

06:07

## Импульсные характеристики $n^+ - p$ -переходов на основе $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$

© И.С. Вирт

Дрогобычский государственный педагогический институт им. И.Франко,  
293720 Дрогобыч, Украина

(Поступило в Редакцию 19 февраля 1996 г.)

Исследованы импульсные характеристики  $n^+ - p$ -переходов на основе  $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ . Показано, что при прохождении прямого (обратного) тока форма импульса напряжения на переходе определяется рекомбинацией (генерацией) неравновесных электронов в дырочной области. Увеличение импульса тока вызывает появление электрического поля, которое затягивает электроны в глубь базы, и, вследствие того, что  $n^+ - p$ -переход имеет сложную структуру, изменяется при этом их время жизни.

Импульсные характеристики  $n - p$ -переходов играют существенную роль в формировании быстродействия полупроводниковых фотодиодов. Их быстродействие зависит от различных факторов: легирования базовых областей данного полупроводника, концентрации примесей, емкости перехода, а также степени дефектности приконтактной области [1]. Особое место при этом имеет дефектность, возникающая в процессе технологического изготовления  $n - p$ -перехода. Это существенно для полупроводникового материала  $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$ , в котором при изготовлении  $n - p$ -перехода методом ионной имплантации легко образуются собственные дефекты радиационного типа, как точечные, так и протяженные. Послойная структура  $n - p$ -перехода при этом возникает достаточно сложная [2,3]. Переходные процессы в  $n^+ - p$ -структурах, изготовленных ионной имплантацией, исследовались в [4].

В данной работе исследовались импульсные характеристики  $n^+ - p$ -переходов  $\text{Hg}_{0.8}\text{Cd}_{0.2}\text{Te}$  в зависимости от уровня инжекции.  $n^+$ -область создавалась имплантацией ионов  $B^+$  с энергией 100 кэВ в подложке  $p$ -типа проводимости. Измерения проводились при температуре  $T = 77 \text{ K}$ , при прохождении импульса тока как в прямом, так и в обратном направлениях и регистрировались с помощью осциллографа С8-13. Длительность импульсов подбиралась в пределах  $10^{-5} - 10^{-7} \text{ с}$ .

Осциллограммы напряжения на  $n^+ - p$ -переходе при прямом и обратном смещениях представлены на рис. 1, а, б. На фоне осциллограммы импульс прошедший через образец претерпевает искажение. При прохождении импульса в прямом направлении происходит инжекция неосновных носителей заряда через переход, которые рекомбинируют в базовых областях. Естественно, что при преобладании оже-рекомбинации в данном диапазоне температур после окончания импульса тока время релаксации напряжения определяется более долгоживущими электронами в менее легированной дырочной области полупроводника. Спад импульса имеет на начальном участке линейную временную зависимость, что соответствует высокому уровню инжекции [5]. Это справедливо для урвной инжекции, при которых  $qU \gtrsim kT$  ( $q$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $U$  — падение напряжения на  $n - p$ -переходе). Концентрация

неравновесных электронов в  $p$ -области описывается выражением

$$\Delta n_p = C \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right). \quad (1)$$

В этом случае для высокого уровня инжекции ( $qU/kT \gtrsim 1$ ;  $e^{qU/kT} \gg 1$ ) и

$$\Delta n_p \approx C e^{\frac{qU}{kT}}. \quad (2)$$

С другой стороны, релаксация  $\Delta n_p$  следует закономерности

$$\Delta n_p = C' e^{-\frac{t}{\tau_n}}, \quad (3)$$

где  $C, C'$  — константы,  $\tau_n$  — время жизни неравновесных электронов в  $p$ -области.

Сравнивая (2) и (3), получим, что временная зависимость послеинжекционного напряжения при высоком уровне инжекции имеет вид

$$U(t) = -\frac{kT}{q} \frac{t}{\tau_n}. \quad (4)$$

При больших временах наблюдения линейный спад переходит в экспоненциальный. Переход происходит когда уровень напряжения достигает  $U(t) \lesssim (kT)/q$ . В этом случае в (1)

$$e^{\frac{qU}{kT}} \approx 1 + \frac{qU}{kT}$$

и (4) преобразуется в выражение

$$\ln U(t) = \ln \frac{kT}{q} - \frac{t}{\tau_n}. \quad (5)$$

Спад послеинжекционной эдс в логарифмическом масштабе представлен на рис. 2, а. Время жизни неосновных носителей заряда определялось как на линейном участке по (4), так и на экспоненциальном по (5). При условии  $qU/kT \gg 1$  в области базы возникает тянущее электрическое поле, которое необходимо учитывать в определении  $\tau_n$  при сверхвысоких уровнях инжекции [5]

$$U(t) = \frac{kT}{q} \frac{t}{\tau_n} \frac{2b}{b+1}, \quad (6)$$

где  $b = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок.

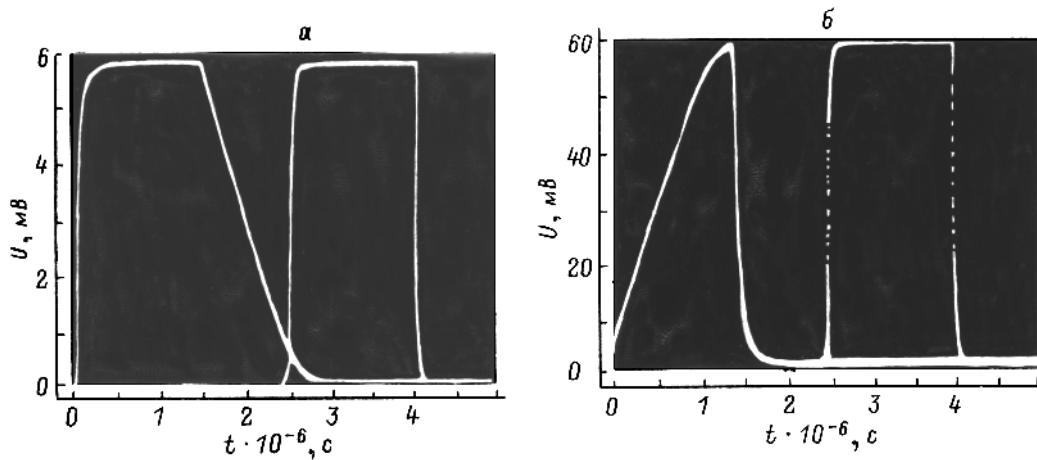


Рис. 1. Осциллограммы напряжения на  $n^+ - p$ -переходе при прямом (а) и обратном (б) прохождении импульса (для сравнения приведена форма входного импульса — прямоугольник).

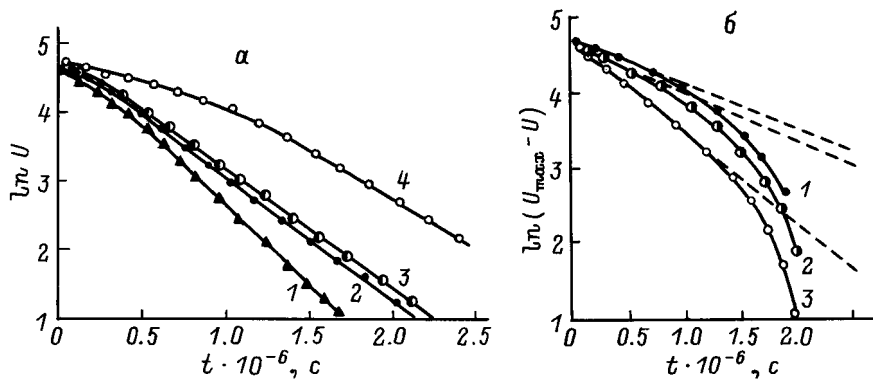


Рис. 2. Временные зависимости напряжения на  $n^+ - p$ -переходе после окончания импульса прямого тока (а) при  $U_{пр} = 3$  (1), 6 (2), 12 (3), 30 мВ (4) и после включения обратного тока (б) при  $U_{обр} = 12$  (1), 60 (2), 300 мВ (3).

Поскольку в соединениях  $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$   $b \gg 1$ , то (6) можно упростить

$$U(t) = \frac{kT}{q} \frac{2t}{\tau_n}. \quad (7)$$

Линейный наклон спада незначительно изменяется со временем, что свидетельствует об несущественности диффузионных процессов, т. е. изменение координатного распределения неосновных носителей заряда определяется в основном их рекомбинацией.

Обратный импульс (при обратном смещении  $n^+ - p$ -перехода) имеет два участка (рис. 1, а): экспоненциальный при малых временах нарастания  $t < \tau_n$  и линейный при временах  $t > \tau_n$ . Фронт нарастания напряжения определяется генерацией электронов в  $p$ -области, спад — максвелловской релаксацией  $\tau_m$  электронов в  $n^+$ -области за время  $\tau_m \ll \tau_n$ . Генерация электронов при малых смещениях ( $qU/kT \ll 1$ ) описывается выражением

$$U(t) = \frac{kT}{q} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}} \right). \quad (8)$$

При достижении величины напряжения  $U(t) \gtrsim (kT)/q$  в выражении (3) для случая генерации

$$\Delta n_p = C' \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}} \right). \quad (9)$$

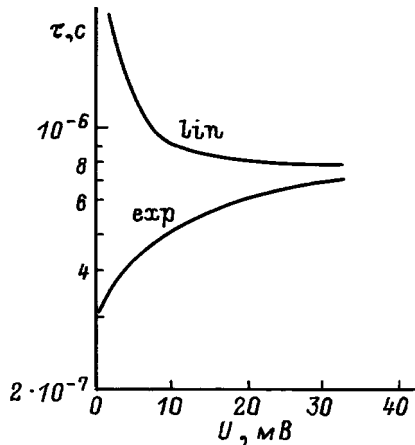
Таким образом, в соответствии с тем, что

$$-\Delta n_p = C \left( e^{-\frac{qU}{kT}} - 1 \right) \quad (10)$$

при данных уровнях смещения

$$U(t) = \frac{kT}{q} \frac{t}{\tau_n}. \quad (11)$$

Кривые нарастания напряжения на  $n^+ - p$ -переходе в логарифмическом масштабе при обратном прохождении импульса представлены на рис. 2, б в координатах  $\ln(U_m - U) - t$ , где  $U_m$  — максимальная величина напряжения. Значения  $\tau_n$ , которые определялись на линейном и экспоненциальном участках, примерно равнялись величинам, определенным из импульсов инжекции. При больших обратных смещениях ( $|U| > 0.3$  В) зависимость фронта нарастания импульса экспоненциальная почти



**Рис. 3.** Зависимости времени жизни электронов от величины импульса инжекции, рассчитанные на линейном (lin) и экспоненциальном (exp) участках послейнжекционного спада.

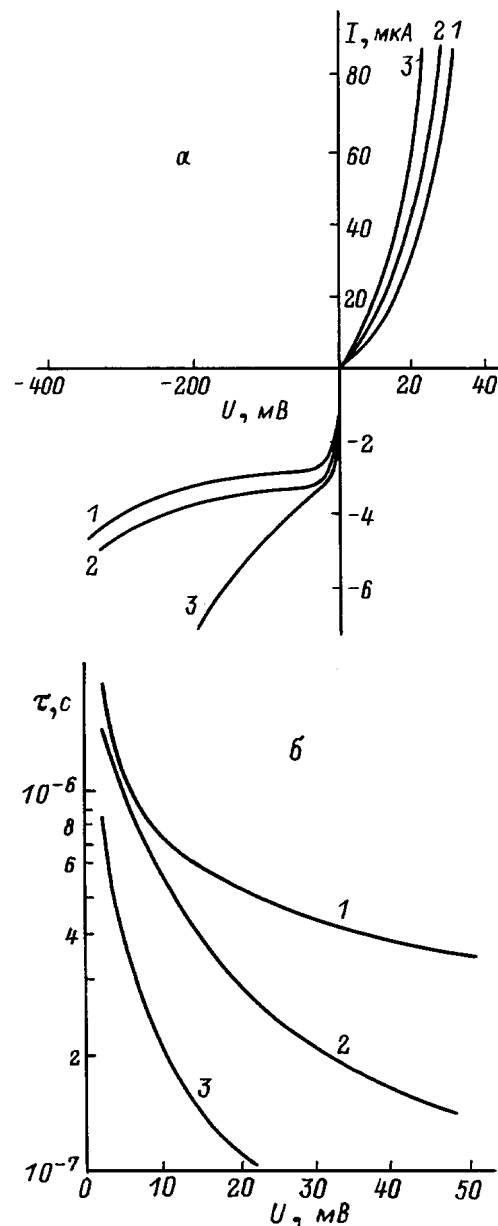
на всем участке. При этих смещениях  $e^{-\frac{qU}{kT}} \ll 1$  и  $\Delta n_p \sim C \sim J_{обр}$ . Поскольку при таких смещениях существует преобладание туннельного тока  $J_{обр} \sim U^3$  [6], то напряжение на  $n^+ - p$ -переходе изменяется по экспоненциальной зависимости

$$U(t) \sim \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}}\right)^{1/3}. \quad (12)$$

Зависимости времени жизни неосновных носителей заряда, которые определены по линейным и экспоненциальным участкам послейнжекционного спада в зависимости от величины импульсов, представлены на рис. 3. При малых уровнях инжекции  $\tau_n$  сильно различаются. Вероятно, данное различие связано с послыным строением  $n^+ - p$ -перехода. При малых ( $qU \ll kT$ ) и высоких ( $qU \gg kT$ ) величинах инжекции можно не учитывать изменения электрического поля в переходе и допустить, что рекомбинация происходит примерно на расстоянии диффузионной длины неравновесных электронов  $L_n$  в  $p$ -области. Заряды рекомбинируют в высокоомной  $n_i$ -области [2,3], размеры которой могут достигать 10 мкм, со временем  $\tau_n \approx 2 \cdot 10^{-6}$  с. При малых уровнях инжекции рекомбинация происходит на сильнодефектной (радиационной природы) границе раздела  $n^+ - n_i$  областей и характеризуется сравнительно низким значением времени жизни электронов  $\tau_n$ .

При сверхвысоких уровнях инжекции необходимо учитывать возникновение электрического поля возникающего из-за высокого градиента концентрации электронов в  $p$ -области. Учет электрического поля состоит в том, что электроны затягиваются в глубь дырочной базы на расстояние  $l = L_n + q\mu_n|\varepsilon|$ ,  $\varepsilon$  — напряженность поля в  $n^+ - p$ -переходе) и при известных характеристиках электронов для данного состава  $x$  составляет сотни микрон. При этом рекомбинация происходит в основном в глубине слабодефектной  $p$ -области, что наблюдается в эксперименте при  $U > 0.15$  В.

Необходимо отметить, что на определение времени жизни неосновных носителей заряда влияет однородность  $n^+ - p$ -перехода. Так, наличие шунтирующих каналов, изменяющее вольт-амперные характеристики перехода, проявляется и на импульсных характеристиках. При наличии таких каналов обратные ветви характеристик можно описать линейной зависимостью с характерным сопротивлением  $R_{ш}$  (рис. 4, а, кривая 3). При инжекции как прохождение, так и рекомбинация электронов происходит в основном на неоднородностях. Соответственно при оже-рекомбинации, которая преобладает в примесной области кристаллов  $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$ , низкоомные участки токопрохождения уменьшают время жизни неосновных носителей заряда (рис. 4, б, кривая 3).



**Рис. 4.** Вольт-амперные характеристики различных (1–3)  $n^+ - p$ -перехода (а) и зависимости их времени релаксации от уровня инжекции (б).

Таким образом, в  $n^+ - p$ -переходах на основе  $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$  прохождение импульса тока связано с рекомбинацией (при прямом прохождении) и с генерацией (при обратном) электронов в дырочной области базы. Зависимость времени релаксации импульса от его величины показывает, что на время жизни неосновных носителей заряда имеет влияние сложная структура  $n^+ - p$ -перехода, а также возникновение электрического поля, связанного с градиентом их концентрации.

Автор благодарен С.В. Белотелову за предоставление экспериментальных образцов.

### Список литературы

- [1] Шевцов Э.А., Белкин М.Е. Фотоприемные устройства волоконно-оптических систем передачи. М.: Радио и связь, 1992. 222 с.
- [2] Белотелов С.В., Иванов-Омский В.И., Ижнин А.И., Смирнов В.А. // ФТП. 1991. Т. 25. Вып. 6. С. 1058–1064.
- [3] Spears D.L. // Lasers and Electron. Conf. Proc. Arlando Fla. New York, 1989. P. 113–116.
- [4] Андрухив М.Г., Белотелов С.В., Вирт И.С. // ФТП. 1993. Т. 27. Вып. 11/12. С. 1863–1866.
- [5] Носов Ю.Р. Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме. М.: Наука, 1968. 264 с.
- [6] Rogalski A., Piotrowski Y. // Prog. Quant. Electr. 1988. Vol. 12. N 2–3. P. 87–289.