

Эффект Пула–Френкеля и возможность его применения для прогнозирования радиационного накопления заряда в термическом диоксиде кремния

© А.А. Ширяев¹, В.М. Воротынцев², Е.Л. Шоболов¹

¹ Федеральный научно-производственный центр „Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова“, 603137 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексева, 603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: alsh92@rambler.ru

(Получена 7 ноября 2017 г. Принята к печати 29 ноября 2017 г.)

Предложено применить эффект Пула–Френкеля для прогнозирования радиационно-индуцированного накопления заряда в термическом диоксиде кремния. Были рассмотрены различные механизмы электропроводности термического диоксида кремния, определены условия возникновения в нем эффекта Пула–Френкеля и рассчитаны характеристики донорных центров, участвующих в электропроводности Пула–Френкеля. Определен уровень донорных центров с энергией 2.34 эВ ниже дна зоны проводимости и получена концентрация ионизированных донорных центров, равная $1.0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ при температуре 400 К и напряженности поля 10 МВ/см. Сделано заключение, что эффект Пула–Френкеля можно применить не для прогнозирования абсолютного значения радиационно-индуцированного заряда, а для сравнения образцов по способности его накапливать.

DOI: 10.21883/FTP.2018.09.46143.8762

1. Введение

Одной из основных причин ограничения дозовой радиационной стойкости микросхем на основе комплементарной структуры металл–оксид–полупроводник (КМОП), изготовленных с использованием структур кремний–на–изоляторе (КНИ — [1,2]), является формирование донного паразитного n -канального транзистора у дна p -кармана транзисторной структуры на границе раздела „приборный слой–захороненный оксид“ вследствие радиационно-индуцированного накопления положительного заряда в захороненном оксиде. Этот процесс обусловлен наличием в захороненном оксиде дырочных ловушек, причем величина накопленного в захороненном оксиде положительного заряда при воздействии ионизирующего излучения (ИИ) определяется в первую очередь концентрацией имеющихся в оксиде дырочных ловушек (дефектностью оксида) [3], которая может сильно варьироваться в рамках единого технологического процесса [4]. В связи с этим с целью прогнозирования радиационной стойкости микросхем, определения требований к уровню дефектности захороненного оксида и анализа его влияния на радиационную стойкость КМОП-микросхем необходима разработка методов контроля параметров этих ловушек (их концентрации, сечения захвата и пространственного распределения).

Основной метод, который используется для этих целей (например, [5–12]), заключается в измерении радиационно-индуцированного сдвига порогового напряжения донного паразитного транзистора или напряжения плоских зон структуры КНИ — величин, напрямую определяющихся данными параметрами ловушек.

Однако разработка альтернативных методов, особенно неразрушающих, не использующих ионизирующее излучение, может открыть новые возможности в области контроля качества и обеспечения радиационной стойкости полупроводниковых приборов. Обзору таких методов посвящена работа [13]. Такой метод может найти применение, например, для повышения точности моделирования радиационной стойкости микросхем [14], оптимизации процесса изготовления структур КНИ, обеспечения применения специальных технологических методов предотвращения образования паразитного канала [15,16], а также отбраковки структур КНИ.

В работах [17–19] встречаются упоминания о наблюдаемом в диоксиде кремния механизме электропроводности Пула–Френкеля, при котором плотность тока определяется концентрацией и энергетическим положением донорных центров. Эти наблюдения носили случайный характер и не были направлены на прогнозирование радиационно-индуцированного накопления заряда в захороненном оксиде структур КНИ. В связи с этим целью данной статьи являлся анализ условий для возникновения эффекта Пула–Френкеля в термическом диоксиде кремния и возможности его применения для прогнозирования радиационного накопления заряда.

2. Методика эксперимента

Исследуемыми образцами являлись n -канальные МОП-транзисторы с площадью и толщиной подзатворного диэлектрика $80 \times 6 \text{ мкм}^2$ и 35 нм соответственно. С помощью параметрического анализатора полупро-

водниковых приборов и зондовой системы измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) подзатворного диэлектрика. Затвор заземлялся, на подложку подавалось напряжение от 0 до 40 В с шагом 1 и 0.1 В. Измерения ВАХ проводились при температурах 325, 350 и 400 К.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены зависимости плотности тока J подзатворного диэлектрика от напряженности электрического поля E диэлектрика, полученные на основе измеренных ВАХ. Видно, что кривые можно разделить на три участка, связанных, по-видимому, с тремя разными механизмами электропроводности.

Поскольку зависимость $J(E)$ линейна в диапазоне от 0 до 6 МВ/см (рис. 2), инжектирующие контакты отсутствуют и толщина диэлектрика слишком велика для прямого туннелирования, можно предположить, что в этом диапазоне проводимость диэлектрика описывается законом Ома, а другие механизмы электропроводности [20] не проявляются.

Омическая зависимость, показанная на рис. 2, описывается следующей формулой:

$$J = nq\mu E, \quad (1)$$

где q — элементарный заряд, μ — подвижность электронов в диэлектрике, n — концентрация электронов в зоне проводимости диэлектрика, E — напряженность электрического поля в подзатворном диэлектрике. Величина n определяется следующей формулой:

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right), \quad (2)$$

где N_C — плотность квантовых состояний в зоне проводимости диэлектрика, E_C — уровень дна зоны проводимости диэлектрика, E_F — уровень Ферми в диэлектрике, k — постоянная Больцмана, T — температура.

В формуле (1) не учитывается составляющая дырочной проводимости, поскольку она пренебрежимо мала (подвижность дырок в диоксиде кремния на 6 порядков меньше подвижности электронов).

В качестве механизма электропроводности на участке II кривых, показанных на рис. 1, был предположен механизм Пула–Френкеля, поскольку, согласно работам [17,20], в диоксиде кремния он наблюдался примерно в этом диапазоне напряженностей.

В случае механизма электропроводности Пула–Френкеля [20,21] зависимость плотности тока диэлектрика от напряженности электрического поля в нем устанавливается следующей формулой:

$$J = q\mu EN_D(T, E), \quad (3)$$

где q — элементарный заряд, μ — подвижность электронов в диэлектрике ($20 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ — в случае термического диоксида кремния [22]), $N_D(T, E)$ — концентрация ионизированных донорных центров в диэлектрике,

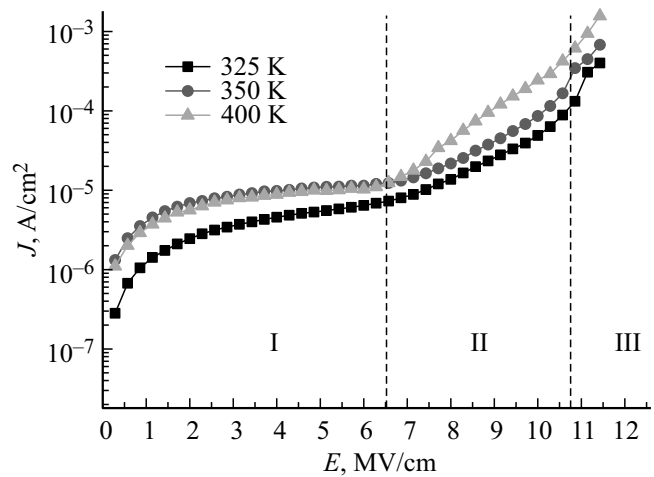


Рис. 1. Зависимости плотности тока от напряженности электрического поля подзатворного диэлектрика при разных температурах.

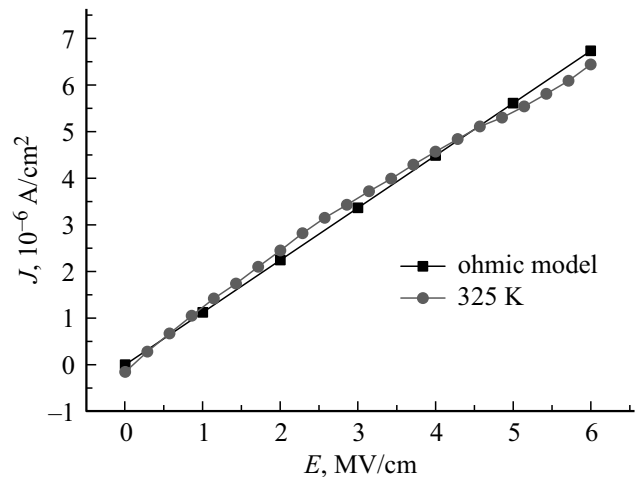


Рис. 2. Измеренная и модельная (омическая) зависимости плотности тока от напряженности электрического поля подзатворного диэлектрика при температуре 325 К.

зависящая от температуры T и напряженности поля E по следующей формуле:

$$N_D = N_C \exp\left(-\frac{q\phi - \sqrt{\frac{q^3 E}{\pi \epsilon_0 \epsilon}}}{kT}\right), \quad (4)$$

где N_C — плотность квантовых состояний в зоне проводимости диэлектрика ($\sim 1.5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ — в случае термического диоксида кремния [23]), ϕ — уровень донорных центров в диэлектрике (относительно дна зоны проводимости), ϵ_0 — электрическая постоянная, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрика, k — постоянная Больцмана.

Формулы (3) и (4) были получены на основе данных работ [20,21] с учетом следующего допущения: в ди-

электрике помимо центров, обеспечивающих омический механизм электропроводности (при малых E), присутствуют только донорные центры с уровнем энергии ϕ , обеспечивающие электропроводность Пула–Френкеля в определенном диапазоне E .

На рис. 3 представлены зависимости $\ln(J/E)$ от $E^{1/2}$, рассчитанные из измеренных ВАХ подзатворного диэлектрика, и эта же зависимость, смоделированная по формулам (3) и (4) для температуры 400 К. Следует отметить, что наилучшее совпадение было достигнуто для таких концентраций ионизированных центров N_D , которым соответствует уровень 2.34 эВ. При этом максимальная концентрация N_D , полученная при напряженности 10 МВ/см и температуре 400 К, составила $1.0 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Рассмотрим область III при $E > 10 \text{ МВ/см}$ ($E^{1/2} > 3.2 \text{ (МВ/см)}^{1/2}$). Согласно данным работы [24], в термическом диоксиде кремния в сильных электрических полях ($E > 10 \text{ МВ/см}$) преобладает туннельный механизм электропроводности Фаулера–Нордгейма, при котором плотность тока определяется следующей формулой:

$$J = \frac{q^3 E^2}{8\pi h q \phi_B} \exp\left(-\frac{8\pi(2q m_T^*)^{1/2}}{3hE} \phi_B^{3/2}\right), \quad (5)$$

где h — постоянная Планка, ϕ_B — энергетический барьер между подложкой и поликремниевым затвором (верхней обкладкой конденсатора), m_T^* — туннельная эффективная масса электронов в диэлектрике. В нашем случае экспериментальные характеристики в соответствующем диапазоне E ($E^{-1} < 0.1 \text{ (МВ/см)}^{-1}$) достаточно хорошо описываются моделью Фаулера–Нордгейма, как видно из рис. 4. Принимая во внимание то, что измеренная плотность тока при $E > 10 \text{ МВ/см}$

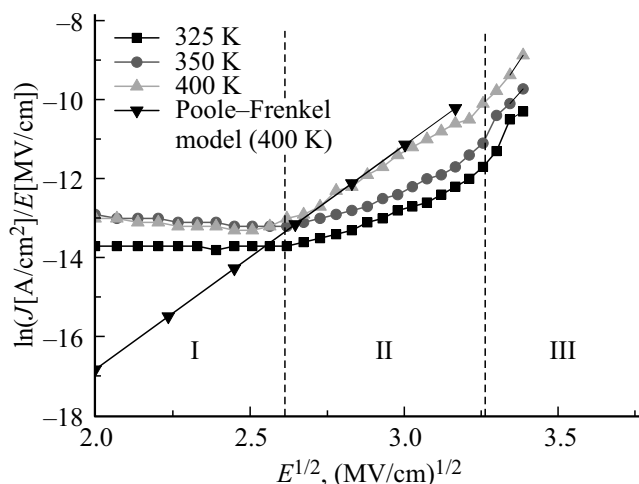


Рис. 3. Зависимости $\ln(J/E)$ от $E^{1/2}$, пересчитанные из измеренных ВАХ подзатворного диэлектрика, при разных температурах, и эта же зависимость, смоделированная по формулам (3) и (4) для температуры 400 К.

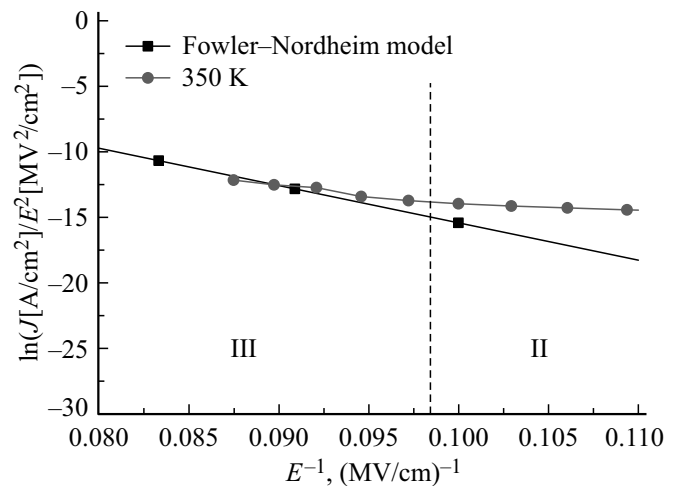


Рис. 4. Зависимость $\ln(J/E^2)$ от E^{-1} , рассчитанная из измеренной ВАХ подзатворного диэлектрика, при температуре 350 К, и эта же зависимость, смоделированная по формуле Фаулера–Нордгейма (5).

слабо зависит от температуры, можно сделать вывод, что действительно наблюдается туннелирование Фаулера–Нордгейма. Следует отметить, что наилучшее совпадение характеристик на рис. 4 было достигнуто при $\phi_B = 3.45 \text{ эВ}$, что соответствует данным работы [20].

4. Обсуждение полученных результатов

Итак, эффект Пула–Френкеля в термическом оксиде кремния толщиной 35 нм и площадью $80 \times 6 \text{ мкм}$ наблюдается при напряженностях электрического поля от 6 до 10 МВ/см во всем исследованном диапазоне температур (от 325 до 400 К). При этом удалось получить информацию о том, каково энергетическое положение дырочных ловушек в запрещенной зоне диэлектрика и какова концентрация ионизированных дырочных ловушек в зависимости от температуры и напряженности поля.

В литературе существуют разные мнения о том, какие центры в термическом SiO_2 являются основными ловушками для дырок. Так, например, в [25–27] основными называют трехвалентный кремний и межузельный кислород, а в [28,29] — вакансию кислорода. В данной работе был экспериментально определен уровень с энергией $\phi = 2.34 \text{ эВ}$, по-видимому соответствующий верхнему уровню вакансии кислорода (E'_v -центру) [26].

В настоящей работе концентрация ионизированных донорных центров, участвовавших в проводимости Пула–Френкеля, составила $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ при напряженности 10 МВ/см и температуре 400 К. В [27] упоминается о том, что в процессе воздействия γ -излучением на термический SiO_2 концентрация E' -центров достигает

насыщения при значении 10^{18} см^{-3} . Это говорит о том, что в проводимости Пула–Френкеля участвует лишь незначительная часть донорных центров. Поэтому результаты измерений проводимости Пула–Френкеля не удастся использовать для прогнозирования абсолютного значения радиационно-индуцированного заряда. Следует провести дополнительные исследования для определения возможности сравнения образцов диоксида кремния по способности накапливать заряд на основании измерений проводимости Пула–Френкеля.

Следует отметить, что рассмотренный в данной статье метод можно считать неразрушающим, но при этом необходимо учитывать, что в случае участия в проводимости механизма Фаулера–Нордгейма возможно накопление заряда и образование новых центров в диэлектрике, а также образование поверхностных состояний на границе диэлектрика и полупроводника [30].

5. Заключение

В данной статье показано наличие эффекта Пула–Френкеля в термическом диоксиде кремния и сделано предположение о возможности его использования для прогнозирования накопления в диэлектрике радиационно-индуцированного заряда. Было установлено, что механизм электропроводности Пула–Френкеля может наблюдаться при напряженности 6–10 МВ/см и температурах 325–400 К. При этом можно определить энергетический уровень и концентрацию участвующих в проводимости донорных центров диоксида кремния. Был получен уровень с энергией 2.34 эВ относительно дна зоны проводимости диэлектрика, видимо относящийся к вакансиям кислорода. Максимальная концентрация участвующих в проводимости донорных центров составила 10^9 см^{-3} .

Список литературы

- [1] G.K. Celler, S. Cristoloveanu. *J. Appl. Phys.*, **93** (9), 4955 (2003).
- [2] А.Л. Асеев, В.П. Попов, В.П. Володин, В.Н. Марютин. *Нано- и микросистемная техника*, **9**, 23 (2002).
- [3] А.Ю. Никифоров, В.А. Телец, А.И. Чумаков. *Радиационные эффекты в КМОП ИС* (М., Радио и связь, 1994).
- [4] И.Б. Яшанин, Г.Г. Давыдов, А.Ю. Никифоров, Ю.М. Московская. *Изв. вузов. Электроника*, **5** (97), 11 (2012).
- [5] T. Ouisse, S. Cristoloveanu, G. Borel. *IEEE Electron Dev. Lett.*, **12** (6), 312 (1991).
- [6] С.А. Pennise, Н.А. Boesch. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **37** (6), 1990 (1990).
- [7] R.E. Stahlbush, G.J. Campisi, J.B. McKitterick, W.P. Maszara, P. Roitman, G.A. Brown. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **39** (6), 2086 (1992).
- [8] R.E. Stahlbush. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **43** (6), 2627 (1996).
- [9] R.E. Stahlbush. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **44** (6), 2106 (1997).
- [10] О.П. Гуськова, В.М. Воротынцев, Е.Л. Шоболов, Н.Д. Абросимова. *Изв. вузов. Матер. электрон. техн.*, **4** (60), 28 (2012).
- [11] Д.В. Николаев, И.В. Антонова, О.В. Наумова, В.П. Попов, С.А. Смагулова. *ФТП*, **37** (4), 443 (2003).
- [12] А.Ю. Аскинази, А.П. Барабан, В.А. Дмитриев, Л.В. Милоглядова. *Письма ЖТФ*, **28** (23), 23 (2002).
- [13] А.А. Ширяев, Е.Л. Шоболов, В.А. Герасимов. В сб.: *XXI Нижегородская сессия молодых ученых. Технические науки: матер. докл.*, под ред. И.А. Зверевой (Княгинино, НГИЭУ, 2016) с. 105.
- [14] К.О. Петросянц, Е.В. Орехов, Л.М. Самбурский, И.А. Харитонов, А.П. Ятманов. *Изв. вузов. Электроника*, **2** (82), 81 (2010).
- [15] О.П. Гуськова, В.М. Воротынцев, Н.Д. Абросимова, Е.Л. Шоболов, М.Н. Минеев. *Неорг. матер.*, **48** (3), 272 (2012).
- [16] А.В. Амирханов, С.И. Волков, А.А. Глушко, Л.А. Зинченко, В.В. Макачук, В.А. Шахнов. *Микроэлектроника*, **45** (4), 252 (2016).
- [17] S. Mayo, J.S. Suchle, P. Roitman. *J. Appl. Phys.*, **74**, 4113 (1993).
- [18] H. Krause, R. Grünler. *Phys. Status Solidi*, **42** (1), 149 (1977).
- [19] S.K. Gupta, A. Azam, J. Akhtar. *Pramana J. Phys.*, **74** (2), 325 (2010).
- [20] F.C. Chiu. *Adv. Mater. Sci. Engin.*, **2014**, 578168 (2014).
- [21] J.G. Simmons. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **4** (5), 613 (1971).
- [22] Г.И. Зебрев. *Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах высокой степени интеграции* (М., НИЯУ МИФИ, 2010).
- [23] C. Sevik, C. Bulutay. *J. Mater. Sci.*, **42** (16), 6555 (2007).
- [24] B.D. Salvo, G. Ghibaudo, G. Panabnakakis, B. Guillaumeo, G. Reimbold. *Microelectron. Reliab.*, **39** (6–7), 797 (1999).
- [25] Ф.П. Коршунов, Ю.В. Богатырев, В.А. Вавилов. *Воздействие радиации на интегральные микросхемы* (Минск, Наука и техника, 1986).
- [26] С.Т. Sah. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **23** (6), 1563 (1976).
- [27] В.С. Першенков, В.Д. Попов, А.В. Шальнов. *Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем* (М., Энергоатомиздат, 1988).
- [28] S.T. Pantelides, Z.Y. Lu, C. Nicklaw, T. Bakos, S.N. Rashkeev, D.M. Fleetwood, R.D. Schrimpf. *J. Non-Cryst. Sol.*, **354** (2–9), 217 (2008).
- [29] К.И. Таперо, В.Н. Улимов, А.М. Членов. *Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения* (М., БИНОМ. Лаборатория знаний, 2014).
- [30] V. Baland, C. Plossu, S. Bardy Baland. *Thin Sol. Films*, **148** (2), 149 (1987).

Редактор Г.А. Оганесян

Poole-Frenkel effect and opportunity of its application for radiation charge build up prediction in thermal silicon dioxide

A.A. Shiryayev¹, V.M. Vorotyntsev², E.L. Shobolov¹

¹ Research and Development Center,
Sedakov Measuring Systems Research Institute,
603137 Nizhny Novgorod, Russia

² Alekseev Nizhny Novgorod State Technical University,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract In this work application of Poole-Frenkel effect for radiation induced charge build up prediction in thermal silicon dioxide was proposed. Various conduction mechanisms in thermal silicon dioxide were considered, conditions for Poole-Frenkel effect were determined and characteristics of donor centers participating in Poole-Frenkel conduction were calculated. A donor center level of 2.34 eV below the conduction band was determined and concentration of ionized donor centers of $1.0 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$ at 400 K and 10 MV/cm was obtained. A conclusion was made that Poole-Frenkel effect can be used not for prediction of radiation induced charge build up absolute value but for comparison of samples by charge build up ability.