

- [1] Pinizzotto R. F., Marks S. // Defects in Semiconductors. Amsterdam, 1983. V. 14. P. 147—152.
- [2] Platzoder K., Loch K. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1976. V. ED-23. N 8. P. 805—808.
- [3] Джиоева С. Г., Кюрегян А. С., Шлыгин П. Н. // Тр. ВЭИ. М., 1980. № 90. С. 101—111.
- [4] Van Overstraeten R., De Man H. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 5. P. 583—608.
- [5] Lee C. A., Lagan R. A., Batdorf R. L., Kleimack J. J., Wiegman W. // Phys. Rev. 1964. V. A134. N 3. P. 761—773.
- [6] Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н., Кюрегян А. С., Мнацаканов Т. Т., Шуман В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 4. С. 735—738.
- [7] Grant W. N. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 10. P. 1189—1203.
- [8] Ogawa T. // Japan. J. Appl. Phys. 1965. V. 4. N 7. P. 473—484.
- [9] Robbins V. H., Wang T., Brennan K. F., Hess K., Stillman G. E. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 12. P. 4614—4617.
- [10] Кюрегян А. С., Юрков С. Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 10. С. 1819—1827.

союзный электротехнический институт
им. В. И. Ленина
Москва

Получено 20.07.1989
Принято к печати 4.10.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ ВКЛЮЧЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ МИКРОПЛАЗМ В КРЕМНИИ

Гярулайтис Д. А., Намаюнас А. М., Тамашявичене З. Н.,
Тамашявичюс А. В.

Лавинный пробой реальных полупроводниковых структур при небольших переувражениях проходит по так называемым микроплазмам (МП), представляющим собой микроскопические области повышенной ионизации [1]. Основным свойством МП является стохастическая неустойчивость пробоя, т. е. случайный характер включения и выключения лавины. Возникновение МП связано с различного рода дефектами кристалла, например дислокациями, скоплениями точечных дефектов и т. п. Микроплазменный пробой оказывается чувствительным к введению радиационных дефектов (РД) [2-6]. Обнаружено, что облучение частицами или квантами высоких энергий, вызывающими радиационные нарушения, меняет тонкую структуру вольтамперной характеристики [3, 4], напряжение пробоя [5], последовательное сопротивление [4, 6], а также вероятность включения МП [6].

Следует заметить, что практически все исследования [3-6] влияния РД проводились на естественных МП.¹ В то же время известно [1], что электрическое поведение необлученных естественных МП и искусственных МП ($p-n$ переходов малой площади) является тождественным. Статистический характер процессов включения и выключения МП обусловлен не конкретной их природой, а малостью объема лавинного пробоя. Искусственные МП выгодно отличаются от естественных МП хорошо известной геометрией лавинной области и технологической воспроизводимостью электрических параметров. Поэтому выбор искусственных МП в качестве объекта исследования микроплазменных радиационных эффектов является предпочтительным. Искусственные МП, кроме удобной физической модели, представляют также самостоятельный интерес, поскольку такие структуры применяются в технике генерирования шумов.

¹ Пока единственным исключением является работа [2], в которой исследовалось влияние РД на искусственные МП. Однако в [2] измерялась частота микроплазменных колебаний, которая нелинейно связана как с вероятностью включения, так и с вероятностью выключения.

В настоящем сообщении приводятся результаты экспериментального исследования влияния РД на один из основных параметров МП, характеризующих неустойчивость пробоя, вероятность включения в единицу времени P_{01} . Эксперименты проводились при 293 К на кремниевых диодах, содержащих $p-n^+$ -переход малой площади [7]. Диаметр искусственной МП, определенный по рекомбинационному излучению, 3–4 мкм. Напряжение пробоя МП $U_n \sim \approx 8$ В. РД вводились путем облучения высокоэнергетическими электронами ($E=3.8$ МэВ). Интенсивность электронного потока $\approx 1.9 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$, доза облучения $\Phi_e = 10^{13} - 10^{17}$ см $^{-2}$.

Для определения параметра P_{01} использовалась импульсная методика описанная в [1]. На диод подавалось постоянное смещение, несколько меньшее напряжения пробоя ($U_0 \leq U_n$), и накладывались прямоугольные импульсы

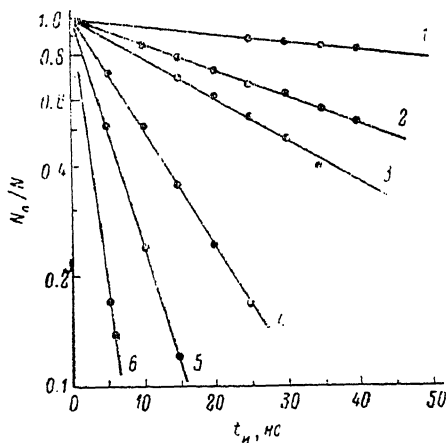


Рис. 1. Кривые Лауэ для искусственной кремниевой микроплазмы при различных дозах электронного облучения.

Φ_e , см $^{-2}$: 1 — $3 \cdot 10^{14}$, 2 — $1 \cdot 10^{15}$, 3 — $3 \cdot 10^{15}$, 4 — $1 \cdot 10^{16}$, 5 — $3 \cdot 10^{16}$, 6 — $1 \cdot 10^{17}$. Перенапряжение $\Delta U/U_n = 5 \cdot 10^{-3}$.

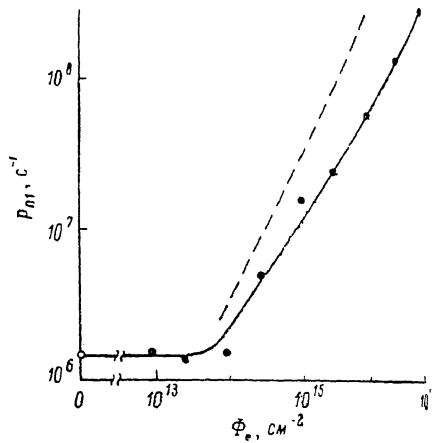


Рис. 2. Зависимость вероятности включения искусственной кремниевой микроплазмы P_{01} от дозы электронного облучения Φ_e . Перенапряжение $\Delta U/U_n = 5 \cdot 10^{-3}$. Штриховая прямая указывает наклон, равный единице.

с частотой следования 10 кГц, длительностью $t_n = 5 - 100$ нс, фронтами < 2 нс и амплитудой $U_1 = 40 - 50$ мВ. Относительное перенапряжение $(U_0 + U_1 - U_n)/U_n$ составляло $\approx 0.5\%$.

Пробой МП происходит с некоторой временной задержкой τ_s , временем в течение которого в канале МП нет запускающего носителя. Это время является величиной случайной. Очевидно, что пробой импульсом с длительностью t_n может произойти лишь при $t_n > \tau_s$. В противном случае, когда $t_n < \tau_s$, пробой не наблюдается. Среднее время статистического запаздывания $\langle \tau_s \rangle$ можно определить из соотношения [1]

$$N_0(t_n) = N \exp\left(-\frac{t_n}{\langle \tau_s \rangle}\right),$$

где $N_0 = N - N_1$, N — общее число прикладываемых импульсов, N_1 — число импульсов, на которых пробой наблюдался. N и N_1 измерялись счетчиком импульсов, а $\langle \tau_s \rangle$ определялось по наклону зависимости N_0/N от t_n в полупологарифмическом масштабе (кривые Лауэ). Семейство таких кривых показано на рис. 1. Как видно, соотношение (1) выполняется во всем исследованном диапазоне доз облучения. В частности, отсутствие характерного излома на кривых Лауэ свидетельствует о пренебрежимо малом вкладе релаксационной составляющей времени задержки [6, 8].

Обратное значение среднего времени задержки и есть искомая вероятность включения в единицу времени P_{01} [1], т. е. $\langle \tau_s \rangle^{-1} = P_{01}$. Конечный результат эксперимента представлен на рис. 2.

При дозах $\Phi_e > 10^{14}$ см $^{-2}$ происходит рост P_{01} по закону, близкому к линейному. Наблюдаемое увеличение P_{01} качественно и количественно согла-

судя с обнаруженным уменьшением спектральной плотности микролазменного шума и ростом граничной частоты [9].

Важно отметить, что одинаковое относительное увеличение ρ_{01} у искусственных МП по сравнению с естественными МП [6] наступает при значительно меньших (на 1—2 порядка) Φ_c . Качественно этот результат можно объяснить разницей в объемах $V_{МП}$. Для естественных МП $V_{МП} \sim 0.1 \text{ мкм}^3$, а для исследованных нами искусственных МП $V_{МП} \approx 1 \text{ мкм}^3$. Очевидно, что одинаковое число РД $M = n_{РД} V_{МП}$ ($n_{РД}$ — концентрация РД) в искусственных МП достигается при меньших $n_{РД}$, следовательно, меньших Φ_c , чем в естественных МП. Следует также обратить внимание на существенное различие абсолютных значений ρ_{01} , полученных нами и в работе [6]. Например, при $\Phi_c = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ $\rho_{01} \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$, согласно рис. 2, и $\rho_{01} \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$, по данным [6]. По-видимому, это связано с различными напряжениями пробоя исследованных МП (8 В в нашем случае и 50 В в [6]). Известно, что напряженность электрического поля при лавинном пробое больше в низковольтных $p-n$ -переходах. Поэтому в таких переходах вероятно проявление другого механизма генерации первичных носителей, запускающих лавину, а именно туннелирования с урв-ней РД [10].

Список литературы

- [1] Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [2] Gereth R., Haitz R. H., Smits F. M. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 12. P. 3884—3894.
- [3] Зайцевский И. Л., Конова Р. В., Тхорик Ю. А., Шаховцов Б. П. // Физические основы радиационной технологии твердотельных электронных приборов. Киев, 1978. С. 116—120.
- [4] Коршунов Ф. П., Марченко И. Г. // Весці АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1983. № 2. С. 69—72.
- [5] Викулин И. М., Новиков Л. Н., Прохоров В. А. // ФТН. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1054—1059.
- [6] Коршунов Ф. П., Ластовский С. Б., Марченко И. Г. // ДАН БССР. 1989. Т. 33. В. 3. С. 218—221.
- [7] Аладинский В. К., Дашин В. И., Суцник А. С., Тиммербулатов А. И. // Радиотехн. и электрон. 1973. Т. 18. В. 2. С. 342—349.
- [8] Акимов П. В., Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. // ФТН. 1972. Т. 6. В. 6. С. 1118—1120.
- [9] Пожела Ю. К., Тамашявичене З. Н., Тамашявичюс А. В. // Тез. докл. I Всес. конф. по физическим основам твердотельной электроники. Л., 1989. Т. В. С. 296—297.
- [10] Пожела Ю. К., Тамашявичене З. Н., Гярулайтис Д. А. // Тез. докл. VII Всес. симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Паламга, 1989. Ч. I. С. 5—7.

Институт физики полупроводников
АН ЛитССР
Вильнюс

Получено 20.07.1989
Принято к печати 4.10.1989

ФТН, том 24, вып. 3, 1990

МАГНИТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС И ЭФФЕКТ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОБОЯ В СПЛАВАХ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Богданов Е. В., Заставный Ю. В.

В последнее время вновь повысился интерес к изучению эффектов, наблюдаемых в сплавах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ в магнитном поле при разогреве носителей заряда [1—4]. В теориях магнитофононного резонанса (МФР) [1, 3—6] и эффекта поперечного пробоя (ЭПП) [2], которые в этих условиях наблюдаются, положение особенностей связывается с параметрами энергетического спектра. Поэтому представляют интерес исследования этих явлений при перестройке спектра за счет внешних воздействий [3], в частности под давлением.

В настоящей работе приведены результаты измерений сопротивления (проводимости) образцов сплавов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.145$ и 0.20 ; последний материал