

учет увеличения времени жизни NH_3 приводит лишь к незначительному увеличению I_ϕ (из-за выбора модели рекомбинации предельное значение τ (Δn) равно $2\tau_0$, фототок зависит от τ (Δn) как $I_\phi \sim (\tau (\Delta n))^{1/2}$). Поэтому сверхлинейный рост I_ϕ от G главным образом определяется возникновением индуцированных электрических полей и для случая «длинного» диода.

На рис. 2 приведены зависимости фототока от времени для случая «длинного» диода. Сравнение расчетных зависимостей (кривые 2, 3) с зависимостью, полученной из численного решения задачи в полной постановке (кривая 1), показывает, что предлагаемая расчетная модель с хорошей точностью описывает динамику фотоотклика диода. При этом вычислительные затраты на расчет фотоотклика по модели (3)—(5), (9) на несколько порядков меньше затрат на решение задачи в полной постановке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] D. M. Long, J. R. Florian, R. H. Casey. IEEE Trans., NS-30, 4131 (1983).
- [2] J. L. Wirth, S. C. Rojers. IEEE Trans., NS-11, 24 (1964).
- [3] A. Ishaque, M. Becker, R. C. Block. IEEE Trans., NS-34, 1376 (1987).
- [4] E. W. Enlow, D. R. Alexander. IEEE Trans., NS-35, 1467 (1988).
- [5] С. П. Андреев, Е. Р. Аствацатурьян, А. В. Головин, Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко и др. ФТП, 25, 128 (1991).
- [6] Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко. ФТП, 25, 1128 (1991).
- [7] Н. А. Кудряшов, С. С. Кучеренко, Ю. И. Съсько. Мат. моделирование, 1, 1 (1989).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 2, 1993

ОБРАТНЫЕ ТЕМНОВЫЕ ТОКИ В СТРУКТУРАХ ПОЛУПРОВОДНИК—ДИЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК С ТОНКИМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

А. Т. Дидейкин, Н. И. Немчук

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
Санкт-Петербург, Россия
(Получено 11.09.1992. Принято к печати 11.09.1992)

Введение. Структуры металл—диэлектрик—полупроводник широко применяются в полупроводниковой электронике. Толщина диэлектрического слоя в классических МДП структурах в большинстве случаев составляет $d > 1000$ нм и его проводимость считается пренебрежимо малой. Наличие сквозного тока в структурах с тонким диэлектриком ($d < 300$ нм) делает возможным создание на структурах металл—диэлектрик—полупроводник и полупроводник—диэлектрик—полупроводник фотоприемников большой площади с высокой чувствительностью и однородностью чувствительности по площади [1].

Благодаря реализации в таких структурах режима стационарного неравновесного обеднения [2] фотоприемники на их основе при работе не требуют периодического снятия напряжения смещения и в отличие от классических МДП фотоприемников могут работать в непрерывном режиме.

Одним из важнейших параметров, определяющих возможность использования фотоприемника, является уровень собственного шума, а следовательно, и определяющая его величина темнового тока.

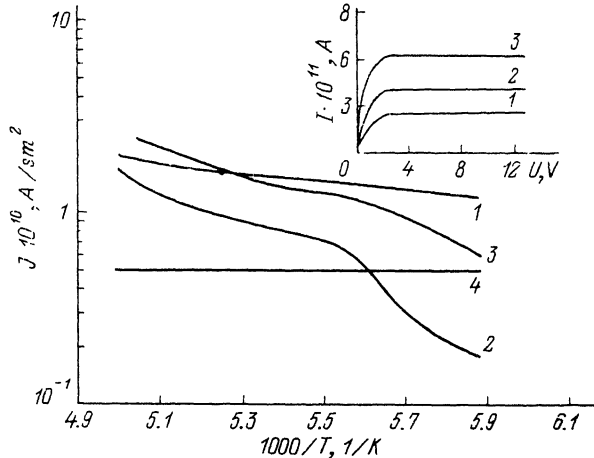


Рис. 1. Графики зависимости плотности обратного темнового тока в ПДП структурах с различными толщинами диэлектрического слоя d от температуры при приложенном напряжении $U_p = 15$ В. d , Å: 1 — 29, 2 — 64, 3 — 76, 4 — 96. На врезке — типичные ВАХ ПДП структуры с толщиной диэлектрика $d < 90$ Å при различных температурах. T , К: 1 — 190, 2 — 195, 3 — 200.

Ранее сообщалось о возможности достижения низких уровней темнового тока в анизотипных кремниевых ПДП структурах [3], однако до настоящего времени в литературе отсутствуют работы, посвященные исследованию обратных темновых токов в таких структурах.

В работе были исследованы зависимости обратных темновых токов в анизотипных структурах на основе кремния с проводящим слоем SiO_2 толщиной 29—120 нм и слоем высоколегированного поликремния ($N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$) от температуры, толщины диэлектрического слоя и величины приложенного напряжения.

Образцы и методика эксперимента

Образцы были изготовлены на кремниевых подложках n -типа с концентрацией легирующей примеси $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

Технология изготовления образцов не отличалась от приведенной в [4].

Формирование слоя диэлектрика производилось методом термического окисления кремниевых подложек в сухом кислороде при 900 °С и атмосферном давлении. Толщина слоев находилась в пределах 29—120 нм.

При измерении токов использовался электрометрический усилитель У5-11. Нижний предел измерения тока составлял 10^{-12} А.

Результаты эксперимента и обсуждение

На рис. 1 представлены результаты измерений температурных зависимостей темновых токов структур с различными толщинами слоя диэлектрика. На врезке рис. 1 показан вид обратных вольт-амперных характеристик (ВАХ) исследованных структур. Как видно, они представляют собой кривые с участком насыщения.

Проведенные ранее измерения вольт-фарадных характеристик этих структур [3] показали, что при напряжении более 2 В в них устанавливается режим стационарного неравновесного обеднения. Так как в этом режиме сквозной ток через структуру ограничивается не проводимостью диэлектрического слоя, а процессами генерации в области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника и на границе окисел—кремний, то такая структура эквивалентна резкому p — n -переходу [2] и для описания проходящего тока справедлива теория генерации-

рекомбинации Шокли-Рида-Холла [5]. Тогда проходящий через структуру обратный ток представляется суммой диффузионного тока в нейтральной области (описывается идеальной формулой Шокли [6]) и генерационного тока в ОПЗ

$$J = J_d + J_{rg},$$

причем диффузионная компонента J_d при росте напряжения насыщается, а генерационная составляющая J_{rg} пропорциональна ширине ОПЗ и меняется пропорционально U_g .

При $T = 170$ К величина темнового тока практически не зависит от приложенного напряжения. Эта особенность дает основания предположить, что при данной температуре отсутствует ток генерации в объеме ОПЗ, и полный ток через ПДП структуру описывается идеальной формулой Шокли [6]. При повышении температуры проявляется зависимость протекающего тока от приложенного напряжения и можно говорить о переходе от идеальной ВАХ к генерационной, описываемой [5].

Согласно [5, 7], для тока генерации в ОПЗ

$$J_{rg} \sim \exp \left(\frac{E_t - E_i}{kT} \right),$$

где E_t — энергия уровня рекомбинационно-генерационных центров, E_i — значение энергии в середине запрещенной зоны.

По изменению угла наклона графика температурных зависимостей темнового тока можно судить о начале генерации с нового уровня при увеличении температуры [8].

Таким образом, вид температурных зависимостей темнового тока свидетельствует о наличии непрерывного спектра уровней генерации в структурах с толщиной диэлектрического слоя $d > 30$ х, причем их концентрация возрастает с увеличением толщины диэлектрического слоя, на что указывает возрастание тока при $60 < d < 80$ х, что, по-видимому, связано с тем, что с ростом толщины слоя окисла в этом диапазоне увеличиваются механические напряжения на границе окисел—кремний и связанное с этим количество дефектов, являющихся центрами генерации. Уменьшение величины темнового тока, наблюдаемое при толщинах диэлектрического слоя $30 < d < 60$ х, может быть связано с эффектом изоляции границы окисел—поликремний [3], который вызван подавлением поверхностных токов, обусловленных процессами генерации—рекомбинации на границе поликристаллический кремний—кремний, за счет отделения этой поверхности диэлектриком от ОПЗ полупроводника. При этом, поскольку проводимость диэлектрика обусловлена протеканием токов через ограниченное по площади число дефектов, большая часть поверхности поликремния вкладает в темновой ток не дает.

На рис. 2 представлены графики зависимостей темновых токов структур от толщины диэлектрического слоя. Зависимости имеют максимум вблизи толщины $d = 80$ х. Исследование структур с толщиной диэлектрического слоя $d > 120$ х показало, что величина сквозных токов через диэлектрик в них менее 10^{-12} А, т. е. они соответствуют классическим МДП конденсаторам. Таким образом, падение величины тока при толщинах диэлектрического слоя $d > 80$ х связывается с уменьшением проводимости диэлектрического слоя из-за уменьшения числа сквозных дефектов в нем.

В структурах с толщиной окисла $d > 90$ х режим стационарного неравновесного обеднения не наблюдался, на что указывает отсутствие насыщения на ВАХ структур с такой толщиной диэлектрика и независимость величины темнового тока от температуры.

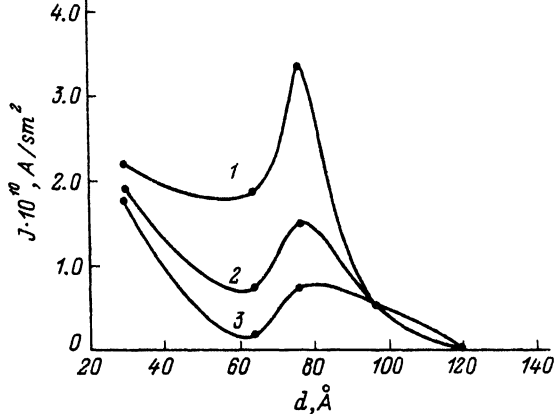


Рис. 2. Графики зависимости плотности темнового тока в ПДП структуре от толщины диэлектрика при различных температурах. T , К: 1 — 200, 2 — 180, 3 — 170.

Результаты работы позволяют сделать вывод, что исследованные ПДП диодные структуры имеют сравнимые с высококачественными $p-n$ -переходами [8] уровни темновых токов при наличии значительно большей концентрации генерационных центров.

Наличие возможности снизить концентрацию центров генерации за счет совершенствования технологии формирования границы раздела, а также изготовления структур большой площади (до 10 см^2), делает ПДП диодные анизотипные структуры более перспективными в сравнении с классическими $p-n$ -переходами, возможности совершенствования технологии которых практически исчерпаны.

Авторы благодарят А. Я. Вуля за многочисленные полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. В. Саченко, О. В. Снитко. Фотозффекты в приповерхностных слоях полупроводников, 231. Киев (1984).
- [2] А. Я. Вуль, А. В. Саченко. ФТП, 17, 1361 (1986).
- [3] А. Я. Вуль, А. Т. Дидейкин, Ю. С. Зинчик, К. В. Санин. ЖТФ, 57, 4 (1987).
- [4] А. Я. Вуль, А. Т. Дидейкин, Ю. С. Зинчик, К. В. Санин, А. В. Саченко. ФТП, 20, 1444 (1986).
- [5] C. T. Sah, R. N. Noyce, W. Shockley, Proc. IRE, 45, 1228 (1957).
- [6] W. Shockley. Bell Syst. Techn. J., 28, 435 (1949).
- [7] W. Shockley, W. J. Read. Phys. Rev., 87, 835 (1952).
- [8] Л. Е. Клячкин, Л. Б. Лопатина, А. М. Маляренко и др. ФТП, 17, 1648 (1983).

Редактор В. В. Чалдышев