

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ФОТОПРИЕМНИКОВ В ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКЕ С ВЫСОКИМ УРОВНЕМ ОПТИЧЕСКОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

Хайдаров З.¹, Хайдаров Б.З.²

¹Ферганский государственный университет

²Ферганский политехнический институт

E-mail адрес: zokir_nursuh@mail.ru

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе рассматриваются теоретические основы при разработке фотоприемников для газоразрядной ячейки. Анализируется время жизни равновесных и неравновесных носителей, а также примесная фотопроводимость при высоком уровне оптического возбуждения.

Расчетным путем показана, что с возрастания интенсивности света примесная фотопроводимость увеличивается во всех указанных областях интенсивности освещения, причем при очень больших интенсивностях освещения примесная фотопроводимость стремится к предельному значению, равному равновесной. Также показано, что уменьшение времени жизни на свету в области слабого заполнения, то есть, когда уровень Ферми значительно выше эмиттерного уровня, непосредственно связано с увеличением темпа оптической генерации. Его можно интерпретировать как время жизни электрона на эмиттерном уровне относительно его взаимодействия с потоком интенсивности фотонов. Указанный процесс определяет темп установления стационарного состояния в случае очень сильного оптического возбуждения. Однако, время жизни в темноте относительно слабо зависит от интенсивности света.

Ключевые слова: газоразрядная ячейка, время жизни носителей, оптическая генерация, примесная фотопроводимость, высокий уровень оптического возбуждения, оптимальное легирование.

ABSTRACT

In this paper, we consider the theoretical foundations for the development of photodetectors for a gas discharge cell. The lifetime of equilibrium and nonequilibrium carriers is analyzed, as well as impurity photoconductivity at a high level of optical excitation.

It is shown by calculation that with increasing light intensity, the impurity photoconductivity increases in all indicated areas of illumination intensity, and at

very high illumination intensities the impurity photoconductivity tend to a limiting value equal to the equilibrium one. It is also that the decrease in the lifetime in the light in the region of low filling, that is, when the Fermi level is much higher than the emitter level, is directly related to an increase in the rate of optical generation. It can be interpreted as the lifetime of an electron at the emitter level relative to its interaction with the photon intensity flux. This process determines the rate at which the steady state is established in the case of very strong optical excitation. However, the lifetime in the dark is relatively weakly dependent on the light intensity.

Keywords: gas discharge cell, carrier lifetime, optical generation, impurity photoconductivity, high level of optical excitation, optimal doping.

Газоразрядная ячейка нашла достаточно широкое применение при оптической фоторегистрации, в частности, пространственно-временной диагностике лазерных излучений и тепловых полей различных объектов в области инфракрасных (ИК) излучений [1-3]. Однако использование фотоэлектродов в газоразрядной ячейке с малой величиной удельной проводимости, меньше, чем 10^7 Ом·см [4-6] и при высоком уровне оптического возбуждения является затруднительной задачей в ИК-фотографировании. Отсутствия теоретических предпосылок для анализа фотопроводимости с временем жизни равновесных и неравновесных носителей, а также концентрации фотоносителей при высоком уровне оптического возбуждения с примесных уровней делает ее более сложной при разработке фотоприемников для газоразрядной ячейки. Кроме того, что в любом случае необходимо обеспечить температурный интервал для создания условий фотоэлектрического гистерезиса с высокой разрешающей способностью и высокой чувствительностью фотографического процесса [7, 8].

В настоящей работе приводятся результаты теоретических расчетов для анализа времени жизни и стационарной примесной фотопроводимости при высоком уровне оптического возбуждения.

Стационарное время жизни τ_L избыточной концентрации носителей Δn (электронов), возбужденных в зону проводимости светом с интенсивностью J с примесных уровней, имеющих концентрацию M и энергию E_M , выражается формулой [9]

$$\frac{1}{\tau_L} = \gamma \left(N_{cM} + \frac{MN_{cM}}{N_{cM} + n_0} + n_0 + \Delta n \right) + qJ, \quad (1)$$

где n_0 – равновесная концентрация электронов проводимости, $N_{cM} = N_c \exp(E_M/kT)$, N_c – плотность состояний в зоне проводимости, γ – коэффициент

рекомбинации, E_M – энергия ионизации электронов, T – термодинамическая температура.

Величина τ_L является и характеристическим временем нарастания фотопроводимости при включении освещения. Спад после выключения света идет с постоянного времени τ_d

$$\frac{1}{\tau_d} = \gamma \left(N_{cM} + \frac{MN_{cM}}{N_{cM} + n_0} + n_0 + \Delta n_0 \right). \quad (2)$$

Стационарная концентрация определяется выражением

$$\Delta n = \frac{1}{2} \left(N_{cM} + \frac{MN_{cM}}{N_{cM} + n_0} + \frac{qJ}{\gamma} \right) \sqrt{\left[1 + \frac{4Mn_0 qJ}{N_{cM} + n_0} \right] / \left[\gamma \left(N_{cM} + \frac{MN_{cM}}{N_{cM} + n_0} + n_0 + \frac{qJ}{\gamma} \right)^2 \right]}. \quad (3)$$

С помощью (1), (2) и (3) уравнений можно построить зависимости: стационарного времени жизни τ_L , релаксационного времени спада после выключения света τ_d и стационарной концентрации носителей Δn от равновесной концентрации электронов n_0 (определяющей положение уровня Ферми) при различных значениях интенсивности оптического возбуждения J .

На рис. 1 приведены результаты расчета зависимости стационарной концентрации носителей (примесной фотопроводимости) от положения уровня Ферми при различных значениях интенсивности оптического возбуждения J , на рис. 2 – стационарного времени жизни от положения уровня Ферми, а на рис. 3 – релаксационного времени от положения уровня Ферми. В этих рисунках можно выделить три характерные области изменения Δn , τ_L и τ_d : 1) область слабого заполнения уровней M (в данном примере $n_0 \leq 10^8 \text{ см}^{-3}$); 2) область «среднего» заполнения уровней M ($10^8 \leq n_0 \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$); 3) область сильного заполнения уровней M ($n_0 \geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$). По мере возрастания интенсивности света Δn увеличивается во всех

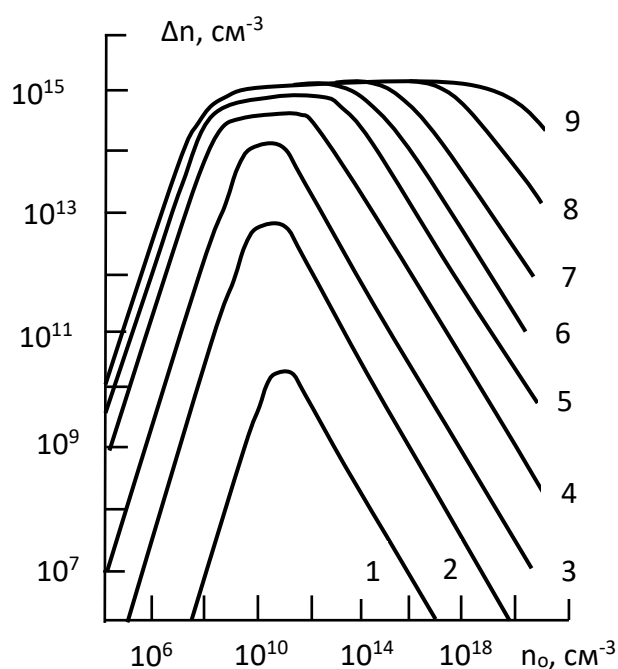


Рис. 1. Зависимость примесной фотопроводимости от положения уровня Ферми при разных значениях интенсивности возбуждающего света J , фотон/(см²·с): 1 – 10^{13} , 2 – 10^{15} , 3 – 10^{17} , 4 – 10^{19} , 5 – 10^{20} , 6 – 10^{21} , 7 – 10^{22} , 8 – 10^{24} , 9 – 10^{26} . Значения расчетных параметров: $M = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{cM} = 10^{-9} \text{ см}^{-3}$, $\nu = 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$, $\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$.

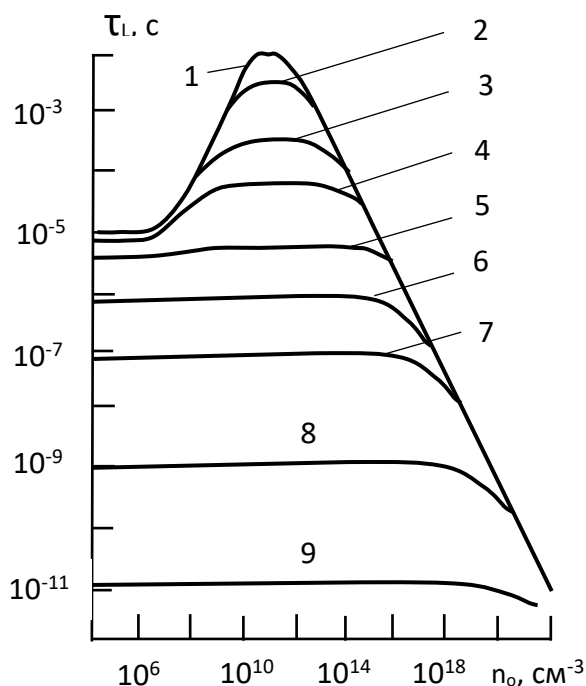


Рис. 2. Зависимость стационарного времени жизни от положения уровня Ферми для различных значений интенсивности оптического возбуждения. Значения расчетных параметров такие же как на рис. 1.

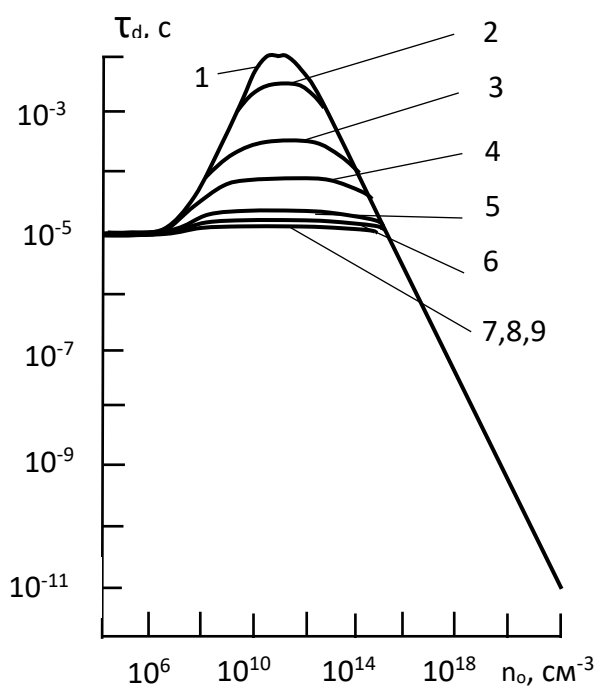


Рис. 3. Зависимость релаксационного времени спада после выключения света от положения уровня Ферми для различных значений интенсивности оптического возбуждения. Значения расчетных параметров такие же как на рис. 1

указанных областях, причем при очень больших интенсивностях освещения примесная фотопроводимость стремится к предельному значению, равному равновесной концентрации электронов на примесных уровнях M . Вершина кривой $\Delta n(n_0)$ становится несимметричной и пологой относительно положения максимума при низком уровне возбуждения. С ростом интенсивности “полка” удлиняется в сторону больших равновесных концентраций. Она определяется координатой

$$n_{0(\max)} = \sqrt{MN_{CM} - N_{CM}^2}, \quad (4)$$

при этом уровень Ферми понижается в сторону потолка валентной зоны. Зависимость $\tau_L(n_0)$ по формуле (1) дает представление о характере изменения стационарного времени жизни при высоком уровне возбуждения с изменением положения уровня Ферми. Уменьшение времени жизни τ_L в области слабого заполнения, то есть, когда уровень Ферми значительно выше эмиттерного уровня, непосредственно связано с последним членом суммы в формуле (1), $\tau_L \approx 1/(qJ)$. Его можно интерпретировать как время жизни электрона на эмиттерном уровне относительно его взаимодействия с потоком фотонов интенсивности J . Указанный процесс определяет темп установления

стационарного состояния в случае очень сильного оптического возбуждения. В отличие от этого быстрого процесса обмена электронов между зоной и примесными уровнями после выключения освещения, как видно из уравнения (2), рекомбинация, то есть τ_d относительно слабо зависит от интенсивности света. В этом случае рекомбинация может изменяться только за счет уменьшения неравновесного заполнения и возрастания концентрации электронов в зоне проводимости. Пределы и того, и другого (генерационный и рекомбинационный) процессов ограничены либо концентрацией уровней M , либо равновесным их заполнением, то есть $\Delta n \approx n_0$, поэтому релаксация спада в темноте относительно слабо изменяется с интенсивности освещения.

Для отдельных участков равновесного заполнения могут быть записаны следующие приближенные выражения.

1. Малое заполнение ($N_{cM} > n_0$)

$$\Delta n \approx \frac{qJ}{\gamma M + qJ} \frac{M n_0}{N_{cM} + n_0}, \tau_L \approx \frac{1}{\gamma M + qJ}, \tau_d \approx \frac{1}{\gamma M}.$$

2. В области «среднего» заполнения

$$\Delta n \approx \frac{qJ M n_0 (N_{cM} + n_0)}{N_{cM} M + qJ (N_{cM} + n_0)}, \tau_L \approx \frac{N_{cM} + n_0}{\gamma [N_{cM} M + qJ (N_{cM} + n_0)]}, \tau_d \approx \frac{N_{cM} + n_0}{\gamma M N_{cM}}.$$

3. При полном заполнении и высокой равновесной концентрации

$$\Delta n \approx \frac{qM J}{\gamma n_0 + qJ} \frac{n_0}{N_{cM} + n_0}, \tau_L \approx \frac{1}{\gamma n_0 + qJ}, \tau_d \approx \frac{1}{\gamma n_0}.$$

REFERENCES

1. Ш.С. Касымов, Л.Г. Парицкий. Патент России № 479071. Устройство для получения изображений // Опубликовано в Б.И., №28, 1975 г.
2. Ю.А. Астров, В.В. Егоров, Ш.С. Касымов, В.М. Муругов, Л.Г. Парицкий, С.М. Рывкин, Ю.М. Шереметьев. Новое фотографическое устройство для исследования характеристик лазерного ИК излучения // Квантовая электроника, 1977, Т.4, №8, ст. 1681-1685.
3. Ю.А. Астров, В.Б. Шуман, А.Н. Лодыгин, Л.М. Порцель, А.Н. Махова. Разработка фотоприемников для преобразователей изображений: легирование кремния селеном из газовой фазы // Физика и техника полупроводников, 2008. Vol. 42(4). Ст. 457-462.
4. L.G. Paritskii, Z. Khaidarov, O. Mukhamadiev, O. Dadabaev. Spatial stabilization of the current in a semiconductor-gas discharge system // Fiz. Tekh. Poluprovodn. 1993. №27 (11-12). P. 2011-2018.
5. Х.Т. Йулдашев, Б.З. Хайдаров, Ш.С. Касымов. Исследование фотоэлектрические и фотографические характеристики полупроводниковой

фотографической системы ионизационного типа // Физическая инженерия поверхности. 2015. №2. Ст. 141-147.

6. Х.Т. Йулдашев, Ш.С. Касымов, З. Хайдаров. Фотопреобразователь ИК-изображений со сверхтонкой газоразрядной ячейкой и люминофором // Прикладная физика. 2016. №2. Ст. 94-99.

7. З. Хайдаров, Х.Т. Йулдашев. Новый фотографический эффект в сверхтонкой газоразрядной ячейке с полупроводниковым электродом // Прикладная физика. 2016. №5. Ст. 75-81.

8. З. Хайдаров, К.З. Хайдарова, Х.Т. Йулдашев. Высокочувствительная полупроводниковая ионизационная фотографическая камера для инфракрасного диапазона // Прикладная физика. 2017. №1. Ст. 65-70.

9. С.М. Рывкин. // Фотоэлектрические явления в полупроводниках. – М.: Наука. 1963.