

**ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ НАКОПЛЕНИЯ F-ЦЕНТРОВ
В МОНОКРИСТАЛЛАХ КСІ, ОБЛУЧЕННЫХ ПРОТОНАМИ,
ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ОБЛУЧЕНИЯ****А. Н. КРАВЕЦ, И. Я. МЕЛИК-ГАЙКАЗЯН**

(Представлена научным семинаром научно-исследовательского института ядерной физики)

Одной из актуальных, но наименее решенных проблем радиационной физики является установление микромеханизмов создания дефектов в твердых телах под действием излучений. Для решения этой проблемы целесообразно использовать щелочногалоидные кристаллы, в которых модели основных радиационных дефектов надежно установлены [1—5]. Некоторые из предложенных механизмов позволяют считать, что процесс радиационной генерации *F*-центров в ионных кристаллах как на дорadiационных вакансиях [6], так и на вакансиях, генерируемых излучением [7], протекает наиболее эффективно при температурах, соответствующих деавтолокализации дырок. Для проверки этого предположения нами исследовано накопление *F*-центров в кристаллах КСІ под действием протонов при фиксированных (с точностью до 0,5°К) температурах в диапазоне 80 ÷ 300°К и в широком интервале концентраций *F*-центров ($10^{16} \div 0,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Кристаллы выкалывались из одного блока, выращенного методом Киропулоса из соли марки ХЧ, и облучались в криостате [8] в идентичных условиях. Кристалл 1 (рис. 1) плотно поджимается к кристаллодержателю 2 винтом 3 и упором 4. Положение кристалла строго фиксируется выступами на кристаллодержателе. Охлаждение кристалла производится путем поджатия к кристаллодержателю сосуда с жидким азотом. Стабилизация температуры осуществляется с помощью печи 5. Кристалл облучается протонами через щель 6, ширина которой может быть установлена от 10 мкм до 2 мм. Высота щели 14 мм. Фотометрирование окрашенного слоя производится в направлении, перпендикулярном облучению с помощью микрощели 8, ширина которой может также варьироваться от 30 до 100 мкм. Эта щель с помощью микрометрического винта с ценой деления 10 мкм перемещается вдоль кристалла параллельно его передней кромке. Все приспособление крепится на плексигласовом фланце, с помощью которого оно вводится в криостат. Настройка микрощелей и установка кристалла осуществляется с помощью микроскопа МБИ-3, снабженного винтовым оптическим микрометром типа МОВ-1-15*. Жесткое крепление криостата на ионопроводе циклотрона позволяет перемещать спектрофотометр на специальной стойке так, чтобы свет от монохроматора падал перпендикулярно поверхности кристалла. Использование в качестве коллиматора 6 пластинок из кристаллов LiF с зеркальным сколом

позволило добиться равномерно окрашенного слоя. Ток протонов измеряется на пяти пробниках, установленных в ионопроводе перед криостатом и откалиброванных с помощью цилиндра Фарадея [8]. Данная методика разработана нами совместно с Д. И. Вайсбурдом и позволяет измерять коэффициенты поглощения облученных кристаллов от $0,1$ до 10^4 см^{-1} .

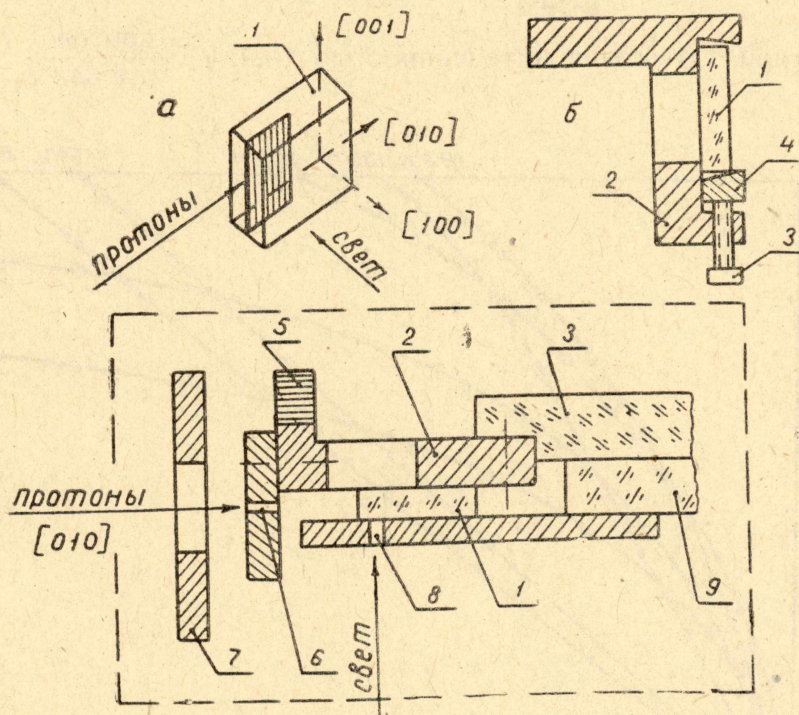


Рис. 1. Схема эксперимента

На рис. 2 представлено относительное распределение концентраций F-центров в КСl, облученных протонами при 80°K по глубине окрашенного слоя при различных дозах облучения. Из данных этого рисунка сле-

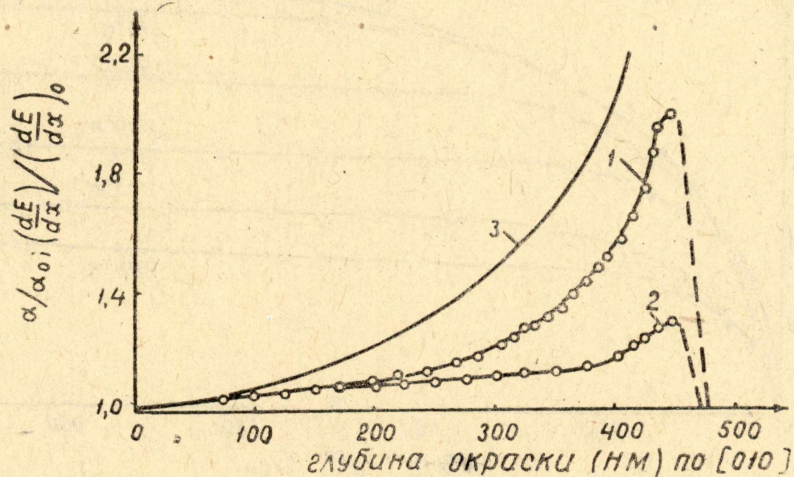


Рис. 2. Относительное распределение концентрации F-центров (α/α_0) по глубине окрашенного протонами слоя кристалла КСl. Кривые 1 и 2 соответствуют дозам $3,75 \cdot 10^{12}$ и $7,5 \cdot 10^{13}$ протон. см^{-2} соответственно. Кривая 3 — относительное распределение удельных ионизационных потерь протонов в КСl, рассчитанное по данным работы [12]

дует, что с увеличением дозы облучения концентрация F -центров по глубине окрашенного слоя выравнивается, так как накопление их согласно данным рис. 3, б насыщается.

На рис. 3, а представлены кинетические кривые накопления F -центров в КСl, облученных протонами с энергией 6,7 Мэв и интенсивностью $4,1 \cdot 10^9 \frac{\text{протон}}{\text{см}^2 \text{сек}}$, а на рис. 3, б при облучении протонами с энергией 1,0 Мэв и интенсивностью $10,4 \cdot 10^{10} \frac{\text{протон}}{\text{см}^2 \text{сек}}$.

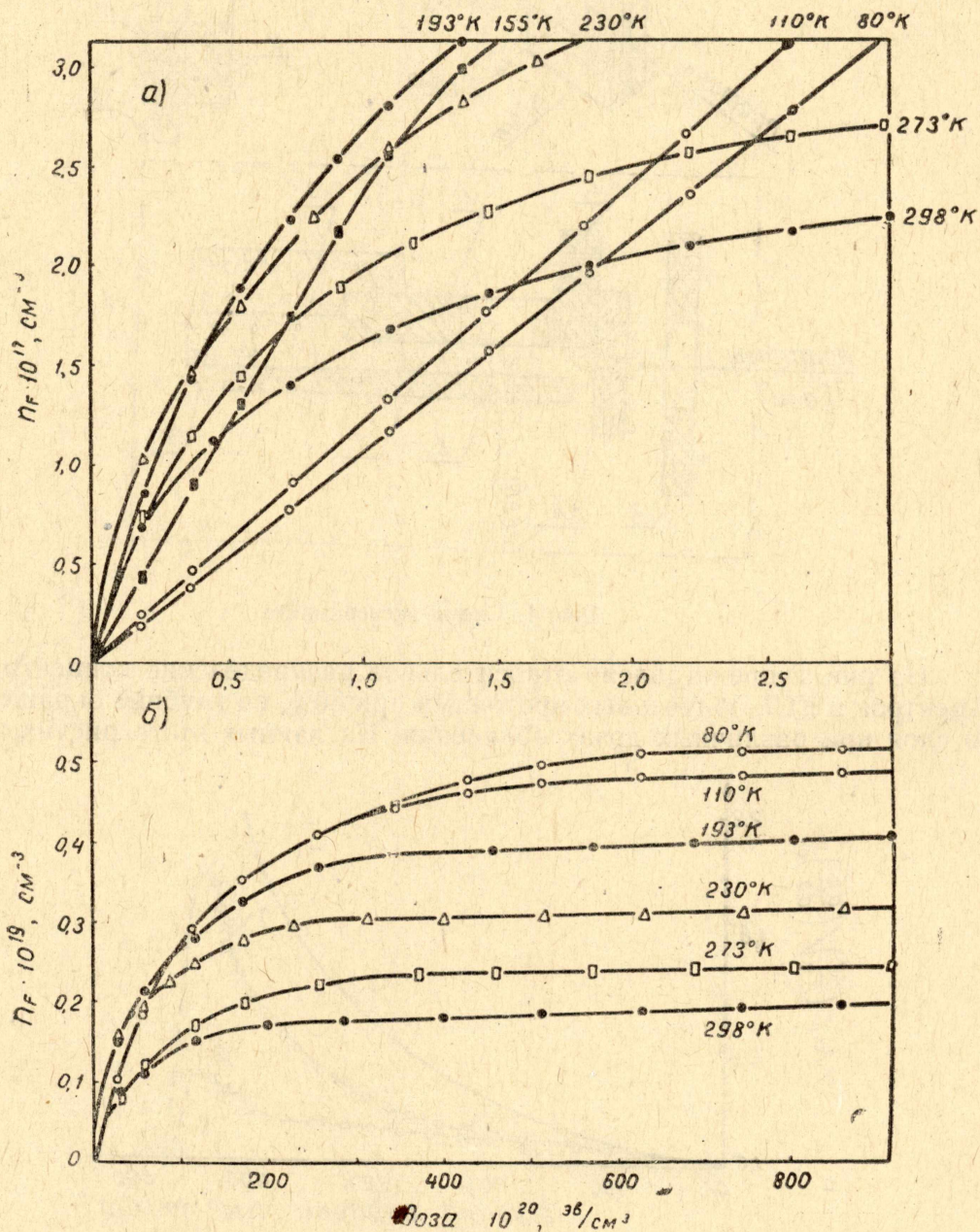


Рис. 3. Кинетика накопления F -центров в КСl под действием протонов при различных температурах.

Энергия излучения, затрачиваемая на накопление одного F -центра на начальной стадии (рис. 3, а), составляет 150 и 980 эв при тем-

пературах 230 и 80°K соответственно, однако скорость накопления F -центров при температуре 230°K уменьшается быстрее, чем при более низких температурах (рис. 3, б), так что значение оптимальной температуры образования F -центров не является постоянным и смещается с увеличением дозы в сторону более низких температур. Согласно нашим измерениям концентрация M -центров в данном случае на 2÷3 порядка меньше концентрации F -центров, поэтому ограничение накопления F -центров при низких температурах не может быть обусловлено их коагуляцией в кратные электронные центры [9]. Согласно данным работ [5, 10, 11] можно предположить, что процессом, ограничивающим накопление F -центров в кристаллах KCl в интервале 80÷200°K, является их рекомбинация с дырочными центрами типа V_4 , причем концентрации F -центров (n_F) и V_4 -центров (n_V) равны [10]. В этом случае кинетическое уравнение накопления F -центров может быть записано в виде:

$$\frac{dn_F}{dt} = j [\eta_0 P_0 + \eta_1 P_1 + \eta_2 P_2 + \dots + \eta_i P_i + \dots] \quad (1)$$

с начальным условием $n_F = 0$ при $t = 0$, где t — время облучения; j — плотность потока протонов; η_i — число F -центров, образованных на единице длины трека протона в объеме i -кратной локализации энергии протонов; $P_i = \frac{\lambda^i}{i!} l^{-\lambda}$ — вероятность встретить такой объем в кристалле, а $\lambda = v_F \eta_0 j t$; v_F — объем реакции разрушения F -центра:

$$v_F = \frac{\Delta n_F}{n_F n_V}$$

Δn_F — уменьшение концентрации F -центров в результате рекомбинации их с V_4 -центрами. На начальной стадии радиационного накопления F -центров, когда $\lambda \ll 1$, а $P_0 = 1$; $P_1 = P_2 = P_3 = \dots = P_i = 0$, решением уравнения (1) является

$$n_F = \eta_0 j t, \quad (2)$$

т. е. прямая линия, что и наблюдается на рис. 3, а. Если верхнее значение λ не ограничено, то уравнение (1) может быть решено в приближении

$$\eta_i = (-1)^i |\eta_1|; \quad i = 1, 2, 3 \dots \quad (3)$$

Полученное в этом случае решение

$$n_F = \frac{1}{v_F} \left[1 - l^{-\lambda} - \frac{1}{2} \frac{\eta_1}{\eta_0} (1 - 2l^{-\lambda} + l^{-2\lambda}) \right] \quad (4)$$

хорошо описывает экспериментальные кинетические кривые накопления F -центров. Расчеты были выполнены на электронно-вычислительной машине М-20. Найдено, что предельное расстояние, на котором могут находиться F - и V_4 -центры, не рекомбинируя между собой $r_F = \left(\frac{3v_F}{4\pi} \right)^{\frac{1}{3}}$, составляет 30 ÷ 40 Å.

Представленные результаты свидетельствуют о том, что интенсификация электронно-дырочных процессов при увеличении температуры облучения повышает не только эффективность образования F -центров, но и вероятность их радиационного разрушения.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Feher, Phys. Rev. **105**, 1122, 1957.
 2. C. Z. van Doorn, Phil. Res. Rep. **112**, 309, 1957.
 3. B. J. Faraday, H. Rabin, W. D. Compton. Phys. Rev. Letters, **7**, 57, 1961.
 4. W. Känzig, T. O. Woodruff, J. Phys. Chem. Solids **9**, 70, 1958.
 5. N. Itoh, J. Phys. Chem. Solids **27**, 197, 1966.
 6. Р. О. Вилу, М. А. Эланго, ФТТ, **7**, 3673, 1965.
 7. T. P. R. Hall, D. Pooley, P. T. Wedepohl, Proc. Phys. Soc. **83**, 635, 1964.
 8. А. Н. Кравец. Заводская лаборатория, **6**, 767, 1966.
 9. Д. И. Вайсбурд, И. Я. Мелик-Гайказян, ДАН СССР, **165**, 1029, 1965.
 10. B. J. Faraday, W. D. Compton, Phys. Rev., **138**, A893, 1965.
 11. J. D. Kingsly, J. Phys. Chem. Solids, **23**, 949, 1962.
 12. Д. И. Вайсбурд, Н. Л. Терентьев. Труды Всесоюзного совещания по дозиметрии больших доз. Ташкент, 1966.
-