

# Механизм высокой радиационной стойкости электрических параметров тонких пленок SmS

© Л.Н. Васильев, В.В. Каминский<sup>1</sup>, С.М. Соловьев, Н.В. Шаренкова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 25 февраля 2000 г. Принята к печати 28 февраля 2000 г.)

Исследовано влияние  $\gamma$ -облучения на электрические свойства тонких поликристаллических пленок моносulfида самария с различными параметрами кристаллической решетки. Стабильность удельного сопротивления пленок при экспозиционных дозах облучения в интервале  $D = 10^8 - 10^9$  Р объясняется существованием канала релаксации радиационных возбуждений, связанного с наличием разновалентных ионов самария ( $\text{Sm}^{2+}$ ,  $\text{Sm}^{3+}$ ).

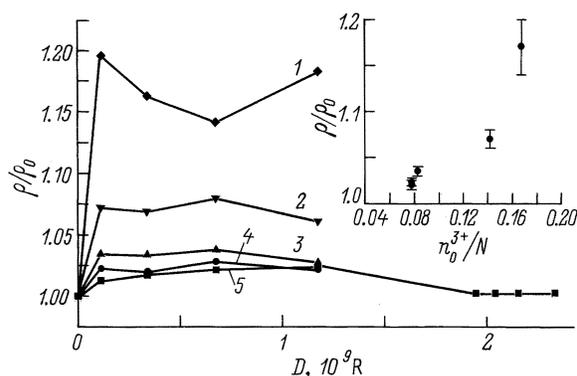
В результате проведенного нами в [1] исследования влияния  $\gamma$ -облучения на электрические свойства тонких поликристаллических полупроводниковых пленок моносulfида самария была обнаружена высокая радиационная стабильность их удельного сопротивления ( $\rho$ ), температурного ( $\alpha = \partial \ln \rho / \partial T$ ) и барического ( $\beta = \partial \ln \rho / \partial P$ ) коэффициентов сопротивления. В [1] было замечено, что величина параметра кристаллической решетки ( $a$ ) поликристаллических пленок SmS влияет на стабильность  $\beta$  по отношению к воздействию  $\gamma$ -излучения. В связи с этим для выявления механизма радиационной стойкости электрических параметров пленок SmS логичным представляется проведение исследования зависимости стабильности параметров пленок, в частности электросопротивления, от параметра решетки  $a$ . Этому вопросу и посвящена настоящая работа.

Поликристаллические пленки SmS толщиной  $\sim 0.15$  мкм напылялись на стеклянные подложки по методике [2] и имели холловскую концентрацию электронов  $\sim 10^{21}$  см<sup>-3</sup> и удельное сопротивление  $\rho_0 \approx 10^3$  Ом/□. Образцы с различными параметрами решетки облучались  $\gamma$ -квантами источника <sup>60</sup>Со с энергией 1.25 МэВ и мощностью  $7 \cdot 10^5$  Р/ч в интервале доз  $D = 10^6 - 2.5 \cdot 10^9$  Р. Измерение  $\rho$  проводилось при температуре  $T \approx 300$  К до и после облучения. Для облучения образцы помещались в откачанную до остаточного давления  $\sim 10^{-4}$  мм рт.ст. и запаянную стеклянную ампулу. Ампула помещалась в рабочую зону установки для  $\gamma$ -облучения типа "Исследователь". После набора определенных экспозиционных доз ампула извлекалась из установки и вскрывалась, после чего параметры измерялись заново.

На рис. 1 показано влияние  $\gamma$ -облучения на величину электросопротивления пленок SmS с различными значениями параметра кристаллической решетки. Из рис. 1 следует, что электросопротивление образцов с большими значениями постоянной решетки менее чувствительно к  $\gamma$ -облучению. Кроме того, после облучения образцов дозами  $\sim 10^8$  Р наблюдается относительная стабилизация  $\rho$  при их дальнейшем облучении. Как

известно [3], тонкие поликристаллические пленки SmS с различными  $a$  характеризуются различной концентрацией ионов  $\text{Sm}^{3+}$  в объеме пленки, в то время как большая часть ионов самария находится в состоянии  $\text{Sm}^{2+}$ . Таким образом, радиационную стойкость электрических параметров пленок SmS можно связать с наличием разновалентных ионов самария.

Известен способ повышения радиационной стойкости оптических свойств стекол, основанный на легировании их редкоземельными ионами церия, которые могут находиться в разновалентных состояниях  $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{Ce}^{4+}$  [4]. Механизм его заключается в том, что при поглощении  $\gamma$ -кванта ион  $\text{Ce}^{3+}$  переходит в состояние  $\text{Ce}^{4+}$ , а освобожденный при этом электрон поглощается ближайшим ионом  $\text{Ce}^{4+}$ , который переходит в трехвалентное состояние. При этом уменьшается количество центров окраски, возникающих в результате радиационного воздействия на стекло. В данном случае изменение валентности ионов церия играет роль канала релаксации энергии радиационных возбуждений. Аналогичным образом может быть объяснена высокая радиационная стойкость электрических параметров тонких поликристаллических



**Рис. 1.** Зависимость электросопротивления пленок SmS с различными параметрами кристаллической решетки от величины экспозиционной дозы  $\gamma$ -облучения (1.25 МэВ,  $7 \cdot 10^5$  Р/ч).  $a$ , Å: 1 — 5.855, 2 — 5.883, 3 — 5.941, 4, 5 — 5.944. На вставке — зависимость изменения сопротивления пленок при облучении дозами  $D \sim 10^8$  Р от исходной концентрации ионов  $\text{Sm}^{3+}$  в образце, определенной по величине  $a$  согласно [3].

<sup>1</sup> Факс: (812) 5156747

E-mail: Vladimir.Kaminski@shuvpop.ioffe.rssi.ru

пленок SmS, где роль канала релаксации радиационных возбуждений могут играть переходы между разновалентными ионами самария.

В соответствии с концепцией возникновения, миграции и распада электронных возбуждений при облучении тонких пленок SmS  $\gamma$ -квантами с энергиями  $E \gg E_g$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны) происходит генерация дополнительных свободных носителей в виде электронно-дырочных пар (электрон в зоне проводимости + дырка в валентной зоне, аналогично случаю собственной проводимости). При этом присутствующие в нашем случае одновременно ионы  $\text{Sm}^{2+}$  и  $\text{Sm}^{3+}$  могут выступать в роли центров захвата дырок и электронов соответственно. В результате захвата они меняются местами, и процесс повторяется. Высокая концентрация разновалентных ионов по сравнению со случаем стекла, легированного редкоземельными ионами ( $\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$  для SmS и  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$  для стекол по данным [4]), обеспечивает сечение захвата, достаточное для независимости электросопротивления от экспозиционной дозы облучения. Образование же других радиационных дефектов, влияющих на электрические характеристики, при этом, по-видимому, не происходит.

Динамика изменения концентраций разновалентных ионов под действием облучения может быть описана в простой феноменологической модели. Если при данной интенсивности облучения концентрация возникающих неравновесных электронно-дырочных пар поддерживается постоянной, то можно ввести вероятности образования ионов  $\text{Sm}^{2+}$  из  $\text{Sm}^{3+}$  при захвате носителей соответствующих знаков ( $p^\pm$ ) и вероятности обратных процессов под влиянием излучения ( $q^\pm$ ) и температуры ( $q_T^\pm$ ). Тогда можно записать следующие уравнения для изменения концентраций 2- и 3-валентных ионов самария ( $n^{2+}$  и  $n^{3+}$  соответственно):

$$dn^{2+} = [(N - n^{2+})p^+ - n^{2+}(q^+ + q_T^+)]dD, \quad (1)$$

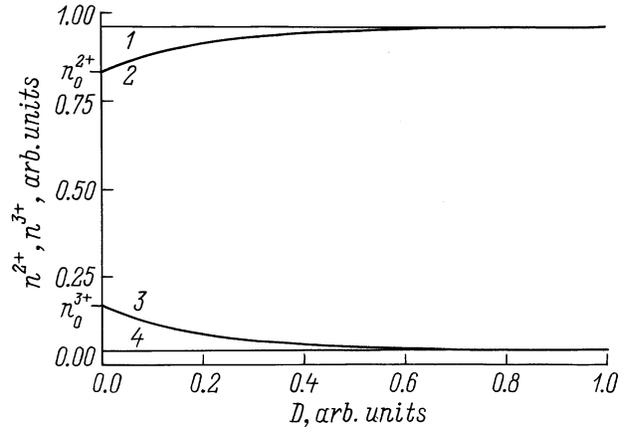
$$dn^{3+} = [(N - n^{3+})p^- - n^{3+}(q^- + q_T^-)]dD, \quad (2)$$

где  $N = n^{2+} + n^{3+}$  — суммарная концентрация ионов самария;  $D$  — экспозиционная доза облучения, пропорциональная времени. Считая начальное распределение 2- и 3-валентных ионов самария по толщине пленки однородным и вероятности  $p^\pm$ ,  $q^\pm$  и  $q_T^\pm$  постоянными по объему пленки, решения уравнений (1), (2) можно записать в виде

$$n^{2+} = n_0^{2+} + \left( \frac{Np^+}{p^+ + q^+ + q_T^+} - n_0^{2+} \right) \times \left\{ 1 - \exp[-(p^+ + q^+ + q_T^+)D] \right\}, \quad (3)$$

$$n^{3+} = n_0^{3+} + \left( \frac{Np^-}{p^- + q^- + q_T^-} - n_0^{3+} \right) \times \left\{ 1 - \exp[-(p^- + q^- + q_T^-)D] \right\}, \quad (4)$$

где  $n_0^{2+}$  и  $n_0^{3+}$  — концентрации ионов  $\text{Sm}^{2+}$  и  $\text{Sm}^{3+}$  до начала облучения. На рис. 2 приведены получающиеся



**Рис. 2.** Зависимости концентраций ионов  $\text{Sm}^{2+}$  и  $\text{Sm}^{3+}$  от экспозиционной дозы  $\gamma$ -облучения, рассчитанные из (3), (4). 2, 3 — зависимости  $n^{2+}$  и  $n^{3+}$  от  $D$ ; 1, 4 — предельные концентрации ионов  $\text{Sm}^{2+}$  и  $\text{Sm}^{3+}$  для данного режима облучения  $n^{2+} = Np^+/(p^+ + q^+ + q_T^+)$  и  $n^{3+} = Np^-/(p^- + q^- + q_T^-)$  соответственно.

при этом для концентраций разновалентных ионов характерные кривые с насыщением. В нашем случае величина  $n_0^{2+}$  почти на порядок больше, чем  $n_0^{3+}$  (см. рис. 1, вставка).

Рассмотрим поведение концентрации ионов  $\text{Sm}^{2+}$  под действием облучения. Из рис. 2 видно, что величина  $n^{2+}$  стремится с увеличением дозы к насыщению. Из (3) для относительного "темпа" приближения  $n^{2+}$  к насыщению при облучении,  $v$ , можно написать

$$v = \frac{n^{2+} - n_0^{2+}}{(Np^+/\tilde{p}) - n_0^{2+}} = 1 - \exp(-\tilde{p}D), \quad (5)$$

где  $\tilde{p} = p^+ + q^+ + q_T^+$ . Из (5) видно, что величина  $v$  не зависит от  $n_0^{2+}$ , а следовательно, и от постоянной кристаллической решетки образца. Это означает, что пленки с различными величинами  $a$  должны достигать предельных значений  $n^{2+} \sim Np^+/\tilde{p}$  при одинаковых значениях  $D$ . Аналогичные рассуждения справедливы и для ионов  $\text{Sm}^{3+}$ . В результате мы имеем стабилизацию соотношения концентраций 2- и 3-валентных ионов самария. Как показано в [2,3], величина этого соотношения в основном и определяет электрические свойства тонких поликристаллических пленок SmS. В нашем эксперименте стабилизация  $n^{2+}$  и  $n^{3+}$  нашла отражение в стабилизации величины  $\rho$  при  $D > 10^8 \text{ Р}$ .

Следует отметить, что величины  $p^\pm$ ,  $q^\pm$  и  $q_T^\pm$  должны зависеть от мощности облучения ( $q_T^\pm$  — из-за изменения нагрева облучаемого образца). Поэтому при различной мощности облучения предельные значения  $n^{2+}$ ,  $n^{3+}$  и  $\rho$  будут различными и будут достигаться при различных  $D$ .

Таким образом, при облучении пленок SmS с различными исходными соотношениями концентраций ионов  $\text{Sm}^{2+}$  и  $\text{Sm}^{3+}$  происходит процесс, приводящий к оптимизации этого соотношения. В результате устанавлива-

ется динамическое равновесие в процессе генерации–захвата неравновесных носителей. При этом для различной интенсивности облучения оптимальная величина этого соотношения будет различна, но одинакова для пленок с различным начальным соотношением концентраций разновалентных ионов. В пленках SmS мы имеем канал релаксации радиационных возбуждений, связанный с наличием разновалентных ионов самария, благодаря которому под действием  $\gamma$ -облучения другие радиационные дефекты не образуются и электрические параметры пленки стабилизируются.

Авторы благодарны Е.Д. Горнушкиной за помощь в эксперименте.

Работа поддержана грантом РФФИ № 00-02-16947.

## Список литературы

- [1] В.В. Каминский, Л.Н. Васильев, Е.Д. Горнушкина, С.М. Соловьев, Г.А. Сосова, Н.М. Володин. ФТП, **29** (2), 306 (1995).
- [2] В.В. Каминский, Н.М. Володин, Т.Б. Жукова, М.В. Романова, Г.А. Сосова. ФТТ, **33** (1), 187 (1991).
- [3] С.В. Погарев, И.Н. Куликова, Е.В. Гончарова, М.В. Романова, Л.Д. Финкельштейн, Н.Н. Ефремова, Т.Б. Жукова, К.Г. Гарцман, И.А. Смирнов. ФТТ, **23** (2), 434 (1981).
- [4] С.М. Бреховских, Ю.Н. Викторова, Л.М. Ланда. *Радиационные эффекты в стеклах* (М., Энергоиздат, 1982).

Редактор Л.В. Шаронова

## High radiation stability mechanism of SmS thin film electrical properties

L.N. Vasil'ev, V.V. Kaminski, S.M. Solov'ev,  
N.V. Sharenkova

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The effect of  $\gamma$  radiation on electrical properties of thin polycrystalline films of samarium monosulfide with different crystalline lattice parameters has been studied. Stability of the film surface resistivity under the dose in the interval  $D = 10^8 - 10^9$  R is explained by the existence of a radiational excitation relaxation channel, connected with the presence of different valence samarium ions ( $\text{Sm}^{2+}$ ,  $\text{Sm}^{3+}$ ).