=1, 2, 3, 4 видно, что ветвь АВ должна соответствовать колебанию (550). В то же время даже в области насыщения имеется большое число ветвей, лежащих ниже частот спектра сфероида. На рисунке показаны ветви только некоторых наиболее интенсивных из этих колебаний, а также нижняя экспериментальная граница их частот — линия CD. Таким образом, расчет на основании аппроксимации диска сфероидом не позволяет получить полного объяснения экспериментальных спектров, что, по-видимому, будет возможно только при точном учете формы образца. Расчет такого рода для простейшего случая касательно намагничиваемых прямоугольных тонких пленок [9], действительно, позволил дать объяснение низкочастотной части экспериментально наблюдавшихся спектров, однако распространение этого расчета на случай касательно намагничиваемого анизотропного диска представляет определенные математические затруднения. Возможно. что в доменной области для интерпретации низкочастотной части спектра будет также необходим учет колебаний границ доменов.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ [1] Walker L. R. Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance.— Phys. Rev., 1957, 105, р. 390—399. [2] Fletcher P. C., Bell R. O. Ferrimagnetic resonance modes in spheres.— J. Appl. Phys., 1959, 30, р. 687—698. [3] Кривченков В. Д., Пильщиков А. И. Маннитостатические типы прецессии в анизотропной сфере.— ЖЭТФ, 1962, 43, 573—579. [4] Лаунец В. Л., Новицкас М. М., Шугу-ров В. К. Магнитостатические колебания ферритового эллипсоида с учетом крис-таллографической анизотропии.— Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1971, 14, с. 933—938. [5] Киров С. А., Пильщиков А. И., Сырьев Н. Е. Магнитостатические типы колебаний в образце с доменной структурой.— ФТТ, 1974, 16, с. 3051—3056. [6] Гоб-сон Е. В. Теория сферических и эллипсоидальных функций. М., 1952, с. 434—468. [7] Агттта л J. Microwave resonace relations in anisotropic single-crystal ferrites.— Phys. Rev., 1957, 105, р. 62—72. [8] Дудкин В. И., Пильщиков А. И. Ферро-магнитный резонанс при наличии доменной структуры.— ФТТ, 1966, 8, с. 2182—2187. [9] Сгаскпе11 А. Р., Storey В. Е., Тооке А. О. Calculations magnetostatic mode frequencies in a 70 µm-trick of YIG.— Solid State Comm., 1978, 26, р. 377—379. [10] Киров С. А., Лебедева Е. В. Устойчивость пластинчатой доменной струк-туры в кубическом ферромагнетике, намагничиваемом вдоль <110>... ФТТ, 1974, с. 1042—1044. [11] Мыкитюк В. И., Соломко А. А. Исследование доменной структуры итриевого феррита-граната с помощью лазерного излучения.— ФТТ, 1971, 13, с. 1545—1549. [12] Dillon J. F. Magnetostatic modes in disks and rods.— J. Appl. Phys., 1960, 31, р. 1605—1614.

Поступила в редакцию 06.06.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 3

УДК 539.043:548.4:620.187

электронно-микроскопическое изучение распределения РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В NaCl

Ю. В. Быков, В. Г. Бабаев, М. Б. Гусева (кафедра электроники)

В работах [1, 2] был обнаружен эффект ориентированной кристаллизации на облучаемой ионами аргона поверхности кристалла NaCl в интервале температур 150-180°С независимо от природы конденсата. Корреляция этого явления с резким изменением концентрации точечных дефектов на поверхности и максимумом выхода электронов термостимулированной электронной эмиссии (ТСЭЭ), установленная в [3], дает основание предполагать, что наблюдаемый эффект ориентированного зарождения обусловлен при этой температуре активацией диффузии к поверхности точечных дефектов, образованных при ионном облучении в объеме кристалла. Обработка спектра ТСЭЭ на основе этих представлений дала энергию активации диффузии, равную 1 эВ при температуре 180°С.

В настоящей работе делается попытка проверить это предположение на основе изучения картины распределения точечных дефектов в приповерхностном слое облученного кристалла методом вакуумного декорирования поперечного скола, нормального к облученной поверхности. Кроме того, поскольку интенсивность выхода электронов при ТСЭЭ обнаруживает существенную и немонотонную зависимость от угла облучения кристалла ионами, в предпринятых исследованиях угол облучения также варьировался. Метод декорирования достаточно давно применяется для выявления микрогеометрии поверхности кристаллов [4-6]. В работе [7] с помощью метода декорирования изучалась эрозия облученной ионами поверхности щелочно-галоидных кристаллов. В настоящей работе декорировалась как облученная поверхность, так И поперечный скол, что позволило получить информацию как об эрозии облученной поверхности, так и о радиационных нарушениях в приповерхностном слое в одном эксперименте. Операция раскола, несомненно, может видоизменять истинную картину, установившуюся в кристалле в процессе облучения, однако данные контрольных экспериментов с расколом кристаллов, необлученных (контрольных) и облученных под различными углами и различными дозами, позволяют выделить эффект облучения.

Схема эксперимента показана на рис. 1. Кристалл NaCl, сколотый непосредственно перед помещением в вакуумную камеру, зажимался в кристаллодержателе (1). При вакууме (1-2) -10-6 мм рт. ст. кристалл отжигался при температуре 300°С в течение получаса, затем устанавливалась температура 180°С, которая поддерживалась постоянной в течение всего эксперимента. Облучение кристалла ионами аргона c энергией 3 кэВ и плотностью тока 100 мкА/см<sup>2</sup> производилось из ионного источника [8] а) различными дозами при нормальном падении ионного пучка ( $\alpha = 90^\circ$ ) на поверхность, б) постоянной лозой 10<sup>18</sup> ион/см<sup>2</sup> при различных углах ( $\alpha = 40 - 90^{\circ}$ ) ориентации ионного пучка относительно облучаемой поверхности. Изменение угла облучения осуществлялось поворотом кристаллодержателя относительно оси АА'. Раскалывание кристалла производилось перпендикулярно облученной поверхности раскалывателем (2). Последующее декорирование скола и облученной поверхности производилось золотом без нарушения вакуума. С полученного образца снималась угольная реплика, которая исследовалась в электронном микроскопе JEM-100С.

Типичная картина декорирования поперечного скола кристалла, облученного ионным потоком при дозах 10<sup>17</sup>—10<sup>18</sup> ион/см<sup>2</sup> и нормальном падении пучка, обладает следующими особенностями.

1. На участке картины, соответствующем приповерхностному слою облученного кристалла, плотность декорирующих частиц существенно более высокая, нежели на участках, относящихся к глубинным областям и на картине поперечного скола контрольного (необлученного) кристалла. Это позволяет считать, что участок картины с повышенной плотностью декорирующих частиц соответствует радиационно-поврежденной области кристалла. 2. Декорирующие частицы на этом участке образуют цепочки, отчетливо разрешаемые на более удаленных от уровня облученной поверхности участках кристалла, где их плотность понижается.



Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — кристаллодержатель, 2 раскалыватель, 3 — испаритель золота



Рис. 2. Зависимость плотности декорирующих частиц от глубины при дозе облучения 10<sup>18</sup> ион/см<sup>2</sup>: точки — эксперимент, сплощная кривая — расчет

3. Размер (глубина) поврежденной области увеличивается от  $L = 1250 \pm 250$  Å при дозе облучения  $2 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> до  $L = 8500 \pm 1000$  Å при дозе  $1 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>, что существенно превышает глубину проникновения ионов в кристалл NaCl ( $L \simeq 100$  Å).

Для данного случая уравнение диффузии с генерацией дефектов в тонком поверхностном слое (x=0) можно записать в виде

 $\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} + K \delta(x), \qquad (1)$ 

где  $\rho$  — плотность раднационных дефектов данного типа, D — коэффициент диффузии, K — скорость генерации дефектов в тонком поверхностном слое,  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака. Точное решение этого уравнения при начальном условин  $\rho(x, 0) = 0$  можно представить в виде

$$\rho(x, t) = K \sqrt{t/2D} \int_{\xi}^{\infty} (1 - \Phi(\xi)) d\xi, \qquad (2)$$

где  $\xi = x/\sqrt{2Dt}$ ,  $\Phi(\xi)$  — интеграл ошибок. Коэффициент диффузии радиационных дефектов в NaCl взят в виде  $D=0,01 \exp(-E/kT)$  [9], где E — энергия активации диффузии дефектов. Из (2) следует: а) глубина залегания дефектов через время t составляет  $L = \sqrt{2Dt}$ ; 6) плотность дефектов непосредственно у поверхности кристалла  $\rho = 0.8K\sqrt{t/2D}$ . Был произведен численный расчет распределения дефектов по глубине по (2) для различных энергий активации диффузии. Величины K и D определялись по экспериментальной кривой. Как видно из рис. 2, распределение плотности декорирующих частиц золота по глубине (экспериментальные точки) близко к расчетному распределению радиационных дефектов, соответствующему энергии активации диффузии, равной 1 эВ (сплошная кривая). Таким образом, распределение плотности декорирующих частиц по глубине кристалла указывает на то, что оно обусловлено диффузионным перемещением радиационных дефектов, генерируемых в приповерхностном слое.

На расстояниях  $L_1 \approx 3500$  Å и  $L_2 \approx 8000$  Å от поверхности диффузионный характер распределения декорирующих частиц искажен из-за наличия «барьеров» диффузии. Этим «барьерам» соответствуют поперечные линии декорирования, разбивающие картину на ряд слоев с

более или менее однотипным распределением частиц в пределах каждого слоя. Появление «барьеров» на картине декорирования, очевидно, связано с наличием в кристалле нарушений



Рис. 3. Зависимость глубины радиационно-поврежденной области от угла облучения (доза 10<sup>18</sup> ион/ /см<sup>2</sup>)



Рис. 4. Картины декорирования поперечного скола кристалла при облучении дозой 10<sup>19</sup> ион/см<sup>2</sup>

типа субграниц. Существенные вариации расположения этих «барьеров» по глубине от образца к образцу приводят к значительному разбросу экспериментально определяемых значений глубины радиационно-поврежденной области и не позволяют провести количественные исследования дозной зависимости глубины радиационно-поврежденной области кристалла NaCl для доз <10<sup>18</sup> ион/см<sup>2</sup>.

Глубина дефектной области, определенная при дозе облучения 10<sup>18</sup> ион/см<sup>2</sup>, оказалась немонотонной функцией угла облучения — на ней обнаруживаются максимумы при углах, близких к направлениям каналирования в кристаллах NaCl (рис. 3). Это, очевидно, связано с большей глубиной области генерации дефектов при углах каналирования и с меньшей эффективностью их стока к поверхности в этих случаях, что в конечном счете сказывается на величине коэффициента *K* в (1).

При дозах облучения, бо́льших 10<sup>18</sup> ион/см<sup>2</sup>, наблюдается эрозия облученной поверхности и приповерхностного слоя кристалла. Как видно из рис. 4, поверхность кристалла покрывается образованиями типа конусов, от основания которых в глубь кристалла отходят параллельные каналы (щели) так, что образующие конусов переходят в стенки каналов. При этом глубина радиационно-поврежденной области (повышенной плотности декорирующих частиц) оказывается связанной с продольными размерами каналов из-за стока дефектов к стенкам каналов, снижающего уровень диффузии в глубину кристалла. Поперечные и продольные размеры каналов увеличиваются примерно вдвое при изменении дозы облучения в два раза (от 5.10<sup>18</sup> до 1.10<sup>19</sup> ион/см<sup>2</sup>). В последнем случае длина каналов достигает величины порядка 1 мкм при ширине до 200 Å.

Полученные результаты приводят к заключению, что особенности ряда процессов, происходящих в облученном ионами кристалле NaCl в температурном интервале 150—180°С, обусловлены возникновением радиационных дефектов и их диффузией с энергией активации 1 эВ. Это подтверждается 1) структурой скола радиационно-поврежденной области — плотность нарушений в ней изменяется по глубине в соответствии с расчетным распределением радиационных дефектов с энергией активации диффузии 1 эВ; 2) картиной декорирования облученной поверхности, обнаруживающей резкое изменение концентрации радиационных дефектов на поверхности в этом температурном интервале [3]; 3) кинетикой ТСЭЭ, лимитируемой диффузией радиационных дефектов; 4) характером зависимости глубины радиационно-поврежденной области от угла облучения кристалла ионами. Специфическая эрозия приповерхностного слоя в радиационно-поврежденной области, несомненно, указывает на диффузионный механизм этого процесса: движение ионов вдоль щели приводит к углублению ее вследствие распыления, а диффузия дефектов к стенкам — к расширению щели.

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Предводителеву, В. Е. Юрасовой, Е. В. Колонцовой за интерес к работе и полезные обсуждения результатов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ваваеv V. G., Вукоv Yu. V., Guseva M. B. Effect of ion irradiation on the structure and properties of thin metal films.— Thin Solid Films, 1976, 38, N 1, p. 1-8. [2] Быков Ю. В., Гусева М. Б., Кеведо Х., Абдрашитова Д. Х. Эпитаксиальный рост пленок золота в условиях ионного облучения.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1977, 41, № 5, с. 995—998. [3] Быков Ю. В., Бабаев В. Г., Гусева М. Б. Термостимулированная экзоэмиссия и рост тонких пленок.— Письма в ЖТФ, 1979, 5, № 12, с. 722—724. [4] Bassett G. A. A new technique for decoration of cleavage and slip steps on ionic crystal surfaces.— Phil. Mag., 1958, 3, N 33, р. 1042— 1054. [5] Wainer L. S., Bassett G. A. Electron microscope study of surface markings left by unsteady cleavage crack propàgation in NaCl single crystals.— Phil. Mag., 1978, 38, N 6, р. 707—726. [6] Дистлер Г. И., Власов В. П., Герасимов Ю. М. и др. Декорирование поверхности твердых тел. М., 1976, 109 с. [7] Меламед М. М., Предводителев А. А. Влияние шероховатости поверхности, вызванной ионной бомбардировкой, на процессы вакуумного декорирования ШГК.— Кристаллография, 1975, 20, № 4, с. 807—811. [8] Абдрашитова Д. Х., Бабаев В. Г., Гусева М. Б. Эффективный ионный источник.— ЖТФ, 1974, 44, № 2, с. 424—428. [9] Новья L. W., Ниднея А. Е., Рооlev D. A study of interstitial clusters in irradiated alkali halides using direct electron microscopy.— Proc. Roy. Soc. London, 1973, A332, N 1589, p. 167—185.

Поступила в редакцию 07.06.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 6

## УДК 621.374.4

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВАРИАНТ НЕЛИНЕЙНО-ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ДЕЛИТЕЛЯ ЧАСТОТЫ В БОЛЬШОЕ ЧИСЛО РАЗ

### Л. В. Балакин, М. Д. Карасев, В. И. Медведев

(кафедра физики колебаний)

В [1, 2, 3, 4] приведены результаты теоретического и экспериментального анализа колебательных процессов, происходящих в высокодобротных механических колебательных системах низкой частоты, на-