

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА «АНОМАЛЬНЫХ» СПЕКТРОВ DLTS В КРЕМНИЕВЫХ ДИОДАХ, ОБЛУЧЕННЫХ α -ЧАСТИЦАМИ

Берман Л. С., Маляренко А. М., Ременюк А. Д.,
Суханов В. Л., Толстобров М. Г.

Исследованы распределение радиационных дефектов при α -облучении кремниевых диодов и структура тонкого перекомпенсированного слоя, возникающего в области максимума концентрации α -радиационных дефектов. Для обнаружения и определения параметров перекомпенсированного слоя разработан комплексный метод релаксационной спектроскопии. Измерялись релаксация емкости и тангенса угла потерь, а также температурная зависимость емкости и тангенса угла потерь. Показано, что после переключения от прямого до обратного напряжения сопротивление перекомпенсированного слоя возрастает во времени. Это возрастание приводит к уменьшению измеренной емкости, хотя барьерная емкость при этом не уменьшается. Предложена модель, объясняющая возрастание сопротивления перекомпенсированного слоя после инжекции. Неоднородное по глубине распределение радиационных дефектов может быть использовано для локального управления временем жизни.

При облучении полупроводников заряженными частицами высоких энергий (протонами, α -частицами и др.) образуется неоднородное по глубине распределение радиационных дефектов (РД), которое может быть использовано для локального управления сопротивлением [1] и временем жизни неосновных носителей заряда [2]. Поэтому исследование таких РД и образованных ими неоднородных слоев представляет как научный, так и практический интерес. РД, образующиеся в кремнии, облученном α -частицами, и их трансформация в ходе отжига рассмотрены в ряде работ [3-7]. В работах [3, 5, 7] показано, что в n -кремнии α -РД в основном аналогичны γ -РД. В работах [2, 4, 7] измерены профили концентрации α -РД на отдельных участках пробега α -частиц. Целью настоящей работы является исследование распределения α -РД по всей глубине пробега α -частиц и структуры тонкого перекомпенсированного слоя (ПС), возникающего в области максимума концентрации α -РД; для обнаружения ПС и определения его параметров нами был разработан комплексный метод релаксационной спектроскопии.

Методика эксперимента. Кремниевые $p^+ - n$ -диоды с глубиной залегания перехода $x_j = 0.15$ мкм создавались локальной диффузией бора из газовой фазы. Концентрация бора на поверхности $N_B = 10^{21}$ см $^{-3}$. Первая группа образцов (2 шт.) изготовлена из n -Si<P>, выращенного бестигельной зонной плавкой, с удельным сопротивлением $\rho \approx 200$ Ом·см. Вторая группа образцов (2 шт.) изготовлена из n -Si<P>, выращенного методом Чохральского, с $\rho \approx 2$ Ом·см. Омический контакт со стороны базы — сплошной, со стороны p^+ -области — кольцевой. Диоды облучались со стороны p^+ -области при комнатной температуре α -частицами с энергией $E \approx 4$ МэВ и интенсивностью $1.4 \cdot 10^7$ см $^{-2}$ ·с $^{-1}$.

Исследование проводилось методами емкостной спектроскопии [8]. Параметры РД определялись методом DLTS [9], а концентрация мелкой примеси N_x — по вольтфарадным характеристикам. Помимо релаксации емкости $C(t)$ измерялись релаксация тангенса угла потерь $\text{tg } \delta(t)$ и температурные зависимости емкости и тангенса угла потерь. Измерения выполнялись на автоматизи-

рованной установке (частота $f=100$ кГц) [10]. Использовалась параллельная схема замещения (ПСЗ).

Результаты измерений и их обсуждение. Для образцов первой группы N_M нарастает в глубь базы от $1.9 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ при 8 мкм до $3.2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ при 41 мкм. До облучения концентрация остаточных глубоких центров (ГЦ) $N_T < 7 \times 10^{11}$ см $^{-3}$. После облучения дозой $\Phi=2.5 \cdot 10^{10}$ см $^{-2}$ по спектрам DLTS в интервале температур 70–300 К наблюдались радиационные дефекты с уровнями $E_c-0.17$ эВ — А-центр, $E_c-0.49$ эВ — дивакансия (V_2) и $E_c-0.23$ эВ — комплекс, включающий V_2 (KV_2). Эти РД идентичны РД, наблюдавшимся

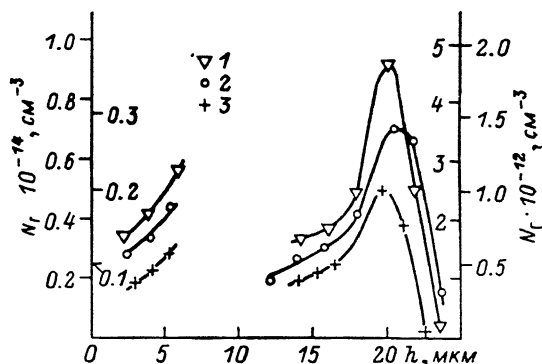


Рис. 1. Профиль концентрации РД. 1 — $N(A)$, 2 — $N(V_2)$, 3 — $N(KV_2)$. Масштаб для образцов группы 1 дан на правой оси ординат, для образцов группы 2 — на левой. Слева по осям ординат — масштаб для $N(A)$, справа — для $N(V_2)$ и $N(KV_2)$.

нами ранее в кремниевых диодах, облученных α -частицами [5] и γ -квантами [11] [температурные зависимости времен релаксации заполнения $\tau(T)$ совпадают]. Профиль концентрации (ПК) каждого РД имеет максимум вблизи конца пробега α -частиц (рис. 1, справа). Наблюдался также РД, по-видимому, идентичный РД с уровнем $E_c-0.37$ эВ в [3].

Для образцов второй группы $N_M=2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. До облучения $N_T < 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$. На рис. 2, а приведены зависимости $C(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$ при обратном смещении

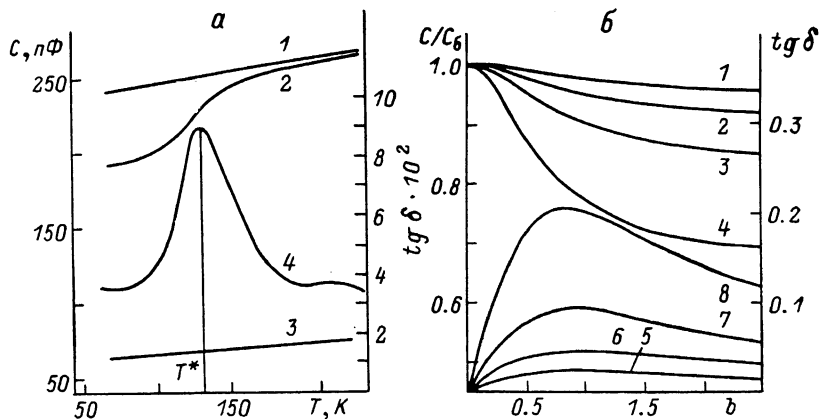


Рис. 2. Температурные зависимости C и $\text{tg } \delta$.

а) экспериментальные: 1, 2 — $C(T)$, 3, 4 — $\text{tg } \delta$; 1, 3 — до облучения, 2, 4 — после облучения $\Phi=1.4 \times 10^{12}$ см $^{-2}$; б) расчетные: 1—4 — C/C_6 , 5—8 — $\text{tg } \delta$; д: 1, 5 — 0.05, 2, 6 — 0.10, 3, 7 — 0.20, 4, 8 — 0.30.

$V=10$ В до облучения. Уменьшение $C(T)$ при охлаждении объясняется зависимостью $C_6(T)$, где C_6 — барьерная емкость [12, с. 95]. После облучения дозой $\Phi=1.4 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$ зависимости $C(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$ почти не изменились. По спектрам DLTS наблюдались те же РД, что и в образцах первой группы. Спектры DLTS после переключения от 20 мА до 10 В и от 0.5 В до 10 В аналогичны; после переключения с инжекцией нет участков с $\Delta C < 0$, т. е. нет перезарядки дырками уровней в нижней половине запрещенной зоны. Профили концентрации РД показаны на рис. 1 (слева).

Далее образцы второй группы были дополнительно облучены дозой $\Phi=1.4 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$, после чего измерены $C(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$ при 10 В (рис. 2, а). Как видно из рис. 2, а, в интервале температур 120–160 К изменение емкости $C(T)$ превышает изменение, обусловленное температурной зависимостью $C_6(T)$,

а при $T^* \approx 130$ К $\text{tg } \delta(T)$ проходит через максимум. Рассмотрим далее спектры DLTS. После переключения без инжекции зависимости $\Delta C(T)$ и $\Delta \text{tg } \delta(T)$ аналогичны этим зависимостям для $\Phi = 1.4 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$, причем во всем температурном интервале $\Delta C > 0$ и $\Delta \text{tg } \delta > 0$ (рис. 3, штриховые линии). Значения $\Delta C > 0$ и $\Delta \text{tg } \delta > 0$ [т. е. возрастание $C(t)$ и $\text{tg } \delta(t)$ после переключения] обусловлены возрастанием $C_0(t)$.

После переключения от прямого до обратного напряжения имеются два интервала температур, где $\Delta C < 0$: 1 — 85—110, 2 — 120—170 К (рис. 3, а, сплошные линии), причем в интервале 1 $\Delta \text{tg } \delta < 0$, а в интервале 2 $\Delta \text{tg } \delta > 0$ (рис. 3, б, сплошные линии). Таким образом, после увеличения дозы α -облучения от $1.4 \cdot 10^{12}$ до $1.4 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$ в спектрах DLTS для тех же образцов при пере-

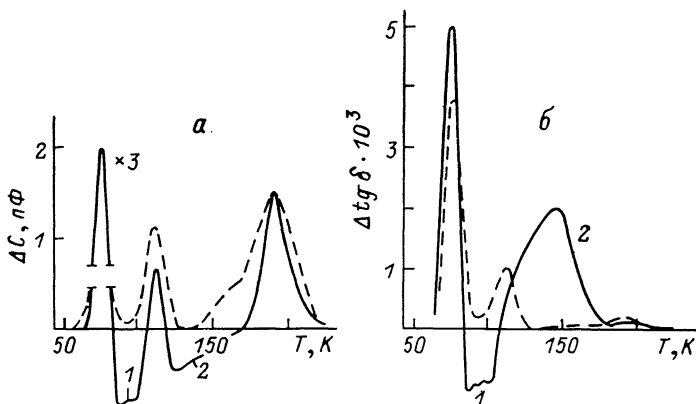


Рис. 3. Спектры DLTS после переключения от 0.5 до 10 В (штриховые линии) и от 20 мА до 10 В (сплошные).

а — $\Delta C = C(t_2) - C(t_1)$; б — $\Delta \text{tg } \delta = \text{tg } \delta(t_2) - \text{tg } \delta(t_1)$; $t_1 = 0.5$ с; $t_2 = 1.0$ с.

ключениях от прямого до обратного напряжения появились отрицательные пики. Известно, что для ПСЗ при $\text{tg } \delta > 1$ знак изменения C противоположен знаку изменения C_0 [13], что приводит к изменению знака сигнала DLTS [14, 15], причем это изменение не связано с инжекцией. Однако в наших образцах $\text{tg } \delta \ll 1$ (рис. 2, а), следовательно, отрицательные значения ΔC нельзя объяснить большими потерями. Нельзя их объяснить и перезарядкой уровней в нижней половине запрещенной зоны, так как значения $\Delta C < 0$ не наблюдались после облучения меньшей дозой. Наблюдаемые нами «аномальные», т. е. не описываемые теорией Лэнга [9], зависимости $\Delta C(T)$ и $\Delta \text{tg } \delta(T)$ обусловлены образованием тонкого перекомпенсированного слоя (ПС) вблизи максимума концентрации РД в области электрической нейтральности (ОЭН), т. е. за областью объемного заряда (ООЗ), и модуляцией сопротивления этого слоя R_n после инжекции. На образование ПС указывает также наличие участка с более резким изменением $C(T)$ и максимума на зависимости $\text{tg } \delta(T)$ (рис. 2, а). Действительно, в диодах с высокоомным слоем за ООЗ измеряется не барьерная емкость C_0 , а емкость C и проводимость (или $\text{tg } \delta$) цепочки, состоящей из емкости C_0 и включенной последовательно с ней параллельной цепочки $C_n R_n$, где C_n, R_n — емкость и сопротивление ОЭН [8, с. 75; 16].

Выразим C и $\text{tg } \delta$ через C_0, C_n, R_n для ПСЗ, используемой в большинстве измерителей емкости:

$$C = C_0 \frac{1 + b^2(1+d)}{1 + b^2(1+d)^2}, \quad (1)$$

$$\text{tg } \delta = \frac{bd}{1 + b^2(1+d)}, \quad (2)$$

где $b = \omega C_n R_n = \omega \tau_M$, $d = C_0/C_n$, τ_M — максвелловская постоянная времени.

На рис. 2, б приведены расчетные зависимости $C/C_0(b)$ (кривые 1—4) и $\text{tg } \delta(b)$ (кривые 5—8), обусловленные главным образом температурной зависимостью $R_n(T)$. При охлаждении сопротивление ПС резко возрастает,

поэтому в формулы (1) и (2) входят значения R_n и C_n для ПС, а не для всей ОЭН. Экспериментальные и расчетные зависимости $C(T)$ и $\text{tg } \delta(T)$ близки при $d \approx 0.3$. При 10 В толщина ООЗ $h_0 = 3.5$ мкм. Отсюда толщина ПС $h_{\text{ПС}} \approx 1$ мкм, т. е. соизмерима с глубиной экранирования в ПС.

Структура ПС при наличии двух глубоких акцепторов с концентрациями N_{a1} , N_{a2} и уровнями E_1 , E_2 показана на рис. 4. При $N_{a1} > N_m$ уровень Ферми F проходит вблизи E_1 , а при $N_{a1} + N_{a2} > N_m > N_{a1}$ — вблизи E_2 [17]. В наших образцах акцепторами являются А-центры и, по-видимому, V_2 [18, с. 123]. При инжекции РД частично заполняются дырки. Среднее время жизни дырок $\tau_p = 1$ мкс (для его определения использовался метод Лэкса [19]), что соответствует диффузионной длине $L_p = 35$ мкм, т. е. дырки достигают ПС. После переключения в ПС устанавливается электрическая нейтральность, затем происходит захват электронов на РД (восстановление равновесного заполнения) с постоянной времени $\tau_{zn} = (\sigma_n V_{nt} n)^{-1}$, где σ_n , V_{nt} — сечение захвата и тепловая скорость электронов, n — концентрация свободных электронов в зоне проводимости в ПС. В интервале 80—160 К в той части ПС, где уровень Ферми проходит вблизи уровня А-центров, n изменяется от 10^8 до 10^{14} см $^{-3}$, а там, где уровень Ферми проходит вблизи более глубоких уровней, n на несколько порядков меньше. При $\sigma_n \approx 10^{-15}$ см 2 и $n \approx 10^8$ см $^{-3}$ имеем $\tau_{zn} \sim 1$ с. Такие значения τ_{zn} попадают

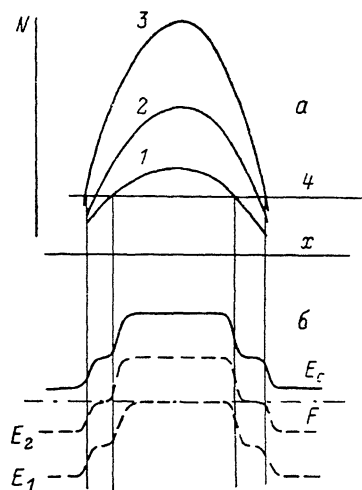


Рис. 4. Структура перекомпенсированного слоя.

а) распределение концентрации: 1 — N_{a1} , 2 — N_{a2} , 3 — $N_{a1} + N_{a2}$, 4 — N_m ; б) расположение энергетических уровней.

в наше «окно скоростей». Захват электронов на РД не влияет на электрическую нейтральность в ПС, но приводит к уменьшению концентрации электронов в зоне проводимости, а следовательно, к увеличению R_n . Возрастание $R_n(t)$ приводит к уменьшению $C(t)$, хотя $C_0(t)$ не уменьшается или даже возрастает (ср. ход штриховых и сплошных линий на рис. 3, а в интервалах 1 и 2); этот результат согласуется с формулами (1) и (2). Из этих формул и рис. 2, а следует также, что при $C_0 = \text{const}$ и $C_n = \text{const}$ возрастание $R_n(t)$ при $T > T^*$ приводит к возрастанию $\text{tg } \delta(t)$, а при $T < T^*$ — к уменьшению $\text{tg } \delta(t)$. Этот вывод согласуется с экспериментальной зависимостью $\Delta \text{tg } \delta(T)$: так, при $T = 140$ К $> T^*$ имеем $\Delta C \approx \Delta C_0 \approx 0$ и $\Delta \text{tg } \delta > 0$, а при $T = 90$ К $< T^*$ имеем $\Delta C \approx \Delta C_0 \approx 0$ и $\Delta \text{tg } \delta < 0$. Таким образом, в предложенной нами модели ПС полностью объясняются результаты эксперимента.

Известно, что при перекомпенсации всей ОЭН охлаждение приводит к уменьшению C до емкости пластины. Для этого случая имеется несколько известных методов исследования ПС [8, гл. 3]. Однако эти методы не эффективны для диодов с тонким ПС, в котором изменение $C(T)$ и $C_0(T)$ одного порядка. В этом случае целесообразно использовать разработанный нами комплексный метод одновременного измерения релаксации емкости и $\text{tg } \delta$.

Выводы. Для кремниевых диодов, облученных α -частицами, нами получены следующие результаты.

1. Измерен профиль концентрации радиационных дефектов на всей глубине пробега α -частиц, концентрация максимальна вблизи конца ее пробега.
2. Начиная с некоторой дозы облучения после переключения диода от прямого до обратного напряжения наблюдались «аномальные» спектры DLTS, обусловленные модуляцией сопротивления перекомпенсированного слоя.
3. Предложена физическая модель перекомпенсированного слоя.
4. Разработан комплексный метод измерения релаксации емкости и тангенса угла потерь, который в сочетании с температурными зависимостями этих пара-

метров позволяет обнаружить перекомпенсированный слой и определить его структуру.

Авторы выражают благодарность Н. Б. Строкану и А. М. Иванову за облуживание образцов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Коломенская Т. И., Кумахов М. А., Булгаков Ю. В. — ФТП, 1968, т. 2, в. 8, с. 1206—1207.
- [2] Wondrak W., Silber D. — *Physica (B, C)*, 1985, Bd 129, H. 1, S. 322—326.
- [3] Губская В. И., Звягин В. И., Кучинский П. В., Ломако В. М. — ФТП, 1979, т. 13, в. 1, с. 171—173.
- [4] Губская В. И., Кучинский П. В., Ломако В. М., Петрунин А. П. — ФТП, 1981, т. 15, в. 2, с. 421—422.
- [5] Берман Л. С., Ременюк А. Д., Шуман В. Б. — ФТП, 1981, т. 15, в. 6, с. 1155—1158.
- [6] Губская В. И., Кучинский П. В., Ломако В. М., Петрунин А. П. — ФТП, 1985, т. 19, в. 3, с. 532—534.
- [7] Indusekhar H., Kumar V., Sengupta D. — *Phys. St. Sol.*, 1986, v. A93, N 2, p. 645—653.
- [8] Берман Л. С., Лебедев А. А. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках. Л., 1981. 176 с.
- [9] Lang D. V. — *J. Appl. Phys.*, 1974, v. 45, N 7, p. 3023—3032.
- [10] Берман Л. С., Ременюк А. Д., Толстобров М. Г. — Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, № 974. Л., 1985. 25 с.
- [11] Берман Л. С., Витман Р. Ф., Шуман В. Б. — ФТП, 1975, т. 9, в. 2, с. 311—315.
- [12] Берман Л. С. Введение в физику варикапов. Л., 1968. 180 с.
- [13] Берман Л. С. — Автореф. докт. дис. ФТИ АН СССР, Л., 1982.
- [14] Астрова Е. В., Лебедев А. А., Лебедев А. А. — ФТП, 1985, т. 19, в. 8, с. 1382—1385.
- [15] Broniatovski A., Blosse A., Srivastava P. C., Bourgoin J. G. — *J. Appl. Phys.*, 1983, v. 54, N 6, p. 2907—2910.
- [16] Вул Б. М., Заварицкая Э. И. — ЖЭТФ, 1960, т. 38, в. 1, с. 10—17.
- [17] Блекмор Д. Статистика электронов в полупроводниках. М., 1969. 450 с.
- [18] Физические процессы в облученных полупроводниках / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1977. 256 с.
- [19] Lax B., Neustadter S. F. — *J. Appl. Phys.*, 1954, v. 25, N 6, p. 1148—1155.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 10.03.1987
Принята к печати 5.11.1987