

дефектов с амфотерными примесями, приводящих к изменению соотношений концентраций этих примесей в подрешетках [6]. Не исключая указанных эффектов, укажем и дополнительную возможность.

Предположим, что при облучении полупроводников вводятся дефектные состояния как донорного, так и акцепторного типа, причем их концентрации сравнимы. Как известно [7], в этом случае возникают пространственные флуктуации потенциала, создающие глубокие ($\sim E_g$) хвосты плотности состояний для электронов и дырок. Когда эффективные массы носителей заряда сравнимы, глубокие состояния хвостов оказываются локализованными (например, в аморфном кремнии), так что полупроводник становится непроводящим. Если же $m_e \ll m_h$, то дырки будут локализовываться на глубоких состояниях, а электроны благодаря малой эффективной массе в потенциальных ямах связаны существенно слабее дырок и под действием внешних полей могут перемещаться, обуславливая электронный тип проводимости даже в компенсированном материале. Заметим, что причиной возникновения флуктуаций потенциала может быть и образование разупорядоченных областей с локальной потерей стехиометрии.

В пользу того, что p - n -конверсия происходит не вследствие преимущественной генерации дефектов донорного типа, а в результате появления больших флуктуаций потенциала в разупорядоченной решетке полупроводника, свидетельствует и отсутствие явно выраженных стадий на кривой изохронного отжига, с которыми можно было бы связать отжиг локальных центров (рис. 1).

В пользу предложенной модели свидетельствуют также результаты оптических измерений вблизи края фундаментального поглощения InAs при $h\nu < E_g$ [2], показавшие наличие хвостов плотности состояний, характерных для разупорядоченного материала [7], в то время как в сильно легированных полупроводниках должен, напротив, наблюдаться сдвиг края поглощения в коротковолновую область за счет эффекта Мосса—Бурштейна.

Тогда в рамках проведенного обсуждения контакт между разупорядоченным слоем и кристаллом InAs следует трактовать не как n - p -переход, а как барьер типа «полуметалл—полупроводник».

Л и т е р а т у р а

- [1] McNally P. J. — Rad. Eff., 1970, v. 6, N 1, p. 149—153.
- [2] Акимченко И. П., Паншина Е. Г., Тихонова О. В., Фример Е. А. — ФТП, 1979, т. 13, в. 11, с. 2210—2215.
- [3] Акимченко И. П., Паншина Е. Г., Тихонова О. В., Фример Е. А. — Кр. сообщ. по физике, 1980, № 7, с. 3—7.
- [4] Богатырев В. А., Качурин Г. А. — ФТП, 1977, т. 11, в. 7, с. 1360—1363.
- [5] Destefanis G. L. — Nucl. Instr. Meth., 1983, N 209/210, p. 567—580.
- [6] Блаут-Блачев А. Н., Герасименко Н. Н., Лежейко Л. В., Любопытова Е. В., Ободников В. И. — ФТП, 1980, т. 14, в. 2, с. 306—310.
- [7] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получено 2.10.1987
Принято к печати 23.10.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕЗАРЯДКИ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ НА ЗАДЕРЖКУ ПРОБОЯ АРСЕНИД-ГАЛЛИЕВЫХ π - ν - n - СТРУКТУР, КОМПЕНСИРОВАННЫХ ЖЕЛЕЗОМ

Белобородов П. Ю., Толбанов О. П., Хлудков С. С.

Задержку переключения в арсенид-галлиевых S -диодах с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) в обратной ветви вольтамперной характеристики (ВАХ), связанным с пробоем p - n -перехода с глубокими цен-

трами (ГЦ), исследовали в [1]. В настоящей работе проведено дальнейшее исследование механизма задержки переключения арсенид-галлиевых π - ν - n -структур, компенсированных железом в процессе высокотемпературной диффузии.

Исследования проводились при подаче как чисто импульсного смещения $V > V_{\pi}$ (V_{π} — напряжение переключения), как в [1], так и комбинированного постоянного (V_0) и импульсного (V_{π}) смещений.

Из приведенных на рис. 1 зависимостей следует, что при изохронной задержке переключения π - ν - n -структур суммарная амплитуда напряжения $V = V_0 + V_{\pi}$ тем меньше, чем больше величина постоянного смещения. В особенности это относится к области смещений на вольтамперной характеристике, при которых наблюдается участок лавинного умножения тока [2]. В этой области постоянного смещения зависимость времени задержки от величины полного напряжения на π - ν - n -структуре приведена на рис. 2, а. Зависимость линейна в координатах $\lg t_3 \sim BV^{-1}$ с изменяющейся отсечкой времени задержки t_3 , при экстраполяции зависимости на ось ординат. На рис. 2, б приведена зави-

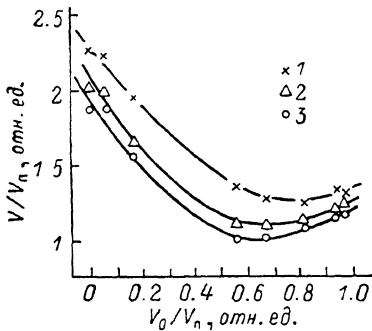


Рис. 1. Зависимость суммарной амплитуды напряжения, нормированной на напряжение переключения, от величины постоянного смещения, нормированного на напряжение переключения при постоянном времени задержки.

t_3 , нс: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 60.

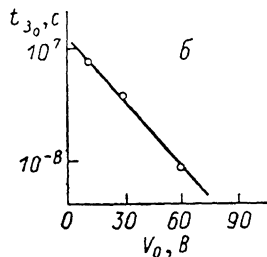
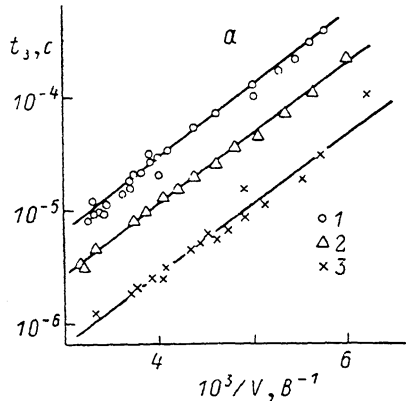


Рис. 2. Зависимость времени задержки от полного напряжения на π - ν - n -структуре при различной величине постоянного смещения V_0 (а) и зависимость отсечки времени задержки от величины постоянного смещения (б).

V_0 , В: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 60.

симость t_3 от величины постоянного смещения на π - ν - n -структуре. Наблюдается пропорциональность вида $\lg t_3 \sim V_0$ с наклоном $\operatorname{tg} \alpha = \lg(t_{3,01}/t_{3,02})/(V_{02} - V_{01}) \approx \approx 1.85 \cdot 10^{-2} \text{ В}^{-1}$ и начальной величиной $t_3(0) \approx 1.3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

Проанализируем полученные результаты. При микроплазменном пробое, что имеет место в нашем случае [2], время задержки, согласно [3], может быть представлено в виде

$$t_3 = t_0 + t_x + t_{\text{рел}}, \quad (1)$$

где t_0 — время запаздывания лавины, t_x — время формирования лавины, $t_{\text{рел}}$ — релаксационная составляющая задержки, связанная с процессами перезарядки глубоких уровней. При типичном значении коэффициента лавинного умножения $M(V) \approx 10^2 \div 10^3$, коэффициента ударной ионизации $\alpha_m \sim 10^4 \div 10^5 \text{ см}^{-1}$ [1] и предельной дрейфовой скорости $v_s \approx 10^7 \text{ см/с}$ имеем $t_x = (M(V)/\alpha_m)(v_s \cdot 10^{-9} \text{ с})$, т. е. значительно меньше экспериментально наблюдаемой величины времени задержки.

Релаксационное время определяется задержкой изменения в канале МП напряженности электрического поля. Последнее, как показывают оценки, не связано с термополевой ионизацией ГП, что имеет место в условиях, обсуждаемых в [1].

В нашем эксперименте более вероятен захват дырок, образованных при лавинном пробое π - ν -перехода, на отрицательно заряженные глубокие центры.

В результате

$$t_{\text{рех}} = 1/\sigma_p^-(v_p p), \quad (2)$$

где концентрация дырок в слое умножения толщиной α_0 определяется соотношением $p = \alpha(\mathcal{E}) \Delta n d_0$, в котором Δn — начальная концентрация носителей заряда в МП, а $\alpha(\mathcal{E})$ для GaAs дается выражением [3] $\alpha(\mathcal{E}) = \alpha_0 \exp[-(\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_m)^2]$. Полагая, что в больших электрических полях $v_p \simeq v_s$ с учетом $\alpha(\mathcal{E})$, получим

$$t_s = t_0 + t_1 \exp(\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_m)^2, \quad (3)$$

где $t_1 = (\sigma_p^- \alpha_0 \Delta n d_0)^{-1}$.

Для случая, приведенного на рис. 2, когда импульсное смещение накладывается на постоянное, при котором протекание тока в структуре локализовано в области МП, вероятность нахождения носителя заряда в области МП равна единице и $t_0 \simeq (q/j) S_0$ (где S_0 — площадь сечения МП) становится менее 10^{-9} с. Учитывая, что Δn связана с плотностью тока простым соотношением $\Delta n = (j/q) v_s$, а $\mathcal{E}_m = 2V/d_0$, где $d_0 = [2\epsilon\epsilon_0 (V/q) (N_d - N_t)]^{1/2}$, получим (3) в виде

$$t_s = t_{s_0} \exp(BV^{-1}), \quad (4)$$

где

$$t_{s_0} = \frac{q^{3/2} (N_d - N_t)^{1/2}}{\sqrt{2} (\epsilon\epsilon_0)^{1/2} \sigma_p^- \alpha_0 j V^{1/2}}, \quad (5)$$

а $B = \epsilon\epsilon_0 (\mathcal{E}_0^2/2q) (N_d - N_t)$. Приведенные на рис. 2, а зависимости следуют выражению (4) с экспериментальным значением коэффициента в показателе экспоненты B , близким к расчетному для концентрации ионов в ν -слое, определенной из емкостных измерений $(N_d - N_t) \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Подставляя в (5) выражение для плотности тока из работы [2], получим

$$t_{s_0} = D \exp(-\mu V_0), \quad (6)$$

где

$$D = \frac{q^{3/2} (N_d - N_t)^{1/2} \mu Q \rho}{\sqrt{2} (\epsilon\epsilon_0)^{1/2} \sigma_p^- \alpha_0 V^{1/2}}, \quad (7)$$

Q — параметр, зависящий от соотношения диаметра МП и толщины слоя растекания с удельным сопротивлением ρ .

Экспериментально наблюдаемая зависимость $t_{s_0}(V_0)$ (рис. 2, б) следует выражению (6) с величинами предэкспоненциального члена (D) и коэффициента (μ), близкими к расчетным и полученными из анализа ВАХ [2].

Таким образом, установлена природа релаксационной составляющей задержки пробоя π - ν - n -структур. Она связана с изменением напряженности электрического поля в канале МП вследствие захвата дырок, образованных при развитии пробоя π - ν -перехода на глубокие отрицательно заряженные акцепторные центры в ν -части ООЗ.

Л и т е р а т у р а

- [1] Божкова Е. В., Каримбаев Д. Д., Приходько Г. Л., Тарасова Л. К., Хлудков С. С. — Электрон. техн., сер. 2, Полупроводн. приборы, 1980, в. 8 (143), с. 59—65.
 [2] Толбанов О. П., Хлудков С. С. — ФТП, 1986, т. 20, в. 11, с. 2072—2077.
 [3] Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. Лавинный пробой p - n -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.

Сибирский физико-технический институт им. В. Д. Кузнецова при ТГУ
Томск

Получено 16.12.1986
Принято к печати 5.11.1987