

## РЕЗИСТИВНО-ЕМКОСТНЫЕ МДП СТРУКТУРЫ С СИЛЬНОЙ ЗАРЯДОВОЙ СВЯЗЬЮ ПО БОГАЩЕННОМУ СЛОЮ

Сысоев Б. И., Антюшин В. Ф., Кипнис М. М.

Экспериментально исследована сильная зарядовая связь по обогащенному основным носителями слою на границе раздела Si—SiO<sub>2</sub>.

На основе экспериментальных данных показано, что обогащенный слой отделен от нейтрального объема полупроводника *p*-типа потенциальным барьером (областью обеднения).

Поверхностная подвижность носителей заряда в таком слое при температурах 200—300 К ограничена рассеянием на поверхностных фоновых.

В работах [1, 2] показано, что в структурах типа МДП со сплошным высокоомным электродом между низкоомными контактными площадками осуществляется управляемая внешним постоянным напряжением зарядовая связь по инверсионному поверхностному слою полупроводника. Наличие резистивного слоя (рис. 1) ведет к тому, что под действием постоянного напряжения ( $\bar{V}$ ) область пространственного заряда

в полупроводнике формируется не только под контактными площадками 2, 3, а и в периферийной области. При этом электрическое поле практически однородно вдоль поверхности. Если у поверхности полупроводника сформирован инверсионный слой 4, отделенный от

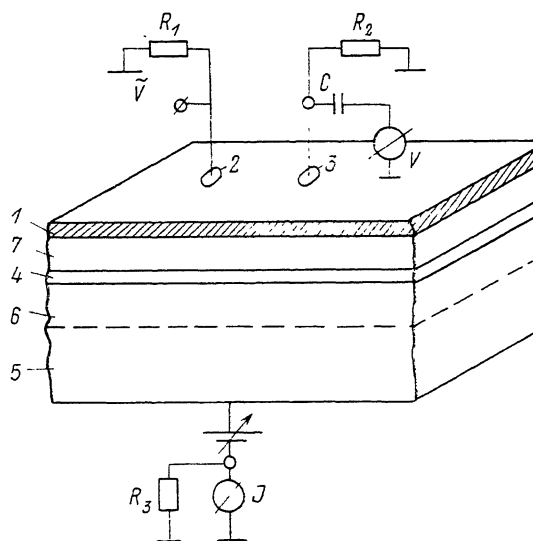


Рис. 1. Схематический разрез МДП структуры с резистивным слоем и ее включение в измерительные цепи.

1 — высокоомный резистивный слой, 2, 3 — низкоомные контактные площадки, 4 — инверсионный слой, 5 — нейтральный объем полупроводника, 6 — область обеднения, 7 — изолирующий слой,  $R_1$  — выходное сопротивление генератора тестового сигнала по постоянному току,  $R_2$ ,  $C$  — входное сопротивление и разделительный конденсатор измерителя переменного напряжения,  $R_3$  — входное сопротивление измерителя переменного тока.

нейтрального объема подложки 5 областью обеднения 6, переменный тестовый сигнал  $\bar{V}$ , подаваемый на контактную площадку 2, возбуждает токи смещения в изоляторе 7 и области обеднения МДП структуры, а также поверхностный ток проводимости по инверсионному слою. При малой проводимости резистивного слоя переменный потенциал измерительного контакта 3 индуцируется в основном за счет переноса зарядов по инверсионному слою.

В настоящей работе показано, что в резистивно-емкостной МДП структуре аналогичная зарядовая связь реализуется и при обратной полярности постоянного смещения, обогащающего поверхность полупроводника основными носителями заряда.

Для эксперимента использовались термически окисленные (до толщины окисла  $0.5 \cdot 10^{-7}$  м) пластины кремния, легированного бором, ориентированные в направлении  $\langle 100 \rangle$ , с удельным сопротивлением  $0.40 \text{ Ом}\cdot\text{м}$  и резистивным слоем из поликристаллического кремния с поверхностным сопротивлением  $R_s \geq 10^6 \text{ Ом}/\square$ , в котором локальным легированием создавались низкоомные контактные площадки.

На рис. 2, а, б представлены зависимости тока перезарядки полупроводниковой подложки  $J$  и переменного потенциала измерительного контакта  $V$  от смещения на подложке  $\bar{V}$  (амплитуда тестового сигнала  $\bar{V} = 0.02 \text{ В}$ , частота

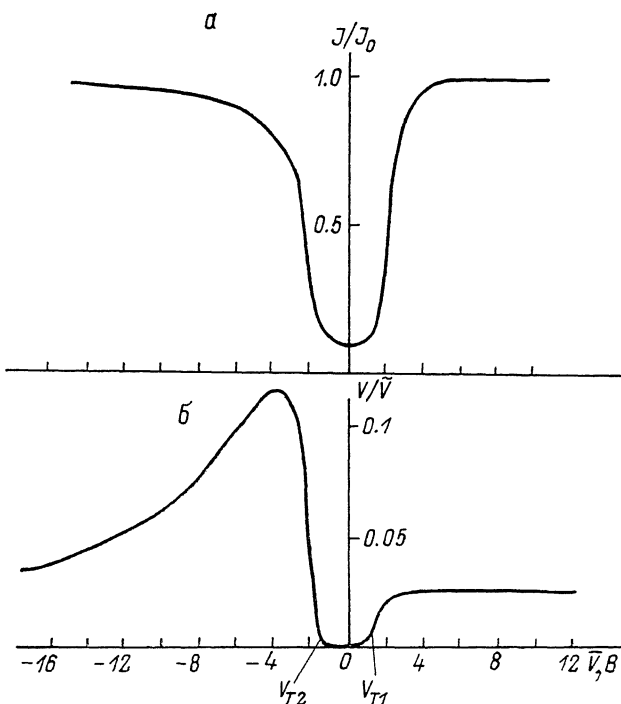


Рис. 2. Зависимости тока перезарядки полупроводниковой подложки  $J$  (а) и потенциала измерительного электрода  $V$  (б), нормированных на ток смещения  $J_0$  геометрической емкости изолятора под контактом 2 (рис. 1) и амплитуду тестового сигнала  $\bar{V}$  соответственно от смещения на подложке.

Радиус контактных площадок  $0.25 \cdot 10^{-3}$  м, расстояние между центрами  $1.0 \cdot 10^{-3}$  м.

$2.5 \cdot 10^4$  Гц). В областях обогащающих ( $\bar{V} > 2 \text{ В}$ ) и сильно инвертирующих ( $\bar{V} < -4 \text{ В}$ ) напряжений ток перезарядки подложки близок к току смещения геометрической емкости изолятора под электродом 2 (рис. 1) и линейно зависит от частоты тестового сигнала, что свидетельствует о пренебрежимо малом токе перезарядки резистивного слоя на частоте тестового сигнала и большой емкости пространственного заряда полупроводника, подключенной последовательно к емкости изолятора. Удельная емкость области обеднения, отделяющей инверсионный слой от нейтрального объема подложки, значительно меньше удельной емкости изолирующего слоя (рис. 2, а) в области минимума тока и почти не зависит от величины смещения в области сильной инверсии [3]. Поэтому за счет поверхностных токов по инверсионному слою в перезарядке тестовым сигналом участвует периферийная область значительно большей площади, чем контактная площадка. Это подтверждается и регистрацией потенциалов измерительных контактов 3, удаленных от центра контакта 2 (рис. 1) на расстоянии, превышающие его радиус в 2—4 раза. Последнее наблюдалось и в области обогащающих напряжений.

Переменный потенциал измерительного контакта может формироваться за счет падения напряжения на омическом сопротивлении нейтрального объема

подложки или контакта к ней. Но тогда это можно было бы зарегистрировать и в области обеднения (см. области минимума тока и напряжения на рис. 2, а, б соответственно). Кроме того, в описываемом эксперименте расстояние между центрами контактных площадок  $10^{-3}$  м, поэтому площадь пластины, охваченная зарядовой связью, не менее  $3 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>, а омическое сопротивление соответствующего столба нейтрального объема кремния не более 25 Ом, что при наблюдаемом токе перезарядки геометрической емкости диэлектрика под контактом  $4.36 \cdot 10^{-7}$  А соответствует падению напряжения  $0.6 \cdot 10^{-5}$  В, которое по меньшей мере на два порядка ниже наблюдаемых потенциалов измерительного электрода в областях инвертирующих и обогащающих смещений. Образование проводящего канала у поверхности раздела полупроводник—диэлектрик за счет перераспределения легирующей примеси при окислении также не объясняет достаточно сильной зарядовой связи между контактами при обогащении поверхности основными носителями, так как даже при полной сегрегации избыточная плотность легирующей примеси не более  $10^{13}$  м<sup>-2</sup>, что при подвижности, равной объемной, соответствует проводимости не более чем  $10^{-7}$  Ом<sup>-1</sup>/□ (что на порядок меньше проводимости резистивного слоя, по которому ток пренебрежимо мал).

Из сказанного понятно, что существует механизм, ограничивающий обмен носителями заряда между обогащенным слоем и нейтральным объемом подложки, но не препятствующий переносу зарядов вдоль поверхности раздела полупроводник—диэлектрик. По данным работы [4], в МДП структуре на кремнии *n*-типа может существовать потенциальный барьер с немонотонным профилем потенциала между поверхностью обогащенным слоем и нейтральным объемом полупроводника. Формирование барьера связано с квантово-механическим проникновением «хвостов» электронной плотности в область самосогласованного потенциального барьера и (или) многочастичными корреляционными эффектами. Предполагая реализацию этих же эффектов для поверхностного слоя дырок в кремнии *p*-типа, легко объяснить наблюдаемую экспериментально сильную зарядовую связь по обогащенному слою, отделенному от нейтрального объема барьерной емкостью.

Из-за низкой проводимости резистивного слоя поверхностные потоки зарядов в канале проводимости под контактной площадкой 2 (рис. 1) перезаряжают как емкость области обеднения, так и геометрическую емкость изолирующего слоя, а в периферийной области — только первую. Тогда, если поверхностный канал не обменивается носителями заряда с нейтральным объемом подложки на частоте тестового сигнала, амплитуда возмущения поверхностного потенциала в периферийной области, охваченной зарядовой связью,

$$V_c \simeq \frac{C_0 \bar{V}}{(C_0 + C_{sc}) \left( 1 + \frac{S' C_{sc}}{S (C_0 + C_{sc})} \right)},$$

где  $C_0$  и  $C_{sc}$  — удельные емкости изолирующего слоя и области обеднения,  $S$  и  $S'$  — площади контактной площадки и периферийной области, возмущенной тестовым сигналом, соответственно.

При диффузионно-дрейфовом описании переноса зарядов в поверхностном слое под действием малого тестового сигнала пространственный масштаб неоднородности амплитуды возмущений плотности поверхностного заряда вне контактной площадки имеет порядок величины [2, 5].

$$\lambda \simeq \sqrt{\frac{\mu_s Q_s}{C_{sc} \omega}},$$

где  $\mu_s$  и  $Q_s$  — поверхностные подвижность и плотность подвижных зарядов в канале проводимости,  $\omega$  — циклическая частота тестового сигнала. Если масштаб  $\lambda$  значительно превосходит линейные размеры контактных площадок, то  $S' \simeq \pi \lambda^2$  и при  $S' C_{sc} / S (C_0 + C_{sc}) \gg 1$  с учетом выражения для  $\lambda$

$$V_s \simeq \frac{\omega C_0 S \bar{V}}{\pi \mu_s Q_s} \equiv \frac{I_0}{\pi \mu_s Q_s} \quad (1)$$

$[J_0$  — ток смещения геометрической емкости изолятора под контактом 2 (рис. 1)]. При достаточно больших емкостях разделительного конденсатора и входном импедансе измерителя напряжения, подключенного к контактной площадке 3 (рис. 1), регистрируемый сигнал близок к  $V_s$ . Так как в областях сильного обогащения и сильной инверсии  $Q_s \approx C_0 (\bar{V} - V_{T1,2})$ , где  $V_{T1,2}$  — пороговые напряжения формирования поверхностных каналов проводимости, по формуле (1) можно оценивать значения эффективной поверхностной подвижности  $\mu_s$  (рис. 3). На рис. 2, б напряжения  $V_{T1}$  и  $V_{T2}$  соответствуют таким пороговым смещениям, когда проводимость поверхностного канала (обогащенного и инверсионного) обеспечивает начало зарядовой связи между измерительной и возмущенной тестовым сигналом контактными площадками. Описанный способ определения эффективной поверхностной подвижности для области напряжения, сильно инвертирующей поверхность полупроводника ( $\bar{V} < -4$  В, рис. 2, б), приводит к зависимости  $\mu_s \sim Q_s^{-0.31} T^{-1}$ , что, несмотря на оценочный

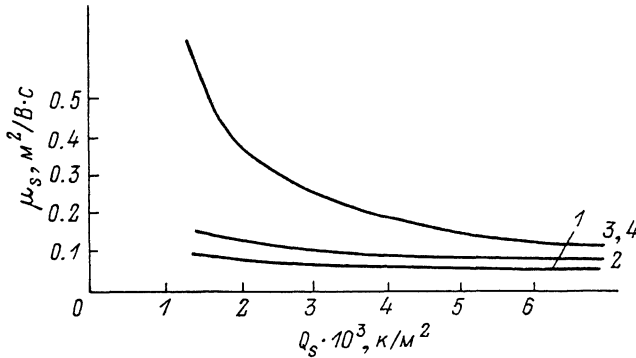


Рис. 3. Зависимости эффективной поверхностной подвижности электронов (1, 2) и дырок (3, 4) от плотности подвижных зарядов в канале проводимости.

$T, K: 1, 3 - 300, 2, 4 - 200.$

характер формулы (1), хорошо согласуется с теоретическими расчетами для рассеяния электронов на поверхностных фононах  $\mu_s \sim Q_s^{-1/2} T^{-1}$  [6, 8]. Для области сильного обогащения ( $\bar{V} > 2$  В, рис. 2, б) эффективная поверхностная подвижность дырок  $\mu_s \sim Q_s^{-1}$  и практически не зависит от температуры ( $T = 200 - 300$  К). При рассеянии на фононах в квазидвумерном канале проводимости время релаксации импульса  $\tau \sim d (kT)^{-1}$  [6] ( $d$  — ширина канала,  $k$  — постоянная Больцмана). Для электронного инверсионного слоя в электрическом квантовом пределе  $d \sim Q_s^{-1/2}$ , что и приводит к характерному поведению поверхностной подвижности. В обогащенном дырочном слое поверхностная подвижность зависит от тех же параметров ( $Q_s$  и  $T$ ) иначе, но, так как она измеряется буквально в той же МДП структуре, нет оснований привлекать для интерпретации результатов другие механизмы рассеяния. Явные различия заключаются, по-видимому, в разной структуре потенциального профиля инверсионного и обогащенного каналов. Для грубых оценок можно считать, что ширина обогащенного канала определяется пространственным масштабом нелинейности потенциальной энергии дырок (в единицах  $kT$ ), а последний зависит от средней по ширине канала объемной плотности заряда ( $Q_s/d$ ). Тогда  $d \approx (\epsilon_0 \epsilon k T d / e Q_s)^{1/2}$  и  $d \approx \epsilon \epsilon_0 k T / e Q_s$  ( $\epsilon_0, \epsilon, e$  — диэлектрическая постоянная, диэлектрическая проницаемость полупроводника, единичный заряд соответственно), что с учетом выражения для  $\tau$  объясняет зависимость подвижности дырок от поверхностной плотности заряда и отсутствие температурной зависимости. Если формирование квазидвумерного обогащенного слоя связано с пространственной корреляцией зарядов, то ширина слоя должна быть меньше радиуса корреляции  $r = e^{1/2} (\pi Q_s)^{-1/2}$ , что приводит к неравенству  $Q_s / e = N_s > > \pi (\epsilon_0 \epsilon k T / e^2)^2$  (при  $T \approx 300$  К  $N_s > 10^{15}$  м $^{-2}$ ), которое реализуется в эксперименте.

Таким образом, для интерпретации экспериментальных данных о зарядовой связи по обогащенному слою необходимо учитывать не только формирование потенциального барьера, ограничивающего обмен зарядами с нейтральным объемом, а и самосогласованные изменения ширины обогащенного слоя.

#### Список литературы

- [1] Сысоев Б. И., Антюшин В. Ф., Стрыгин В. Д. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 48—52.
- [2] Антюшин В. Ф., Сысоев Б. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 902—905.
- [3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [4] Левня Е. И., Монахов А. М., Рогачев А. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 3. С. 450—454.
- [5] Власенко Е. В., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 6. С. 1112—1117.
- [6] Kawaji S. // J. Phys. Japan. 1969. V. 27. N 4. P. 906—909.
- [7] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 415 с.
- [8] Байрамов М. А., Веденеев А. С., Волков Л. В., Ждан А. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1365—1369.

Воронежский технологический институт

Получена 3.07.1990  
Принята к печати 14.12.1990

