

А. И. ГОМОНОВА, Ю. В. ПОНОМАРЕВ

ВОССТАНОВЛЕНИЕ $P-I-N$ ФОТОДИОДА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЕГО МОЩНЫМ ИМПУЛЬСОМ СВЕТА

Рассмотрен процесс рассасывания подвижных носителей заряда, накопленного в I -области $P-I-N$ фотодиода, после облучения его мощным светом. Предполагается, что процесс восстановления фотодиода происходит при постоянном обратном токе, протекающем через прибор. Полученные результаты позволяют оценить длительность процесса рассасывания носителей при различных интенсивностях освещения, предшествующего этому рассасыванию.

Если фотодиод с $P-I-N$ -структурой облучить мощным импульсом света, то после облучения он на некоторое время теряет свою чувствительность к слабым сигналам. В различных приложениях часто возникает необходимость в регистрации последовательности световых импульсов существенно разной интенсивности. В связи с этим возникает вопрос о времени восстановления чувствительности после облучения $P-I-N$ фотодиода импульсом света большой интенсивности. Это время связано с временем рассасывания носителей, накопленных в центральной слаболегированной области $P-I-N$ фотодиода.

С увеличением интенсивности падающего света внутри I -области $P-I-N$ фотодиода образуется квазинейтральная область с большим количеством избыточных носителей. Размеры этой области увеличиваются при увеличении интенсивности падающего света. После окончания засветки накопленный в квазинейтральной области заряд рассасывается как вследствие рекомбинации, так и за счет вытекания через границы этой области. Процесс рассасывания заряда в $P-I-N$ фотодиодах аналогичен процессам, протекающим в мощных вентильных $P-I-N$ диодах [1, 2].

Восстановление $P-I-N$ фотодиода будем проводить с помощью постоянного обратного тока, протекающего через диод.

Будем полагать, что в $P-I-N$ диоде при отсутствии света выполняется условие «смыкания». Далее считаем, что границы квазинейтральной области при освещении диода мощным импульсом света и стационарное распределение концентрации носителей в этой области при освещении известны.

Задачу восстановления $P-I-N$ диода аналогично работе [1] разбиваем на два этапа. На первом этапе восстановления диода происходит уменьшение концентрации носителей на границах квазиней-

тральной области от стационарных значений (p_a, n_a и p_b, n_b) до их равновесных значений p_c, n_c (рис. 1). На этом этапе дырки перемещаются влево, а электроны — вправо как за счет поля, так и градиента концентрации.

В дальнейшем дырки продолжают поступать на левую границу 1-области из ее середины, а электроны там практически отсутствуют

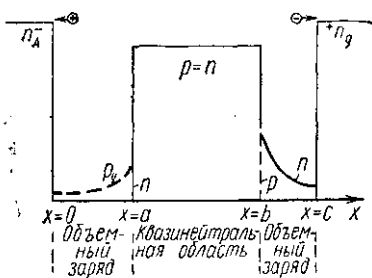


Рис. 1. Убывание концентрации со временем при обратном токе $j=1 \text{ А/см}^2$. Стационарное распределение $T=0$ соответствует $\Phi=10^{19} \text{ В/с}\cdot\text{см}^2$, $p_a=10^{15}=1/\text{см}^3$

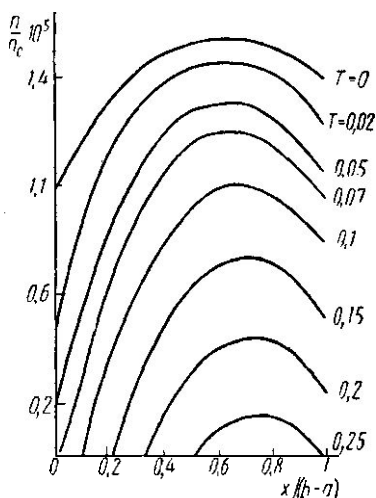


Рис. 2. Схематическое изображение распределения носителей в P-I-N диоде в течение процесса восстановления

поскольку из P -области они поступать не могут, а имеющееся на границе электрическое поле увлекает их вправо.

Таким образом, на левой границе $x \leq a$ концентрация электронов начинает падать в отличие от концентрации дырок, заряд которых остается нескомпенсированным (рис. 2).

Очевидно, в этом случае за левой границей квазинейтральной области ток создается дырками, движущимися в электрическом поле, направленном справа налево. Это поле возникает между объемным зарядом дырок и отрицательно заряженным тонким слоем нескомпенсированных акцепторов на границе сильнолегированной P -области ($x=0$).

Аналогично на правом краю средней области дырки почти полностью отсутствуют, а электроны создают отрицательный объемный заряд. Между отрицательным объемным зарядом и тонким слоем положительно заряженных нескомпенсированных доноров у $x=c$ также существует поле, которое перемещает электроны направо. Таким образом, с обеих сторон квазинейтральной области эти двойные (диффузионные) слои создают значительные электрические поля, поэтому времена пролета носителей будут намного меньше времени жизни τ . Это означает, что границы двойных слоев начнут двигаться навстречу друг другу с некоторой скоростью, т. е. ширина квазинейтральной области уменьшается. Сближение границ происходит до тех пор, пока они не сомкнутся.

Будем считать, что второй этап восстановления начинается с момента времени, когда концентрация на границах квазинейтральной области уменьшается до равновесных значений. Следует отметить, что начало второго этапа для левой и правой границы не будут совпадать (см. рис. 1).

Первый этап восстановления

Изменение концентрации подвижных носителей в квазинейтральной области на первом этапе восстановления описывается известным уравнением

$$L^2 \frac{d^2 n}{dx^2} = n(x, t) + \tau \frac{dn}{dt}, \quad (1)$$

где $L = \sqrt{D\tau}$, $D = \frac{2D_n}{b+1}$ — коэффициент амбиполярной диффузии,

$\bar{b} = \mu_n/\mu_p$. В дальнейшем полагаем $\bar{b} = 3$. В качестве начального условия будем брать стационарное распределение носителей $n(x, 0)$ ¹.

При рассмотрении переходного процесса восстановления мы использовали в качестве параметра значения концентрации n_a на левой границе квазинейтральной области.

Граничные условия с учетом большого уровня инжекции запишутся:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=a} = \frac{j_{06}}{2\mu_p kT} = \frac{j_{06}}{2D_p} = a_n, \quad (3)$$

$$\left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=b} = -\frac{j_{06}}{2D_n} = a_n.$$

Решение уравнения (1) с начальным (2) и граничными условиями (3) имеет вид [3]

$$\begin{aligned} n(x, t) = & La_n \operatorname{sh} x/L - L(a_n - a_n \operatorname{ch}(b-a)/L) \frac{\operatorname{ch} x/L}{\operatorname{sh}(b-a)/L} + \\ & + L/(b-a) \left\{ (\operatorname{ch}(b-a)/L - 1) \left(\frac{n_a - n_b}{\operatorname{sh}(b-a)/L} - a_n L \right) - \right. \\ & \left. - 2(n_c + q\tau)(b-a)/2L + La_n(1 + \bar{b} \operatorname{ch}(b-a)/L) \right\} e^{-\frac{t}{\tau}} + \\ & + 2L/(b-a) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{1 + \frac{\pi^2 n^2 L^2}{(b-a)^2}} \left\{ \frac{n_a}{\operatorname{sh}(b-a)/L} (\operatorname{ch}(b-a)/L - (-1)^n) + \right. \end{aligned}$$

¹ Это стационарное распределение получено при освещении $P-I-N$ фотодиода светом большой интенсивности, которое запишем в следующем виде:

$$\begin{aligned} n(x, 0) = & \left[1 - \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{b-a}{2L} - \frac{x}{L} \right)}{\operatorname{ch} \frac{b-a}{L}} \right] (n_c + g\tau) + \\ & + n_a \frac{\operatorname{sh} \frac{b-a-x}{L}}{\operatorname{ch} \frac{b-a}{L}} + n_b \frac{\operatorname{sh} \frac{x}{L}}{\operatorname{sh} \frac{b-a}{L}}, \quad (2) \end{aligned}$$

n_a, n_b — концентрация носителей у $x=a$ и $x=b$, n_c — равновесная концентрация электронов в I -области, $g = \alpha F e^{-\alpha x}$ — генерация носителей при освещении фотодиода светом. В качестве параметра можно было выбрать либо эффективность фотодиода, либо значение концентрации на одной из границ этой области.

$$\begin{aligned}
& + \left(\frac{n_a}{\text{sh}(b-a)/L} - La_n \right) [(-1)^n \text{ch}(b-a)/L - 1] - \\
& - \left(\frac{n_a}{\text{sh}(b-a)/L} - La_n \right) [(-1)^n \text{ch}(b-a)/L - 1] - \\
& - (n_c + q\tau)(b-a)/2L [1 + (-1)^n] + \\
& + La_n (1 - \bar{b} \text{ch}(b-a)/L (-1)^n) \left. \vphantom{\frac{n_a}{\text{sh}(b-a)/L}} \right\} e^{\left(\frac{n^2 \pi^2 L^2}{(b-a)^2} + 1 \right) \frac{t}{\tau}} \cos \frac{\pi n x}{b-a}. \quad (4)
\end{aligned}$$

На рис. 1 приведено распределение концентрации носителей в квазинейтральной области в различные моменты времени для $n_a = 10^{15}$ 1/см³, $\Phi = 10^{19}$ Ф/см²с, полученное из уравнения (4). Для моментов времени $T = \frac{t}{T} > 0,01$ на левой и $T > 0,25$ на правой границах квазинейтральной области получаются отрицательные значения концентрации, которые не имеют физического смысла и заменялись на рис. 1 нулевыми значениями.

Длительность первого этапа восстановления фотодиода (T_n и T_p) определяется из уравнения (4). Это интервалы времени, за которые концентрации носителей на границах квазинейтральной области достигают своих равновесных значений. Их значения приведены на рис. 3 для различных начальных распределений, определяемых параметрами ρ_a и Φ . Нечетные номера кривых выражают зависимость T_n от параметра $\rho_a = n_a$, четные — аналогичную зависимость для правой границы — T_p .

На рис. 4 приведена зависимость T_n и T_p от величины обратного тока.

Второй этап восстановления

Этот этап начинается с момента времени $T = T_n$. С этого времени уже нельзя на границах $x=a$ и $x=b$ пользоваться условием квазинейтральности $n(x, t) = p(x, t)$. Будем полагать, что плотность обратного тока значительно больше плотности тока, протекающего через $P-I-N$ диод при его облучении мощным импульсом света. Это позволяет пренебречь уменьшением концентрации носителей за счет рекомбинации в квазинейтральной области. Кроме того, будем считать, что внутри этой области концентрация носителей постоянна, а на границе скачком уменьшается до равновесного значения. Тем самым мы считаем, что изменение распределения концентрации во времени локализуется на границах квазинейтральной области.

Поскольку электроны могут выходить из этой области только через ее правую границу, а дырки — через левую, то компоненты плотности тока j_p и j_n на этих границах меняются скачком. Внутри квазинейтральной области компоненты токов постоянны и их отношение равно:

$$\frac{j_p}{j_n} = \frac{\mu_p}{\mu_n}. \quad (5)$$

Учитывая, что прохождение тока через прибор не зависит от координаты ($j_{об} = j_p + j_n$) и используя выражение (5), получим величины скачков тока на границах квазинейтральной области.

На левой границе $x=a$:

$$\Delta j_p = -\Delta j_n = j_{об} \mu_p / (\mu_p + \mu_n). \quad (6)$$

На правой границе $x=b$:

$$\Delta j_n = -\Delta j_p = j_{об} \mu_p / (\mu_n + \mu_p). \quad (6')$$

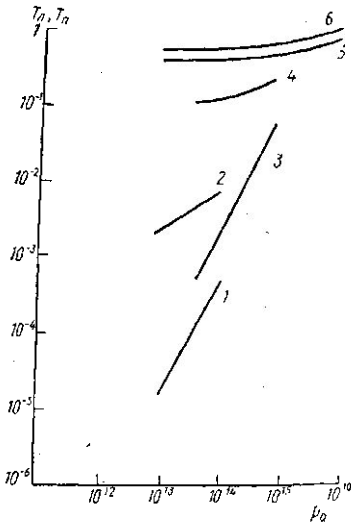


Рис. 3. Значения различных начальных распределений, определяемых параметрами ρ_a и Φ . 1 и 2 — $\Phi=10^{16}$ Ф/с·см², 3 и 4 — $\Phi=10$, 5 и 6 — $\Phi=10^{20}$ при $j_{об}=1$ А/см² для $b-a=100$ мк, $T=t/\tau$

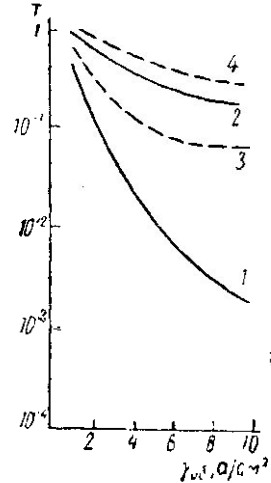


Рис. 4. Зависимость T_n и T_p от величины обратного тока. 1 и 2 — для $n_a=10^{15}$, 3 и 4 — для $n_a=10^{14}$

Через сечение $x=0$ за время δt проходит заряд $\Delta j_p \delta t = \frac{\mu_n \delta t}{\mu_n + \mu_p} j_{об}$. Можно считать, что этот заряд равен $q \bar{p} \delta a$, где \bar{p} — среднее значение концентрации носителей в квазинейтральной области. Из этих соображений можно определить скорость перемещения границ $x=a$ и $x=b$:

$$\frac{\delta a}{\delta t} = \frac{\mu_n j_{об}}{(\mu_n + \mu_p) q \bar{p}}. \quad (7)$$

Аналогично:

$$\frac{\delta b}{\delta t} = \frac{\mu_p j_{об p}}{(\mu_n + \mu_p) q \bar{n}}. \quad (7')$$

Как видно из этих формул, границы квазинейтральной области будут сближаться с разными, но постоянными скоростями.

Для заданных обратных токов и начальных стационарных распределений носителей легко получить значения этих скоростей. Скорости перемещения границ позволяют определить длительность второго этапа восстановления $P-I-N$ фотодиода при известных начальных положениях границ квазинейтральной области

$$\Delta T_{л} = \frac{\Delta a (\mu_p + \mu_n) q \bar{p}}{\mu_n i_{об}} = \frac{4}{3} \frac{\Delta a q \bar{p}}{i_{об}}, \quad (8)$$

$$\Delta T_{п} = \frac{\Delta b (\mu_n + \mu_p) q \bar{n}}{\mu_p i_{об}} = 4 \frac{\Delta a q \bar{n}}{i_{об}},$$

где $\bar{n} = \bar{p}$.

Как видно из формул (7) и (7'), скорость левой границы больше скорости правой в $\mu_n/\mu_p = \bar{b}$ раз. Кроме того, движение левой границы начинается намного раньше правой (см. рис. 1 и 3). Это означает, что для оценки длительности второго этапа выключения достаточно посчитать время движения одной левой границы ($x=a$) до смыкания. На рис. 5 приведена зависимость длительности второго этапа восстановления ($\Delta T_{л}$) для различных начальных распределений носителей в квазинейтральной области и различных обратных токов. Из рисунка видно, что выбранная нами модель будет справедлива для таких потоков и обратных токов, когда длительность второго этапа значительно меньше времени жизни носителей ($\Delta T \ll \tau$). Как показывает сравнение рисунков 3 и 5, длительности первого и второго этапа практически одного порядка, хотя можно выбрать режимы,

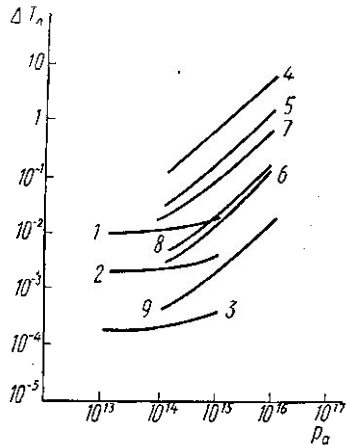


Рис. 5. Зависимость длительности второго этапа выключения от ρ_a ($\omega = 100$ мк) 1, 2, 3 — для $\Phi = 10^{18}$, 4, 5, 6 — для $\Phi = 10^{19}$ и 7, 8, 9 — для $\Phi = 10^{20}$ Ф/с·см²; $i_{об} = 1,5$ А/см²

когда длительностью первого этапа можно пренебречь. Однако делать это нужно осторожно. Увеличение обратного тока существенно уменьшает длительность обоих этапов переключения фотодиода. Увеличивать этот ток можно в разумных пределах, поскольку трудно осуществить реальный генератор тока при наличии $P-I-N$ фотодиода, сопротивление которого может резко возрастать в процессе восстановления. В этом случае необходимо учитывать взаимодействие между параметрами фотодиода и параметрами внешней цепи, которые играют весьма важную роль при восстановлении диода [4].

В предложенной работе мы полагали, что восстановление фотодиода происходит при постоянном обратном токе. Однако результаты расчетов, приведенных на рис. 5, позволяют оценить изменение длительности второго этапа выключения даже в том случае, если обратный ток меняется.

На первом этапе восстановления можно считать, что обратный ток, протекающий через прибор, практически постоянен, так как в 1-области много подвижных носителей и сопротивление диода мало. В конце второго этапа, когда носителей в квазинейтральной области остается мало, условие постоянства обратного тока может не выполняться. В этом случае среднее значение обратного тока позволяет примерно оценить длительность второго этапа по кривым рис. 5.

ЛИТЕРАТУРА

1. Benda H., Spence E. «Proc. of IEEE», 55, 1331, 1967.
2. Tandon J. C., Roulston D. J., Chamberlain S. G. «Solid—State Electronics», 15, 669, 1972.
3. Будак Б. М., Самарский А. А., Тихонов А. Н. Сборник задач по математической физике. М., 1956.
4. Varshney R. C., Roulston D. J. «Solid—State Electronics», 14, 735—745, 1971.

Поступила в редакцию
1.7 1974 г.

Кафедра общей физики
для мехмата
