

Исследование поверхностных состояний методом поверхностной фотоЭДС

Подшивалов В.Н. (podcsivalov@zelnet.ru)

ЗАО "МикроНаноТехнологии", Зеленоград, Москва, Россия

В работах [1,2,3] приведены результаты экспериментального исследования зависимости формы сигнала фотоЭДС, возникающей на барьерном переходе поверхность – объем полупроводника (ПФЭ) при облучении полупроводника прямоугольными импульсами ИК-излучения от интенсивности и длины волны этого излучения. Было показано, что использование синхронного детектора для определения параметров ПФЭ при определении диффузионной длины неосновных носителей заряда неадекватно, поскольку приводит к неконтролируемой погрешности, связанной с зависимостью выходного сигнала с синхронного детектора от формы импульса ПФЭ, поступающего на вход этого детектора через емкостную связь. Для определения параметров ПФЭ (как квазистационарного значения, так и параметров релаксационных процессов, связанных с возникновением и исчезновением ПФЭ) было предложено использовать прямое цифровое осциллографирование сигнала ПФЭ. Такая процедура позволяет корректно определить диффузионную длину неосновных носителей заряда и поверхностный потенциал. В настоящей работе показано, что анализ задних фронтов импульсов ПФЭ, параметры которых определяются с помощью цифрового осциллографа, позволяет определить также и параметры поверхностных состояний (ПС) [4,5].

Методическая часть

Рассмотрим процессы, происходящие при облучении поверхности полупроводника прямоугольным импульсом ИК-излучения, энергия кванта которого достаточна для генерации пары электрон-дырка, а длительность – для достижения квазистационарного значения ПФЭ.

Энергетические диаграммы барьерного перехода поверхность – объем полупроводника для полупроводника n-типа и обедненного поверхностного слоя приведена на рис. 1. На этом рисунке E – энергия, q – заряд электрона, x – поперечная координата, V_k – барьерная разность потенциалов, V_0 – квазистационарное значение ПФЭ, E_c , E_v – границы зоны проводимости и валентной зоны, F – уровень Ферми, F_e – квазиуровень Ферми для электронов, F_h – квазиуровень Ферми для дырок. Поверхностные состояния (ПС) обозначены темными кружками. Если ПС находится ниже уровня Ферми или квазиуровня Ферми для электронов, то оно захватывает электрон (знак " – " слева). Если ПС находится ниже квазиуровня Ферми для электронов, но выше квазиуровня Ферми для дырок, то электрон, находящийся на этом ПС, захватывает неравновесную дырку (знак " – " слева, знак " + " справа).

Диаграмма "а" соответствует равновесному состоянию, "б" – квазистационарному неравновесному состоянию, когда электромагнитное излучение генерирует фотоЭДС величиной V_0 , "в" – режиму насыщения, когда зоны спрямлены и квазистационарное значение ПФЭ имеет максимальное значение, не зависящее от интенсивности излучения.

При включении излучения (на рис. 3 переход от диаграммы "а" к диаграмме "б" или "в") в объеме полупроводника происходит генерация неравновесных носителей заряда и их диффузия; в приповерхностном слое под действием электрического поля барьерного перехода имеет место дрейф неравновесных дырок. Происходит связывание неравновесных дырок электронами, находящимися на ПС, которые лежат выше квазиуровня F_h . Это приводит к снижению потенциального барьера перехода и возникновению поверхностной фотоЭДС. С другой стороны часть тех ПС, которые в равновесном состоянии находились выше уровня Ферми, оказывается

ниже квазиуровня F_e и захватывает электроны; эти электроны также связывают неравновесные дырки.

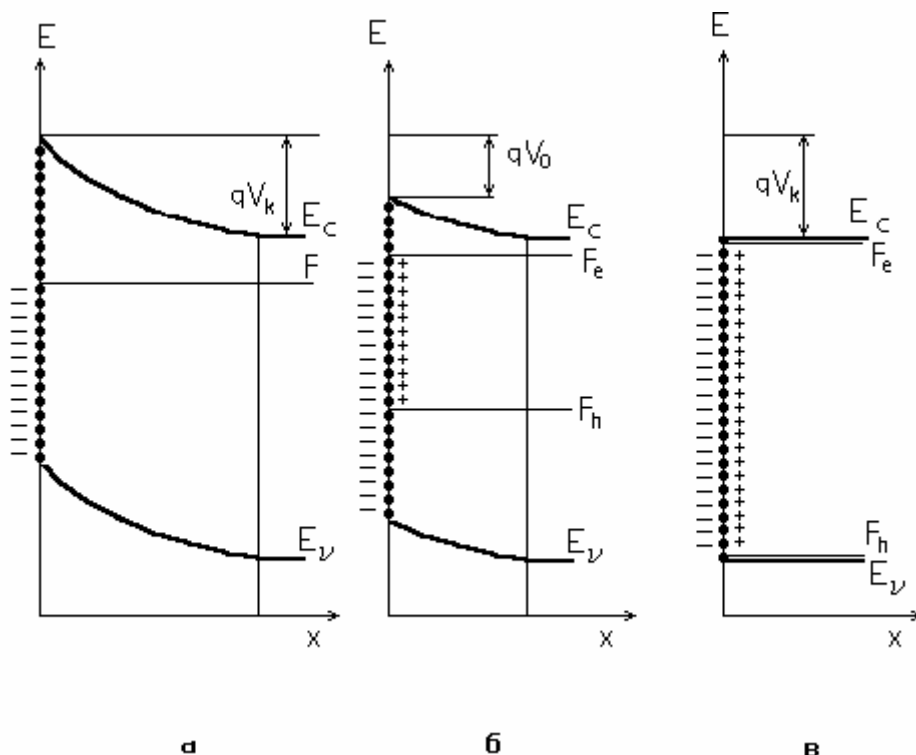


Рис. 1. Энергетические диаграммы барьерного перехода поверхность – объем полупроводника.

Таким образом, происходят два процесса: первый – нейтрализация отрицательно заряженных ПС неравновесными дырками, и второй – захват электронов нейтральными ПС, находившимися до включения излучения выше уровня Ферми F и их последующая нейтрализация неравновесными дырками. В первом процессе участвуют ПС, оказавшиеся в неравновесном состоянии выше уровня F_h и ниже уровня F_e . Во втором – те ПС, которые в равновесном состоянии до включения излучения находились выше уровня Ферми F . Отметим, что эти процессы направлены противоположно – первый на уменьшение поверхностного потенциала (увеличение ПФЭ), а второй – на его увеличение.

По окончании импульса излучения (на рис.1 переход от диаграммы "б" к диаграмме "а") происходит рассасывание неравновесных носителей заряда. При этом все дырки, которые были связаны электронами, находившимися на ПС, лежавшими в квазистационарном неравновесном состоянии между уровнями F_h и F_e , уходят в объем полупроводника. Помимо этого, происходит еще один процесс – опустошение от электронов ПС, которые в равновесном состоянии оказываются выше уровня Ферми F .

Далее будем рассматривать только такие ПС, перезарядка которых происходит с постоянной времени большей 20 мкс и меньшей постоянной времени входной цепи.

При проведении расчетов будем считать, что в стационарном или квазистационарном состоянии все ПС, лежащие ниже уровня Ферми или квазиуровня для электронов, заполнены электронами, а все, лежащие выше, – свободны. Аналогично, все ПС, лежащие выше квазиуровня для дырок, заполнены парами электрон – дырка, а все, лежащие ниже – свободны от неравновесных дырок.

Информацию о ПС можно получить, если произвести с помощью цифрового осциллографа запись сигналов ПФЭ при пошаговом изменении интенсивности импульсов излучения от нуля до уровня насыщения и вычислить зависимости приращений задних фронтов импульсов ПФЭ от времени для каждого шага. Это пошаговое изменение интенсивности излучения приводит к

пошаговому изменению квазистационарного значения ПФЭ и к соответствующему изменению квазиуровней Ферми для дырок F_h и электронов F_e . Анализ зависимостей приращений задних фронтов импульсов ПФЭ от времени позволяет определить параметры релаксационных процессов, связанных с перезарядкой ПС. Далее будем считать, что при достаточно малых шагах изменения интенсивности и, соответственно, малых изменениях F_h и F_e эти приращения описываются экспоненциальными зависимостями.

Рассмотрим процессы перезарядки ПС при уменьшении ПФЭ от значения $V_i + \frac{1}{2}\Delta V_i$ до $V_i - \frac{1}{2}\Delta V_i$. Соответствующие энергетические диаграммы приведены на рис.2.

Через F_{ei} и F_{hi} обозначим квазиуровни Ферми, соответствующие значению ПФЭ V_i . Расстояние между квазиуровнем F_{ei} и уровнем Ферми определяется соотношением [6]

$$\exp[\beta(F - F_{ei})] = \delta \cdot \lambda + 1. \quad (1)$$

Расстояние между уровнем Ферми и квазиуровнем F_{hi} определяется соотношением

$$\exp[\beta(F_{hi} - F)] = \delta \cdot \lambda^{-1} + 1. \quad (2)$$

В (1), (2)

$$\begin{aligned} \beta &= q/kT, \\ \lambda &= (p_0/n_0)^{1/2} = p_0/n_i = n_i/n_0, \\ \delta &= \Delta n/n_i = \Delta p/n_i, \end{aligned}$$

n_0, p_0 – полные объемные концентрации электронов и дырок в условиях термодинамического равновесия, n_i – равновесная концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике, $\Delta n = \Delta p$ – избыточные концентрации носителей заряда в объеме полупроводника за пределами приповерхностной области пространственного заряда.

Уровень Ферми определяется соотношением

$$F = E_c - kT \cdot \ln(N_c/n), \quad (3)$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

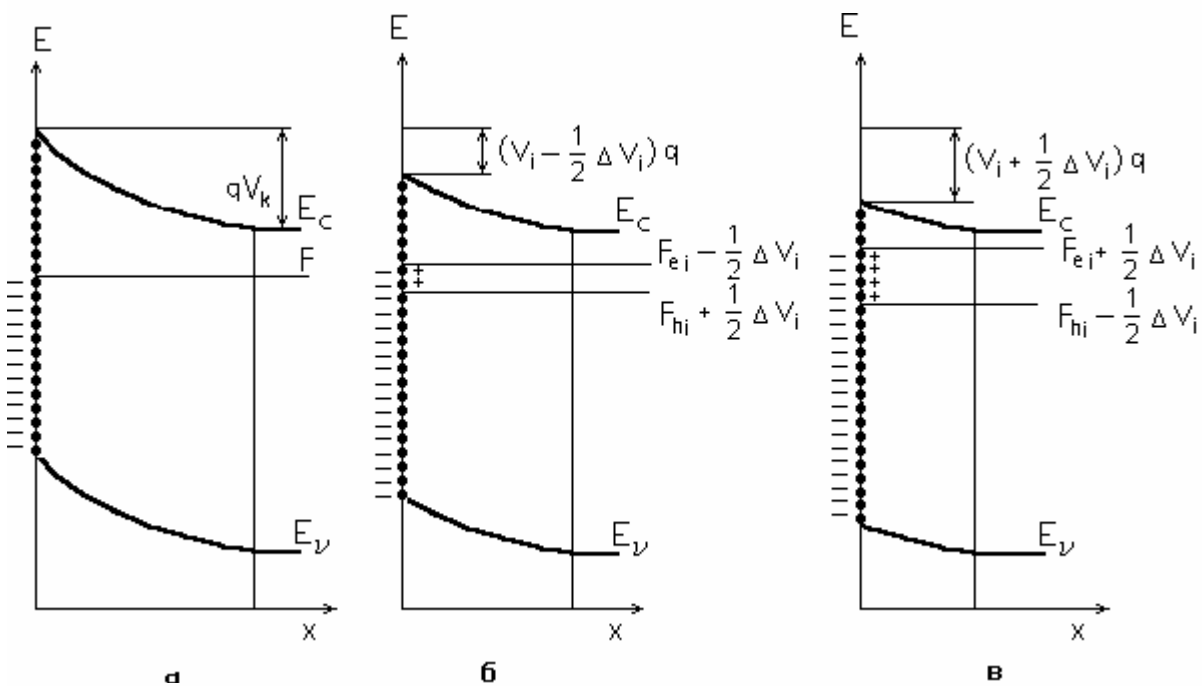


Рис. 2. Энергетические диаграммы, соответствующие равновесному состоянию – "а", значению ПФЭ $(V_i - \frac{1}{2}\Delta V_i)$ – "б" и значению ПФЭ $(V_i + \frac{1}{2}\Delta V_i)$ – "в".

Безразмерный уровень инжекции δ в первом приближении может быть определен из соотношения, определяющего изменение поверхностного потенциала, обусловленное присутствием избыточных носителей [6]:

$$\lambda \cdot [\exp(-\beta V_k) - 1] + \lambda^{-1} [\exp(\beta V_k) - 1] + (\lambda - \lambda^{-1}) \cdot \beta V_k =$$

$$= (\lambda + \delta) \cdot \{ \exp[-\beta(V_k - V_i)] - 1 \} + (\lambda^{-1} + \delta) \cdot [\exp\beta(V_k - V_i) - 1] + (\lambda - \lambda^{-1}) \cdot \beta(V_k - V_i). \quad (4)$$

Соотношение (4) получено из условия сохранения заряда на поверхности полупроводника при его облучении без учета заряда на ПС, которые в равновесном состоянии находятся выше уровня Ферми.

Отметим, что уровень инжекции может быть определен и по интенсивности ИКизлучения.

Расстояние между квазиуровнем F_{hi} и краем валентной зоны на внешней границе полупроводника ($x = 0$) определяется соотношением

$$\Delta E_{hi} = [E_g - kT \cdot \ln(N_c/n)] - q(V_k - V_i) - (1/\beta) \cdot \ln(\delta \cdot \lambda^{-1} + 1), \quad (5)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны.

Расстояние между квазиуровнем F_{ei} и краем зоны проводимости на внешней границе полупроводника ($x = 0$) определяется соотношением

$$\Delta E_{ei} = [q(V_k - V_i) - (1/\beta) \cdot \ln(\delta \cdot \lambda + 1) + kT \cdot \ln(N_c/n)]. \quad (6)$$

Уменьшение ПФЭ от $(V_i + \frac{1}{2}\Delta V_i)$ до $(V_i - \frac{1}{2}\Delta V_i)$ соответствует переходу от диаграммы "в" к диаграмме "б". При этом происходит перезарядка ПС, лежащих в диапазонах энергии $F_{hi} \pm \frac{1}{2}q\Delta V_i$ и $F_{ei} \pm \frac{1}{2}q\Delta V_i$.

В диапазоне $F_{hi} \pm \frac{1}{2}\Delta V_i$ происходит уход заряженных дырок. Обозначим через τ_{hhi} постоянную времени этого релаксационного процесса, а через A_{hhi} – амплитуду этого процесса.

Постоянная времени τ_{hhi} определяется энергией ΔE_{hi} и усредненным сечением захвата σ_{hhi} :

$$1/\tau_{hhi} = \sigma_{hhi} \cdot v_h \cdot T^2 N_v \exp(-\Delta E_{hi}/kT), \quad (5)$$

где v_h – средняя тепловая скорость дырок, N_v – эффективная плотность состояний в валентной зоне, k – постоянная Больцмана, T – температура.

Амплитуда процесса A_{hhi} равна

$$A_{hhi} = q \cdot N_{hhi} \cdot \Delta V_i / C_{si}. \quad (6)$$

Здесь N_{hhi} – плотность ПС, соответствующая энергии ΔE_{hi} , C_{si} – дифференциальная емкость слоя поверхностного заряда (отнесенная к единице площади), соответствующая поверхностному потенциалу $V_k - V_i$. Величина этой емкости в первом приближении определяется соотношением [5]:

$$C_{si} := q \cdot n_i \cdot \beta \cdot L_D \cdot \left| \frac{(\lambda^{-1} + \delta) \cdot e^{Y_{si}} - [(\lambda + \delta) \cdot e^{-Y_{si}}] + (\lambda - \lambda^{-1})}{2 \cdot F_0} \right|, \quad (7)$$

где

$$Y_{si} = \beta \cdot (V_k - V_i),$$

$$F_0 := \sqrt{(\delta + \lambda) \cdot (e^{-Y_{si}} - 1) + (\delta + \lambda^{-1}) \cdot (e^{Y_{si}} - 1) + (\lambda - \lambda^{-1}) \cdot Y_{si}},$$

$$L_D := \left(\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot k \cdot \frac{2T}{q^2 \cdot n_i} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Соотношение (7), также как и соотношение (4) получено без учета заряда на ПС.

В диапазоне $F_{ei} \pm \frac{1}{2}q\Delta V_i$ имеет место уход неравновесных дырок и уход электронов с ПС, оказавшихся выше квазиуровня Ферми для электронов. При оценке параметров ПС будем считать, что изменение поверхностного потенциала, обусловленное этими процессами, определяется соотношением:

$$\Delta V_{ei} = A_{ei} [\exp(-t/\tau_{hei}) - \exp(-t/\tau_{ei})]. \quad (8)$$

Постоянная времени τ_{hei} определяется энергией $(E_g - \Delta E_{ei})$ и усредненным сечением захвата σ_{hei} :

$$1/\tau_{hei} = \sigma_{hei} \cdot v_h \cdot T^2 N_v \exp[-(E_g - \Delta E_{ei})/kT] . \quad (9)$$

Постоянная времени τ_{ei} определяется энергией ΔE_{ei} и усредненным сечением захвата σ_{ei}

$$1/\tau_{ei} = \sigma_{ei} \cdot v_e \cdot T^2 N_c \exp(-\Delta E_{ei}/kT), \quad (10)$$

где v_e - средняя тепловая скорость электронов, N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Амплитуда процесса A_{ei} равна

$$A_{ei} = q \cdot N_{ei} \cdot \Delta V_i / C_{si} . \quad (11)$$

Здесь N_{ei} - плотность ПС, соответствующая энергии ΔE_{ei} .

Для определения параметров ПС (распределений по энергии и по сечениям захвата) необходимо разбить интервал энергии от E_c до qV_k на достаточно узкие интервалы и определить для каждого интервала амплитуды и постоянные экспонент релаксационных процессов перезарядки ПС, лежащих в каждом из этих интервалов. Для этой цели необходимо произвести запись сигналов ПФЭ при различной интенсивности импульса излучения, изменяющейся от нуля до уровня насыщения. Далее необходимо вычислить зависимости приращений заднего фронта импульса от времени, разложить эти зависимости на сумму экспонент и рассчитать параметры ПС в первом приближении, используя соотношения (1) – (11).

При необходимости могут быть получены и более высокие приближения. Для определения уровня инжекции δ в каждом последующем приближении вместо соотношения (4) следует использовать соотношение:

$$\lambda \cdot [\exp(-\beta V_k) - 1] + \lambda^{-1} [\exp(\beta V_k) - 1] + (\lambda - \lambda^{-1}) \cdot \beta V_k = (\lambda + \delta) \cdot \{ \exp[-\beta(V_k - V_i)] - 1 \} + (\lambda^{-1} + \delta) \cdot [\exp \beta(V_k - V_i) - 1] + (\lambda - \lambda^{-1}) \cdot \beta(V_k - V_i) - q \Delta V_i \cdot N_{ei} , \quad (4')$$

а для определения дифференциальной емкости C_{si} :

$$C_{si} := q \cdot n_i \cdot \beta \cdot L_D \cdot \left| \frac{(\lambda^{-1} + \delta) \cdot e^{Y_{si}} - [(\lambda + \delta) \cdot e^{-Y_{si}}] + (\lambda - \lambda^{-1})}{2 \cdot F_0} \right| + q \cdot N_{ei} . \quad (7')$$

В (4') и (7') N_{ei} – значение плотности ПС, полученное в предыдущем приближении.

Результаты экспериментального исследования ПС кремния n-типа

Ниже приведены результаты исследования шайбы кремния КЭФ 4.5 (кремний n-типа с удельным сопротивлением 4.5 Ом·см) диаметром 100 мм и толщиной 700 мкм. Какой-либо химической обработки поверхности шайбы не производилось.

Измерения проводились на модернизированной установке АГУ-1 [7]. Модернизация состояла в использовании более мощного источника излучения – лазерного светодиода мощностью ~200 мВт и длиной волны 0.87 мкм. Диаметр облучаемой области составлял ~3 мм. Постоянная времени измерительной цепи равнялась 0.3 с, а частота единичного усиления – 10 МГц. На рис.3 показаны записи сигнала ПФЭ при длительности импульса излучения 1 мс. Видно, что форма импульса существенно зависит от интенсивности излучения. При ее увеличении крутизна, как переднего, так и заднего фронтов увеличивается, что свидетельствует об увеличении вклада более быстрых релаксационных процессов. При насыщении вершина импульса имеет спад ~10%, близкий к экспоненциальному. Этот спад обусловлен генерацией фотоЭДС на обратной стороне шайбы, которая включена навстречу фотоЭДС лицевой стороны.

В связи с этим при расчетах численное значение сигнала на заднем фронте следует увеличить на 20%.

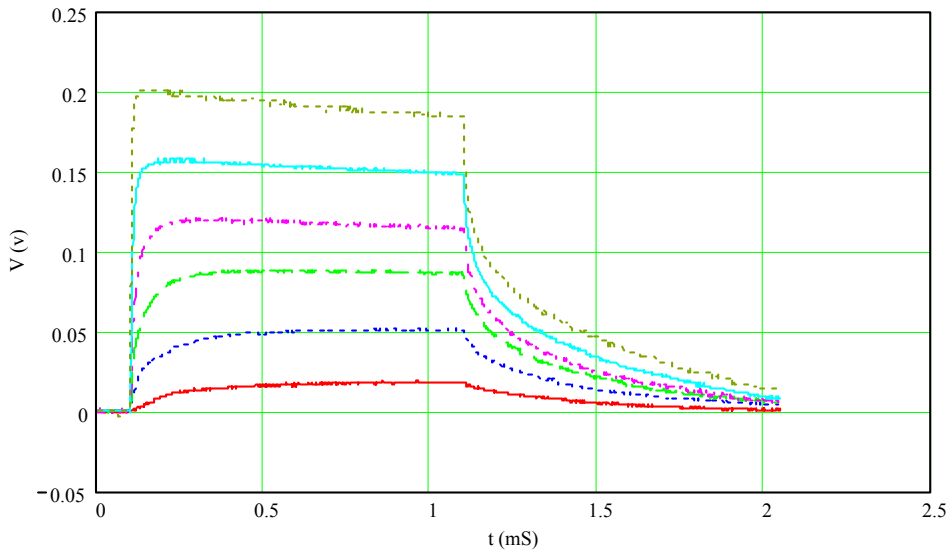


Рис. 5. Графики сигнала ПФЭ

На фиг. 7 приведены графики приращений заднего фронта ПФЭ при увеличении амплитуды сигнала от 0 до ~20 мВ – непрерывная линия, от 20 до 30 мВ – мелкий пунктир, от 30 до 40 мВ – крупный пунктир; на фиг. 8 такие же графики при увеличении амплитуды сигнала от 70 до 80 мВ – непрерывная линия, от 80 до 90 мВ – мелкий пунктир, от 90 до 100 мВ – крупный пунктир.

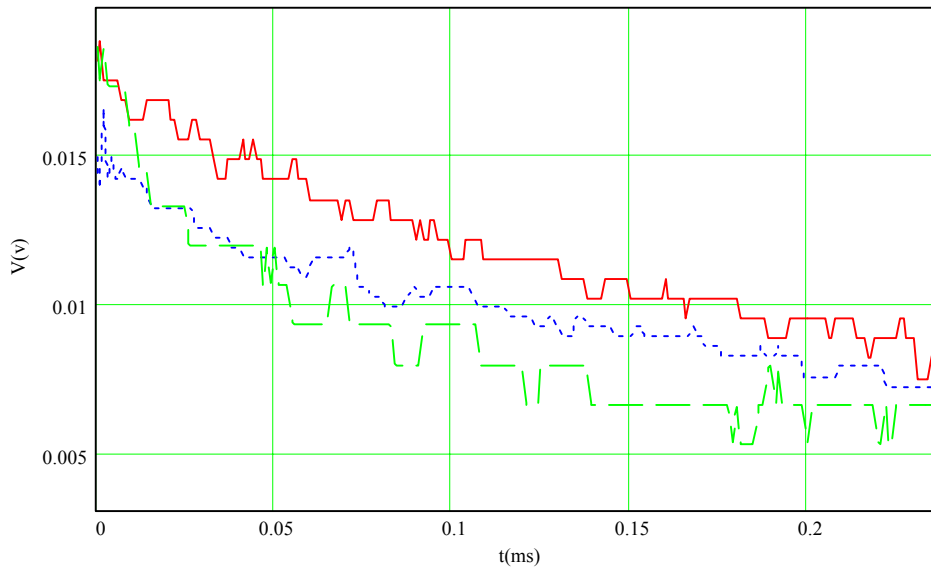


Рис.7. Графики приращений заднего фронта сигнала ПФЭ при увеличении амплитуды сигнала от 20 мВ до 40 мВ.

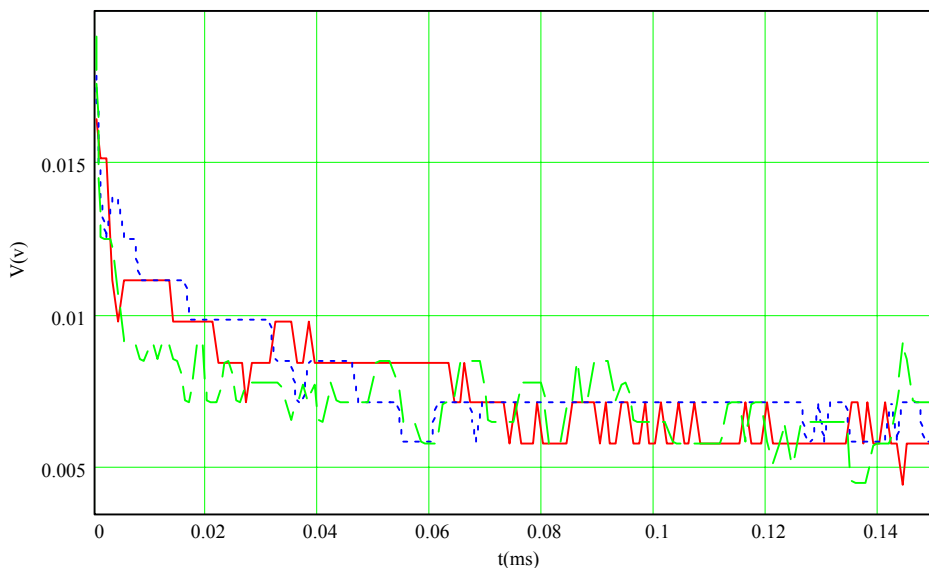


Рис. 8. Графики приращений заднего фронта сигнала ПФЭ при увеличении амплитуды сигнала от 70 мВ до 100 мВ.

Математическая обработка результатов измерений состояла в разложении графиков приращений заднего фронта сигнала ПФЭ на экспоненты по стандартной программе нелинейной регрессии и расчете параметров ПС по соотношениям (1) – (11).

Результаты расчетов приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры ПС.

| U_0 мВ | A_0 мВ | τ_0 мс | ΔE_h , эВ | A_1 мВ | $N_1 \cdot 10^{-13}$ см ⁻² | τ_1 мс | $\sigma_1 \cdot 10^{19}$ см ² | ΔE_e , эВ | $A_{2,3}$ мВ | $N_{2,3} \cdot 10^{-13}$ см ⁻² | τ_2 мс | $\sigma_2 \cdot 10^8$ см ² | τ_3 мс | $\sigma_2 \cdot 10^{19}$ см ² |
|-------------|-------------|----------------|----------------------|-------------|--|----------------|---|----------------------|-----------------|--|----------------|--|----------------|---|
| 8.75 | 2.22 | 0.024 | 0.3 | 18.8 | 4.7 | 0.36 | 17 | 0.26 | - | - | - | - | - | - |
| 25 | 11.3 | 0.01 | 0.27 | 6.73 | 2 | 1.88 | 1 | 0.24 | 9.61 | 2.8 | 0.2 | 1.6 | 0.009 | 20 |
| 49 | 6 | 0.011 | 0.24 | 13.2 | 3 | 0.04 | 15 | 0.22 | 12 | 2.7 | 0.29 | 2.4 | 0.023 | 3.6 |
| 71 | 6.8 | 0.011 | 0.21 | 17 | 3.3 | 0.03 | 1.1 | 0.2 | 13 | 2.5 | 0.34 | 4.5 | 0.022 | 1.74 |
| 92 | 6.5 | 0.004 | 0.19 | 16.8 | 3.5 | 0.08 | 6.2 | 0.18 | 8.9 | 1.9 | 0.56 | 5.9 | 0.082 | 0.22 |
| 114 | - | - | 0.17 | 9.6 | 2.2 | 0.28 | 0.14 | 0.15 | - | - | - | - | - | - |
| 127 | 14.4 | 0.007 | 0.15 | 10.4 | 2.3 | 0.14 | 0.13 | 0.14 | - | - | - | - | - | - |
| 146 | 7 | 0.023 | 0.13 | 9 | 2.1 | 0.65 | 0.013 | 0.12 | - | - | - | - | - | - |
| 167 | 8 | 0.012 | 0.11 | 10.6 | 2.6 | 0.57 | 0.007 | 0.1 | - | - | - | - | - | - |
| 190 | 12 | 0.003 | 0.09 | 9.1 | 2.1 | 0.65 | 0.003 | 0.07 | - | - | - | - | - | - |
| 212 | 11 | 0.004 | 0.06 | 14 | 4 | 0.82 | 0.0007 | 0.04 | - | - | - | - | - | - |

В этой таблице U_0 – середина диапазона конечных значений сигнала ПФЭ, для которого производился расчет; A_0 и τ_0 , – амплитуды и постоянные времени наиболее быстрых релаксационных процессов. $A_1, A_{2,3}, \tau_1, \tau_2, \tau_3$ – амплитуды и постоянные времени более медленных процессов; ΔE_h и ΔE_e – расстояния от квазиуровней Ферми до границ запрещенной зоны, соответствующие U_0 ; σ_1, N_1 – сечения захвата неравновесных дырок и значения плотности ПС, соответствующие энергии ΔE_h ; σ_2 , – сечения захвата неравновесных дырок, соответствующие энергии $E_g - \Delta E_e$; σ_3 – сечения захвата электронов, соответствующие энергии ΔE_e ; $N_{2,3}$ – значения плотности ПС, соответствующие энергии ΔE_e .

Отметим, что релаксационных процессов с постоянной времени меньше 2 мкс не наблюдалось. Это указывает на то, что амплитуды быстрых релаксационных процессов, связанных с ЭДС Дембера, и сама эта ЭДС пренебрежимо малы.

Полученные в результате расчетов параметры релаксационных процессов могут быть разделены на четыре группы.

В "нулевую" группу входят процессы со сравнительно небольшой постоянной времени от 2 до ~20 мкс. Это дает основания связать их с рассасыванием неравновесных носителей заряда и перезарядкой "быстрых" ПС.

В первую группу входят процессы, связанные с захватом неравновесных дырок с энергией близкой к квазиуровню Ферми для дырок. Эти процессы имеют положительную полярность (совпадающую с полярностью изменения ПФЭ) и сечения захвата от $\sim 2 \cdot 10^{-18}$ до $\sim 10^{-22}$ см².

Во вторую группу входят релаксационные процессы, связанные с захватом неравновесных дырок с энергией близкой к квазиуровню Ферми для электронов. Эти процессы также имеют положительную полярность. Сечения захвата от $\sim 2 \cdot 10^{-8}$ до $\sim 6 \cdot 10^{-8}$ см².

При уменьшении интенсивности излучения неравновесные дырки уходят от ПС, соответствующих релаксационным процессам первой и второй групп.

Релаксационные процессы третьей группы имеют отрицательную полярность и связаны с перезарядкой ПС, находящихся вблизи квазиуровня Ферми для электронов. При уменьшении интенсивности излучения эти ПС захватывают электроны. Сечения захвата лежат в диапазоне от $\sim 2 \cdot 10^{-18}$ до $\sim 2 \cdot 10^{-20}$ см².

Релаксационные процессы второй и третьей групп имеют равные амплитуды.

Отметим, что параметры ПС, связанных с релаксационными процессами второй и третьей групп, имеют оценочный характер, поскольку соотношение (8), использовавшееся при расчете этих параметров, не имеет достаточного обоснования.

Заключение

В настоящей работе приведена процедура определения параметров ПС из анализа зависимости параметров релаксационных процессов спада ПФЭ.

Достоинством предлагаемой процедуры является то, что она является бесконтактной, не требует каких-либо дополнительных технологических операций и сравнительно проста. Использование процедуры перспективно при входном, межоперационном и выходном контроле полупроводниковых материалов в производственных условиях.

Вместе с тем, безусловно, необходима более строгая теоретическая проработка вопросов кинетики перезарядки ПС.

Целесообразны и дальнейшие экспериментальные исследования и сопоставление их с результатами, полученными другими (прежде всего C-V) методами.

Литература

1. Подшивалов В.Н. Об измерении диффузионной длины неосновных носителей заряда методом стационарной поверхностной фото-ЭДС. Тезисы докладов четвертой российской конференции с международным участием по физике, материаловедению и физико-химическим основам технологий получения легированных кристаллов кремния и приборных структур на их основе (Кремний 2007). 03 июля – 06 июля 2007г. Государственный технологический университет «Московский институт стали и сплавов», Москва, 2007. Стр.299.
2. Подшивалов В.Н. Бесконтактный контроль полупроводниковых структур и пластин методом импульсной поверхностной фото-ЭДС. Там же, стр. 301.
3. Подшивалов В.Н. "Бесконтактный контроль электрофизических параметров полупроводниковых структур и пластин методом поверхностной фотоЭДС". Электронный журнал "Исследовано в России", 51, стр. 579-587, 2008 г. <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2008/051.pdf>.

4. Подшивалов В.Н., Макеев В.В. Способ определения электрофизических параметров полупроводников. Патент РФ №2330300, опубликован 27.07.2008 Бюл. №21.
5. Подшивалов В.Н. Исследование поверхностных состояний методом поверхностной фотоЭДС. Тезисы докладов V международной конференции и IV школы молодых ученых и специалистов по актуальным проблемам физики, материаловедения, технологии и диагностики кремния, нанометровых структур и приборов на его основе "КРЕМНИЙ-2008". Черногловка, 1 – 4 июля 2008г.
6. Ржанов А.В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М.: «Наука», 1971, 480 с.
7. Горнев Е.С., Кравченко Л.Н., Подшивалов В.Н. Международная академия информатизации, Труды отделения микроэлектроники и информации, вып. 2, стр. 321 – 325. Москва, Зеленоград, НПК "Научный центр", 1997.