

- [3] Колесников Н. В., Лебедев А. А., Мальханов С. Е. Сечение фотоионизации положительно заряженной дивакансии в кремнии, определенное из фотоемкостных измерений. — ФТП, 1979, т. 13, в. 4, с. 812—814.
- [4] Буренков А. Ф., Комаров Ф. Н., Кумахов М. А., Темкин М. Н. Пространственное распределение энергии, выделенное в каскаде атомных столкновений в твердых телах. М., 1985. 248 с.
- [5] Chu N. K., Kastl R. H., Level R. F., Mader S., Masters B. T. — Phys. Rev. B, 1977, v. 16, N 9, p. 3851—3859.
- [6] Технология ионного легирования / Под ред. С. Намбы. М., 1974. 160 с.

Получено 16.06.1987  
 Принято к печати 8.09.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЛУБОКИХ УРОВНЕЙ НА МИКРОПЛАЗМЕННЫЙ ПРОБОЙ $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДОВ

Выжигин Ю. В., Грессеров Б. Н., Соболев Н. А.

При исследовании кремниевых структур с  $p$ - $n$ -переходами наблюдались скачки на температурной зависимости напряжения пробоя [1-4], что связывалось с перезарядкой глубоких уровней (ГУ) в каналах отдельных микроплазм (МП). Поскольку в полупроводниках присутствуют ГУ различной природы и, кроме того, МП нельзя считать полностью независимыми, исследование связи перезарядки ГУ в канале МП с пробоем МП затруднено. Цель настоящей работы — исследование влияния перезарядки ГУ в области объемного заряда (ООЗ) канала МП на температурные зависимости напряжения появления первого импульса МП  $U_n$  и напряжения полного включения МП  $U_{вкл}$ , т. е. напряжения, соответствующего концу участка нестабильности МП по напряжению, а также определение параметров перезаряжающихся ГУ.

Исследовались  $p$ - $n$ -переходы, изготовленные из  $n$ -Si с удельным сопротивлением 150—250 Ом·см, на постоянном токе в диапазоне температур 100—300 К (точность поддержания 0.1 К), прикладываемое напряжение изменялось от 0.2 до 4 кВ (точность поддержания  $\pm 0.5$  В [5]).

Типичная температурная зависимость  $U_n$  показана на рис. 1 (кривая 1); два скачка соответствуют перезарядке двух различных ГУ. Участки 5, 3, 1 соответствуют ситуациям, когда оба ГУ в ООЗ канала МП ионизованы, ионизован только более мелкий ГУ, оба ГУ заполнены. Понижение  $U_n$  с увеличением температуры на участках 2 и 4 связано с ионизацией соответственно первого и второго ГУ в ООЗ канала МП. При этом  $U_n$  зависит как от свойств собственно ГУ, так и от времени, прошедшего после подачи обратного смещения. На рис. 1 приведены зависимости  $U_n$  от температуры для двух временных интервалов между моментом подачи обратного напряжения и моментом появления первого импульса МП  $t_{н.м.}$ . Зависимость  $U_n$  от плотности объемного заряда в ООЗ определяется формулой, аналогичной приведенной в [6],

$$N = N_n + M - m(t) = \frac{\varepsilon_n b^2 [1 + \beta(T - 300)]}{2qU_n \ln^2 \{2aU_n b^{-1} [1 + \beta(T - 300)]^{-1}\}}, \quad (1)$$

где  $N_n$  и  $M$  — концентрации соответственно ионизованных мелких уровней и ГУ,  $m(t)$  — концентрация ГУ, заполненных электронами,  $T$  — абсолютная температура,  $q$  — заряд электрона,  $a = 7.03 \cdot 10^6$  см<sup>-1</sup>,  $b = 1.231 \cdot 10^6$  В/см,  $\beta = U_n^{-1} |_{T=300 \text{ К}} (dU_n/dT)$  — температурный коэффициент напряжения пробоя  $U_n$ . На участках 1, 3 и 5 имеем  $N_n = N_1$ ,  $N_3 = N_n + M_1$ ,  $N_5 = N_n + M_1 + M_2$ . Разница между концентрациями центров на соседних линейных участках, вычисленная с помощью (1), соответствует концентрации ГУ, перезарядка которых

и приводит к возникновению скачка. Для образца, результаты измерения на котором представлены на рис. 1, концентрации составили  $M_1=5.3 \cdot 10^{12}$  и  $M_2=4.5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

При приложении к  $p-n$ -переходу обратного напряжения в области температур, соответствующих участку 4, степень заполнения второго ГУ определяется известным выражением [7]

$$m_2(t) = M_2 \exp(-e_n t), \quad (2)$$

где  $e_n = \sigma_n b_n T^2 \exp(-\Delta E/kT)$  — скорость эмиссии электрона с ГУ,  $\sigma_n$  — сечение захвата электрона на ГУ,  $b_n = 6.6 \cdot 10^{21}$  см<sup>-2</sup>·К<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>,  $\Delta E$  — глубина за-

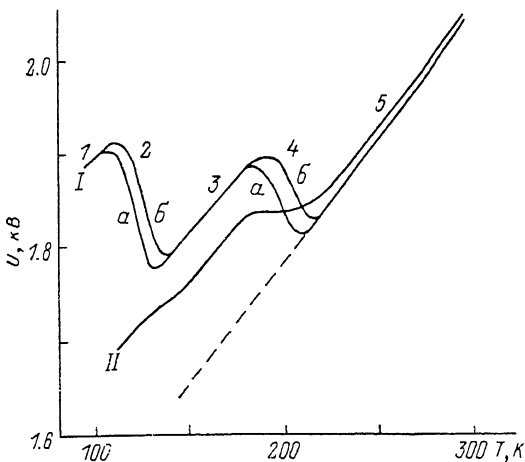


Рис. 1. Зависимость напряжения появления первого импульса микроплазмы  $U_{\text{п}}$  (I) и напряжения полного включения  $U_{\text{вкл}}$  (II) от температуры.

$t_{\text{изм}}$ , с: а — 25, б — 10.

легания ГУ (предполагается, что  $\sigma_n$  не зависит от  $T$ ). Тогда время до появления МП импульса в зависимости от приложенного напряжения можно получить из (1) и (2):

$$F(U_{\text{п}}, T) = \exp(-e_n t) = 1 + \frac{N_{\text{н}}}{M} - \frac{\varepsilon \varepsilon_0 b^2 [1 + \beta(T - 300)]}{2MqU_{\text{п}} \ln^2 \{2aU_{\text{п}} b^{-1} [1 + \beta(T - 300)]^{-1}\}}. \quad (3)$$

При фиксированной  $T$  в полулогарифмическом масштабе зависимость (3) является прямой линией, тангенс угла наклона которой равен  $e_n$ . Семейство зависимостей (3), измеренных при разных  $T$ , позволяет получить зависимость  $e_n$  от  $T$ , которая является фундаментальной характеристикой ГУ, позволяющей рассчитать его  $\Delta E$  и  $\sigma_n$ . На рис. 2 приведены температурные зависимости  $e_n$  с обоих ГУ для того же образца, что и на рис. 1. Считая, что  $\sigma$  не зависит от  $T$ , получим  $\Delta E_1 = 0.19$  эВ и  $\sigma_{\text{н}1} = 1.4 \cdot 10^{-20}$  см<sup>2</sup>,  $\Delta E_2 = 0.43$  эВ и  $\sigma_{\text{н}2} = 6.7 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. На этом же рисунке приведены аналогичные зависимости для дефектов термообработки (ДТО) [7, 8], которые были обнаружены в исследуемых образцах методом емкостной спектроскопии; их концентрация составляла  $(0.9 \div 4.5) \times 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Если  $\sigma_n$  для ДТО также не зависит от  $T$ , то  $\Delta E_3 = 0.26$  эВ,  $\sigma_{\text{н}3} = 9.3 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> и  $\Delta E_4 = 0.54$  эВ,  $\sigma_{\text{н}4} = 2.5 \cdot 10^{-15}$  см<sup>2</sup>. Отметим, что емкостная спектроскопия позволяла определить среднюю по площади концентрацию ГУ, и, несмотря на то что в канале МП концентрация ГУ могла быть на несколько порядков больше средней, вклад ГУ из канала МП в данные емкостной спектроскопии мал, поскольку площадь МП обычно на несколько порядков меньше площади всей  $p-n$ -структуры. Несовпадение температурных зависимостей скоростей эмиссии может возникать, например, из-за того, что скорость эмиссии может зависеть от электрического поля: в случае измерения  $e_n$  в ка-

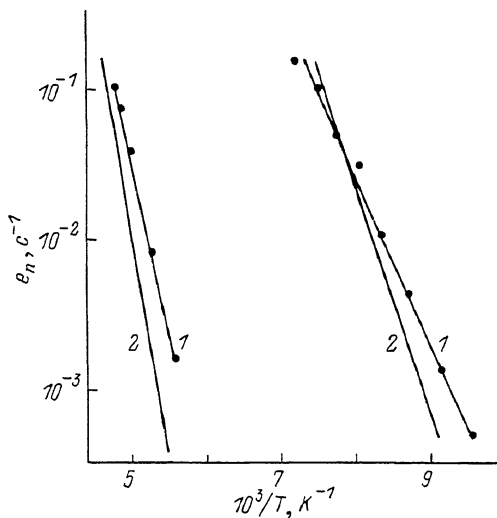


Рис. 2.

Зависимость скорости эмиссии электрона от обратной температуры: 1 — с уровней в канале МП, 2 — с уровней ДТО.

нале МП максимальная напряженность электрического поля  $E_{\max} \approx 2 \cdot 10^5$  В/см, а при измерении  $e_n$  методом емкостной спектроскопии  $E_{\max} = 2 \cdot 10^4$  В/см.

Перезарядка ГУ в ООЗ канала МП также приводит к немонотонной температурной зависимости  $U_{\text{вкл}}$ . На рис. 1 (кривая II) приведена типичная температурная зависимость  $U_{\text{вкл}}$ , причем протяженность участка нестабильности МП по напряжению при переходе от участка 5 к участку 3 увеличивается более чем на порядок (соответственно 10 и 100 В). В области напряжений, лежащей выше кривой II, после включения МП через нее течет постоянный ток, а степень заполнения ГУ определяется из решения кинетического уравнения [7] при учете не только процессов эмиссии, но и процессов захвата (рассматриваем ситуацию для участков 3—5 на рис. 1, т. е. перезарядку только одного ГУ). Предполагая, что  $e_n$ ,  $e_p$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_p$ ,  $n$ ,  $p$  и тепловые скорости  $v_n$  и  $v_p$  не меняются во времени, в стационарном состоянии получаем

$$m = \frac{M(\tau_n v_n n + e_p)}{\tau_n v_n n + \tau_p v_p p + e_n + e_p}, \quad (4)$$

где  $n$  и  $p$  — концентрации электронов и дырок в канале МП. В рассматриваемом нами стационарном случае  $U_{\text{вкл}}$  можно определить, используя (1). Из (4) видно, что с уменьшением температуры влияние процессов эмиссии носителей заряда с ГУ на  $U_{\text{вкл}}$  ослабевает, а доминировать начинает процесс захвата носителей заряда на ГУ.

Рассмотрим предельные случаи. При  $e_n$ , много большей скорости захвата электронов и дырок (участок 5),  $m=0$ , т. е. ГУ полностью ионизован и не влияет на  $U_{\text{вкл}}$ . На участке 3 скорость эмиссии электрона с ГУ существенно меньше скорости захвата ( $\sigma_n v_n \sim 10^3$  с<sup>-1</sup>). Полагая в первом приближении  $v_n \approx v_p$

и  $n \approx p$ , получаем  $m = M \frac{\sigma_n}{\sigma_n + \sigma_p}$ , т. е.  $U_{\text{вкл}}$  определяется отношением сечений захвата. В исследованных образцах для уровня  $E_2$   $\sigma_n/\sigma_p = 0.50 \div 0.67$ , что соответствует данным работы [8].

В области температур  $T < 150$  К не наблюдается существенного отклонения от линейного хода  $U_{\text{вкл}}$ . Это может быть связано либо с таким соотношением сечений захвата для уровня  $E_1$ , когда  $\sigma_{p1} \gg \sigma_{n1}$ , либо с тем, что захват на уровнях  $E_1$  и  $E_2$  не является независимым.

Таким образом, исследовано влияние перезарядки ГУ в ООЗ канала МП на температурные зависимости  $U_n$  и  $U_{\text{вкл}}$ , определены температурная зависимость скорости эмиссии носителей заряда с ГУ и соотношение сечений захвата электронов и дырок на ГУ, находящихся в канале МП.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Акимов П. В., Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. Температурная зависимость напряжения лавинного пробоя диодов, изготовленных из кремния с высоким содержанием растворенного кислорода. — ФТП, 1975, т. 9, в. 4, с. 764—767.
- [2] Коршунов В. П., Марченко И. Г. Влияние электронного облучения при различных температурах на напряжение лавинного пробоя кремниевых  $p$ - $n$ -структур. — ФТП, 1982, т. 16, в. 4, с. 751—753.
- [3] Коршунов В. П., Марченко И. Г. Особенности изменения температурной зависимости дифференциального сопротивления в области лавинного пробоя облученных Si  $p$ - $n$ -переходов. — ФТП, 1983, т. 17, в. 12, с. 2201—2203.
- [4] Астрова Е. В., Волле В. М., Воронков В. Б., Козлов В. А., Лебедев А. А. Влияние глубоких уровней на пробивное напряжение диодов. — ФТП, 1986, т. 20, в. 11, с. 2122—2125.
- [5] Кондратьев Б. С., Соболев Н. А., Челноков В. Е. Температурная зависимость напряжения пробоя микроплазм в высоковольтных  $p$ - $n$ -структурах. — В кн.: Силовые полупроводниковые приборы. Таллин, 1986, с. 15—18.
- [6] Челноков В. Е., Евсеев Ю. А. Физические основы работы силовых полупроводниковых приборов. М., 1973. 280 с.
- [7] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [8] Yau L. D., Sah C. T. — Sol. St. Electron., 1974, v. 17, N 2, p. 193—201.