

НЕЛИНЕЙНЫЙ ФОТООТКЛИК В ПРИМЕСНЫХ ФОТОПРОВОДНИКАХ

Винокуров Л. А., Фукс Б. И.

Проведен теоретический анализ релаксации фототока после включения примесной подсветки. Изучаются сугубо нелинейные эффекты, ранее выпадавшие из рассмотрения вследствие линеаризации уравнений.

Показано, что релаксация тока после значительного увеличения освещенности образца оказывается немонотонной и весьма длительной, особенно на заключительной стадии. За начальным всплеском тока следует его уменьшение (провал), после которого ток чрезвычайно медленно возрастает и достигает своего нового стационарного значения. Чем меньше исходная освещенность образца, тем важнее роль нелинейностей и тем больше амплитуда провала вплоть до практически полного исчезновения фототока на весьма длительный промежуток времени.

Проведенное сравнение с результатами экспериментальных работ, в которых наблюдался так называемый крючкообразный фотоотклик, показало, что они полностью объясняются предлагаемой теорией.

1. В настоящей работе изучаются нелинейные переходные процессы, протекающие в фотопроводниках при быстром и сильном увеличении интенсивности примесной подсветки. Ранее при их анализе в [1] учитывалась лишь нелинейность инжекционных свойств контактов (граничных условий). Сами же уравнения для поля и концентрации носителей в объеме образца использовались линеаризованными. Далее учитывается нелинейность не только граничных условий, но и уравнений. Это снимает ограничения с диапазона рассматриваемых изменений освещенности и параметров образцов, возникающие при линеаризации [1].

Среди физических эффектов, вытекающих из построенной теории и не имеющих аналогов вне ее рамок, «крючкообразный» (hook anomaly) фотоотклик — явление, неоднократно наблюдавшееся ранее в образцах Si, легированного элементами III и V групп, при низких уровнях фонового облучения и гелиевых температурах, до сих пор не получило разумного физического объяснения (см., например, обзор [2]). «Ослепление» образца, — новое явление, ранее не наблюдавшееся, состоящее в практически полном исчезновении фототока на длительный промежуток времени после начального всплеска тока (отметим, что ослепление происходит при сильном возрастании уровня освещенности, а при меньших скачках имеет место крючкообразный фотоотклик — относительно слабая немонотонность фототока), исключительно длительная релаксация фототока, особенно после ослепления, протекающая по неэкспоненциальному (гиперболическому) закону вплоть до достижения фототоком стационарного значения.

Общая причина появления этих эффектов — образование в объеме образца под действием заряда, возникающего на примесях, неоднородностей электрического поля, влияющих на ток во внешней цепи через управление инжекцией носителей и эффективностью их вылета из образца.

2. Рассмотрим кинетику фототока после включения «ступеньки» подсветки, вызывающей в объеме образца (для определенности, n -типа с двумя p^+ -контактами) однородную генерацию G основных носителей (дырок) с примесных центров. К контактам, расстояние между которыми l , приложено постоянное напряжение U . Пусть до включения подсветки в образце протекал ток плотностью $j_0 = e p_0 v$, где p_0 — начальная концентрация дырок, $v = \mu E_0$ — их дрейфовая скорость в поле $E_0 = U/l$. Плотность тока по окончании переходного процесса

$j_{\infty} = e p_{\infty} v \gg j_0$. Здесь $p_{\infty} = p_0 + G\tau$, τ — время захвата дырок на примеси, причем $p_{\infty} \ll Nf(1-f)$, где N — концентрация примесей, а $\gamma(x, t)$ — степень их заполнения дырками, слабо отличающаяся от своего равновесного значения γ_0 .

Для описания кинетики фототока, как и в [1], используем уравнения сохранения полного тока, Пуассона и Шокли—Рида

$$j(t) = e\mu p(x, t) E(x, t) + \frac{x}{4\pi} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{4\pi e}{x} N [f(x, t) - j_0], \quad (2)$$

$$N \frac{df(x, t)}{\partial t} = \frac{p(x, t) - p_0}{\tau} - G \quad (3)$$

вместе с начальным условием $E(x, 0) = E_0$ и с граничными условиями

$$p(0, t) = p_0 \exp \frac{E(0, t) - E_0}{E_j}, \quad (4a)$$

$$\int_0^l E(x, t) dx = U. \quad (4б)$$

Здесь E_j — параметр, характеризующий инжекционную способность контакта [3]. В (2) мы не учитываем заряда свободных дырок, так как, хотя освещенность меняется довольно сильно $j_{\infty} \gg j_0$, полагаем ее уровень низким, т. е. таким, что

$$\frac{x}{4\pi j_{\infty} a} \frac{E_0 E_j}{E_0 + E_j} \gg \max\left(\tau, \frac{l}{v}\right), \quad (5)$$

где $a = 1 - \frac{v\tau}{l} \left[1 - \exp\left(-\frac{l}{v\tau}\right)\right]$. В этом случае при $t \gg \tau$ поле в образце формируется зарядом, в основном связанным на примесях [1].

Из (1)–(3) нетрудно получить уравнение для поля

$$\frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x \partial t} = \frac{4\pi e}{x} \left[\frac{j(t) - \frac{x}{4\pi} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t}}{e\mu\tau E(x, t)} - \frac{p_0}{\tau} - G \right], \quad (6)$$

а из граничного условия (4a) и из (1) следует, что

$$j(t) = e\mu p_0 E(0, t) \exp \frac{E(0, t) - E_0}{E_j} + \frac{x}{4\pi} \frac{\partial E(0, t)}{\partial t}. \quad (7)$$

В [1], кроме линеаризации уравнения (6), полагалось, что $l \ll v\tau$ (не учитывался ток смещения). Далее эти упрощения не используются.

Сначала обобщим результаты [1] на любые соотношения между l и $v\tau$, по-прежнему решая (6) в линейном приближении [заменяв в знаменателе $E(x, t)$ на E_0]. Условие справедливости этого приближения $\ln(j_{\infty}/j_0) \ll E_0/E_j$ см. в [1]. Решение (6), удовлетворяющее (4б), при этом имеет вид

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial t} = \frac{4\pi}{x} [j(t) - j_{\infty}] \left[1 - \frac{1}{1-\alpha} \exp\left(-\frac{x}{v\tau}\right)\right]. \quad (8)$$

Теперь из (7) и (8) при $x=0$ с учетом $E(x, 0) = E_0$ находим

$$j(t) = \alpha j_{\infty} + (1-\alpha) j_0 j_{\infty} \frac{1}{j_0 + (j_{\infty} - j_0) \exp(-\Omega_j t)}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что в момент включения подсветки фототок от j_0 мгновенно возрастает на величину $\alpha(j_{\infty} - j_0)$, а затем монотонно увеличивается до значения j_{∞} с характерным временем $\Omega_j^{-1} = x E_j / 4\pi \alpha j_{\infty}$. На самом деле начальный рост тока не мгновенный, он длится $\sim \alpha\tau$, и для его описания надо учитывать заряд

дырок в уравнении (2). Однако столь быстрые процессы, как отмечалось ранее [см. (5)], мы здесь не рассматриваем.

Для выявления нелинейных эффектов решим уравнение (6) совместно с (4б), (7) и $E(x, 0) = E_0$ в двух предельных случаях: а) при очень слабой, б) при очень сильной нелинейности этого уравнения.

а) Случай слабой нелинейности реализуется на начальной стадии переходных процессов при любых изменениях уровня освещенности, а при $\ln(j_\infty/j_0) \ll \ll (E_0 + E_j)/E_j$ — в течение всего переходного процесса. При этом $|E(x, t) - E_0| \ll \ll E_0$ и уравнение (6)

$$\frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x \partial t} = \frac{4\pi}{\kappa v \tau} \left\{ \left[j(t) - \frac{\kappa}{4\pi} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \right] \left(1 - \frac{E(x, t) - E_0}{E_0} \right) - j_0 \right\}. \quad (10)$$

Посмотрим, как нелинейность может сказаться на законе релаксации фототока (9). Для этого решим (10), (4б) и (7) при $\ln(j_\infty/j_0) \ll E_0/E_j$ по теории возмущений, используя в качестве начального приближения для $E(x, t)$ и $j(t)$ результаты решения линеаризованного уравнения, т. е. формулы (8) и (9). Тогда, пока $j_\infty \gg j_0 \exp(\Omega_j t)$ [при больших t влияние слабой нелинейности на релаксацию $j(t)$ несущественно], имеем

$$j(t) = \alpha j_\infty + (1 - \alpha) j_0 \exp(\Omega_j t) - j_\infty \frac{E_j}{E_0} \frac{1 - \alpha}{\alpha} \times \\ \times \left[\frac{\exp(-2z)}{1 - \alpha} - \frac{1 - \exp(-2z)}{2} + 2\alpha - 1 \right] \Omega_j t, \quad (11)$$

где $z = l/2v\tau$. Из (11) видно, что при выполнении условия

$$\frac{j_\infty}{j_0} > \frac{\left(1 + \frac{E_0}{E_j}\right) (z \exp z \operatorname{sh} z - \operatorname{sh}^2 z) + z \operatorname{sh} z \operatorname{ch} z - \operatorname{sh}^2 z}{z^2 + z \operatorname{sh}^2 z \operatorname{ch}^2 z - 2 \operatorname{sh}^2 z} \quad (12)$$

ток после начального скачка сначала уменьшается, а затем растет и достигает стационарного значения, т. е. фотоотклик имеет крючкообразную форму. Математически этот эффект обусловлен нелинейным слагаемым $\frac{E - E_0}{v\tau E_0} \frac{\partial E}{\partial t}$ в правой части (10). После линеаризации (6) эффект исчезает. При этом условие монотонности (12) было получено нами непосредственно из (10) и справедливо при любых соотношениях между E_0 и E_j .

Причиной уменьшения тока является ослабление выноса из образца носителей, генерируемых там светом, вследствие уменьшения поля (дрейфовой скорости) вблизи стокового контакта [это описывается третьим слагаемым в (11)]. Возрастание же инжекционного тока [второе слагаемое в (11)], обусловленное ростом поля у инжектирующего контакта, при выполнении (12) не компенсирует этого уменьшения.

Из (11) легко найти минимум фототока в провале

$$j_{\min} = \alpha j_\infty - (1 - \alpha) j_\infty \frac{E_j}{E_0} \frac{z^2 + z \operatorname{ch} z \operatorname{sh} z - 2 \operatorname{sh}^2 z}{z \operatorname{sh} z \exp z - \operatorname{sh}^2 z} (\Omega_j t_{\min} - 1), \quad (13)$$

который достигается при

$$\Omega_j t_{\min} = \ln \frac{j_\infty}{j_0} \frac{E_j}{E_0} \frac{z^2 + z \operatorname{ch} z \operatorname{sh} z - 2 \operatorname{sh}^2 z}{z \operatorname{sh} z \exp z - \operatorname{sh}^2 z}. \quad (14)$$

б) Условие сильной нелинейности имеет вид $\ln(j_\infty/j_0) \gg (E_0 + E_j)/E_j$. Сначала рассмотрим случай коротких образцов $l \ll v\tau$. В этих условиях при $t < < t^* = \kappa E_0 / 2\pi e G l$ во всем образце захват носителей не влияет на перезарядку примесей, и уравнение для поля [см. (2) и (3)] имеет вид

$$\frac{\partial^2 E(x, t)}{\partial x \partial t} = -\frac{4\pi e}{\kappa} G. \quad (15)$$

Решив (15) при $E(x, 0) = E_0$ и условии (4б), получаем $E(x, t) = E_0 \left[1 + \left(1 - 2 \frac{x}{l} \right) \frac{t}{t^*} \right]$. Отсюда и из (7) находим релаксацию фототока при $t \leq t^*$

$$j(t) = j_0 \left(1 + \frac{t}{t^*} \right) \exp \left(\frac{E_0}{E_j} \frac{t}{t^*} \right) + \frac{l}{2v\tau} j_\infty, \quad (16)$$

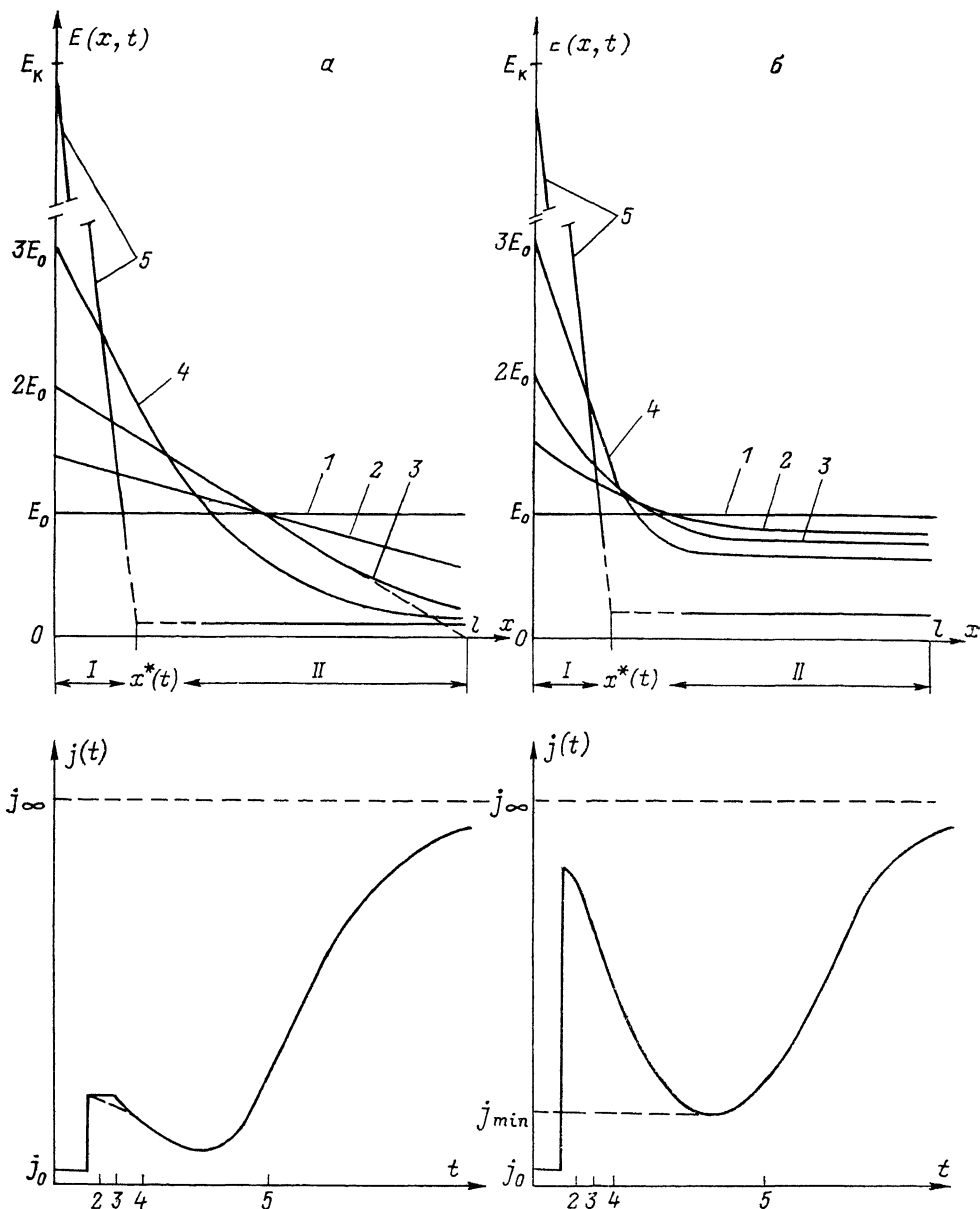


Рис. 1. Основные закономерности кинетики поля $E(x, t)$ и тока $j(t)$ в зависимости от изменений освещенности образца при $l \ll vt$, $j_\infty/j_0 \gg 4$ ($v\tau/l$) $\exp(E_0/E_j)$ (а) и $l \gg vt$ (б).
 t : 1 — 0 (момент включения подсветки), 2 — t_1 , 3 — t^* , 4 — t_4 , 5 — t_5 ; $t_1 < t_2 < t^* < t_4 \leq t_5$.

отражающую рост инжекционного тока по мере возрастания $E(0, t)$ (первое слабое) и постоянство тока смещения (генерационного тока). Переходный процесс при $t > t^*$ можно описать с помощью регионального приближения, разделив образец на две области (рис. 1). Первая из них I ($0 \leq x < x^*$) — область пространственного заряда (ОПЗ), в которой поле относительно велико, а кон-

центрация дырок мала. В этой области поле по-прежнему описывается уравнением (15). Область II ($x^* < x \leq l$) электронейтральная, в ней поле мало, а концентрация свободных дырок, находящихся в равновесии с примесями, равна p_∞ . Основной ток в области II дрейфовый, а поле $E_{II}(t) = E_0 [j(t)/j_\infty]$. Положение движущейся влево точки x^* находим из решения (15) при $0 \leq x \leq x^* - E_I(x, t) = E(0, t) - 2E_0 \frac{x}{l} \frac{t}{t^*}$ и условия $E_I(x^*, t) = E_{II}(t)$. Отсюда $x^*(t) = \frac{E(0, t) - E_{II}(t)}{2E_0} \times \frac{t^*}{t} l$. Затем, интегрируя поле по длине образца и учитывая (16), получаем уравнение, связывающее $E(0, t)$ и j ,

$$\frac{j(t)}{j_\infty} + \left(\frac{E(0, t)}{E_0} + \frac{j(t)}{j_\infty} \right)^2 \frac{t^*}{4t} = 1. \quad (17)$$

Решение системы уравнений (7) и (17) дает закон релаксации тока при $t > t^*$. Так, пока $j(t) \ll j_\infty$, $E(0, t) = 2E_0 \sqrt{t/t^*}$, и, подставляя эти значения в (7), имеем

$$j(t) = 2j_0 \sqrt{\frac{t}{t^*}} \exp \left\{ \frac{E_0}{E_j} \left(2 \sqrt{\frac{t}{t^*}} - 1 \right) \right\} + \frac{l}{2v\tau} j_\infty \sqrt{\frac{t^*}{t}}. \quad (18)$$

Сравнивая (16) и (18), видим, что при $t > t^*$ рост инжекционного тока замедляется (линейная зависимость в экспоненте сменяется на корневую), генерационный ток уменьшается $\sim t^{-1/2}$ вследствие ослабления выноса дырок из образца из-за уменьшения поля в области II (рис. 1, а). Если уменьшение генерационного тока доминирует над ростом инжекционного, что справедливо при выполнении условия

$$\frac{j_\infty}{j_0} \gg 4 \frac{v\tau}{l} \exp \frac{E_0}{E_j}, \quad (19)$$

то это приводит к появлению провала на кривой релаксации фототока.

Для описания заключительного участка релаксации фототока найдем из (7) конечное значение поля $E(0, \infty) = E_\kappa$, отвечающее току j_∞ :

$$j_\infty = j_0 \frac{E_\kappa}{E_0} \exp \left\{ \frac{E_0}{E_j} \left(\frac{E_\kappa}{E_0} - 1 \right) \right\}. \quad (20)$$

Подставляя значение E_κ в (17) и учитывая, что $E_\kappa \gg E_0$, получим

$$j(t) = j_\infty \left[1 - \left(\frac{E_\kappa}{E_0} \right)^2 \frac{t^*}{4t} \right]. \quad (21)$$

Из (21) следует, что при сильной нелинейности релаксация фототока неэкспоненциальна даже на последней стадии, поэтому выглядит исключительно затянутой. Причина этого — уменьшение с течением времени напряжения, падающего на ОПЗ, примыкающей к инжектирующему контакту, обусловленное уменьшением размера этой области и приводящее в силу сохранения напряжения на образце к увеличению поля и соответственно тока в электронейтральной части образца.

Эти результаты можно обобщить на случай $l \geq v\tau$, если изменения освещенности столь велики, что $E_\kappa \gg E_0 (l/v\tau)$. Тогда при $t \gg l^*/v\tau$, $E(0, t) \gg E_0$ справедливы региональное приближение (рис. 1, б), уравнение (15), а следовательно, и формула (17), которую можно переписать в виде

$$\frac{j(t)}{j_\infty} = 1 - \frac{t^*}{4t} \left(\frac{E(0, t)}{E_0} \right)^2. \quad (22)$$

На начальном участке релаксации, пока инжекционный ток мал, из (7) имеем $j(t) \approx \frac{\kappa}{4\pi} \frac{\partial E(0, t)}{\partial t}$. В случае $l \geq v\tau$, когда $j(0) \approx j_\infty$, из этого уравнения при $t \ll (l/v\tau)^2 t^*$ находим $E(0, t) \approx \frac{4\pi}{\kappa} j_\infty t = 2 \frac{v\tau}{l} E_0 \frac{t}{t^*}$. Подставляя это выражение для $E(0, t)$ в (22), получаем

$$j(t) = j_\infty \left[1 - \left(\frac{v\tau}{l} \right)^2 \frac{t}{t^*} \right], \quad (23)$$

т. е. в длинных образцах при быстром и сильном изменении освещенности (после практически мгновенного скачка тока от j_0 до значения, близкого к j_∞ , следует его линейный спад с характерным временем $(l/v\tau)^2 t^*$.

В диапазоне времен $(l/v\tau)^2 t^* \ll t \ll (E_\kappa/E_0)^2 t^*$ и при $l \gg v\tau$ ток в цепи мал: $j \ll j_\infty$. Тогда из (22) имеем $E(0, t) = 2E_0 \sqrt{t/t^*}$, а из (7) следует, что $j(t)$ описывается здесь также формулой (18). Причем в силу условия $E_\kappa \gg E_0 (l/v\tau)$ неравенство (19) заведомо выполняется, более того, возникает ослепление образца — появление после начального всплеска тока участка длительностью $\sim (E_\kappa/2E_0)^2 t^*$, на котором ток очень мал: $j_{\min} \sim j_\infty \frac{l}{v\tau} \frac{E_0}{E_\kappa}$. Завершается релаксация возрастанием тока до нового стационарного значения j_∞ , протекающим при $t \gg (E_\kappa/2E_0)^2 t^*$ по закону (21).

3. Обсудим некоторые особенности фототклика, вытекающие из этой теории. В первый момент после включения примесной подсветки происходит резкий

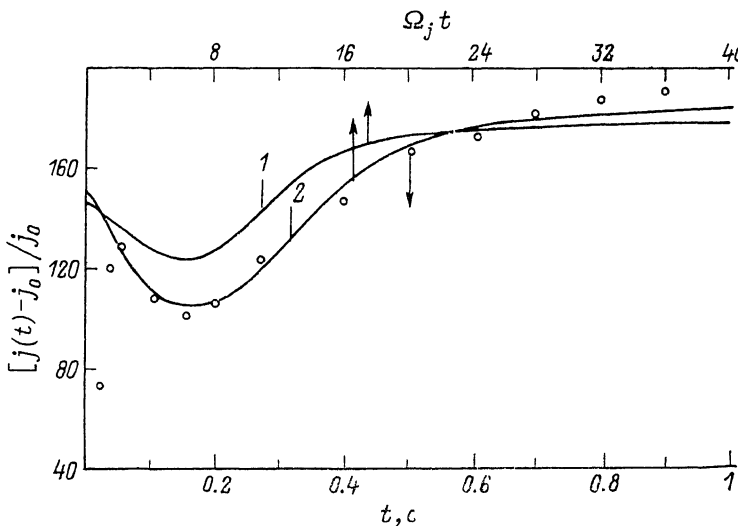


Рис. 2. «Крючкообразный» фототклик в примесных фотопроводниках.

1 — численный расчет при $j_\infty/j_0 = 200$, $l/v\tau = 3.6$, $E_0/E_j = 1.3$; 2 — то же, но с учетом нелинейности ВАХ образца при $j \sim E_j^{3/2}$. Точки — эксперимент на образце Si : As [2].

скачок фототока. Величина этого скачка $\alpha (j_\infty - j_0)$ в коротких образцах ($l \ll \ll v\tau$) мала ($\alpha \approx l/2v\tau$), а в длинных ($l \gg v\tau$), наоборот, велика [$\alpha = = 1 - (v\tau/l)$]. После скачка, если сигнал был достаточно велик [выполнялось условие немонотонности (12)], фототок уменьшается до значения j_{\min} и лишь затем возрастает и стремится к j_∞ . При $\ln(j_\infty/j_0) \ll E_0/E_j$ характерное время релаксации $\sim \Omega_j^{-1}$. При больших сигналах время релаксации значительно превышает Ω_j^{-1} , причем заключительный участок оказывается еще более затянутым.

Именно такие особенности фототклика наблюдаются на образцах легированного Si, используемых в качестве высокочувствительных детекторов излучения [2, 4, 5]. Так как условия эксперимента в этих работах в основном соответствовали промежуточной ситуации $(\ln \frac{j_\infty}{j_0} \sim \frac{E_0}{E_j})$ относительно аналитически решаемых случаев сильной и слабой нелинейности уравнения (6), для количественного сравнения с экспериментом наши уравнения решались численно. На рис. 2 приведены рассчитанная кривая $j(t)$ и типичная экспериментальная кривая фототклика, наблюдаемая на образце Si : As [2]. Они различаются по завалу переднего фронта импульса в эксперименте, который, видимо, связан с зарядной RC-цепи усилителя в схеме включения фотопроводника. Различия вблизи минимума тока связаны с нелинейностью вольт-амперной характеристики (ВАХ) образца, в котором из-за разогрева носителей $\mu \sim E^{-1}$ и $\tau \sim E^{3/2}$, соответственно $j \sim E^{3/2}$ [2]. Подставив эти зависимости в уравнения (1) и (3), мы получили теоретическую кривую 2, которая очень хорошо согласуется

с экспериментом. Расхождение кривых на заключительном участке, по-видимому, объясняется тем, что в теории не учитывается релаксация степени заполнения примесей, т. е., как и в [1], полагается, что характерное время этого процесса ($\sim \tau_1$ [3]) гораздо больше времени релаксации фототока. Однако при больших сигналах процесс релаксации фототока столь затянут, что релаксация степени замолнения может заметно ускорить рост тока на конечной стадии.

Условия возникновения немонотонности фототоклика (12) в предельных случаях длинных и коротких образцов имеют вид

$$\frac{j_\infty}{j_0} > 3 + 2 \frac{E_0}{E_j} \text{ при } l \gg 2v\tau, \quad (24a)$$

$$\frac{j_\infty}{j_0} > 180 \left(1 + \frac{E_0}{E_j}\right) \left(\frac{v\tau}{l}\right)^3 \text{ при } l \ll 2v\tau. \quad (24б)$$

Видно, что они легко выполняются в длинных образцах и трудно — в коротких. Поэтому если при постоянном отношении j_∞/j_0 снижать напряжение на об-

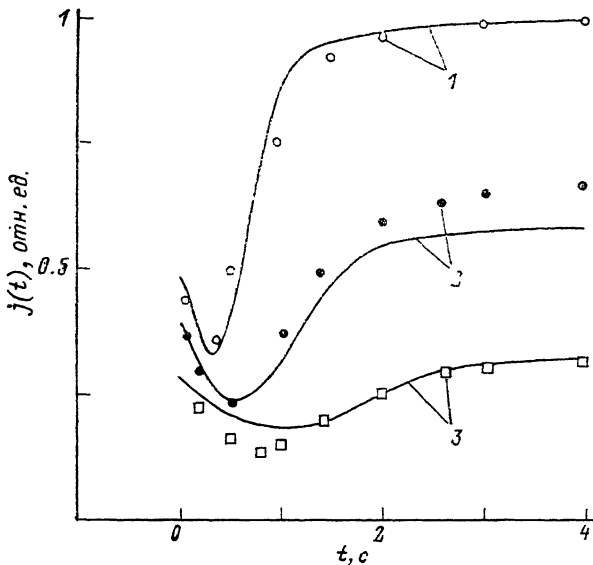


Рис. 3. Зависимость фототоклика от напряжения на образце.

Сплошные кривые — результат расчета при $j_\infty/j_0=500$, $E_j l=0.4$ В, $l/v\tau=4$, $U=0.5$ В и $j \sim U^{3/2}$. Точки — эксперимент на образце Si : Bi [4]. U, В: 1 — 1, 2 — 0.75, 3 — 0.5.

разце U, т. е. уменьшать $v\tau/l$ от некоторого значения $v\tau/l > 1$, то сначала кривая $j(t)$ будет монотонной, затем на ней появится едва заметный крючок [в момент выполнения (12)], который при дальнейшем снижении U будет расти как по длительности, так и по амплитуде [см. (11), (13) и (14)]. Такая зависимость фототоклика от напряжения приведена в [4] для образца Si : Bi. На рис. 3 показано совпадение осциллограмм фототоклика из [4] с кривыми, рассчитанными по данной теории.

Глубокий провал фототока — ослепление образца, насколько нам известно, ранее не наблюдался. Причина этого в том, что при параметрах образцов, исследованных в [2, 4], для возникновения ослепления требовались очень большие сигналы (для того чтобы $j_{\min}/j_\infty \sim 10\%$, необходимо $j_\infty/j_0 \sim 10^4 \div 10^6$). На самом деле ослепление возможно и при существенно меньших сигналах. Так, при $E_0 \geq E_j$ из (20) следует, что $E_n \sim E_j \ln \frac{j_\infty}{j_0}$ и соответственно $j_{\min} \sim j_\infty \frac{l}{\mu\tau E_j} \times \left(\ln \frac{j_\infty}{j_0}\right)^{-1}$. Отсюда следует, что при малых значениях параметра $l/\mu\tau E_j$ (в [2, 4] $l/\mu\tau E_j \sim 3 \div 5$; уменьшить его можно, либо подлегировав p^+ -контакт, либо уменьшив длину образца l) требования к величине сигнала для возникновения

ослабления резко снижаются. Причем наиболее ярко этот эффект будет проявляться при напряжении U таком, что $l/v\tau \geq 1$.

В заключение отметим, что в аналитической теории, используя региональное приближение, мы пренебрегали процессами, происходящими на переходном участке между областями I и II . Результаты численного расчета подтверждают слабое влияние этого участка на ход релаксации фототока, однако структура

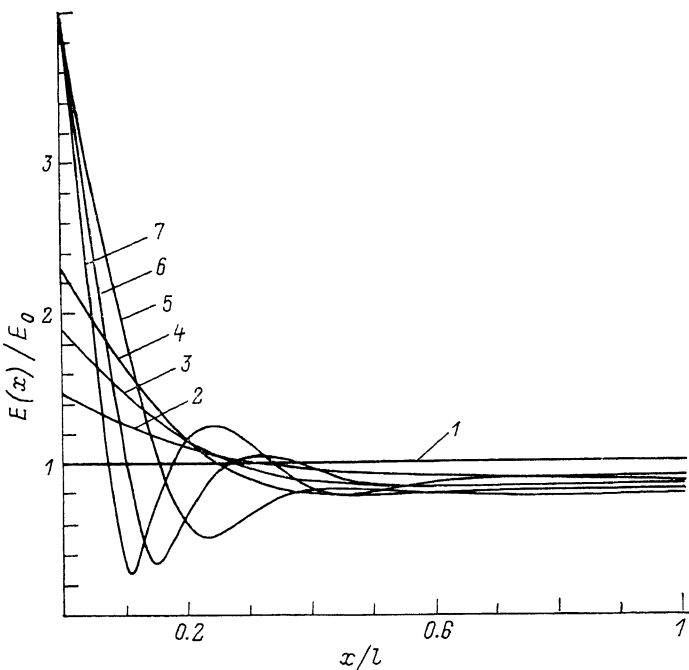


Рис. 4. Численный расчет распределений поля в образце в процессе релаксации фототока при $j_{\infty}/j_0=200$, $l/v\tau=3.6$, $E_0/E_j=1.3$ в последовательные моменты времени.

Δt : 1 — 0, 2 — 1.2, 3 — 2.4, 4 — 3.6, 5 — 8.6, 6 — 16.6, 7 — 24.6.

поля на этом участке достаточно примечательна. Здесь при больших временах формируются многочисленные слои объемного заряда чередующихся знаков, возникновение которых обусловлено возбуждением волн перезарядки ловушек [6]. При этом размах осцилляций поля с увеличением t растет, а период уменьшается (рис. 4, кривые 6, 7). Поэтому для построения правильной картины поля в этой области (особенно вблизи минимума поля) при численных расчетах необходимо учитывать диффузию, хотя в большей части образца при $v \gg D/l$ она несущественна.

Список литературы

- [1] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 8. С. 1507—1517.
- [2] Sclar N. // Prog. Quant. Electron. 1984. V. 9. N 2. P. 149—257.
- [3] Фукс Б. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 9. С. 1679—1700.
- [4] Ezell G. R. // Proc. SPIE. 1980. V. 256. P. 106—113.
- [5] Zachor A. S., Ray Huppi E., Coleman I., Frodsham D. G. // Appl. Opt. 1982. V. 21. N 11. P. 2027—2035. Zachor A. S., Ray Huppi E. // Appl. Opt. 1981. V 20. N 6. P. 1000—1004.
- [6] Казаринов Р. Ф., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1972. Т. 6. В. 3. С. 572—576.

Институт радиотехники и электроники АН СССР

Москва

Научно-производственное объединение

«Орион»

Москва

Получена 12.05.1991

Принята к печати 28.06.1991