

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ В КОМПЕНСИРОВАННОМ КРЕМНИИ

Постников В. С., Борисов В. С., Капустин Ю. А., Кириллов В. И.

Приведены результаты исследования температурно-частотных зависимостей диэлектрических потерь и удельного сопротивления кремния, компенсированного примесными центрами золота, платины или радиационными дефектами. На температурных зависимостях тангенса угла диэлектрических потерь в килогерцевом диапазоне частот обнаружены максимумы, имеющие релаксационную природу. Показано, что в исследованных образцах время процесса диэлектрической релаксации (ДР) отличается на несколько порядков от времени максвелловской релаксации в области температур наблюдения диэлектрических потерь. В этой же области температур обнаружена частотная дисперсия действительной части полной проводимости. Предложен механизм возникновения диэлектрических потерь в килогерцевом диапазоне частот, состоящий в максвелл-вагнеровской релаксации объемного заряда.

К настоящему времени имеется ряд работ [1-3], в которых приводятся экспериментальные результаты исследования диэлектрической релаксации (ДР) в компенсированных глубокими уровнями (ГУ) монокристаллических полупроводниках. Диэлектрические потери были обнаружены в $\text{Ge}(\text{Cu}, \text{Sb})$ [1], в полупроводниковых соединениях $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ и компенсированном медью кремнии [2], а также в кремнии, компенсированном золотом, платиной или радиационными дефектами [3]. В настоящей работе приведены результаты исследований, позволившие предложить механизм диэлектрических потерь, в компенсированных полупроводниках.

Для измерений использовались образцы монокристаллического кремния, выращенного методом Чохральского. Примесные центры золота или платины вводились в образцы путем высокотемпературной диффузии. Образцы кремния *n*-типа, компенсированные радиационными дефектами, готовились путем облучения потоком быстрых нейтронов дозой $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ при температуре 40°C .

Диэлектрические потери измерялись на структурах диэлектрик—полупроводник—диэлектрик (ДПД) измерителем импеданса ВМ-507 аналогично работе [1]. Полупроводниковый образец размером $1 \times 10 \times 10 \text{ мм}$ помещался между пластинками слюды толщиной 10—100 мкм, а затем структура ДПД зажималась между пластинками из фольгированного текстолита. Измерение проводимости образцов проводилось как на постоянном токе (четырёхзондовым методом в температурной области наблюдения ДР), так и на переменном в килогерцевом диапазоне частот по методике, предложенной в [4]. В последнем случае точность поддержания температуры образца соответствовала ошибке измерения величины проводимости 1%. Омичность контактов контролировалась путем измерения их ВАХ.

На рис. 1 приведены типичные для исследованных образцов температурные зависимости импеданса и тангенса угла диэлектрических потерь.

При увеличении частоты колебаний переменного электрического поля все обнаруженные максимумы диэлектрических потерь смещались в сторону более высоких температур, причем зависимости угловой частоты ω_m от температуры наблюдения максимумов T_m , построенные в координатах $\ln \omega_m - 1/T_m$, имели вид прямых линий, по тангенсу угла наклона которых были определены энергии активации E_r наблюдаемых процессов диэлектрической релаксации (см.

таблицу). Эти данные свидетельствуют о том, что время релаксации τ_r описывается формулой Аррениуса $\tau_r = \tau_0 \exp(E_r/kT)$. В качестве предположения применим для описания наблюдаемого процесса ДР теорию Дебая [5], согласно которой в случае периодического внешнего поля комплексная диэлектрическая проницаемость ϵ описывается выражением

$$\epsilon = \epsilon_{\infty} + (\epsilon_c - \epsilon_{\infty}) / (1 - i\omega\tau_r), \quad (1)$$

а максимум на температурной зависимости угла потерь наблюдается при выполнении условия

$$\omega_m \tau_r = (\epsilon_c / \epsilon_{\infty})^{1/2}. \quad (2)$$

Величины статической ϵ_c и высокочастотной ϵ_{∞} диэлектрических проницаемостей определялись из температурных зависимостей импеданса исследуе-

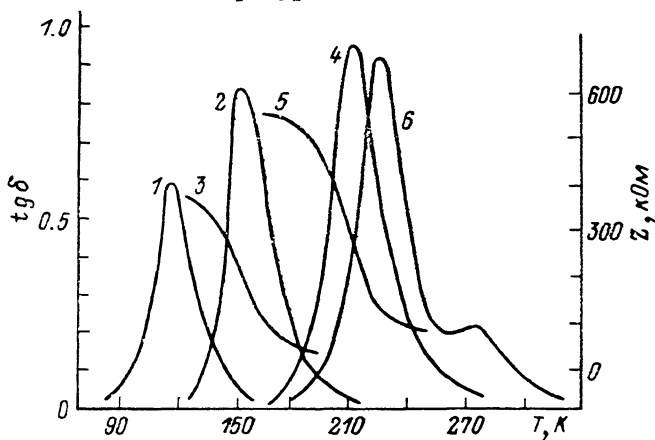


Рис. 1. Температурные зависимости $\operatorname{tg} \delta$ (1, 2, 4, 6) и импеданса Z (3, 5) в компенсированных образцах кремния.

Компенсация: 1 — радиационными дефектами (образец 6), 2, 4, 6 — золотом (образцы 1, 2, 3 соответственно). Частота электрического поля, кГц: 1 — 500, 2, 6 — 15, 4 — 50.

мых структур (см. таблицу), причем оказалось, что $\epsilon_{\infty} = (12 \pm 0.2)$ совпадает с диэлектрической проницаемостью кремния в килогерцевом диапазоне частот. Используя значения E_r , ϵ_c и ϵ_{∞} (см. таблицу), из соотношения (2) определяли величины постоянной времени релаксации τ_0 , приведенные в таблице. Анализ диаграмм Коула—Коула [5], построенных с помощью выражения (1), по данным измерений частотных зависимостей импеданса и угла потерь, показал, что во всех исследованных структурах ДПД, за исключением структуры, включающей образец 3 (см. таблицу), процесс ДР имел единственное время релаксации. В структуре с образцом 3, как следует из рис. 2, процесс релаксации характеризовался двумя независимыми временами. Эти результаты подтверждают применимость теории Дебая для описания наблюдаемого процесса диэлектрической

№ образца	Марка исходного кремния	Легирующая примесь	Режим диффузии		Энергия активации ДР $E \pm 0.01$, эВ	Частотный фактор $\tau_0^{-1} \cdot 10^{-12}$, с^{-1}	$(\epsilon_c / \epsilon_{\infty})^{1/2}$	$E_p \pm 0.015$, эВ	$\rho \cdot 10^7$, Ом · м
			температура, К	время, ч					
1	КДБ-1.0	Au	1470	18	0.31	5	2.0	0.36	30
2	КДБ-10	Au	1450	10	0.30	0.2	2.1	0.35	780
3	КЭФ-0.3	Au	1470	18	0.5	100	2.0	0.59	0.007
4	КЭФ-8	Au	1450	10	0.6	200	1.2	—	—
5	КЭФ-0.3	Pt	1470	18	0.6	200	1.6	0.61	3
6	КЭФ-0.1	A-центры	—	—	0.19	7	1.9	0.34	32
							1.7	0.24	25

релаксации. Для выяснения механизма возникновения релаксационного процесса время релаксации определяли на образцах с различной удельной проводимостью. Изменение равновесной проводимости образцов достигалось путем компенсации глубокими уровнями кремния с различной исходной концентрацией мелких примесей (см. таблицу). Как видно из рис. 3, время ДР исследуемых образцов

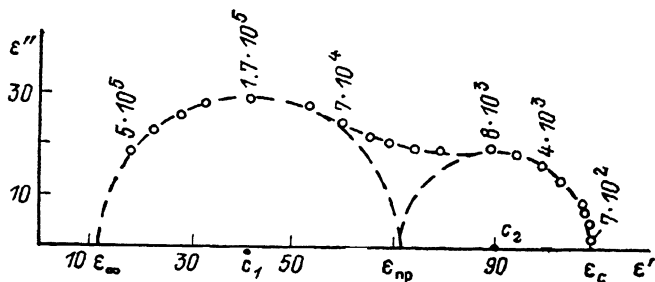


Рис. 2. Вид диаграммы Коула—Коула для образца 3.

дованных структур при постоянной температуре пропорционально удельному сопротивлению образцов компенсированного кремния. Этот результат не подтверждает предположение авторов [2] о связи ДР с релаксацией объемного заряда, захваченного на ГУ, время которой не должно зависеть от концентрации свободных носителей заряда. Кроме того, времена термического освобождения

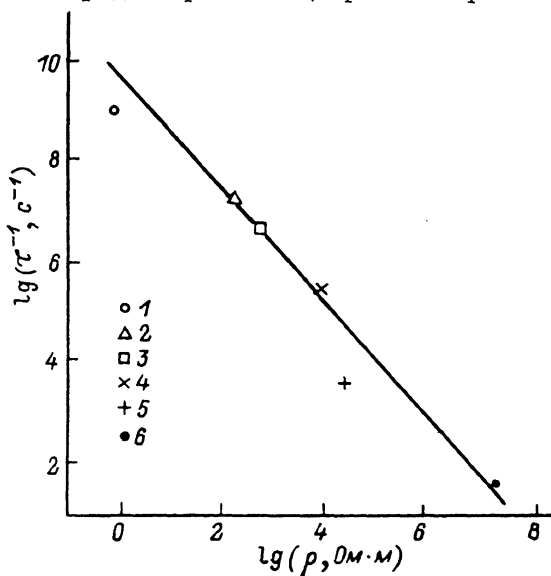


Рис. 3. Зависимость времени ДР τ_r от удельного сопротивления ρ образцов компенсированного кремния 6 (1), 5 (2), 1 (3), 2 (4), 3 (5), 4 (6).

Температура измерения 220 К.

носителей с ГУ в исследованных образцах на 2—4 порядка величины превышают наблюдаемые времена ДР. Зависимость времени ДР от проводимости, подобная приведенной на рис. 3, характерна для максвелловского механизма релаксации, для которого время определяется соотношением $\tau_M = \epsilon\epsilon_0\rho$. Анализ результатов измерения проводимости на постоянном токе показал, что температурные зависимости удельного сопротивления компенсированных образцов в области температур наблюдения процесса ДР описываются выражением $\rho = \rho_0 \exp(E_p/kT)$, где значения энергии активации проводимости E_p и постоянной ρ_0 приведены в таблице. Таким образом, времена τ_r и τ_M имеют одинаковый вид зависимости (экспоненциальный) от температуры, и если наблюдаемый процесс ДР является максвелловским, то времена τ_r и τ_M должны совпадать. Однако сравнение вели-

чины этих времен показывает (рис. 4), что они различаются на несколько порядков в широком интервале температур. Эти результаты свидетельствуют о том, что наблюдаемые диэлектрические потери могут быть связаны с максвелл-вагнеровской релаксацией. Как известно [5], релаксация объемного заряда, по Максвеллу—Вагнеру, происходит на границе раздела областей, имеющих раз-

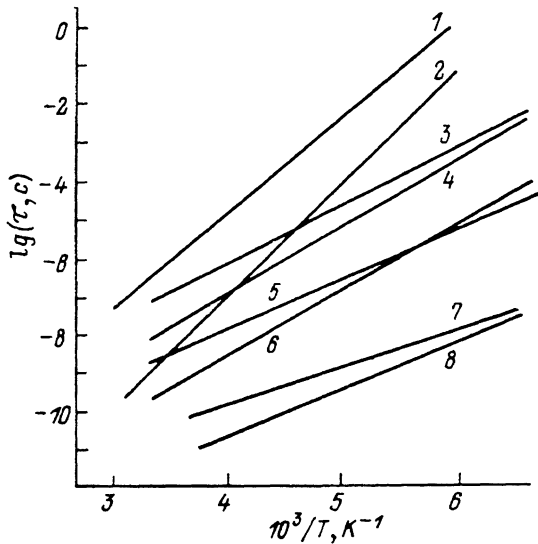


Рис. 4. Температурные зависимости времени ДР (1, 3, 5, 7) и времени максвелловской релаксации τ_M (2, 4, 6, 8) в образцах кремния 3 (1, 2), 2 (3, 4), 5 (5, 6), 6 (7, 8).

личную проводимость. Поскольку исследуемый полупроводниковый образец заключен в слоистой структуре МДПДМ, заряд может релаксировать на границе раздела диэлектрик—полупроводник (Д—П). В этом случае время релаксации должно зависеть от диэлектрической проницаемости, толщины и проводимости диэлектрических прослоек.

Анализ результатов измерения частотной зависимости импеданса и угла потерь при постоянной температуре, однако, показал, что изменение толщины прослоек на порядок не приводило к изменению частоты наблюдения максимума угла потерь. Это в силу соотношения (2) свидетельствует о том, что время процесса ДР оставалось неизменным. Заметные изменения времени ДР появлялись только в том случае, если геометриче-

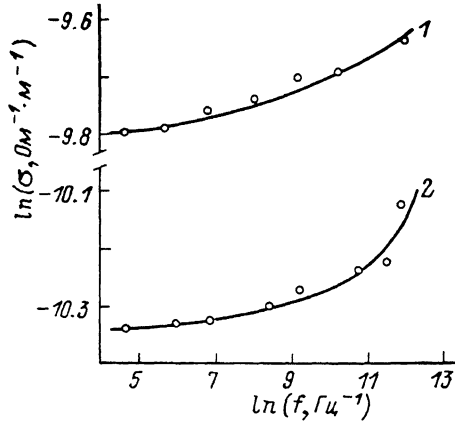


Рис. 5. Зависимость действительной части σ полной проводимости от частоты в образцах 2 (1), 3 (2).

Температура измерения 197 (1), 220 К (2).

ская емкость диэлектрических прослоек была сравнима с геометрической емкостью полупроводникового образца или меньше ее. В связи с этим в измерениях использовались прослойки, емкость которых превышала емкость образца больше, чем на порядок.

Необходимо также отметить, что использование для измерений структуры ДПД может привести к возникновению максимумов на температурно-частотных зависимостях тангенса угла потерь, поскольку исследуемую структуру можно представить в виде эквивалентной цепочки, состоящей из параллельно включенных емкости и сопротивления пластины перекомпенсированного полупроводника, последовательно с которой включена емкость диэлектрика.

Однако в этом случае время релаксации должно зависеть от емкости диэлектрических прослоек, что не наблюдается экспериментально.

Другая возможность возникновения максвелл-вагнеровской релаксации в исследуемых структурах заключается в наличии областей с различной удельной проводимостью в самом компенсированном материале. Это предположение подтверждается обнаружением в исследованных образцах частотной зависимости действительной части полной проводимости (рис. 5). Как известно [6], частотные зависимости такого типа характерны для электрически неоднородных материалов. Этот вывод согласуется с данными работ [7, 8], в которых исследовались электрические свойства образцов кремния, облученных нейтронами. Наличие электрических неоднородностей в диффузионно-легированных образцах кремния связано, по-видимому, с неравномерным распределением компенсирующей примеси по толщине образца. Это предположение подтверждается тем, что при удалении с образцов приповерхностного слоя толщиной 60 мкм величина максимумов $\text{tg } \delta_m(T)$ уменьшалась в 1.3—2 раза, а в образце 3 исчезал пик потерь с энергией активации 0.6 эВ (см. таблицу). Дальнейшее утоньшение образцов не вызывало столь заметного изменения высоты максимумов $\text{tg } \delta_m$.

Поскольку процесс ДР происходит по механизму Максвелла—Вагнера, его энергия активации E_r представляет собой энергию активации проводимости областей, где происходит релаксация объемного заряда. Как известно [9], в компенсированном полупроводнике уровень Ферми «привязан» к компенсирующему уровню на расстоянии нескольких kT от него, что объясняет близость энергии активации процесса диэлектрической релаксации E_r к энергии ионизации глубоких центров, компенсирующих полупроводник.

Список литературы

- [1] Яковенко А. Г., Шелонин Е. А., Фистуль В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 2. С. 345—346.
- [2] Митрохин В. И., Рембеза С. И., Свиридов В. В., Ярославцев Н. П. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2230—2233.
- [3] Борисов В. С. Автореф. канд. дис. Воронеж, 1985.
- [4] Дронов А. С., Шлык Ю. К., Безрядин Н. Н. // Межвуз. сб. науч. тр. «Исследования по физике полупроводников». Воронеж, 1986. С. 11—15.
- [5] Орешкин П. Т. Физика полупроводников и диэлектриков. М., 1977. 448 с.
- [6] Мотт А. И., Девис М. М. Физические процессы в некристаллических материалах. Т. 1. М., 1982. 368 с.
- [7] Мурия Л. И., Покотило Ю. М., Явид В. Ю. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 11. С. 2066—2069.
- [8] Ухин Н. А. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 5. С. 931—934.
- [9] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.

Воронежский
технологический институт

Получена 22.02.1989
Принята к печати 8.01.1990