

05

Исследование медленнорелаксирующего заряда в пассивирующих покрытиях на основе свинцово-боросиликатных стекол методом изотермической релаксации емкости

© П.Б. Парчинский, С.И. Власов, А.А. Насиров

Национальный университет Узбекистана им. М. Улугбека, Ташкент,
Узбекистан
E-mail: pavel@phys.silk.org

Поступило в Редакцию 12 апреля 2001 г.

Методом изотермической релаксации емкости определена величина эффективного поверхностного заряда в пассивирующих покрытиях на основе свинцово-боросиликатных стекол. Установлено, что повышение температуры формирования исследованных покрытий ведет к увеличению значений эффективного поверхностного заряда. Показано, что данная зависимость обусловлена увеличением концентрации центров захвата носителей заряда при повышении содержания кристаллической фазы в объеме стекла.

Использование легкоплавких свинцово-боросиликатных стекол для создания пассивирующих и изолирующих слоев в полупроводниковой микроэлектронике [1,2] обуславливает интерес к изучению их электрофизических характеристик. Одним из важнейших параметров пассивирующих покрытий является величина медленнорелаксирующего (подвижного) заряда в их объеме [1]. Ранее было установлено, что основной причиной возникновения медленнорелаксирующего заряда в пассивирующих покрытиях на основе свинцово-боросиликатных стекол является обмен носителями заряда между полупроводником и ловушечными центрами в объеме стекла [3]. Степень влияния заряда в диэлектрике на характеристики полупроводниковых приборов обычно выражают через величину эффективного поверхностного заряда Q_{fs} [4]. В случае, когда наличие медленнорелаксирующего заряда обусловлено перезарядкой ловушечных центров в объеме диэлектрика, величину Q_{fs}

можно определить как

$$Q_{ts} = \frac{1}{d} q \int_0^d N_{ts}(x) \cdot x dx, \quad (1)$$

где d — толщина диэлектрика, $N_{ts}(x)$ — функция распределения концентрации центров захвата носителей заряда по толщине диэлектрика, q — элементарный заряд, $x = d$ на границе полупроводник–диэлектрик. Поскольку при изменении значений поверхностного потенциала ψ_s на границе раздела полупроводник–диэлектрик ловушечные центры в объеме диэлектрика могут изменять свое зарядовое состояние, представляет интерес также и дифференциальная плотность эффективного поверхностного заряда — $D_{ts} = dQ_{ts}/d\psi_s$, определяющая изменение величины эффективного поверхностного заряда при изменении значений поверхностного потенциала. При этом величина D_{ts} будет определяться энергетическим спектром центров захвата носителей заряда в диэлектрике. Для практических целей обычно используются зависимости Q_{ts} и D_{ts} от E , где E — энергия уровня Ферми относительно дна зоны проводимости E_c на границе раздела полупроводник–диэлектрик, при заданном значении ψ_s . Величину E можно определить как

$$E = E_c - F - q\psi_s, \quad (2)$$

где F — энергия уровня Ферми в квазинейтральном объеме полупроводника. В данной работе приводятся зависимости $Q_{ts}(E)$ и $D_{ts}(E)$, полученные для пассивирующих покрытий на основе свинцово-боросиликатных стекол при помощи метода изотермической релаксации емкости после инжекции носителей заряда в объем стекла (метод зарядовой накачки) [4,5].

Исследуемые пассивирующие покрытия наносились на подложку n -Si(111) с удельным сопротивлением $\rho = 60 \div 80 \Omega \cdot \text{см}$. Состав стекла и способ его нанесения на кремниевую подложку аналогичен описанному в [6]. Учитывая то, что электрофизические свойства пассивирующих покрытий на основе свинцово-боросиликатных стекол зависят от температурного режима пассивации [6], исследуемые структуры были разбиты на 2 группы. Оплавление стекла в структурах группы 1 проводилось при температуре 680°C , в структурах группы 2 — при 700°C . Для реализации метода изотермической релаксации емкости

путем нанесения управляющего электрода на стекло формировались тестовые структуры типа металл–диэлектрик–полупроводник (МДП-структуры) с управляющим электродом площадью 0.01 cm^2 .

Измерения проводились мостовым компенсационным методом, в темноте, при комнатной температуре. Перезарядка ловушечных центров в стекле осуществлялась при подаче на управляющий электрод исследуемых МДП-структур, находящихся в состоянии равновесия при некотором значении опорного напряжения V_0 , импульса напряжения сильного обогащения V_1 . После прекращения действия обогащающего напряжения регистрировался сигнал разбаланса моста, пропорциональный величине захваченного на ловушечных центрах заряда Q_{ts} . Изменяя величину V_0 , можно получить зависимости Q_{ts} и D_{ts} от ψ_s и E . Связь между значениями V_0 и ψ_s определялась согласно [7].

Полученные зависимости $Q_{ts}(E)$ и $D_{ts}(E)$ приведены на рис. 1 и 2. Как видно из рис. 1, величина Q_{ts} монотонно возрастает при увеличении значений E для структур обеих групп, что объясняется расширением энергетического интервала, в котором происходит обмен носителями заряда между полупроводником и стеклом [4,5]. Отметим также, что величины Q_{ts} и D_{ts} для структур группы 2 почти на порядок превосходят аналогичные значения для структур группы 1. При этом зависимости $D_{ts}(E)$ для структур обеих групп имеют минимумы при значениях $E = 0.45 \div 0.55 \text{ eV}$ ($D_{ts} = (1.1 \div 1.4) \cdot 10^{-9} \text{ C/cm}^2$ для структур группы 1 и $D_{ts} = (5.5 \div 7) \cdot 10^{-9} \text{ C/cm}^2$ для структур группы 2). На полученных зависимостях не наблюдается локальных максимумов при других значениях E . Такой U -образный, без локальных максимумов, спектр центров захвата носителей заряда характерен, согласно [8], для локализованных состояний в запрещенной зоне аморфного диэлектрика. Однако на основе этого предположения о природе центров захвата носителей заряда в свинцово-боросиликатном стекле затруднительно объяснить зависимость величин Q_{ts} и D_{ts} от температуры нанесения пассивирующего покрытия. В то же время известно, что оборванные связи, локализованные на границах фазовых неоднородностей в объеме стекла, также характеризуются непрерывным спектром энергетических состояний в запрещенной зоне [9]. Такими неоднородностями могут являться включения кристаллической фазы, образующиеся в объеме стекла в процессе формирования пассивирующего покрытия [6]. Данные электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа показывают увеличение содержания кристаллической фазы в объеме свинцово-

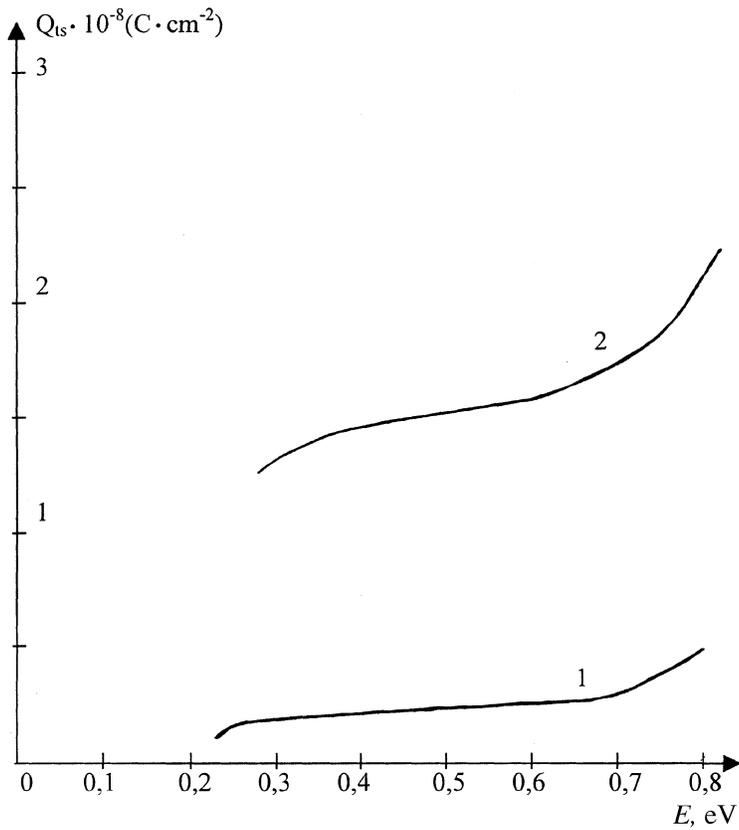


Рис. 1. Зависимость величины эффективного поверхностного заряда (Q_{ts}) от положения уровня Ферми относительно дна зоны проводимости на границе раздела полупроводник–стекло (E): 1 — для образцов группы 1; 2 — для образцов группы 2.

боросиликатных стекол при повышении температуры их оплавления с 680 до 700°C. Увеличение площади межфазных границ приводит к увеличению числа локализованных на них оборванных связей, которые могут являться центрами захвата носителей заряда. При этом должно наблюдаться увеличение значений медленнорелаксирующего заряда в

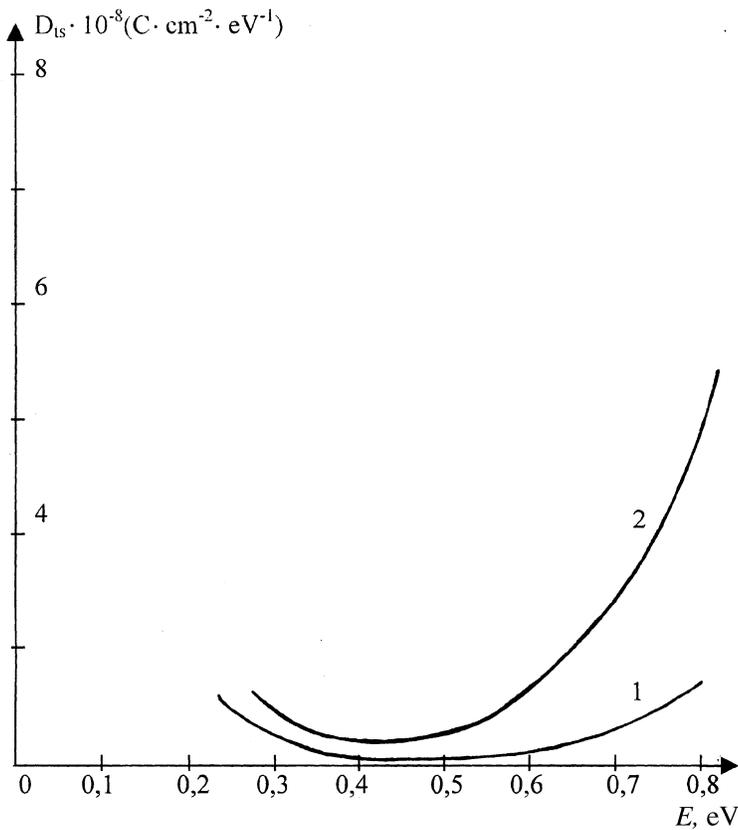


Рис. 2. Зависимость дифференциальной плотности эффективного поверхностного заряда (D_{ts}) от положения уровня Ферми относительно дна зоны проводимости на границе раздела полупроводник–стекло (E): 1 — для образцов группы 1; 2 — для образцов группы 2.

объеме стекла, что объясняет наблюдаемую корреляцию между величинами Q_{ts} и D_{ts} и температурой оплавления пассивирующих покрытий.

Таким образом, в результате проведенных исследований при помощи метода изотермической релаксации емкости получены зависимости $Q_{ts}(E)$ и $D_{ts}(E)$ для пассивирующих покрытий на основе свинцово-

боросиликатных стекол. Анализ полученных экспериментальных данных показал, что наличие центров захвата носителей заряда в исследуемых покрытиях обусловлено образованием включений кристаллической фазы в их аморфной стеклообразующей матрице. Наблюдаемое увеличение значений Q_{ts} и D_{ts} при увеличении температуры нанесения пассивирующих покрытий с 680 до 700°С обусловлено увеличением содержания кристаллической фазы в структуре стекла.

Список литературы

- [1] Корзо В.Ф., Черняев В.Н. Диэлектрические пленки в интегральной микроэлектронике. М.: Энергия, 1977. 368 с.
- [2] Пичугин И.Г., Таиров Ю.М. Технология полупроводниковых приборов. М.: Высш. школа, 1984. 288 с.
- [3] Власов С.И., Парчинский П.Б., Насиров А.А. и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. В. 8. С. 141–142.
- [4] Берман Л.С. // ФТП. 1997. Т. 31. № 1. С. 78–81.
- [5] Chung J.E., Muller R.S. // Sol. St. Electron. 1989. V. 12. N 10. P. 867–882.
- [6] Парчинский П.Б., Власов С.И., Насиров А.А. и др. // Микроэлектроника. 1997. Т. 26. № 1. С. 62–63.
- [7] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М.: Мир, 1984. 456 с. (Пер. с англ. S.M. Sze. Physics of Semiconductors Devices. NY: John Wiley & Sons, 1981).
- [8] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1974. 472 с. (Пер. с англ. Mott N.F., Davis E.A. Electronic processes in non-crystalline materials. Oxford: Clarendon press, 1971).
- [9] Бехштед Ф., Эндерлайн Р. Поверхности и границы раздела полупроводников. М.: Мир, 1990. 488 с. (Пер. с англ. Bechsted F., Enderlein R. Semiconductor Surface and Interface. Berlin: Akademie-Verlag, 1988).