

УДК 539.12.04; 548:539.12.04.535.37

А.К. ДАУЛЕТБЕКОВА

НАКОПЛЕНИЕ F И F₂ ЦЕНТРОВ В LiF ОБЛУЧЕННОМ 117 МэВ ИОНАМИ КРИПТОНА

Представлены первые результаты экспериментов на ускорителе DC-60. Кристаллы LiF были облучены ионами Kr⁺¹³(117МэВ) флюенсом $\Phi = 6 \times 10^{10} - 3.6 \times 10^{11}$ ионов/см² ток в пучке - 23нА (что соответствует $\phi = 1.1 \times 10^{10}$ ионов/см²с). Центры окраски (F и F₂, где n=2,3,4) были исследованы с помощью оптической спектроскопии в спектральной области 190-850 нм. После линейного увеличения с увеличением флюенса произошло насыщение Fцентров, тогда как концентрация сложных центров при $\Phi \geq 1.7 \times 10^{11}$ ионов/см² становится нелинейной.

1. Введение

Долгое время кристаллы LiF использовались как оптические окна для УФ и ВУФ областей спектра, сейчас LiF это стандартный термолюминесцентный дозиметр для г-лучей, электронов и тепловых нейтронов. Поэтому электронно-дырочные и экситонные процессы ответственные за поглощенную радиационную(излученную) энергию были активно исследованы [1-4, 6]. Долгое время считалось, что дефекты, созданные облучением в твердых телах, могут быть обусловлены только упругими столкновениями с атомами кристаллической решетки. Этот универсальный механизм в ионных кристаллах приводит к смещению анионов и катионов из узлов решетки и ведет к формированию вакансий и междуузельных атомов (пары Френкеля). В настоящее время показано, что доминирующим в щелочно-галоидных кристаллах является механизм связанный с ионизацией и возбуждением электронной подсистемы частицами или квантами с последующим распадом автолокализованных экситонов или электронно-дырочной рекомбинации, в LiF, экситонный механизм образования дефектов более эффективный, чем просто столкновения [1,2,3]. Образованные во время распада автолокализованных экситонов пары Френкеля состоят из анионной вакансии с захваченным электроном (F центр) и Н центр ($(X^-_2)_a$), молекула, которая внедрена в регулярную решётку.

Дальнейшее превращение этих дефектов зависит от температуры и дозы облучения. В частности, при комнатной температуре F центры стабильны, а подвижный Н центр трансформируется в V₃ центры ($X^-_3 = X^0_a X^- X^0_a$) [2,6]. Дырочные центры (V₃) поглощают в ВУФ спектральной области (10.8 эВ (114 нм)) и в данной статье не обсуждаются.

Радиационные дефекты в щелочных галогенидах облученных тяжелыми ионами сильно зависят от энергетических потерь, температуры облучения и потока (дозы). Облучение с потерями энергии иона больше 6-10 кэВ/нм ведет к сложным структурам траектории иона (трека) с наноразмерными скоплениями в центральной части трека(ядра) и к центрам окраски в больших цилиндрических дефектных зонах в несколько десятков нанометров(halo).

2. Радиационные параметры ионов ⁴⁰Kr в LiF

При значениях удельной энергии юльшей, чем 0,1 МэВ/нуклон, электронные энергетические потери преобладают и энергия с ионов преобразуется в энергию ионизации и электронного возбуждения. Радиационные параметры ионов ⁴⁰Kr в кристалле LiF, полученные с помощью программы SRIM 2006 представлены в таблице 1.

Таблица 1. Радиационные параметры ионов ⁴⁰Kr в кристалле LiF [5]

Энергия, МэВ	Длина, R, м	Электронные потери, $(dE/dx)_e$, кэВ/нм	Нуклонные потери, $(dE/dx)_n$, кЭВ/нм
117	15,3	12,11	0,026

Максимальная энергия электрона полученная от иона криптона в LiF определяется как:

$$E_{\max}^e = \frac{4m_e E_{\text{ion}}}{M} \quad (1)$$

Где m_e масса электрона, M масса иона, и E_{ion} энергия иона.

Для иона ⁴⁰Kr с энергией 1,4МэВ/нуклон $E_{\max}^e \approx 3.1$ кэВ. Эти электроны образуют каскад вторичных б электронов. Для этих электронов

длина свободного пробега приблизительно составляет 80нм. В конце решеточное возбуждение через экситонный механизм ведет к образованию центров окраски(пар Френкеля). Микроструктура дефектов созданных ионами зависит от энергетических потерь, флюенса и температуры облучения [6]. В нашем случае электронные энергетические потери (dE/dx)_э доминируют (табл.1) и ядерными потерями энергии (dE/dx)_и ведущим к упругим столкновениям можно пренебречь.

3 Результаты

Кристалл LiF был облучен при комнатной температуре перпендикулярно плоскости (100) 117 МэВ ионами Kr⁺¹³ на ускорителе DC-60 и являются одним из первых экспериментов на этом ускорителе. Флюенс (Φ) изменялся в диапазоне от $6 \cdot 10^{10}$ до $3.6 \cdot 10^{11}$ ионов/ cm^2 и с током в пучке 23нА (что соответствует флюксу $\phi = 1.1 \times 10^{10}$ ионов/ $\text{cm}^2 \text{ с}$). Длина пробега иона ⁴⁰Kg равна 15.3 мм, которая гораздо меньше толщины образца.

Оптические спектры поглощения были изме-

рены при комнатной температуре на спектрометре СФ-103 в спектральном диапазоне 190-850нм. Самые значительные полосы поглощения соответствуют F и F₂ центрам с максимумом поглощения 4.94 eV (250нм) и 2.79 (445 нм) соответственно [6].

Спектры поглощения облученного кристалла LiF приведены на (рис.1), концентрация F и F₂ центров может быть оценена по формуле Смакулова [6]:

$$n_F [\text{см}^{-2}] = 9.48 \times 10^{15} D_{\text{оп}}(F) \quad (2)$$

$$n_{F_2} [\text{см}^{-2}] = 4.42 \times 10^{15} D_{\text{оп}}(F_2) \quad (3)$$

где $D_{\text{оп}}(F)$ и $D_{\text{оп}}(F_2)$ оптические плотности в максимумах поглощения F и F₂ центров.. Средняя величина объемной концентрации может быть оценена как $N_{F_2} = n_{F_2} / R$ ($N_F = n_F / R$), где R длина пробега иона

Среднее расстояние между ионными треками ($d_r = 2r$) в LiF(100) оценивается согласно $d_r = 2(\pi\Phi)^{-1/2}$ [6] и приведена в (Табл. 2)

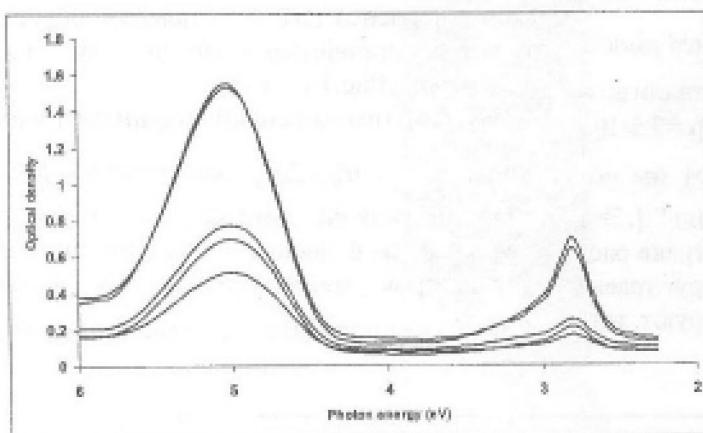


Рис. 1. Спектры поглощения LiF облученного ионами 117 МэВ криптона с флюенсом:
1 – $6 \cdot 10^{10}$; 2 – $1.2 \cdot 10^{11}$;
3 – $1.7 \cdot 10^{11}$; 4 – $2.5 \cdot 10^{11}$;
5 – $3.6 \cdot 10^{11}$, при комнатной температуре

Таблица 2. Центры окраски в кристалле LiF облученных ионами 117 MeV ⁴⁰Kr

Φ , ионы/ cm^2	$E_{\text{оп}} \cdot 10^{10}$ эВ/ см^2	D_r	D_{F_2}	$n_F \cdot 10^{13}$ см^{-2}	$n_{F_2} \cdot 10^{15}$ см^{-2}	ΔE_F эВ	d_r , нм	$\phi \cdot 10^6$
$6 \cdot 10^{10}$	7.0	0.55	0.131	5.21	0.579	134 5	46	8.7
$1.2 \cdot 10^{11}$	14.0	0.811	0.136	8.66	0.601	162 5	32	7.2
$1.7 \cdot 10^{11}$	19.9	1.188	0.325	11.3	1.44	177 3	27	6.6
$2.5 \cdot 10^{11}$	29.5	1.631	0.43	15.5	1.90	185 7	23	6.2
$3.6 \cdot 10^{11}$	42.1	1.72	0.56	16.3	2.48	260 0	19	4.5

Рис.1 представляет спектры поглощения LiF облученного ионами Kr для пяти флюенсов. Полосы поглощения F центров доминируют во всех спектрах, максимум 445нм соответствует F_2 центрам. При больших флюенсах создаются F_n центры (F_3 и F_4). Концентрация этих центров нелинейно возрастает с потоком. Основные параметры F и F_2 центров представлены в табл.2. Представлено так же расстояние между треками ионов (d_x), поглощенная поверхностная энергия ($E_{abs}^s = E_{ion}\Phi$ eV/cm²), также концентрации F центров в треке (n_F^s) и энергия создания F центров (ΔE_F). Величина n_F^s и ΔE_F оценивается согласно [6] по формулам:

$$n_F^s = \frac{n_F}{\Phi} \quad (4)$$

$$\Delta E_F = \frac{E_{ion}}{n_F^s} = \frac{E_{ion}\Phi}{n_F} \quad (5)$$

Рис.2 показывает процесс накопления числа F центров n_F как функцию от флюенса ионов. Концентрация F центров в начальной стадии возрастает линейно и насыщается при $\Phi = 2.5 \cdot 10^{11}$ ионов/cm². По зависимости $n_F = f(\Phi)$ мы можем оценить радиус трека иона согласно [7]. Эта модель предполагает, что F центры в треке распределены равномерно в цилиндре вокруг траектории иона. При $r < r_F$ F центры доминируют, тог-

да как при $r > r_F$ создаются сложные F центры (F_n) и F агрегаты [7]. Когда два трека частично перекрываются, начинается агрегатизация F центров и образование одиночных F центров становится незначительным. Зависящая от размеров треков, концентрация F центров будет достигать насыщения.

Описание этого процесса дается следующим выражением [7]:

$$n_F = n_s (1 - \exp(-\pi r_F^2 \Phi)), \quad (6)$$

Где r_F радиус цилиндрической области, где одиночные F центры доминируют. Согласно (6) величина r_F равна $r_F \approx 12$ nm.

4. Обсуждение

Представлены первые результаты по облучению кристаллов LiF на циклотроне DC-60 (Астана).

Облучение LiF ионами 117 МэВ криптона с флюксом $\phi = 1.1 \times 10^{10}$ моны/cm² с ведет к линейной стадии создания центров окраски при флюенсах $\Phi \leq 1.7 \times 10^{11}$ ионы/cm² (Рис.1). При увеличении флюенса создание центров окраски становится нелинейным с насыщением одиночных F центров (Рис.1 и 2).

Параметры начальной стадии центров окраски (n_F , n_{F_2} , n_F^s , ΔE_F , находятся в хорошем согласии с результатами других авторов [6,8]. С увеличением флюенса число одиночных F центров на трек уменьшается и энергия создания (ΔE_F) увеличивается. Это демонстрирует увели-

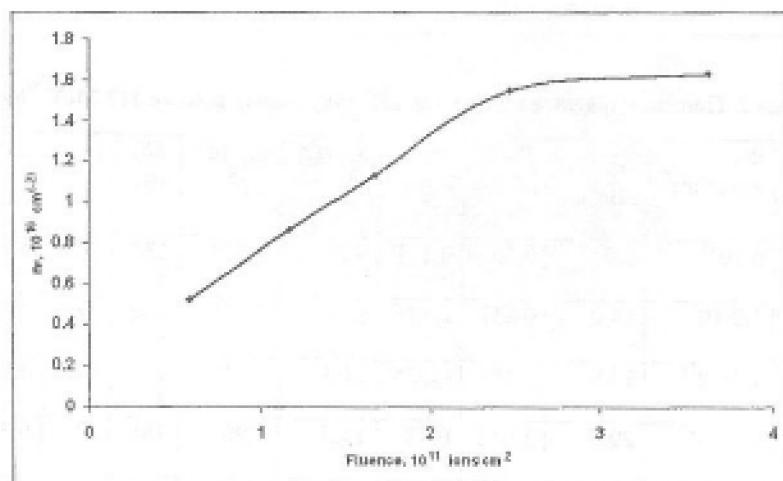


Рис. 2. Зависимость концентрации F центров в LiF от флюенса ионов 117 МэВ Kr при температуре 300K

чение первичных рекомбинационных потерь (Френкелевские пары) во время облучения при высоких флюенсах.

С увеличением флюенса Φ концентрация F центров насыщается (Рис. 2). Насыщение F центров сопровождается увеличением сложных F_n центров (F_2 , F_3 and F_4) которые типичны для ионного облучения при больших флюенсах [6,8]. Насыщение и нелинейное увеличение F_n центров начинается, когда одиночные ионные треки перекрываются (Рис.2, Табл 2). При высоких флюенсах среднее расстояние между ионными треками d_o приблизительно равно $2r_F$ (Табл. 2, выражение (6)).

Интересные результаты при облучении LiF ионами Kr можно ожидать при высоких флюенсах, где процессы агрегатизации ведут к уменьшению числа одиночных F центров (Рис.2). Такие эксперименты планируется сделать в будущем.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.S. Song and R.T. Williams, Self – Trapped Excitons. Second Edition. Springer – Verlag, Berlin, 1996
2. Lushchik A., Kirm M., Lushchik Ch., Vasilchenko E./ Nucl. Instr. and Meth. 2000.B166 – 167, 529
3. Nakonechnyi S., Karner T., Lushchik A., Lushchik Ch., Babin V., Felbach E., Kudryavtseva I., Liblik P., Pung L., Vasilchenko E./ J. Phys: Condens. Matter. 2006. V.18, P.379
4. Kanzig W., Woodruff T.O./ J. Phys. Chem. Solids. 1958. V.9. P.70

5. Ziegler J.F., Ziegler M.D., and Biersack J.P./ SRIM 2006.02

6. Schwartz K., Volkov A.E., Sorokin M.V., Trautman C., Voss K.-J., Neumann R., and Lang M./ Phys. Rev. 2008. B 78 024120

7. Thevenard P., Guiraud G., Dupuis C.H.S./ Rad. Eff. 1977. V.32. P.89

8. Perez A., Balanzat E., Dural F./ Phys. Rev. 1990. B 41. P.3943

Резюме

DC-60 үдткішіндегі алғашқы тәжірибелердің нәтижелері көлтірілген. LiF кристалы флюенсы $\Phi=6 \times 10^{10}$ – 3.6×10^{11} иондар/ см^2 ағындағы ток 23 нА (ол $\phi=1.10^{10}$ ионов/ $\text{см}^2\text{s}$ сайкес келеді) Kr⁺¹³ (117 МэВ) иондарымен соуденген. Болу орталықтары (F и F_n, мұндағы n=2,3,4) 190-850 нм спектральды аралықта оптикалық спектроскопия арқылы зерттеді. Флюенстің сыйықтық осуімен сыйықтық, есken F орталықтары қаныққанда, күрделі орталықтар концентрациясы $\Phi \geq 1.7 \times 10^{11}$ иондар/ см^2 сыйықсыз еседі.

Summary

First irradiation experiments on the cyclotron ion accelerator DC-60 are presented. LiF crystals were irradiated with 117 MeV Kr⁺¹³ ions in the fluence (Φ) range 6×10^{10} – 3.6×10^{11} ions/ cm^2 at a beam current 23 nA (flux corresponding $\phi=1.1 \times 10^{10}$ ions/ cm^2s). Color centers (F and F_n, where n=2,3,4) were studied by absorption spectroscopy in the spectral range 190–850 nm. After a linear increase with the fluence, single F centers saturates (at $N_F \approx 10^{19}$ cm⁻³) whereas the concentration of complex centers at $\Phi \geq 1.7 \times 10^{11}$ ions/ cm^2 becomes nonlinear.

Еразійский национальный университет им. Л.Н. Гумилева
Астана

Поступила 17.03.09