

## Блокировка диффузионных переходов атомов металлов при возбуждении слабозатухающих плазмонов

© Б.М. Горелов, В.С. Мельников, В.М. Огенко, Г.М. Шаляпина

Институт химии поверхности НАН Украины,  
252022 Киев, Украина  
e-mail: user@surfchem.freenet.kiev.ua

(Поступило в Редакцию 5 декабря 2000 г.)

В высокотемпературном сверхпроводнике  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  возбуждение слабозатухающих плазмонов при неоднородном нагреве электронного газа в сверхвысокочастотном электромагнитном поле и возмущении зарядовой плотности при термодесорбции атомов кислорода из плоскости  $Cu1-O$  приводит к блокировке объемных и поверхностных диффузионных переходов атомов никеля и золота, обусловленной скоплением междоузельных атомов в поверхностном слое кристаллитов.

### Введение

В высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), электрическая структура которых характеризуется сочетанием широких и узких зон [1,2], в подсистеме тяжелых ( $h$ ) носителей возможно существование низкочастотных коллективных возбуждений — акустических плазмонов. В нормальных условиях из-за затухания Ландау на легких ( $l$ ) и  $h$ -носителях число плазмонов, по-видимому, мало, их распространение по кристаллу маловероятно и экспериментальное наблюдение затруднительно. Однако если в ВТСП возбудить слабозатухающие плазмоны, которые распространяются по кристаллу со скоростями

$$v_{Fh} \ll u \ll v_{Fl} \quad (1)$$

либо

$$u \gg v_{Fh}, v_{Fl}, \quad (2)$$

где  $v_{Fh}, v_{Fl}$  — фермиевские скорости  $h$ - и  $l$ -носителей, скорости возбуждений  $u = \Omega_q/q$ ;  $\Omega^2 = 4\pi e^2 n_h/m_h^*$ ;  $n_h, m^*$  — концентрация и эффективная масса  $h$ -носителей;  $q$  — волновой вектор, то их перемещение может проявиться в подпороговом дефектообразовании, скоплении высокого числа дефектов в поверхностном слое кристаллитов и блокировке диффузионных переходов атомов металлов, яркой особенностью которой является подавление объемной диффузии атомов никеля [3]. Если это так, то проявление эффекта блокировки диффузионных переходов атомов металлов может свидетельствовать о стимуляции слабозатухающих плазмонов при разных способах возбуждения.

Для стимулирования слабозатухающих возбуждений можно использовать внешние поля, действие которых непосредственно не приводит к дефектообразованию, переносу и скоплению атомов в поверхностном слое, блокировке диффузионных переходов. Если в нормальных условиях  $v_{Fh} \simeq v_{Fl}$ , то для стимуляции плазмонов, скорость которых удовлетворяет условию (1), можно примерить сверхвысокочастотное электромагнитное поле. В электрическом поле  $E = E_0 \sin \omega_0 t$ , при  $\omega_0 \ll v_{h,l}$

( $v_{h,l}$  — частоты столкновений  $h$ - и  $l$ -носителей),  $l$ - и  $h$ -носители, находящиеся в неперекрывающихся квазидвумерных зонах, из-за различия эффективных масс  $m_h^* \gg m_l^*$  приобретают разные скорости

$$\tilde{v}_{h,l}(t) = -\frac{eE_0}{m_{h,l}^* \omega_0 v_{h,l}} \cos \omega_0 t$$

( $m_l^*$  — эффективная масса  $l$ -носителей) [4]. С ростом амплитуды затухания Ландау на  $l$ -носителях слабеет и при некоторых  $E_0$  моды коллективных возбуждений  $h$ -носителей, фазовая скорость которых

$$\tilde{v}_h(t) \ll u \ll \tilde{v}_l(t) \quad (3)$$

могут бездиссипативно распространяться по кристаллу.

Для возбуждения плазмонов, скорость которых удовлетворяет условию (2), в  $YBa_2Cu_3O_7$  из цепочек  $Cu1-O$  можно удалять атомы кислорода при нагревании. При термодесорбции атомов  $O1$  в промежуточных слоях в окрестности образовавшейся вакансии создаются возмущения электронной плотности  $\delta Z_{ie}$  ( $\delta Z_i$  — эффективный заряд возмущения в окрестности  $i$ -й образовавшейся вакансии  $O1$ ), экранирование которых увеличивает спектральную плотность плазмонных состояний [5,6]

$$S(\omega, t) = -\frac{1}{\pi} \sum_{i,q} V_c(\mathbf{q}) \text{Im} \varepsilon^{-1}(\mathbf{q}, \omega).$$

Здесь диэлектрическая проницаемость,  $V_c(\mathbf{q}) = 4\pi \delta Z_i e^2 / q^2$ , и число слабозатухающих плазмонов  $N(\omega) = \iint S(\omega, T) f(\omega, T) d\omega d\mathbf{r}$ , где  $f(\omega, T)$  — бозевская функция распределения, с  $\omega \gg v_{Fh} q, v_{Fl} q$ .

Следует отметить, что при двух способах возбуждения числа слабозатухающих плазмонов  $N(\omega)$ , вероятно, различаются, поскольку при действии сверхвысокочастотного поля стимуляция плазмонов происходит на глубине скин-слоя, где ослабляется затухание Ландау, а возбуждение плазмонов обусловлено эффектами локального поля, тогда как при термодесорбции атомов  $O1$  — во всем объеме за счет усиления электрон-плазмонного

взаимодействия. Однако независимо от способа возбуждения движение слабозатухающих плазмонов в кристалле  $YBa_2Cu_3O_7$  может проявиться в дефектообразовании, переносе и скоплении атомов у поверхности, блокировке диффузионных переходов. При этом как действие сверхвысокочастотного облучения, так и термодесорбция кислорода непосредственно не образуют дефекты (исключая вакансии 01), так как энергия кванта сверхвысокочастотного поля и кинетическая энергия атомов 01 малы по сравнению с энергией выхода атомов Y, Ba, Cu, O (2,3) из узлов кристаллической решетки, составляющей 55–20 eV [7–9], и 4.5–10 eV для атомов 01, 04 [9] или их энергии миграции, что исключает скопление атомов у поверхности и эффект блокировки. Однако в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  выделение и поглощение кислорода могут индуцировать диффузию атомов Ba и Cu соответственно к поверхности и в объем кристаллов [10], что может усилить или ослабить эффект блокировки, обусловленный коллективными возбуждениями. Кроме того, десорбция атомов 01 разрушает зону, построенную  $pd$ -орбиталями атомов 01, 04, Cu1, Cu2, где могут распространяться возбуждения  $h$ -носителей, и высоко-температурную сверхпроводимость из-за уменьшения числа дырок в купратных слоях. Поэтому возбуждение слабозатухающих акустических плазмонов возможно в интервале изменения концентрации кислорода  $0 < \delta < 0.3$ , в котором, вероятно, реализуется механизм высокотемпературной сверхпроводимости [11].

Целью настоящей работы являлось наблюдение эффекта блокировки диффузионных переходов атомов металлов в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  при возбуждении слабозатухающих акустических плазмонов при сверхвысокочастотном облучении и термодесорбции атомов 01. В качестве диффузанта использовались атомы Ni и Au, диффузия которых характеризуется поверхностной и объемной составляющими [12,13], что позволяло наблюдать подавление объемных и блокировку поверхностных переходов.

## Объекты и методика эксперимента

Исследовались поликристаллические рентгеновски однофазные образцы  $YBa_2Cu_3O_7$  плотностью  $5.5 \text{ g/cm}^3$ , размером кристаллитов  $5\text{--}15 \text{ }\mu\text{m}$ , полученные твердофазным синтезом из смеси измельченных порошков  $Y_2O_3$ ,  $Ba_2CO_3$  и  $CuO$ . Параметры кристаллической решетки составляли  $\mathbf{a} = 3.821 \text{ \AA}$ ,  $\mathbf{b} = 3.889 \text{ \AA}$ ,  $\mathbf{c} = 11.667 \text{ \AA}$  и параметр  $\eta = (C01 - C05)/(C01 + C05)$ , (C01, C05 — содержание кислорода в позициях 01 и 05), характеризующий заполнение кислородом позиций 01 и 05 [14], составлял 0.09.

Образцы облучались импульсным СВЧ полем частотой  $9.4 \text{ GHz}$  с помощью импульсов  $10^4 \text{ W}$ , длительностью  $2.5 \text{ }\mu\text{s}$ , частотой повторения  $400 \text{ Hz}$  в течение  $10 \text{ min}$  при комнатной температуре и помещались в пучность электрического сверхвысокочастотного поля проходного резонатора.

Десорбция атомов кислорода из  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  осуществлялась в процессе нагрева образцов с  $\delta = 0$  со скоростью  $5^\circ\text{C/min}$ . Удалялось  $\sim 1.7 \cdot 10^{21}$  и  $2.6 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  атомов 01, что соответствовало значениям  $\delta \simeq 0.3$  и  $0.45$ . Количество удаленного кислорода определялось с помощью рентгено-структурного анализа и по адсорбции кислорода при нагреве с помощью дериватографа Q-1500.

Адсорбция молекул воды проводилась при комнатной температуре в атмосфере насыщенного пара в течение  $360 \text{ min}$  на образцы  $YBa_2Cu_3O_{6.55}$ , предварительно прогретые в вакууме при  $\sim 140^\circ\text{C}$  в течение  $2.5 \text{ h}$ . Отжиг молекул воды осуществлялся нагревом образцов до  $400^\circ\text{C}$ .

Коэффициент диффузии атомов никеля и золота измерялся с помощью радиоактивных меток, в качестве которых использовались  $^{63}\text{Ni}$  и  $^{195}\text{Au}$ , методом снятия слоев. Диффузионные профили формировались в воздушной среде в интервале температур  $200\text{--}500^\circ\text{C}$  в течение  $5\text{--}45 \text{ h}$  и определялись с шагом  $3\text{--}5 \text{ }\mu\text{m}$  на глубину  $150\text{--}250 \text{ }\mu\text{m}$ .

## Экспериментальные результаты и обсуждение

Температурные зависимости коэффициента диффузии атомов золота приведены на рис. 1. В исходных образцах диффузия характеризуется медленной и быстрой составляющими поверхностной диффузии в интервале температур  $200\text{--}410^\circ\text{C}$  (в  $\text{cm}^2/\text{s}$ )

$$D_s^s = 2.8 \cdot 10^{-11} \exp(-0.07/kT)$$

и

$$D_s^r = 1.9 \cdot 10^{-9} \exp(-0.13/kT) \quad (4)$$

и объемной [13], которая наблюдается при температурах термодесорбции атомов 01  $T \geq 410^\circ\text{C}$

$$D_v^s = 6.6 \exp(-1.24/kT)$$

и

$$D_v^r = 1.9 \cdot 10^{-2} \exp(-1.08/kT). \quad (5)$$

Действие сверхвысокочастотного облучения приводит к блокировке объемных переходов Au и подавлению обеих компонент  $D_v^{s,r}$ . Кроме того, возрастают предэкспоненциальные множители и энергия активации коэффициента поверхностной диффузии, который в интервале температур  $200\text{--}305^\circ\text{C}$  описывается выражениями

$$D_s^{s1} = 8.0 \cdot 10^{-10} \exp(-0.17/kT)$$

и

$$D_s^{r1} = 1.8 \cdot 10^{-7} \exp(-0.18/kT), \quad (6)$$

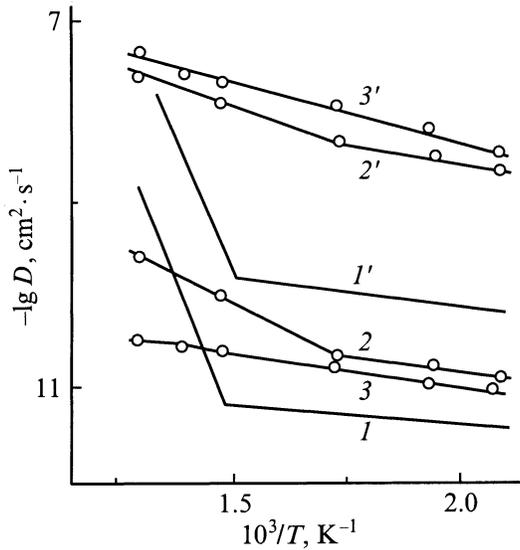
а при  $T \geq 305^\circ\text{C}$  имеет вид

$$D_s^{s2} = 2.3 \cdot 10^{-7} \exp(-0.45/kT)$$

и

$$D_s^{r2} = 2.0 \cdot 10^{-6} \exp(-0.30/kT) \quad (7)$$

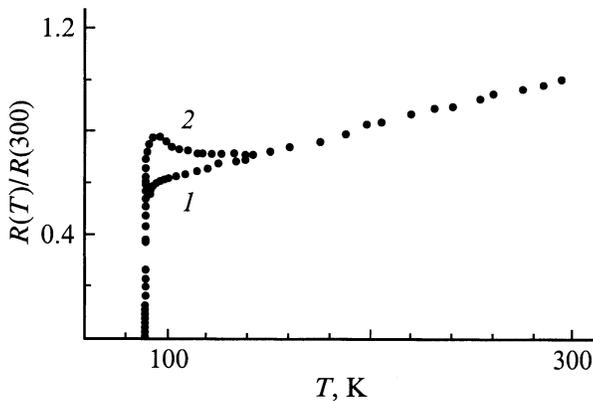
(рис. 1, кривые 2, 2'). При этом облучение не влияет на температуру или скорость термодесорбции атомов 01



**Рис. 1.** Температурные зависимости коэффициента диффузии атомов Au до (1, 1') и после 10 min СВЧ облучения (2, 2') и термодесорбции атомов кислорода (3, 3').

из объема  $YBa_2Cu_3O_7$ , так как кривые потери массы при нагревании облученных и исходных образцов идентичны, что указывает на постоянное содержание кислорода в образцах. Блокирование объемных диффузионных переходов указывает на стимуляцию при сверхвысокочастотном облучении дефектообразования в объеме и скопления высокого числа атомов в поверхностном слое кристаллитов.

Следует отметить, что после сверхвысокочастотного облучения сопротивление на постоянном токе  $R$  возрастает вблизи перехода в сверхпроводящее состояние, а температура перехода  $T_c$  не меняется (рис. 2). При этом облучение не влияет на параметры решетки  $a$  и  $b$ , тогда как параметр  $c$  или не меняется (после 1 min облучения), или уменьшается на  $0.022 \text{ \AA}$  (после 5



**Рис. 2.** Температурные зависимости сопротивления образцов  $YBa_2Cu_3O_7$  до (1) и после сверхвысокочастотного облучения (2) в течение 10 min.

и 30 min облучения), а параметр  $\eta$  изменяется от 0.05 до 0.36. Рост  $R$  свидетельствует в пользу увеличения числа дефектов при сверхвысокочастотном облучении, так как [6]

$$R(T) = \frac{4\pi}{\Omega_{pl}^2} \left[ \tau_d^{-1} + \tau_{ph}^{-1}(T) + \gamma_q(T) \right], \quad (8)$$

где  $\Omega_{pl}$  — плазменная частота  $l$ -носителей;  $\tau_d$ ,  $\tau_{ph}$  — время рассеяния на дефектах и фононах;  $\gamma_q$  — затухание  $l$ -носителей на акустических плазмонах;  $\tau_{ph}^{-1} \sim T$ ,  $\gamma_q \sim T$  для невырожденных и  $\gamma_q \sim T^2$  для вырожденных  $h$ -носителей, а рост  $R$  при  $T_C < T < 150 \text{ K}$  обусловлен повышением  $\tau_d^{-1}$  и числа дефектов. С другой стороны, миграция кислорода между позициями 01 и 05, энергия активации которой  $2.03 \text{ eV}$  [15], свидетельствует о стимуляции низкоэнергетического механизма миграции дефектов при сверхвысокочастотном облучении. Дефектообразование и перераспределение дефектов могут не влиять на  $T_c$ , которая определяется концентрацией дырок  $p$  [16]

$$T_C(p) = T_{Cm} \left[ 1 - 82.6(p - 0.16)^2 \right], \quad (9)$$

где  $T_{Cm}$  — максимальная величина  $T_C$ , если число дырок в ответственных за высокотемпературную сверхпроводимость купратных слоях не изменяется.

Влияние введения вакансий атомов O1 и сверхвысокочастотного облучения на диффузию атомов Au подобны. Десорбция  $1.7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  атомов O1 приводит к подавлению объемных переходов атомов Au, росту предэкспоненциального множителя и энергии активации поверхностной диффузии

$$D_s^{s3} = 4.0 \cdot 10^{-10} \exp(-0.16/kT)$$

и

$$D_s^{r3} = 1.45 \cdot 10^{-6} \exp(-0.24/kT) \quad (10)$$

(рис. 1, кривые 3, 3'). Влияние введения  $2.6 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  вакансий в цепочки Cu1-O на диффузию атомов Ni аналогично (рис. 3). Если в исходных образцах  $YBa_2Cu_3O_7$  диффузия характеризуется поверхностной составляющей в интервале температур  $200\text{--}410^\circ\text{C}$

$$D_s = 3.16 \cdot 10^{-10} \exp(-0.17/kT)$$

и объемной

$$D_v = 1.0 \cdot 10^{-2} \exp(-0.13/kT)$$

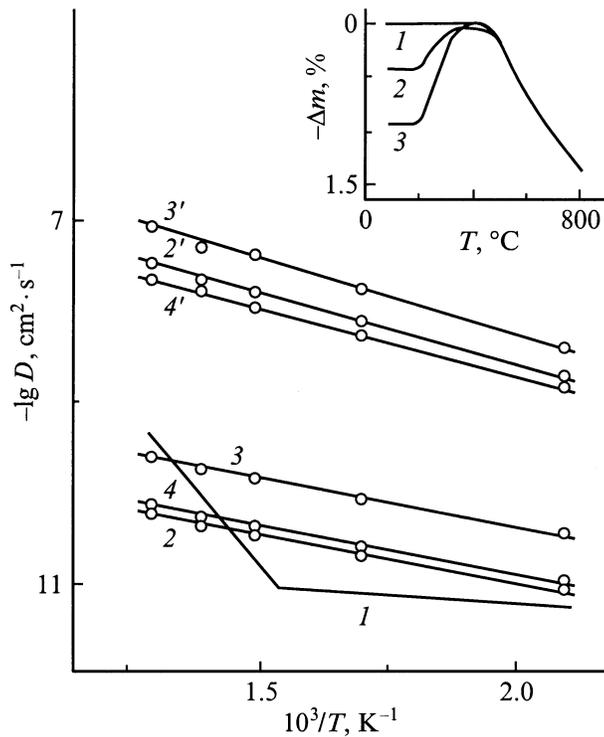
в области  $T > 410^\circ\text{C}$  [12], то после десорбции кислорода объемная диффузия Ni подавляется, а поверхностная характеризуется быстрой и медленной составляющими

$$D_s^{r4} = 2.0 \cdot 10^{-6} \exp(-0.21/kT)$$

и

$$D_s^{s4} = 1.4 \cdot 10^{-9} \exp(-0.27/kT) \quad (11)$$

во всем интервале температур, которые, по-видимому, обусловлены диффузионными переходами в разных кристаллографических направлениях [17] (рис. 3, кривые 2, 2'). Отметим, что действие на диффузию Ni



**Рис. 3.** Температурные зависимости коэффициента диффузии атомов Ni до (1) и после термодесорбции атомов кислорода (2, 2'), адсорбции молекул воды в течение 360 min (3, 3') и последующего отжига при нагреве до 400°C (4, 4'). На вставке — температурные зависимости изменения массы образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $\delta = 0$  (1), 0.3 (2) и 0.45 (3).

при возбуждении слабозатухающих плазмонов за счет создания возмущений  $\delta Z_e$  на поверхности кристаллитов аналогично [3].

Следует отметить, что эффект блокировки проявляется после десорбции более  $0.9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  атомов O1, что достигается нагреванием до  $T > 500^\circ\text{C}$ . Выход меньшего числа атомов O1 или создание меньшего числа возмущений  $\sum_i \delta Z_i e$  при нагревании до  $T \simeq 500^\circ\text{C}$  не влияет на диффузионные переходы атомов Ni и Au. Кроме того, в образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с  $\delta = 0.3$  и 0.45 формирование диффузионных профилей сопровождается поглощением кислорода в интервале температур  $200 < T \leq 350^\circ\text{C}$  и выделением в области  $T > 400^\circ\text{C}$  (рис. 3, вставка). Однако заполнение и образование  $\sim 2.6 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  вакансий кислорода в плоскостях Cu1–O не проявляются в температурных зависимостях  $D_s^{s,r}$  и объемная диффузия  $D_v$  не восстанавливается, а диффузия атомов, обусловленная выделением и поглощением кислорода при формировании профиля [10], по-видимому, существенно не влияет на число атомов в поверхностном слое. Это указывает на то, что эффект блокировки как после сверхвысокочастотного облучения, так и десорбции кислорода обусловлен атомами, которые скопились вблизи поверхности в результате переноса, скорость которого

значительно превышает скорость диффузии атомов при температурах формирования диффузионных профилей, так как проявляется после 10 min облучения и не более 50 min нагревания со скоростью  $5^\circ\text{C}/\text{min}$ . Такой перенос можно объяснить миграцией атомов в электрическом поле движущихся слабозатухающих плазмонов [3].

Таким образом, действие сверхвысокочастотного облучения и введения кислородных вакансий в Cu1–O цепочки на диффузию атомов Au и Ni аналогично и приводит к блокированию объемных диффузионных переходов и подавлению составляющих  $D_v$  и  $D_v^{s,r}$ , росту предэкспоненциального множителя и энергии активации поверхностной диффузии. Составляющие поверхностной диффузии  $D_s^s$  и  $D_s^r$  имеют близкие значения энергии активации, которая значительно меньше энергии активации  $D_v$ , и не зависит от числа вакансий кислорода в слоях Cu1–O в объеме кристаллитов.

Подавление объемной диффузии, которую можно описать выражением [18]  $D_v = D_0(1-q) \exp(-E/kT)$  (здесь  $q = m/M$ ,  $m$  — число занятых междоузлий,  $M$  — общее количество междоузлий), по-видимому, обусловлено ростом фактора  $q$  при занятии междоузлий дефектами в поверхностном слое кристаллитов и блокировкой объемных переходов  $D_v \rightarrow 0$ , когда  $q \rightarrow 1$ . При этом рост предэкспоненциального множителя коэффициентов  $D_s^{s,r}$  также можно объяснить занятием междоузлий дефектами. Так, введение  $\sim 1.4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  молекул воды, которые локализуются в междоузлиях кристаллической решетки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.55}$  [19], приводит к возрастанию предэкспоненциального множителя  $D_s^s$  и  $D_s^r$  и слабому увеличению энергии активации

$$D_s^{s5} = 6.3 \cdot 10^{-6} \exp(-0.30/kT)$$

и

$$D_s^{s5} = 7.6 \cdot 10^{-9} \exp(-0.22/kT) \quad (12)$$

(рис. 2, кривые 2, 2'). Отжиг молекул воды практически восстанавливает поверхностную диффузию

$$D_s^{r6} = 1.2 \cdot 10^{-6} \exp(-0.26/kT)$$

и

$$D_s^{r6} = 1.6 \cdot 10^{-9} \exp(-0.20/kT), \quad (13)$$

тогда как объемная составляющая диффузии  $D_v$  не восстанавливается (рис. 2, кривые 3, 3'). Следовательно, локализация дефектов в междоузлиях приводит к увеличению предэкспоненциального множителя и энергии активации  $D_s^{s,r}$ .

В случае диффузии по двум типам междоузлий [18]

$$D_s^{s,r} = \alpha l^2 \omega \left( \frac{\lambda + q\mu - K}{q\mu^2} \right) \exp(-E/kT), \quad (14)$$

где  $\alpha$  — геометрический множитель;  $l$  — длина перескока;  $\omega$  — частота колебаний атома в междоузлии;  $\mu = 1 - \varepsilon$ ,  $K = \sqrt{(\lambda + 3q\mu)^2 - 12q\mu}$ ;  $\lambda = 1 + 2\varepsilon$ ;  $\varepsilon = \exp[(u_0 - u_r)/kT]$ ;  $u_0$ ,  $u_r$  — потенциальные энергии

атома в разных междоузлиях; увеличение предэкспоненциального множителя при  $q \rightarrow 1$  обусловлено изменением потенциальных барьеров  $u_0$  и  $u_t$ .

В случае диффузионных переходов из узла в междоузлие [20]

$$D_s^{s,r} = \frac{1}{6} l^2 (g \tau_g \tau_z)^{-1/2} \exp(-E/kT), \quad (15)$$

где  $g$  — число вакантных узлов;  $\tau_g$ ,  $\tau_z$  — время пребывания в узле и междоузлии; поведение  $D_s^s$  и  $D_s^r$  определяется уменьшением  $\tau_g$  и  $\tau_z$  при занятии дефектами междоузлий и возрастанием  $g$  за счет образования дефектов при облучении и термодесорбции.

Таким образом, неоднородный нагрев  $l$ - и  $h$ -носителей в поле сверхвысокочастотного облучения и возмущение зарядовой плотности в промежуточных слоях  $YBa_2Cu_3O_7$  приводят к блокировке объемных и поверхностных диффузионных переходов атомов металлов, которая обусловлена, по-видимому, скоплением высокого числа междоузельных атомов в поверхностном слое кристаллитов и может свидетельствовать о стимуляции обоими воздействиями слабозатухающих коллективных возбуждений  $h$ -носителей.

## Список литературы

- [1] Швейкин Г.П., Губанов В.А., Фотиев А.А. и др. Электронная структура и физико-химические свойства высокотемпературных сверхпроводников. М.: Наука, 1990. 239 с.
- [2] Высокотемпературная сверхпроводимость. Фундаментальные и прикладные исследования / Под ред. А.А. Киселева. Л.: Машиностроение, 1990. 684 с.
- [3] Горелов Б.М. // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. Вып. 2 (8). С. 586–603.
- [4] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978. 407 с.
- [5] Пашицкий Э.А. // ФНТ. 1995. Т. 21. № 10. С. 995–1019.
- [6] Пашицкий Э.А. // ФНТ. 1995. Т. 21. № 11. С. 1092–1127.
- [7] Baetzold R.C. // Phys. Rev. 1988. Vol. 38B. N 16. P. 11 304–11 312.
- [8] Дегтяренко Н.Н., Елесин В.Ф., Мельников В.Л. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 10. С. 2516–2519.
- [9] Курсанов В.В., Мусин Н.Н., Шамарина Е.И. // СФХТ. Т. 7. № 3. С. 427–435.
- [10] Сидоренко С.И., Барабаш К.И., Волосько С.М., Егоров Б.В. // Металлофизика. 1992. Т. 14. № 10. С. 81–84.
- [11] Пашицкий Э.А. // ФНТ. 1995. Т. 21. № 4. С. 405–410.
- [12] Горбик П.П., Дякин В.В., Заитов Ф.А. и др. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 8. С. 1654–1657.
- [13] Алфеев В.Н., Горбик П.П., Дякин В.В. и др. // ДАН УССР. 1991. № 1. С. 41–43.
- [14] Lysenko V.N., Adonkin V.T., Dyakin V.V. et al. // Superconductivity. 1992. Vol. 5. N 2. P. 341–344.
- [15] Baetzold R.C. // Phys. Rev. 1990. Vol. 42B. N 1A. P. 56–66.
- [16] Williams G.V.M., Tallon J.L., Michalak R., Dupree R. // Phys. Rev. 1996. Vol. 54B. N 10. P. 6909–6912.
- [17] Адонкин В.Т., Галушка А.П., Горбик П.П. и др. // СФХТ. 1992. Т. 5. № 10. С. 1901–1905.

- [18] Смирнов А.А. Теория диффузии в сплавах внедрения. Киев: Наукова думка, 1982. 168 с.
- [19] Горелов Б.М., Морозовская Д.В., Паиков В.М., Сидорчук В.А. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 9. С. 50–56.
- [20] Зайт В. Диффузия в металлах. М.: ИЛ, 1958. 371 с.