

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГЕНЕРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МДП-СТРУКТУРАХ С ДИЭЛЕКТРИКОМ НА ОСНОВЕ СВИНЦОВО-БОРОСИЛИКАТНЫХ СТЁКОЛ

П.Б. Парчинский*, Л.Г. Лигай*, А.А. Насиров*, М.М. Алламбергенов**, К.А. Исмаилов**

*Национальный университет Узбекистана,
Вузгородок, г. Ташкент, 100174, Республика Узбекистан, pavelphys@mail.ru
**Каракалтакский государственный университет,
ул. Академика Ч. Абдирова, 1, г. Нукус, 742000, Республика Узбекистан

При помощи метода изотермической релаксации неравновесной ёмкости МДП-структуры исследованы генерационные характеристики границы раздела кремний–свинцово-боросиликатное стекло. Установлено, что величина поверхностного генерационного тока немонотонно зависит от температуры. Показано, что обнаруженная немонотонность может быть результатом наличия в общей величине поверхностного генерационного тока компоненты, связанной с наличием токов туннельной и туннельно-активационной перезарядки ловушечных центров, локализованных в стекле вблизи границы с кремнием, которая становится доминирующей при понижении температуры.

УДК 621.315.592

Применение легкоплавких свинцово-боросиликатных стёкол (СБС) для пассивации и герметизации поверхности кремния в процессе изготовления полупроводниковых приборов [1–5] вызывает интерес к исследованиям электрофизических характеристик границы раздела кремний–стекло. Одним из основных параметров, определяющих качество границы раздела полупроводник–диэлектрик, является темп процессов поверхностной генерации – рекомбинации, определяющий характер протекания неравновесных процессов в прилегающей к границе раздела области полупроводника. Одним из наиболее распространенных методов исследования генерационных характеристик границы раздела полупроводник–диэлектрик служит измерение скорости изменения значений неравновесной ёмкости области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника в процессе формирования инверсионного слоя у границы раздела при изменении значений поверхностного потенциала [6]. При этом режимы измерения могут быть выбраны таким образом, что скорость процесса формирования инверсионного заряда будет определяться только темпом процессов генерации неосновных носителей заряда на границе раздела полупроводник–диэлектрик и в прилегающей к этой границе ОПЗ полупроводника. В настоящей работе для исследования генерационных характеристик границы раздела Si–свинцово-боросиликатное стекло использовалась методика измерения процесса изотермической релаксации ёмкости МДП-структуры, предложенная в [7] и модифицированная авторами [8], позволяющая разделять вклады поверхностных генерационных токов и токов генерации в ОПЗ полупроводника и тем самым оценивать степень влияния процессов поверхностной генерации на ход неравновесных процессов в приповерхностной области Si.

Исследуемая граница раздела формировалась при нанесении СБС на поверхность Si при помощи электрофореза из суспензии, содержащей мелкодисперсную шихту стекла, с последующим оплавлением и отжигом. Температура оплавления составляла 680⁰С, время оплавления – 10 минут, температура отжига – 400⁰С, время отжига – 30 минут. Толщина получаемого стеклянного покрытия составляла $(2 \pm 0,2) \times 10^{-4}$ см. Состав и электрофизические свойства стекла соответствовали описанному в [9]. В целом процесс пассивации соответствовал стандартным технологическим режимам пассивации поверхности Si легкоплавкими стёклами. В качестве подложки использовались пластины кремния p типа проводимости с кристаллографической ориентацией <111> и удельным сопротивлением 60–80 Ом·см.

Для реализации метода изотермической релаксации ёмкости путём вакуумного напыления алюминиевого управляющего электрода площадью 0,01 см² на слой стекла создавались тестовые МДП-структуры. Измерения процесса релаксации неравновесной ёмкости полученных МДП-структур проводились в температурном интервале 0 ÷ -60⁰С при подаче на структуру, находящуюся в состоянии равновесия при напряжении инверсии U_0 , напряжения ΔU , переводящего структуру в

состояние более глубокой инверсии. Отметим, что использование такого режима измерений позволяет пренебречь вкладом, обусловленным перезарядкой поверхностных состояний, в изменение величины заряда инверсионного слоя [10]. Напряжение U_0 , соответствующее напряжению инверсии, определялось при помощи метода высокочастотных вольт-фарадных характеристик и составляло $32 \div -48$ В.

На рис. 1 представлены типичные релаксационные зависимости одной из исследованных структур, измеренные при различных значениях температуры для значений $\Delta U = 8$ В. На рис. 2 – те же зависимости, обработанные согласно [8] и построенные в координатах Q и W . Здесь величина W определяется как $W = h/h_m$, где h_m – толщина ОПЗ в начальный момент процесса релаксации, h – мгновенное значение толщины ОПЗ, а величина Q определяется как t/t^* , где t – текущее время процесса релаксации, а t^* – характерное время, определяемое как время, до которого процессы на границе раздела между ОПЗ и квазинейтральным объёмом полупроводника не оказывают существенного влияния на ход процесса релаксации неравновесной ёмкости. Оценки показывают, что в нашем случае в качестве t^* может быть выбрано время, при котором значение ёмкости $C(t) = 0,95C_{ст}$, где $C_{ст}$ – стационарное значение ёмкости в момент окончания процесса релаксации. Согласно [8] вид зависимостей Q от W определяется соотношением поверхностных j_s и объёмных j_v генерационных токов $\alpha(\alpha=j_s/j_v)$ и распределением генерационных центров в ОПЗ полупроводника $N_i(x)$. Как видно из рис. 2, зависимости Q от W изогнуты вниз, что согласно [11] свидетельствует о наличии профиля генерационных центров в ОПЗ полупроводника, соответствующих профилю обратной диффузии. Кроме того, необходимо отметить, что вид зависимостей Q от W определяется температурой, что, очевидно, связано с температурной зависимостью величины α .

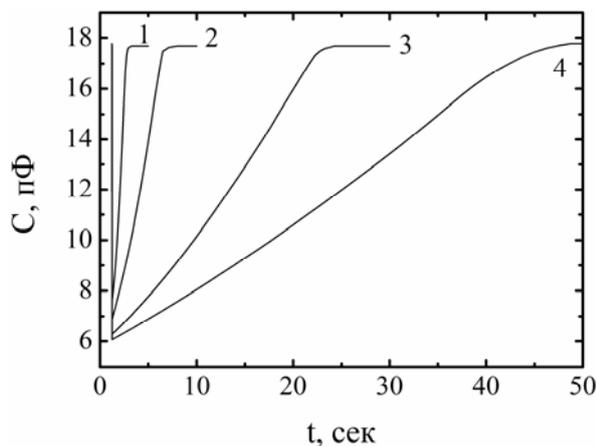


Рис. 1. Релаксация неравновесной ёмкости исследованных МДП-структур, определённая при различных температурах $T, ^\circ\text{C}$: 1 – 0; 2 – -20; 3 – -40; 4 – -60

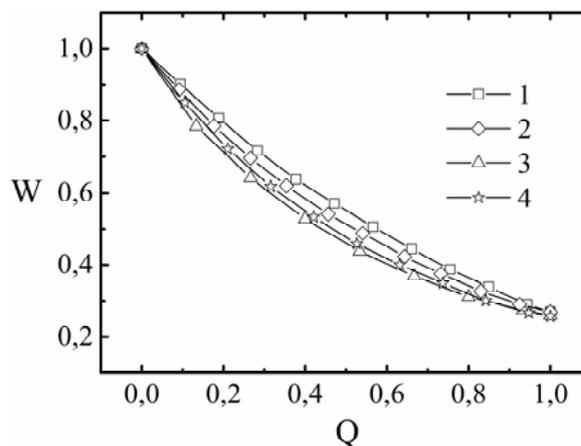


Рис. 2. Релаксационные зависимости неравновесной ёмкости МДП-структуры, построенные в координатах W и Q , при $T, ^\circ\text{C}$: 1 – 0; 2 – -20; 3 – -40; 4 – -60

Обработка представленных на рис. 2 зависимостей согласно методике, предложенной в работах [8, 10], показала, что профиль генерационных центров в ОПЗ полупроводника может быть приближенно описан формулой

$$N_i(x) = N_i(h_m)(1 - \text{erf}(-x/h_m)), \quad (1)$$

где $N_i(h_m)$ – концентрация генерационных центров на границе раздела между неравновесной ОПЗ и квазинейтральным объёмом полупроводника, $x = 0$ – на границе раздела полупроводник–диэлектрик. Зависимость величины α от температуры, определённая с учётом наличия профиля распределения генерационных центров, представлена на рис. 3. Можно заметить, что эта зависимость носит немонотонный характер – при уменьшении температуры от 0°C до -40°C значения α уменьшаются от 1,35 до 1,1 в то время как при дальнейшем понижении температуры эти значения повышаются до 1,15. Данный вид зависимости α от T свидетельствует о том, что при понижении температуры от 0°C до -40°C поверхностные генерационные токи убывают быстрее, чем объёмные, в то время как при дальнейшем понижении температуры темп уменьшения поверхностных генерационных токов, напротив, несколько меньше, чем объёмные.

Рассмотрим теперь причины, обуславливающие различный вид температурных зависимостей поверхностных и объёмных генерационных токов. Согласно существующим представлениям [12] величины j_v и j_s определяются как

$$j_v = q \int_0^W G_v(x) dx, \quad (2)$$

$$j_s = q G_s, \quad (3)$$

где q – заряд электрона, W – толщина ОПЗ полупроводника, G_v и G_s – темпы объёмной и поверхностной генерации носителей заряда соответственно. Поскольку при заданном значении ΔU ширина ОПЗ практически не зависит от температуры, очевидно, что вид температурной зависимости величины α будет определяться температурными зависимостями величин G_v и G_s .

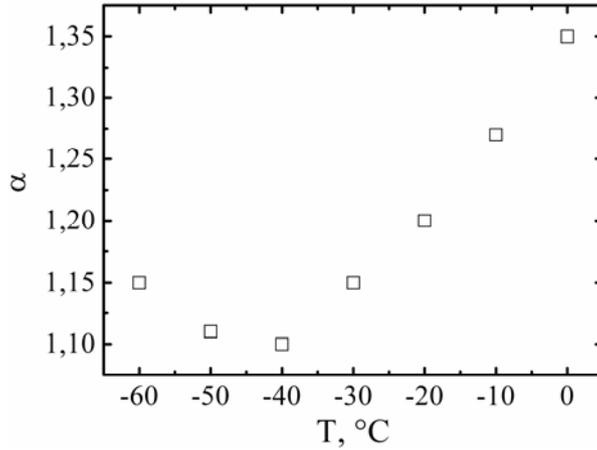


Рис. 3. Зависимость величины α от температуры, определённая в температурном интервале $0 \div -60^\circ\text{C}$

Темп генерации неосновных носителей через генерационный центр с энергией E_t и концентрацией N_t , лежащий в области пространственного заряда, определяется выражением

$$G_v = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t n_i^2}{\gamma_n (n_1 + n) + \gamma_p (p_1 + p)}, \quad (4)$$

где γ_n и γ_p – коэффициенты захвата электронов и дырок соответственно, n_i – собственная концентрация носителей заряда, n и p – равновесные концентрации электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне соответственно (при этом принимается во внимание, что равновесные концентрации носителей заряда в приповерхностной ОПЗ полупроводника отличаются от таковых в его объёме), n_1 и p_1 – концентрации носителей заряда в разрешенных зонах при совпадении уровня Ферми с уровнем генерационного центра E_t . Значения n_1 и p_1 определяются формулами

$$n_1 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right), \quad (5)$$

$$p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{kT}\right), \quad (6)$$

где N_c и N_v – эффективная плотность состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно, E_c – энергия дна зоны проводимости, E_v – энергия потолка валентной зоны, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. При наличии нескольких генерационных центров с энергиями E_{ij} и концентрациями N_{ij} суммарный темп генерации определяется как

$$G_v = \sum_i \frac{\gamma_{nj} \gamma_{pj} N_{ij} n_i^2}{\gamma_{nj} (n_{1j} + n) + \gamma_{pj} (p_{1j} + p)}. \quad (7)$$

Аналогичным образом можно определить и темп поверхностной генерации через поверхностный генерационный центр с энергией E_{ts} и концентрацией N_{ts} :

$$G_s = \frac{\gamma_n \gamma_p N_{ts} n_i^2}{\gamma_n (n_{1s} + p_s) + \gamma_p (p_{1s} + p_s)}. \quad (8)$$

Здесь n_s и p_s – поверхностные концентрации электронов и дырок, n_{1s} и p_{1s} – поверхностная концентрация носителей заряда при совпадении уровня Ферми с уровнем поверхностного генерационного центра. Поскольку поверхностные генерационные центры распределены по ширине запрещённой зоны непрерывным образом, суммарный темп поверхностной генерации определяется интегрированием

$$G_s = \int_{E_v}^{E_c} \frac{\gamma_n \gamma_p N_{ts}(E) n_i^2}{\gamma_n (n_{1s} + n_s) + \gamma_p (p_{1s} + p_s)} dE, \quad (9)$$

где $N_{ts}(E)$ – функция, описывающая распределение поверхностных генерационных центров по ширине запрещённой зоны; E_c – энергия дна зоны проводимости; E_v – энергия потолка валентной зоны.

При рассмотрении процессов генерации носителей заряда необходимо принять во внимание, что эффективность генерационного центра зависит от его энергии ионизации. Так, для объёмных генерационных центров процессы генерации наиболее эффективно будут протекать в таких центрах, где выполняются следующие условия:

$$p_1 \gg p \quad (10)$$

и

$$n_1 \gg n. \quad (11)$$

Ранее нами было показано [13], что в исследуемых структурах генерационные центры расположены вблизи середины запрещённой зоны Si. Легко показать, что для таких генерационных центров изменение температуры в пределах исследованного температурного интервала практически не изменяет ширину области (в пределах неравновесной ОПЗ полупроводника), в которой выполняются условия (10) и (11), что позволяет считать концентрацию генерационных центров в неравновесной ОПЗ полупроводника не зависящей от температуры. При этом вид температурной зависимости j_v будет определяться только температурной зависимостью величин n_i , n_1 и p_1 .

В случае поверхностных генерационных центров условия (9) и (10) можно заменить аналогичными:

$$p_{1s} \gg p_s, \quad (12)$$

$$n_{1s} \gg n_s. \quad (13)$$

При выбранном нами режиме измерений, когда структура находится в состоянии равновесия при напряжениях инверсии, условие (12) выполняется только для части поверхностных энергетических уровней, причём при заданном p_s энергетический интервал, в котором расположены такие уровни (а следовательно, и число таких уровней), тем больше, чем выше температура. Таким образом, число эффективных поверхностных генерационных уровней уменьшается с понижением температуры, что приводит к более быстрому убыванию темпа поверхностной генерации по сравнению с темпом объёмной генерации и, следовательно, к уменьшению значений α при понижении температуры измерений. Однако, как уже упоминалось ранее, такой вид зависимости $\alpha(T)$ наблюдается только в температурном интервале $0 \div -40^\circ\text{C}$, в то время как при температурах измерения $-40 \div -60^\circ\text{C}$ значения α , напротив, даже несколько уменьшаются с повышением температуры, что позволяет предположить наличие дополнительного механизма, определяющего вид зависимости $\alpha(T)$ в данной области температур.

На наш взгляд, немонотонность зависимости $\alpha(T)$ может быть объяснена следующим образом: ранее нами было показано, что величина поверхностных генерационных токов определяется не только процессами генерации носителей заряда через поверхностные генерационные центры, но также и процессами обмена носителей заряда между разрешенными зонами полупроводника и ловушечными центрами, локализованными в области диэлектрика, прилегающей к границе раздела. Тогда величина j_s будет определяться как

$$j_s = j_{ss} + j_d = q(G_s + G_d), \quad (14)$$

где j_{ss} – величина токов, обусловленных генерацией через поверхностные центры; j_d – величина токов, обусловленных перезарядкой ловушечных центров в диэлектрике; G_d – величина, характеризующая темп процессов обмена носителями заряда между полупроводником и ловушечными центрами в диэлектрике.

Процессы перезарядки ловушечных центров в диэлектрике носят туннельный и туннельно-активационный характер, и, следовательно, величина G_d не зависит или слабо зависит от температу-

ры, в то время как величина G_s согласно формулам (8) и (9) убывает с температурой пропорционально n_i (и даже несколько быстрее, если учитывать уменьшение числа эффективных поверхностных генерационных центров). В области температур $-40 \div 0^\circ\text{C}$ вклад j_d в величину j_s мал, и температурная зависимость величины j_s определяется температурной зависимостью темпа процесса поверхностной генерации. Однако при понижении температуры вклад процессов перезарядки ловушечных центров в диэлектрике в поверхностные генерационные токи становится сравнимым с вкладом процессов поверхностной генерации, что приводит к ослаблению температурной зависимости величины j_s и, как следствие, к изменению характера зависимости $\alpha(T)$ в области температур $-40 \div -60^\circ\text{C}$.

Таким образом, в результате проведённых исследований процесса релаксации неравновесной ёмкости МДП-структур установлено, что величина поверхностных генерационных токов и токов генерации неосновных носителей заряда в ОПЗ полупроводника зависит от температуры различным образом. Такие различия являются следствием того, что величина поверхностных генерационных токов определяется как темпом процесса генерации носителей заряда через поверхностные генерационные центры, так и темпом процессов обмена носителями заряда между ловушечными центрами, локализованными в области стекла, прилегающей к границе раздела с полупроводником, и разрешёнными зонами полупроводника. При этом процессы перезарядки ловушечных центров в стекле носят туннельный или туннельно-активационный характер и их скорость слабо зависит от температуры, поэтому их вклад в величину поверхностных генерационных токов увеличивается с понижением температуры. В области температур $0 \div -40^\circ\text{C}$, когда величина токов, обусловленных процессами перезарядки ловушечных центров в стекле, мала, поверхностные генерационные токи убывают с понижением температуры быстрее, чем объёмные, что связано с тем, что при выбранном нами режиме измерений понижение температуры сопровождается уменьшением числа эффективных генерационных центров на границе раздела полупроводник–стекло. Напротив, в области более низких температур объёмные генерационные токи убывают быстрее поверхностных, ослабление температурной зависимости которых обусловлено тем, что темп процессов перезарядки ловушечных центров в диэлектрике становится по своей величине сравним с темпом процессов поверхностной генерации. В заключение отметим, что, поскольку температура, при которой наблюдается изменение характера температурной зависимости поверхностных генерационных токов, зависит от темпа обмена носителями заряда между разрешёнными зонами полупроводника и объёмом диэлектрика, а следовательно, и от концентрации ловушечных центров в диэлектрике, измерения температурной зависимости процессов релаксации неравновесной ёмкости МДП-структур могут быть использованы для оценки качества диэлектрических покрытий, наносимых на поверхность полупроводника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shimbo M., Furukawa K., Tanzawa K., Fukada K. Surface Charge Studies on Lead – Borosilicate Glass Contain Trace Sodium. *J. Electrochem. Soc.* 1987, **134**(1), 156–160.
2. Пичугин И.Г., Таиров Ю.М. *Технология полупроводниковых приборов*. М.: Высшая школа, 1984. 228 с.
3. Vlasov S.I. and Saparov F.A. Effect of Pressure on the Electric Properties of Passivating Coatings Based on Lead Borosilicate Glasses. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2011, **47**(4), 338–339.
4. Власов С.И., Овсянников А.В., Заверюхин Б.Н. Влияние ультразвуковой обработки на генерационные характеристики границы раздела полупроводник–стекло. *Письма в ЖТФ*. 2009, **35**(7), 41–45.
5. Vaccaro S. Monica, Sharma G., Thind K.S., Singh D., Cecillia A. Analysis of Structural Modifications in γ Irradiated PbO-B₂O₃-SiO₂ Glasses by FTIR Spectroscopy. *Nucl. Instr. and Meth. In Phys. Res. B*. 2007, **260**(2), 613–618.
6. Kang J.S., Schroder D.K. The Pulsed MIS Capacitor. *Phys.St.Sol.(a)*. 1985, **89**(13), 13–43.
7. Zerbst M. Relaxation Effekte an Halbleiter-isolator Grenzflächen. *Z. Angew. Math. Phys.* 1966, **22**(1), 3039–3046.
8. Зайнабидинов С.З., Власов С.И., Насиров А.А. *Неравновесные процессы на границе раздела полупроводник – диэлектрик*. Ташкент: Изд-во университета, 1995. 112 с.
9. Власов С.И., Парчинский П.Б., Олматов Б.А. Плотность поверхностных состояний на границе раздела кремний–свинцово-боросиликатное стекло. *Неорганические материалы*. 2000, **36**(5), 608–610.
10. Берман Л.С., Лебедев А.А. *Ёмкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках*. Л.: Наука, 1981. 176 с.

11. Берман Л.С., Абдурахманов К.П., Власов С.И., Зинчик Ю.С., Котов Б.А., Санин К.В. Исследование остаточных глубоких центров в приборах с переносом заряда. *Известия АН УзССР. Серия физ.-мат. наук.* 1980, (5), 55–58.
12. Чистов Ю.С., Сыноров В.Ф. *Физика МДП-структур.* Воронеж: Издательство ВГУ, 1989. 224 с.
13. Парчинский П.Б., Власов С.И. Генерационные характеристики границы раздела кремний – свинцово-боросиликатное стекло. *Микроэлектроника.* 2001, **30**(6), 201–204.

Поступила 05.07.11

После доработки 26.09.11

Summary

The generation properties of the silicon – lead-borosilicate glass interface are studied by the method of pulsed MIS capacitor. It was shown that surface generation current nonmonotonically depends on temperature. This nonmonotonic dependence may be the result of tunnel and tunnel activated current from traps states in lead-borosilicate glasses localized close to the silicon-glass interface which contributes to the total surface generation current and becomes dominant with decreasing temperature.
