

МОП КОНДЕНСАТОР НА ОСНОВЕ ТЕРМИЧЕСКИ ОКИСЛЕННОГО n -6H—SiC (000 $\bar{1}$) С

П. А. Иванов, В. Н. Пантелеев, Т. П. Самсонова, А. В. Суворов,
В. Е. Челноков

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

(Получена 17 февраля 1993 г. Принята к печати 24 февраля 1993 г.)

Проанализирована малосигнальная комплексная проводимость МОП конденсатора Al/SiO₂/6H—SiC на частоте 1 КГц при комнатной температуре. Подзатворный диэлектрик толщиной 15 нм выращен термическим окислением эпитаксиального слоя n -6H—SiC с ориентацией (000 $\bar{1}$) С в потоке сухого кислорода при температуре 1100 °С.

Показано существование на границе раздела SiO₂/SiC поверхностных состояний (ПС) с очень большим временем релаксации при комнатной температуре (не менее нескольких ч). Из исследований релаксации зарядового состояния МОП структуры при освещении «примесным» для SiC светом (после неравновесного обеднения приповерхностной области SiC основными носителями) оценены плотность и энергетическое положение данных ПС в запрещенной зоне 6H—SiC: $N_T \approx 10^{13}$ см⁻², $E_T \approx E_C - 0.9$ эВ.

Введение. К настоящему времени изучено большое число различных систем металл—диэлектрик—полупроводник (МДП). С точки зрения практического применения, наибольшее распространение в электронике получили МОП структуры на основе термически окисленного кремния. Это обусловлено как высокими изоляционными свойствами термического SiO₂, так и тем, что для границы раздела SiO₂/Si разработаны методы снижения плотности быстрых поверхностных состояний до величины 10⁹—10¹⁰ эВ⁻¹ см⁻² (в средней части запрещенной зоны кремния).

Карбид кремния, как и кремний, окисляется с образованием на поверхности гомогенной окисной пленки с составом, близким к тому, что установлен в работах [1, 2]. При этом окисление можно проводить в сходных с процессом окисления кремния условиях: в потоке влажного или осушенного кислорода, при температурах 900—1200 °С. Наличие у карбида кремния «естественного» окисла SiO₂ дает основание надеяться на широкие перспективы SiC МОП технологии в электронике [достаточно отметить уже созданные к настоящему времени высокотемпературные (923 К) планарные МОП транзисторы с инверсным n -каналом] [3, 4].

Потенциальные практические применения МДП структур определяются, как известно, их зарядовыми свойствами. Немногочисленные данные о зарядовом состоянии МОП структур на основе термически окисленного SiC (см., например, [1, 2, 5–8]) весьма разнородны, что касается главным образом величины плотности и энергетического распределения поверхностных состояний на границе раздела SiO₂/SiC. Эту ситуацию можно объяснить как различными свойствами исходного материала (разные SiC-политипы, разная кристаллографическая ориентация окисляемой поверхности и т. д.), так и разной технологией окисления (разные температуры, окислительная атмосфера, толщина окисной пленки и т. д.). Важно отметить и то, что к интерпретации полученных экспериментальных результатов

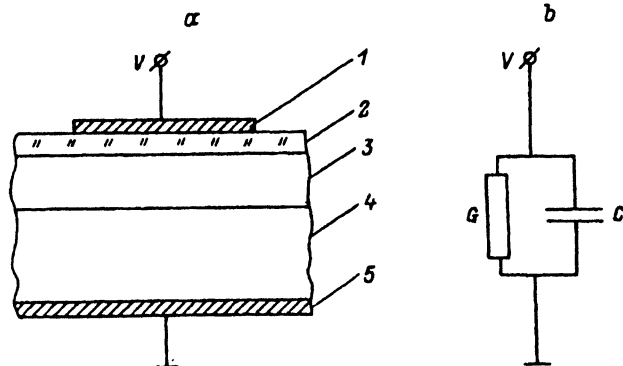


Рис. 1. Поперечный разрез (а) и эквивалентная схема замещения (б) МОП конденсатора $\text{Al/SiO}_2/n\text{-6H-SiC (000}\bar{1}\text{) C}$. 1 — Al, 2 — SiO_2 , 3 — эпитаксиальный n -слой, 4 — n^+ -подложка, 5 — Ni.

нужно подходить весьма осторожно, учитывая особенности свойств широкозонного карбида кремния.

Главная цель настоящего исследования заключалась в том, чтобы охарактеризовать поверхностные состояния (ПС) на границе раздела $6\text{H-SiC (000}\bar{1}\text{) C}$ с тонким собственным окислом, изготовленным по простой технологии «сухого» окисления. С этой целью изучалась комплексная проводимость МОП конденсатора $\text{Al/SiO}_2/n\text{-6H-SiC (000}\bar{1}\text{) C}$ на малом переменном сигнале при комнатной температуре.

Образцы

Для изготовления МОП конденсаторов (рис. 1, а) были использованы эпитаксиальные пленки $6\text{H-SiC } n$ -типа проводимости, выращенные методом сублимационной эпитаксии на n^+ -подложках Лели с удельным сопротивлением порядка $0.1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Поверхность пленок ориентирована в плоскости $(000\bar{1})\text{ C}$, их толщина составляет несколько микрометров. Для изготовления МОП структур отбирались пленки с концентрацией нескомпенсированных доноров (азот) в пределах $(3\div 5)\cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (контроль производился по вольт-фарадным характеристикам Au-барьеров Шоттки). После очистки поверхности эпитаксиальные пленки окислялись сухим способом при температуре 1100°C (расход кислорода $100 \text{ см}^3/\text{мин}$) до образования окисной пленки толщиной $10\text{--}40 \text{ нм}$. В качестве материала затвора был использован алюминий, напыленный на непогреваемую подложку термическим испарением. Контактные площадки затвора диаметром 0.225 мм были сформированы фотолитографией. Омическим контактом к n^+ -подложке служил никель, нанесенный ионным распылением.

Методика и результаты эксперимента

Относительно используемого в данной работе метода исследования зарядового состояния МДП конденсатора по его вольт-фарадным характеристикам (ВФХ) следует иметь в виду следующее. Обычно для измерений зависимости дифференциальной емкости от напряжения используют малый по амплитуде переменный сигнал, модулирующий медленно изменяемое напряжение смещения на затворе. При этом различают низкочастотные (НЧ) равновесные и высокочастотные (ВЧ) квазиравновесные и неравновесные ВФХ. Под низкими понимают частоты, при которых концентрации носителей зарядов в разрешенных зонах и на уровнях ПС в любой момент времени совпадают со своими равновесными

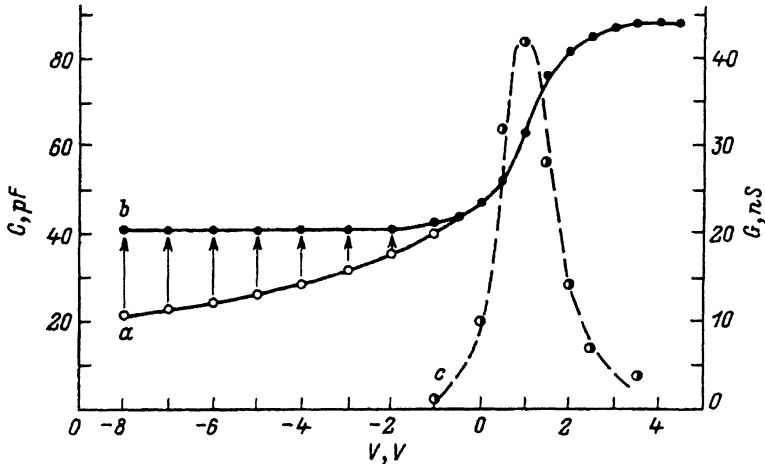


Рис. 2. $C-V$ (a , b) и $G-V$ -зависимости (c) МОП конденсатора при 300 К (частота $f=1$ КГц). a — темновые измерения после переключений $0 \rightarrow V$, b — измерения установившихся значений емкости после ее релаксации на свету.

значениями. Это справедливо при достаточно медленных изменениях поверхностного потенциала, когда генерационно-рекомбинационные процессы успевают устанавливать термодинамическое равновесие между концентрациями носителей заряда в любой точке образца. Под высокими понимают частоты, при которых концентрации неосновных носителей и зарядов в ПС не успевают за частотой малого переменного сигнала. Если при этом они отслеживают те изменения поверхностного потенциала, которые вызваны медленными изменениями напряжения смещения на затворе, то имеет место так называемое «квазиравновесие», в противном же случае реализуется импульсный неравновесный эффект поля.

Очевидно, что при комнатной температуре для такого широкозонного полупроводника как $6H-SiC$ ($E_g=3.0$ эВ) выполнение указанных критериев по отношению к перезарядке распределенных по энергиям ПС будет изменяться в зависимости от положения уровня Ферми на границе раздела относительно уровней ПС. При этом экспериментальная ВФХ при увеличении поверхностного потенциала может трансформироваться, переходя от равновесной НЧ к ВЧ квазиравновесной и далее к ВЧ неравновесной.

В данной работе комплексная проводимость изготовленных МОП конденсаторов изучалась при комнатной температуре на частоте 1 КГц, при помощи трансформаторного моста полных проводимостей Е8-2, работающего по параллельной схеме замещения измеряемого импеданса (рис. 1, b). Смещение на затвор подавалось от источника напряжения ЛИПС-2, включенного в разрыв нейтрали измерительного трансформатора и зашунтированного по переменному току конденсатором в 20 мкФ.

Измерения $C-V$ - и $G-V$ -зависимостей были проведены в диапазоне напряжений смещения затвора $-8 \div +5$ В двумя способами.

По первому способу МОП емкость измерялась в темноте сразу после переключений $0 \rightarrow V$. При этом для всех значений напряжения смещения релаксации емкости после переключений зафиксировано не было (за время около 1 ч). Полученная таким способом измерений $C-V$ -зависимость (рис. 2, a) свидетельствует о том, что МОП емкость модулируется напряжением смещения на затворе во всем диапазоне его изменения.

При втором способе, когда измерения проводились на дневном свету, была зафиксирована релаксация МОП емкости в сторону увеличения после

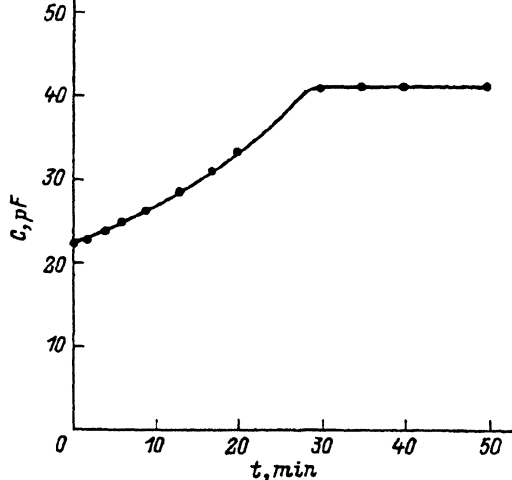


Рис. 3. Релаксация МОП емкости на дневном свете после переключения $0 \rightarrow -8$ В.

переключений $0 \rightarrow V$ в интервале $-8 \div -1$ В. При переключении $0 \rightarrow -8$ В емкость увеличивалась почти в 2 раза, а время релаксации составляло около получаса (рис. 3) (при засветке маломощной лампой накаливания оно уменьшалось до нескольких десятков секунд). После полной релаксации емкости на дневном свете структура затемнялась, при этом никакой обратной релаксации зафиксировано не было. $C-V$ -зависимость, полученная измерениями установившихся в результате релаксаций значений емкости, показана на рис. 2, б. Как видно, в данном случае МОП емкость практически не зависит от напряжения в интервале $-8 \div -1$ В (заметим, что именно в этом интервале происходит релаксация); далее, так же, как и при темновых измерениях, емкость возрастает и насыщается в области положительных напряжений.

$G-V$ -зависимости при двух способах измерений не отличаются и имеют вид кривой с максимумом, который приходится на область максимальной скорости изменения МОП емкости от приложенного к затвору напряжения (рис. 2, с). Аналогичные измерения на частоте 1 МГц, проведенные при помощи измерителя Е7-12, показали, что как $C-V$ -, так и $G-V$ -зависимости качественно повторяются, но оказываются при этом смещенными в сторону более положительных смещений затвора (рис. 4).

Интерпретация экспериментальных результатов

При интерпретации экспериментальных результатов мы исходим из того, что максимальная МОП емкость, измеренная при положительном смещении затвора, равна геометрической емкости оксидного слоя: $C_{ox} = 88$ пФ. Используя для диэлектрической проницаемости (ϵ_{ox}) величину $3.8 \epsilon_0$ [1], можно вычислить толщину оксидного слоя: $d_{ox} = \epsilon_{ox} S / C_{ox} = 15$ нм ($S = 4.0 \cdot 10^{-4}$ см² — площадь затвора). На рис. 5 показана зависимость вычисленной таким образом толщины окисной пленки для разных МОП структур от времени окисления. Найденная из этой зависимости величина линейной константы скорости окисления 6Н—SiC (0001) C при 1100 °С, $V = 0.33$ мкм/ч соответствует данным работы [1], где толщины окисла определялись эллипсометрическим методом.

Как видно из рис. 2, с, в диапазоне смещений затвора $-1 \div +3$ В МОП конденсатор имеет активную составляющую проводимости, которая интер-

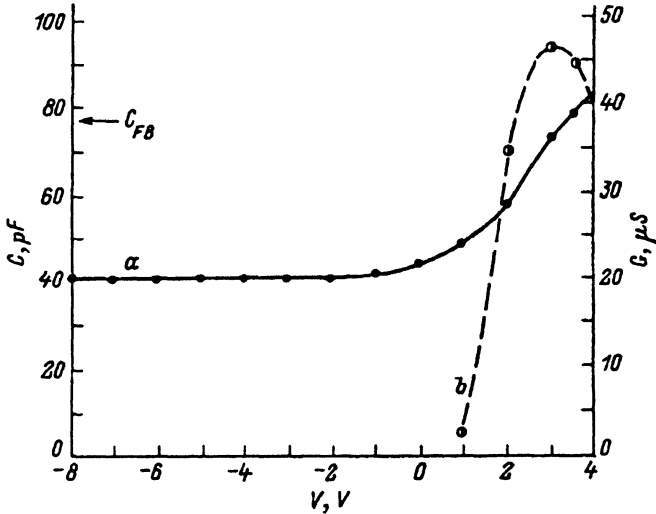


Рис. 4. $C-V$ (а) и $G-V$ -зависимости (б) МОП конденсатора при 300 К ($f=1$ МГц). $C-V$ -зависимость соответствует значениям емкости после релаксации.

претируется как перезарядка тех уровней ПС, время релаксации которых сравнимо по порядку величины с полупериодом переменного сигнала [9]. Таким образом, пик проводимости разделяет весь диапазон напряжений V на 2 интервала, где реализуются НЧ ($V=+3 \div +5$ В) и ВЧ ($V=-8 \div -1$ В) $C-V$ -зависимости.

Характер экспериментальных ВЧ ВФХ может быть объяснен присутствием на границе раздела SiO_2/SiC глубоких ПС высокой плотности. В самом деле, при наличии поверхностных состояний индуцированный в полупроводнике заряд, равный по абсолютной величине изменению заряда на металлическом электроде ΔQ_m , перераспределяется между ПС (ΔQ_i) и областью объемного заряда (ОПЗ) полупроводника (ΔQ_s)

$$\Delta Q_m(t) = -[\Delta Q_i(t) + \Delta Q_s(t)],$$

а соответствующее изменение напряжения на затворе также делится между диэлектриком (ΔV_{ox}) и полупроводником ($\Delta V_s = \Delta \psi_s$):

$$\Delta V(t) = \Delta V_{ox}(t) + \Delta \psi_s(t).$$

Если при переключении $0 \rightarrow V$ поверхностный потенциал в начальный момент времени достигает такой величины, что $E_F(t=0) < E_i$ (E_i — энергетическое положение ПС в запрещенной зоне, E_F — положение уровня Ферми на границе раздела SiO_2/SiC), то такое переключение переводит ПС в состояние неравновесного заполнения электронами, так что $\Delta Q_i(t=0) = 0$, а $\Delta Q_m(t=0) = -\Delta Q_s(t=0)$. Далее, если ПС настолько глубокие, что время их релаксации τ_i много больше длительности эксперимента, то неравновесное состояние их заполнения за время эксперимента будет сохраняться (действительно, емкость в темноте не релаксирует).

По измеренной неравновесной ВЧ ВФХ можно определить концентрацию нескомпенсированных доноров в полупроводнике, поскольку при больших напряжениях на затворе $\Delta(C^{-2})/\Delta V \sim (Nd)^{-1}$. Действительно, в диапазоне напряжений $-8 \div -3$ В $C^{-2}-V$ -зависимость оказалась линейной (рис. 6), рассчитанная по ее наклону концентрация доноров N_d составляет $4.0 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что совпадает с результатами измерений по ВФХ Au-барьеров Шоттки.

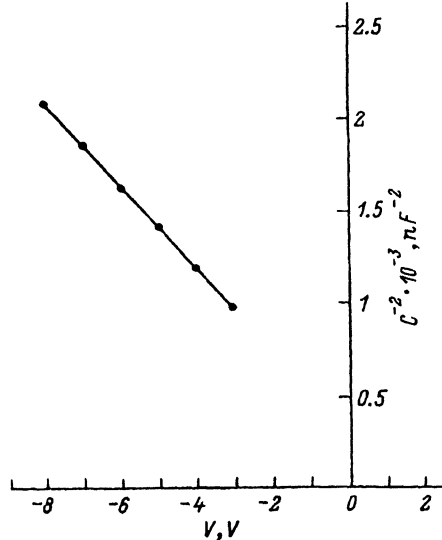
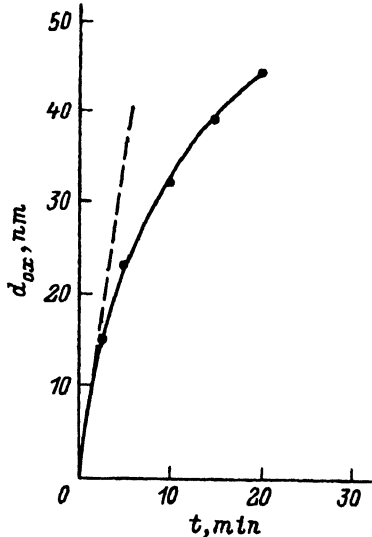


Рис. 5. Зависимость толщины окисла, вычисленной по максимальной емкости МОП конденсатора, от времени окисления при 1100 °С (линейная константа скорости окисления $B = 0.33$ мкм/ч).

Рис. 6. Неравновесная ВЧ ВФХ МОП конденсатора в координатах $(1/C^2) - V$ (наклон соответствует концентрации нескомпенсированных доноров $4.0 \cdot 10^{17}$ см⁻³).

При подсветке МОП структуры примесным для SiC светом становятся возможными оптические переходы неравновесных электронов с уровня PS в зону проводимости. Если при этом время оптической релаксации (зависящее от интенсивности света) остается много большим периода измерительного сигнала, то после релаксации измеряемая емкость будет соответствовать квазиравновесной ВЧ ВФХ. В случае высокой плотности PS поверхностный потенциал в процессе релаксации может уменьшиться до значения, соответствующего условию $E_F = E_i$. В этом случае квазиравновесное значение ψ_s в некотором диапазоне изменения V будет постоянным. Постоянство ψ_s в свою очередь означает неизменность измеряемой ВЧ емкости МОП конденсатора, что соответствует эксперименту.

Перейдем теперь к количественной оценке энергетического положения PS в запрещенной зоне SiC и оценке их плотности по ВЧ ВФХ.

Введем следующие обозначения: C_{eq} и $C_{s eq}$ — минимальные значения емкости МОП структуры и ОПЗ (толщиной $h_{s eq}$) в условиях квазиравновесия, $\psi_{s eq}$ — соответствующая величина поверхностного потенциала. Тогда $C_{s eq} = C_{ox} C_{eq} / (C_{ox} - C_{eq}) = 77$ пФ, $h_{s eq} = \epsilon_s S / C_{s eq} = 46$ нм, $\psi_{s eq} = q N_d h_{s eq}^2 / 2 \epsilon_s = 0.76$ В. С учетом того, что в нейтральной области полупроводника $E_c - E_F = 0.1$ эВ, для энергетического положения PS имеем $E_i \approx E_c - 0.86$ эВ. Зная глубину данных PS, можно оценить время их релаксации в темноте. Полагая при комнатной температуре тепловую скорость электронов в SiC $v \sim 10^7$ см/с, сечение захвата электронов на PS $\sigma \sim 10^{-17}$ см² и величину $n_1 = n_i \exp[(E_i - E_F) / kT] \sim 10^5$ см⁻³ ($n_i \sim 10^{-6}$ см⁻³, $E_i - E_F = 0.64$ эВ), имеем для времени релаксации $\tau_i = (\sigma v n_1)^{-1} \sim 10^5$ с, т. е. несколько десятков часов.

Плотность данных PS можно оценить двумя способами, рассматривая либо релаксацию неравновесной емкости, либо непосредственно квазиравновесную ВЧ ВФХ.

1. *Определение плотности PS по релаксации неравновесной емкости.* Рассмотрим отклонение от состояния квазиравновесия (рис. 7), когда напряжение

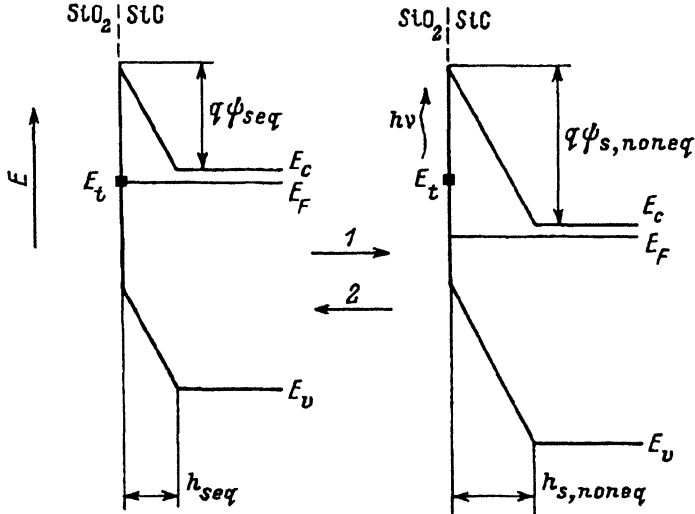


Рис. 7. Схема релаксации зарядового состояния МОП структуры с глубокими ПС высокой плотности при отклонении от состояния квазиравновесия. 1 — неравновесное обеднение SiC, 2 — релаксация.

на затворе ступенчато изменяется на величину $\Delta V = \text{const}(t)$. После приложения ступеньки напряжения в любой момент времени

$$\Delta V = \Delta V_{ox}(t) + \Delta \psi_s(t).$$

При этом

$$\Delta V_{ox}(t=0) = \Delta Q_s(t=0)/C_{ox}, \quad \Delta V_{ox}(t=\infty) = \Delta Q_t(t=\infty)/C_{ox},$$

$$\Delta \psi_s(t=0) = qN_d \epsilon_s \Delta h_s \tilde{h}_s, \quad \Delta \psi_s(t=\infty) = 0,$$

где $\Delta h_s = h_s(t=0) - h_s(t=\infty)$, а $\tilde{h}_s = [h_s(t=0) + h_s(t=\infty)]/2$. Изменение падения напряжения в диэлектрике в результате релаксации неравновесной емкости составит

$$\Delta' V_{ox} = \Delta V_{ox}(t=\infty) - \Delta V_{ox}(t=0) = \frac{\Delta Q_t(t=\infty) - \Delta Q_s(t=0)}{C_{ox}},$$

что равно с обратным знаком изменению поверхностного потенциала при релаксации

$$\Delta' \psi_s = \Delta \psi_s(t=\infty) - \Delta \psi_s(t=0) = -qN_d \epsilon_s \Delta h_s \tilde{h}_s.$$

Учитывая, что $\Delta Q_t(t=\infty) = \Delta n_t q S$, а $\Delta Q_s(t=0) = N_d \Delta h_s q S$, имеем для плотности ПС Δn_t следующее выражение:

$$\Delta n_t = N_d \Delta h_s \left(1 + \frac{\tilde{h}_s}{\tilde{d}_{ox}} \right),$$

где $\tilde{d}_{ox} = d_{ox}(\epsilon_s/\epsilon_{ox})$ — длина экранирования поверхностного заряда управляющим электродом. Смысл последнего выражения становится хорошо понятным в предельных случаях толстого ($\tilde{d}_{ox} \gg \tilde{h}_s$) и тонкого ($\tilde{d}_{ox} \ll \tilde{h}_s$) диэлектриков. В первом случае пространственного перераспределения заряда (относительно металлического электрода) практически не происходит, так что величина заряда на металлическом электроде в процессе релаксации остается неизменной, а $\Delta n_t = N_d \Delta h_s$ (заряд, возникающий в ПС в процессе релаксации, равен изменению заряда в ОПЗ). Во втором случае металлический электрод экранирует возника-

ющий в ПС заряд, так что для компенсации изменения заряда в ОПЗ требуется большее изменение заряда в ПС: $\Delta n_i = N_d \Delta h_s (\bar{h}_s / \bar{d}_{ox})$.

В нашем эксперименте при переключении $-1 \rightarrow -8$ В \bar{d}_{ox} и \bar{h}_s сравнимы по порядку величины; рассчитанная величина Δn_i составляет $9.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

2. Определение плотности ПС по квазиравновесной ВЧ ВФХ.

Поскольку при изменении напряжения на затворе в пределах $-1 \div -8$ В квазиравновесная ВЧ емкость не изменяется, это означает, что весь индуцируемый внешним напряжением заряд уходит в поверхностные состояния, т. е. плотность ПС может быть вычислена следующим образом:

$$\Delta n_i = \frac{\Delta VC_{ox}}{qS}.$$

Рассчитанная по этому соотношению плотность ПС Δn_i составляет ту же величину, равную $9.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что подтверждает модель перераспределения индуцированного заряда между ОПЗ и ПС.

В заключение необходимо сделать следующие замечания, касающиеся определения плотности ПС. Рассчитанная по релаксации неравновесной ВЧ емкости величина $\Delta n_i = 9.6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (при $\Delta V = 7$ В) составляет, по-видимому, лишь часть полной величины N_i . Поскольку в процессе релаксации все напряжение ΔV , приложенное к затвору, падает на диэлектрике, в нем возникает большая напряженность поля (при $V = -8$ В в конце релаксации напряженность поля в оксиде достигает 5 МВ/см). Увеличение ΔV свыше 7 В вызывало электрический пробой оксида, что не позволило определить полный заряд электронов, которые могут быть захвачены на данные ПС.

С другой стороны, плотность ПС можно было бы определить, используя квазиравновесную ВЧ ВФХ, по величине напряжения «плоских» зон. Однако измеренные в данном эксперименте ВФХ в окрестности рассчитанной емкости плоских зон не являются высокочастотными даже для частоты 1 МГц (рис. 3). Можно видеть лишь то, что напряжение плоских зон должно быть существенно больше +5 В. Вообще говоря, для такого широкозонного полупроводника как SiC, определение энергетического распределения плотности ПС $D_i(E)$ в пределах всей запрещенной зоны представляет значительную трудность из-за очень большого времени релаксации глубоких ПС. Наиболее приемлемый путь решения данной задачи — это, по-видимому, анализ частотной зависимости максимума активной составляющей малосигнальной проводимости при сканировании температуры в максимально доступном интервале.

Данная работа выполнена в рамках программы исследований карбида кремния, частично финансируемой Аризонским университетом (США).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] A. Suzuki, H. Ashida, M. Furui, K. Mameno, H. Matsunami. Japan. J. Appl. Phys., 21, 579 (1982).
- [2] K. Shibahara, S. Nishino, H. Matsunami. Japan. J. Appl. Phys., 23, 862 (1984).
- [3] J. W. Palmour, H. S. Kong, R. F. Davis. J. Appl. Phys., 64, 2168 (1988).
- [4] J. W. Palmour, H. S. Kong, D. G. Waltz, J. A. Edmond, C. H. Carter. I HITEC Transactions (ed. by D. B. King, E. V. Thome), 511. Albuquerque NM (1991).
- [5] R. S. Harris. Sol. St. Electron., 12, 103 (1976).
- [6] J. J. Kopanski, D. B. Novotny. Extend. Abstr. of the 176 Electrochem. Soc. Meet., 722. Hollywood Fla. (1989).
- [7] J. J. Kopanski, R. E. Avila. Proc. of the 3 ICACSC, 119. Washington DC (1990).
- [8] M. Shinohara, M. Yamanaka, S. Misawa, H. Okumura, S. Yoshida. Japan. J. Appl. Phys., 30, 240 (1991).
- [9] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов, 1, М. (1984).

Редактор Т. А. Полянская