

В заключение сформулируем те преимущества, которыми обладает, на наш взгляд, предлагаемая методика.

1. Методика может быть приложена как к  $n$ -, так и к  $p$ -канальным транзисторам.

2. Она достаточно проста технически — требуются только статические ток-затворные характеристики транзистора в триодном режиме при различных температурах.

3. Она может быть использована в ситуации, когда не пригодны методики, связанные с подпороговым участком ВАХ [4, 8], например вследствие неэкспоненциальности подпорогового участка или из-за наличия пространственных неоднородностей заряда в окисле.

4. Методика имеет простое физическое обоснование. Идейно она близка к известному методу Грея—Брауна для определения  $D_{it}$ . Однако метод Грея—Брауна является емкостным (измеряются высокочастотные  $C-V$ -кривые), и, кроме того, для получения достоверной информации требуется, чтобы емкость измерялась на достаточно высокой частоте ( $\sim 200$  МГц), что весьма сложно технически [2].

#### Список литературы

- [1] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Т. 1. М., 1984. 455 с.
- [2] Nicollan E. H., Brews J. R. MOS Physics and Technology / Ed. by N. W. Willey. N. Y., 1982. 906 p.
- [3] Groeseneken G., Maes H. E., Beltran N., De Keersmaecker R. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1984. V. ED-31. P. 42.
- [4] Benedetto J. M., Boesch H. E., Jr. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1984. V. NS-31. P. 1461.
- [5] Gaitan M., Russell T. J. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1984. V. NS-31. P. 1256.
- [6] Freitag R. K., Dosier C. M., Brown D. B. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987. V. NS-34. P. 1172—1177.
- [7] Saks N. S., Anaconda M. G. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1987. V. NS-34. P. 1348—1354.
- [8] McWhorter P. J., Winokur P. S. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 2. P. 133—134.

Получено 30.08.1989

Принято к печати 19.09.1989

ФТП, том 24, вып. 4, 1990

## ОСОБЕННОСТИ ПЬЕЗОПРОТИВЛЕНИЯ $\gamma$ -ОБЛУЧЕННОГО $n$ -Ge ПРИ ПОДСВЕТКЕ

Федосов А. В., Букало В. Р., Ящинский Л. В.

Наличие слоистых периодических неоднородностей (СПН) в полупроводниковых кристаллах приводит при исследовании явлений переноса к появлению в определенных условиях ряда специфических эффектов [1-4]. Особый интерес представляет изучение возможностей управления влиянием СПН на кинетические эффекты. Одной из таких возможностей является использование  $\gamma$ -облучения с последующим воздействием освещения.

Обычно распределение легирующей примеси в слоях кристалла характеризуется малой величиной разности максимальной и минимальной концентраций примеси по сравнению со средним значением [2]. В этом случае будут незначительными и влияния неоднородностей на физические свойства кристаллов [2, 3]. Однако надлежащим образом дозированное  $\gamma$ -облучение приводит к появлению дополнительных концентрационных неоднородностей, обусловленных перераспределением дефектов между слоями. Подбор дозы должен быть таким, чтобы компенсация была значительной в слоях с минимальной концентрацией примеси, но оставалась слабой в слоях с повышенным содержанием примеси. Измерения продольного пьезосопротивления и эффекта Холла показали, что для  $n$ -Ge с исходной концентрацией примеси  $2.6 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> такая доза облучения составляет  $1.1 \cdot 10^{17}$  кв/см<sup>2</sup> [5].

№ зависимости	X = 0				X = 8 · 10 <sup>3</sup> кг/см <sup>2</sup>		
	$\frac{\rho_T}{\rho_n}$	$\rho, \text{ Ом} \cdot \text{см}$	$n, \text{ см}^{-3}$	$\mu_H, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\rho, \text{ Ом} \cdot \text{см}$	$n, \text{ см}^{-3}$	$\mu_H, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
	2	3	4	5	6	7	8

Образцы первой группы

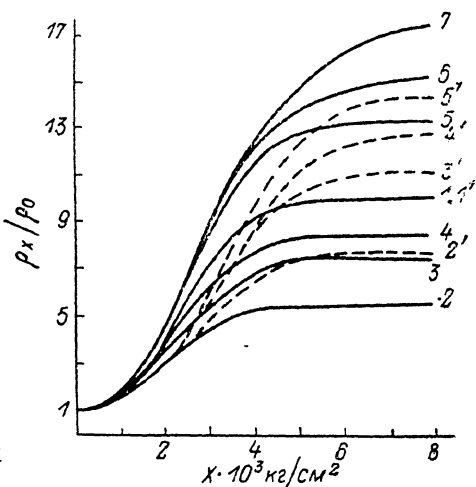
2	1	263	1.38 · 10 <sup>12</sup>	17 170	1625	2.34 · 10 <sup>12</sup>	1640
3	1.5	175.3	1.39 · 10 <sup>12</sup>	25 630	1420	2.65 · 10 <sup>12</sup>	1660
4	2	131.5	1.66 · 10 <sup>12</sup>	28 590	1100	3.25 · 10 <sup>12</sup>	1685
5	3	87.7	2.22 · 10 <sup>12</sup>	32 090	1124	3.38 · 10 <sup>12</sup>	1640
6	5	52.6	3.45 · 10 <sup>12</sup>	34 400	760	5.02 · 10 <sup>12</sup>	1620
7	10	26.3	6.65 · 10 <sup>12</sup>	35 760	594	6.87 · 10 <sup>12</sup>	1540

Образцы второй группы

2'	1	18	1.16 · 10 <sup>13</sup>	30 000	133.7	2.10 · 10 <sup>13</sup>	2200
3'	1.5	12	1.49 · 10 <sup>13</sup>	34 950	123	2.25 · 10 <sup>13</sup>	2250
4'	2	9	2.03 · 10 <sup>13</sup>	34 280	115	2.40 · 10 <sup>13</sup>	2200
5'	3	6	2.90 · 10 <sup>13</sup>	35 900	90	3.00 · 10 <sup>13</sup>	2300

Исследуемые образцы вырезались вдоль кристаллографического направления [111] таким образом, что слои роста по-разному были расположены относительно направления тока и механического напряжения. Как известно, такая возможность для кристаллов Ge хорошо реализуется, когда образцы вырезаются в плоскости (110): первая группа — вдоль оси роста, совпадающей с направлением [111]; вторая группа — образцы ориентируются под углом 70° относительно оси роста (направление [111]).

На рисунке приведены зависимости продольного пьезосопротивления



Зависимости  $\rho_{\infty}/\rho_0 = f(X)$  при разных уровнях подсветки.

1, 1' — для исходных образцов; остальные номера кривых совпадают с номерами зависимостей в таблице.

$\rho_{\infty}/\rho_0 = f(X)$  для обеих групп облученных образцов при разных уровнях подсветки ( $\rho_T/\rho_n$ , где  $\rho_T$  и  $\rho_n$  — значения удельного сопротивления в темноте и при подсветке). Для исходных образцов (пока СПН еще не проявляются) зависимости 1 и 1' совпадают. Совпадают практически в этих образцах значения концентраций ( $2.6 \cdot 10^{13}$  и  $2.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) и холловской подвижности носителей заряда (36 500 и 36 700  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ). После облучения кристаллов дозой  $1.1 \times 10^{17} \text{ кв/см}^2$  величины отношения  $\rho_{\infty}/\rho_0$  [ $\rho_{\infty}$  — значение удельного сопротивления при выходе  $\rho = f(X)$  на насыщение] для образцов из разных групп существенно различаются (зависимости 2 и 2'). Из таблицы видно, что значения средней концентрации ( $n$ ) и холловской подвижности носителей заряда ( $\mu_H$ ) для них также разные.

Такие количественные изменения параметров объясняются тем, что в результате  $\gamma$ -облучения <sup>60</sup>Со в кристаллах n-Ge образуются радиационные дефекты, обладающие в запрещенной зоне акцепторными уровнями  $E_c - 0.2 \text{ эВ}$ , деионизация которых при низких температурах приводит к резкому увеличению амплитуды СПН [2, 5], и, конечно же, более значительные изменения всех величин наблюдаются в образцах первой группы, где слои роста ориентированы перпендикулярно направлению протекания тока. Далее видно, что с увеличением интенсивности подсветки величина  $\rho_{\infty}/\rho_0$  возрастает (зависимости 3, 3' — 7, 5') и даже превосходит значения для исходных кристаллов. Возрастает при

этом значения средней концентрации электронов, и особенно увеличиваются для образцов первой группы значения холловской подвижности носителей заряда. Отметим, что для исключения междузонных переходов подсветка исследуемых образцов осуществлялась через фильтры из кристаллов GdSb (ширина запрещенной зоны в которых составляет 0.5 эВ). Обращает на себя внимание и тот факт, что изменения  $\mu_H$  в зависимости от уровня подсветки характерны только для недеформированных кристаллов (особенно для образцов первой группы) и практически отсутствуют изменения  $\mu_H$  в сильно деформированных образцах, когда  $\rho = f(X)$  выходит на насыщение (ср. столбцы 5 и 8 таблицы). Мало при этом в деформированных образцах изменяется от подсветки и величина удельного сопротивления. В образцах второй группы при  $\rho_T/\rho_H = 3$  (зависимость 5') значение удельного сопротивления становится равным  $\rho$  исходных кристаллов.

Такая зависимость  $\mu_H$  и  $\rho_{\infty}/\rho_0$  от подсветки и деформации, по-видимому, определяется в основном изменением амплитуды потенциального рельефа. В работе [6] показано, что амплитуда крупномасштабного потенциального рельефа компенсированных полупроводников определяется как

$$\delta = e^2 N_i^{2/3} / \chi n_{\text{экр}}^{1/3},$$

где  $\chi$  — диэлектрическая проницаемость,  $n_{\text{экр}}$  и  $N_i$  — соответственно концентрации экранирующих носителей заряда и заряженных дефектов. Следовательно, в нашем случае с увеличением интенсивности подсветки и деформации  $\delta$  будет уменьшаться из-за увеличения  $n_{\text{экр}}$ , обусловленного фотоионизацией уровня  $E_c - 0.2$  эВ, уменьшением с деформацией энергетического зазора между уровнем  $E_c - 0.2$  эВ и дном зоны проводимости [4].

Таким образом, на основании полученных результатов можно заключить, что изменения холловской подвижности и вид зависимостей  $\rho = f(X)$  для обеих групп образцов определяются перезарядкой уровней радиационных дефектов с деформацией и при подсветке, изменяя тем самым условия экранирования и величину амплитуды СПН.

Авторы выражают глубокую признательность П. И. Баранскому за полезные обсуждения результатов и постоянный интерес к работе.

#### Список литературы

- [1] Баранский П. И. // Автореф. докт. дис. Киев, 1965.
- [2] Ковозенко И. Д., Семенюк А. К., Хиврич В. И. Радиационные эффекты в кремнии. Киев, 1974. 199 с.
- [3] Виницкий В. А., Холодарь Г. А. Радиационная физика полупроводников. Киев, 1979. 336 с.
- [4] Семенюк А. К., Федосов А. В., Назарчук П. Ф., Букало В. Р. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 7. С. 1284—1287.
- [5] Федосов А. В., Букало В. Р., Тимошук В. С. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 6. С. 1135—1137.
- [6] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. В. 2. С. 867—878.

Львовский политехнический институт  
им. Ленинского комсомола  
Луцкий филиал

Получено 7.09.1989  
Принято к печати 19.09.1989