

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРИМЕСНЫХ КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Агранов Г. А., Иванов В. Г., Новоселов С. К.,
Трояновский В. С., Фантиков О. И.

Изучается долговременная динамика фотопроводимости компенсированных полупроводников со слабо ионизованными примесями в условиях периодического воздействия импульсного электрического поля. Данная задача возникает при анализе работы многоэлементных матричных фоторезистивных устройств. Типичные значения параметров системы таковы, что при изменении напряжения от фазы импульса к фазе паузы концентрация свободных зарядов изменяется на несколько порядков. В связи с этим для описания сильно нелинейных процессов в работе произведено обобщение подхода, предложенного в работах Р. А. Сурица и Б. И. Фукса. Выведено эффективное граничное условие (ГУ) на инжектирующем контакте. С помощью полученного ГУ исследован характер релаксационных процессов, сопровождающихся развитием нелинейных волн пространственной перезарядки ловушек. Для установившегося режима предсказано значительное повышение фотоэлектрической восприимчивости при периодическом опросе в сравнении с режимом постоянного смещения. Приведены результаты экспериментального исследования, согласующиеся с построенной теоретической моделью.

Научные и технические задачи, связанные с регистрацией слабых источников излучения видимого и ИК диапазонов, вызывают постоянный интерес к созданию фотоприемников (ФП) с высокой чувствительностью и возможностью измерять сигналы в широком диапазоне изменения интенсивности. ФП на основе примесных компенсированных полупроводников имеют несомненные перспективы благодаря разработанным в последние годы методам повышения квантовой эффективности, а также методам накопления фотоносителей [1]. Характерной особенностью ФП данного типа является работа с периодическим импульсным напряжением и регистрацией импульсного сигнала в цифровой форме [2, 3]. (Такая регистрация фотосигнала присуща многоэлементным ФП, но используется все чаще и для одноэлементных ФП). Импульсный характер электрического поля, а также относительно низкая проводимость компенсированных полупроводников способствуют возникновению при достаточно высоких напряженностях поля эффекта монополярной импульсной инжекции носителей. В [4, 5] было замечено, что это может приводить к резкому возрастанию эффективности фотоэлектрического преобразования.

Теоретически инжекционные процессы, происходящие на границе низкоомного легированного полупроводника с компенсированным полупроводником, исследовались в серии работ [6-9]. Центральным моментом в этих работах является введение эффективного граничного условия (ГУ) на инжектирующем контакте, представляющего собой экспоненциальную связь между напряженностью электрического поля и концентрацией свободных носителей вблизи контакта. На основе этого ГУ в [6, 8] произведен линейный анализ переходных процессов, происходящих в системе при внезапном изменении напряжения или уровня освещенности. Как следует из [7], данное ГУ адекватно описывает начальную стадию релаксации, пока не становится существенной перестройка пространственного распределения захваченных на ловушки зарядов в приконтактных областях. Кроме того, ГУ применимо при не слишком больших напря-

женностях поля $E \ll E_d$, где $E_d \sim 100 \div 300$ В/см — характерное «контактное поле». (В [7] приведено ГУ и при $E \gg E_d$, однако несколько в другом виде). Непосредственное использование результатов указанных работ в нашем случае невозможно по следующим причинам: во-первых, как будет следовать из дальнейшего рассмотрения, наиболее интересный в практическом смысле режим работы ФП характеризуется сильным (на несколько порядков) изменением зарядов и полей при изменении напряжения от фазы импульса к фазе паузы, поэтому линейный анализ для нас недостаточен; во-вторых, типичные значения напряженности электрического поля таковы, что $E \sim E_d$, т. е. ГУ Суриса—Фукса нуждается в уточнении в интерполяционной области; в-третьих, наряду с начальной стадией переходного процесса нас будет интересовать долговременная динамика системы, и в частности характеристики фотопроводимости в установившемся режиме.

В настоящей работе произведено обобщение модели Суриса—Фукса для описания долговременных процессов в условиях периодического воздействия импульсного электрического поля с учетом сильной полевой и контактной нелинейностей. В рамках регионального подхода получено ГУ, описывающее единым образом как область малых полей, так и область $E \geq E_d$. Выведенное ГУ функционально зависит от распределения захваченных на ловушки зарядов в приконтактной области, что дало возможность, учитывая перестройку приконтактных областей с течением времени, описать все стадии переходного процесса. Для установившегося режима работы получены аналитические выражения для фотоэлектрической восприимчивости. Предсказан теоретически и экспериментально обнаружен эффект значительного возрастания чувствительности ФП при периодическом опросе в сравнении с режимом постоянного смещения.

1. Основные уравнения

Фоточувствительный слой представляет собой компенсированный полупроводник со слабо ионизованными примесями, т. е. полупроводник, в котором равновесная плотность свободных носителей n_0 много меньше плотности как числа ловушечных уровней M , так и свободных мест на ловушках $M - m_* = m_* \epsilon$. Здесь M — число глубоких акцепторов в единице объема, m_* — равновесное для данной температуры количество занятых мест на ловушках (в отсутствие фоновой и сигнальной подсветки, а также в отсутствие инжекционных явлений), ϵ — степень компенсации полупроводника. Предполагается, что в полупроводнике помимо глубоких акцепторных уровней присутствуют также мелкие донорные уровни, число которых меньше M ; концентрация носителей на этих уровнях ввиду их близости к краю зоны проводимости пренебрежимо мала в сравнении с n_0 . В качестве контактов к фоточувствительному слою используются низкоомные легированные полупроводники n^+ -типа.

Динамика системы при выполнении неравенств $\tau_{np} \ll \tau_{имп}, \tau_{пауз} \ll \tau$ (τ_{np} — время пролета носителей через образец, $\tau_{имп}, \tau_{пауз}$ — времена импульса и паузы напряжения, τ — время жизни свободных носителей), характерных для практических использований ФП, описывается уравнениями

$$\frac{\partial m}{\partial t} = \gamma (M - m - m_*) \frac{n_1 + qn_2}{1 + q} - I_a (m + m_*), \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \ln n_1}{\partial x^2} + \frac{j}{\mu kT} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n_1} \right) = \frac{4\pi e^2}{kT \epsilon_0} (n_1 + m), \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \ln n_2}{\partial x^2} = \frac{4\pi e^2}{kT \epsilon_0} (n_2 + m), \quad (3)$$

$$u = \int_0^a \frac{j dx}{e \mu n_1}, \quad (4)$$

$$n_1(0, t) = n_1(a, t) = n_2(0, t) = n_2(a, t) = n^+. \quad (5)$$

Здесь $n_1(x, t)$ и $n_2(x, t)$ имеют смысл плотностей свободных носителей в фазе импульса и паузы соответственно, усредненных по промежутку времени по ряду нескольких периодов электрического поля, $m(x, t)$ — избыточный заряд на ловушках, γ — коэффициент рекомбинации, α — сечение фотоионизации, I — интенсивность падающего излучения, μ — подвижность свободных носителей, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводника, $q = \tau_{\text{пауз}}/\tau_{\text{имп}}$ — скважность импульсов, u — амплитуда напряжения, $j(t)$ — плотность электрического тока в фазе импульса, a — толщина фоточувствительного слоя.

Пространственные распределения зарядов, являющиеся решением системы (1)–(5), характеризуются наличием тонких приконтактных областей, в которых концентрации носителей изменяются на много порядков, а также наличием относительно протяженной объемной области, в которой концентрации носителей изменяются не так существенно. Это делает целесообразным применение регионального подхода, при котором приконтактные и объемные области рассматриваются независимо, и решения на границе этих областей сшиваются с помощью эффективных граничных условий.

2. Граничные условия

В равновесии концентрации свободных и захваченных на ловушки носителей связаны соотношением $m = Rn_0(n - n_0)/(n + \epsilon n_0)$ [здесь $n = n_1(x) = n_2(x)$, $R = (M - m_*)/n_0$], являющимся следствием уравнения баланса (1). В отсутствие тока с учетом этой связи уравнение (2) решается в аналитическом виде. Равновесные распределения $m(x)$ и $n(x)$ имеют схематический вид, изображенный на рис. 1.

Пространство вблизи контакта можно условно разделить на три области как показано на рисунке. В области I все места на ловушках заполнены, т. е. $m = M - m_*$. Размер области I $L \sim l_d \sqrt{2 \ln R}$, где $l_d = [kT\epsilon_0(1 + \epsilon)/4\pi e^2(M - m_*)]^{1/2}$ — радиус экранирования ловушечными зарядами. В области II $m(x)$ спадает от $M - m_*$ до равновесного объемного значения, равного при нашем определении m величине $-n_0$. Размер области II порядка l_d , и, наконец, в области III $n(x)$ и $m(x)$ асимптотически приближаются соответственно к $\pm n_0$ по экспоненциальному закону

$$n(x) \sim n_0 \left[1 + \exp\left(\sqrt{2 \ln R} - \frac{x}{l_d}\right) \right], \quad (6)$$

$$m(x) \sim -n_0 \left[1 - R \exp\left(\sqrt{2 \ln R} - \frac{x}{l_d}\right) \right]. \quad (7)$$

Пусть x_* — некоторая точка из области III, являющаяся условной границей приконтактной области. Положение x_* выбирается таким образом, чтобы во-первых, при $x = x_*$ диффузионная составляющая полного тока была пренебрежимо мала по сравнению с дрейфовой составляющей тока и, во-вторых, чтобы удовлетворялось неравенство $x_* \ll a$. В случае не слишком тонких образцов ($a > 1 \div 2$ мкм) оба эти требования совместимы. Задача будет состоять в том, чтобы сформулировать ГУ в точке x_* , т. е. связать величину свободного заряда в точке x_* с напряженностью поля E в этой точке. Определим предварительно положение точки x_1 , в которой $n(x_1) = m(x_1)$. При $x < x_1$ в уравнении (2) можно пренебречь токовым членом, одновременно m можно положить равным $M - m_*$. При $x_1 < x < x_*$ в уравнении (2) опустим свободные заряды в правой части. И в первом, и во втором случаях уравнение (2) решается в аналитическом виде. Сшивая эти решения при $x = x_1$, находим оценку для x_1 : $x_1 \approx l_d/\sqrt{2 \ln R}$. Таким образом, приходим к выводу, что точка x_1 расположена вблизи металлургической границы ($x_1 \ll L$) и ее положение слабо зависит от приложенного поля E . Предполагая теперь, что точка x_1 фиксирована в начале системы координат, имеем решение уравнения (2) в приконтактной области в форме

$$n(x) = \exp\left\{ \frac{e}{kT} [\varphi_x(x) + x(E - E_x(x_*))] \right\} \times$$

$$\times \left\{ M - m_* - \frac{j}{\mu k T} \int_0^x dx' \exp \left[-\frac{e}{k T} (\varphi_1(x') + x'(E - E_1) x_*) \right] \right\}. \quad (8)$$

В (8) введены обозначения $\varphi_1(x) = \int_0^x E_1(x') dx'$, $E_1(x) = \int_0^x 4\pi e m(x') dx' / \epsilon_0$.

В области $x > x_*$ член со второй производной в (2) становится пренебрежимо малым в сравнении с токовым членом. Возникает необходимость решения дифференциального уравнения, содержащего малый параметр при старшей производной, т. е. мы приходим к известной в математической физике задаче с секулярным возмущением. Один из возможных путей построения равномерно пригодного разложения состоит в отбрасывании члена со второй производной с одновременным отбрасыванием граничного условия на том из контактов, вблизи которого существует решение, стремящееся к постоянному значению при движении в глубь полупроводника. В нашем случае можно показать, что отброшенным должно быть ГУ на аноде. Таким образом, в области $x > x_*$ уравнение для $n_1(x)$ имеет вид

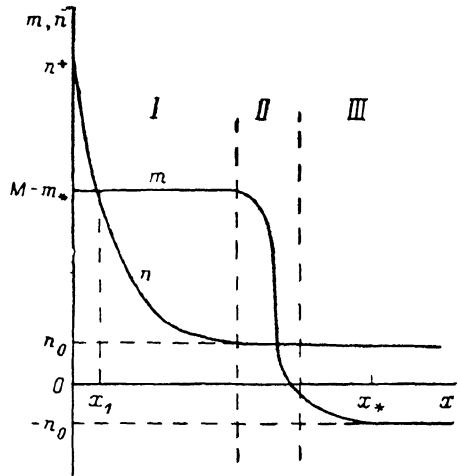


Рис. 1. Схематический вид стационарного распределения свободных и захваченных на ловушки носителей вблизи контакта.

$$\frac{j}{\mu k T} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{n_1} \right) = \frac{4\pi e^2}{k T \epsilon_0} (n_1 + m) \quad (9)$$

с ГУ при $x=x_*$ в форме (8).

Систему (8), (9) при $x=x_*$ можно разрешить относительно $n(x_*)$. Учитывая быстрое убывание плотности ловушечных зарядов при $x > x_*$, искомое ГУ можно преобразовать к виду

$$n(x_*) = n_0 \exp(-\Phi) f(E), \quad (10)$$

где

$$f(E) = \left\{ \int_0^{\infty} dz \exp \left[-z - \int_0^{\infty} y dy Q(y + zE_d/E) \right] \right\}^{-1}, \quad (11)$$

$$\Phi = \int_0^{\infty} y dy Q(y) - \ln R, \quad (12)$$

$$Q(y) = m(l_d y) / (M - m_*). \quad (13)$$

ГУ (10) зависит функционально от распределения связанных зарядов в приконтактной области и может использоваться на любой стадии релаксационного процесса. Отметим также, что в отличие от (8) ГУ (10) уже не содержит в качестве параметра плотности тока, а также координаты x_* .

Проведенные нами численные расчеты показали применимость (10) вплоть до уровней инжекции порядка $e^7 \div e^8$. При больших уровнях инжекции наблюдаются отклонения, связанные, по-видимому, с пренебрежением свободными зарядами в уравнении Пуассона.

Асимптотика $n(x_*)$ при $E \rightarrow 0$ определяется поведением $Q(x)$ при $x \rightarrow \infty$. С учетом (7) имеем $n(x_*) = n_0 \exp(E/E_j - \Phi) [1 + O(E/E_d)]$ (здесь $E_j = E_d / \sqrt{2 \ln R} = = kT / e l_d \sqrt{2 \ln R}$). Отметим, что последнее выражение совпадает с ГУ Суриса—

(Фукса, приведенным в [7]. При высоких уровнях инжекции эта формула не применима. Как следует из (10)–(13), при $E \gg E_d$ уровень инжекции выходит на постоянное значение $n(x_*) \rightarrow Rn_0$.

В фазе паузы эффективные ГУ на контактах имеют несколько иной вид

$$n(x_*) = n_0 \exp\left(-\Phi + \frac{E_d x_*}{kT}\right). \quad (14)$$

3. Развитие волн пространственной перезарядки ловушек (ВППЛ)

Полученные ГУ (10), (14) позволяют исследовать переходные процессы в ФП путем численного решения системы (1), (3), (4), (9). При $u > aE, \ln q$ распределение избыточного заряда на уровнях примеси по объему ФП имеет отчетливо выраженный волновой характер. Таким образом, наблюдаются ВППЛ, аналогичные приведенным в [6, 9]. Наличие ВППЛ приводит к осцилляции тока в цепи. Период и амплитуда осцилляций увеличиваются при уменьшении уровня освещенности, а также при уве-

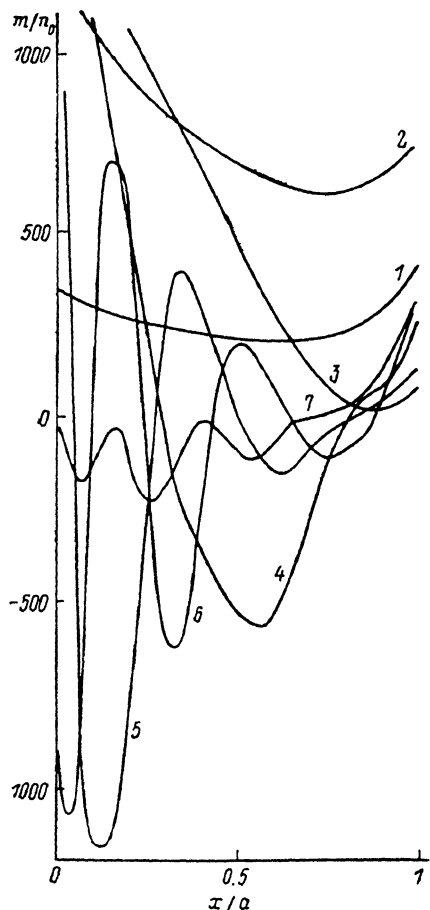


Рис. 2. Развитие ВППЛ с течением времени.

Параметры системы: $n_0 = 0.3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, $R = 10^4$, $\epsilon = 0.05$, $a = 0.03 \text{ см}$, $u = 7.5 \text{ В}$, $q = 100$.
 1 — 35 τ , 2 — 220 τ , 3 — 2850 τ ,
 4 — 9000 τ , 5 — 48 000 τ , 6 — 120 000 τ ,
 7 — 340 000 τ .

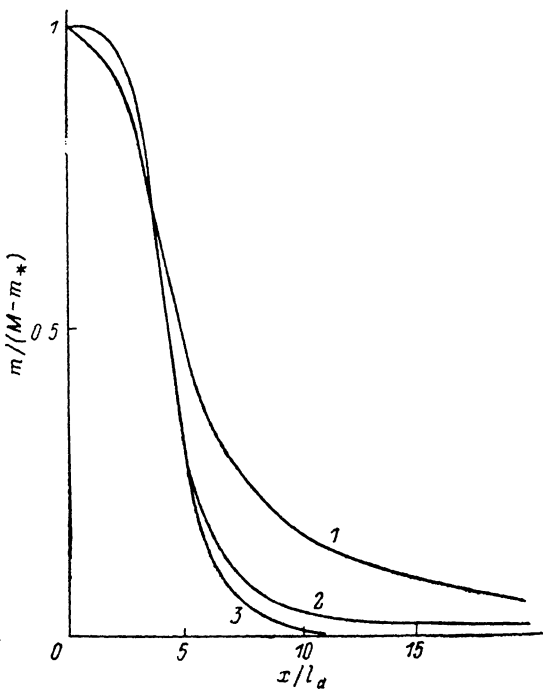


Рис. 3. Распределение захваченных на ловушки зарядов в приконтактных областях в установившемся режиме.

Параметры системы те же, что и на рис. 2. 1 — приконтактная область, 2 — прианодная область, 3 — стационарное распределение.

личении скважности. На рис. 2 показано изменение пространственного распределения ловушечного заряда с течением времени (время отсчитывается от момента подачи первого импульса напряжения). Видно, что существует область времени ($\sim 10^2 \tau$), когда ВППЛ отсутствуют. При $t \sim R\tau$ ВППЛ наиболее интенсивны и, следовательно, должны быть наиболее заметны осцилляции фототока.

Одновременно с развитием ВППЛ наблюдается несимметричное накопление связанных зарядов в приконтактных областях (рис. 3). Это приводит в соответствии с (10) — (13) к уменьшению уровня инжекции и в конечном итоге позволяет системе выйти на установившийся режим работы. При $t \gg R\tau$ перестройка приконтактных областей заканчивается, после чего все изменения зарядов в системе прекращаются.

4. Фотопроводимость в установившемся режиме

После многократного проведения циклов опроса система выходит на установившийся режим, при котором полные изменения всех параметров системы за период электрического поля обращаются в нуль. Анализ фотопроводимости в установившемся режиме может быть произведен на основе системы (1), (3), (4), (9) с ГУ (10), (14). Приведем окончательные результаты.

При достаточно малых интенсивностях засветки, пока «длина нестационарного экранирования» [7] больше размера элемента

$$x_0 = \frac{\epsilon_0 u}{4\pi e a n_1(0)} \gg a, \quad (15)$$

плотность свободных зарядов в фазе импульса почти не изменяется внутри объема ФП: $n_1 = n_0(1+q)/[1+q/f(u/a)]$. Отсюда плотность тока

$$j = \frac{I a u e u}{j \epsilon a} \frac{1+q}{1+q/f(u/a)}. \quad (16)$$

Формула (16), как легко видеть, описывает семейство линейных свет-сигнальных характеристик (ССХ); причем чувствительность ФП возрастает по сравнению с режимом постоянного смещения в $(1+q)/[1+q/f(u/a)]$ раз (примерно в q раз при $u > aE_j \ln q$). Границы линейных участков задаются неравенством (15). При увеличении освещенности параметр x_0/a становится меньше единицы. Это приводит к деформации пространственного распределения свободных зарядов и соответственно к «загибу» ССХ. При дальнейшем возрастании освещенности концентрация свободных носителей во всем объеме ФП становится равной n_0 , после чего наблюдается линейный рост фототока с коэффициентом, характерным для стационарной фотопроводимости.

На основе соотношений (15), (16) рассмотрим некоторые аспекты использования ФП в установившемся режиме работы. Пусть уровень фона является фиксированным. Тогда если $n_0 > \epsilon_0 u / 4\pi e a^2 f(u/a)$, то максимальная чувствительность достигается при условии $x_0 \approx a$ (т. е. при скважности, равной $[4\pi e a^2 n_0 / \epsilon_0 u - f^{-1}(u/a)]^{-1}$) и принимает значение $K \equiv dj/dI = \mu u^2 \epsilon_0 / 4\pi a^3 I$. Обратим внимание на то, что K не зависит от степени компенсации полупроводника. Другими словами, недостаточно высокий уровень компенсации полупроводника может быть «уравновешен» соответствующим увеличением скважности q . Однако следует учитывать, что при этом инерционность системы также увеличивается. В случае $n_0 < \epsilon_0 u / 4\pi e a^2 f(u/a)$ максимальная чувствительность достигается при $q > f(u/a)$ и равна $K_* = a \mu e u f(u/a) / \gamma \epsilon a$. Значение K_* фактически соответствует случаю бесконечно разнесенных во времени импульсов напряжения, поэтому чувствительность K_* является предельной для ФП рассматриваемого типа.

5. Сравнение с экспериментом

На рис. 4 точками показаны экспериментальные ССХ монополярной призмной фотопроводимости одного элемента матрицы фоторезисторов, измеренные при 86 К. Как и в [4], ФП изготовлены из n -германия, компенсированного медью и сурьмой с параметром ϵ , лежащим в диапазоне 0.05 ÷ 0.10. Скважность импульсов q с помощью применяемой аппаратуры могла изменяться в широких пределах [10]. Сплошными линиями на рис. 4 показаны результаты теоретического расчета. Штриховой линией показан ход ССХ при работе ФП в режиме постоянного смещения. Для всех q расчет удовлетворительно согласуется

с экспериментом. При импульсном напряжении все ССХ смещены в сторону больших фототоков по сравнению с режимом постоянного смещения. Чувствительность ФП возрастает в 30—700 раз для разных значений q . Линейность импульсных ССХ сохраняется при изменении освещенности в пределах примерно 3 порядков.

Обсуждение результатов

В установившемся режиме ССХ имеют два протяженных линейных участка с областью насыщения между ними. В области малых интенсивностей освещения импульсный фототок столь сильно превышает фототок при постоянном смещении, что можно говорить о «гигантском увеличении фотопроводимости» при периодическом опросе. На качественном уровне данное явление можно объяснить следующим образом. В фазе импульса напряжения происходит

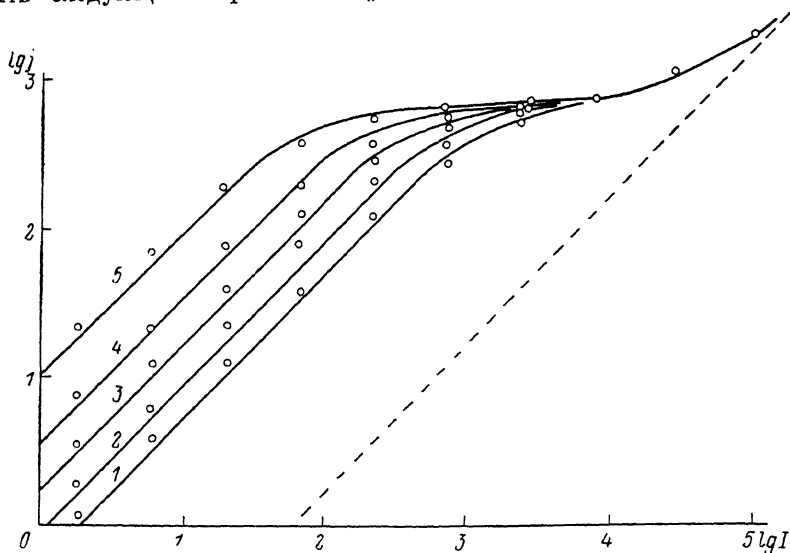


Рис. 4. Свет-сигнальные характеристики в установившемся режиме.

Параметры системы те же, что и на рис. 2. Единицы измерения плотности тока и уровня освещенности произвольные; q : 1 — 34, 2 — 57, 3 — 115, 4 — 230, 5 — 690.

инжектирование в объем полупроводника свободных носителей, часть из которых захватывается на ловушки. В фазе паузы заряд ловушек создает поле, выталкивающее свободные носители из объемной части ФП. Таким образом, в фазе паузы процесс рекомбинации приостанавливается, что приводит к смещению ионизационно-рекомбинационного равновесия в сторону увеличения концентрации свободных носителей в фазе импульса и соответственно к росту фотопроводимости.

Процесс релаксации к установившемуся режиму можно условно разделить на три стадии. На первую стадию ($t \sim 10^2 \tau$) приходится основная часть изменения фототока, причем ВППЛ не успевают возникнуть; на второй стадии ($10^2 \tau < t < R\tau$) наблюдаются достаточно интенсивные ВППЛ, вызывающие осцилляции фототока; на третьей стадии ($t > R\tau$) завершается перестройка приконтактных областей, после чего ВППЛ затухают.

Экспериментальные результаты указывают на значительное увеличение пороговой чувствительности ФП при периодическом опросе, однако эта сторона вопроса требует дальнейших исследований.

Авторы выражают искреннюю благодарность А. Л. Митлеру, Г. И. Салистре, Б. И. Фуксу за полезные обсуждения работы.

Список литературы

- [1] Киес Р. Дж. Фотоприемники видимого и ИК диапазонов. М., 1985. 325 с.
- [2] Агранов Г. А., Иванов В. Г. // Электрон. техн. Сер. IV. 1980. № 6 (83). С. 35—40.
- [3] Gunarala S. D., Coon D. D. // Infr. Phys. 1988. V. 28. N 2. P. 61—65.

- [4] Иванов В. Г., Новоселов С. К., Сухенко Т. В. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 1. С. 186—189.
[5] Жданова Н. Г., Коган М. С., Калашников С. Г., Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1500—1502.
[6] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 12. С. 2319—2327. ФТП. 1979. Т. 13. В. 1. С. 138—151.
[7] Фукс Б. И. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 9. С. 1679—1700.
[8] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 8. С. 1507—1517.
[9] Сурис Р. А., Фукс Б. И. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 9. С. 1717—1728.
[10] Агранов Г. А., Дольник С. Я., Кулешова Е. Г., Чесалин Л. С. // Электронная промышленность. 1986. № 5 (153). С. 5—10.

Одесский государственный университет
им. И. И. Мечникова

Получена 27.07.1989
Принята к печати 24.10.1989
