

$$R = \frac{1}{H} \frac{\beta_1}{\sigma_1}, \quad (7)$$

где β_1 — безразмерное магнитное поле, σ_1 — проводимость хорошо проводящей фазы.

Поскольку σ_1 практически не зависит от напряженности магнитного поля, получаем вполне удовлетворительное объяснение зависимости R от H для монокристаллических пленок антимионда индия, содержащих неоднородности.

В массивных материалах и в изотропных поликристаллических пленках InSb n -типа постоянство коэффициента Холла обусловлено линейным ростом удельного сопротивления с увеличением H в указанном диапазоне магнитных полей [4].

Список литературы

- [1] Juhasz C., Anderson J. C. // Phys. Lett. 1964. V. 12. P. 163—165.
- [2] Касьян В. А., Киларь В. М., Никольский Ю. А. // Тез. докл. IV Всес. симп. «РЭМ-84». М., 1984. С. 142.
- [3] Касьян В. А., Кетруш П. И., Никольский Ю. А., Пасечник Ф. И. Тонкие пленки антимионда индия. Кишинев, 1989. 162 с.
- [4] Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М., 1967. 477 с.
- [5] Пека Г. П. Физика поверхности полупроводников. Киев, 1968. 190 с.
- [6] Many A., Goldstein J., Groven N. B. Semiconductor Surface. Amsterdam, 1965.
- [7] Bate R. T., Bell J. C., Beer A. C. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. N 5. P. 806—814.
- [8] Морозовский А. Е., Снарский А. А. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 7. С. 1220—1225.

Борисоглебское высшее военное
авиационное училище летчиков
им. В. П. Чкалова

Получено 24.11.1989
Принято к печати 6.03.1990

ФТП, том 24, вып. 7, 1990

К ВОПРОСУ О ВЕЛИЧИНЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИОНИЗАЦИИ В КРЕМНИИ

Масленников Н. М.

В течение трех последних десятилетий методам и результатам измерения коэффициентов ионизации электронами α_n и дырками α_p в кремнии был посвящен ряд статей и обзоров, например [1-8]. Наибольшее распространение получил метод фотоумножения. Наиболее характерные, по мнению автора, зависимости $\alpha_n(E)$ приведены на рисунке. Большинство измерений проводилось на высоковольтных структурах при напряженности поля E в диапазоне $(1.5 \div 10) \times 10^5$ В/см. В [2, 5, 6] измерения проводились на высоковольтных структурах при $E = (1 \div 2) \cdot 10^5$ В/см. В работе [4] предложен и обоснован простой и надежный метод измерения $\alpha_{n,p}$ с использованием диодов Шоттки, характеризующихся резким переходом с линейным распределением напряженности поля.

Авторы [5, 6] разработали метод измерения коэффициентов ионизации применительно к резкому $p^+ - n$ -переходу, для которого также характерно линейное распределение напряженности поля.

Несколько изменив форму решения исходных уравнений, они получили те же формулы для $\alpha_{n,p}$, что и в [4]. Авторы [5, 6] подвергли сомнению надежность результатов Огавы [2], измерив в 3 раза большее значение α_n . При этом они не придали значения тому обстоятельству, что большее, а следовательно, худшее значение α_n может быть обусловлено влиянием каких-либо дефектов.

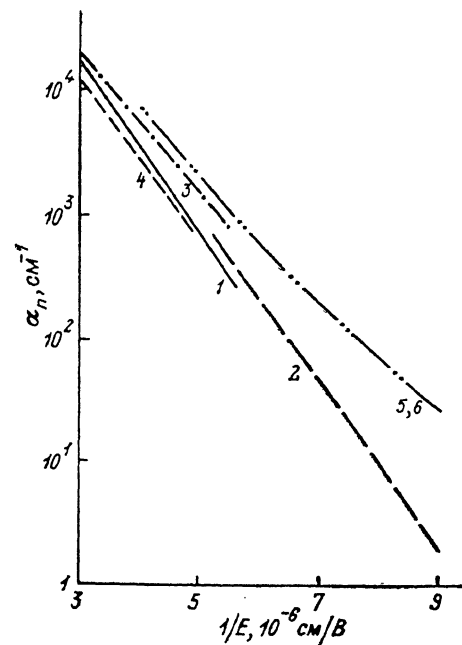
При выполнении данной работы не проводилось повторных измерений $\alpha_{n,p}$ методом фотоумножения, а применялся иной подход. Была поставлена задача выяснить, каким известным зависимостям $\alpha_n(E)$ соответствуют напряжения

пробоя реальных высоковольтных переходов большой площади, каково при этом влияние дефектов в структурах кремния.

Литературные данные о влиянии дефектов крайне противоречивы. Например, автор [2] пришел к выводу, что при плотностях дислокаций $3 \cdot 10^4$ и $1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ практически совпадают как напряжения пробоя, так и коэффициенты ионизации. Не обнаружено влияния дефектов структуры на напряжение пробоя и в работе [9]. Однако, по данным [10], в реальных структурах большой площади на напряжение пробоя влияют крупномасштабные дефекты (дислокационные образования) протяженностью 200—1000 мкм, плотность которых была не больше $2 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2}$. Наличие этих дефектов зависит от свойств слитка кремния и от условий проведения технологического процесса термообработки.

В [9] подобные дефекты не были выявлены, поскольку авторы не осуществляли их визуализации посредством декорирования [11], в результате чего применявшаяся методика исследования оказалась несовершенной.

В данной работе для установления соответствия напряжений пробоя той или иной зависимости $\alpha_n(E)$ сопоставлялось наблюдаемое в эксперименте нарастание тока с расчетным значением. Эксперименты и расчеты проводились следующим образом. Из слитков *n*-Si, полученных методом бестигельной зонной



Зависимость $\alpha_n(E)$ в кремнии по наиболее характерным литературным данным (1—6 — [1—6] соответственно).

плавки (БЗП), и радиационно-легированного кремния (РЛК) было изготовлено несколько партий экспериментальных $p^+ - n - p^+$ -структур диаметрами 52, 58 мм и толщиной 750 мкм. Применялась технология, при которой размер и количество крупномасштабных дефектов были минимальными [10]. Один из *p*-эмиттеров удалялся шлифовкой. Большое внимание уделялось качеству высоковольтной фаски, угол которой равнялся 10° . Для измерений отбирались структуры с наибольшими значениями напряжения пробоя. Затем со стороны *n*-базы пластина постепенно сошлифовывалась до толщины, при которой началось уменьшение начального значения напряжения пробоя U_{BR} (напряжения, при котором ток за счет лавинного умножения носителей увеличивался примерно в e раз.)

Учитывая ширину *p*-эмиттера и падение напряжения на нем, определяли толщину *n*-базы и равную ей ширину слоя объемного заряда W_n , а по ним — максимальную напряженность поля на переходе $E_M = 2U_n/W_n$, где U_n — падение напряжения на *n*-базе. Толщина базы определялась с точностью $\pm 5 \text{ мкм}$, что обеспечивало определение E_M с точностью $\pm 2 \%$.

При тех значениях E , которые имели место в эксперименте, α_n в десятки раз превышает α_p , рост тока на начальном участке лавинного пробоя определя-

ется формулой $I = I_0 \exp \int_0^{w_n} \alpha_n dx$. Зная U_n , $E(x)$ и W_n , с помощью этой формулы

определяли, при какой зависимости $\alpha_n(E)$ ток увеличивается в e раз. За основу бралась зависимость $\alpha_n^{[2]}(E)$, полученная Огавой [2], или кратные значения α_n . Результаты измерений приведены в таблице.

Анализ экспериментальных данных позволил сделать следующие выводы:

№ образца	Кремний	\varnothing образца, мм	$\rho_{исх}$, Ом · см	U_{BR} , кВ	W_n , мкм	$E_M \cdot 10^{-5}$, В/см	$\frac{\alpha_n}{\alpha_1^2}$
0-142	БЭП	52	200	3.95	415	1.75	0.65
0-141	БЭП	52	200	3.60	455	1.50	3.0
872-1	РЛК	58	115	3.50	340	1.9	0.35
872-4	РЛК	58	115	3.30	385	1.6	1.7
872-3	РЛК	58	115	3.25	375	1.6	1.65
ОФ-76	РЛК	58	95	2.60	230	2.0	0.35
0-70	РЛК	58	95	2.55	250	1.8	0.7

1. При одинаковой исходной величине удельного сопротивления кремния $\rho_{исх}$ на структурах с более высоким значением напряжения пробоя максимальная напряженность поля в области $p-n$ -перехода на 10—20 % больше напряженности, измеренной на структурах с меньшим напряжением пробоя.

2. При одинаковом $\rho_{исх}$ большие значения напряжения пробоя высоковольтных структур коррелируют с данными α_n Огавы [2], а меньшие — с данными работ [5, 6]. Большие, по данным [5, 6], значения α_n можно объяснить менее совершенной технологией, при которой в изготавливаемых структурах образовывались протяженные дефекты. Данные Огавы представляются более достоверными и их можно рекомендовать для использования в расчетах.

Список литературы

- [1] Lee C. A., Logan R. A., Batdorf R. L., Kleimack J. J., Wiegmann W. // Phys. Rev. 1964. V. 134. N 3A. P. 761—773.
- [2] Ogawa T. // Japan. J. Appl. Phys. 1965. V. 4. N 7. P. 473—484.
- [3] Van Overstraeten R., De Man H. // Sol. St. Electron. 1970. V. 13. N 5. P. 583—607.
- [4] Woods M. H., Johnson W. C., Lampert M. A. // Sol. St. Electron. 1973. V. 16. N 3. P. 381—394.
- [5] Кузьмин В. А., Крюкова Н. Н., Кюрегян А. С., Мнацаканов Т. Т., Шуман В. Б. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 4. С. 735—738.
- [6] Кюрегян А. С. // Автореф. канд. дис. М., 1975.
- [7] Рожков В. А., Милоткин Е. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 8. С. 1455—1457.
- [8] Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. Лавинный пробой $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [9] Богородский О. В., Воронцова Т. П., Жгутова О. С., Злобин В. А., Кирдяшкина Л. А., Кузьмин В. А., Кюрегян А. С., Локтаев Ю. М., Рыбачук Л. С., Сорокин Ю. Г., Шлыгин П. Н., Федоров В. В. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 7. С. 1419—1425.
- [10] Масленников Н. М., Сидоров Ю. И., Фролова Т. П., Турикова Л. В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. В. 9. С. 156—158.
- [11] Батавин В. В. Контроль параметров полупроводниковых материалов и эпитаксиальных слоев. М., 1976. 104 с.

Получено 20.02.1990

Принято к печати 6.03.1990

Всесоюзный электротехнический институт им. В. И. Ленина
Москва

ФТП, том 24, вып. 7, 1990

К ТЕОРИИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ В БИПОЛЯРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л.

Изучение термоэлектрических явлений сводится (см., например, [1]) к нахождению температурных полей всех сортов квазичастиц и вычислению измеряемой (выводимой во внешнюю цепь) разности электрохимических потенциалов [2]. Мы умышленно не останавливаемся на самостоятельной, крайне важ-