

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЗАРЯДОВ В ИНВЕРСИОННОМ СЛОЕ РЕЗИСТИВНО-ЕМКОСТНОЙ МДП СТРУКТУРЫ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Антюшин В. Ф., Сысоев Б. И.

Теоретически и экспериментально показано, что поверхностную подвижность носителей заряда в инверсионном слое МДП структуры с электродом из высокоомного материала можно определить, измеряя нормальную к поверхности компоненту тока в резистивно-емкостной цепи с распределенными параметрами. Отличительной особенностью метода является отсутствие жестких ограничений на геометрию электрода используемых структур и режим измерений.

В работах [1-3] описаны способы измерения поверхностной проводимости (и подвижности зарядов) в МДП структурах с зарядовой связью по инверсионному слою. Для измерений используются или разделенные малым зазором МДП конденсаторы с перекрывающимися инверсионными областями [4], или одноэлектродные резистивно-емкостные структуры с распределенными параметрами и сплошным инверсионным слоем под электродом (электрод выполнен в виде пленочного резистора) [2, 3]. В обоих случаях измерения сводятся к выделению и регистрации параллельного поверхности тока инверсионного слоя ($J_{||}$) при емкостной связи через диэлектрик с внешними цепями (рис. 1, а). На одну из контактных площадок подают инвертирующее постоянное смещение и тестовый переменный сигнал. При определенных ограничениях, налагаемых на режим измерений, параметры и геометрию структуры, измеритель регистрирует сигнал, ограниченный проводимостью инверсионного слоя [2, 3]. Упомянутые ограничения связаны в основном с ответвлением тока инверсионного слоя через емкость области обеднения в заземленный пассивный объем подложки и затуханием его амплитуды вдоль поверхности.

В настоящей работе описан способ определения поверхностной проводимости и подвижности зарядов в инверсионном слое резистивно-емкостной МДП структуры с распределенными параметрами из измерений нормальной к поверхности составляющей тока, позволяющий снять ряд ограничений, налагаемых на геометрию электродов и режим измерений.

Рассмотрим МДП структуру, электрод которой представляет собой полубесконечную полосу резистивного материала с квадратной низкоомной контактной площадкой (рис. 1, б). На контактную площадку I подано напряжение $V^0 + V^1 e^{i\omega t}$ (инвертирующее смещение V^0 и тестовый сигнал малой амплитуды V^1 и циклической частоты ω). Под действием смещения V^0 под электродом формируются слои инверсии 4 и обеднения 5, а тестовый сигнал порождает нормальные и параллельные поверхности раздела токи. Измеритель регистрирует интегральную величину нормальной компоненты тока (J_{\perp}).

При выполнении условия

$$\omega \gg \sigma / CL^2 \quad (1)$$

(C — удельная емкость МДП структуры, L — ширина резистивной полосы и контактной площадки, σ — поверхностная проводимость резистивной полосы) поверхностный заряд, наведенный нормальной компонентой электрического

поля в резистивной полосе, не успевают изменяться вслед за тестовым сигналом [4]. Изменение заряда электрода происходит только в области низкоомного контакта.

В случае $\omega \gg \tau^{-1}$ (τ — характерное время накопления неосновных носителей заряда за счет притока из нейтрального объема полупроводника и генерации в области пространственного заряда или на поверхности) поверхностная плотность зарядов инверсионного слоя изменяется только за счет переноса по каналу проводимости под резистивной полосой. Перераспределение зарядов инверсионного слоя индуцирует перезарядку области ионизированных примесей нормальными токами основных носителей из нейтрального объема. Если толщины диэлектрика и области пространственного заряда (ОПЗ) в полупроводнике малы по сравнению с размерами электрода, задача о переносе заряда в инверсионном слое пространственно одномерна. При этом в каждом нормальном сечении с хорошей точностью выполняются обычные для плоских МДП структур электростатические соотношения: $dQ_n + dQ + dQ_n = 0$ под контактной площадкой и $dQ + dQ_n = 0$ под резистивной полосой (Q_n, Q, Q_n — поверхностные плотности зарядов металлического электрода, инверсионного слоя, ионизированных примесей в ОПЗ соответственно).

В области под резистивной полосой линеаризованные диффузионно-дрейфовые уравнения переноса зарядов в инверсионном слое

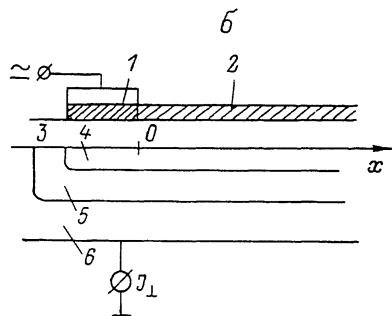
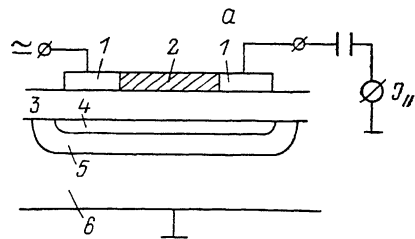


Рис. 1. Схема измерения и изображения МДП структур.

a — измерение продольной компоненты полной проводимости резистивно-емкостной структуры, *b* — измерение нормальной компоненты проводимости полубесконечной резистивно-емкостной структуры. 1 — квадратные контактные площадки, 2 — полоса резистивного слоя, 3 — диэлектрик, 4 — инверсионный слой, 5 — область обеднения (ионизированных примесей), 6 — пассивный объем полупроводниковой подложки.

(для определенности — электронов) с точностью до членов порядка малости тестового сигнала имеют вид

$$j^1 = \mu Q \frac{\partial \varphi^1}{\partial x} - D \frac{\partial Q^1}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial Q^1}{\partial t} = - \frac{\partial j^1}{\partial x}, \quad (3)$$

$$Q^1 = C_{00} \varphi^1, \quad (4)$$

где φ, j, μ и D — поверхностные потенциалы, плотность тока, подвижность и коэффициент диффузии электронов соответственно, C_{00} — удельная емкость области обеднения, t — время, x — пространственная координата, направленная вдоль поверхности, как показано на рис. 1, *b* (верхними индексами 0 и 1 отмечены постоянные и переменные величины первого порядка малости по амплитуде тестового сигнала соответственно).

Система уравнений (2)—(4) имеет решение относительно Q^1 , затухающее вдоль поверхности, вида $Q^1 \sim \exp[i\omega t - \sqrt{i\omega/D^*}x]$, где $D^* = D - (\mu Q^0/C_{00})$ — обобщенный коэффициент диффузии. Ток, измеренный во внешней цепи, определяется перезарядкой ОПЗ и ограничен сверху током смещения диэлектрика под контактной площадкой. С учетом сшивания потенциала и заряда инверсионного слоя на границе контактной площадки и резистивной полосы и условия сохранения полного заряда в инверсионном слое для нормальной компоненты тока можно получить уравнение

$$J_{\perp} = \frac{i\omega V^1 e^{i\omega t} C_{\kappa} L^2}{1 + \frac{C_{\kappa}}{C_{00}} \left(1 + \frac{1}{L} \sqrt{\frac{D^*}{i\omega}}\right)} \quad (5)$$

(C_{κ} — удельная емкость диэлектрика).

Когда характерный масштаб эффекта растекания $|\sqrt{D^*/i\omega}| \ll L$, с точностью до членов первого порядка малости по $|(1/L)\sqrt{D^*/i\omega}|$

$$J_{\perp} = V^1 \omega e^{i\omega t} C_{\kappa} L^2 C^*(V^0) \left[i \left(1 + \frac{\sqrt{2}}{2} [1 - C^*(V^0)]\right) \frac{1}{L} \sqrt{\frac{D^*}{\omega}} + \frac{\sqrt{2}}{2} [1 - C^*(V^0)] \frac{1}{L} \sqrt{\frac{D^*}{\omega}} \right], \quad (6)$$

где $C^*(V^0) = [1 - (C_{\kappa}/C_{00})]^{-1}$ — нормализованная емкость МДП структуры без эффекта растекания зарядов. Первое и второе слагаемые в квадратных скобках формулы (6) соответствуют реактивной и активной компонентам измеряемого тока.

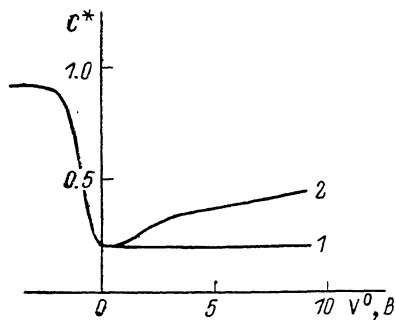


Рис. 2. Нормализованные вольтфарадные характеристики структур Si—SiO₂—Al (1) и Si—SiO₂—Ga₂Te₃—Al (2).

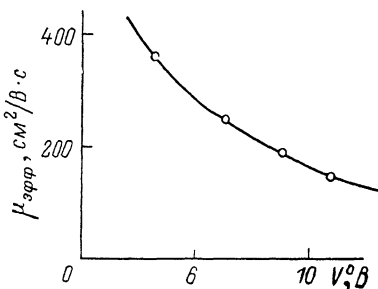


Рис. 3. Эффективная поверхностная подвижность электронов в инверсионном слое.

В условиях слабого растекания ($|\sqrt{D^*/i\omega}|$ много меньше наименьшего размера контакта) формула (6) легко обобщается на случай произвольной формы контактной площадки и сплошного резистивного слоя. В этом случае множитель L^2 следует заменить на площадь металлического контакта, а множитель $1/L$ перед $\sqrt{D^*/i\omega}$ — на отношение периметра контакта к его площади.

В настоящей работе для иллюстрации процедуры определения подвижности зарядов инверсионного слоя использовались структуры Si—SiO₂—Al и Si—SiO₂—Ca₂Te₃—Al на кремнии *p*-типа с квадратными контактными площадками. Сплошной слой Ga₂Te₃ толщиной 10⁻⁷ м играл роль пленочного резистора.¹ Для измерений использовался фазочувствительный измеритель реактивной составляющей нормального к поверхности тока. На рис. 2 представлены высокочастотные (1 МГц) вольтфарадные характеристики исследуемых структур, нормированные на максимальную емкость. В области напряжений V^0 , соответствующих обогащению и обеднению основными носителями, емкости структур Si—SiO₂—Al и Si—SiO₂—Ga₂Te₃—Al в диапазоне частот 100 кГц—3 МГц не зависели от частоты и не различались, что свидетельствует о низкой проводимости слоя Ga₂Te₃ и выполнении критерия (1). В области инвертирующих смещений различие емкостных составляющих нормального к поверхности тока связано с растеканием зарядов по инверсионному слою, сформированному за счет распространения постоянного смещения V^0 по слою Ga₂Te₃.

Из уравнения (6) с учетом геометрии используемых структур следует выражение для нормализованной емкости

$$C_{\perp}(V^0) = C^*(V^0) \left[1 + 2\sqrt{2} [1 - C^*(V^0)] \frac{1}{L} \sqrt{\frac{D^*}{\omega}} \right]. \quad (7)$$

¹ В дальнейшем учтены изменения расчетных формул в соответствии с геометрией используемых структур.

По экспериментальным зависимостям $C_{\perp}(V^0)$ и $C^*(V^0)$ (для Si—SiO₂—Ga₂Te₃—Al и Si—SiO₂—Al соответственно) определялась величина $D^*(V^0) = D - [\mu Q^0(V^0)/C_{00}(V^0)]$. В области инвертирующих напряжений $dQ^0/dV^0 \simeq C_{\perp}$, а $C_{00} = C_{\perp} [(C^*(V^0))^{-1} - 1]^{-1}$ практически постоянна. Поэтому по зависимости $D^*(V^0)$ легко оцениваются значения μ (рис. 3). Так как в описанной процедуре не учитывались локализованные поверхностные состояния, определенная таким образом подвижность имеет смысл эффективной поверхностной подвижности, усредненной по всем поверхностным зарядам (в том числе и захваченным на поверхностные локализованные состояния). Полученные значения эффективной подвижности и характер ее зависимости от V^0 хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными другими методами [5].

Коррекция полученных значений подвижности с учетом захвата на поверхностные локализованные состояния возможна, например, с использованием квазистатических вольтфарадных характеристик для определения зависимости локализованного поверхностного заряда от внешнего инвертирующего напряжения.

Таким образом, в работе обоснован метод измерения поверхностной подвижности зарядов в инверсионном слое МДП структур с распределенными параметрами.

Авторы выражают благодарность Р. А. Сурису за внимание к работе и полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] Власенко Е. В., Сурис Р. А., Фукс Б. И. — ФТП, 1977, т. 11, в. 6, с. 1112—1117.
- [2] Dolgopoli V., Mazure C., Zrenner A., Koch F. — J. Appl. Phys., 1984, v. 55, N 12, p. 4280—4283.
- [3] Сысов Б. И., Антюшин В. Ф., Стрыгин В. Д. — ФТП, 1986, т. 20, в. 1, с. 48—52.
- [4] Баскаков С. И. Радиотехнические цепи с распределенными параметрами. М., 1980. 152 с.
- [5] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 416 с.

Воронежский
технологический институт

Получена 7.07.1987
Принята к печати 15.12.1987