

Нами были получены температурные зависимости намагниченности слабых ферримагнетиков $\text{NdFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$ при $x=0.90$ и 0.95 (рис. 1). Для обоих составов в области низких температур наблюдается переход из конфигурации $\Gamma_2 (G_z)$ в антиферромагнитную конфигурацию $\Gamma_1 (G_y)$, характерную для чистого NdCrO_3 при $T < T_M = 35$ К. При $x=0.95$ наблюдается почти полная компенсация вкладов FeCr- и Nd-подрешеток в магнитный момент. Отметим, что из-за очень малой величины намагниченности, а также из-за неоднородности по составу исследуемых кристаллов вблизи $T \approx 201$ и ≈ 45 К нельзя исключить наличия точек компенсации магнитного момента при этих температурах (рис. 1).

На рис. 2 представлены результаты обработки экспериментальных данных по формуле (7), причем для состава $x=0.95$ была выбрана экспериментальная зависимость $M(T)$ с двумя точками компенсации как более «гладкая». Полученные зависимости $M(x, T)$ находятся в полном соответствии с известными для слабых ферримагнетиков типа $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$, $\text{LuFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$ [1], содержащих немагнитные R-ионы. Внедрение всего лишь 5 % ионов Fe^{3+} в NdCrO_3 приводит к уменьшению магнитного момента d -подрешетки почти на 50 % при температурах ~ 100 К и значительно больше при низких температурах с возможной полной компенсацией момента. Замещение 10 % Cr на Fe приводит к уменьшению намагниченности NdCrO_3 примерно в три раза при $T \sim 100$ К с дальнейшим падением намагниченности до нуля при $T \leq 50$ К.

Таким образом, магнитное поведение ферритов-хромитов неодима при больших концентрациях ионов Cr^{3+} не только полностью согласуется с представлениями о слабоферромагнитном упорядочении Fe—Cr-подрешетки, но и позволяет получить полуколичественную информацию о характере температурной и концентрационной зависимости магнитного момента d -подрешетки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Kadomtseva A. M., Moskvina A. S. // Acta Phys. Polon. A 68. 1985. N 2. P. 303—316.
 [2] Кадомцева А. М., Лукина М. М., Москвина А. С., Хафизова Н. А. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 7. С. 2139—2144.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
17 июля 1990 г.

УДК 537.226 : 537.533

© Физика твердого тела, том 33, № 2, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 2, 1991

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОСЛЕЭМИССИИ ЭКЗОЭЛЕКТРОНОВ С КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

С. П. Грибков, В. С. Зальцберг, В. И. Носова, В. Е. Рисин

Прогрев и последующее охлаждение униполярных кристаллов LiNbO_3 в вакууме $1 \cdot 10^{-3}$ Па приводят к возникновению длительной послеэмиссии при постоянной температуре 293 К с Z-поверхности ниобата лития. Интенсивность такой послеэмиссии спадает по закону $I = I_0 \exp(-t/\tau)$ с постоянной времени $\tau = 1-3$ ч.

Механизм послеэмиссии может быть выявлен при исследовании влияния внешнего электрического поля, приложенного к образцу, на интенсивность послеэмиссии. С этой целью образцы LiNbO_3 (пластины $15 \times 10 \times 1$ мм) располагались в специальной ячейке между двумя металлическими электродами. В верхнем электроде имелось отверстие для выхода экзоэлектронов, которые регистрировались ВЭУ-6. На нижний электрод подавалось

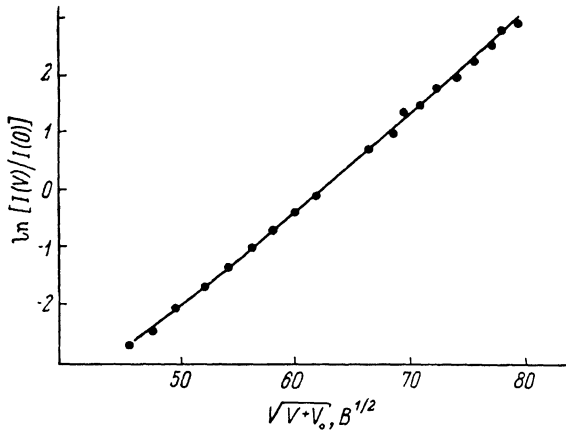
положительно или отрицательно напряжение, верхний электрод заземлялся. Внешнее поле, приложенное к образцу, изменялось в интервале значений V от -2.5 до $+2.5$ кВ. Экспериментально определялись отношения $I(V)/I(0)$, где $I(0)$ — интенсивность послеэмиссии при $V=0$.

Установлено, что интенсивность послеэмиссии во внешнем поле описывается зависимостью

$$I(V) = A \exp(B\sqrt{V + V_0}), \quad (1)$$

где A, B — константы; V_0 — характеризует эквивалентное поле нескомпенсированного заряда при $V=0$. Для данных, представленных на рисунке, наилучшее описание обеспечивается при $V_0=4000$ В, $B=0.15$ В $^{-1/2}$.

Полученная экспериментально зависимость плотности тока эмиссии от величины суммарного электрического поля является хорошей отправной точкой для объяснения возможного механизма наблюдаемой длительной послеэмиссии.



Изменение выхода послеэмиссии с кристалла ниобата лития во внешнем электрическом поле.

Рассмотрим электрон, локализованный на поверхностном кулоновском центре, образованном каким-либо дефектом структуры. Глубина w такого уровня для диэлектрика обычно составляет около 1 эВ [1]. Однако кристалл ниобата лития характеризуется повышенной плотностью дефектов [2] как в объеме, так и, конечно, на поверхности. В этом случае волновые функции электронов соседних дефектов будут перекрываться, в результате чего рассматриваемые электроны становятся связанными более слабо. Тогда экзополость w может характеризоваться несколькими десятками электронвольт.

При наличии поля \bar{E} потенциальная энергия эмиттированного электрона имеет вид $U(r) = -e^2/4\pi\epsilon_0 r - eEr$, где ϵ — диэлектрическая проницаемость вблизи поверхности кристалла. Для такого потенциального барьера можно легко получить вероятность P надбарьерного прохождения при единичном подходе электрона к барьеру

$$P = \exp(-(w - \alpha\sqrt{E})/kT), \quad \alpha = 2(e^3/4\pi\epsilon_0\epsilon)^{1/2}. \quad (2)$$

Пирополья в сегнетоэлектрических кристаллах, по литературным данным, могут достигать 10^6 — 10^8 В/м [3-5]. Известно [1, 6], что туннельным механизмом ионизации локализованного состояния в обычных условиях экзоэмиссионного эксперимента следует пренебречь. Это же показывают наши численные расчеты и сравнение вероятностей надбарьерного и туннельного прохождений для значений E, ϵ и w , характерных для проведенных нами опытов. Туннельная же эмиссия из зоны проводимости начинается лишь в полях с напряженностью порядка 10^9 — 10^{10} В/м [7].

Зависимость плотности тока эмиссии $j(E)$ легко получается из кинетического уравнения $\dot{n} = -\nu n P$, где ν — частотный фактор, если в этом уравнении поверхностную концентрацию n электронов на экзопервоуровнях считать не зависящей от поля величиной

$$j(E) = ev \nu \exp\left(-(\omega - \alpha \sqrt{E})/kT\right). \quad (3)$$

Постоянная α зависит только от значения ϵ вблизи поверхности образца, которое не должно превышать нескольких единиц. Так, для $\epsilon=1$ получается $\alpha = 7.6 \cdot 10^{-5}$ эВ \cdot (В/м) $^{-1/2}$, для $\epsilon=2$ $\alpha = 5.4 \cdot 10^{-5}$ эВ \cdot (В/м) $^{-1/2}$. Такие значения хорошо согласуются и с экспериментальными данными [8].

После выброса электронов поверхностные ловушки заряжаются положительно и притягивают к себе новые электроны из приповерхностного слоя. Для электронов с кинетической энергией порядка kT эта энергия составляет при 300 К $2.6 \cdot 10^{-2}$ эВ. Примерно такую же кинетическую энергию приобретают в приповерхностном слое неравновесные электроны, средняя длина свободного пробега которых составляет $2 \cdot 10^{-9}$ м [2]. Такие кинетические энергии недостаточны для выхода электронов в вакуум непосредственно из зоны проводимости. По-видимому, большинство электронов захватывается поверхностными ловушками и лишь на следующем этапе излучается в вакуум по описанному выше механизму.

Из формулы (2) видно, что для каждого значения ω существует определенное критическое поле $E_{кр} = (\omega/\alpha)^2$, при приближении к которому резко возрастает проводимость приповерхностного слоя и должно иметь место явление типа пробоя по поверхности, которое наблюдалось в сегнетоэлектриках экспериментально [9]. Рассчитанные значения $E_{кр}$ имеют величину от $0.62 \cdot 10^8$ В/м для $\omega=0.6$ эВ, $\epsilon=1$ до $0.87 \cdot 10^9$ В/м для $\omega=1$ эВ, $\epsilon=5$.

Список литературы

- [1] Hibbert D. B., Goodman A. // Int. J. Electronics. 1985. V. 59. N 6. P. 701—709.
- [2] Малиновский В. К., Стурман Б. И. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 12. С. 3678—3683.
- [3] Розенман Г. И., Рез И. С., Чепелев Ю. Л., Ангерт Н. Б. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 11. С. 3466—3469.
- [4] Biedrzyckw K. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 109. P. 79—83.
- [5] Розенман Г. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2323—2326.
- [6] Hibbert D. B., Robertson A. J. B. // Proc. Roy. Soc. 1976. V. A349. P. 63—79.
- [7] Фишер Р., Нойман Х. Автоэлектронная эмиссия полупроводников // Под ред. И. Л. Сокольской. М., 1971. 215 с.
- [8] Розенман Г. И., Печорский В. И. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 888—890.
- [9] Авакян Э. М., Белабаев К. Г., Саркисов В. Х. // Кристаллография. 1976. Т. 21. С. 1214—1216.

Воронежский государственный университет
им. Ленинского комсомола

Поступило в Редакцию
8 февраля 1990 г.
В окончательной редакции
23 июля 1990 г.

ИК и КР АКТИВНЫЕ МОДЫ В НЕСОРАЗМЕРНОЙ ФАЗЕ СОЕДИНЕНИЙ TlGaSe₂ и TlInS₂

Б. Р. Гаджиев, А. А. Бабинова

В высокотемпературной (ВС) фазе структуры соединений TlGaSe₂ и TlInS₂ изоморфны и обладают пространственной группой (ПГ) симметрии C_{2h}^6 [1]. Из-за отсутствия структурных исследований по определению суперпространственной группы (СПГ) симметрии несоразмерной (НС)