

Фотоэлектроника

УДК 621.383:621.315.5

Механизм релаксации тока в примесных фоторезисторах на кремнии, легированном галлием или бором, при низкой облучённости и гелиевых температурах

Н.Б. Залетаев

Обнаружен новый механизм нестационарной инжекции носителей заряда из контактов в примесных фоторезисторах, работающих при низких уровнях облучённости, на основе которого описываются все основные особенности их фотоотклика. Механизм связан с повышенной концентрацией свободных носителей в приконтактных областях относительно их концентрации в объёме, возникающей за счёт повышения концентрации примесей в этих областях при изготовлении контактов. Рассчитано время фотоотклика при этом механизме. Проведено сравнение с предложенными ранее механизмами релаксации тока в примесных фоторезисторах при низкой облучённости.

PACS: 85.60,— q

Ключевые слова: примесные приёмники длинноволнового ИК-диапазона, низкая облучённость, частотные и импульсные характеристики

Введение

Разработка приёмников длинноволнового ИК-диапазона для работы в условиях холодного космоса является актуальной как для решения задач оборонного характера, так и для развития новых научных направлений, связанных с космосом, в частности, внеатмосферной инфракрасной астрономии. Основным требованием к таким приёмникам является реализация предельных значений пороговой чувствительности, соответствующих космическим уровням фоновой облучённости, которые на 8—10 порядков ниже облучённости, создаваемой тепловым излучением Земли. Это требование обеспечивают примесные фотоприёмники, в частности, примесные фоторезисторы.

Примесные фоторезисторы в условиях низкой фоновой облучённости сочетают характерное для фоторезисторов усиление фототока с характерным для *pin*-фотодиодов вытягиванием фотогенерированных носителей электрическим полем [1, 2].

Частотная характеристика их фотоотклика имеет низкочастотное (НЧ) и высокочастотное (ВЧ) плато [3, 4], где характерные частоты за-

висят от облучённости. При этом фоторезистивные свойства проявляются при низких частотах и больших временах, а фотодиодные — при более высоких частотах и коротких временах [1, 2]. Коэффициент усиления на ВЧ-плато насыщается с ростом напряжения на значении меньшем единицы [3]. Высокая актуальность изучения особенностей частотно-импульсных зависимостей основных параметров низкофоновых примесных фоторезисторов обусловлена изменением этих параметров в рабочей полосе частот при изменении облучённости.

Сложная форма и ряд других особенностей импульсного и частотного отклика примесных ИК-фоторезисторов при низких уровнях облучённости в ранних публикациях, посвящённых этому вопросу, были охарактеризованы как «аномальные» [5]. Предпринимались попытки разработки теории примесного фоторезистора, адекватно описывающей такое поведение его отклика. В ранних моделях основное внимание уделялось процессам, происходящим в объёме фоторезистора при нестационарном облучении. Влияние контактов определялось через граничные условия, которые вводились *a priori*, т.е. как бы постулировались и предполагалось, что их справедливость может быть установлена, если будет иметь место согласие теоретических характеристик с экспериментальными. С другой стороны, существовало понимание, что эти «аномальные» эффекты связаны как раз со свойствами контактов и эти свойства должны быть тщательно исследованы.

Залетаев Николай Борисович, вед. научный сотрудник.

ОАО «НПО «Орион».

Россия, 111123, Москва, ш. Энтузиастов, 46/2.

Тел.: 8 499 373–55–70. E-mail: orion@orion-ir.ru

Статья поступила в редакцию 25 апреля 2014 г.

© Залетаев Н.Б., 2014

Существенный вклад в теорию примесных фоторезисторов внесли отечественные учёные Н.Ш. Хайкин и Б.И. Фукс с соавторами [3, 4, 6], обнаружившие особенности экранирования электрических полей в высокоомных примесных полупроводниках и нестационарную инжекцию носителей заряда из контакта. Предложенные ими модели, в частности, описывали форму частотной зависимости фотоотклика, зависимость времени отклика (граничной частоты низкочастотного плато) от уровня облучения, наличие высокочастотного плато.

Модель фотоотклика примесного фоторезистора, развитая в [4, 6], в принципе, позволяет преодолевать трудности в обработке сигналов, связанные с так называемым аномальным импульсным и частотным откликом этих приборов при низких уровнях облучённости. Эта модель может использоваться в качестве основы для разработки алгоритмов обработки выходных сигналов приёмников. В результате применения этих алгоритмов может быть восстановлена начальная форма переменного сигнального потока, падающего на приёмник, что было с успехом продемонстрировано, например, в европейском проекте по космической ИК-астрономии ISOPHOT [7, 8].

Важную роль в этой модели играет параметр E_c , имеющий размерность напряженности электрического поля и определяющий способность инжектирующего контакта фоторезистора (для p -типа материала это контакт, соединённый с положительным полюсом источника питания) при нестационарных условиях инжектировать свободные носители заряда в объём резистора и, следовательно, определяющий характеристики таких приборов, в частности, время отклика или характерные частоты на частотных характеристиках. Величина этого параметра определяется размером той части приконтактного объёмного заряда, в которой диффузионные и дрейфовые токи практически компенсируют друг друга, а стационарное электрическое поле целиком создаётся зарядом, связанным на примесях в этой области. В данной модели, где предполагалось *однородное* распределение примесей, этот размер определяется концентрацией компенсирующих примесей и температурой кристалла.

Однако для практических применений величина E_c обычно определялась экспериментально, и полученные значения этого параметра затем подставлялись в алгоритмы обработки сигналов. Это связано с тем, что E_c , рассчитанная в рамках данной модели с использованием величины концентрации компенсирующих примесей в объёме фоторезистора, существенно отличается (в меньшую сторону) от реально измеренных значений

данного параметра. Для практически важных случаев кремниевых примесных фоторезисторов, работающих в интервале температур 4–20 К, разница может достигать до порядка величины, при этом экспериментальные значения времени отклика оказываются выше теоретических. Более того, характер экспериментальных зависимостей времени отклика от температуры и приложенного напряжения [9] отличается от предсказываемого теорией [4] и соответствует модели [3], но при существенно меньших значениях времени отклика, чем следует из [3].

В настоящей работе предлагается новый механизм нестационарной инжекции носителей из контактов в примесных фоторезисторах, связанный с повышенной концентрацией свободных носителей в приконтактных областях относительно их концентрации в объёме, возникающей за счёт повышения концентрации примесей в этих областях при изготовлении контактов. Рассчитано время фотоотклика при этом механизме. Показано, что оно находится в интервале, между значениями, рассчитанными в рамках моделей [3, 4]. Зависимости времени фотоотклика от температуры и напряжения соответствуют наблюдаемым экспериментально, и в практически интересных случаях данный механизм может доминировать.

Известные механизмы изменения тока через примесный фоторезистор при изменении облучённости или напряжения

Модель Фукса-Сурица

Рассмотрим одномерный случай для полупроводника p -типа. Приложенное напряжение V , а также подвижность и время жизни носителей заряда, т.е. $\mu_p \tau_p$, полагаются достаточно большими для того, чтобы обеспечить коэффициент фотоэлектрического усиления фоторезистора

$$G_p = \frac{\mu_p \tau_p V}{L^2} \gg 1,$$

где L — расстояние между контактами.

Упомянувшееся выше характеристическое поле E_c определяется как [4, 6]:

$$E_c = kT/qL_c,$$

где для L_c можно использовать формулу:

$$L_c \approx \sqrt{\frac{2kT}{q^2} \frac{\epsilon_s}{N_D} \ln\left(\frac{N_D}{p_o} \ln \frac{N_D}{p_o}\right)} = L_{Deb} \sqrt{2 \ln\left(\frac{N_D}{p_o} \ln \frac{N_D}{p_o}\right)},$$

полученную в [1, 2], которая является длиной той части приконтактного объёмного заряда, где диффузионный и дрейфовый токи практически ком-

пензируют друг друга и постоянное электрическое поле целиком создается зарядом, связанным на компенсирующих (донорных) примесях, находящихся в этой области, при этом основная примесь в большей части этой области находится в нейтральном состоянии. Заметим, что

$$L_{Deb} = \sqrt{\frac{kT \epsilon_s}{q^2 N_D}} \text{ — длина экранирования Дебая для}$$

концентрации компенсирующей примеси N_D ; q — заряд электрона, p_0 — стационарная концентрация свободных дырок в объёме детектора, k — постоянная Больцмана, T — температура приёмника, $\epsilon_s = \epsilon \epsilon_0$ диэлектрическая проницаемость (в системе СИ). Следует отметить, что L_c практически равна расстоянию от p^+ -слоя до виртуального анода (точке, в которой электрическое поле равно нулю, координату которой обозначим как x_0) [1]. В практически интересных случаях $x_0 \ll L$. Поэтому для расчётов изменения электрического поля и при описании моделей [3, 4] изменения концентрации дырок в этой точке будем полагать $x_0 = 0$.

Если поле вблизи виртуального анода достаточно резко изменяется на величину $\Delta E(0)$ (что может быть вызвано возбуждением заряда в объёме приёмника, связанного на примесях, при резком изменении темпа фотогенерации и уходе генерированных носителей из объёма или изменением внешнего напряжения), контакт отвечает на это изменение таким образом, что концентрация свободных дырок на границе между приконтактным объёмным зарядом и нейтральным объёмом определяется *граничным условием* $p(0) = p_0 \exp(\Delta E(0)/E_c)$ [6].

Суть этого условия состоит в следующем. В той части приконтактного объёмного заряда контакта типа p^+p (или n^+n), где диффузионный и дрейфовый токи практически компенсируют друг друга, имеет место больцмановское распределение концентрации свободных носителей: $p(x) = p_+ \exp[q\phi(x)/kT]$, где $p(x)$ и $\phi(x) (< 0)$ — распределения концентрации свободных носителей заряда и потенциала вдоль координаты x , которая отсчитывается вправо от p^+p границы левого контакта на рис. 1, p_+ — концентрация носителей в p^+ -области. В этом случае $p_0 = p_+ \exp(-q\phi_c/kT)$, где ϕ_c — контактная разность потенциалов. Изменение поля $\Delta E(0)$ проходит без какого-либо заметного изменения через длину L_c , что изменяет контактную разность потенциалов на $\Delta E(0) L_c$, и концентрация дырок на границе между приконтактным объёмным зарядом и нейтральным объёмом становится равной $p(0) = p_+ \exp[q(\phi_c + \Delta E(0) L_c)/kT] = p_0 \exp(\Delta E(0)/E_c)$. Если приложенное поле $E_0 = V/L$ достаточно велико ($E_0 > L/\mu_p \tau_p$ — дрейфовая длина дырок намного превышает расстояние между

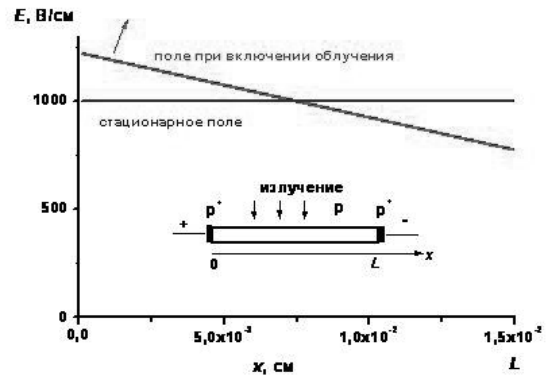


Рис. 1. Изменение распределения электрического поля в объёме фоторезистора во времени. Добавка к стационарному полю описывается выражением (1) и создаётся нестационарным объёмным зарядом, возникающим при изменении темпа генерации носителей.

контактами), приконтактное изменение концентрации дырок распространяется на весь объём. Если изменение этого поля было вызвано изменением темпа фотогенерации, концентрация дырок изменяется до тех пор, пока её изменение через процессы генерации—рекомбинации не уменьшит до нуля темп образования нестационарного заряда в объёме.

Рассмотрим случай, когда изменение темпа фотогенерации мало относительно его стационарной величины. Тогда граничное условие может быть линеаризовано:

$$p(0) \cong p_0 (1 + \Delta E(0)/E_c)$$

или

$$p(0) - p_0 \cong \Delta p(0) = p_0 \Delta E(0)/E_c.$$

Если стационарный темп генерации g_p и ступенчатое изменение темпа генерации Δg_p однородны по объёму, тогда в начале переходного процесса для всех рассматриваемых в данной работе механизмов релаксации имеем

$$\Delta E(x) = q \Delta g_p t / e_s (L/2 - x), \tag{1}$$

$$\Delta E(0) = q \Delta g_p L t / 2 e_s, \tag{2}$$

где t — время, прошедшее после включения Δg_p .

Для t , равного времени отклика τ_R , принимая во внимание, что приращение плотности тока выражается как

$$\begin{aligned} \Delta J &\cong q \mu_p [\Delta p(0) E_0 + p_0 \Delta E(0)] = \\ &= (1 + E_0/E_c) q \mu_p p_0 \Delta E(0) = \\ &= \left[\frac{1}{E_0} + \frac{1}{E_c} \right] J_0 \Delta E(0), \end{aligned} \tag{3}$$

что в случае $E_c \ll E_0$ переходит в

$$\Delta J \cong (\Delta E(0)/E_c) q \mu_p p_0 E_0 = (\Delta E(0)/E_c) J_0, \tag{4}$$

где $J_0 = q\mu_p p_0 E_0$ плотность стационарного тока, мы можем написать

$$\Delta g_p / g_p = \Delta J / J_0 = \Delta E(0) / E_c = q\Delta g_p L \tau_R / (2\varepsilon_s E_c). \quad (5)$$

Отсюда следует, что

$$\begin{aligned} \tau_R &= 2\varepsilon_s E_c / (qg_p L) = \\ &= 2(\mu_p \tau_p E_0 / L) [\varepsilon_s / (qg_p \mu_p \tau_p)] (E_c / E_0) = \\ &= 2G_p t_D (E_c / E_0), \end{aligned} \quad (6)$$

где $\tau_D = \varepsilon_s / (qg_p \mu_p \tau_p)$ — время диэлектрической релаксации. Соответствующая 3 дБ граничная частота НЧ-плато частотной характеристики равна:

$$\begin{aligned} f_R &= 1/2\pi t_R = qg_p L / (4\pi\varepsilon_s E_c) = \frac{1}{4\pi G_p \tau_D} \frac{E_0}{E_c} = \\ &= \frac{qg_p L}{2\pi} \sqrt{\frac{\ln[(N_D/p_0)\ln(N_D/p_0)]}{2kT\varepsilon_s N_D}}. \end{aligned} \quad (7)$$

Для $t \ll \tau_R$, дифференцируя (2), получаем приращение плотности тока для малых времен (или высоких частот) $\Delta J_{\text{вч}} = \varepsilon_s \delta \Delta E(0) / \delta t = q\Delta g_p L / 2$ и соответствующую величину коэффициента усиления $G_{\text{вч}} = \Delta J_{\text{вч}} / (q\Delta g_p L) = 0,5$. Этот ток соответствует высокочастотному плато частотной характеристики низкофонового примесного фоторезистора и наблюдается на частотах $f \gg f_R$ (точнее, при $f > f_2 = 2G_p f_R$, см. [1, 2]).

В соответствии с (7), f_R должна уменьшаться с ростом температуры как $1/T^{1/2}$ и не зависеть от приложенного напряжения (более точно последнее было доказано в работе [1]).

Следует отметить, что для фоторезисторов, поперечные размеры которых порядка или меньше, чем расстояние между контактами, реальная величина $\Delta E(0)$ оказывается меньше, чем следует из (2), из-за рассеяния нестационарного электрического поля за пределы резистора. Это приводит к некоторому уменьшению величины f_R и для многоэлементных приборов приводит к заметным паразитным взаимосвязям между элементами [1, 2, 10–12].

Модель Хайкина и др.

Для противоположного случая $E_c \gg E_0$, в соответствии с (3), приращение тока при изменении $\Delta E(0)$, вместо величины, представляемой (4), равно $\Delta J = q\mu_p p_0 \Delta E(0) = q\mu_p p_0 E_0 (\Delta E(0)/E_0) = J_0 (\Delta E(0)/E_0)$, т.е. граничным условием становится $\Delta p(0) = 0$ и инжекция отсутствует. Тогда вместо (5), (6) и (7), имеем $\Delta g_p / g_p = \Delta J / J_0 = \Delta E(0) / E_0 = q\Delta g_p L \tau_{\text{Rx}} / (2\varepsilon_s E_0)$, откуда находим время отклика τ_{Rx} и 3 дБ граничную частоту НЧ-плато f_{Rx} :

$$\begin{aligned} \tau_{\text{Rx}} &= 2\varepsilon_s E_0 / (qg_p L) = \\ &= 2(\mu_p \tau_p E_0 / L) [\varepsilon_s / (q\mu_p \tau_p g_p)] = 2G_p \tau_D, \quad (8) \\ f_{\text{Rx}} &= 1 / (2\pi \tau_{\text{Rx}}) = qg_p L / (4\pi\varepsilon_s E_0) = 1 / (4\pi G_p \tau_D), \end{aligned}$$

в которых E_c заменена на E_0 . В отличие от случая $E_c \ll E_0$, f_{Rx} не зависит от температуры, но изменяется обратно пропорционально приложенному напряжению. Следует отметить, что τ_{Rx} в данном случае всегда больше τ_D на множитель $2G_p > 1$.

Экспериментальные результаты для фоторезисторов из кремния, легированного галлием, и кремния, легированного бором

Исследования проводились в НПО «Орион» на разработанных образцах фоторезисторов из Si: Ga (трех типов различной формы и размеров) и Si: B. Концентрация галлия составляла $N_{\text{Ga}} = (3-5) \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, бора — $N_{\text{B}} \cong 5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и фосфора — около $N_{\text{D}} \cong 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в обоих материалах. Образцы Si: Ga имели поперечную и продольную геометрии (излучение падало поперечно или продольно к полю) с размерами 0,15x0,1x1 мм (чувствительная площадка — $A = 0,15 \times 0,1 \text{ мм}^2$, $L = 0,15 \text{ мм}$) и 0,4x2x2 мм ($A = 0,4 \times 2 \text{ мм}^2$, $L = 0,4 \text{ мм}$); и 0,25x1x0,5 мм ($A = 0,25 \times 1 \text{ мм}^2$, $L = 0,5 \text{ мм}$), соответственно. Образцы Si: B имели поперечную геометрию с размерами 0,25x1x2 мм ($A = 0,25 \times 1 \text{ мм}^2$, $L = 0,25 \text{ мм}$). Контакты изготавливались имплантацией бора с последующей металлизацией для образцов Si: Ga и сплавлением с алюминием для образцов из Si: B. Образцы облучались пространственно однородным излучением, состоящим из постоянного фона с плотностью потока $N_{\text{фона}}$ и периодически модулированного сигнального потока $N_{\text{сигнала}}$, модуляция прямоугольной формы с равными интервалами облучения и темноты. Для образцов из Si: Ga $N_{\text{сигнала}} \cong N_{\text{фона}} \cong 1,2 \times 10^{12} \text{ фотон/см}^2\text{с}$. Для образцов из Si: B $4N_{\text{сигнала}} \cong N_{\text{фона}} \cong 1,8 \times 10^{12} \text{ фотон/см}^2\text{с}$. Интервал температур соответствовал режиму ограничения фоном.

Для образцов из Si: Ga наблюдалось два типа температурной зависимости 3-дБ граничной частоты низкочастотного плато $f_R = 1 / (2\pi \tau_R)$. В первом случае f_R слабо зависела от температуры (рис. 2, кривая 1) во всем исследованном диапазоне температур. Во втором случае наблюдались зависимости, где за участком $f_R(T) \approx \text{const}$ следовал участок, где f_R увеличивалась с температурой (рис. 2, кривые 2, 3). Это увеличение описывалось экспоненциальным законом с энергией активации около 2,5 эВ, и f_R возрастала, примерно, на порядок величины к температуре 20 К. Переход с первого участка на второй происходил при температуре около 12 К.

Для образцов из Si: B во всем исследованном интервале температур f_R слабо зависела от температуры (рис. 2, кривая 4).

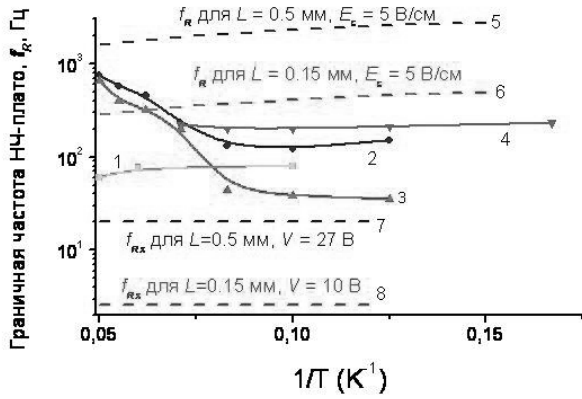


Рис. 2. Температурные зависимости 3-дБ граничной частоты низкочастотного плато: эксперимент: Si: Ga $L=0,4$ мм (1), $0,5$ мм (2), $0,15$ мм (3); Si: B $L=0,25$ мм (4); расчёт для тех же условий: f_R : $L=0,5$ мм (5), $0,15$ мм (6); f_{Rk} : $L=0,5$ мм (7), $0,15$ мм (8). Уровни облучённости: для образцов из Si: Ga $N_{\text{сигнала}} \cong N_{\text{фона}} \cong 1,2 \times 10^{12}$ фотон/см²с; для образцов из Si: B $4N_{\text{сигнала}} \cong N_{\text{фона}} \cong 1,8 \times 10^{12}$ фотон/см²с. L — расстояние между контактами.

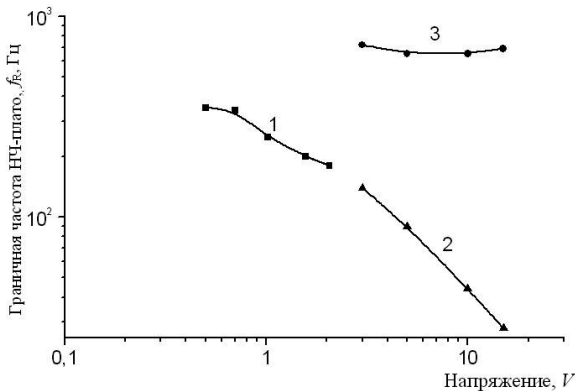


Рис. 3. Зависимости 3-дБ граничной частоты низкочастотного плато от приложенного напряжения: Si: B, $T=10$ К (1); Si: Ga, $T=12$ К (2), $T=20$ К (3). Уровни облучённости: для образцов из Si: Ga $N_{\text{сигнала}} \cong N_{\text{фона}} \cong 1,2 \times 10^{12}$ фотон/см²с; для образцов из Si: B $4N_{\text{сигнала}} \cong N_{\text{фона}} \cong 1,8 \times 10^{12}$ фотон/см²с.

Этим двум типам температурной зависимости соответствовали различные зависимости от напряжения $f_R(V)$. Так, для образцов из Si: B, а также для образцов Si: Ga в температурном интервале, где их $f_R \approx \text{const}(T)$, f_R уменьшалась с ростом напряжения (рис. 3, кривые 1, 2). Для образцов из Si: Ga, которые имели участок роста f_R на зависимости $f_R(T)$, $f_R(V)$ при температурах, соответствующих этому участку, становилась более плавной с ростом температуры и при температуре 20 К она переходила в $f_R \approx \text{const}(V)$ (рис. 3, кривая 3).

Сравнение эксперимента с существующей теорией

Экспериментальные зависимости $f_R(T)$ для образцов из Si: Ga и Si: B отличаются от предсказываемых существующей теорией как по характеру, так и по величинам (рис. 2).

Для всех образцов при $T < 12$ К величины f_R находятся в интервале между теоретическими значениями, рассчитанными по модели [4] (рис. 2, кривые 5, 6) и модели [3] (рис. 2, кривые 7, 8). Теоретические зависимости были рассчитаны с использованием (7), (8), в которые подставлялись экспериментальные значения τ_D , определенные по сопротивлению образцов и геометрической ёмкости их фоточувствительных объёмов. Характер зависимости от температуры и напряжения соответствует модели [3]. При этом значения f_R примерно на порядок выше, чем следует из модели. Это указывает на наличие инжекции, механизм которой отличен от предложенного в [4]. Этот вывод следует также из факта, что в тех же образцах наблюдалась инжекция при ступенчатом скачке приложенного напряжения.

С другой стороны, экспериментальные значения f_R в большинстве исследованных случаев значительно меньше рассчитанных из (7) (модель [4]) и приближаются к ним только при температуре 20 К для тех образцов из Si: Ga, которые имеют участок роста на зависимости $f_R(T)$. При этом f_R практически не зависит от напряжения, что характерно для этой модели.

Предлагаемый механизм нестационарной инжекции

В реальных фоторезисторах повышенная концентрация примесей в приконтактных областях, введённая туда при изготовлении контактов, может приводить к повышению концентрации свободных носителей относительно их концентрации в объёме. Стационарное значение поля вблизи контактов при этом уменьшается в меру отношения концентраций носителей в объёме и около

контактов: $E_k = \frac{p_0}{p_k} E_0$, где p_k — стационарная кон-

центрация носителей вблизи контактов. Инжекция происходит за счёт протягивания этой повышенной концентрации вглубь объёма при появлении нестационарной добавки поля, инициированной увеличением облучённости (1) или напряжения, без начального изменения концентрации носителей вблизи контакта (анода), что является принципиальным отличием от механизма Фукса-Сурица [4, 6]. Т.е. инжекция может происходить при неоднородном распределении стационарной концентрации носителей, когда концентрация носителей около контакта превышает объёмную (для этого дрейфовая компонента тока должна преобладать над диффузионной). В реальных примесных фоторезисторах (где контакты обычно делаются ионным легированием приконтактной области примесью того же типа, что и основная,

либо её диффузией в эту область) легко можно представить себе ситуацию, когда спадающий вглубь объёма «хвост» этой концентрации заходит в объём глубже, чем область приконтактного объёмного заряда. В таком случае за счёт увеличения концентрации основных примесей в этой области увеличивается темп генерации носителей и, соответственно, может возрастать концентрация свободных носителей относительно её величины в объёме. Одновременно может иметь место и некоторое загрязнение приконтактной области компенсирующей примесью (концентрация которой в объёме примесного фоторезистора обычно на несколько порядков ниже основной), приводящее к относительному подавлению механизма инжекции Фукса-Суриса.

Для более детального анализа положим, что $N_{Ak}(x)$ описывает распределение по координате суммарной концентрации основных примесей (исходной в объёме и введенной в приконтактную область для образования антизапорного контакта), а $N_{Dk}(x)$ — распределение по координате суммарной концентрации компенсирующей примеси. Обычно эти концентрации спадают до своих объёмных значений на длине, не превышающей 1 мкм, что практически всегда намного меньше расстояния между контактами в фоторезисторе. Тогда стационарная концентрация дырок на границе области приконтактного объёмного заряда и нейтрального объёма — в точке x_o — в предположении слабого поглощения потока излучения

$$p_p = g_{pk} \tau_{pk} = \frac{\sigma_{\phi} N_{Ak}(x_o) F}{B_p N_{Dk}(x_o)}, \quad (9)$$

где g_{pk} — темп генерации дырок в точке x_o , τ_{pk} — время жизни дырок в точке x_o , σ_{ϕ} — сечение захвата фотона атомами основной примеси, B_p — коэффициент захвата дырок на отрицательно заряженный центр основной примеси, F — стационарная компонента потока излучения [фотон/см²с].

Стационарное поле в точке x_o , т.е. $E_k(x_o)$ (далее будем обозначать его как E_k), находится из условия независимости тока от координаты: $p_k E_k = p_o E_o$ (пренебрегая полевой зависимостью μ_p). Откуда имеем:

$$E_k = \frac{p_o}{p_k} E_o. \quad (10)$$

Заметим, что p_o тоже может быть выражено в виде, аналогичном (9), а именно:

$$p_o = \frac{\sigma_{\phi} N_A F}{B_p N_D},$$

откуда

$$\frac{p_k}{p_o} = \frac{N_{Ak}(x_o) N_D}{N_{Dk}(x_o) N_A} \quad (11)$$

и p_k может превышать p_o при $\frac{N_{Ak}(x_o)}{N_{Dk}(x_o)} > \frac{N_A}{N_D}$. Это представляется легко реализуемым, поскольку в приконтактную область вводится основная примесь, а загрязнение компенсирующей примесью, если она не вводится специально, может происходить только за счёт несовершенства технологии. В этом случае E_k может быть значительно меньше E_o (при этом оно пропорционально E_o).

С учётом (11), (10) можно переписать соотношения как

$$E_k = \frac{N_{Dk}(x_o) N_A}{N_{Ak}(x_o) N_D} E_o,$$

или

$$\frac{E_k}{E_o} = \frac{N_{Dk}(x_o) N_A}{N_{Ak}(x_o) N_D},$$

а приращение плотности тока в точке x_o , вызванное этим механизмом инжекции, может быть выражено в виде

$$\begin{aligned} \Delta J &= q \mu_p p_k \Delta E(x_o) \cong \\ &\cong q \mu_p p_o \frac{E_o}{E_k} \Delta E(0) = J_o \frac{\Delta E(0)}{E_k}. \end{aligned} \quad (12)$$

В общем случае, при учёте механизма инжекции Фукса-Суриса, приращение тока, вместо (3), может быть записано в виде

$$\Delta J = \left[\frac{1}{E_k} + \frac{1}{E_c} \right] J_o \Delta E(0), \quad (13)$$

которое переходит в (3) при однородном распределении примесей по всему объёму фоторезистора, включая приконтактные области, когда $E_k = E_o$. Из (13) видно, что преобладающий механизм инжекции будет определяться соотношением E_k и E_c , а в случае $E_k < E_c$ это будет механизм, описанный в данном разделе.

Время отклика τ_{Rk} и соответствующая 3-дБ граничная частота низкочастотного плато при данном механизме инжекции получаются аналогично выражению (8), с использованием (12), а именно, из $Dg_p/g_p = \Delta J/J_o = \Delta E(0)/E_k = q \Delta g_p L \tau_{Rk} / (2 \epsilon_s E_k)$ имеем [9]:

$$\begin{aligned} \tau_{Rk} &= \frac{2 \epsilon_s E_k}{q g_p L} = 2 \left(\frac{\mu_p \tau_p E_o}{L} \right) \left(\frac{\epsilon_s}{q \mu_p \tau_p g_p} \right) \left(\frac{E_k}{E_o} \right) = \\ &= 2 G_p \tau_D \frac{E_k}{E_o} = \tau_{Rx} \frac{E_k}{E_o} = \tau_{Rx} \frac{p_o}{p_k} \end{aligned}$$

и

$$\begin{aligned} f_{Rk} &= \frac{1}{2 \pi \tau_{Rk}} = \frac{1}{4 \pi G_p \tau_D} = \\ &= f_{Rx} \frac{E_o}{E_k} = f_{Rx} \frac{p_k}{p_o}. \end{aligned} \quad (14)$$

которая может быть значительно больше f_{Rx} .

В отличие от случая, когда граничная частота отклика определяется механизмом [4, 6], характерными особенностями её поведения при данном

механизме инжекции является её обратно пропорциональная зависимость от напряжения на фоторезисторе (следует из (14) и другой характер её зависимости от температуры (которая может иметь место за счёт сдвига точки x_0 при изменении температуры, при этом возможная величина такого сдвига при реальных градиентах концентрации примесей, имеющих место в рассматриваемых фоторезисторах, представляется незначительной). Это хорошо согласуется со слабой температурной зависимостью граничной частоты в значительной части или даже во всём интервале рабочих температур исследованных образцов. И именно такие зависимости от напряжения наблюдались экспериментально для фоторезисторов при температурах, соответствующих участкам слабой температурной зависимости f_R или при всех температурах у тех образцов, где участки с сильной температурной зависимостью отсутствовали.

Следует отметить, что времена τ_R , τ_{R_x} и τ_{R_k} определяют основной интервал времени установления нового значения фототока, когда относительное изменение фототока достигает величины относительного скачка облучённости. Дальнейший процесс релаксации выражается в сравнительно малых затухающих колебаниях фототока относительно установившегося нового значения. При этом связанный на примесях объёмный заряд, вызвавший изменение поля около контакта, волнообразно перемещается к инжектирующему контакту в течение времени $\tau_n \approx 1/B_p p_0$ [1 (с. 16)], и в конце этого процесса поле в объёме фоторезистора опять становится однородным.

Заключение

Обнаружен новый механизм нестационарной инжекции носителей из контактов в примесных фоторезисторах. В реальных фоторезисторах повышенная концентрация примесей в приконтактных областях, введённая туда при изготовлении контактов, при определенных соотношениях концентраций основных и компенсирующих примесей приводит к повышению концентрации свободных носителей относительно их концентрации в объёме. Инжекция происходит за счёт протягивания этой повышенной концентрации вглубь объёма при изменении облучённости или напряжения, без начального изменения концентрации носителей вблизи контакта. Именно этот механизм является основным в разработанных фоторезисторах из кремния с галлием и кремния с бором при низкой облучённости и гелиевых температурах и определяет время релаксации тока, равное удвоенному произведению времени диэлектрической релаксации в объёме на отношение

концентраций носителей в объёме и около инжектирующего контакта и на коэффициент усиления. Характерными особенностями этого механизма инжекции являются слабая зависимость времени релаксации от температуры в интервале от 4,2 до 20 К, что важно для практических применений, и рост времени релаксации с напряжением.

На основе обнаруженного механизма нестационарной инжекции описываются *все* основные особенности поведения граничной частоты фотоклика разработанных фоторезисторов в условиях сверхнизких фонов при изменении температуры и напряжения при $T < 12$ К и объясняются причины расхождения экспериментальных значений этой частоты с её оценками, полученными в рамках существующей теории.

Наиболее вероятными причинами подавления альтернативного механизма нестационарной инжекции (механизм Фукса-Суриса) при низких температурах представляются повышенное содержание компенсирующих примесей и прилипание носителей на Н-центры (A^+ -центры) основной примеси около инжектирующего контакта. В большей части исследованных образцов данный механизм не наблюдался. В остальных образцах переход к инжекции Фукса-Суриса происходил при повышении температуры до 20 К. При этом при температурах больше 12 К наблюдалось экспоненциальное снижение времени релаксации тока с ростом температуры с энергией активации около 2,5 мэВ, характерной для Н-центров в кремнии.

Рассмотренный в этой работе механизм релаксации фототока, в принципе, может быть доминирующим и в других высокоомных фоторезисторах с повышенной концентрацией примесей в приконтактных областях, включая фоторезисторы с собственной фоточувствительностью.

Литература

1. Таубкин И.И., Залетаев Н.Б., Кочеров В.Ф. Физические явления в монокристаллических примесных фоторезисторах. — М.: НТЦ «Информтехника», 1992.
2. Taubkin I.I., Zaletaev N.B., Kocherov V.F. Extrinsic Silicon and Germanium Detectors, Ch. 8 in the book Infrared Photon Detectors by A. Rogalski, et al. — Bellingham, USA: SPIE Press, 1995.
3. Кауфман С.А., Хайкин Н.Ш., Яковлева Г.Т.// ФТП. 1969. Т. 3. № 4. С. 571.
4. Сурис Р.А., Фукс Б.И.//ФТП. 1978. Часть 1. Т. 12. № 12. С.2319//ФТП. 1979. Часть 2. Т. 13. № 1. С. 138.
5. Sclar N.//Prog. Quant. Electr. 1984. V. 9. No.2. P. 149.

6. Фукс Б.И.//ФТП. 1981. Т. 15. № 9. Часть 1. С. 1679. Часть 2. С. 1690.
7. Lemke D., Wolf J., Schubert J., and Patrashin M.//Proc. SPIE. 1993. V. 1946. P. 261.
8. Schubert J., Roth G., Wolf J., Lemke D., Fouks B.I.//Proc. SPIE. 1994. V. 2268.
9. Залетаев Н.Б.//XX Международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике и приборам ночного видения, ФГУП «НПО «Ори-

- он», Москва, 27–30 мая 2008 г. Тезисы докладов. С. 172. — М.: ФГУП «НПО «Орион», 2008.
10. Винокуров Л. А., Залетаев Н. Б., Кочеров В. Ф., Фукс Б. И.//ФТП. 1992. Т. 26. № 4.
11. Fouks B., Kocherov V., Taubkin I., Vinokurov L., Zaletaev N.//Proc. SPIE. 1994. V. 2269. P.727.
12. Fouks B. I., Kocherov V. F., Taubkin I. I., Vinokurov L. A., Zaletaev N. B.//Optical Engineering. 1994. V. 33. No. 05. P. 1485.

Relaxation mechanism of current in extrinsic gallium- or boron-doped silicon photoconductive detectors at low irradiance and helium temperatures

N. B. Zaletaev

Orion Research and Production Association,
46/2 Shosse Entusiastov, Moscow 111123, Russia.
E-mail: orion@orion-ir.ru
Received April 25, 2014

A new mechanism of nonsteady-state carrier injection from the contacts has been found in extrinsic photoconductive detectors under low irradiance that determines pulse and frequency response of the detectors. As shown, in the developed detectors, the injection occurs with a change of irradiance or voltage through spreading of higher concentration of free charge carriers from near-contact region into detector bulk. This higher concentration originates from higher impurity concentration in near-contact regions of real detectors introduced there during the process of contact fabrication. The relaxation time of current determined by this mechanism is equal to the double product of dielectric relaxation time in the bulk by the photoconductive gain and by the ratio of carrier concentration in the bulk to that near the injecting contact. The main features of the mechanism are compared with those of earlier known mechanisms of relaxation of current in extrinsic photoconductive detectors under low irradiance.

PACS: 85.60,— q

Keywords: LWIR extrinsic photoconductor detectors, low background, pulse and frequency response

References

- I. I. Taubkin, N. B. Zaletary, and V. F. Kocherov, Physical Phenomenon in the Monocrystalline Doped Photoresistors (Informtekhnik, Moscow, 1992) [in Russian].
- I. I. Taubkin, N. B. Zaletaev, V. F. Kocherov, *Extrinsic Silicon and Germanium Detectors*, Ch. 8 in the Book: *Infrared Photon Detectors*. Ed. by A. Rogalski, et al.— Bellingham, USA: SPIE Press, 1995.
- S. A. Kaufman, N. Sh. Khaikin, and G. T. Yakovleva, *Semiconductors* **3**, 571 (1969).
- R. A. Suris and B. I. Fouks, *Semiconductors* **12**, 2319 (1978).
- N. Sclar, *Prog. Quant. Electr.* **9**, 149 (1984).
- B. I. Fouks, *Semiconductors* **15**, 1679 (1981).
- D. Lemke, J. Wolf, J. Schubert, and M. Patrashin, *Proc. SPIE.* **1946**, 261 (1993).
- J. Schubert, G. Roth, J. Wolf, D. Lemke, and B. I. Fouks, *Proc. SPIE.* **2268**, (1994).
- N. B. Zaletaev, in *Proceedings of the XX Intern. Conference on Photoelectronics* (FGUP NPO Orion, Moscow, May 27–30, 2008).
- L. A. Vinokurov, N. B. Zaletary, V. F. Kocherov, and B. I. Fouks, *Semiconductors* **26**, No. 4 (1992).
- B. Fouks, V. Kocherov, I. Taubkin, et al., *Proc. SPIE.* **2269**, 727 (1994).
- B. I. Fouks, V. F. Kocherov, I. I. Taubkin, et al., *Optical Engineering* **33**, 1485 (1994).