

УДК 621.382 + 621.317.3

П. А. Бородавский, А. Ф. Будыгин, А. С. Токарев
(Новосибирск)

**ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ РЕКОМБИНАЦИИ
НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА
В ПЛАСТИНАХ КРЕМНИЯ БЕСКОНТАКТНЫМ СВЧ-МЕТОДОМ**

Кратко описаны установка и бесконтактный СВЧ-метод измерения релаксации фотопроводимости при импульсном освещении пластины высокоомного кремния. Приведены формулы для расчета коэффициента отражения и чувствительности при СВЧ-измерениях релаксации фотопроводимости. Показано, что при некоторой комбинации проводимости и толщины пластины чувствительность равна нулю. Представлены результаты измерения времени жизни на СВЧ ($f = 9,4$ ГГц) для пластин кремния толщиной 10 и 0,4 мм при различных значениях скорости поверхностной рекомбинации.

Применению сверхвысоких частот (СВЧ) для исследования рекомбинации неравновесных носителей заряда (ННЗ) в полупроводниках посвящено большое число работ, первая из которых опубликована еще в 1959 г. [1]. В последние годы СВЧ-метод широко используется для измерения времени жизни в пластинах кремния с удельным сопротивлением $\rho \geq 0,05$ Ом·см [2]. Используются разные варианты СВЧ-установок, в которых изменение напряжения на выходе СВЧ-детектора $\Delta U(t)$ пропорционально изменению проводимости образца $\Delta \sigma(t)$ при его импульсном освещении. Анализ результатов измерений и определение объемного времени жизни ННЗ (τ_0) по измеренной релаксации фотопроводимости (ФП) не всегда являются простыми, особенно для высокоомного кремния ($\rho > 100$ Ом·см). Это связано с влиянием поверхностной рекомбинации, которое определяется качеством поверхности кремниевой пластины, диффузионной длиной ННЗ, размерами и пространственным распределением ННЗ после окончания импульса света (см., например, [3–8]).

В настоящей работе кратко описана СВЧ-установка для измерения релаксации ФП при импульсном освещении пластины кремния и анализируются результаты измерений для высокоомного кремния ($\rho \sim 1-3$ кОм·см) с большим объемным временем жизни (> 500 мкс).

Блок-схема установки, теория СВЧ-измерений. Установка для СВЧ-измерений релаксации ФП (рис. 1) включает в себя генератор на диоде Ганна 1, работающий на частоте 9,4 ГГц ($P \approx 20$ мВт), ферритовые вентиль 2 и циркулятор 3, согласующий трансформатор импедансов 4, СВЧ-детектор 5 и осциллограф 6. Измеряемая пластина кремния 7 свободно лежит на фланце

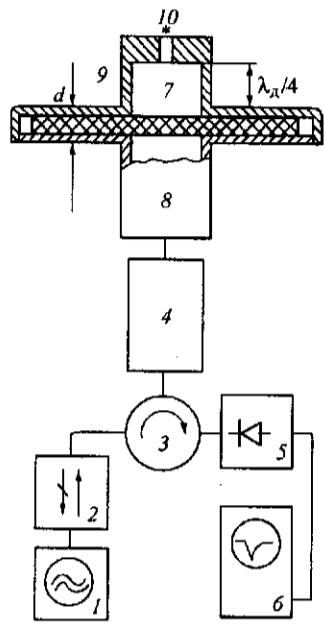


Рис. 1

круглого волновода 8 с внутренним диаметром 30 мм (переход от прямоугольного волновода к круглому на рис. 1 не показан). Образец 7 накрыт короткозамкнутым отрезком круглого волновода 9, фланец которого имеет центрирующую кромку. Длина этого отрезка выбрана равной четверти длины волны ($\lambda_d/4 = 10$ мм) для того, чтобы в плоскости образца его реактивная проводимость равнялась нулю и амплитуда электрического поля была максимальной. Импульсный источник света 10 (полупроводниковый лазер или светодиод) установлен на закороченном конце отрезка волновода и освещает поверхность образца через отверстие диаметром 5 мм по оси волновода. При длине ~ 5 мм данный «круглый волновод» является закритическим для частоты 9,4 ГГц ($f_{кр} \approx 35$ ГГц) и СВЧ-излучение практически не проникает к полупроводниковому диоду 10. В измерениях использовались различные импульсные источники света: полупроводниковый лазер (арсенид галлия) с

длиной волны излучения $\lambda \sim 0,91$ мкм, длительностью импульса 150 нс и задним фронтом ≤ 15 нс, светодиоды с $\lambda \approx 0,94$ мкм и с широким спектром излучения в области 0,9–1,1 мкм. Импульсное освещение увеличивает проводимость образца, и отраженная СВЧ-мощность, регистрируемая СВЧ-детектором, соответственно уменьшается вследствие увеличения поглощенной в образце СВЧ-мощности. На выходе СВЧ-детектора наблюдается уменьшение напряжения (т. е. сигнал $\Delta U(t)$ на экране осциллографа). Временное разрешение аппаратуры составляет ~ 20 нс при полосе частот осциллографа 50 МГц, чувствительность равна 1 мВ/см. В случае высокоомного кремния ($\rho \sim 1$ кОм·см) поглощенная в образце СВЧ-мощность составляет менее 1% и практически вся СВЧ-мощность отражается. Детектор при этом работает в линейном режиме, и, следовательно, сигнал на выходе детектора $\Delta U(t)$ пропорционален изменению проводимости образца $\Delta \sigma(t)$ при его импульсном освещении.

Для приближенного анализа схемы СВЧ-измерений пластину кремния толщиной d (см. рис. 1) можно рассматривать как отрезок передающей линии с волновым сопротивлением Z и постоянной распространения γ . Коэффициент отражения в этом случае равен [9]

$$\Gamma = \frac{1/Z_n - (1/Z)\text{th}\gamma d}{1/Z_n + (1/Z)\text{th}\gamma d}, \quad (1)$$

где $Z_n = 120\pi(\lambda_d/\lambda)$; $Z = 120(\pi/\sqrt{\epsilon_r})$; $\gamma = \sqrt{-\omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon_r + i\omega\mu_0\sigma}$. После некоторых преобразований можно получить следующее выражение для модуля коэффициента отражения:

$$|\Gamma| = \left(1 - \frac{4\text{th}\alpha d(1 + \text{tg}^2\beta d)\sqrt{\epsilon_r}(\lambda_d/\lambda)}{(1 + \sqrt{\epsilon_r}(\lambda_d/\lambda)\text{th}\alpha d)^2 + \text{tg}^2\beta d(\text{th}\alpha d + \sqrt{\epsilon_r}\lambda_d/\lambda)^2} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Для высокоомного кремния ($\rho > 100 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) постоянная поглощения α и фазовая постоянная β ($\alpha + i\beta = \gamma$) могут быть представлены в виде [10]

$$\alpha \approx \frac{60\pi\sigma}{\sqrt{\epsilon_r}}, \quad (3a)$$

$$\beta \approx \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_r}}{\lambda} \left[1 + \frac{1}{8} \left(\frac{60\lambda\sigma}{\epsilon_r} \right)^2 \right] \approx \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_r}}{\lambda}. \quad (3b)$$

В случае малого изменения проводимости $\sigma(t) = \sigma_0 + \Delta\sigma(t)$ можно ввести понятие о «чувствительности», полагая, что

$$\Delta U(t) \sim |\Delta\Gamma(t)| = |\Gamma(\sigma_0 + \Delta\sigma)| - |\Gamma(\sigma_0)| \approx \Delta\sigma \left. \frac{\partial|\Gamma|}{\partial\sigma} \right|_{\sigma=\sigma_0}.$$

Из анализа формулы (2) следует, что для заданной частоты СВЧ-сигнала и толщины пластины d при определенных значениях проводимости σ_m параметр чувствительности $\left. \frac{\partial|\Gamma|}{\partial\sigma} \right|_{\sigma=\sigma_0}$ может быть равен нулю. Это имеет место в

нашем случае при условии

$$\text{th}^2 \alpha_m d = \frac{1 + \epsilon_r (\lambda_d^2 / \lambda^2) \text{tg}^2 \beta d}{\epsilon_r (\lambda_d^2 / \lambda^2) + \text{tg}^2 \beta d}, \quad \alpha_m = \frac{60\pi\sigma_m}{\sqrt{\epsilon_r}}. \quad (4)$$

Например, это условие выполняется при $\sigma_m \approx 0,01375 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ для толщины пластины $d = 1 \text{ см}$ и $\sigma_m = 0,1725 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ для $d = 0,4 \text{ мм}$ при частоте $9,4 \text{ ГГц}$ и $\epsilon_r \approx 12$.

В случае достаточно тонких пластин кремния, когда $\alpha d \ll 1$, формулу (2) можно существенно упростить:

$$|\Gamma| = 1 - A\sigma, \quad (5)$$

$$A = d \frac{Z_d (1 + \text{tg}^2 \beta d)}{1 + \epsilon_r (\lambda_d^2 / \lambda^2) \text{tg}^2 \beta d}. \quad (6)$$

Из формулы (5) следует, что для тонких пластин в приближении $\alpha d \ll 1$ чувствительность A не зависит от проводимости, т. е. в области $\sigma \ll \sigma_m$ она постоянна. Легко показать, что чувствительность максимальна при некоторой толщине пластины d_m , определяемой условием

$$1 + \epsilon_r (\lambda_d^2 / \lambda^2) \text{tg}^2 \beta d_m = 2\beta d_m (\epsilon_r (\lambda_d^2 / \lambda^2) - 1) \text{tg} \beta d_m. \quad (7)$$

В нашем случае при $\epsilon_r = 12, f = 9,4 \text{ ГГц}$ максимум ($A_m = 8,267$) имеет место при толщине пластины кремния $d_m \approx 0,35 \text{ мм}$.

Следует отметить, что рассмотренный выше приближенный анализ не учитывает проникновения СВЧ-излучения в радиальную линию, образован-

ную фланцами круглого волновода (см. рис. 1). При соответствующем выборе радиуса этой закороченной на конце радиальной линии сопротивление в сторону радиальной линии будет равно на заданной частоте бесконечности, и паразитным СВЧ-излучением из волновода можно пренебречь.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Образцы для измерений представляли собой полированные пластины высокоомного кремния *n*-типа ($\rho \sim 1 \text{ кОм} \cdot \text{см}$) диаметром до 100 мм, толщиной 10 и 0,4 мм. Для получения малой скорости поверхностной рекомбинации после травления и промывки поверхности пластин покрывались пассивирующим раствором (1 %-ный раствор йода в чистом этиловом спирте [2]). Этот способ пассивации поверхности особенно удобен для экспресс-измерений на СВЧ, так как пластина с тонким слоем пассивирующего раствора может быть помещена в герметичный пластиковый пакет и в таком виде использована для СВЧ-измерений.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов измерений, кратко рассмотрим некоторые простые формулы, которые будут использоваться при анализе осциллограмм сигнала фотопроводимости $\Delta U(t)$. Теоретический анализ рекомбинации ННЗ после окончания импульса света значительно упрощается для коротких импульсов (δ -образная по времени генерация ННЗ), когда можно разделить объемную и поверхностную составляющие рекомбинации. В этом случае измеренное время релаксации сигнала ФП τ связано с объемным временем жизни τ_0 и временем τ_s , определяемым поверхностной рекомбинацией, соотношением

$$1/\tau = 1/\tau_0 + 1/\tau_s. \quad (8)$$

Отметим, однако, что закон релаксации ННЗ после выключения света не является экспоненциальным и может быть представлен в виде суммы бесконечного ряда, члены которого имеют разную скорость затухания во времени. Поэтому при измерениях необходимо выделить фундаментальную составляющую с наименьшей скоростью затухания $1/\tau_1$ и при известном значении $1/\tau_s$ определить объемное время жизни по формуле (8).

Для малой скорости поверхностной рекомбинации ($s \rightarrow 0$) и тонкой пластины толщиной d величина $1/\tau_s$ определяется хорошо известной формулой Шокли [2]:

$$1/\tau_{s_0} = 2s/d. \quad (9)$$

При очень большой скорости поверхностной рекомбинации $s \rightarrow \infty$ [6]

$$1/\tau_{s_\infty} = D \left(\frac{\pi}{d} \right)^2, \quad (10)$$

где D – коэффициент амбиполярной диффузии.

В случае достаточно толстой пластины ($d \gg \sqrt{D\tau_0}$) и генерации ННЗ в тонком приповерхностном слое справедлива другая известная формула Шокли:

$$1/\tau = \frac{s}{\sqrt{D\tau_0}} + \frac{1}{\tau_0} \quad (11)$$

Часто также используются известные соотношения [4]

$$1/\tau = 1/\tau_0 + D(\theta/d)^2, \quad (12)$$

$$\theta \operatorname{tg} \theta = s(d/D) \quad (0 < \theta < \pi/2), \quad (13)$$

основанные на решении уравнения непрерывности тока с учетом граничных условий на поверхностях пластины полупроводника. В работе [4] также показано, что в начальной области после окончания импульса света τ_n можно использовать простое выражение для определения скорости поверхностной рекомбинации:

$$s\alpha_\lambda \tau_n + \tau_n/\tau_0 = K, \quad (14)$$

где α_λ — коэффициент поглощения света. Величина K есть отношение производных в точке $t = \tau_n$, т. е.

$$K = -\Delta U'(\tau_n^+)/\Delta U'(\tau_n^-). \quad (15)$$

Используя приведенные выше формулы, обсудим некоторые результаты измерений, представленные на рис. 2–4. Для наглядности они приведены в полулогарифмическом масштабе как зависимости $\ln[\Delta U(t)/\Delta U_0]$ от времени t после окончания импульса света. Как показано выше, сигнал на выходе СВЧ-детектора $\Delta U(t)$ пропорционален изменению проводимости $\Delta\sigma(t)$ и наклон прямой, соединяющей экспериментальные точки, представляет постоянную времени экспоненты ($\exp(-t/\tau_1)$).

Для пластины кремния толщиной 10 мм с непассивированной поверхностью исходное распределение ННЗ после окончания импульса света сильно влияет на вид кривой релаксации сигнала фотопроводимости (см. рис. 2).

При освещении импульсным лазером с $\lambda \approx 0,91$ мкм (кривая 1) ННЗ распределены в тонком слое и практически исчезают в течение ~ 50 мкс в основном за счет поверхностной рекомбинации. В начальной области (см. встав-

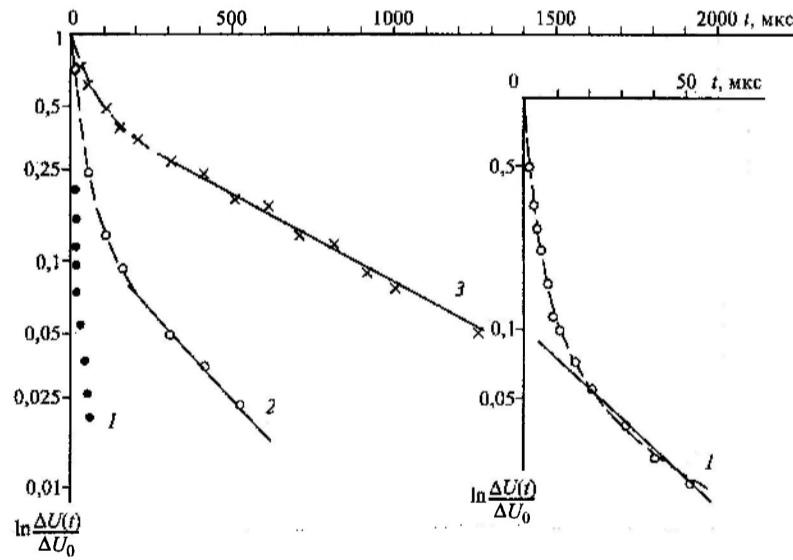


Рис. 2

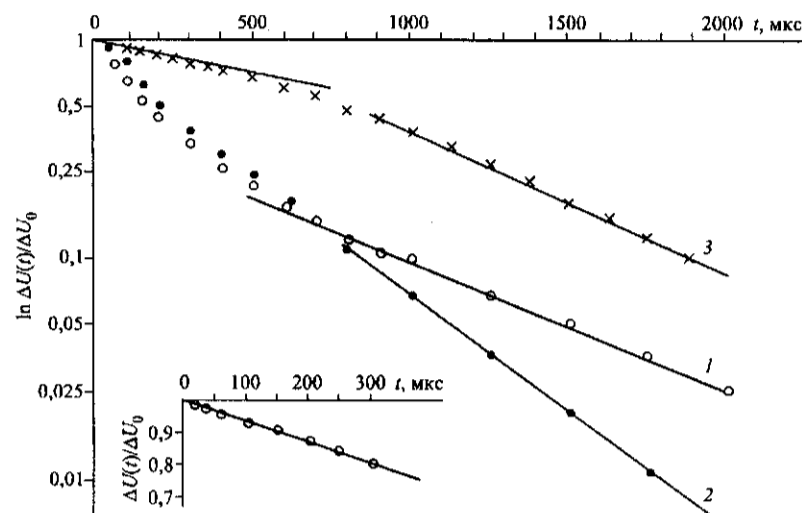


Рис. 3

ку на рис. 2) $K = 0,1134$, и при $\tau_n \ll \tau_0, \alpha_\lambda = 280 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 0,91 \text{ мкм}$) по формуле (14) скорость поверхностной рекомбинации $s = 2700 \text{ см/с}$. Несмотря на высокий уровень инжекции ($\Delta U_0 = 46,5 \text{ мВ}$), фундаментальную составляющую с постоянной времени $\tau_1 = 35 \text{ мкс}$ можно выделить только по «хвосту» кривой релаксации, когда сигнал уменьшается более чем в 20 раз от начального значения. Полагая в случае сильной инжекции $D \approx 18 \text{ см}^2/\text{с}$ при $\tau = 35 \text{ мкс}$, из формулы (11) определяем $\tau_0 = 560 \text{ мкс}$. Кривая 2 на рис. 2 получена при освещении пластины импульсным светодиодом с $\lambda = 0,94 \text{ мкм}$ ($\tau_n = 1 \text{ мс}$). Здесь в отличие от кривой 1 ННЗ наблюдаются в течение $\sim 500 \text{ мкс}$ и спустя $\sim 200 \text{ мкс}$ экспериментальные точки укладываются на прямую 2, наклон которой соответствует $\tau_1 = 250 \text{ мкс}$. В данном случае после окончания импульса света $t = \tau_n = 1 \text{ мс}$ ННЗ распределены в слое толщиной $l = \alpha_\lambda^{-1} + \sqrt{D\tau_n} \approx 0,14 \text{ см}$ ($\alpha_\lambda = 190 \text{ см}^{-1}, D \approx 18 \text{ см}^2/\text{с}$) и влияние поверхностной рекомбинации ослабляется. Используя ранее установленное значение $\tau_0 = 560 \text{ мкс}$, по формуле (8) можно определить $\tau_s \approx 450 \text{ мкс}$, т. е. при вы-

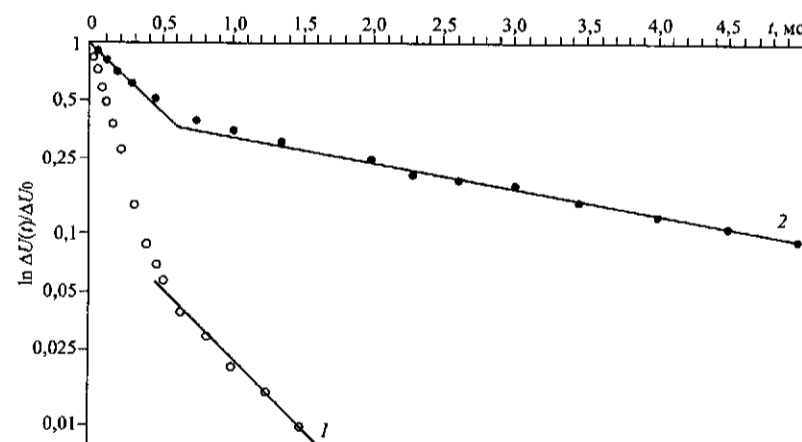


Рис. 4

ключении света ННЗ примерно в одинаковой степени рекомбинируют как в объеме, так и на поверхности образца. Другие приведенные выше формулы в данном случае нельзя применять, и необходим расчет на ЭВМ при использовании достаточно сложного выражения (см., например, [4]) при подборе значений $\alpha, \lambda, D, s, \tau_0$. В случае объемной генерации носителей при освещении импульсным светодиодом с широким спектром излучения с $\lambda = 0,9-1,1$ мкм (кривая 3, рис. 3) наклон прямой соответствует $\tau_1 = 570$ мкс. Эта величина при толщине пластины $d = 1$ см практически равна объемному времени жизни, так как $\tau_s \gg \tau_0$ ($\tau_s = 7800$ мкс при $d = 1$ см по формуле (10)).

В производстве обычно используются достаточно тонкие пластины кремния (0,3–0,5 мм). На рис. 3 приведены результаты измерений для пластины кремния ($\rho = 2500$ Ом·см, толщина $d = 0,4$ мм и диаметр 100 мм), помещенной в пластиковый пакет с пассивирующим раствором. Измерения проводились при малой (кривая 1) и большой (кривая 2) интенсивностях излучения лазера. В первом случае амплитуда сигнала по окончании импульса света ($\Delta U_0 = 2$ мВ) по приблизительной оценке соответствовала уровню инжекции $\eta = \Delta n/n_0 \approx 0,5$ и по наклону прямой I величина $\tau_1 \approx 760$ мкс. С увеличением интенсивности излучения лазера наклон прямой, соединяющей экспериментальные точки, увеличивается и при $\Delta U_0 = 120$ мВ (кривая 2) величина $\tau_1 = 400$ мкс. Измерения в начальной области ($t \leq \tau_n = 0,15$ мкс) показали, что $s = 15$ см/с и при $d = 0,04$ см по формуле (9) имеем $1/\tau_s = 750$ с⁻¹. При этом для кривой 1 $\tau_0 = 1760$ мкс и $\tau_0 = 570$ мкс для кривой 2. Последнее значение можно считать временем рекомбинации в пределе высокого уровня инжекции, т. е. $\tau_\infty = 570$ мкс. Время жизни в пределе очень низкого уровня инжекции τ_∞ можно определить, используя известную формулу [2]:

$$\tau_0 = \frac{\tau_\infty + \eta\tau_\infty}{1 + \eta}. \quad (16)$$

В нашем случае при $\tau_0 = 1,76$ мс, $\eta = 0,5$, $\tau_\infty = 0,57$ мс получим $\tau_\infty \approx 2,35$ мс. Представленные также на рис. 3 результаты измерений при использовании светодиода ($\lambda = 0,9-1,1$ мкм) длительностью импульса $\tau_n = 1$ мс ($\Delta U_0 = 3,2$ мВ) свидетельствуют о нетипичном случае рекомбинации, связанной с начальным распределением ННЗ. В начальной области релаксации ФП (см. вставку на рис. 3) наблюдается практически линейная зависимость $\Delta U(t)/\Delta U_0 \approx 1 - (t/\tau)$, причем $\tau = 1,5$ мс хорошо согласуется с величиной τ_0 , установленной для кривой 1, если учесть небольшое повышение уровня инжекции. В области $t > 0,3$ мс релаксация ФП отклоняется от линейного закона и при $t > 1$ мс становится практически экспоненциальной с постоянной времени $\sim 0,68$ мс.

Как уже отмечалось выше, теоретический анализ возможности получения такого вида зависимости достаточно сложен и требует численных расчетов при заданных параметрах образца.

Другой вид релаксации ФП для пластины кремния ($\rho \approx 1100$ Ом·см) также толщиной 0,4 мм представлен на рис. 4. При освещении импульсным лазером ($\Delta U_0 = 5$ мВ) измеренная кривая релаксации ФП I имеет обычный вид и по наклону прямой, соединяющей экспериментальные точки, установлено значение $\tau_1 = 0,6$ мс. Скорость поверхностной рекомбинации, измеренная в начальной области, $s = 35$ см/с (поверхность пассивирована). Полагая $D \approx 15$ см²/с, по формулам (12), (13) определяем $\tau_0 = 1,2$ мс. Отметим,

что простая формула (9) здесь уже неприменима, так как вычисленное по ней значение $\tau_s = 0,57$ мс, т. е. $\tau_s < \tau_1$.

Экспериментальная зависимость (кривая 2) получена при использовании светодиода ($\lambda = 0,9-1,1$ мкм) с кремниевым светофильтром (пластинка кремния толщиной 0,47 мм). В начальной области время релаксации ФП $\tau_1 \approx 0,6$ мс, но в дальнейшем наблюдается долговременная релаксация с $\tau_2 \approx 3,4$ мс.

Как известно, такой тип релаксации ФП обычно наблюдается, если в образце имеются в достаточной концентрации уровни прилипания, т. е. неглубокие уровни, например акцепторы, захватывающие дырки. Однако для окончательного выяснения этого вопроса необходимы дополнительные исследования.

В заключение отметим, что анализ результатов измерений существенно облегчается при использовании импульсного лазера с излучением в области $\lambda \sim 1,1$ мкм, когда ННЗ генерируются в течение короткого интервала времени по всей толщине образца. Разница в форме кривых релаксации ФП при поверхностной и объемной генерации ННЗ позволяет более точно определять скорость поверхностной рекомбинации и объемное время жизни.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ramsa A. M., Jacobs H., Brand F. A. Microwave technique in measurement of lifetime in germanium // Journ. Appl. Phys. 1959. 30, N 7. P. 1054.
2. ASTM Designation F1535-94. Standard Test Method for Carrier Recombination Lifetime in Silicon Wafers by Noncontact Measurement of Photoconductivity Decay by Microwave Reflectance. (Введ. 15.08.94).
3. Tyagi M. S., Nus J. F., Van Onerstraeten R. J. Effect of surface recombination of the transient decay of excess carriers produced by short wave length laser pulses // Solid State Electron. 1982. 25, N 5. P. 411.
4. Eranen S., Blomberg M. Simultaneous measurement of recombination lifetime and surface recombination velocity // Journ. Appl. Phys. 1984. 56, N 8. P. 2372.
5. Заващикая В. А., Кудинов А. В., Миляев В. А. и др. Исследование рекомбинации неравновесных носителей в кремнии методом СВЧ // ФТП. 1984. 18, вып. 12. С. 1260.
6. Kunst M., Beck G. The study of charge kinetic in semiconductor by microwave conductivity measurements // Journ. Appl. Phys. 1986. 60, N 10. P. 3558.
7. Luke K., Cheng L.-J. Analysis of interaction of laser pulse with silicon wafer. Determination of bulk lifetime and surface recombination velocity // Journ. Appl. Phys. 1987. 61, N 6. P. 2282.
8. Buczkowski A., Radzinski Z. J., Rozgonyi G. A., Shimura F. Separation of the bulk and surface components of recombination lifetime obtained with a single laser/microwave photoconductance technique // Journ. Appl. Phys. 1992. 72, N 10. P. 2873.
9. Montgomery C. G., Dicke R. H., Purcell E. M. Principles of Microwave Circuits. Vol. 8. MIT Radiation Lab. Ser. N. Y.: McGraw Hill, 1948.
10. Alwater H. A. Microwave measurement of semiconductor carrier lifetimes // Journ. Appl. Phys. 1960. 31, N 5. P. 206.

Институт физики полупроводников СО РАН,
E-mail: tokarev@isp.nsc.ru

Поступила в редакцию
1 июля 1999 г