

Исследование глубоких ловушек на интерфейсе $\text{SiO}_2/6\text{H-SiC}$ методом неравновесного эффекта поля

© П.А. Иванов, Т.П. Самсонова, В.Н. Пантелеев, Д.Ю. Поляков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 12 июля 2000 г. Принята к печати 18 сентября 2000 г.)

В 6H-SiC -МОП транзисторе обедненно-обогащенного типа обнаружен и исследован неравновесный эффект поля, обусловленный глубокими поверхностными состояниями на границе раздела $\text{SiO}_2/6\text{H-SiC}$. Анализ релаксации проводимости канала транзистора (при повышенных температурах) после неравновесного заполнения поверхностных ловушек электронами показал, что эти ловушки распределены по энергиям в виде узкого гауссовского пика в верхней половине запрещенной зоны 6H-SiC : энергия в максимуме распределения $E_C - E_m = 1.19$ эВ, уширение пика $\Delta E_t \approx 85$ мэВ, сечение захвата электронов $\sigma_n \approx 10^{-14}$ см². Как мы полагаем, данные состояния имеют фундаментальную природу и представляют собой "дефекты окисления" типа P_b -центров в системе $\text{SiO}_2\text{-Si}$ (оборванные кремниевые связи).

1. Введение

К настоящему времени на основе карбида кремния (SiC) продемонстрированы МОП транзисторы разных типов [1–4]. Изготовленные транзисторы пока уступают SiC-транзисторам с p - n -переходом и затвором Шоттки по величине эффективной подвижности электронов в канале, что обусловлено влиянием электронных ловушек на границе раздела SiO_2/SiC [5].

Ловушки на интерфейсе SiO_2/SiC исследовались в большом числе работ путем анализа вольт-фарядных характеристик SiC-МОП конденсаторов (см., например, [6–8]). Однако в большинстве работ исследования были проведены при комнатной температуре, что не позволяло в случае такого широкозонного полупроводника как SiC выявить глубокие состояния (глубокие состояния отрицательно влияют, например, на величину порогового напряжения и крутизну подпороговых характеристик транзисторов с инверсным каналом).

В настоящей работе глубокие поверхностные состояния (ПС) на интерфейсе $\text{SiO}_2/6\text{H-SiC}$ исследованы методом неравновесного эффекта поля при повышенных температурах. Объектом исследований были 6H-SiC -МОП транзисторы обедненно-обогащенного типа с легированным n -каналом. В транзисторах такого типа (нормально открытых) изменение заполнения ловушек на интерфейсе окисел-полупроводник приводит к изменению толщины обедненной области затвора и, соответственно, к изменению тока стока. Из анализа кинетики проводимости канала после неравновесного заполнения поверхностных ловушек электронами определены параметры ПС: характер их распределения по энергиям в запрещенной зоне 6H-SiC и, кроме того, сечение захвата электронов. Проведено сопоставление полученных данных с результатами других исследований. Обсуждается природа выявленных состояний.

2. Объект и процедура исследований

Транзисторы (рис. 1) изготавливались на основе эпитаксиальных 6H-SiC $p^+ - n - n^+$ -структур, выращенных методом химического осаждения из газовой фазы в Индустриальном центре микроэлектроники (Стокгольм, Швеция). Изготовление приборов включало в себя следующие стандартные процессы: 1) реактивно-ионное травление SiC в плазме SF_6 для формирования мезаструктур и утоньшения канала между истоком и стоком, 2) термическое окисление поверхности SiC в потоке влажного кислорода для формирования подзатворного диэлектрика, 3) формирование омических контактов к истоку, стоку и p^+ -подложке на основе термически вожатого никеля, 4) формирование молибденового МОП затвора. В результате были изготовлены дискретные меза-изолированные транзисторные структуры со следующими параметрами: концентрация доноров в канале $N = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, толщина канала $d \approx 1.5$ мкм, длина канала $L = 5$ мкм, ширина канала $Z = 0.56$ мм, площадь мезаструктуры $S = 0.35 \times 0.25$ мм, толщина подзатворного слоя SiO_2 $d_{\text{ox}} \approx 100$ нм.

Концентрация легирующей донорной примеси в канале и толщина активной области канала выбирались из тех соображений, чтобы число доноров в канале на

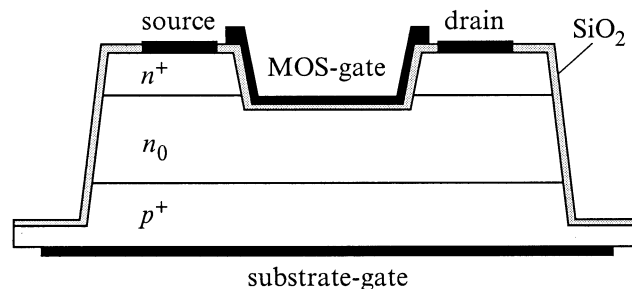


Рис. 1. Схематическое сечение МОП транзистора на основе 6H-SiC с углубленным легированным n -каналом и двумя противлежащими затворами.

единицу площади (Nd) было не более 10^{12} см^{-2} , что должно было обеспечить высокую чувствительность тока стока к изменениям заряда на интерфейсе. В показанной структуре управление током стока возможно как с помощью верхнего МОП затвора, так и с помощью нижнего $p^+ - n$ -перехода. Кроме того, $p^+ - n$ -переход может быть использован для инжекции дырок на поверхность, где они рекомбинируют с неравновесными электронами, захваченными на ПС.

Релаксационные кривые тока стока записывались самписцем при разных температурах от 293 до 442 К, в темноте. В процессе записи постоянная температура поддерживалась автоматически с точностью не хуже 0.1 К. Измерения проводились в линейном режиме работы транзистора, для чего к стоку прикладывалось небольшое напряжение $V_{DS} = 100 \text{ мВ}$. В этом случае измеряемый ток стока и проводимость канала G_{DS} прямо пропорциональны между собой: $I = G_{DS}V_{DS}$.

3. Экспериментальные результаты и их качественная интерпретация

Вольт-амперные характеристики изготовленных транзисторов, измеренные с помощью характериографа Л2-56 в режиме обеднения (в одно- и двухзатворном режимах работы), показаны на рис. 2. Эти характеристики типичны для транзисторов обедненного типа: ток

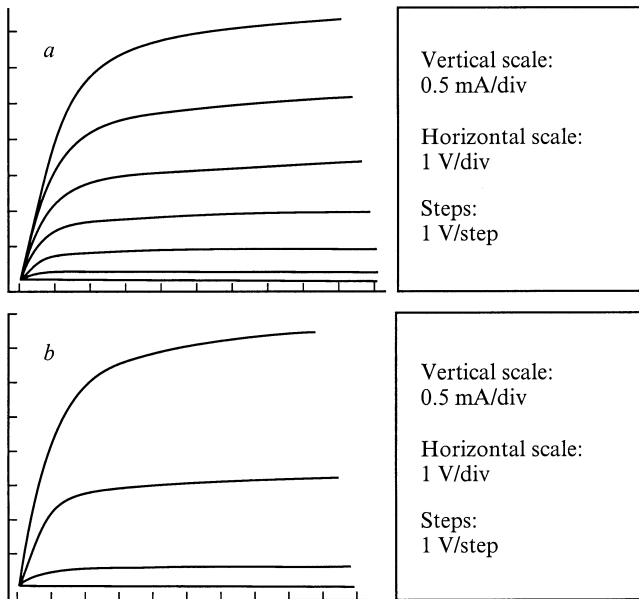


Рис. 2. Семейства сток-истоковых вольт-амперных характеристик 6H-SiC-МОП транзистора, измеренные при комнатной температуре в режиме обеднения канала (схема с общим истоком): *a* — однозатворный режим (один из затворов заземлен, а на другой подан отрицательный потенциал), *b* — двухзатворный режим (на оба затвора подан одинаковый отрицательный потенциал). Верхние кривые соответствуют нулевому напряжению на затворе. Напряжение на затворе изменяется ступенями через -1 В .

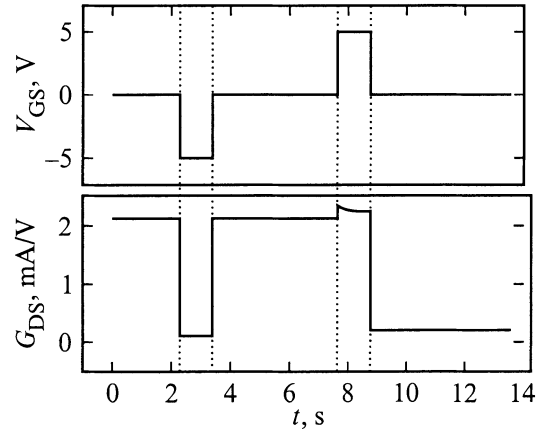


Рис. 3. Изменение проводимости канала под воздействием отрицательного (-5 В) и положительного ($+5 \text{ В}$) импульсов на затворе. Температура измерений — комнатная.

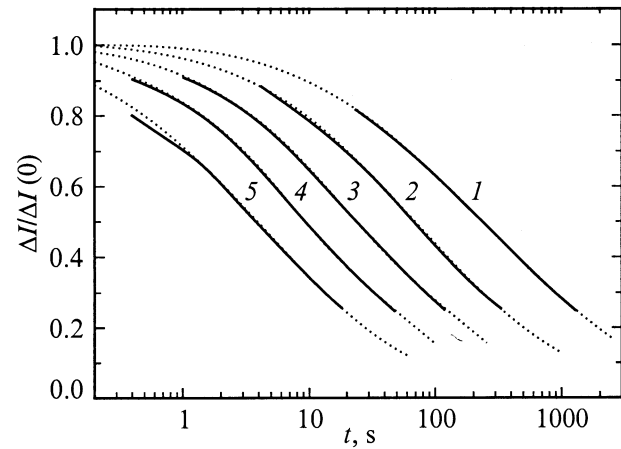


Рис. 4. Релаксационные кривые тока стока после прикладывания положительного импульса ($+5 \text{ В}$) на МОП затвор. Температура $T, \text{ К}$: 1 — 391, 2 — 404, 3 — 417, 4 — 430, 5 — 442. Сплошные кривые — эксперимент. Пунктирные кривые — результат моделирования (пояснения в тексте).

стока хорошо насыщается и управляется отрицательным напряжением как на МОП затворе, так и на $p^+ - n$ -переходе.

При исследовании воздействия на ток стока импульсов напряжения на МОП затворе оказалось, что импульсы разной полярности приводят к качественно разной картине изменения проводимости канала. На рис. 3 продемонстрировано изменение проводимости при комнатной температуре, вызванное отрицательным и положительным импульсами амплитудой 5 В и длительностью 1 с . Во время отрицательного импульса проводимость уменьшалась от 2.1 мА/В почти до нуля, а после прекращения импульса она практически мгновенно восстанавливалась до исходного значения. Во время положительного импульса проводимость немного увеличивалась, а после прекращения импульса транзистор практически закры-

вался (проводимость также падала почти до нуля и уже не восстанавливалась за время эксперимента).

Восстановить исходную проводимость канала можно было тремя способами: 1) освещением структуры видимым светом; 2) подачей положительного напряжения на $p^+ - n$ -переход и, наконец, 3) повышением температуры; соответствующие релаксационные кривые тока стока при разных температурах показаны на рис. 4 сплошными линиями. Как видно, при повышении температуры в весьма узком интервале от 391 до 442 К характерное время процесса релаксации уменьшалось от нескольких сотен до единиц секунд.

Наблюдаемый характер изменения тока стока объясняется, как мы полагаем, влиянием глубоких поверхностных состояний, которые в условиях квазиравновесия заполнены частично. При подаче на МОП затвор отрицательного напряжения заряд электронов в ПС становится неравновесным (избыточным). В темноте возврат заполнения ПС к квазиравновесному возможен за счет тепловых выбросов электронов с ПС, однако в случае глубоких состояний характерное время этого процесса при комнатной температуре может быть очень большим. При этом после прекращения импульса ситуация быстро возвращается к исходной. Таким образом, под воздействием отрицательного импульса сколько-нибудь существенного изменения заряда в ПС не происходит.

При подаче на МОП затвор положительного напряжения первоначально незаполненные ПС быстро захватывают электроны из зоны проводимости, что приводит к экранированию действия положительного потенциала МОП затвора: большая часть приложенного напряжения падает на диэлектрике, а толщина обедненной области затвора и ток стока изменяются слабо. После прекращения импульса отрицательный заряд захваченных электронов становится неравновесным. Этот "замороженный" избыточный заряд вызывает неравновесное обеднение в полупроводнике, которое и обуславливает уменьшение, после прекращения импульса, тока стока. При этом восстановление квазиравновесного значения проводимости канала описанными выше способами объясняется следующим образом: 1) при освещении структуры — оптическими переходами неравновесных электронов с уровней ПС в зону проводимости; 2) при подаче положительного напряжения на $p^+ - n$ -переход — инжекцией дырок из p^+ -области на интерфейс, где они рекомбинируют с неравновесными электронами в ПС; 3) при повышении температуры — тепловыми выбросами неравновесных электронов с уровней ПС в зону проводимости.

4. Количественная модель релаксации тока

Рассмотрим релаксацию системы после неравновесного заполнения ПС электронами, т.е. после приложения положительного импульса к МОП затвору. На рис. 5 показаны энергетические диаграммы полупроводника в

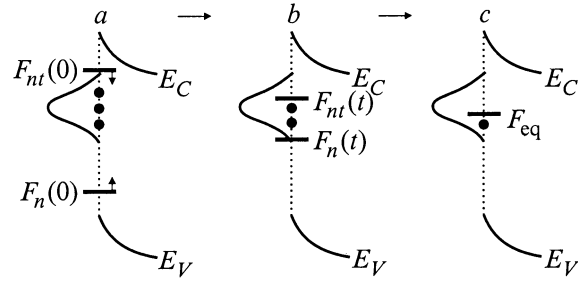


Рис. 5. Энергетические диаграммы полупроводника в разные моменты времени после приложения положительного импульса к МОП затвору: *a* — в первый момент времени после прекращения импульса ($t = 0$), *b* — в некоторый момент времени в ходе релаксации тока и *c* — после установления квазиравновесия ($t = \infty$).

разные моменты времени: *a* — в первый момент времени после прекращения импульса ($t = 0$), *b* — в некоторый момент времени в ходе релаксации тока и *c* — после установления квазиравновесия ($t = \infty$). Неравновесное состояние системы отражено на диаграммах *a* и *b* тем, что квазиуровни Ферми для электронов в ПС (F_{nt}) и для электронов в зоне проводимости (F_n) не совпадают между собой и находятся по разные стороны от квазиравновесного положения уровня Ферми (F_{eq}).

Установим вначале связь между изменением во времени концентрации избыточных электронов в ПС $\Delta n_t(t)$ и изменением тока стока $\Delta I(t)$.

В ходе релаксации изменение заряда в ПС (ΔQ_t) сопровождается изменением заряда на металлическом электроде (ΔQ_m) и заряда в области пространственного заряда (ΔQ_s). Связь между ними обусловлена общей электронейтральностью системы:

$$\Delta Q_m(t) = -[\Delta Q_t(t) + \Delta Q_s(t)]. \quad (1)$$

В свою очередь изменение поверхностного потенциала ($\Delta \psi_s$) равно, с обратным знаком, изменению падения напряжения на диэлектрике (ΔV_{ox}):

$$\Delta \psi_s(t) = -\Delta V_{ox}(t). \quad (2)$$

По определению, ΔV_{ox} связано с ΔQ_m выражением

$$\Delta V_{ox} = \frac{\Delta Q_m}{C_{ox}}, \quad (3)$$

где C_{ox} — емкость диэлектрика на единицу площади. В свою очередь величина $\Delta \psi_s(t)$ может быть выражена через изменение толщины области пространственного заряда (ОПЗ) в полупроводнике $\Delta h(t)$:

$$\Delta \psi_s = -\frac{qN}{\epsilon_s} \bar{h} \Delta h, \quad \bar{h}(t) = \frac{h(0) + h(t)}{2}, \quad (4)$$

где q — абсолютная величина заряда электрона, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Воспользуемся очевидными соотношениями для зарядов в

поверхностных состояниях и в ОПЗ полупроводника:

$$\Delta Q_t = -q\Delta n_t, \quad \Delta Q_s = qN\Delta h. \quad (5)$$

Тогда выражение, связывающее изменение концентрации электронов в ПС и изменение толщины ОПЗ, можно привести к виду

$$\Delta n_t(t) = N\Delta h(t) \left[1 + \frac{\tilde{h}(t)}{\tilde{d}_{ox}} \right], \quad \tilde{d}_{ox} = \frac{\epsilon_s}{\epsilon_{ox}} d_{ox}, \quad (6)$$

где ϵ_{ox} — диэлектрическая проницаемость окисного слоя. Величину d_{ox} в выражении (6) называют длиной экранирования поверхностного заряда металлическим электродом. Ее смысл хорошо понятен в предельном случае толстого диэлектрика: если $d_{ox} \gg h$, то заряд на металлическом электроде в ходе релаксации не изменяется, а изменение заряда в поверхностных состояниях оказывается равным, с обратным знаком, изменению заряда в ОПЗ. И наоборот, чем тоньше диэлектрик, тем сильнее металл экранирует изменение поверхностного заряда.

В линейном режиме работы транзистора изменение тока стока пропорционально изменению толщины ОПЗ: $\Delta I(t) \propto -\Delta h(t)$. В том случае, если $|\Delta h(t)| \ll h(0)$, временная зависимость $\Delta I(t)$ совпадает, с точностью до постоянного множителя, с временной зависимостью $\Delta h(t)$, так что

$$\frac{\Delta I(t)}{\Delta I(0)} \approx \frac{\Delta n_t(t)}{\Delta n_t(0)}. \quad (7)$$

Рассмотрим теперь кинетику заполнения моноэнергетических ПС после отклонения от квазиравновесия. В случае монополярного полупроводника n -типа и ПС с уровнями в верхней половине запрещенной зоны можно не учитывать обмен ловушек носителями с валентной зоной. Кроме того, в случае первоначально избыточного заполнения ловушек на начальном этапе релаксации можно пренебречь также захватом электронов из зоны проводимости. Тогда кинетическое уравнение, описывающее тепловой выброс электронов с ловушек, записывается в простейшем виде

$$\frac{dn_t}{dt} = \sigma_n v n_1 n_t = \frac{n_t}{\tau_n}, \quad (8)$$

$$n_1 = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_t}{kT}\right), \quad (\tau_n)^{-1} = \sigma_n v n_1,$$

где σ_n — сечение захвата электронов поверхностными ловушками, v — тепловая скорость электронов, N_C — эффективная плотность состояний в зоне проводимости полупроводника, $E_C - E_t$ — глубина залегания уровней ПС в запрещенной зоне относительно зоны проводимости, kT — тепловая энергия.

Решение уравнения (8) имеет вид

$$\frac{\Delta n_t(t)}{\Delta n_t(0)} = \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right). \quad (9)$$

В соответствии с формулой (7) релаксационная кривая тока в линейном режиме работы транзистора должна подчиняться выражению

$$\frac{\Delta I(t)}{\Delta I(0)} = \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right). \quad (10)$$

Как оказалось, в нашем случае зависимость $\Delta I(t)/\Delta I(0)$ от времени не описывается простой экспонентой (10), а представляет собой суперпозицию экспонент с разными значениями τ_n . Причина заключается в том, что исследуемые ПС распределены по энергиям в некотором интервале. При наличии квазинепрерывного энергетического распределения ПС по энергиям ($D_t(E)$ — энергетическая плотность состояний) состояния в произвольно расположенных интервалах dE вблизи энергии E освобождаются от электронов по закону для моноэнергетических ПС (9), где значения τ_n экспоненциально возрастают с увеличением глубины залегания уровней. При этом для любого момента времени $t > 0$ может быть определено положение квазиуровня Ферми для электронов в ПС $F_{nt}(t)$ из условия

$$\tau_n(F_{nt}) = t = (\sigma_n v N_C)^{-1} \exp\left(\frac{E_C - F_{nt}(t)}{kT}\right), \quad (11)$$

$$E_C - F_{nt}(t) = kT \ln(\sigma_n v N_C t). \quad (12)$$

Формула (12) показывает, что в ходе релаксации квазиуровень F_{nt} движется к середине запрещенной зоны. При этом предполагается, что в каждый момент времени уровни ПС, расположенные выше квазиуровня Ферми, полностью свободны от электронов, а уровни, расположенные ниже квазиуровня Ферми, полностью заполнены электронами. Тогда изменение величины Δn_t со временем вычисляется следующим образом:

$$\Delta n_t(t) = \int_{F_{eq}}^{F_{nt}(t)} D_t(E) dE. \quad (13)$$

Рассмотрим далее такие ПС, энергетическая плотность которых описывается распределением Гаусса:

$$D_t(E) = D_{tm} \exp\left[-\frac{(E - E_{tm})^2}{2(\Delta E_t)^2}\right]. \quad (14)$$

Кроме того, рассмотрим ситуацию, когда 1) концентрация квазиравновесных электронов в ПС много меньше полной концентрации уровней ($F_{eq} < E_{tm} - \Delta E_t$) и 2) первоначальная концентрация неравновесных электронов в ПС близка к полной концентрации уровней ($F_{nt}(0) > E_{tm} + \Delta E_t$). Эти условия могут быть обеспечены, вообще говоря, выбором начального напряжения на затворе и амплитудой положительного импульса.

Произведем замену переменных: $X = (E - E_{tm})/\Delta E_t$. Тогда, с учетом формулы (12) относительное изменение тока стока со временем может быть приведено к виду

$$\frac{\Delta I(t)}{\Delta I(0)} = \frac{\Delta n_t(t)}{\Delta n_t(0)} \approx \int_{-\infty}^{Z(t)} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{X^2}{2}\right) dX, \quad (15)$$

$$Z(t) = \frac{E_C - E_{tm} - kT \ln(\sigma_n v N_C t)}{\Delta E_t}. \quad (16)$$

Таким образом, при известных параметрах ПС ($E_C - E_{tm}$, ΔE_t и σ_n) зависимость тока стока от времени описывается функцией, выражаемой формулами (15) и (16).

5. Моделирование экспериментальных результатов

Для решения обратной задачи — определения параметров ПС по измеренной релаксационной кривой тока — можно аппроксимировать экспериментальную кривую полученной выше функцией (при численном решении задачи должны быть подобраны три искомого параметра). Как видно из формулы (16), при фиксированной температуре величины $E_C - E_{tm}$ и $kT \ln \sigma_n$ вносят аддитивный вклад в функцию $Z(t)$, поэтому численная аппроксимация только одной экспериментальной кривой не может дать однозначного результата по параметрам $E_C - E_{tm}$ и σ_n . Исходя из этого, один из параметров, а именно $E_C - E_{tm}$, определялся с использованием данных температурных измерений.

В рассматриваемой ситуации в момент времени $t_{0.5}$, когда $\Delta I(t)/\Delta I(0) = 0.5$, квазиуровень Ферми для электронов в ПС проходит через максимум распределения ПС: $F_n(t_{0.5}) = E_{tm}$. В соответствии с формулой (11) время $t_{0.5}$ зависит от температуры следующим образом:

$$t_{0.5} = (\tau_n)_{\max} = (\sigma_n v N_C)^{-1} \exp\left(\frac{E_C - E_{tm}}{kT}\right). \quad (17)$$

Согласно этой формуле, глубина залегания максимума плотности состояний определялась как энергия активации измеренной при разных температурах величины $t_{0.5}$. Другие параметры ПС (ΔE_t и σ_n) определялись (при каждой температуре) компьютерной аппроксимацией экспериментальных кривых $\Delta I(t)/\Delta I(0)$, но уже только по двум параметрам. При этом интеграл от распределения вероятностей, фигурирующий в (15), вычислялся по известной формуле

$$\int_{-\infty}^x \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) dy = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) (a_1 z + a_2 z^2 + \dots + a_5 z^5), \quad (18)$$

где $z = 1/(1 + px)$, $p = 0.232$, $a_1 = 0.319$, $a_2 = -0.357$, $a_3 = 1.781$, $a_4 = -1.821$, $a_5 = 1.330$ (погрешность вычисления не более $7.5 \cdot 10^{-8}$).

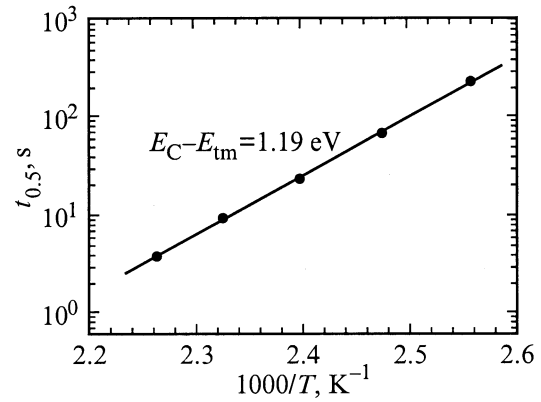


Рис. 6. Зависимость $t_{0.5}$ от $1000/T$ (пояснения в тексте).

Зависимость $t_{0.5}$ от $1/T$, построенная в полулогарифмическом масштабе (с использованием экспериментальных данных, приведенных на рис. 4), показана на рис. 6. Эта зависимость представляет собой прямую линию, наклон которой соответствует глубине залегания максимума распределения ПС $E_C - E_{tm} = 1.19$ эВ. Результаты компьютерной аппроксимации релаксационных кривых тока при разных температурах (по двум параметрам) показаны на рис. 4 пунктирными линиями, а полученные в результате аппроксимации значения подгоночных параметров при каждой температуре приведены в таблице. Для расчетов были использованы следующие величины тепловой скорости и эффективной плотности состояний в зоне проводимости при комнатной температуре: $v(T = 300 \text{ К}) = 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и $N_C(T = 300 \text{ К}) = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (отметим, что девиация произведения vN_C вносит соответствующую погрешность только в величину сечения захвата σ_n).

Как следует из рис. 4 и таблицы, рассмотренная модель очень хорошо описывает экспериментальные данные. Интегральную плотность ловушек можно оценить исходя из того, что после приложения к затвору импульса $+5 \text{ В}$ транзистор закрывался почти полностью. Это означает, что величина интегральной плотности состояний (N_t) должна быть больше, чем слоевая плотность доноров в канале, т.е. $N_t > Nd \approx 7.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, поверхностные ловушки, ответственные за наблюдаемый неравновесный эффект поля, распределены по энергиям в виде узкого гауссовского пика в верхней половине запрещенной зоны $6H\text{-SiC}$: интеграль-

Значения параметров ΔE_t и σ_n , полученные при аппроксимации релаксационных кривых тока функцией, описываемой выражениями (15) и (16)

Параметры	Температура T , К				
	391	404	417	430	442
ΔE_t , мэВ	85	83	85	86	92
$10^{14} \sigma_n$, см ²	2.8	2.8	2.6	2.2	2.3

ная плотность ловушек порядка 10^{12} см^{-2} , энергия ионизации в максимуме распределения $E_C - E_{tm} = 1.19 \text{ эВ}$, уширение пика $\Delta E_t \approx 85 \text{ мэВ}$, сечение захвата электронов $\sigma_n \approx 10^{-14} \text{ см}^2$.

6. Обсуждение результатов

Глубокие поверхностные состояния с параметрами, близкими к полученным в данной работе, были также обнаружены нами ранее и другими методами. В частности, сравнительный анализ темновых и световых вольт-фарадных ($C-V$) характеристик МОП конденсаторов на основе 6H-SiC(0001)C, измеренных при комнатной температуре, показал наличие состояний, энергия ионизации которых более 1 эВ, а интегральная плотность — не менее 10^{13} см^{-2} [9]. Анализ высокотемпературных (600 К) $C-V$ -характеристик МОП конденсаторов на основе 6H-SiC(0001)Si показал наличие пика плотности состояний с максимумом при энергии $E_C - E_{tm} \approx 1.2 \text{ эВ}$ и интегральной плотностью около 10^{12} см^{-2} [10]. Более того, было обнаружено, что аналогичные состояния присутствуют и на "свободной" поверхности SiC, не подвергнутой специальному окислению. Так, исследования низкочастотного шума в тонких пленках 4H-SiC [11] показали, что генерационно-рекомбинационный шум, наблюдаемый при повышенных температурах (550–700 К), обусловлен поверхностными ловушками с энергией ионизации $E_C - E_t \approx 1.3 \text{ эВ}$, плотностью $N_t = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и сечением захвата электронов $\sigma_n \approx 10^{-14} \text{ см}^2$. Заметим, что как для 6H-, так и для 4H-SiC максимальная плотность состояний приходится приблизительно на 0.3 эВ выше середины запрещенной зоны. Присутствием данных поверхностных состояний непротиворечиво объясняется зависимость высоты барьера Шоттки, сформированного на реальной поверхности SiC с тонким естественным окислом, от работы выхода металла [12].

Мы полагаем, что выявленные состояния по своей природе аналогичны центрам P_b в системе SiO₂/Si. В системе SiO₂/Si центры P_b вносят определяющий вклад в плотность состояний на поверхности и представляют собой "дефекты окисления" — оборванные кремниевые связи [13]. Эти центры амфотерны и дают два пика плотности состояний в запрещенной зоне кремния. Акцепторные состояния, соответствующие электронным переходам 0/–, расположены в верхней половине зоны, а донорные состояния, соответствующие электронным переходам +/0, — в нижней половине зоны. Разница между энергиями отрыва первого и второго электронов (так называемая "корреляционная энергия") составляет около 0.6 эВ. Если в случае SiC предположить существование симметричного пика плотности поверхностных состояний в нижней половине запрещенной зоны, то корреляционная энергия составит также около 0.6 эВ. Наконец, если считать, что величина этой энергии определяется внутренней структурой центра, то это дает основание полагать, что глубокие поверхностные со-

стояния на интерфейсе SiO₂/SiC аналогичны по своей природе центрам P_b в системе SiO₂/Si. При этом интегральная плотность состояний и уширение пика их плотности зависит от кристаллографической ориентации и условий обработки поверхности SiC: плотность состояний минимальна на хорошо окисленной поверхности с ориентацией (0001)Si и максимальна на свободной поверхности SiC с ориентацией (0001)C.

7. Заключение

В системе SiO₂–n-6H-SiC обнаружен и исследован неравновесный эффект поля, обусловленный глубокими поверхностными состояниями. Обнаруженные состояния представляют собой "дефекты окисления" типа центров P_b в системе SiO₂–Si и имеют следующие параметры: энергия ионизации в максимуме распределения $E_C - E_{tm} = 1.19 \text{ эВ}$, уширение пика $\Delta E_t \approx 85 \text{ мэВ}$, сечение захвата электронов $\sigma_n \approx 10^{-14} \text{ см}^2$.

Авторы выражают благодарность А.О. Константинову, К. Харрису и С. Карлссону из Индустриального центра микроэлектроники (Стокгольм, Швеция) за предоставленные для работы эпитаксиальные SiC-структуры.

Список литературы

- [1] A.K. Agarwall, J.B. Casady, L.B. Rowland, W.F. Walek, M.H. White, C.D. Brandt. IEEE Electron Dev. Lett., **18**, 586 (1997).
- [2] J. Spitz, M.R. Melloch, J.A. Cooper, jr., M.A. Capano. IEEE Electron Dev. Lett., **19**, 100 (1998).
- [3] J.N. Shenoy, J.A. Cooper, M.R. Melloch. IEEE Electron Dev. Lett., **18**, 93 (1997).
- [4] R. Singh, S.H. Ryu, J.W. Palmour. *Abstracts of the ICSCRM'99*, held in Sheraton Imperial Center, Research Triangle Park, NC, October 10–15 (1999) Abstr. No 345.
- [5] E. Arnold, N. Ramungul, T.P. Chow, M. Ghesso. In: *Silicon Carbide, III-Nitrides and Related Materials*, ed. by G. Pensl, H. Morkoc, B. Monemar, E. Janzen (Trans. Tech. Publications, Ltd, Switzerland, 1998) Part 2, p. 1013.
- [6] П.А. Иванов, А.О. Константинов, В.Н. Пантелеев, Т.П. Самсонова, В.Е. Челноков. ФТП, **28**, 1172 (1994).
- [7] P. Friedrichs, E.P. Burt, R. Schorner. J. Appl. Phys., **79**, 7814 (1996).
- [8] J.A. Cooper, jr. Phys. St. Sol. (a), **162**, 305 (1997).
- [9] П.А. Иванов, В.Н. Пантелеев, Т.П. Самсонова, А.В. Суворов, В.Е. Челноков. ФТП, **27**, 1146 (1993).
- [10] П.А. Иванов, К.И. Игнат'ев, В.Н. Пантелеев, Т.П. Самсонова. Письма ЖТФ, **23** (20), 55 (1997).
- [11] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 164 (2000).
- [12] P.A. Ivanov, K.I. Ignat'ev. In: *Silicon Carbide, III-Nitrides and Related Materials*, ed. by G. Pensl, H. Morkoc, B. Monemar, E. Janzen (Trans. Tech. Publications, Ltd, Switzerland, 1998) Part 2, p. 809.
- [13] G.J. Geardi, E.H. Poindexter, P.J. Caplan. Appl. Phys. Lett., **49**, 348 (1986).

Редактор Т.А. Полянская

A study of deep traps at a $\text{SiO}_2/6H\text{-SiC}$ interface by a nonequilibrium field effect method

P.A. Ivanov, T.P. Samsonova, V.N. Panteleev,
D.Yu. Polyakov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia