

©1995 г.

ТОКОПЕРЕНОС В МДП СТРУКТУРАХ Pd-SiO₂-n(p)-Si И ВТОРОЙ МЕХАНИЗМ УСИЛЕНИЯ ФОТОТОКА

С.В.Слободчиков, Е.В.Руссу, Х.М.Сализов, М.М.Мередов, А.И.Язлыева

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

(Получена 25 августа 1994 г. Принята к печати 5 октября 1994 г.)

Проведены исследования вольт-амперных характеристик и фототока в зависимости от обратного смещения, а также кинетики спада обратного тока в МДП структурах Pd-SiO₂-n(p)-Si с толстым слоем SiO₂ (порядка 1000 Å). Установлено, что токоперенос при высоких уровнях инжекции определяется током, ограниченным объемным зарядом, а полная вольт-амперная характеристика в прямом направлении имеет вид $I = \alpha_1 V + \alpha_2 V^3$. Кинетика спада обратного тока имеет дисперсионную форму $I \sim t^{-(1-\alpha)}$, где $\alpha = 0.75$, и растянута во времени более чем на 2.5 порядка величины. Она объясняется стохастическими процессами захвата и освобождения носителей. Обнаружено усиление фототока при обратном смещении и объяснено экспоненциальным ростом времени жизни одного типа носителей (электронов) вследствие захвата экспоненциально-распределенными ловушками другого типа носителей. Не обнаружено влияния газовой среды с водородом при изготовлении структур на величины фототока и темнового тока, что подтверждает определяющее влияние объемных процессов на токоперенос.

Механизм токопрохождения в диодных МДП структурах на основе кремния с туннельно-прозрачным, тонким слоем окисла SiO₂ ранее рассматривался в работах [1-5]. В этих работах было показано, что при определенных соотношениях физических параметров, включая значения высот барьеров на границах металл-SiO₂ и SiO₂-Si и технологических параметров, имеет место умножение тока и фототока. В нашей работе [6] также было обнаружено сильное усиление фототока в структурах Pd-SiO₂-n(p)-Si с тонким (22-26 Å) слоем SiO₂.

Физическая природа механизма усиления фототока была связана с сильной инверсией зон у границы с окислом, управляемой неосновными носителями тока, что приводит к созданию сильного поля и усилению туннельного тока между металлом и полупроводником. При этом коэффициент усиления, естественно, сильно зависит от толщины слоя SiO₂ и резко падает при толщине $d > 30$ Å, когда усиление становится практически незаметным [3]. Представлялось интересным, однако, продолжить изучение механизма токопрохождения в диодных структурах Pd-SiO₂-n(p)-Si с толстыми слоями окисла как продолжение работы [6]. В результате этих исследований выявлен механизм токопереноса и обнаружен второй механизм усиления.

1. Эксперимент

МДП структуры создавались на кристаллах n -Si с ориентацией (111), $\rho = 7.5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ на p -Si с ориентацией (100), $\rho = 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Перед нанесением слоев SiO_2 и Pd пластины травились в HF, промывались и высушивались. Слои SiO_2 создавались напылением в вакууме при остаточном давлении 10^{-5} мм рт.ст. и толщина их составляла порядка 1000 \AA . Палладий наносился также в вакууме 10^{-5} мм рт.ст. и толщина его слоев была $(400 \div 500) \text{ \AA}$; омический контакт из Al отжигался в инертной газовой среде при 500°C . Площадь круглого пятна палладиевого контакта составляла $3.14 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Были измерены статические вольт-амперные характеристики, кинетика спада обратного тока, зависимость фототока от обратного смещения и вольт-емкостные характеристики.

2. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 и 2 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодных структур, соответственно, Pd-SiO₂- n -Si и Pd-SiO₂- p -Si. Характерные особенности прямых ветвей ВАХ состоят в следующем. В структурах Pd-SiO₂- n -Si при относительно небольших напряжениях (примерно до 2.5 В) наблюдается омический участок, переходящий далее в кубическую зависимость, т.е. аналитически ВАХ имеет вид

$$I = \alpha_1 V + \alpha_2 V^3. \quad (1)$$

Отмечен разброс значений тока от образца к образцу, достигающий в отдельных случаях порядка величины, так что сопротивление структуры $R = (4.6 \cdot 10^4 \div 5 \cdot 10^5) \text{ Ом}$ в омической области. В структурах

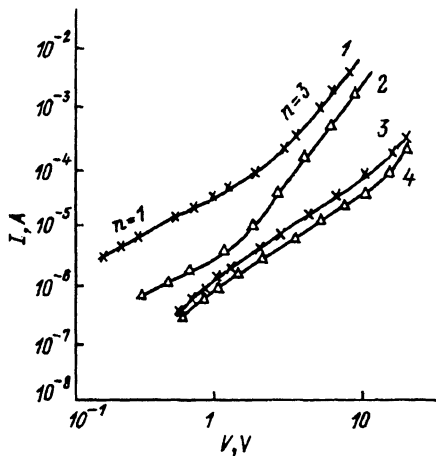


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики двух типичных образцов диодных структур Pd-SiO₂- n -Si: 1,2 — прямые ветви, «минус» источника тока — на Pd; 3,4 — обратные ветви.

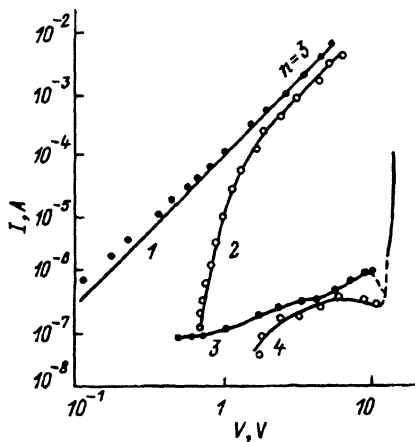


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики двух типичных образцов диодных структур Pd-SiO₂- p -Si: 1,2 — прямые ветви, «плюс» источника тока — на Pd; 3,4 — обратные ветви.

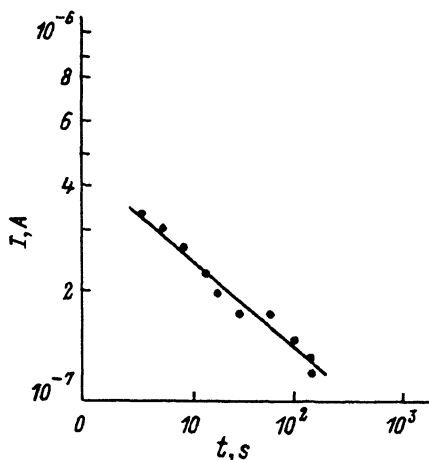


Рис. 3. Спад обратного тока при $V = 13$ В в зависимости от времени в диодной структуре Pd-SiO₂-p-Si.

Pd-SiO₂-p-Si в некоторых образцах отклонения от кубической зависимости к более слабой начинается при $V < 0.6$ В, в других же при $V < 1$ В, наоборот, — крутой спад по закону V^n , где $n \sim 10 \div 12$.

В обратной ветви в структурах на основе p-Si при $V \simeq 10$ В наблюдаются участки отрицательного сопротивления и неустойчивость тока. В этих же структурах была измерена кинетика спада обратного тока при ступенчатом изменении напряжения. На рис. 3 представлена зависимость обратного тока I от времени t в координатах $\lg I = f(\lg t)$ для одного из образцов, снятая при $V = 13$ В. Аналитически эта зависимость может быть выражена

$$I \sim t^{-(1-\alpha)}, \quad (2)$$

где $\alpha = 0.75$.

Приведенная совокупность экспериментальных результатов позволяет предположить, что токоперенос осуществляется токами, ограниченными объемным зарядом. При этом кубическая зависимость прямого тока от напряжения, характерная для высоких уровней инжекции в обоих видах диодных структур, определяется случаем, когда имеется набор уровней захвата и рекомбинации с большой их плотностью. Наличие дисперсионной формы спада тока (в соответствии с выражением (2)), растянутого во времени более чем на 2 порядка величины, подтверждает это вывод.

Дисперсионная форма (2) была теоретически обоснована в [7] на основе анализа стохастического переноса носителей тока в аморфных слоях. Сущность рассмотренного процесса состоит в том, что перенос носителей происходит путем последовательных скачков на соседние локализованные состояния. Поскольку расстояния между состояниями неодинаковы, изменяясь около какой-то средней величины, будут различные скорости и, соответственно, времена перехода, что приводит к широкой статистической дисперсии. Функция распределения скачков, полученная в работе, имеет вид $\Psi(t) \sim t^{-(1+\alpha)}$ с величиной α , лежащей в пределах $0 < \alpha < 1$ для больших t . Приложенное электрическое поле определяет среднее смещение $\bar{l}(E)$, среднее смещение пакета носителей определяется как $\langle l \rangle \sim \bar{l}t^\alpha$, а связанный с ним ток выражается соотно-

шением (2). В работе [8] эта теория приложена к случаю анализа спада обратного тока в поликристаллических слоях CdS и рассмотрена с учетом перехода носителей с одной ловушки на другую при большой их плотности. Поскольку ловушки имеют разные глубины залегания, спад тока не может характеризоваться одной постоянной времени.

Наличие большого числа ловушек с различной глубиной залегания E_t можно учесть предположив, что их спектр характеризуется экспоненциальным распределением

$$\mathcal{N}_t = \mathcal{N}_n \exp(E - F_0)/kT_t, \quad (3)$$

где $\mathcal{N}_n = \mathcal{N}_0 \exp(F_0 - E_c)/kT_t$, \mathcal{N}_t — концентрация ловушек, приходящаяся на единицу энергии, \mathcal{N}_0 — константа, E — энергия ловушки, отсчитанная от дна зоны проводимости, F_0 — равновесный уровень Ферми, T_t — температурный параметр, характеризующий распределение уровней ловушек. Измерения емкости показывают, что область объемного заряда не ограничивается толщиной слоя SiO_2 , но и захватывает довольно значительную по величине область истощения в кремнии. В этой связи мы полагаем, что из всей совокупности ловушек, созданных в результате технологического процесса получения структур, значительная часть их представляет скомпенсированные акцепторы. Тогда в результате процесса двойной инжекции идет быстрый захват дырок вследствие существования сильного неравенства для сечений захвата дырок σ_p и электронов σ_n , причем $\sigma_p \gg \sigma_n$ и проводимость определяется электронной составляющей тока; при этом, конечно, электроны также участвуют в процессах захвата и освобождения центрами донорного типа. В этих условиях ток определяется как квазиоднополярная инжекция, и в работе [9]

$$I \approx sq\mu_n N_c (\varepsilon/qN_0 kT_t)^m V^{m+1} / L^{2m+1}, \quad (4)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость, $m = T_t/T$, s — площадь контакта, L — толщина слоя истощения, V — приложенное напряжение.

При $m \simeq 2$ из выражения (4) и из закона Ома $I = sqn_0\mu_n V/L$, можно определить V_{cr} — напряжение перехода омической проводимости в проводимость, обусловленную током, ограниченным объемным зарядом

$$V_{cr} \approx qkT_t \mathcal{N}_n L^2 / \varepsilon. \quad (5)$$

Из рис. 1 следует, что $V_{cr} \approx 2.5$ В, и тогда из выражения (5) следует, что концентрация уровней ловушек на единицу энергии при учете только слоя SiO_2 с $L = 10^{-5}$ см и $\varepsilon = 2.5$ при $T_t = 600$ К равна $\mathcal{N}_n \simeq 1.3 \cdot 10^2 (eV)^{-1}$ в единицах $\text{см}^{-3}/\text{эВ}$. При обратном смещении инжекция электронов подавлена вследствие малого коэффициента инжекции соответствующего контакта $I_n/I \ll 1$, например в структуре Pd-SiO₂-p-Si — благодаря наличию барьера на границе Pd-SiO₂. Проводимость при небольших смещениях определяется дырками. С ростом смещения происходит «пробой» контакта и, соответственно, повышение коэффициента инжекции электронов. В этом случае может появляться участок отрицательного сопротивления, как это и наблюдалось в некоторых образцах структур на основе p-Si (рис. 2).

Наличие набора уровней ловушек с экспоненциальным распределением (3) позволяет объяснить кинетику спада тока двойной инжекции.

Освобождение захваченной дырки (или электрона) из ловушек определяется в тепловом равновесии временем жизни.

$$\tau = \tau_0 \exp(E/kT), \quad (6)$$

где τ_0 — константа, и средняя вероятность освобождения захваченного носителя [8]

$$\Psi(t) = kT\tau_0^{\beta(T_i)kT} \Gamma[1 + \beta(T_i)kT] t^{-(1+\beta(T_i)kT)}.$$

В сопоставлении с теорией [7] $\alpha = \beta(T_i)kT$, т.е. в нашем случае спад во времени более чем на 2 порядка величины характеризуется значением $\beta(T_i) = 0.75/kT$.

В начале процесса спада захват и освобождение носителей происходит через мелкие ловушки, вероятность освобождения с которых, естественно, высока и ток достаточно велик, далее идет медленное освобождение носителей из глубоких ловушек, эффективная подвижность падает и ток убывает; равновесие может быть достигнуто в течение длительного времени.

На рис. 4 и 5 представлены графики зависимости фототока от обратного смещения для нескольких типичных образцов обоих видов диодных структур. Как видно из графиков, наблюдается усиление фототока, довольно сильное в структурах Pd-SiO₂-p-Si, достигающее 2-3 порядков величины, и менее значительное в структурах Pd-SiO₂-n-Si — до 1-2 порядков величины. Это усиление нельзя объяснить теорией, предложенной в работе [3] и, в частности, экспериментально подтвержденной в нашей работе [6] на структурах Pd-SiO₂-n(p)-Si с туннельно-тонким слоем SiO₂. Анализ возможных механизмов усиления в исследованных структурах с толстым слоем SiO₂ приводит к выводу, что такой второй механизм усиления определяется известным для фотопроводника соотношением для коэффициента усиления фото-

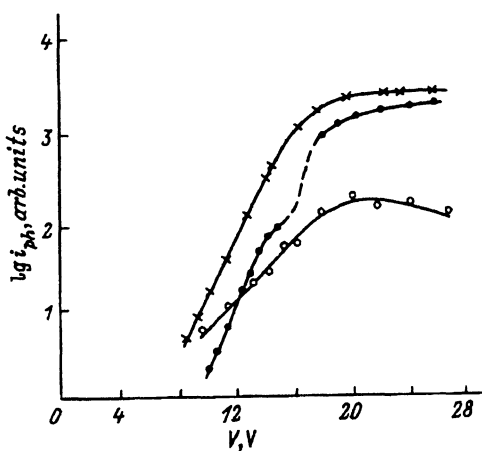


Рис. 4. Зависимость фототока i_{ph} от обратного смещения V в диодных структурах Pd-SiO₂-p-Si.

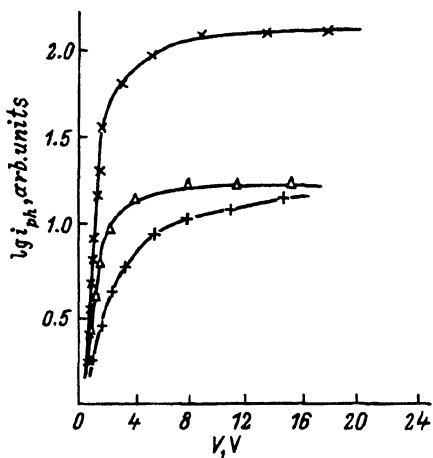


Рис. 5. Зависимость фототока i_{ph} от обратного смещения V в диодных структурах Pd-SiO₂-n-Si.

$$G = (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) V / L^2, \quad (7)$$

когда времена жизни электронов и дырок τ_n и τ_p превышают времена пролета t_n и t_p между инжектирующими контактами. В обоих видах диодных структур аналитически рост фототока до области насыщения может быть представлен в виде

$$i_{ph} \sim \exp \gamma V. \quad (8)$$

Световые неравновесные электронно-дырочные пары создаются при освещении светом из области собственного поглощения кремния с длиной волны $\lambda = 0.9$ мкм. Есть основания считать, что в кремнии область пространственного заряда с набором ловушек больше, чем толщина слоя SiO_2 , т.е. больше 0.1 мкм.

На рис. 6 представлена зависимость емкости (измеренной на частоте $f = 1$ МГц) от обратного смещения. Оценка толщины слоя объемного заряда при нулевом смещении применительно к параметрам SiO_2 дает высокое значение порядка 1 мкм. Из этого следует, что слой объемного заряда расширяется в объем кремния. В этой связи мы полагаем, что экспоненциальное распределение ловушек в части области объемного заряда, приходящейся на кремний, приближается к однородному, для которого ток квазиполярной инжекции (фототок) можно представить [9] в виде

$$i_{ph} = 2sqn_0 \mu_n (V/L) \exp(2\varepsilon V / N_n k T q L^2). \quad (9)$$

С другой стороны, считая, что $\tau_n \gg \tau_p$, величина коэффициента усиления фототока из (7) и (6) при $\tau = \tau_n$ оказывается равной

$$G = [\tau_0 \mu_n V \exp(E/kT)] / L^2, \quad (10)$$

и фототок

$$i_{ph} = q\Phi_0 [\tau_0 \mu_n V \exp(E/kT)] / L^2, \quad (11)$$

где Φ_0 — плотность потока излучения. Из равенств (9) и (11) следует, что увеличение напряжения приводит к экспоненциальному росту вклада более глубоких уровней в захват дырок и, соответственно, росту времени пребывания на них (т.е. времени жизни до рекомбинации), и благодаря этому — к экспоненциальному росту времени жизни электронов, участвующих в квазимонополярной фотопроводимости.

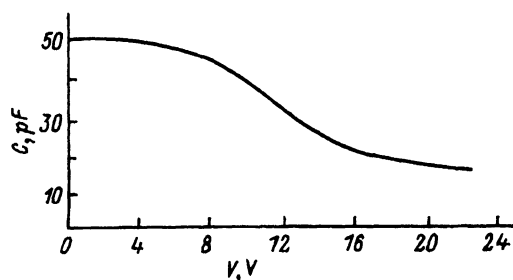


Рис. 6. Зависимость емкости C от обратного смещения V для диодной структуры $\text{Pd-SiO}_2\text{-p-Si}$.

Дополнительные эксперименты по влиянию газовой среды с водородом при изготовлении структур на фототок и темновой ток не выявили какого-либо заметного их изменения, что является полной противоположностью результатам работы [6]. Это еще раз доказывает, что токоперенос как возбужденных светом, так и темновых носителей в структурах Pd-SiO₂-n(p)-Si с толстыми слоями SiO₂ не определяется какими-либо возможными изменениями параметров границы Pd-SiO₂, а исключительно процессами, происходящими в объеме слоев структур.

Список литературы

- [1] R.A. Clarke, J. Shewchun. Sol. St. Electron., **14**, 957 (1971).
- [2] J. Shewchun, R.A. Clarke. Sol. St. Electron., **17**, 213 (1973).
- [3] M.A. Green, J. Shewchun. Sol. St. Electron., **17**, 349 (1974).
- [4] А.Я. Вуль, С.В. Козырев, В.И. Федоров. ФТП, **15**, 142 (1981).
- [5] А.Я. Вуль, В.И. Федоров, Ю.Ф. Бирюлин, Ю.С. Зинчик, С.В. Козырев, И.И. Сайдашев, К.В. Санин. ФТП, **15**, 525 (1981).
- [6] С.В. Слободчиков, Г.Г. Ковалевская, А.В. Пенцов, Х.М. Салихов. ФТП, **27**, 1213 (1993).
- [7] H. Soher, E.W. Montroll. Phys. Rev. B, **12**, 2455 (1975).
- [8] Y. Wang. J. Appl. Phys., **75**, 332 (1994).
- [9] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973) гл. 4, с. 97. Пер. с англ.: M.A. Lampert, P. Mark. *Current Injection in Solids* (N.Y.-London, Academic Press, 1970).

Редактор Т.А. Полянская

Current transport in MIS-structures Pd-SiO₂-n(p)-Si and the second mechanism of amplification

S.V. Slobodchikov, E.V. Russu, Kh.M. Salikhov, M.M. Meredov, A.I. Yashyeva

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