

- [2] Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984. 256 с.
- [3] Невровский В.А., Ярославский В.Н. // Радиотехника и электроника, 1988. Т. 22. В. 4. С. 808-813.
- [4] Duke W.P., Charbonier F.M., Strayer R.W., Floyd R.L., Barbouir J.P., Trolan J.K. // J. Appl. Phys. 1960. V. 5. N 5. P. 791-805.
- [5] Горошков Б.И. Радиоэлектронные устройства: Справочник. М.: Радио и связь, 1985. 400 с.

Поступило в Редакцию
5 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23 12 декабря 1989 г.

06.2

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПЛЕНКАХ $PbSe$ ПРИ АЛЬФА-ОБЛУЧЕНИИ

Д.М. Фреик, Я.П. Салий,
А.Д. Фреик, Р.И. Собкович

1. Облучение полупроводниковых материалов заряженными частицами высоких энергий приводит к контролируемому изменению их физических свойств [1, 2]. Поэтому изучение профилей распределения радиационных дефектов является практически важной задачей.

В настоящей работе впервые изучено распределение радиационных дефектов при альфа-облучении по определению дозовой зависимости полного сопротивления пленок $PbSe$ различной толщины.

Образцы для исследования выращивали методом горячей стенки в вакууме 10^{-4} Па на монокристаллических подложках из BaF_2 , сколотых по плоскости (111) [3]. Скорость роста пленок составляла ~ 3 мм/с, а их толщины 2-15 мкм. При получении пленок выдерживались следующие температурные режимы: температура подложки $T_p = 590-600$ К, стенка испарительной камеры $T_c = 850-870$ К, Π реактора для испарения $T_r = 820-840$ К. Полученные пленки имели р-тип проводимости с исходной концентрацией носителей заряда $3 - 7 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Образцы облучались нефокусированным потоком альфа-частиц энергией 5.5 МэВ от источника Pu^{239} на карусельной установке при комнатной температуре. Плотность потока частиц составляла $5 \cdot 10^7$ см $^{-2} \cdot c^{-1}$, а дозы облучения доводились до значений $1.3 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$. Электрические параметры пленок различной толщины измерялись в постоянных электрических

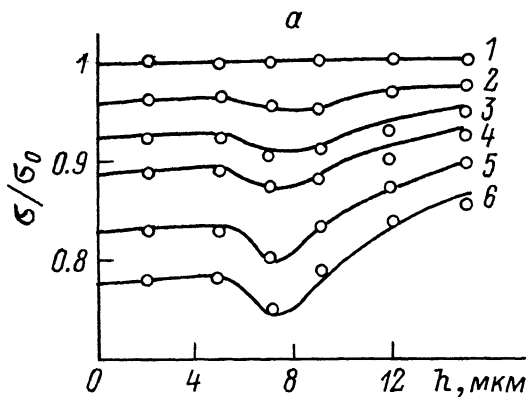


Рис. 1. Зависимости относительной удельной электропроводности $\bar{\sigma}/\bar{\sigma}_0$ пленок $PbSe$ от их толщины и дозы облучения Φ . а) Экспериментальные значения: до облучения (1), после облучения дозой $\Phi \cdot 10^{-12}$, $см^{-2}$: 0.2 (2), 0.4 (3), 0.5 (4), 0.9 (5), 1.3 (6). б) Расчетная поверхность.

и магнитных полях компенсационным методом как до, так и после определенной дозы облучения.

2. Ранее [4] установлено, что альфа-облучение оказывает в пленках $PbSe$ донорное действие. Средняя скорость изменения концентрации носителей заряда составляет $\sim 6 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. Удельная электропроводность пленок первоначально дырочной проводимости уменьшается. Полученные результаты объяснены преобладающим образованием междоузельных атомов свинца, играющих роль доноров [5]. Однако ранее не исследовано действие альфа-облучения на образцы различной толщины, обусловленное характером образования радиационных повреждений.

3. Эффективность действия альфа-частиц на изменение электрических параметров пленок определяется их толщиной (рис. 1). Общей закономерностью является то, что тонкие пленки (до 4 мкм) электрически нечувствительны к радиационному облучению. Незначительное изменение электропроводности наблюдается и для пленок толщиной более 12 мкм (рис. 1'). Наибольшие изменения относительные электропроводность и концентрация носителей заряда испытывают в пленках толщиной 6–8 мкм (рис. 1). При этом увеличение дозы облучения приводит к более резким изменениям электрических параметров (рис. 1).

4. Полученные экспериментальные результаты можно объяснить априорно предположив, что функция распределения радиационных дефектов по глубине имеет вид (рис. 2):

$$f(x) = k_1 \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{x - x_0}{\Delta x_0}\right]} + k_2 \exp\left[-\frac{(x - x_0)^2}{\Delta x_0^2}\right], \quad (1)$$

где x_0 – глубина максимума сосредоточения дефектов, Δx_0 – стандартное отклонение. Для упрощения расчетов принимаем, что при $x = x_0$, $f(x) = 1$. Подобный профиль распределения дефектов присущ имплантации ионов [1, 6, 7]. Принимая во внимание, что сопротивление слоя – линейная функция концентрации дефектов.

$$\rho = \rho_0 + k \phi f(x), \quad (2)$$

где ρ_0 – начальное удельное сопротивление, ϕ – плотность потока частиц, k – коэффициент изменения удельного сопротивления на единицу потока, проводимость пленки толщиной h будет определяться как

$$\sigma = \frac{1}{h} \int_0^h \frac{dx}{\rho_0 + k \phi f(x)}. \quad (3)$$

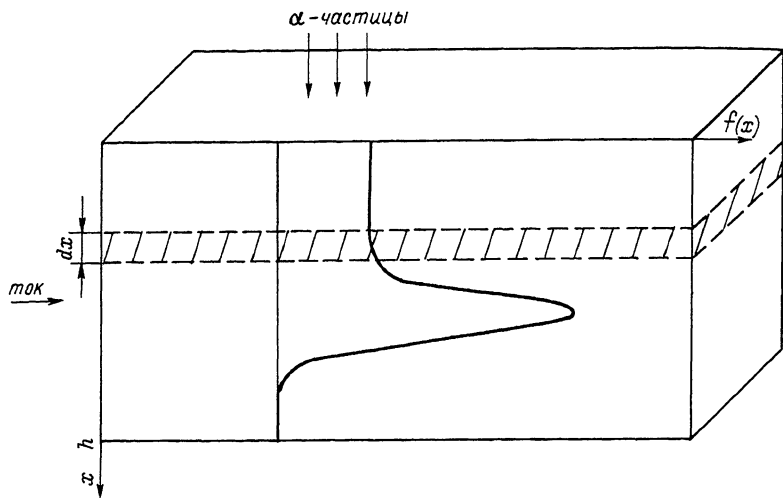


Рис. 2. Распределение дефектов по глубине пленки при альфа-облучении.

Неизвестные параметры k , k_1 , k_2 , x_0 , Δx_0 найдены из аппроксимации экспериментальных значений проводимости (рис. 1) по методу наименьших квадратов. В результате расчета получены следующие значения $x_0 = 5.9$ мкм (пробег альфа-частиц в $PbSe$ плотностью $\rho = 8.3$ г/см³ равен $\Delta R = 6.4$ мкм), $\Delta x_0 = 0.7$ мкм (расчетное значение $\Delta R = 0.7 - 1.1$ мкм), $k = 10^{-15}$ Ом·см³, $k_1 = 0.32$, $k_2 = 0.84$. На рис. 2 представлены полученные в результате аппроксимации теоретические кривые, определяющие зависимость отношения проводимости пленок от их толщины и дозы облучения.

Расчетная поверхность (рис. 1,б) хорошо качественно объясняет экспериментальные результаты (рис. 1,а) и подтверждает возможность выбора такого профиля распределения дефектов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Вавилов В.С., Кив А.Е., Ниязова О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. М.: Наука, 1981. 368 с.
- [2] Palmetshofer L. // Appl. Phys. 1984. V. A34. N 3. P. 139-153.
- [3] Фреик Д.М., Галушак М.А., Межиловская Л.И. Физика и технология полупроводниковых пленок. Львов: Вища школа, 1988. 152 с.

- [4] Фрейк Д.М., Салий Я.П., Межилов - ская Л.И., Собкович Р.И., Школьный А.К., Огородник Я.В. // ФТП. 1989. Т. 23. № 6. С. 710-714.
- [5] Зломанов В.П., Новоселова А.В. Р-Т-х диаграммы двухкомпонентных систем. М.: Наука, 1980. 120 с.
- [6] Риссел Х., Руге И. Ионная имплантация. М.: Наука, 1983. 360 с.
- [7] Kotai E., Parsiti F., Manuaba A., Mezeu G. and al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1987. В. 19/20. Р. 312-317.

Поступило в Редакцию
29 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 23

12 декабря 1989 г.

04; 07

ИССЛЕДОВАНИЕ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА В ДЛИННЫХ ВОЗДУШНЫХ ПРОМЕЖУТКАХ С ПОМОЩЬЮ СВЕТОВОДНОГО ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА

В.В. Куцаенко, А.В. Лупейко,
Н.И. Петров, Е.Н. Чернов

Приводятся результаты экспериментального исследования искрового разряда в длинных воздушных промежутках с помощью оптического датчика напряженности электрического поля. Для измерения напряженности электрического поля, искаженного пространственным зарядом, используются различные устройства, в частности, емкостные датчики [1] и флюксометры [2]. Однако наличие проводящих частей в этих датчиках искажает измеряемое поле. Известен также оптический метод, основанный на эффекте Поккельса, который был применен для измерения электрического поля искрового разряда в воздушных промежутках длиной 1 и 3 м при положительной полярности воздействующего напряжения [3]. Было показано, что максимальное значение электрического поля достигается на конце стримерной зоны и равняется $8 \div 14$ кВ/см, в чехле канала лидера напряженность электрического поля составляла 1-5 кВ/см. Отметим, что измерения электрического поля после пробоя промежутка в [3] не проводились.

В настоящей работе аналогичный датчик используется для измерения напряженности электрического поля, искаженного пространственным зарядом стримерной зоны и канала лидера, в воздушных промежутках длиной от 4-х до 20 метров при воздействии аперiodических импульсов напряжения положительной полярности с соотношениями длительностей фронта и импульса $\tau_{\text{ф}}/\tau_{\text{и}} = 300/7500$ и $15/7500$ мкс. Получен ряд качественно новых результатов, отсутствовавших в [3].