

глицерин — оксид — кремний) путем анализа ее емкости, и управляемость поверхностного потенциала Si была подтверждена. Измерялись и анализировались основные характеристики ИК-ПЗС (зависимости выходного сигнала от частоты прерывания и толщины глицерина). Эти результаты описываются уравнением теплопроводности с учетом RC-цепи MLGOS-структуры. ИК-ПЗС использовался в системе преобразования ИК-изображения, и визуализировалось инфракрасное изображение светового пятна после обработки сигнала.

Выходной сигнал не достаточен для образования детального ИК-изображения; разброс выходных сигналов отдельных элементов также велик. Предполагается, что эти недостатки возникают из-за нестабильности поверхностного потенциала на границе SiO_2 — Si в пироэлектрическом затворе, вызванной неконтролируемыми примесями, проникшими к границе раздела. Таким образом, чтобы достичь максимальной чувствительности элементов, поверхность кремния должна быть стабилизирована либо путем ее очистки, либо с помощью покрытий.

Авторы благодарят М. Кимата и М. Денда из Электрической корпорации Мицубиси за изготовление Si-ПЗС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kosonocky W. F., Elabd H. // *Jap. J. Appl. Phys.*— 1983.— V. 22—1.— P. 103.
2. Denda M., Kimata M., Uematsu S. // *Proc. IEEE IEDM*, 1983.— P. 722.
3. Rode J. P., Blackwell J. D., Linebarger R. S., Seib D. H. // *Proc. Advanced Infrared Detectors and Systems*, 1983.— P. 65. (IEE Conf. Publ., N 204).
4. Keenan M. A., Baker I. M., Parsons J. E. e. a. // *Proc. Advanced Infrared Detectors and Systems*, 1983.— P. 54 (IEE Conf. Publ., N 263).
5. Putley E. H. // *Semiconductors and Semimetals*/Ed. by Willardson and Beer.— N. Y.: Academic Press, 1975.— V. 5.
6. Okuyama M., Ohtani K., Ueda T., Hamakawa Y. // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves.*— 1985.— V. 6.— P. 74.
7. Beerman H. P. // *Infrared Phys.*— 1975.— V. 15.— P. 225.
8. Landoldt — Bornstein: *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology.*— Berlin — Heidelberg — New York: Springer — Verlag, 1975.— V. 3.— P. 157.
9. Holeman B. R., Wreathhall W. M. // *J. Phys.*— 1971.— V. D4.— P. 1898.
10. Okuyama M., Togami Y., Hamakawa Y. e. a. // *Digest of the 4th Int. Conf. Solid-State Sensors and Actuators.*— Tokyo, 1987.— P. 500.
11. Okuyama M., Matsui Y., Seto H., Hamakawa Y. // *Jap. J. Appl. Phys.*— 1980.— V. 20—1.— P. 315.
12. Wu S. Y. // *IEEE Trans. Electron. Devic.*— 1980.— V. ED-27.— P. 88.

Поступила в редакцию 13 января 1988 г.

УДК 621.382 : 537.226.4 : 537.246

И. Л. БАГИНСКИЙ, Э. Г. КОЦОВ

(Новосибирск)

ЭФФЕКТ ПАМЯТИ В ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ — $\text{Ba}_{0,5}\text{Sr}_{0,5}\text{Nb}_2\text{O}_6$ — SiO_2 — Si

В настоящее время эффект памяти в структурах металл — диэлектрик — полупроводник (МДП) нашел широкое применение при создании матриц элементов памяти, репрограммируемых электрическим полем. Элементами этих матриц служат МНОП-транзисторы или МОП-транзисторы с плавающим затвором [1, 2]. Эффект памяти обусловлен изменением поля на границе раздела полупроводник — диэлектрик ΔE_c вследствие инжекции носителей заряда из полупроводника на глубокие центры захвата в диэлектрике. Указанный процесс приводит к изменению порога включения МДП-транзистора ΔV_T , которое может сохраняться продолжительное время. Количественной мерой сдвига порога служит

изменение напряжения плоских зон МДП-структуры:

$$\Delta V_{FB} = -\Delta E_c d \approx \Delta V_T, \quad (1)$$

где d — толщина диэлектрика. Однако несмотря на большое время хранения записанной информации, достигающее 3—10 лет, МДП-элементы памяти обладают рядом серьезных недостатков, обусловленных физическим принципом их работы. Для обеспечения инжекции в МДП-структурах необходимы высокие электрические поля, превышающие $5\text{—}7 \cdot 10^8$ В/м. Это приводит, во-первых, к высоким уровням потенциалов перезаписи, во-вторых, к низкой надежности элементов, выражающейся в относительно малом числе циклов перезаписи. Недостатков, характерных для МДП-элементов памяти, можно избежать, применяя в качестве активного элемента сегнетоэлектрический слой, обладающий, как известно, низкими полями переключения [3]. Переключение в сегнетоэлектриках происходит благодаря эффекту изменения направления сегнетоэлектрической поляризации при подаче на образец электрического поля соответствующей полярности. Известен целый класс сегнетоэлектрических материалов, для которых поля переключения на несколько порядков меньше по сравнению с элементами памяти, работающими по инжекционному механизму. Применение таких материалов в устройствах реверсивной энергонезависимой памяти позволило бы резко снизить величины управляющих полей и, следовательно, увеличить надежность элементов памяти и число циклов перезаписи.

Задача о применении сегнетоэлектриков в МДП-элементах памяти неоднократно обсуждалась в литературе (см., например, [3]). Отсутствие положительного решения этого вопроса связано, на наш взгляд, с недостаточным уровнем развития технологии получения тонких сегнетоэлектрических пленок на поверхности кремния. Дело в том, что в отличие от традиционных технологий изготовления инжекционных элементов памяти (в которых применяются аморфные диэлектрические пленки) для создания элементов памяти на сегнетоэлектриках необходимо наносить на кремний текстурированные (или даже монокристаллические) пленки с заданной ориентацией c -оси (нормальной к поверхности подложки), что резко усложняет задачу их получения. Лишь в последнее время появился ряд сообщений о создании таких элементов, обладающих пока характеристиками, недостаточными для их широкого практического использования [4—10].

Цель настоящей работы — исследование специфики эффекта памяти в структурах металл — сегнетоэлектрик — полупроводник (МСП) на основе пленок ниобата бария-стронция (НБС).

Пленки НБС состава $\text{Ba}_{0,5}\text{Sr}_{0,5}\text{Nb}_2\text{O}_8$ толщиной от 1 до 4 мкм осаждались на поверхность Si n -и p -типа методом ВЧ-распыления в атмосфере кислорода. Контакт к кремнию обеспечивался путем вжигания пленки Al при температуре 500°C в течение 10 мин. В качестве верхнего электрода использовались площадки из пленок хрома (площадью $0,14 \text{ мм}^2$). Электронографические исследования показали, что пленка НБС на кремнии текстурирована с выделенным направлением c -оси, нормальным к плоскости подложки.

При исследовании использовались методики высокочастотных C — V -характеристик [11], измерения петель диэлектрического гистерезиса [3], импульсный компенсационный метод измерения напряжения плоских зон [12]. Исследование пиротока проводилось квазистационарным методом [13]. Емкость образца C_2 в области времени от 10^{-6} до 1 с измерялась путем компенсации сигнала при малом скачке напряжения ΔV в схеме, описанной в [12]. Все иллюстрации в работе приведены для образца, сформированного на кремнии n -типа (КЭФ 7,5) с толщиной пленки НБС 3,5 мкм. В дальнейшем анализе не учитывалось влияние поверхностных состояний, поскольку из вида C — V - и G — V -характеристик (применялась стандартная методика, см. [11]) следует, что плотность заряда поверхностных состояний мала: $\leq 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (не превышает

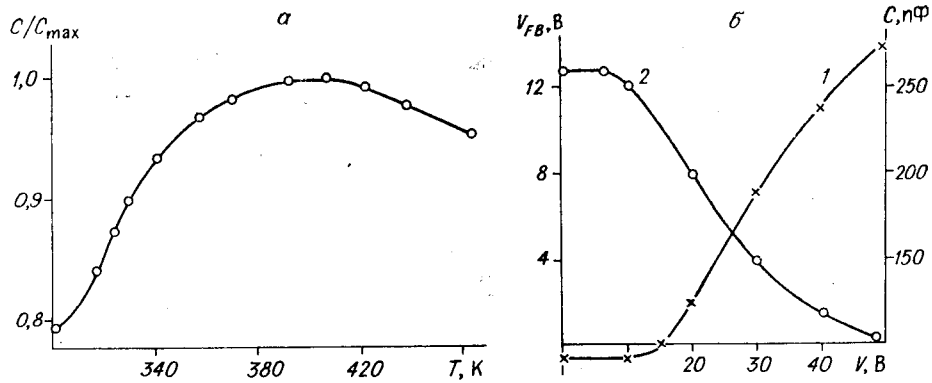


Рис. 1. Демонстрация сегнетосвойств пленки НБС на кремнии:
 а — зависимость емкости от температуры при $f = 1$ кГц; б — зависимость емкости слоя НБС (2) и напряжения плоских зон (1) от амплитуды поляризирующего импульса V (длительность 10^{-3} с)

соответствующих значений для МНОП-структур). Установлено, что пленки НБС на кремнии обладают сегнетоэлектрическими свойствами. В пользу этого вывода свидетельствует наличие характерных петель диэлектрического гистерезиса, вид зависимости электрической емкости образца C от поля и температуры (рис. 1, а, б).

Основное внимание уделялось исследованию характеристик памяти МСП-структур. Было показано, что знак заряда на границе раздела пленка — НБС — кремний (определяемый по сдвигу $C - V$ -кривой) всегда совпадает с полярностью напряжения на кремнии (что наблюдалось и в ряде других работ [4, 5, 7—9]) — так называемый гистерезис инжекционного типа (рис. 2). Этот факт иногда принимается в качестве основного доказательства доминирующей роли в эффекте памяти процессов накопления инжектированного из кремния в сегнетоэлектрик объемного заряда, аналогичных процессам в МНОП-структурах [9]. Однако симметрия гистерезиса $C - V$ -характеристики относительно оси $V = 0$ (несмотря на то что процессы инжекции электронов и дырок должны существенно различаться) и наличие сегнетосвойств пленок НБС в данных структурах позволяют усомниться в этом предположении.

Для установления механизма памяти в МСП-структуре были проведены исследования кинетических характеристик поляризации (рис. 3, а) и деполяризации (рис. 4) указанных структур в диапазоне значений времени 10^{-6} с и более. Доказательством доминирующей роли сегнетоэлектрической поляризации в эффекте памяти служит соответствие поведения величин V_{FB} , C_{Σ} , амплитуды и направления пиротока в процессе как поляризации, так и деполяризации структуры (см. рис. 3, а; 4): уменьшению V_{FB} соответствует уменьшение амплитуды пиросигнала и увеличение C_{Σ} . С целью установления причины инжекционного характера гистерезиса проведены исследования эмиссионных свойств границы раздела $Si - SiO_2 - HfO_2$ (слой SiO_2 , как показано ниже, всегда формируется на кремнии в процессе нанесения пленок НБС). Одним из методов определения этих свойств является метод установления за-

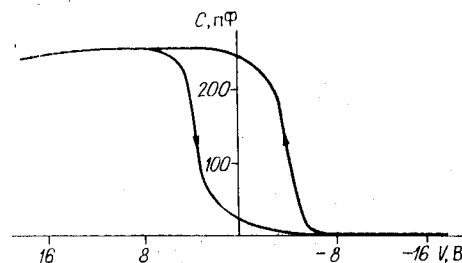


Рис. 2. Гистерезис $C - V$ -характеристики:
 стрелками показано направление обхода петли

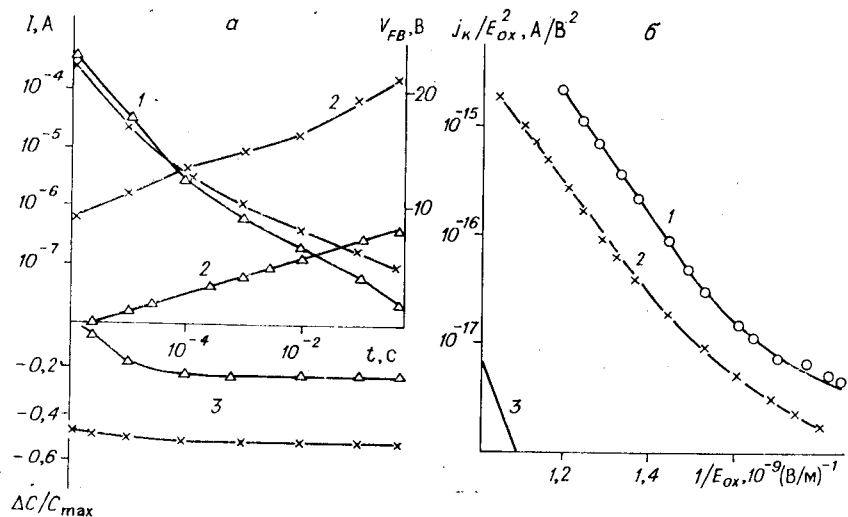


Рис. 3. Кривые поляризации МСП-структуры (а):
 1 — j , 2 — V_{FB} , 3 — $\Delta C/C_{max}$; Δ — $V = 20$ В, \times — $V = 40$ В;
 закон эмиссии (б):

1 и 2 — $V = 40$ и 20 В соответственно; 3 — идеальный закон эмиссии электронов с границы Si — SiO₂

кона эмиссии (т. е. зависимости тока инжекции с границы Si — SiO₂ j_k от величины поля на этой границе) [14, 15]. Этот метод основан на измерениях нестационарных величин $j(t)$ — полного тока — и поля на инжектирующей границе (в нашем случае $E_{ox}(t)$). Величина полного тока выражается следующим образом:

$$j(t) = \epsilon_0 \epsilon_{ox} \frac{dE_{ox}(t)}{dt} + j_k(t). \quad (2)$$

Учитывая, что структура состоит из двух слоев (SiO₂ и НБС), пренебрегая зарядом поверхностных состояний и контактной разностью потенциалов, в соответствии с определением напряжения плоских зон получаем

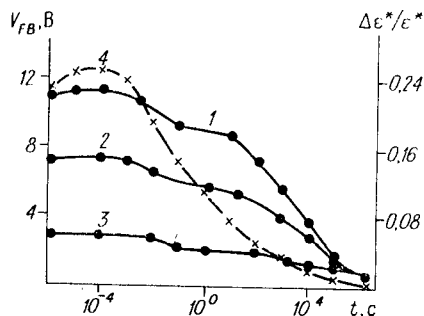
$$E_{ox}(t) = \frac{C_{\Sigma}(t)}{\epsilon_{ox} \epsilon_0} (V - V_{FB}(t)); \quad (3)$$

$$j(t) = \frac{d}{dt} [C_{\Sigma}(t) (V - V_{FB}(t))] + j_k(t), \quad (4)$$

где $C_{\Sigma}(t) = (d_{ox}/\epsilon_0 \epsilon_{ox} + d/\epsilon(t) \epsilon_0)^{-1}$ — величина емкости структуры; d_{ox} и ϵ_{ox} — толщина и диэлектрическая проницаемость слоя SiO₂; d и ϵ — толщина и диэлектрическая проницаемость пленки НБС; V — приложенное (в момент времени $t = 0$) напряжение. Таким образом, зная, как меняются во времени реально измеряемые величины $C_{\Sigma}(t)$, $V_{FB}(t)$, $j(t)$ при приложении к образцу «ступеньки» напряжения (см. рис. 3, а),

Рис. 4. Кривые деполяризации МСП-структуры:

1 — 3 — V_{FB} ; 4 — $\Delta \epsilon^*/\epsilon^*$ (изменение эффективного значения диэлектрической постоянной). Кривая 4 соответствует кривой 1



можно определить закон эмиссии. Эта зависимость, перестроенная для удобства в координатах, традиционно используемых при исследовании туннельной эмиссии, приведена на рис. 3, б. Характерными особенностями этих кривых являются: 1) несовпадение кривых, построенных при разных значениях V , и несоответствие теоретическому закону (см. кривую 3, рис. 3, б); 2) отклонение от прямой линии (в координатах $\lg j_h/E_{ox}^2 - 1/E_{ox}$) в области больших значений t , соответствующих на графике малым значениям E_{ox} ; 3) малый по сравнению с моделью автоэлектронной эмиссии наклон спрямляемого участка кривой. Модель дает следующее выражение для j_h (см. [16]):

$$j_h = AE_{ox}^2 \exp(-E_{em}/E_{ox}), \quad (5)$$

где

$$E_{em} = \frac{8\pi(2m^*\varphi^3)^{1/2}}{3\hbar e} \quad (6)$$

эмиссионное поле; $m^* = 0,42 m_0$ — эффективная масса для туннелирования электрона в SiO_2 [17]; m_0 — масса свободного электрона; \hbar — постоянная Планка; e — заряд электрона. Зная наклон прямолинейного участка закона эмиссии, нетрудно определить $E_{em} = -d \ln(j_h/E_{ox}^2)/d(1/E_{ox}) \approx 1,25 \pm 0,1 \cdot 10^{10}$ В/м и соответственно величину потенциального барьера на границе $\text{Si}-\text{SiO}_2$ $\varphi \approx 2,0$ эВ. Такая величина потенциального барьера не согласуется с известными данными по границе $\text{Si}-\text{SiO}_2$, по которым $\varphi = 3,2$ эВ [17]. Отметим увеличение указанного наклона (и соответственно экспериментально определяемого E_{em}) с увеличением V и E_{ox} .

Другим методом определения эмиссионных констант инжектирующей границы, в частности высоты барьера, является анализ зависимости времени начала накопления заряда t_1 от напряжения, поданного на структуру V (рис. 5) (время t_1 при этом определяется по точке пересечения кривых накопления заряда $V_{FB}(t)$ (см. рис. 3, а) с осью абсцисс). В том случае, если указанная зависимость спрямляется в координатах $\lg t_1 - 1/V$, то согласно инжекционной модели [15] это свидетельствует о законе эмиссии типа туннелирования через треугольный барьер (5). При этом

$$t_1 = t_0 \exp(E_{em}/E_{ox}), \quad (7)$$

где t_0 — коэффициент, слабо зависящий от поля; E_{em} и E_{ox} находятся в соответствии с (6) и (4). Зная наклон $d \ln t_1/d(1/V)$, нетрудно оценить $E_{em} \approx 1,16 \pm 0,05 \cdot 10^{10}$ В/м и $\varphi \approx 1,9$ эВ. Таким образом, определенные двумя независимыми методами величины φ практически совпали (в пределах погрешности измерений), однако несоответствие с величиной φ , характерной для реальной границы $\text{Si}-\text{SiO}_2$, остается.

Одним из возможных вариантов объяснения этого несоответствия является предположение об отсутствии на границе с кремнием слоя SiO_2 и существовании либо переходного слоя НБС с малым ϵ , либо некоторой промежуточной структуры между НБС и SiO_2 . Для проверки такого предположения были сделаны дополнительные эксперименты. Во-пер-

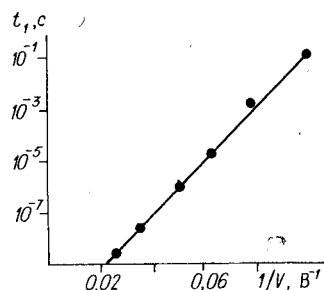


Рис. 5. Зависимость времени начала накопления заряда от приложенного напряжения

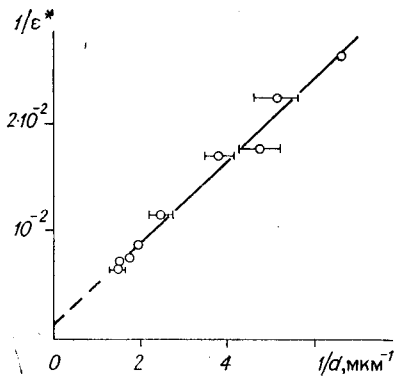


Рис. 6. Зависимость эффективной величины диэлектрической постоянной от толщины пленки НБС

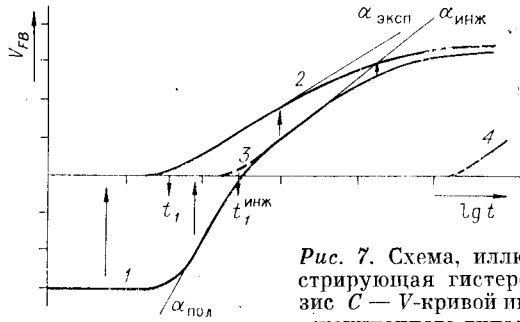


Рис. 7. Схема, иллюстрирующая гистерезис $C-V$ -кривой инжекционного типа:

1 — механизм «поляризация + инжекция», нет распада поляризации; 2 — механизм «поляризация + инжекция» с учетом распада поляризации; 3, 4 — инжекционные механизмы $\varphi = 2$ и $3,2$ эВ соответственно

вых, проводились непосредственные эллипсометрические измерения толщины слоя SiO_2 , образующегося в результате взаимодействия кремния с кислородосодержащей плазмой на начальных стадиях синтеза пленки НБС. Они показали, что при одноминутном напылении пленки НБС на «чистый» кремний ($d_{ox} \approx 2,0$ нм) образуется слой SiO_2 толщиной 9,5 нм, а при двухминутном — 13,0 нм. В дальнейшем этот слой закрывается пленкой НБС. Во-вторых, проводилось определение толщины подслоя SiO_2 и оценка диэлектрической проницаемости слоя НБС ϵ , исходя из измерения эффективного значения диэлектрической проницаемости $\epsilon^* = C_{\Sigma}d/\epsilon_0$ образцов разных толщин $d < 1$ мкм, полученных по одинаковой технологии. В общем случае $\epsilon^* < \epsilon$, поскольку образец двухслойный: его электрическая емкость C_{Σ} определяется емкостью слоев SiO_2 C_{ox} и НБС C , соединенных последовательно:

$$1/C_{\Sigma} = 1/C_{ox} + 1/C. \quad (8)$$

Учитывая, что $d \gg d_{ox}$, имеем

$$1/\epsilon^* = \frac{d_{ox}}{\epsilon_{ox}} \frac{1}{d} + \frac{1}{\epsilon}. \quad (8a)$$

Результаты измерений представлены в координатах $1/\epsilon^* - 1/d$ (рис. 6). Предполагая, что ϵ слабо зависит от d , нетрудно определить величину d_{ox} :

$$d_{ox} = \epsilon_{ox} \frac{d(1/\epsilon^*)}{d(1/d)} \quad (9)$$

— и величину ϵ по отрезку, отсекаемому на оси ординат: $d_{ox} \approx 12-15$ нм; $\epsilon \approx 500-1000$. Такая величина ϵ совпадает с величинами, характерными для структур металл — НБС — металл, сформированных на сапфировой подложке по аналогичной технологии, в диапазоне толщин пленок НБС 0,2—1,0 мкм. Предполагая, что и для данного образца это совпадение характерно: $\epsilon = 2000$ при $d = 3,5$ мкм, нетрудно оценить величину d_{ox} . Она оказалась равной 12 нм, что хорошо совпадает с проведенной выше оценкой.

Таким образом, объяснения причины определяемых экспериментально заниженных величин E_{em} (а значит, и φ) следует искать в специфике проявления сегнетосвойств пленки НБС в структуре $\text{Si} - \text{SiO}_2 - \text{НБС} - \text{Сг}$, а именно в формировании в пленке НБС сегнетоэлектрической поляризации при подаче напряжения и экранировании поляризации инжектированным из кремния в пленку НБС зарядом электронов. Если предположить, что экранирование при данном уровне инжекции осуществляется за время t_1 , много большее времени возникновения поляризации, то нетрудно показать, что наличие выходящего на границу

описанным механизмом, однако, приводит к противоречивым значениям V_{FB} на начальном участке, поскольку знак V_{FB} совпадает со знаком выходящего на границу Si—SiO₂—НБС заряда. В дальнейшем по мере экранирования поляризации инжектированным зарядом величина V_{FB} должна расти и перейдет через нуль (рис. 7, кривая 1). Однако в эксперименте наблюдается монотонный рост V_{FB} начиная с нулевого значения (см. рис. 7, кривая 2). Указанное противоречие нетрудно объяснить распадом в процессе измерения V_{FB} незаэкранированной инжектированным зарядом части поляризации за время, меньшее, чем время измерения V_{FB} (Δt — порядка нескольких микросекунд). Если не успевают произойти экранирование поляризации, то это приведет к переходу к измеряемому через Δt значению $V_{FB} = 0$; в дальнейшем по мере экранирования поляризации будет наблюдаться рост измеряемой величины V_{FB} . Этот эффект объясняется наличием в пленке НБС больших деполаризующих полей, которые при отсутствии экранирования поляризации могут превышать коэрцитивное поле E_c . Величину деполаризующих полей нетрудно оценить как $E_{вн} \approx -\sigma/\epsilon\epsilon_0(1-d/d^*)$, где $d^* = d + \epsilon d_{ox}/\epsilon_{ox}$; σ — поляризационный заряд. Полагая $\sigma \sim 20$ мкКл/см² и $\epsilon = 2000$, получаем $E_{вн} \sim -10^7$ В/м. Указанная величина $E_{вн}$ во много раз превышает коэрцитивное поле для НБС, чем и объясняются малые времена обратного переключения. Подобный эффект наблюдался ранее как в пленках сегнетоэлектриков (МСП-структуры) [6], так и в кристаллах — так называемый « t^* -эффект» [18]. Качественное описание эффекта в нашем случае нетрудно получить, следуя процедуре, приведенной в [19], и учитывая поляризационный заряд σ , выходящий на границу SiO₂ — НБС. В этом приближении

$$t_1 = t_0 \exp(E_{em}/E_{ox,0}), \quad (10)$$

$$E_{ox,0} = E_{ox} \left(1 + \frac{\sigma d}{\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{V} \right) - \quad (11)$$

величина поля в SiO₂; E_{ox} определяется по формуле (3). Таким образом, «эффективное» эмиссионное поле выражается в данном случае как

$$E_{em}^* = \frac{E_{em}}{1 + \sigma d/\epsilon\epsilon_0 V}, \quad (12)$$

т. е. оно существенно меньше E_{em} . Полагая $E_{em}^* = 1,16 \cdot 10^{10}$ В/м (экспериментально определенная величина — в соответствии с рис. 5) и $\epsilon = 2000$, нетрудно оценить величину $\sigma(V)$. В частности, при $V = 30$ В $\sigma = 18$ мкКл/см² и при $V = 10$ В $\sigma = 6$ мкКл/см². Такие величины поляризационного заряда соответствуют прямым измерениям σ в пленках НБС [20].

Из предложенного механизма следует уменьшение наклона кривой накопления заряда: $\alpha = d(V_{FB}/V)/d \lg t$ по сравнению как с инжекционным механизмом $\alpha_{инж}$, так и с механизмом поляризация + инжекция $\alpha_{пол}$ (см. приведенные выше рассуждения и рис. 7). Следуя процедуре, описанной в [15, 18], нетрудно показать, что $\alpha_{пол}/\alpha_{инж} = (E_{ox,0}/E_{ox})^2$, где $\alpha_{инж} = (E_{ox}/E_{em}) \ln 10$. В частности, при $V = 20$ В, используя приведенные выше значения σ и ϵ , имеем $\alpha_{пол} = 0,468$; $\alpha_{инж} = 0,098$, а экспериментально измеренное значение $\alpha_{эксп} = 0,073$.

Особенности закона эмиссии (см. рис. 3, б) также качественно объясняются наличием на границе SiO₂ — НБС поляризационного заряда, часть которого сразу уходит с границы при снятии напряжения (в момент измерения V_{FB}). В данном случае напряжение плоских зон выражается как

$$V_{FB}(t) = \frac{\bar{\rho}(t)d}{\epsilon\epsilon_0} (d - \bar{x}(t)) - \frac{\sigma(E_c, t)d}{\epsilon(t)\epsilon_0}, \quad (13)$$

где первое слагаемое в правой части характеризует накопление отрицательного экранирующего заряда, а второе — поляризационный заряд; $\bar{\rho}(t)$ — средний экранирующий заряд; $\bar{x}(t)$ — центроид его распределения. Если при измерении V_{FB} часть поляризационного заряда $\Delta\sigma$ распадается вследствие чего кривая закона эмиссии смещается и сдвигается в сторону больших значений поля. Указанный сдвиг сильнее выражен при больших значениях V , что связано с ростом σ при увеличении V .

Таким образом, суммируя изложенное, можно утверждать, что основные особенности записи информации в структурах М — НБС — SiO_2 — Si, из которых наиболее интересной является наличие гистерезиса инжекционного типа (см. рис. 2), качественно объясняются формированием поляризации в сегнетоэлектрике и последующим ее экранированием инжектированным из полупроводника зарядом противоположного знака.

Можно отметить, что из всех возможных механизмов экранирования наведенной поляризации в МСП-структурах («собственный» эффект поля, примесное экранирование, экранирование зарядом на электродах [21], инжекция носителей заряда) применительно к практическому использованию элементов памяти предпочтение нужно отдать инжекционному механизму. Учитывая большие величины ϵ и ширины запрещенных зон, характерные для большинства сегнетоэлектриков, нетрудно показать, что вклад полевых эффектов менее существен. Создание тонкопленочных МСП-элементов памяти, основанных на переключении направления поляризации без последующего ее экранирования [6, 10], показывает, что несмотря на использование сегнетоэлектрика с малыми значениями ϵ для них характерны высокие управляющие напряжения и большие времена записи (более 1—10 мс).

Таким образом, МСП-элемент памяти, как и традиционные МНОП-элементы, должен быть основан на накоплении заряда и сохранении его во времени, но механизм этого накопления и сохранения связан с поляризационными процессами в сегнетоэлектрике. Именно это отличие и обуславливает основные преимущества указанного класса элементов памяти — малые управляющие поля, а следовательно, большое число циклов запись — стирание и более высокую надежность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нитрид кремния в электронике/Под ред. А. В. Ржанова.— Новосибирск: Наука, 1982.
2. Косарев Ю. А., Виноградов С. В. Электрически изменяемые ПЗУ.— Л.: Энергоиздат, 1985.
3. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы.— М.: Мир, 1981.
4. Wu S.-Y. A new ferroelectric memory device, metal — ferroelectric — semiconductor transistor // IEEE Trans. Electron. Devic.— 1974.— V. ED-21, N 8.— P. 499.
5. Wu S.-Y. Memory retention and switching behaviour of metal-ferroelectric-semiconductor transistors // Ferroelectrics.— 1976.— V. 11.— P. 379.
6. Sugibuchi K., Kurogi Y., Endo N. Ferroelectric field-effect memory device using $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ film // J. Appl. Phys.— 1975.— V. 46, N 7.— P. 2877.
7. Мухортов В. М., Толстоузов С. В., Бирюков С. В. и др. Некоторые особенности проявления сегнетоэлектрических свойств в пленках $(\text{Ba}, \text{Sr})\text{TiO}_3$, выращенных на подложках из монокристаллов кремния // ЖТФ.— 1981.— Т. 51, № 7.
8. Толстоузов С. В. Исследование процессов переключения и релаксационных явлений в структурах тонкая пленка сегнетоэлектрика — кремниевая подложка // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1986.— Т. 48, № 6.
9. Дымшиц М. М., Наумченко А. С., Федоров А. К. Исследование МДП-транзистора со структурой металл — сегнетоэлектрик — полупроводник // Электрон. техника Сер. 2. Полупроводниковые приборы.— 1984.— Вып. 1(167).
10. Yamauchi N. A metal — insulator — semiconductor (MIS) device using a ferro-

electric polymer thin film in the gate insulator // Jap. J. Appl. Phys.— 1986.— V. 25, N 4.— P. 590.

11. Зи С. Физика полупроводниковых приборов.— М.: Мир, 1984.— Т. 1.
12. Baginskii I. L., Kostsov E. G., Meerson E. E. Pulse technique for flat-band voltage measurements in MIS structures // Phys. Stat. Sol. (a).— 1983.— V. 77.— P. K99.
13. Garn L. E., Sharp E. J. Use of low-frequency sinusoidal temperature waves to separate pyroelectric currents from nonpyroelectric currents // Appl. Phys.— 1982.— V. 53, N 12.— P. 8974.
14. Conti M., Vanin A. Oxide and nitride conduction mechanisms in MNOS structures // Thin Solid Films.— 1972.— V. 14, N 2.— P. 211.
15. Baginskii I. L., Kostsov E. G. Experimental determination of the mechanism of transient single-injection current flow in dielectrics // Phys. Stat. Sol. (a).— 1986.— V. 95.— P. 291.
16. Елинсон М. И., Васильев Г. Ф. Автоэлектронная эмиссия.— М.: ГИФМЛ, 1958.
17. Lenzlinger M., Snow E. H. Fowler-Nordheim tunneling into thermally grown SiO₂ // J. Appl. Phys.— 1969.— V. 40, N 1.— P. 278.
18. Барфут Дж., Тейлор Дж. Полярные диэлектрики и их применения.— М.: Мир, 1984.
19. Baginskii I. L., Kostsov E. G. Transient currents in dielectrics at non-linear law of single injection // Phys. Stat. Sol. (a).— 1985.— V. 91.— P. 705.
20. Antsigin V. D., Egorov V. M., Kostsov E. G. e. a. Ferroelectric properties of thin strontium barium niobate films // Ferroelectrics.— 1985.— V. 63.— P. 235.
21. Фридкин В. М. Сегнетоэлектрики — полупроводники.— М.: Наука, 1976.

Поступила в редакцию 4 февраля 1988 г.

УДК 621.373.826 : 535.417.2

Ю. И. БАЛКАРЕЙ, А. В. ГРИГОРЬЯНЦ, М. И. ЕЛИНСОН, Ю. А. РЖАНОВ
(Москва)

АВТОКОЛЕБАНИЯ, БЕГУЩИЕ ИМПУЛЬСЫ И СТАТИЧЕСКИЕ РАССЛОЕНИЯ В БИСТАБИЛЬНЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ С КОНКУРИРУЮЩИМИ НЕЛИНЕЙНОСТЯМИ

Введение. Перспективными объектами для разработки элементной базы систем оптической обработки информации являются нелинейные полупроводниковые интерферометры, возбуждаемые лазерным излучением. Явление оптической бистабильности, наблюдаемое в таких интерферометрах, позволяет использовать их в качестве оптических элементов памяти, логических устройств, оптических транзисторов и ряда других функциональных элементов.

Когда в полупроводнике одновременно проявляются несколько механизмов оптической нелинейности, набор возможных физических явлений становится значительно шире, чем в случае действия единственного механизма. В работе [1] нами теоретически показано, что наличие двух конкурирующих механизмов дисперсионной оптической нелинейности в бистабильных и мультистабильных интерферометрах может приводить к автоколебаниям пропускания, аналогичным описанным в [2], вблизи различных положений равновесия, генерации одиночных импульсов в ответ на малое возмущение и немонотонным переходным процессам при переключениях. В [1] также установлено, что диффузия кинетических переменных, определяющих оптические константы такой нелинейной среды, приводит к совершенно новым для оптической бистабильности поперечным эффектам с гораздо более сложной пространственно-временной динамикой по сравнению с гистерезисом профиля пучка и волнами переключения, изученными ранее в интерферометрах с единственной нелинейностью [3—8]. Эти эффекты состоят в образовании диссипативных структур в виде бегущих импульсов или статических расслоений. Причем указанные структуры могут формироваться как из незначительных внешних возмущений, так и спонтанно, представляя собой яркий пример явлений самоорганизации, характерных для сильно неравновесных систем [9, 10]. Данная работа посвящена численному моделированию