

кривые длин лучей, направленных в сторону отрицательного и положительного потенциала на образце. Хорошо видно, что наиболее вероятная длина лучей, направленных к плюсу источника тока, больше. Была изучена зависимость возрастания этой длины с ростом плотности тока через образец. На рис. 2 представлены полученные данные. По оси ординат здесь нанесено отношение превышения длины лучей, направленных в сторону положительного потенциала, над лучами, направленными в противоположную сторону, к длине последних. Во-первых, видно, что подвижность дислокаций, перемещающихся «к плюсу», выше. Во-вторых, она, вероятно, линейно растёт с ростом плотности тока, хотя при плотностях тока меньше 1 А/мм^2 токовый эффект, по-видимому, отсутствует. Последнее может быть связано с наличием порогового значения силы трения, преодолеть которое за счет токовой добавки движущей силы дислокациям становится уже невозможно.

На основании выполненных экспериментов трудно говорить что-либо о механизме наблюдаемого явления токовой интенсификации подвижности дислокаций. Ясно лишь, что оно не связано с электромеханическим эффектом и ввиду малых плотностей тока — с электронным увлечением дислокаций. Вероятнее всего, что здесь имеет место проявление отрицательного заряда дислокаций в кристаллах антимионида индия в конкретных температурно-примесных условиях.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Dekeyser W. // *Phil. Mag.* 1961. V. 6. N 68. P. 997—1001.
- [2] Кравченко В. Я. // *ЖЭТФ*. 1966. Т. 51. № 6 (12). С. 1676—1688.
- [3] Westbrook J. H., Gilman J. J. // *J. Appl. Phys.* 1962. V. 33. N 7. P. 2360—2369.
- [4] Mataré H. F. // *Zs. Naturforschung*. 1955. V. 10a. N 8. P. 640.
- [5] Драченко А. С., Новиков Н. Н. // ДЭП. Р4148. ЦНИИ «Электроника». 10 с.
- [6] Schaumburg H., Schröter W. // *Phys. Lett.* 1969. V. A—30. N 1. P. 21—22.
- [7] Харрисон У. Электронная структура и свойства твердых тел. Т. 1. Физика химической связи. М.: Мир, 1983. С. 157.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
22 июля 1991 г.

ЭПР ДЫРОЧНОГО ЦЕНТРА В CaF_2 : Na

Ц. А. Гавашели, Р. И. Мирианавили,
О. В. Ромелашвили, Т. И. Санадзе

Самолокализованный дырочный центр (V_K -центр) представляет собой молекулярный ион F_2^- , образованный под действием рентгеновского или γ -облучения при низких температурах. V_K -центры в CaF_2 с температурой распада 138 К и осью симметрии $\langle 100 \rangle$ описаны в работе [1]. Сиерро [2] описал разновидность V_K -центра с той же осью симметрии, но с температурой распада 300 К и приписал его молекуле F_2^- , расположенной около вакансии иона Ca^{2+} . Позднее авторами работы [3] этот тип V_K -центра приписан молекуле F_2^- , образованной около иона Na^+ , который был введен в виде примеси в монокристаллы CaF_2 . Авторами работ [3, 4] наблюдалось еще несколько типов дырочных центров, которые отличаются ориентацией молекулы F_2^- , температурой распада и пара-

метрами спектра ЭПР. Модели большинства этих центров однозначно не установлены.

Настоящая работа посвящена исследованию V_K -центра в монокристалле CaF_2 с примесью Na^+ методами ЭПР и дискретного насыщения (ДН) [5]. Нами установлены его модель, а также динамика его теплового преобразования. Существуют различные обозначения этого центра у разных авторов: V_F -центр [2], V_K -центр [6], V_{KA} -центр [7].

Облучение монокристаллов CaF_2 с примесью Na^+ (концентрация 1 мол. % NaF в шихте) производилось нами γ -лучами источника Co^{60} с интегральной дозой 8–10 Мрад. при температуре жидкого азота.

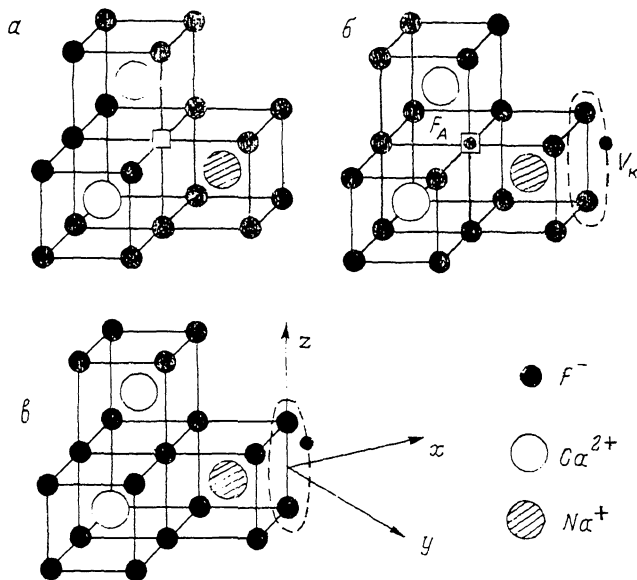


Рис. 1. Модели радиационных центров в $\text{CaF}_2 : \text{Na}$.

a — примесь иона Na^+ с анионной вакансией до облучения; *б* — образование пары V_K – F_A -центра после облучения при 78 К; *в* — модель V_K -центра после прогрева образца до 170 К.

ЭПР исследуемых образцов производился на супергетеродинном спектрометре трехсантиметрового диапазона при температуре жидкого гелия. После облучения образец помещался в резонатор без промежуточного прогрева. Спектр ЭПР V_K -центров совпадал с описанным в работе [2], в которой наблюдался сдвиг оси симметрии молекулы F_2^- относительно кубических осей кристалла CaF_2 на угол $\delta = +1.7^\circ$ и $\delta = -1.7^\circ$. Такое же отклонение оси было замечено нами в спектре ЭПР в ориентации магнитного поля, близкой к ориентации перпендикулярной к оси молекулы F_2^- . Оно может быть объяснено наличием V_K -центров в неэквивалентных позициях, если допустить образование F -центра (точнее, F_A -центра) в непосредственной близости к V_K -центру (рис. 1, б). Это предположение естественно, так как известно, что щелочные металлы замещают в решетке флюорита катионы. Компенсацию избыточного отрицательного заряда примесного иона осуществляет анионная вакансия, расположенная в первой координационной сфере (рис. 1, а).

Нагревание образца после облучения до 170 К в течение нескольких минут приводило к «симметризации» ЭПР спектра V_K -центра. При этом отклонения оси симметрии молекулы F_2^- от кубических осей решетки CaF_2 уже не наблюдалось. Это может быть связано с миграцией или «отщеплением» F -центра от дырочного центра, локализованного около примеси иона Na^+ (рис. 1, в). Тот же результат

g_z	g_x	g_y	T_z	T_x	T_y	A_z	A_x	A_y
			10 ⁻⁴ Гц					
2.002 ±0.001	2.035 ±0.001	2.026 ±0.001	917 ±1	45 ±5	45 ±5	13 ±0.5	0	0

достигается с выигрышем интенсивности спектра ЭПР примерно на порядок, если проводить γ -облучение при температуре 170 К. Для этого применялось простое устройство, поддерживающее нужную температуру во время γ -облучения.

Спектр ЭПР описывается спин-гамилтънзианом

$$\mathcal{H} = \beta S \hat{g} \mathbf{H} + S \hat{T} (I_1 + I_2) + S \hat{A} (I_3 + I_4),$$

где S — оператор спина неспаренного электрона ($S=1/2$); I_1 и I_2 — операторы ядерных спинов фтора молекулы F_2 ; I_3 и I_4 — операторы ядерных спи-

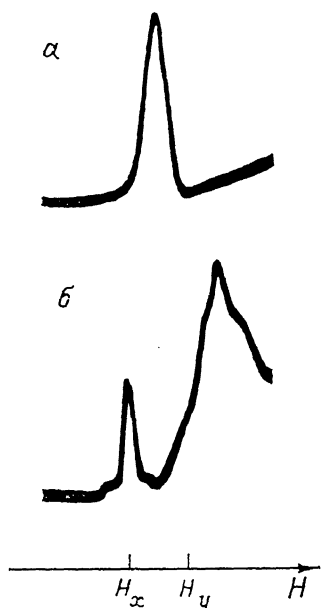


Рис. 2. Осциллограммы участков спектра ЭПР с линией R_3 в ориентациях магнитного поля относительно кубических осей кристалла $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ (а), $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ (б) и одновременно $\mathbf{H} \parallel \langle 010 \rangle$.

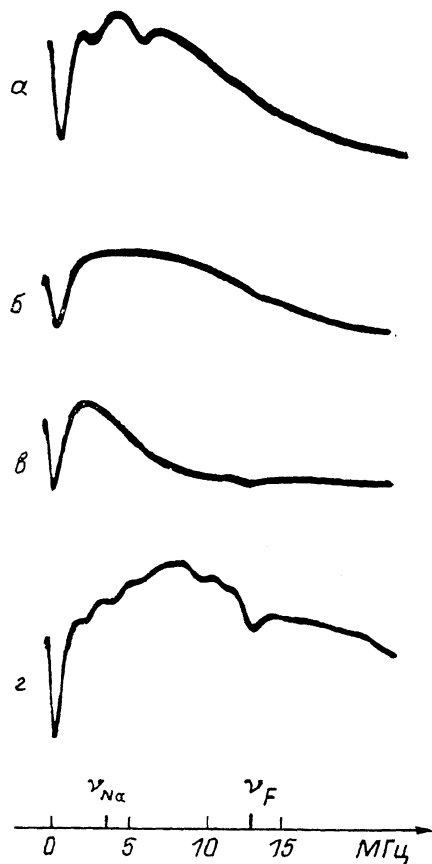


Рис. 3. Осциллограмма спектров ДН на линии R_3 в разных ориентациях магнитного поля относительно кубических осей кристалла: $\mathbf{H} \parallel \langle 100 \rangle$ (а), $\mathbf{H} \parallel \langle 001 \rangle$ (б), $\mathbf{H} \parallel \langle 110 \rangle$ (в), $\mathbf{H} \parallel \langle 011 \rangle$ (г).

нов для ближайших ядер фтора вдоль оси молекулы z (рис. 1, в); \hat{T} и \hat{A} — тензоры СТВ соответствующих ядер фтора.

Наблюдаемая сверхтонкая структура спектра ЭПР сильно анизотропна: $T_z \gg T_x$, T_y и $A_z \gg A_x$, A_y и состоит из четырех основных линий сверхтон-

кой структуры, обозначенных в [8] R_1 , R_2 , R_3 и R_4 . Из соображений симметрии (рис. 1, ϵ) очевидно, что тензор \hat{g} V_K -центра должен быть ромбическим, что и наблюдалось на опыте.

Параметры спектра ЭПР V_K -центра приведены в таблице. Необходимо отметить, что если измерение \hbar_z , T_z и A_z не представляет труда, то определение перпендикулярных компонент из-за сильной анизотропии спектра связано с приближенными расчетами. Мы определяли g_x и g_y по положению линии R_3 , которая соответствует нулевому значению суммарного ядерного спина молекулы F_2^- . Эта линия расщепляется на две линии при вращении кристалла вокруг оси $\langle 001 \rangle$ (рис. 2) из-за наличия двух взаимно-перпендикулярных позиций иона натрия по отношению к V_K -центру.

Все дальнейшее исследование сверхтонкого взаимодействия V_K -центра с окружающими его ядрами осуществлялось на линии R_3 импульсными методами. Мощный кратковременный насыщающий СВЧ импульс приводит к образованию спектра ДН в линии ЭПР [5]. На рис. 3 приводятся осциллограммы спектров ДН на линии R_3 в разных ориентациях магнитного поля. Спектр ДН состоит из двух подсистем впадин в линии ЭПР. Центр одной подсистемы, состоящей из двух провалов, связанных с верхним и нижним электронным состоянием, соответствует зеemanовской энергии ядер натрия $\nu_{Na} = 3.68$ МГц, а центр второй подсистемы — зеemanовской энергии ядер фтора $\nu_F = 13.1$ МГц. Таким образом, V_K -центр образуется вблизи иона Na^+ . Анализ угловых зависимостей спектров ДН позволяет установить местоположение иона Na^+ . Спектр ДН от Na^+ наблюдается во всех ориентациях магнитного поля относительно кубических осей флюорита, кроме $H \parallel \langle 001 \rangle$ и $H \parallel \langle 110 \rangle$. Из соображений симметрии, а также по формулам работы [5] в этих ориентациях поперечная составляющая эффективного магнитного поля на ядре иона Na^+ обращается в нуль, что приводит к запрещению переориентации ядерного спина Na^+ при электронном переходе и нулевой интенсивности провалов ДН. Отсюда однозначно следует справедливость модели V_K -центра в $CaF_2 : Na$ (рис. 1, ϵ).

Результаты детального исследования сверхтонкого взаимодействия V_K -центра со всеми ближайшими ядрами методом РЧДН [9] будут опубликованы позднее.

Список литературы

- [1] Hayes W., Twidell J. W. // Proc. Phys. Soc. 1962. V. 79. N 512. P. 1295—1296.
- [2] Sierro I. // Phys. Rev. 1965. V. 138. N 2A. P. A648—A650.
- [3] Hall T. P. P., Leggeat A., Twidell J. W. // J. Phys. C. 1969. V. 2. N 2. P. 1590—1594.
- [4] Громовой Ю. С., Грачев В. Г., Тесленко В. В. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 1. С. 122—127.
- [5] Санадзе Т. И., Хуцишвили Г. Р. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 9. С. 753—761.
- [6] Tzalmona A., Pershan P. S. // Phys. Rev. 1969. V. 182. N 3. P. 906—913.
- [7] Beaumont J. H., Hayes W., Kirk D. L., Summers G. P. // Proc. Roy. Soc. 1970. V. 315. P. 69—72.
- [8] Merzke R. F., Miehler R. L. // Phys. Rev. 1969. V. 182. N 2. P. 453—458.
- [9] Санадзе Т. И., Хуцишвили Г. Р. Проблемы магнитного резонанса. М., 1978. С. 206—225.

Тбилисский государственный
университет им. Ив. Джавахишвили

Поступило в Редакцию
25 июля 1991 г.