

Исследования кинетики неравновесных носителей в полупроводнике по среднему значению фотопроводимости при периодическом оптическом возбуждении

© Б.Н. Денисов, Е.В. Никишин[†]

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,
430005 Саранск, Россия

(Получена 13 мая 2013 г. Принята к печати 4 июня 2013 г.)

Проведены теоретические и экспериментальные исследования среднего значения неравновесной концентрации свободных носителей в полупроводнике при периодическом оптическом возбуждении. Обнаружена зависимость среднего значения концентрации свободных носителей (средней запасенной энергии) от частоты модуляции возбуждающего излучения при постоянной средней интенсивности возбуждения. Установлены закономерности поведения среднего значения фотопроводимости от частоты модуляции возбуждающего излучения в зависимости от закона рекомбинации. Предложен новый метод определения закона рекомбинации в полупроводнике, не зависящий в ряде случаев от формы импульсов света. Полученные выводы могут быть использованы для изучения релаксационных процессов другой природы.

Закон рекомбинации свободных носителей в полупроводнике определяется по кривым затухания фотопроводимости при импульсном возбуждении либо по зависимости проводимости (тока) от интенсивности света [1,2]. Использование фоторезистора, как прямого перемножителя сигналов в радиотехнике, резко повышает требования к точности определения закона рекомбинации для математического моделирования и расчетов нелинейных искажений, вносимых фоторезистором в регистрируемый сигнал [3]. Существующие методы определения законов рекомбинации накладывают определенные требования на форму сигналов, что в ряде случаев является трудно выполнимым, либо требуют прецизионной градации изменения интенсивности света. Для повышения точности определения закона рекомбинации нами разработан новый метод, основанный на исследовании среднего значения фотопроводимости при возбуждении полупроводника периодическими импульсами света различной формы. Точность предлагаемого способа в ряде случаев не зависит от формы возбуждающих импульсов света и, следовательно, не накладывает ограничения на длительность фронта и спада импульса.

Рассмотрение проведем для случая однородной генерации свободных носителей светом в объеме полупроводника ($1/k > d$, k — коэффициент поглощения света, d — толщина полупроводника) и омических контактов. В общем случае, при периодическом возбуждении светом, концентрация неравновесных носителей (КНН) зарядов (электронов n и дырок p) при межзонной рекомбинации для полупроводника n -типа описывается следующим кинетическим уравнением [1,2]:

$$\frac{dn}{dt} = A(\omega t) - \varphi(n), \quad (1)$$

где $A(\omega t)$ — скорость генерации неравновесных электронов, являющаяся периодической функцией с частотой

$\omega = 2\pi/T$, $\varphi(n)$ — скорость рекомбинации электронов, ω — частота модуляции возбуждающего излучения, T — период, t — время. Аналогичное уравнение справедливо для полупроводника p -типа. Покажем, что среднее значение КНН зависит от частоты модуляции света при постоянной средней скорости генерации:

$$\langle A(\omega t) \rangle = T^{-1} \int_0^{2\pi} A(\omega t) dt = \text{const.}$$

Введем новую переменную: $y = \omega t$. Тогда

$$\omega \frac{dn}{dy} = A(y) - \varphi(n). \quad (2)$$

Параметр перед производной, которым является частота модуляции возбуждающего излучения ω , влияет на решение уравнения (2). Отметим, что функция $A(y)$ периодическая с периодом 2π [$A(y + 2\pi) = A(y)$]. Полагаем, что функции $A(y)$ и $n(y)$ непрерывны, дифференцируемы и ограничены в интервале $[0; 2\pi]$.

Рассмотрим случай больших частот. Поскольку функции скорости генерации $A(y)$ и скорости рекомбинации $\varphi(n)$ не отрицательные, найдется такое ω , для которого во всей области y справедливо неравенство

$$\left| \frac{dn}{dy} \right| \leq \max \left(\frac{A(y)}{\omega}, \frac{\varphi(n)}{\omega} \right). \quad (3)$$

Отсюда следует, что при увеличении ω величина производной становится малой. Изменение концентрации носителей заряда можно представить в виде $n = \bar{n} + \Delta n$, причем увеличением ω можно добиться выполнения условий: $\Delta n \ll \bar{n}$ и $n \approx \bar{n}$. Потребуем выполнения равенства:

$$\varphi(\bar{n}) = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} A(y) dy. \quad (4)$$

[†] E-mail: nikishin57@mail.ru

В этом случае из (2) получаем уравнение для нахождения переменной составляющей КНН:

$$\omega \frac{d\Delta n}{dy} = \tilde{A}(y) - \left(\frac{d\varphi(\bar{n})}{dy} \right) \Delta n. \quad (5)$$

Здесь $\tilde{A}(y) = A(y) - \varphi(\bar{n})$ — переменная составляющая возбуждающего излучения, причем $\int_0^{2\pi} \tilde{A}(y) dy = 0$. Уравнение (5) имеет общее решение в аналитическом виде [4]. Интегрируя левую и правую части выражения (5) в пределах от 0 до 2π и учитывая, что Δn — периодическая функция, получаем $\int_0^{2\pi} \Delta n(y) dy = 0$. Тогда выражение (4) может быть использовано для нахождения среднего значения КНН при больших частотах внешнего возбуждения:

$$\bar{n} = \psi \left[(2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} [A(y)] dy \right], \quad (6)$$

где ψ — функция, обратная функции φ .

Определим критерий, при котором справедливо выражение (6). Для этого представим выражение (2) в виде

$$\omega \frac{dn}{dy} = A(y) - n \frac{\varphi(\bar{n})}{\bar{n}}. \quad (7)$$

Величину $\bar{n}/\varphi(\bar{n}) = \tau_n$ можно интерпретировать как время жизни электронов для данного уровня возбуждения. Уравнение (7) можно представить в виде

$$\omega \tau_n \frac{dn}{dy} = \tau_n A(y) - n. \quad (8)$$

Проведя рассуждения, аналогичные тем, что изложены выше, получаем критерий справедливости соотношения (6): $\omega \tau_n \gg 1$.

Рассмотрим случай малых частот ω (квазистационарный режим). Как отмечалось выше, производная $|dn/dy|$ ограничена сверху. Следовательно, найдется такое ω , для которого в области, где $A(y) \geq A_{\min}$, справедливо неравенство

$$\omega \left| \frac{dn}{dy} \right| \ll A(y). \quad (9)$$

A_{\min} — некоторое конечное положительное значение, отличное от нуля. Это неравенство будет выполняться во всей области определения, если наложить на функцию скорости генерации носителей заряда дополнительное условие $A(y) \geq A_{\min}$. В этом случае (малые значения ω) для КНН получаем

$$n \approx \Psi[A(y)], \quad (10)$$

среднее значение КНН:

$$\bar{n} = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \psi[A(y)] dy. \quad (11)$$

Для получения критерия малых частот представим уравнение (2) в виде

$$\left(\omega \frac{d\varphi}{dn} \right) \frac{d\varphi}{dy} = A(y) - \varphi(n).$$

При малых значениях произведения $\omega \tau_n(n) \ll 1$ ($\tau_n^{-1}(n) = d\varphi(n)/dn$) справедливо равенство (10). Введем обозначение $\langle \tau_n^{-1} \rangle = d\varphi(n)/dn|_{n=\bar{n}}$. С хорошей точностью критерий малости частот можно записать в виде $\omega \tau_{n1} \ll 1$.

Из выражений (6) и (11) следует, что средние значения КНН при больших частотах ($\omega \tau_n \gg 1$) и малых частотах ($\omega \tau_{n1} \ll 1$) отличаются, следовательно, зависят от частоты модуляции. Из (6) и (11) видно, что для различных функций скорости генерации $A_i(y)$, у которых средние значения равны $[\langle A_i(y) \rangle] = A(y)$, при больших частотах средние значения КНН одни и те же, при малых средние значения КНН разные.

Пусть периодическое импульсное возбуждение имеет вид прямоугольных импульсов света с длительностью импульса T_1 , паузы T_2 , периодом $T = T_1 + T_2$, скважностью $g = T/T_1$, освещенность поверхности полупроводника в импульсе равна Φ_0 [$\Phi_0 = 1/\text{квант} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}$]. В реальности мы имеем дело с импульсами, близкими к прямоугольным, так что выполняются условия: функции $A(y)$ и $n(y)$ непрерывны, дифференцируемы и ограничены в интервале $[0; 2\pi]$. Это позволяет воспользоваться соотношениями (6) и (11) для получения средних значений КНН в области больших и малых частот. Соотношение (11) выполняется тем лучше, чем больше длительность импульса по сравнению со временами релаксации к равновесному и стационарному состоянию. При этом в уравнении (1) $A(\omega t) \approx k\beta(1-R)\Phi_0$ при $nT < t < nT_1$ и $A = 0$ при $nT - T_2 < t < nT$, где β — квантовый выход, k, R — соответственно коэффициенты поглощения и отражения. Математическую модель скорости рекомбинации запишем в виде

$$\varphi n = an^m, \quad (12)$$

где $a = \text{const}$. В этом случае средние значения КНН в области больших и малых частот, согласно (6) и (11), равны соответственно:

$$\bar{n}(\omega \gg \tau_n^{-1}) = \frac{n_s}{g^{1/m}}, \quad \bar{n}(\omega \ll \tau_{n1}^{-1}) = \frac{n_s}{g}, \quad (13)$$

где $(A/\alpha)^{1/m} = n_s$ — установившаяся КНН при постоянном возбуждении светом с освещенностью Φ_0 . Из уравнения (13) при $\omega \tau_n \gg 1$ следует экспериментальный метод определения закона рекомбинации, задаваемый параметром m . Коэффициент m может быть найден из соотношения

$$m = \frac{\ln g}{\ln(I_s/\bar{I})}. \quad (14)$$

Токи \bar{I}, I_s измеряются при подаче одинакового по величине постоянного напряжения на фоторезистор.

$\bar{I} = \bar{I}_p - I_T$, \bar{I}_p — среднее значение тока через фоторезистор при импульсном возбуждении с амплитудой освещенности Φ при $\omega\tau_n \gg 1$. I_T — темновой ток. $I_s = I_{sp} - I_T$, где I_{sp} — ток через фоторезистор при постоянном возбуждении с освещенностью Φ_0 , равной освещенности в импульсе (Φ_0) в случае периодического возбуждения.

При треугольной форме оптических сигналов, с освещенностью в максимуме Φ_0 , для больших и малых частот при условии $T_1 = T_2$ предельные средние значения КНН равны соответственно:

$$\bar{n}(\omega \gg \tau_n^{-1}) = \frac{n_s}{2^{1/m}}, \quad \bar{n}(\omega \ll \tau_n^{-1}) = \frac{mn_s}{m+1}. \quad (15)$$

При высоком быстродействии фоторезистора, когда сложно получить прямоугольные импульсы света с фронтом $\tau \ll n_s/\alpha\phi(n_s)$, можно воспользоваться треугольной формой импульсов оптического сигнала и соотношением (15) для $\omega\tau_{n1} \ll 1$. В этом случае параметр m равен

$$m = \frac{\bar{I}}{I_s - \bar{I}}. \quad (16)$$

Здесь \bar{I} — среднее значение тока при треугольной форме оптических сигналов с амплитудой освещенности Φ_0 при $\omega\tau_{n1} \ll 1$, $\bar{I} \approx \bar{n}(\omega \gg \tau_n^{-1})$.

При гармоническом возбуждении $(A_0/2)(1 - \cos \omega t)$ предельные средние значения КНН в случаях больших и малых частот равны соответственно:

$$\bar{n}(\omega \gg \tau_n^{-1}) = \frac{n_s}{2^{1/m}},$$

$$\bar{n}(\omega \ll \tau_n^{-1}) = \frac{n_s}{T} \int_0^T \left(\sin^{2/m} \frac{\omega t}{2} \right) dt. \quad (17)$$

Следует отметить, что, согласно (13), (15), (17), при $m > 1$ КНН растет, а при $m < 1$ КНН убывает с увеличением частоты модуляции оптического сигнала.

Нами была проведена экспериментальная проверка полученных выводов при различных видах кинетики. Для исследований использовались фоторезисторы на основе CdS и Si. На рис. 1 приведены экспериментальные и рассчитанные зависимости среднего значения тока от частоты для фоторезистора на основе высокоомного легированного кремния ($\rho = 2.5 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{м}$). Время жизни равновесных носителей $\tau = 8 \cdot 10^{-6}$ с. Расчетная кривая была построена путем решения дифференциального уравнения для КНН для случая рекомбинации по закону (12) при однородной генерации носителей в объеме полупроводника [2]. Постоянный поправочный множитель, учитывающий геометрию образца, рассчитывался на частоте 50 кГц. С ростом частоты следования импульсов среднее значение тока увеличивается. Феноменологический параметр $m = 1.364$, определяющий скорость рекомбинации при данном уровне возбуждения, был рассчитан с помощью соотношения (14) при следующих значениях тока: $I_s = 0.244$ мА, $\bar{I} = 0.148$ мА.

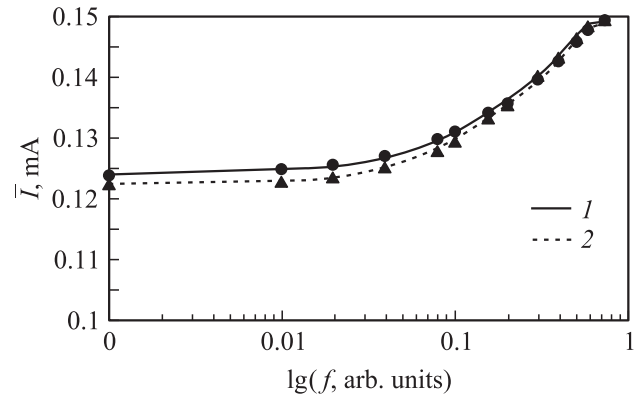


Рис. 1. Экспериментальная (1) и расчетная (2) зависимости среднего значения фототока фоторезистора на основе кремния от относительной частоты следования прямоугольных световых импульсов. $f_{a.u} = f/f_0$, $f_0 = 1/\tau$, где τ — время жизни равновесных носителей, $\tau = 8 \cdot 10^{-6}$ с.

Расхождение экспериментальных и расчетных результатов при моделировании с помощью выражения (1) на низких частотах составило $\sim 5\%$. Для случая пилообразного возбуждения параметр m рассчитывался при низких частотах ($f = 500$ Гц) с помощью соотношения (16), при этом $I_s = 0.244$ мА, $\bar{I} = 0.141$ мА, $m = 1.369$. Для того чтобы сравнивать результаты измерений, освещенность света в импульсе в обоих случаях были одинаковы. Различие коэффициента m , рассчитанного двумя способами, составляет 0.37% . Для фоторезистора на основе кремния $m > 1$, поэтому среднее значение тока растет с повышением частоты следования импульсов света. Следует отметить, что при изменении частоты среднее значение освещенности света оставалось постоянной величиной. Следовательно, при неизменной средней величине освещенности возбуждающего излучения средняя КНН и эффективность фоторезистора, как приемника света, увеличивались с увеличением частоты модуляции возбуждающего излучения.

Физические причины изменения среднего значения КНН в полупроводнике при изменении частоты модуляции света, при условии постоянной средней освещенности оптического излучения, обусловлены различной скоростью процессов возрастания и затухания фотопроводимости и соответственно различными постоянными времени нарастания (τ_i) и затухания (τ_a). При этом в случае $m > 1$, $\tau_a > \tau_i$, а при $m < 1$, $\tau_a < \tau_i$. По поведению среднего значения тока можно судить о соотношении между постоянными времени нарастания и затухания. Соответственно, зная соотношение между τ_a и τ_i , можно сделать вывод о поведении среднего значения КНН от частоты.

На рис. 2 приведены экспериментальная и расчетная зависимости среднего значения тока (\bar{I}) от частоты следования оптических импульсов, имеющих прямоугольный вид, для фоторезистора на основе кристалла CdS, полученного путем отжига на воздухе в течение 4 мин при $t = 600^\circ\text{C}$. Постоянные времени нарастания

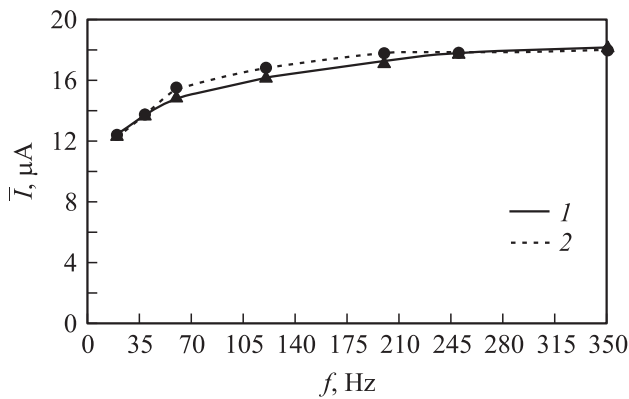


Рис. 2. Экспериментальная (1) и расчетная (2) зависимости среднего значения фототока от частоты следования импульсов освещения фоторезистора на основе CdS. $\tau_i = 0.06 \cdot 10^{-3}$ с, $\tau_a = 10^{-3}$ с, $\tau_a > \tau_i$.

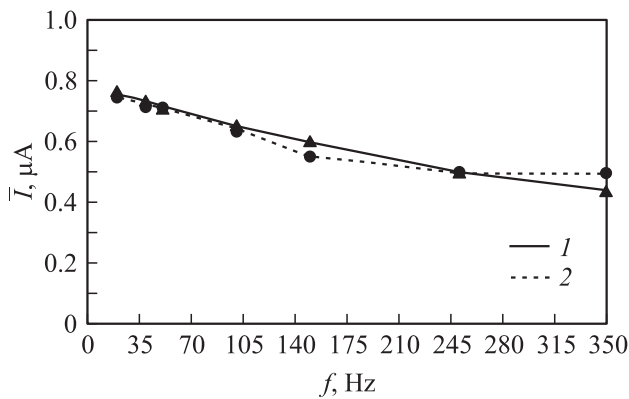


Рис. 3. Экспериментальная (1) и расчетная (2) зависимости среднего значения фототока от частоты следования импульсов освещения фоторезистора на основе CdS, легированного бором, путем ионной бомбардировки. $\tau_i = 1.8 \cdot 10^{-3}$ с, $\tau_a = 0.15 \cdot 10^{-3}$ с, $\tau_a < \tau_i$.

и затухания при линейной аппроксимации равны соответственно $\tau_i = 0.6 \cdot 10^{-3}$ с, $\tau_a = 10^{-3}$ с. Так как $\tau_a > \tau_i$, среднее значение тока растет с повышением частоты.

На рис. 3 приведены экспериментальная и расчетная зависимости среднего значения тока от частоты следования импульсов света прямоугольной формы для фоторезистора на основе CdS, легированного бором, путем ионной бомбардировки ($E = 100$ кэВ, $\tau_i = 1.8 \cdot 10^{-3}$ с, $\tau_a = 0.15 \cdot 10^{-3}$ с). Так как $\tau_a < \tau_i$, среднее значение тока уменьшается с повышением частоты. Кинетика нарастания и затухания моделировалась линейными законами рекомбинации с разными постоянными времени τ_i и τ_a . Поправочный множитель, учитывающий геометрию образца, определялся на частоте 20 Гц. Следует отметить, что рассчитанные кривые при экспоненциальной аппроксимации изменения концентрации носителей тока удовлетворительно описывают экспериментальные данные.

Таким образом, в случае $\tau_a > \tau_i$, что при аппроксимации закона рекомбинации степенной функцией (12) со-

ответствует выполнению условия $m > 1$, с увеличением частоты для возникновения динамического равновесия между скоростью генерации и рекомбинации увеличивается средняя КНН. Если $\tau_a < \tau_i$ ($m < 1$), то с увеличением частоты КНН уменьшается. Изменение частоты модуляции оптического излучения при постоянной средней мощности возбуждающего излучения изменяет среднюю концентрацию электронов в полупроводнике, находящихся в зоне проводимости, а следовательно, запасенную полупроводником энергию.

В заключение отметим, что полученные результаты могут быть использованы для изучения кинетических процессов другой природы в других системах, так как дифференциальные уравнения, записанные для кинетики фотопроводимости, и их решения аналогичны для других кинетических явлений.

Выражаем глубокую благодарность профессору кафедры общей физики МИЭТ В.В. Лосеву, доценту кафедры экспериментальной физики Мордовского государственного университета им. Н.П. Огарева В.Я. Гришасеву за обсуждение результатов исследования.

Список литературы

- [1] В.Е. Лашкарёв, А.В. Любченко, М.К. Шейнкман. *Неравновесные процессы в фотополупроводниках* (Киев, Наук. думка, 1981).
- [2] И.Н. Воловичев, Ю.Г. Гуревич. *ФТП*, **35**, 321 (2001).
- [3] Б.Н. Денисов. *Письма ЖТФ*, **34**, (2), 1 (2008).
- [4] Г.К. Корн, Т.К. Корн. *Справочник по математике* (М., Наука, 1974).

Редактор Т.А. Полянская

Researches of kinetics of non-equilibrium carriers in semiconductor by mean value of photoconductivity at periodic optical excitation

B.N. Denisov, E.V. Nikishin

Mordovskiy State University,
430005 Saransk, Russia

Abstract In this paper theoretical and experimental investigations of the mean value of non-equilibrium concentration of uncombined carriers in a semiconductor under the periodical optical excitation are carried out. The dependency of the mean value of concentration of uncombined carriers (the average stored energy) on the modulation frequency of the exciting radiation at the constant average intensity of the excitation is revealed. The behavior regularities of the mean value of photoconductivity from the modulation frequency of exciting radiation depending on the recombination law are determined. The new method of recombination law determination in a semiconductor non depending on the light impulses form in a number of cases is suggested. The obtained conclusions can be used for the investigation of the relaxation processes of another nature.