

05;07;12

Нестационарный фототок в кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, выращенном в атмосфере аргона

© М.А. Брюшинин, И.А. Соколов

Институт проблем машиноведения РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 25 декабря 1998 г.

Проведено детальное исследование нестационарного фототока в кристаллах со структурой силленита, выращенных в бескислородной (аргоновой) атмосфере. Определены основные параметры фотоиндуцированных носителей заряда в исследуемых кристаллах, такие как среднее время жизни, подвижность, средняя фотопроводимость, диффузионная длина переноса носителей, дебаевская длина экранирования.

Эффект нестационарной фото-ЭДС [1] является эффективным методом определения параметров фотоиндуцированных носителей заряда в полупроводниках. Используя данный метод, можно оценить, например, среднюю фотопроводимость кристалла σ_0 , диффузионную длину переноса носителей L_D , их среднее время жизни τ , подвижность μ , концентрацию примесных центров N_A , на которых формируется распределение заряда [1–3]. Механизм возникновения знакопеременного тока в фотопроводящем кристалле, освещаемом колеблющейся интерференционной картиной (рис. 1), уже не раз подробно описывался [1]: фототок в короткозамкнутом образце появляется вследствие периодического относительного смещения распределений фотопроводимости и электрического поля зарядов, захваченных на глубоких ловушках. Для получения колеблющейся интерференционной картины один из двух когерентных световых лучей модулируется по фазе с частотой ω .

В данной работе представлены исследования нестационарного фототока, возбуждаемого в фоторефрактивном кристалле силикосилленита висмута $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), выращенном в аргоновой атмосфере. Об исследованиях таких кристаллов уже сообщалось в [4], однако, эксперименты проводились в достаточно узком диапазоне пространственных частот интерференционной картины K и средних интенсивностей света I_0 на кристалле. В этой работе была обнаружена высокая фоточувствительность кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, что демонстрирует перспективность

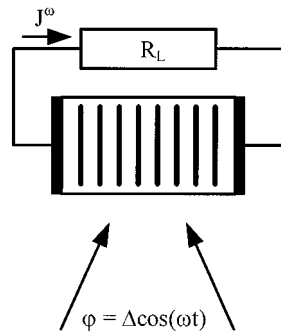


Рис. 1. Схема измерений нестационарной фото-ЭДС в фотопроводящих средах.

их использования в качестве материала для построения адаптивных интерферометрических датчиков [3]. Подобное применение эффекта нестационарной фото-ЭДС, а также предсказание свойств приборов и систем, созданных на основе фоторефрактивных кристаллов, требует точного определения фотоэлектрических параметров используемых образцов. Поэтому целью данной работы явилось подробное изучение нестационарного фототока в фоторефрактивном кристалле $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, определение основных параметров фотоиндуцированных носителей заряда в широком диапазоне изменения параметров интерференционной картины K и I_0 .

Фоторефрактивный кристалл $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, выращенный в атмосфере аргона, имел размеры $3 \times 5 \times 5$ mm. Передняя и задняя грани кристалла (3×5 mm) были отполированы, на две боковые грани (5×5 mm) с помощью серебряной пасты были нанесены электроды. В качестве источника когерентного света использовался гелий-неоновый лазер ЛГН-215 ($\lambda = 0.633 \mu\text{m}$, $P = 30$ mW). Для фазовой модуляции одного из лучей использовался электрооптический модулятор МЛ-102А. Измерение напряжения на нагрузочном сопротивлении ($R = 33$ k Ω) производилось с помощью селективного усилителя Unipan-233-7 и анализатора спектра СК 4-56. Коэффициент поглощения кристалла на длине волны $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$ оказался равным $\alpha = 0.86$ cm $^{-1}$.

Экспериментальные зависимости амплитуды первой гармоники нестационарного фототока от частоты фазовой модуляции представлены

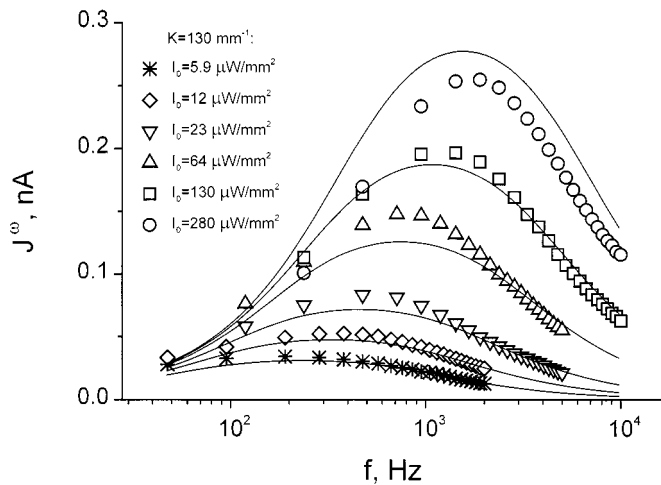


Рис. 2. Зависимость амплитуды нестационарного фототока от частоты фазовой модуляции ω (BSO: $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$, $K = 130 \text{ mm}$).

на рис. 2. Всего были сняты 34 частотные зависимости фототока для пространственных частот 57; 130; 270; 570; 1100; 2500 mm^{-1} и интенсивностей света $I_0 = 5.9; 12; 23; 64; 130; 280 \mu\text{W}/\text{mm}^2$.

Прежде всего следует отметить необычно большую величину фототока — для кристаллов BSO, выращенных в обычных условиях, для получения аналогичной величины сигнала требуются на 2–3 порядка большие интенсивности света. Таким образом, фотопроводимость исследованного нами кристалла ($\sigma_0 = 10^{-6} \div 10^{-5} \Omega^{-1}\text{m}^{-1}$), оказалась на 2–3 порядка больше фотопроводимости обычных силленитов, выращенных в кислородной атмосфере.

Как показано в [5], амплитуда первой гармоники нестационарного фототока (при $\tau_l = \tau$) в максимуме частотной характеристики определяется, в основном, величиной средней фотопроводимости кристалла σ_0 .

$$J^\omega = \frac{0.5Sm^2\Delta E_D\sigma_0}{2 + (KL'_D)^2} \times \frac{-i\omega\tau_M}{2 + (KL'_D)^2 - \omega^2\tau\tau_M + i\omega\{\tau + \tau_M[2 + (KL'_D)^2]\}}. \quad (1)$$

Здесь S — площадь электродов, m — контраст интерференционной картины ($m = 0.31$), Δ — амплитуда фазовой модуляции ($\Delta = 0.26$), $E_D = Kk_B T/e$ — диффузионное поле, $\sigma_0 = e\mu n_0$ — средняя фотопроводимость, $L_D = (\mu\tau k_B T/e)^{0.5}$ — диффузионная длина электронов, $L_D = [(\varepsilon\varepsilon_0 k_B T)/(e^2 N_{AO})]^{0.5}$ — дебаевская длина экранирования, $\tau = (\gamma N_{AO})^{-1}$ — время жизни, τ_I — время жизни ионизованного донорного центра, $\tau_M = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma_0$ — время максвелловской релаксации, k_B — постоянная Больцмана, ε_0 — электрическая постоянная, e — заряд электрона, T — температура, μ — подвижность электронов, γ — коэффициент захвата электронов, ε — диэлектрическая проницаемость материала ($\varepsilon = 56$), N_{AO} — концентрация ионизованных доноров, n_0 — концентрация электронов в зоне проводимости.

Отметим также нелинейный характер зависимости амплитуды нестационарной фото-ЭДС от интенсивности света (при малых K). Объяснить такое поведение сигнала можно наличием квадратичного характера рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда в исследуемом кристалле. Как было показано в [5], такие эффекты могут наблюдаться в случае, когда концентрация возбуждаемых светом электронов n_0 превосходит концентрацию глубоких центров в отсутствие освещения $N_A(I_0 = 0)$. При этом время жизни электрона приблизительно равно времени жизни ионизованного донора $\tau \approx \tau_I = (\gamma n_0)^{-1}$ и оказывается существенно зависящим от интенсивности света.

Нами был проведен дополнительный эксперимент по измерению времени релаксации фотопроводимости с использованием амплитудно-модулированного света [6]. В этих экспериментах к однородно освещаемому амплитудно-модулированным светом кристаллу прикладывалось внешнее напряжение. При этом нелинейная зависимость времени релаксации фотопроводимости от интенсивности света наблюдалась вплоть до интенсивностей порядка $0.1 \mu\text{W}/\text{nm}^2$ (рис. 3).

В случае квадратичного характера захвата носителей, выражения для стационарных концентраций n_0 и N_{AO} можно записать в следующем виде:

$$n_0 = N_{AO} = \sqrt{\frac{g_0}{\gamma}} = \sqrt{\frac{S_D N_D I_0}{\gamma}}. \quad (2)$$

Здесь $g_0 = S_D N_D I_0$ — скорость генерации фотоэлектронов, S_D — сечение генерации, N_D — концентрация донорных центров, с которых происходит генерация носителей заряда.

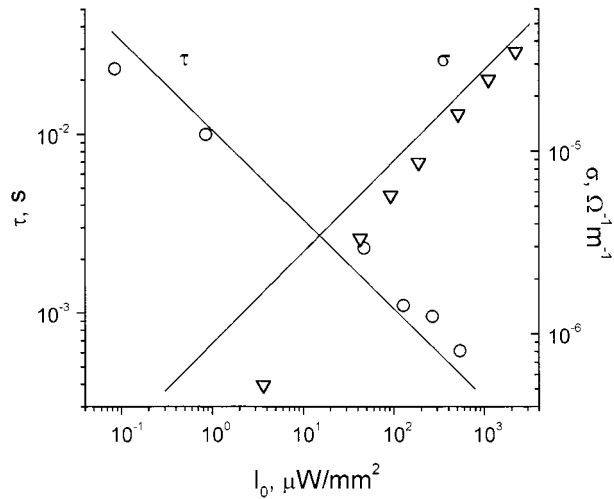


Рис. 3. Результаты измерения фотопроводимости и времени жизни стандартным методом [6]. Сплошной линией показаны теоретические зависимости $\sigma(I_0)$ и $\tau(I_0)$, рассчитанные для полученных $S_D N_D$, γ и μ .

Для аппроксимации частотных зависимостей фототока $J^\omega(\omega)$ использовалась формула (1). В качестве параметров были взяты величины $S_D N_D$, γ , μ .

Для них были найдены следующие значения: $S_D N_D = 2.1 \cdot 10^{18} \text{ J}^{-1} \text{ cm}^{-1}$, $\gamma = 4.2 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $\mu = 2.5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Из рассчитанного значения $S_D N_D$ и экспериментально измеренного коэффициента поглощения α оказалось возможным оценить величину квантового выхода фотопроводимости $\beta = 0.78$.

Помимо нелинейной зависимости времени жизни от интенсивности света, следует отметить необычное для силленитов, выращенных в обычных условиях, соотношение между τ_M и τ : $\tau \approx 20 \tau_M$. Подобное соотношение между этими двумя параметрами подтверждают как вычисления τ_M и τ с использованием значений $S_D N_D$, γ , μ , найденных из частотных зависимостей, так и эксперименты по измерению времени жизни. Значение τ для интенсивности света $I_0 = 540 \text{ } \mu\text{W/mm}^2$ оказалось равным $6.2 \cdot 10^{-4} \text{ s}$, средняя фотопроводимость кристалла σ_0 при интенсивности засветки $I_0 = 510 \text{ } \mu\text{W/mm}^2$ равна $1.6 \cdot 10^{-5} \text{ } \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ (рис. 3).

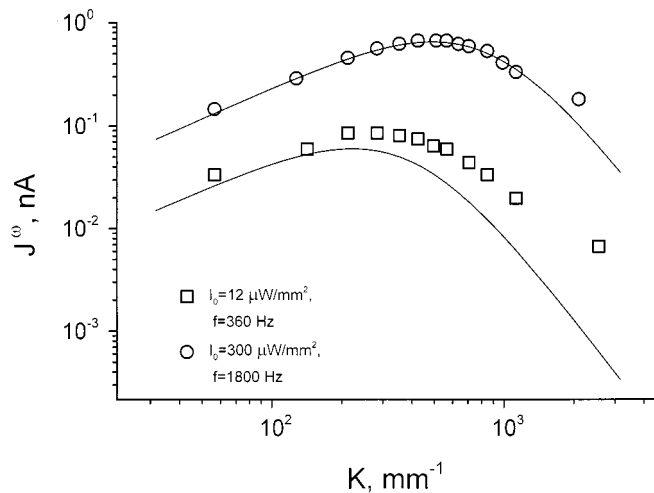


Рис. 4. Экспериментальные и теоретические зависимости нестационарного фототока от пространственной частоты интерференционной картины K , снятые для двух значений интенсивности света I_0 на кристалле.

В случае квадратичного характера захвата носителей, зная τ и σ_0 , можно оценить отношение $\gamma/\mu = e/(\sigma_0\tau) \approx 1.6 \cdot 10^{-9} \text{ V} \cdot \text{cm}$; для параметров, найденных из частотных характеристик фото-ЭДС, это отношение равно $\gamma/\mu \approx 1.7 \cdot 10^{-9} \text{ V} \cdot \text{cm}$. Соотношение $\tau \gg \tau_M$ означает, что для "аргонового" кристалла на амплитудно-частотных характеристиках фото-ЭДС, снятых при малых K , первая частота среза ω_0 (см. [5]) соответствует $(\tau/2)^{-1}$, а вторая ω'_0 — обратной величине времени максвелловской релаксации τ_M^{-1} .

Зависимости фототока от пространственной частоты интерференционной картины представлены на рис. 4. Как видно из приведенных экспериментальных кривых, максимум на зависимости $J^\omega(K)$ при увеличении интенсивности света смещается в область высоких пространственных частот. Аналогичное явление наблюдалось ранее в силленитах, но для сине-зеленой области спектра. Причиной такого поведения фототока является существующая в случае квадратичного закона захвата зависимость диффузионной и дебаевской длин от интенсивности света. На рис. 4 показаны также теоретические зависимости $J^\omega(K)$, рассчитанные в соответствии с полученными значениями $S_D N_D$, γ и μ . Значения L_D и

L'_D , вычисленные для интенсивностей, при которых снимались экспериментальные зависимости, оказались равны соответственно $L_D = 14 \mu\text{m}$, $L'_D = 3.2 \mu\text{m}$ для $I_0 = 12 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ и $L_D = 6.1 \mu\text{m}$, $L'_D = 1.4 \mu\text{m}$ для $I_0 = 300 \mu\text{W}/\text{mm}^2$.

Полученные значения параметров γ и μ являются эффективными и примерно на два порядка меньше истинных значений. Именно они и определяют характеристики приборов и устройств на основе фоторефрактивных кристаллов. Различие между эффективными и истинными параметрами обусловлено наличием в силленитах сложной структуры мелких ловушечных центров. Эффективное значение подвижности μ согласуется с ранними исследованиями силленитов ($\mu = 2.9 \cdot 10^{-2} \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ [7]). Для кристаллов, выращенных в аргоновой атмосфере, роль уровней прилипания возрастает еще больше: рост кристалла с дефицитом кислорода приводит к возникновению значительного количества мелких донорных центров, за счет которых происходит заселение глубоких ловушек и соответствующее увеличение фотопроводимости и времени жизни носителей [8]. Высокая фоточувствительность силленитов, выращенных в бескислородной атмосфере, позволяет предположить, что эти материалы найдут применение при построении оптических датчиков, работающих в инфракрасном и красном спектральных диапазонах.

Список литературы

- [1] *Petrov M.P., Sokolov I.A., Stepanov S.I., Trofimov G.S.* // J. Appl. Phys. 1990. V. 68. P. 2216–2225.
- [2] *Трофимов Г.С., Степанов С.И.* // ФТТ. 1986. Т. 28. В. 9. С. 2785–2789.
- [3] *Petrov M.P., Stepanov S.I., Khomenko A.V.*: Photorefractive crystals in Coherent Optical Systems. In T. Tamir (Ed): Springer Series in Optical Sciences, Volume 59, Springer Verlag, Berlin 1991.
- [4] *Афанасьев Ю.Б., Куликов В.В., Мокрушина Е.В., Петров А.А., Соколов И.А.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 17. С. 28–33.
- [5] *Sokolov I.A., Stepanov S.I.* // Optik. 1993. V. 93. № 4. P. 175–182.
- [6] *Рывкин С.М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 496 с.
- [7] *Hou S.L., Lauer R.B., Aldrich R.E.* // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 6. P. 2652–2658.
- [8] *Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И.* Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 1990. 160 с.