

УДК 621.383.4, 621.382.2/.3

## **ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИНТЕНСИВНОСТИ БЫСТРО ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ ИМПУЛЬСОВ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ ПО ОТКЛИКУ СИСТЕМЫ**

**Е. В. Никишин, В. Я. Гришаев**

**Национальный исследовательский Мордовский государственный университет  
им. Н. П. Огарёва, 430005, Саранск, ул. Большевикская, 68**

Статья поступила в редакцию 11 августа 2017 г.

**Аннотация.** Исследован способ получения зависимости интенсивности возбуждающих систему импульсов от времени по отклику системы. Форма, частота и интенсивность импульсов изменяются произвольным образом. Длительность импульса меньше времени релаксации системы к стационарному состоянию. Восстановление оптических импульсов осуществляется по зависимости проводимости фоторезистора от времени. Кинетика фотопроводимости в этом случае определяется зависимостью величины темпа генерации от времени и в малой степени зависит от скорости рекомбинации электронов и дырок. Зависимость интенсивности ультрафиолетового излучения от времени может быть получена по вызванному им свечению люминесцентного источника.

**Ключевые слова:** импульсное возбуждение, механизмы рекомбинации, кинетика фотопроводимости, искажения, восстановление импульса.

**Abstract.** An analysis is made of the method for obtaining the dependence of the intensity on the time of the pulses acting on the system from the response of the system. The shape, frequency and intensity of the pulses vary in an arbitrary way. The pulse duration is shorter than the relaxation time of the system to a steady state. The optical impulses are reconstructed from the time dependence of the conductivity of the photoresistor. The photoconductivity kinetics in this case is determined by the dependence of the rate of generation on time and depends to a small extent on the rate of recombination of electrons and holes. Analysis of the emission of a luminescent

source makes it possible to obtain a time dependence of the intensity of ultraviolet radiation causing luminescence.

**Keywords:** impulse excitation, recombination mechanisms, kinetics of photoconductivity, distortions, recovery of impulse.

## 1. Введение

Как правило, зависимость концентраций неравновесных носителей заряда от времени в полупроводниках (следовательно, и тока) при возбуждении их светом определяется зависимостью скорости генерации от времени ( $g(t)$ ) и механизмами рекомбинации. В общем случае зависимость тока от времени не повторяет зависимость интенсивности возбуждающего света от времени. Это связано с многообразием рекомбинационных процессов [1–2], что приводит к сложной кинетике неравновесных носителей заряда. При рекомбинации через глубокие центры возникает необходимость учитывать, что одни и те же примеси могут иметь разные зарядовые состояния и разную глубину залегания в запрещенной зоне [1–2]. На скорость рекомбинации влияют процессы многофононной эмиссии, электрон-колебательного взаимодействия, Оже-процессы [3–5]. Уровни прилипания [2] захватывают свободные носители заряда, изменяя величину проводимости. Кроме того, они могут существенно изменять скорость межзонной рекомбинации [6, 7]. В [8] показано, что концентрация неравновесных носителей зависит от частоты внешнего возбуждения при постоянном среднем уровне возбуждения.

Принципиальная возможность применения "инерционных" фоторезисторов и фотодиодов в качестве скоростных фотоприемников импульсного излучения с временным разрешением до 0,1 нс показана в работе [9]. В работе [10] исследовались кинетические уравнения для неравновесных носителей заряда с учетом различных механизмов рекомбинации при освещении полупроводникового фотоприемника светом, интенсивность которого меняется периодически с частотой  $\omega$  ( $J = J(\omega t)$ ). В работах [11–12] проведена оценка возникающих при «восстановлении» импульсов искажений.

В представленной работе определены необходимые условия, накладываемые на возбуждающие импульсы света произвольной формы, при которых влиянием рекомбинационных процессов в полупроводниках на вид функций  $\Delta n = \Delta n(t)$ ,  $\Delta p = \Delta p(t)$ ,  $\Delta \sigma = \Delta \sigma(t)$  можно пренебречь.  $\Delta n = \Delta n(t)$ ,  $\Delta p = \Delta p(t)$ ,  $\Delta \sigma = \Delta \sigma(t)$  - изменение концентрации избыточных электронов, дырок и электропроводности соответственно. В этом случае по зависимости электропроводности (фототока) от времени фоторезистора путем дифференцирования можно получить зависимость интенсивности света от времени. Отметим, что  $\Delta \sigma = \Delta \sigma(t)$  и  $J = J(t)$  представляются разными функциями. С целью обобщения полученных результатов исследована возможность восстановления УФ излучения по вызванной им фотолюминесценции кристаллофосфора.

## 2. Условия применимости метода «восстановления» оптических импульсов

Рассмотрим случай возбуждения резистора светом, интенсивность, следовательно, и темп генерации ( $g(t)$ ) которого меняется со временем произвольным образом ( $g(t) \sim J(t)$ ). В промежутке времени от любого произвольного момента  $t_0$  до  $t_0 + \tau_0$  ( $\tau_0 \geq \max(\tau_n, \tau_p)$ ) темп генерации представим в виде суммы постоянной и переменной составляющих внешнего возбуждения:

$$g(t) = \bar{g}(t_0, \tau_0) + \tilde{g}(t), \quad \bar{g}(t_0, \tau_0) = \frac{1}{\tau_0} \int_{t_0}^{t_0 + \tau_0} g(t) dt \approx const, \quad \tilde{g}(t_0, \tau_0) = \frac{1}{\tau_0} \int_{t_0}^{t_0 + \tau_0} \tilde{g}(t) dt = 0. \quad (1)$$

Пусть функция  $\tilde{g}(t)$  в любой области  $t_0 < t < t_0 + \tau_0$  имеет  $m$  максимумов. Для каждого следующего промежутка времени  $\tau_0$  значение величины  $m$  может отличаться от предыдущего. То есть частота изменения интенсивности света, которую определим в виде  $\nu(t) = m / \tau_0$  есть функция времени. Потребуем выполнение условий:

$$\nu(t) > \min(\tau_n^{-1}, \tau_p^{-1}), \quad \bar{g}_1(t_0, \tau_0) \approx \bar{g}(t_0, \tau_0), \quad \bar{g}_1(t_0, \tau_0) = \frac{1}{\tau_0} \int_{t_0}^{t_0 + \tau_0} |\tilde{g}(t)| dt. \quad (2)$$

Покажем, что указанные выше условия (1, 2), накладываемые на зависимости  $g = g(t)$  (или  $J = J(t)$ ), являются достаточными для их ( $g = g(t)$  или  $J = J(t)$ ) «восстановления» по зависимости электропроводности резистора от времени. Для определенности рассмотрим полупроводник с электронной проводимостью, темп рекомбинации электронов в котором описывается произвольной функцией  $R = R_n(n)$ . Влиянием на электропроводность дырок, контактными явлениями и поверхностной рекомбинацией для простоты пренебрежем. В этом случае выполняется неравенство  $\nu(t) > \tau_n^{-1}$ , так как при проводимости n-типа  $\tau_n > \tau_p$ . Изменение концентрации электронов описывается уравнением:

$$\frac{dn}{dt} = g(t) - R_n(n). \quad (3)$$

В области высоких частот (2) концентрация неравновесных носителей заряда будет совершать колебания относительно среднего значения, которое можно найти из уравнения  $R_n(\bar{n}) = \bar{g}$ . Среднее значение концентрации электронов  $\bar{n}$  характеризуется временем жизни электронов  $\tau_n$ :  $\tau_n = \bar{n} / R(\bar{n})$ . Обозначим переменную составляющую концентрации электронов как  $\tilde{n} = n - \bar{n}$ . При больших частотах  $\nu(t)\tau_n \gg 1$  выполняется неравенство  $\tilde{n} \ll \bar{n}$  [10], что позволяет линеаризовать уравнение, разложив функцию скорости генерации в ряд Тейлора и ограничившись первым членом разложения:

$$\frac{d\tilde{n}}{dt} \approx \tilde{g}(t) - \frac{\tilde{n}}{\tilde{\tau}_n}. \quad (4)$$

Здесь:  $\tilde{\tau}_n^{-1} = dR(n)/dn|_{n=\bar{n}}$ . То есть для переменной составляющую концентрации носителей заряда время жизни  $\tilde{\tau}_n$  может отличаться от времени  $\tau_n$ , хотя, как и  $\tau_n$  определяется законом рекомбинации. Времена  $\tilde{\tau}_n$  и  $\tau_n$  одного порядка. Уравнение (4) имеет аналитическое решение [13]. Для производной от удельной электропроводности получаем:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d}{dt}(e\mu_n n) = e\mu_n \left[ \tilde{g}(t) - \frac{1}{\tilde{\tau}_n} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tilde{\tau}_n}\right) \tilde{n}_0 - \frac{1}{\tilde{\tau}_n} \exp\left(-\frac{t}{\tilde{\tau}_n}\right) \int_{t_0}^t \tilde{g}(x) \exp\left(\frac{x}{\tilde{\tau}_n}\right) dx \right]. \quad (5)$$

Здесь использованы начальные условия:  $\tilde{n}(t_0) = \tilde{n}_0$ . Исследуем функцию  $d\sigma(t)/dt$  в интервале времени действия условно выделенного  $j$ -го единичного импульса ( $t_j$ ). Границы импульса соответствуют двум ближайшим минимумам интенсивности. Положим в уравнении (5)  $t - t_0 = t_j$  и учтем, что справедливо

неравенство  $t_j \ll \tilde{\tau}_n$ . Тогда  $\frac{\tilde{n}_0}{\tilde{\tau}_n} \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tilde{\tau}_n}\right) \approx \frac{\tilde{n}_0}{\tilde{\tau}_n}$ . Нетрудно получить, что при

выполнении условия  $\tilde{n} \ll \bar{n}$  выполняется неравенство  $\bar{g}(t_0, \tau_0) \gg \frac{\tilde{n}_0}{\tilde{\tau}_n}$ . То есть в

большой области временного промежутка  $t_j$  справедливо неравенство  $|\tilde{g}(t)| \gg \tilde{n}_0/\tilde{\tau}_n$ . Следовательно, вторым слагаемым правой части уравнения (5)

можно пренебречь. Для оценки вклада третьего слагаемого используем теорему о среднем [13]: если функции  $g(t)$  и  $f(t)$  непрерывны на  $[t_1, t_2]$  и  $f(t) \geq 0$  на  $[t_1, t_2]$ , то в интервале  $(t_1, t_2)$  существует число  $\zeta$ , что

$$\int_{t_1}^{t_2} g(t) f(t) dt = g(\zeta) \int_{t_1}^{t_2} f(t) dt. \text{ Тогда } \frac{1}{\tilde{\tau}_n} \exp\left(-\frac{t}{\tilde{\tau}_n}\right) \int_{t_0}^t \tilde{g}(x) \exp\left(\frac{x}{\tilde{\tau}_n}\right) dx = \frac{\Delta t_j}{\tilde{\tau}_n} \tilde{g}(\zeta). \quad \zeta$$

принадлежит интервалу импульса  $t_j$ . Так как  $t_j \ll \tilde{\tau}_n$ , то для большей части рассматриваемого интервала  $[t_j, t_{j+1}]$  будет справедливо неравенство  $t_j \tilde{g}(\zeta)/\tau \ll |\tilde{g}(t)|$ . С учетом сказанного уравнение (5) принимает вид:

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx e\mu_n \tilde{g}(t). \quad (6)$$

Предложенный метод восстановления применим как для периодически изменяющейся интенсивности света с частотой  $\nu > \min(\tau_n^{-1}, \tau_p^{-1})$ , так и для беспорядочных колебаний интенсивности света, имеющую сложную временную и спектральную структуру (шумы).

### 3. «Восстановление» оптических импульсов при степенной функции закона рекомбинации

Ниже приведены результаты математического моделирования «восстановления» интенсивности по кривым зависимости удельной электропроводности. В качестве модели использован полупроводник, у которого скорость рекомбинации основных носителей заряда (например, электронов) описывается степенной функцией:  $R_n(n) = \alpha n^\chi$  ( $\alpha = const, \chi = const$ ). Подобная аппроксимация применима в частности при межзонной и Оже рекомбинации. В области больших частот ( $\nu(t) \gg \tau_n^{-1}$ ) в этом случае для средних значений концентрации электронов и времени их жизни справедливы соотношения [12]:  $\langle n \rangle = (\langle g \rangle / \alpha)^{1/\chi}$ ,  $\tau_n \approx g^{(1-\chi)/\chi} / \alpha^{1/\chi}$ .

Результаты «восстановления» интенсивности получены путем дифференцирования функции проводимости по времени (6) и представлены на рис. 1 (кривые 1 – 3). Кривая 4 рис. 1 - форма импульсов возбуждения. Концентрация электронов определялась путем численного решения уравнения (3). Отметим, что зависимости  $\sigma(t)$  существенно отличаются от зависимостей  $J(t)$  при выполнении условия (2). Используются следующие законы рекомбинации: для кривой 1 рис. 1 – 2  $R_{1n}(n) = \alpha_1 \sqrt{n}$  ( $\chi = 0,5$ ); кривой 2 –  $R_{2n}(n) = \alpha_2 n^2$  ( $\chi = 2$ ); кривой 3 –  $R_{3n}(n) = \alpha_3 n^3$  ( $\chi = 3$ ). Коэффициенты  $\alpha_i$  для различных законов рекомбинации выбраны такими, чтобы средние значения концентраций неравновесных электронов были одинаковы ( $\langle n_i \rangle \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) при одном и том же постоянном темпе генерации ( $g_i = \langle g_i \rangle \approx 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ): ( $\alpha_1 = 10^{13} \text{ см}^{-3/2} \text{ с}^{-1}$ ;  $\alpha_2 = 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ ;  $\alpha_3 = 10^{-22} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ ). Это соответствует равенству времен жизни при выбранном темпе генерации в независимости от закона рекомбинации  $\tau_{ni} = 1,0 \text{ мкс}$ . Времена жизни  $\tilde{\tau}_n$  и  $\tau_n$  в области больших частот одного порядка, причем  $\tilde{\tau}_n = \tau_n / \chi$ . Исследуемые модели рекомбинации дают следующие значения времен жизни переменной составляющую концентрации

носителей заряда:  $\tilde{\tau}_{n1} = 2,0$  мкс,  $\tilde{\tau}_{n2} = 0,5$  мкс,  $\tilde{\tau}_{n3} = 0,33$  мкс. Средняя частота следования импульсов возбуждения равна  $\nu(t) = 4$  МГц. На импульсы наложены ограничения, представленные соотношениями (1 и 2). Для переменной составляющей импульсов возбуждения  $\tilde{J}(t)$  и восстановленных по зависимости  $\sigma_i(t)$  импульсов  $\tilde{J}_i(t)$  с хорошей точностью выполняется равенство:  $\tilde{J}(t) \approx \tilde{J}_i(t)$ . Уменьшение частоты  $\nu(t)$  приводит к тому, что расхождение между «восстановленным» импульсом и импульсом возбуждения становятся все более значительным.

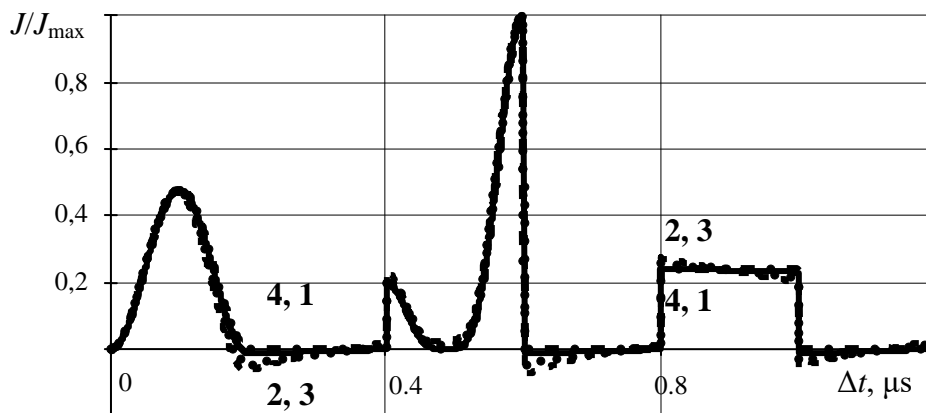


Рис. 1. Зависимости интенсивности света в относительных единицах от времени: 1, 2, 3 – оптические сигналы, восстановленные по кривым зависимости удельной электропроводности от времени ; 4 –интенсивность падающего света.

Метод восстановления оптических импульсов применим и при более сложных механизмах рекомбинации. Проведено исследование границ применимости предложенного метода при Шокли – Ридовской рекомбинации носителей заряда. Численные расчеты показывают, что при выполнении условий (1, 2) путем дифференцирования проводимости по времени можно получить зависимость переменной составляющей интенсивности от времени. Моделирование проводилось для полупроводника, параметры которого характерны для кристаллического кремния, легированного а) золотом, б) индием. Изменение концентраций рекомбинационных центров приводит к изменению частотной области, в которой применим предложенный способ

восстановления зависимости интенсивности света от времени. Увеличение концентрации рекомбинационных центров, как правило, приводит к уменьшению времен жизни основных носителей заряда. Область применения способа сдвигается в область больших частот.

#### 4. Экспериментальное обоснование способа восстановления

Экспериментально показана возможность получения по зависимости силы тока от времени, снимаемой с фотодатчика, зависимости переменной составляющей интенсивности возбуждающего полупроводник света от времени. Для освещения использовался светодиод. Питание светодиода осуществлялось импульсами напряжения прямоугольной формы, наложенными на постоянную составляющую. Ввиду малости постоянной времени светодиода в области частот проводимых исследований выполнялось равенство:  $\tilde{J}(t) \approx \text{const} \tilde{U}(t)$ , то есть форма импульсов напряжения совпадала с формой интенсивности свечения. Для регистрации фототока нами был использован фотодиод ФД-8К [14]. Постоянная времени фотодиода  $\tau \approx 10$  мкс. При выполнении условия  $\nu(t) > \tau^{-1}$  концентрация избыточных носителей заряда, инжектированных светом в фотодиоде, не отслеживает временную зависимость интенсивности падающего на него света. Фотодиод играет роль интегрального датчика. Зависимость фототока от времени принимает пилообразную форму. Производная по времени от силы тока с точностью до постоянной даст зависимость интенсивности света, излучаемого светодиодом, от времени, то есть импульсы прямоугольной формы. При частоте оптического сигнала  $\nu(t) > \tau^{-1}$  зависимость переменной составляющей фототока от времени и зависимость переменной составляющей интенсивности света от времени совпадают с точностью до множителя.

Предложенная методика распространяется и на другие физические процессы. Экспериментально исследована возможность восстановления временной зависимости интенсивности УФ излучения ( $\tilde{J}_0(t)$ ), возбуждающего люминесцентный источник света, по зависимости интенсивности видимого



излученного этим источником света от времени ( $J(t)$ ). Люминесцентные источники изготавливались на основе  $\text{ZnS:Cu}(10^{-4}):\text{Co}(10^{-6})$ , постоянная времени которого  $\tau_s \approx 30$  мс. В качестве источника возбуждения люминофора использовались светодиод, излучающий в ближней области УФ спектра. Постоянная времени  $\tau_0$  светодиода составляет величину меньшую 0.1 мкс. Возбуждение светодиода осуществлялось периодическими импульсами напряжения прямоугольной формы и периодом  $T = 1/\nu$ . В рассматриваемом нами случае выполнялось неравенство  $\tau_s \gg \tau_0, T \gg \tau_0$ . При этом форма импульсов УФ излучения идентична форме импульсов напряжения, подаваемого на источник. Искажения, возникающие при восстановлении переменной составляющей интенсивности УФ излучения, определяются искажениями каждой из гармоник ряда Фурье. Выбор импульсов прямоугольной формы определялся тем, что при выполнении неравенства  $\tau_s \cdot \nu > 1$  искажения будут максимальными у первых гармоник восстановленного импульса УФ. Кроме того коэффициенты разложения убывают относительно медленно  $a_k = 2U_0 \sin(\pi k T_1 / T) / (\pi k)$ . В связи с этим для восстановления прямоугольных импульсов с использованием ряда Фурье необходимо учесть несколько десятков его гармоник ( $T_1$  - длительность импульса возбуждения).

Свечение люминесцентного источник регистрировалось с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ 100. При малых частотах питающего напряжения, когда свойствами инерции люминесцентных источников света можно пренебречь, форма видимого светового сигнала ( $\tilde{J}(\nu t)$ ) практически повторяет форму УФ импульса ( $\tilde{J}_0(\nu t)$ ) и электрического ( $\tilde{U}(\nu t)$ ), то есть  $\tilde{J}(\nu t) \approx \text{const} \tilde{J}_0(\nu t) \approx \text{const} \tilde{U}(\nu t)$ . При увеличении частоты возбуждающих импульсов напряжения форма светового сигнала перестает повторять форму УФ импульса. На рис. 2 представлены в относительных единицах зависимости переменной составляющей УФ от времени (кривая 1) и зависимости от времени переменной составляющей интенсивности света, излучаемого люминесцентным источником (кривая 2, 3). Кривые 2 и 3 получены при возбуждении

люминофора импульсами УФ, частота следования которых 100 Гц ( $\tau_s \nu = 3 > 1$ ) и 5 Гц ( $\tau_s \nu \approx 0,15 < 1$ ) соответственно. Форма оптических сигналов, излучаемых люминесцентным источником при выполнении условия  $\tau_s \nu > 1$  ( $\nu = 100$  Гц), – близка к треугольной (кривая 2 рис. 2). Если  $\tau_s \nu < 1$  ( $\nu = 5$  Гц), нарастание и затухание интенсивности люминесценции происходит по закону близкому к экспоненциальному (кривая 3 рис. 2).

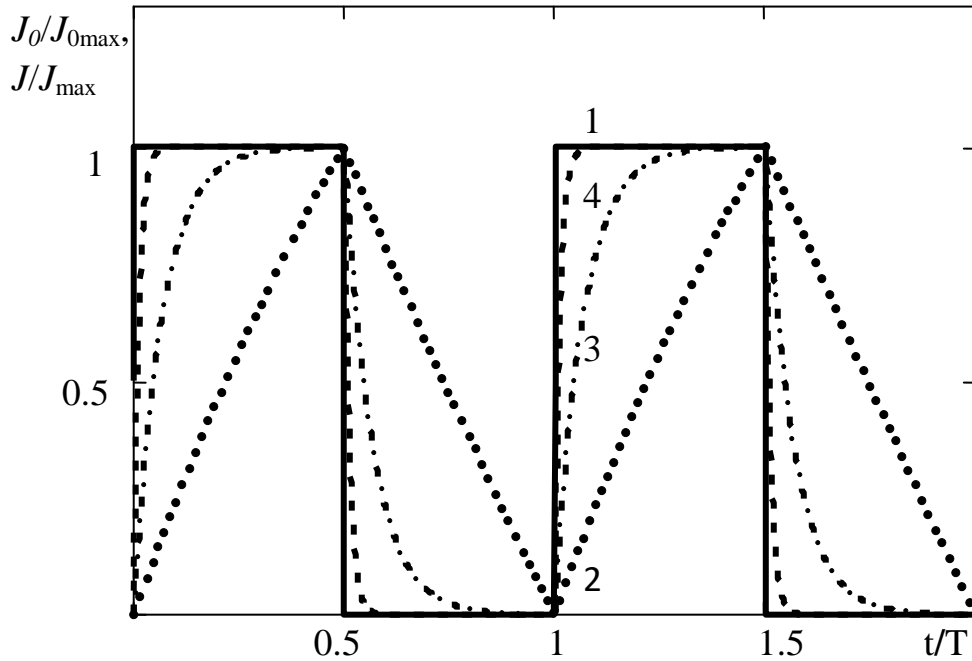


Рис. 2. Зависимости  $\tilde{J}_0(\omega \cdot t)$  и  $\tilde{J}(\omega \cdot t)$  в относительных единицах: 1 – переменная составляющая УФ излучения, возбуждающего люминесцентный источник света; 2, 3 – переменная составляющая интенсивности света, излучаемого люминесцентным источником; 4 – переменная составляющая УФ излучения, восстановленная дифференцированием (по кривой 2).

Восстановление формы УФ, следовательно, и электрического импульса при выполнении условия  $\tau_s \nu > 1$ , по оптическому сигналу можно осуществить несколькими способами. При больших частотах возбуждающих импульсов справедливо нестрогое равенство

$$\frac{d}{dt} J(\omega t) \approx const \tilde{J}_0(\omega t) \approx const \tilde{U}(\omega t).$$

Дифференцирующая цепь позволяет получить зависимость  $\tilde{J}_0(\omega t)$ . Другой способ – это использование операции дифференцирования по экспериментальным точкам. При его реализации необходимо использовать методы аппроксимации и сделать гладкой полученную экспериментальную

зависимость. Кривая 4 рис. 2 получена дифференцированием функции, график которой представлен кривой 2 рис. 2.

### Заключение

Предложен метод восстановления зависимости интенсивности импульсов от времени для беспорядочных колебаний интенсивности, имеющей форму шумов (сложную временную и спектральную структуру). Метод применим для случая, когда обратная величина времени релаксации системы к стационарному состоянию меньше частоты следования импульсов возбуждения ( $\tau_p^{-1} < \nu(t)$ ).

Предложенная методика подтверждена экспериментами, в которых осуществлено: а) восстановление зависимости интенсивности оптических импульсов от времени по электрическому отклику фоторезистора, б) восстановление интенсивности возбуждающего кристаллофосфор УФ излучения по его люминесценции.

### Литература

1. D.V. Lang, H.G. Grimmeiss, E. Meijer, and M. Jaros, Complex nature of gold-related deep levels in silicon, *Phys. Rev.*, 1980, v. 22, pp. 3917–3925.
2. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977. 568 с.
3. Bagraev N.T., Gusarov A.I., Mashkov V.A. Spin-dependent processes in one-dimensional disordered dangling-bond systems in semiconductors. *Sov. Phys. JETP*, 1987, vol. 65, №3, pp. 548 – 559.
4. Bagraev N.T., Gusarov A.I., Mashkov V.A. Spin-correlated electron transfer along broken bonds in semiconductors. *Sov. Phys. JETP*, 1989, vol. 68, №4, pp. 816 –825.
5. Смит Р. Полупроводники: пер. с англ. М.: Мир, 1982. 560 с.
6. Bagraev N.T., Mashkov V.A. A mechanism for two-electron capture at deep level defects in semiconductors. *Solid State Commun.*, 1988, vol.65, pp. 1111–1118.

7. Горюнов В.А., Гришаев В.Я., Никишин Е.В. Об изменении времен жизни носителей заряда при импульсном фотовозбуждении в кремнии с глубокими примесными центрами. Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки, 2011, №4, с. 118 – 126.
8. Denisov B. N., Nikishin E.V. Investigations of the Kinetics of Nonequilibrium Carriers in a Semiconductor by the Average Value of the Photoconductivity under Periodic Optical Excitation. Semiconductors, 2014, vol. 48, №2, p.p.163 – 166.
9. Мхитарян В. М., Партамян Х. В. Скоростные фотоприемники импульсного излучения на основе «инерционных» фоторезисторов и фотодиодов. ЖТФ, 1982, т. 52, № 9, с. 1900 – 1902.
10. Горюнов В.А., Гришаев В.Я., Никишин Е.В. Кинетика фотопроводимости при возбуждении высокочастотными импульсами. Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки, 2012, №4, с. 242 – 250.
11. Никишин Е.В., Пескова Е.Е. Нелинейные искажения, возникающие при восстановлении высокочастотных оптических импульсов. Журнал радиоэлектроники: электронный журнал. 2015. №9. URL: <http://jre.cplire.ru/jre/sep15/3/text.html>.
12. Никишин Е.В. О границах применимости способа восстановления временной формы модулированных оптических сигналов с частотой выше граничной частоты фоторезистора. Физика и техника полупроводников, 2014, т. 48, № 11, с. 1526-1529.
13. Г.К. Корн, Т.К. Корн, Справочник по математике. Москва: Наука, 1977. – 831 с.
14. Аксененко М.Д., Бараночников М.Л. Приемники оптического излучения. Справочник. М.: Радио и связь, 1987. 296 с.

**Ссылка на статью:**

Е. В. Никишин, В. Я. Гришаев. Восстановление временной зависимости интенсивности быстро изменяющихся импульсов произвольной формы по отклику системы. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. №9. Режим доступа: <http://jre.cplire.ru/jre/sep17/3/text.pdf>