_2Cu_3O_7$  иона, значение подгоночного параметра времени релаксации  $\tau$ , экспериментальные и расчетные значения радиусов трека

A	E МэВ/нукл	dE/dx кэВ/нм	$\tau$ пс	$R_{\text{расч}}$ нм	$R_{\text{эксп}}$	Источник
$^{129}\text{Xe}$	41	13	0.63	0.55	0.56	[17]
$^{129}\text{Xe}$	10	22	1.15	1.31	1.3	[17]
$^{129}\text{Xe}$	1.3	24	1.15	2.26	2.0-3.0	[18]
$^{129}\text{Xe}$	2.6	29	1.40	2.42	2.5	[19]
$^{208}\text{Pb}$	20	36	1.62	3.5	3.5	[20]
$^{208}\text{Pb}$	3.7	39	1.62	4.3	4.0	[21]
$^{208}\text{Pb}$	10	41	1.95	3.2	3.0	[19]

гося при взаимодействии ионов  $^{129}\text{Xe}$  (10 МэВ/нукл) с  $YBa_2Cu_3O_7$  при различных значениях параметра времени релаксации  $\tau$ . Экспериментальное значение радиуса трека  $R_{\text{эксп}} = 1.3$  нм [17], образующегося в результате плавления и быстрого остывания вещества вблизи траектории иона, удается воспроизвести при значениях времени релаксации  $\tau' = 1.15$  пс для  $T'_{\text{плав}} = 1300$  °С и  $\tau'' = 1.55$  пс для  $T''_{\text{плав}} = 1010$  °С. В таблице 1 приведены экспериментальные  $R_{\text{эксп}}$  и расчетные  $R_{\text{расч}}$  значения радиусов треков, а также время  $\tau$  электрон-фононной релаксации для различных налетающих ионов ( $T_{\text{плав}} = 1300$  °С). На рис.2 приведена

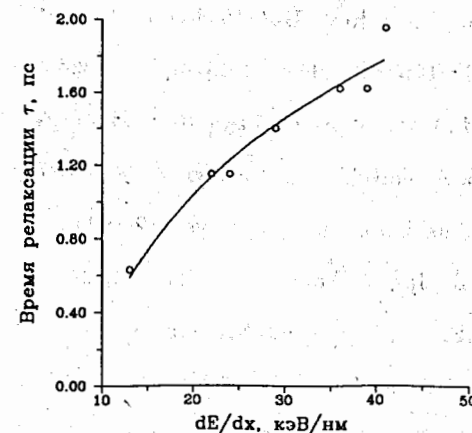


Рис. 2. Зависимость подгоночного значения времени электрон-фононной релаксации  $\tau$  от тормозной способности налетающего иона  $dE/dx$

зависимость подгоночного значения времени электрон-фононной релаксации  $\tau$  от тормозной способности налетающего иона  $dE/dx$ . Расчетная кривая для  $\tau$  получена с помощью логарифмической аппроксимации  $Y = 1.03508 * \ln(X) - 2.06493$ .

Видно, что использованная при расчетах модель неплохо согласуется с экспериментом, несмотря на то, что сами экспериментальные данные, полученные разными авторами, порою существенно различаются.

Авторы благодарят Н.В. Славина, принимавшего участие в работе на ее начальной стадии.

## Литература

- [1] M. Toulemonde et al., Nucl. Instr. and Methods, **B91**(1994) 108
- [2] A. Meftah et al., Phys. Rev., **B46**(1992) 14363
- [3] A. Meftah et al., Phys. Rev., **B48**(1993) 920
- [4] M. Toulemonde et al., Phys. Rev., **B49**(1994) 12457
- [5] В.С. Барашенков, Химия высоких энергий, **28**(3)(1994) 229
- [6] И.А. Баранов и др., УФН, **156**(1988) 477
- [7] D.R. Harshmann, A.P. Mills, Jr. Phys. Rev., **B45**(1992-II) 10684
- [8] A. Junod, in Phys. Prop. of High Temperature Superconductors, II, ed by Donald M. Ginsberg, World Scientific, Singapore, 1990, p. 42
- [9] J.L. Cohn et al., in Phys. Prop. of High Temperature Superconductors, III, ed by Donald M. Ginsberg, World Scientific, Singapore, 1992, p. 215
- [10] P.P. Allen et al., Phys. Rev., **B49**(1994-I) 9073
- [11] S. Wernbter, L. Tewordt, Physica, **C183**(1991) 365
- [12] S.D. Peaur, J.L. Cohn, C. Uher, Phys. Rev., **B43**(1991) 8721
- [13] M.F. Crommil, A. Zettle, Phys. Rev., **B41**(1990) 10978
- [14] Y. Idemoto, K. Fueki, Jpn. J. Appl. Phys., **29**(1990) 2729
- [15] R. Harada et al., Jpn. J. Appl. Phys., **31**(1992) 2420
- [16] K. Salama, D.F. Lee, Supercond. Sci. Technol. **7**(1994) 177
- [17] D. Bourgault et al., Radiat. Eff. Def. Sol. **114**(1990) 315
- [18] B. Hensel et al., Phys. Rev., **B42**(1990) 4235
- [19] B. Holzapfel et al., to be published
- [20] A. Legris et al., Radiat. Eff. Def. Sol., **126**(1993) 155
- [21] V. Hardy et al., Nucl. Instr. and Meth., **B54**(1991) 472

Рукопись поступила в издательский отдел  
31 декабря 1996 года.

Барашенков В.С. и др.

P17-96-511

Расчет тепловой релаксации энергии, выделившейся  
в высокотемпературном сверхпроводнике YBCO,  
облучаемом ускоренными ионами

В модели теплового пика произведены расчеты радиусов треков, образующихся в высокотемпературном сверхпроводнике  $YBa_2Cu_3O_7$ , облученном ускоренными ионами с тормозной способностью  $dE/dx = 13 + 41$  кэВ/нм. Модель демонстрирует удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Получена зависимость характерного времени электрон-фононной релаксации от  $dE/dx$ . Эти времена оказываются лежащими в допустимых экспериментом пределах. Дан краткий обзор наиболее существенных экспериментальных данных, необходимых для такого рода расчетов.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Barashenkov V.S. et al.

P17-96-511

Computation of Thermal Relaxation of Energy  
in High  $T_c$  Superconductor YBCO  
Bombarded by Accelerated Ions

In the framework of thermal spike model calculations of radii of tracks induced by accelerated ions with stopping power  $dE/dx = 13 + 41$  keV/nm in high  $T_c$  superconductor  $YBa_2Cu_3O_7$  have been performed. The model demonstrates a good fit to the experiment. A brief survey of experimental facts essential for calculations of this kind is given. Dependence of characteristic electron-phonon relaxation time on  $dE/dx$  is obtained. The times are in experimentally allowed range. A brief survey of experimental facts essential for calculations of this kind is given.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996