

УДК 539.149

А. Я. Клочков, кандидат технических наук, доцент
 Рязанский государственный радиотехнический университет
 А. И. Коршунов, доктор технических наук, профессор
 ИжГТУ имени М. Т. Калашникова
 С. Г. Емельянов, доктор технических наук, профессор
 Юго-Западный государственный университет
 С. А. Батуркин
 Рязанский государственный радиотехнический университет

ТОКОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ НЕУПОРЯДОЧЕННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА СТРУКТУРЫ GST225*

Проведено численное моделирование нелегированной и легированной структуры GST225 в аморфном и кристаллическом состоянии. Выявлено влияние примесей на токовые характеристики ХСП. Построены зависимости порогового напряжения фазового перехода в образцах при изменениях тока, ширины запрещенной зоны и температуры.

Ключевые слова: неупорядоченные полупроводники, фазовая память, халькогенидные стеклообразные полупроводники, управление свойствами материалов, легирование, наноразмерные пленки, наноэлектроника.

Введение

Для исследования динамики фазовых переходов по изменению электропроводности образцов также был предложен метод дополнительного смещающего тока [1–2]. Применение постоянного токового смещения позволило регулировать среднюю температуру активной области, изменяя время процессов плавления и кристаллизации.

Цель работы – моделирование, расчет параметров и выявление особенностей структуры нелегированных и легированных неупорядоченных полупроводников GST225.

Изучение влияния примесей

Чтобы получить более полное представление о влиянии примесей на кристаллические и аморфные GST, необходимо провести более систематический анализ с учетом обеих фаз. Кроме этого, необходимо сравнить различные типы примесей и наметить связь между химической природой примесей и изменением атомной и электронной структуры, тем самым разработать руководство, чтобы выбрать оптимальные примеси [3].

Численное моделирование

Основные особенности переключения, проверенные в ходе эксперимента:

- 1) процесс включения происходит через время задержки t_d , после того как к электродам прибора приложено напряжение, превосходящее по амплитуде V_{th} ;
- 2) пороговое напряжение V_{th} уменьшается с ростом температуры;
- 3) пороговое напряжение пропорционально расстоянию между электродами d , т. е. пороговое поле E_{th} . Величина порогового поля $14 \cdot 10^5$ В/см;
- 4) время задержки t_d уменьшается с ростом амплитуды переключающего импульса;
- 5) через время t_d возникает нестабильность, приводящая к установлению включенного состояния. Время переключения t_d не более чем 10^{-10} с;

б) во включенном состоянии ток протекает в токовом канале (шнурется);

7) в образце после переключения требуется некоторое время t_f для того, чтобы зафиксировать проводящее состояние переводом запоминающего объема в кристаллическое состояние, таким образом, время записи составляет $t = td + t_f$.

Введены следующие обозначения для модели: через E_c и E_v обозначены края разрешенных зон; E_g – ширина запрещенной псевдозоны; B – эмиссионный барьер для дырок; F – уровень Ферми. Поскольку эмиссия идет с ловушек, расположенных вблизи уровня Ферми, принималось $B = F$. Мелкие ловушки равномерно распределены в энергетическом зазоре E_0 [4]. Величина E_0 характеризует только те ловушки, которые взаимодействуют с зоной в течение времени задержки t_d . Мелкие ловушки участвуют в захвате дырок с последующим их освобождением (уровни прилипания), однако они не могут служить первичными источниками дырок. В запрещенной зоне могут присутствовать другие энергетические уровни.

Наложение электрического поля должно способствовать увеличению вероятности эмиссии дырок, что должно привести к появлению на зависимости тока от напряжения сверхлинейного участка.

Ток образца имеет две компоненты: I_c – ток проводимости, создаваемый равновесными дырками, и I_{em} – эмиссионный ток, создаваемый дырками, эмитированными под действием высокого поля с центров N_e . При полях, близких к пороговому E_{th} , величина равновесной концентрации пренебрежимо меньше концентрации эмитированных дырок [5].

Модель, используемая для расчета начальной стадии процесса переключения образца в проводящее состояние, базируется на допущении, что в высоком электрическом поле возникают динамические проводящие области, локализованные в пространстве. Проводящая область содержит, по крайней мере,

один проводящий объем с длиной ребра Λ . Эти модельные объемы формируют пространственную структуру с кубической симметрией. Заряд распределен по объему не равномерно, т. е. возникают динамические проводящие области, локализованные в пространстве. Пространственное распределение проводящих объемов в структуре изменяется через время $\tau = \Lambda/v$, где v – средняя тепловая скорость. Если приложенное поле постоянно, то их пространственное распределение может изменяться, однако общее число проводящих объемов постоянно и ток через структуру также постоянен. Число дырок, которые дают вклад в эмиссионную проводимость, равно числу проводящих объемов: $N_e P(E)$, таким образом, $P(E)$ характеризует долю пространства, заполненную проводящими объемами.

С повышением температуры член, обусловленный перколяцией, приводит к уменьшению пороговой напряженности, однако это уменьшение весьма мало ($\sim kT$) и не может объяснить наблюдаемую в экспериментах температурную зависимость порогового напряжения [6].

Это свидетельствует о том, что в расчетах должна быть учтена температурная зависимость длины свободного пробега.

На рис. 1 показаны кривые, характеризующие зависимость порогового поля от температуры в некоторых стеклообразных полупроводниках, обладающих эффектом порогового переключения.

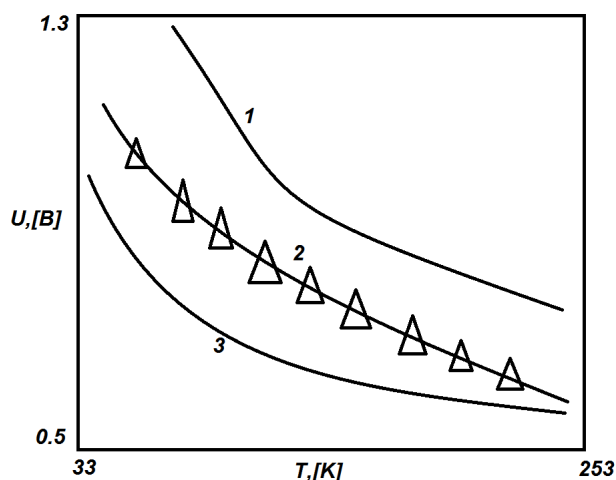


Рис. 1. Зависимости порогового напряжения от температуры: 1 – $N_f = 1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; 2 – $N_f = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; 3 – $N_f = 1,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$

Точками на рис. 1 обозначены значения, полученные из эксперимента, линиями – рассчитанные результаты. Значения параметров, при которых результаты расчета совпадают с экспериментальными, приведены в подписи к рисунку, они близки к параметрам состава GST.

При расчетах толщина аморфного слоя принималась равной 30 нм. Точки на линии 2 соответствуют экспериментальным. Точки соответствуют кривой, если $E_0 = 0,022 \text{ эВ}$. Низкие значения величины E_0 подтверждают тот факт, что только очень мелкие ловушки принимают участие в процессе.

Согласно расчетам, должна наблюдаться линейная зависимость $E_{th}(E_g)$. Экспериментальные результаты подтверждают это, несмотря на значительный разброс точек.

Одним из ключевых параметров для понимания природы процесса переключения в ХСП является проводимость аморфных полупроводников в сильных электрических полях (рис. 2, 3).

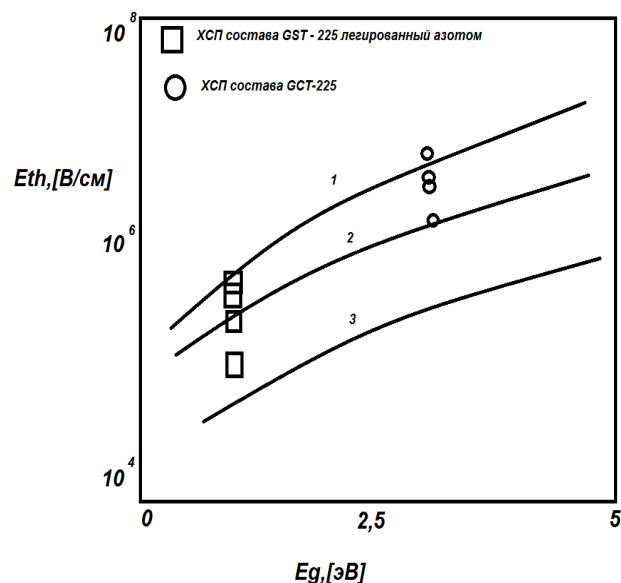


Рис. 2. Зависимости порогового напряжения от ширины запрещенной зоны материала: 1 – $\Lambda = 5 \text{ нм}$; 2 – $\Lambda = 10 \text{ нм}$; 3 – $\Lambda = 15 \text{ нм}$

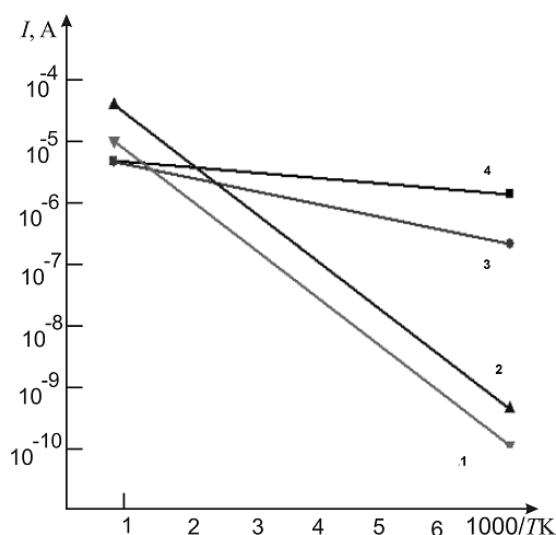


Рис. 3. Зависимости тока через образец от температуры, измеренные при различных значениях напряжения V: 1 – 0,1 В; 2 – 0,7 В; 3 – 1,4 В; 4 – 1,6 В

Как видно из приведенных зависимостей, с увеличением приложенного к образцу напряжения меняется наклон прямых.

Выводы. При условии, что распределение электрического поля в образце равномерное, это означает, что с ростом поля проводимость образца возрастает, и при этом энергия температурной активации

проводимости тем меньше, чем выше электрическое поле.

Указанное свойство может быть использовано при построении высокостабильных ячеек фазовой памяти. Однако необходимо исследовать процессы фазового перехода при более высоких степенях неоднородности ХСП, используя инструменты молекулярного и квантово-механического моделирования.

Библиографические ссылки

1. Privitera S., Rimini E., Zonca R. Appl. Phys. Lett., 85 (15), 3044 (2004).
2. Rivera-Rodriguez C., Prokhorov E., Kovalenko Yu., Morales-Sanchez E., Gonzalez-Hernandez J. Appl. Surf. Sci., 247, 545 (2005).

3. Kim S. M, Shin M. J., Choi D. J., Lee K. N., Hong S. K., Park Y. J. Thin Sol. Films, 469–470, 322 (2004).

4. Моделирование ячеек энергонезависимой фазовой памяти на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников состава GST-225 / А. Я. Клочков, А. А. Скунцев, А. М. Левин, Е. Ю. Батуркина // Нанотехнологии. – 2014. – № 2 (32). – С. 36–38.

5. Моделирование неупорядоченного полупроводника структуры GST225 / П. А. Ушаков, Е. Ю. Батуркина // Интеллектуальные системы в производстве. – 2013. – № 2 (22). – С. 34–40.

6. Полимерные композиты на основе углеродных нанотрубок в микроволновых приложениях / О. Г. Поддубская, Н. И. Волюнец, И. А. Бочков, П. П. Кужир, С. А. Максименко, Е. Ю. Батуркина, О. А. Горлин // Вестник Рязанского государственного радиотехнического университета. – 2013. – № 4-3 (46). – С. 100–102.

* * *

A. Ya. Klochkov, PhD in Engineering, Associate Professor, Ryazan State Radio Engineering University

A. I. Korshunov, DSc in Engineering, Professor, Kalashnikov ISTU

S. G. Emelyanov, DSc in Engineering, Professor, Southwestern State University

S. A. Baturkin, Director of innovative development, Ryazan State Radio Engineering University

Current characteristics of phase transitions in disordered semiconductors with GST225 structure

Numerical simulation of non-alloy and alloy GST225 structure in the amorphous and crystalline state is carried out. The influence of impurities on current characteristics of the CGS is revealed. The dependences are obtained for the threshold voltage of phase transition in samples within the current, band gap and temperature change.

Keywords: disordered semiconductors, phase memory, chalcogenide glassy semiconductors, material properties control, alloying, nanoscale films, nanoelectronics.

Получено: 13.01.15