

**Оценка работы выхода матричных ионов в ЩГК в процессе  
механоэмиссии в условиях комплексного термоэлектрического  
воздействия**

*Карьев Л.Г., Занина А.П., Федоров В.А.*

*ФГБОУ ВПО «Тамбовский государственный университет им. Г.Р.*

*Державина», г. Тамбов, Россия, e-mail: karyev@list.ru*

Для ионных кристаллов экспериментально установлена возможность [1] залечивание трещин скола ионным током при одновременном нагреве. На ранних стадиях такого воздействия, на поверхностях трещины появляются локальные необратимые изменения в виде дислокационных розеток [2] и монокристаллических наростов в температурных интервалах примесной и собственной проводимости, соответственно. Во всех случаях наслоения появлялись на положительно заряженных поверхностях в местах, где предварительно были сформированы дислокационные розетки. Вблизи наростов наблюдали полигональные стенки, что связано с процессами пластической деформации (рис. 1) в этой области.

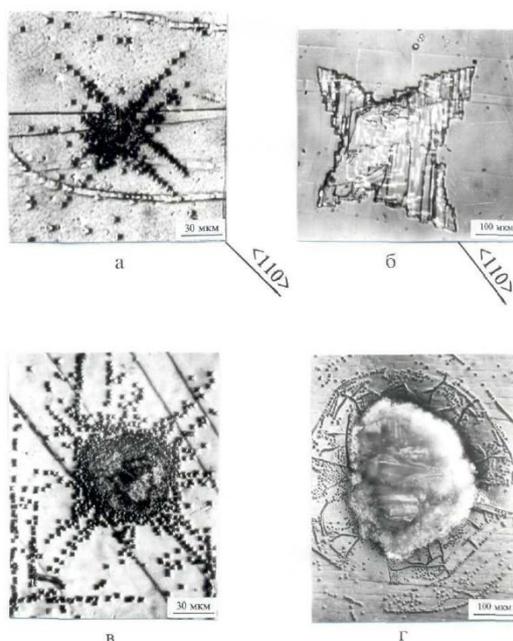


Рис. 1. Дислокационные розетки (а, в) и соответствующие им монокристаллические наросты (б, г): а, б - вблизи вершины трещины; в, г - в удалении от вершины.

Полигональные стенки вблизи нароста – г, LiF ( $10^{-3}$  вес. %)

За определенное время термоэлектрического воздействия развивающийся нарост перемыкал берега трещины, приводя к восстановлению сплошности (рис. 2).



Рис. 2. Участок восстановившейся сплошности в русле трещины, LiF  $10^{-3}$  вес. %

На поверхностях трещины, в условиях термоэлектрического воздействия протекают различные процессы. В части кристалла, контактирующей с положительным электродом в направлении внешнего электрического поля перемещаются более подвижные катионы. Анионы практически не подвижны до предплавильных температур [3]. Поверхность трещины, при этом, заряжается положительно без разрушения кристаллической решётки. Являясь энергетическим барьером для катионов поверхность препятствует, до некоторой степени, сублимации последних в полость трещины. В противоположность этому отрицательно заряженная поверхность трещины обедняется катионами, дрейфующими к отрицательному электроду, что способствует уменьшению энергии сублимации анионов в полость трещины. Анионный эмиссионный ток, бомбардируя положительно заряженную поверхность, приводит к деформационным сдвигам на ней. Ток возникает в первую очередь в участках концентрации электрического поля (например, ступеньки скола). При этом в зонах пластических сдвигов имеет место

механоэмиссия катионов [4], приводящая в результате рекомбинационной кристаллизации на положительно заряженной поверхности трещины, к образованию монокристаллических наростов.

Целью данной работы является аналитическая оценка работы выхода  $Q_B$  катионов с поверхности кристалла в области развивающихся деформационных сдвигов. Для достижения поставленной цели были проведены эксперименты по определению времени, необходимого для перемикания наростом полости трещины.

В экспериментах использовали монокристаллы LiF, суммарный состав примесей в которых по  $\text{Ca}^{+2}$ ,  $\text{Mg}^{+2}$ ,  $\text{Ba}^{+2}$  не превышал  $10^{-3}$  вес.%. Трещину скола вводили лезвием ножа. Расстояние между берегами трещины в области её вершины  $\sim 2 \cdot 10^{-5}$  м. Эксперименты проводили в воздушной среде. Напряженность электрического поля в кристалле  $E_0 \sim 10^5$  В/м. Опыты проводили по схеме плоского конденсатора: кристалл с введенной трещиной скола помещали между плоскими электродами, обеспечивая надежный контакт. При этом поверхности трещины были параллельны плоскостям электродов. Температура кристаллов, при которой на электроды подавалось постоянное напряжение  $U = 400$  В, составляла  $T \sim 873$  К.

В ходе опытов установлено, что монокристаллические наросты, образующиеся на положительно заряженной поверхности трещины, перемикали её русло при упомянутых параметрах примерно за 90 – 95 секунд. Значение этого времени было использовано в расчётах работы выхода  $Q_B$ .

Результирующая вероятность  $P_p$  того, что ион  $\text{Li}^+$  окажется на положительно заряженной поверхности трещины при термоэлектрическом воздействии на кристалл определяется выражением [5,6] :

$$P_p = P_1 - P_2;$$

$P_1 = \nu \exp(S_m / kT) \exp[-(Q_B - \frac{1}{2} E_0 q a) / kT]$  – вероятность выхода иона  $\text{Li}^+$  с положительно заряженной поверхности в полость трещины;

$P_2 = \nu \exp(S_m / kT) \exp[ -(Q + \frac{1}{2} E_0 qa)/kT]$  – вероятность перехода поверхностного иона  $\text{Li}^+$  в направлении противоположном направлению внешнего электрического поля  $E_0$  (вглубь кристалла).

Где  $\nu$  – собственная частота колебания иона ( $\sim 10^{13}$  Гц),  $S_m$  – энтропия активации при миграции иона,  $E_0$  – напряженность внешнего электрического поля,  $q$  – заряд иона,  $a$  – межионное расстояние,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура кристалла,  $Q$  – величина энергетического барьера при диффузии иона  $\text{Li}^+$  вглубь кристалла.

В связи с тем, что поверхность трещины и прилегающие к ней области кристалла со стороны анода положительно заряжены, переход поверхностного иона  $\text{Li}^+$  вглубь образца маловероятен, следовательно  $P_p \approx P_1$ . Внешнее электрическое поле  $E_0$  способствует выходу иона  $\text{Li}^+$  с поверхности.

В первом приближении, пренебрегая энтропией активации при миграции иона  $S_m$ , получаем выражение для средней скорости перемещения  $v_{cp}$  поверхностного иона  $\text{Li}^+$  по направлению внешнего электрического поля к отрицательно заряженной поверхности трещины:

$$v_{cp} = a \nu \exp[ -(Q_B - \frac{1}{2} E_0 qa)/kT] \quad (1)$$

Величина  $v_{cp}$  коррелирует со скоростью перемещения вершины растущего монокристаллического нароста к противоположному берегу трещины.

Очевидно, напряженность  $E_0$  между вершиной нароста и отрицательно заряженным берегом трещины по мере их сближения не изменяется, т.к. это напряженность на участке локального микроскопического пробоя (напряженность между берегами трещины соответствующая началу пробоя ( $\sim 8 \cdot 10^6$  В/м) [7].

Из выражения (1) получаем:  $Q_B \leq kT \ln(a \nu / v_{cp}) + \frac{1}{2} E_0 qa \approx 1,7$  эВ.

Предположение о том, что рекомбинационная кристаллизация начинается в области развивающихся деформационных сдвигов, проверенно

экспериментально. Между поверхностями скола помещали микроиндентор – частицу керамики ( $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  м), которая обеспечивала локальную деформацию во время термоэлектрического воздействия на кристалл. В результате в зонах деформационных сдвигов образовывались монокристаллические наросты.

Таким образом, механоэмиссия катионов характеризуется меньшей работой выхода  $Q_e$  ионов с поверхности в области развивающихся деформационных сдвигов, в сравнении с работой выхода тех же ионов на недеформируемых участках ( $\sim 5$  эВ [8]).

#### Литература

1. Иванов В.П. Карыев Л.Г., Фёдоров В.А.// Кристаллография. 1995. Т.40. №1. С. 117-121.
2. Фёдоров В.А., Карыев Л.Г., Иванов В.П.// Физика прочности и пластичности металлов и сплавов: Тез. Докл. XIII Междунар. Конф. Самара, 1992. С. 304-305.
3. Лидьярд А. Ионная проводимость кристаллов. М.: Наука, 1962. 222 с.
4. Молоцкий М.И. Рекомбинационный механизм эмиссии электронов Дерягиной-Кротовой-Карасева после скола// ДАН СССР. 1978. Т.243. №6. С. 1438-1441.
5. Бюрен Ван Дефекты в кристаллах. М.: Издательство иностр. лит-ры, 1962. 584 с.
6. Павлов П.В., Хохлов А.Ф. Физика твердого тела. М.: Высшая школа, 1985. 384 с.
7. Сканави Г.И. Физика диэлектриков. М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1958. 231 с.
8. Федоров В.А., Карыев Л.Г., Иванов В.П. Влияние одновременного воздействия теплового и электрических полей на залечивание трещин скола в щелочногалоидных кристаллах // Физика и химия обработки материалов. 1998. №5. С. 64-68.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-41-03166